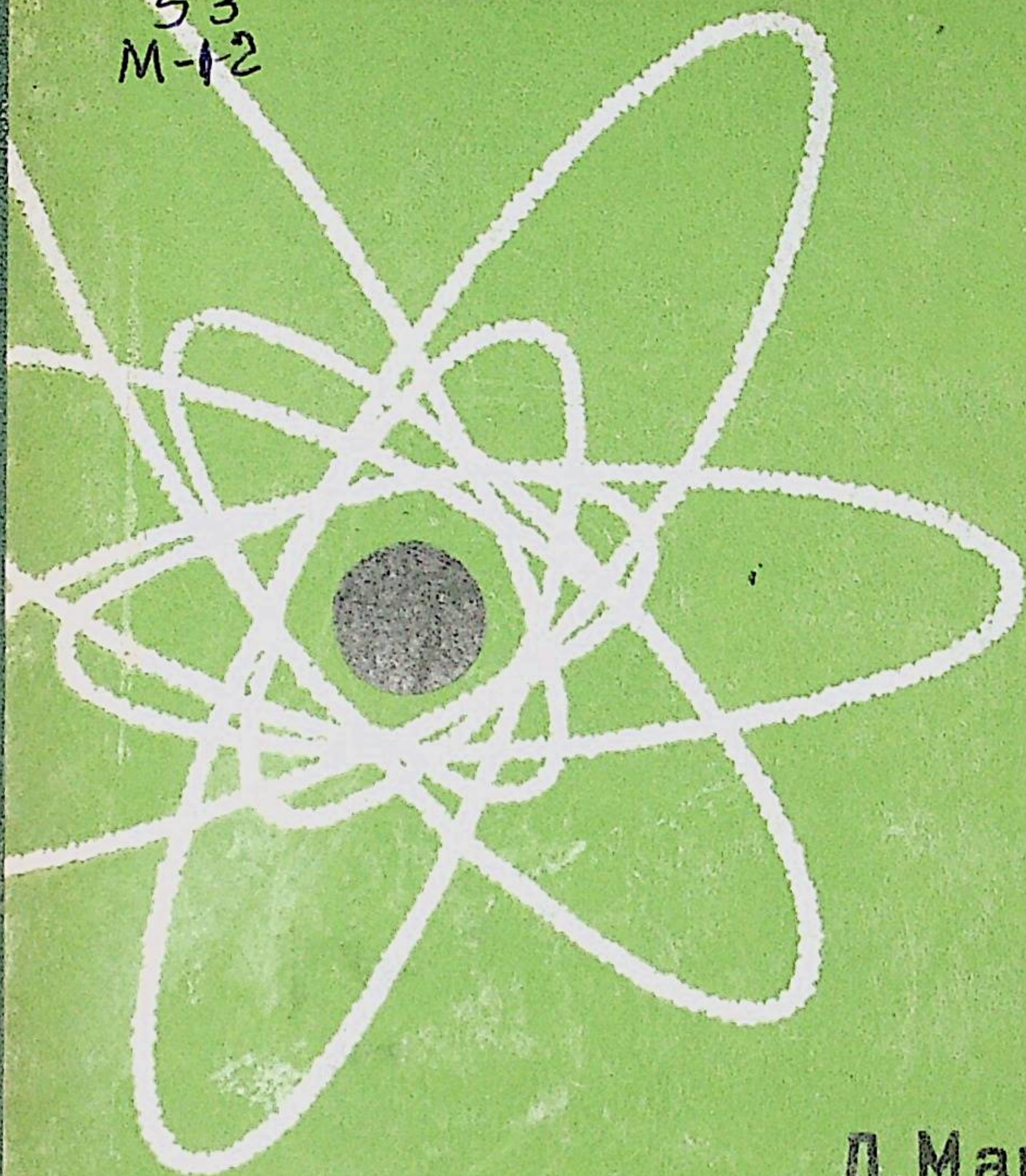


Кырг.  
53  
М-1-2



Д. Мамбетов

**ЭЛЕМЕНТАРДЫК  
ЯДРОЛУК  
ФИЗИКА**



Д. М. МАМБЕТОВ

ЭЛЕМЕНТАРДЫК  
ЯДРОЛУК  
ФИЗИКА

„МЕКТЕП“ БАСМАСЫ  
ФРУНЗЕ 1970



### БАШКЫ СӨЗ

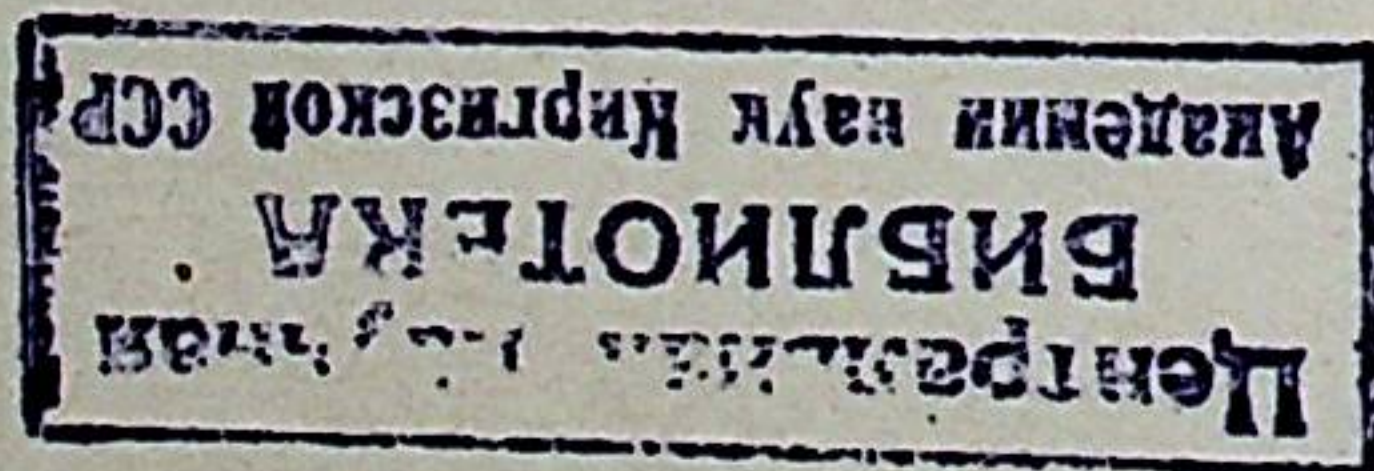
Бул китепте азыркы кезде дүркүрөп өнүгүп бара жаткан физика илиминин бир бөлүгү — ядро физикасынын негизги маселелери баяндалат. Анда жаратылыштагы радиоактивдүүлүк кубулушу ачылгандан тартып атомдук электростанциялар курулганга чейинки ядро физикасынын өнүгүшү — заттардын түзүлүшү жөнүндөгү айрым маселелердин коюлушу жана алардын чечилиши кеңири жана жетишээрлик жөнөкөй тил менен берилген. Китептин аяккы главасында атом энергиясынын жана радиоактивдүү изотоптордун эл чарбасын өнүктүрүү үчүн колдонулушу кыскача баяндалган.

Китеп негизинен республикабыздагы педагогикалык институттардын жана университеттин студенттерине арналып, аларга кошумча окуу китеп катарында түзүлгөн. Бирок аны орто мектептин жогорку класстарынын физиканын маселелерине кызыккан окуучуларына жана физика мугалимдерине да сунуш кылууга болот. Ошондой эле, анын айрым маселелери физика илимин окушкан жана анын жетишкендиктерин өздөрүнүн практикалык иштеринде колдонушкан, мисалы, радиоизотоптор, айыл чарба жана медицина институттары менен техникумдарынын студенттерине да пайдалуу болушу мүмкүн, ал эми китептин стили андагы айрым маселелерди өзүнчө окууга мүмкүнчүлүк берет.

Атомдордун жана ядролордун түзүлүштөрү жөнүндөгү жалпы маалыматтар, элементардык бөлүкчөлөр, радиоактивдүүлүк кубулушу, жылдыздардын энергиясынын булактары, ядролук ички энергияны бошотуп алуу, ядролук энергияны жана радиоактивдүү изотопторду практикалык максаттарга колдонуу ж. б. өндүү маселелер физика илиминин жетишкендиктери менен кызыгышкан жана физика боюнча орто мектептин көлөмүндө тааныштыгы бар окуучуларга да кызыктуу болушу ыктымал.

Д. Мамбетов.

412777



### § 1. КИРИШҮҮ. ЯДРО ФИЗИКАСЫНЫН ӨНҮГҮШҮНДӨГҮ НЕГИЗГИ ЭТАПТАРДЫН КЫСКАЧА ТАРЫХЫЙ БАЯНДАМАСЫ.

Ядро физикасынын акыркы 30 жылдын ичиндеги практикалык тармактагы таң калаарлык жетишкендиктери, ал физикалык илимдердин эң керектүү жана кеңири бөлүгүнө айлангандыгынын натыйжасы болуп эсептелет. Өзүнүн аты эле көрсөткөндөй ядро физикасы атомдун ядросундагы жүрүп жаткан кубулуштарды, өз ара аракеттерин жана өзгөрүлүштөрүн окуп-үйрөнүүчү илим.

Ядро физикасын окуп-үйрөнүүдөн мурун, заттардын атомдук структурасы жөнүндөгү азыркы түшүнүктөрдү, атомдордун өздөрүнүн түзүлүшүн жана «атомдун ядросу» дегенде эмнени түшүнө тургандыгыбызды өзүбүз жакшыраак ажырата билүүбүз керек. Ошондуктан, адегенде, азыркы эксперименталдык маалыматтарга негизделген заттардын түзүлүшү жөнүндө аз да болсо айта кетелик.

Дүйнөдөгү, айланабыздагы заттардын бардыгы салыштырмалуу көп эмес сандагы атомдордун түрлөрүнөн түзүлүшкөн. Кээ бир заттар бир эле түрдөгү атомдордон түзүлүшкөн. Бул заттар химиялык элементтер делип аталышат, мисалы, темир, жез, алтын ж. б. Заттардын көпчүлүгү татаал болушат да, ар түрдүү атомдордон түзүлүшкөн; бул заттардагы атомдор өз ара белгилүү түрдөгү группаларга биригишкен; бул группалар молекулалар деп аталышат. Ал эми молекулалардан турган заттар химиялык бирикмелер же жөн эле бирикмелер деп аталышат. Кээ бир молекулалардын түзүлүшү эң эле жөнөкөй, мисалы, суунун молекуласы ( $H_2O$ ) же акиташтын молекуласы ( $CaCO_3$ ). Ал эми көпчүлүк молекулалар, айрыкча тирүү организмдердин составына кирген углероддун бирикмелеринин молекулалары өтө татаал. Жөнөкөй эле химиялык кийлигишүүлөрдүн натыйжасында бул бирикмелерди аларды түзгөн элементтерге, б. а. молекулаларды атомдорго ажыратууга болот. Бул



учурларда бардык химиялык өзгөрүштөрдө (заттардын касиеттери канчалык өзгөрбөсүн), атомдор эч бир өзгөрүүсүз калышкандыгын көрүүгө болот. Демек, мындан химиялык элементти анын мүнөздүү атомдору молекулаларында болгон гана заттардан алууга болот дегендик келип чыгат. Ошондуктан, алтынды же темирди алардын бирикмелеринен гана, б. а. алтындын же темирдин атомдору болгон заттардан гана алууга болот. Ал эми ал химиктер муну түшүнүшпөстөн темирди алтынга айландырууга аракет кылышкан. Тескерисинче, заттар, жалпы айтканда алардын молекулаларын түзүү үчүн керек болгон элементтердин атомдорунан жасалып алынышы мүмкүн. Керектүү органикалык бирикмелердин көпчүлүк бөлүгү углероддон, водороддон жана кислороддон гана турат. Бул заттардын бардыгы жалпысынан алганда көмүр менен суудан эле жасалышы мүмкүн, бирок, жасалуу технологиясы көпчүлүк учурда татаал жана белгисиз. Бул эки учурлардын ортосунда ушинтип принципалдуу айырма бар. Бензинди, боёкторду же резинаны өтө жөнөкөй заттардан эле химиялык жол менен жасап алууга болот. Ал эми жөнөкөй заттарды, мисалы, металлдардын көпчүлүгүн, алардын атомдору мурунтадан бар болгон заттардан (кендерден) гана алууга болот.

Химиктер үчүн атомдор материянын эң кичине бөлүкчөлөрү болуп эсептелинет. Азыркы кезде 104 элемент белгилүү болгондуктан, химиктер ушунча эле атомдордун түрлөрүн айырмалашат. Бирок, бардык мезгилде ар түрдүү атомдордун ортосунда кандайдыр бир жакынчылыктын, окшоштуктун бардыгы сезилип келген, мисалы, ар кайсы атомдордун массалары көпчүлүк учурларда водород атомунун массасына бүтүн сан катышында боло тургандыгы жөнүндөгү факт эчак эле белгилүү болгон. Жана да бири-бирине байланышпаган баштапкы элементтер жөнүндөгү түшүнүк ишенимсиздей сезилген. Окумуштуулардын ой жүгүртүүсү боюнча заттар эң эле аз сандагы негизги элементтерден түзүлүшү керек деген корутунду келип чыккан. Мындай көз караш байыркы грек философторунун кээ бирлеринде (Демокрит, Фалес) да болгон. Физиктер эчактан бери эле атомдун «бөлүнбөстүгүнө» карабастан, анын структурасын үйрөнүү жөнүндө эксперименталдык жолдорду табуу үчүн тырышып келишкен. Бул максат үчүн атомдор аркылуу өтүп кете ала турган, эң тез кыймылдаган майда бөлүкчөлөр жарактуу болуп чыккан. Адегенде катод нурларын түзгөн тез электрондорду пайдаланышкан. Алар-

дын жардамы менен, Ленард атомдун ичиндеги зат бир тектүү болуп бөлүнбөстөн, эң эле кичине көлөмдө жайланышын, атомдун көлөмү дээрлик бош экендигин аныктаган.

Бирок, кийинчерээк атомдун түзүлүшүн изилдөө үчүн жаратылыштагы радиоактивдүү элементтер чыгарган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдү (гелий атомунун эки эселенген иону) пайдаланышкан. Гейгер менен Марсдендин  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн жардамы менен жүргүзгөн тажрыйбаларынын негизинде, Резерфорд азыркы кездеги кабыл алынган атомдун түзүлүшүн айткан: атом электрондордон түзүлгөн эң жеңил кабыкчалардан жана ортосундагы оң заряддалган ядродон түзүлгөн. Диаметри атомдун диаметринин жүз миңден бир бөлүгүнө барабар экендигине карабастан, атомдун бардык массасы ядрого топтошулган. Ядролук материянын тыгыздыгы бир куб сантиметрге бир нече миллиард грамм туура келгендей өтө чоң болот. Демек, төөнөгүчтүн башындай болгон ядролук зат чоң согуш кораблинчелик оор боло алар эле.

Ядронун электрдик заряды атомдук кабыкчалардагы электрондордун санын, демек, ушул кабыкчалардын касиетин аныктайт. Ушинтип ядронун заряды атомдун бардык химиялык касиетин мүнөздөйт. Молекуланын түзүлүшү ядрого тийбестен, атомдук кабыкчага гана таасир кылат. Химиялык бирикме ажыраган кезде, ядро өзүнүн электрдик зарядынын аракети менен, берилген элементке тиешелүү болгон атомдук кабыкчаны кайрадан түзөт. Демек, атомдун ядросу заттын негизги составдык бөлүгү болуп саналат. Химиялык аракеттер ядролорго эч бир таасир кыла алышпайт, атомдук кабыкчалар өз ара аракеттенишкен кезде ядролор бири-биринен алда канча алыс турушат.

Ядролордун ортосундагы реакцияларды пайда кылыш үчүн, аларды бири-бирине тийишкендей кылып жакындата турган методдорду колдонуу керек. Мындай реакциялар учурунда элементтердин өздөрүнүн өзгөрүштөрүн күтүүгө болот. Демек, атомдор эң майда бөлүкчөлөр боло алышпайт, себеби алар биринен бирине айланыша алышат. Эки ядрону бири-бирине тийиштирүү үчүн аларга эң чоң кинетикалык энергияны берүү керек, себеби алардын арасында эң чоң электростатикалык түртүлүү күчтөрү бар. Салмактары  $10^{-24}$ г болгон эки эң эле жеңил ядролор тийишкен кезде эле, алардын ар бирине бир нече килограммдар чамасындагы күчтөр аракет этет. Ушинтип, бири-бирине тийишүү



моментиндеги бул күчтөр, ал ядролорго жердин бетинде аракет кылуучу тартылуу күчтөргө караганда  $10^{27}$  эсе чоң. Бул түртүлүү күчтөргө салыштырганда ядро атомдук кабыкча аркылуу өткөн кездеги пайда болгон күчтөр эч бир ролду ойнобойт. Каршы аракет кылуучу күчтөрдүн мындай абдан чоңдугуна карабастан, экинчи бир ядрого тийишкендей кылып, жеңил атомдордун ядролоруна ушундай чоң кинетикалык энергияны лабораторияда берүүнү азыркы кезде физиктер жакшы билишет. Бул учурларда ядролор бир-бири менен реакцияга келе тургандыгын тажрыйбалар көрсөтөт. Бул учурларда кээде белгилүү болгон башка ядролор пайда болот, бирок, көпчүлүк учуларда жаратылышта учуратылбай турган жаңы ядролор пайда болот. Мындай ядролук реакцияларды жана алардын продукцияларын изилдөө ядро физикасынын эң маанилүү маселелеринин бири болуп эсептелет.

Азыркы кезде мындай ядролук реакциялардын жардамы менен бир элементти экинчи элементке айландырууга болот, мисалы, сымаптан алтынды жасап алуунун ядролук реакциялары белгилүү. Бирок, ядролук реакцияларды чоң масштабда жүргүзүү үчүн абдан көп энергия жана кымбат аппаратура талап кылынат, ошондуктан мындай жасалма жол менен пайда кылынган жаңы элементтер макроскопиялык санда болбойт (жасалма жол менен алынуучу алтын жаратылыштагы алтындан кымбатка түшөөрлүгүн айта кетүү жетиштүү).

Өткөн кылымдын акыркы жылдарында электр атомдук структурага ээ болот деген ишенүүчүлүк пайда болгон эле. Мындан көп убакыт өтпөй эле электрдин элементардык бөлүгү (порция) болгон электрондор атомдордун составына кире тургандыгы далилденди; алар электролиттердеги атомдорго же молекулаларга жабышканда терс иондорду түзүшөт. Ал эми электронунан ажыраган атом он ион болуп сезилет. Ушинтип, электрондор да атомдордун маанилүү составдык бөлүктөрү болушат.

Атомдо ядронун бардыгын түздөн түз сездирген жаратылыштагы кубулуштардын бири радиоактивдүүлүк болгон. 1895-жылы рентген нурлары ачылгандан кийин, окумуштуулар ушуга окшош фотокагазга аракет кылган жана тунук эмес нерсе аркылуу өтүүчү көзгө көрүнбөгөн нурларды издей башташкан. 1896-жылы Беккерель мындай касиеттерге ээ болгон нурларды уран чыгара тургандыгын тапкан. Андан аркы изилдөөлөрдүн натыйжасында торий

да жана ал убакта белгисиз болгон башка элементтер да ушундай эле касиетке ээ боло тургандыгы аныкталган. Бул белгисиз элементтердин экөөнү 1898-жылы Мария жана Пьер Кюри табышып, аларды полоний жана радий дешип аташкан да, алардын химиялык касиеттерин такташкан. Радиоактивдүүлүк кубулушу элементтердин ажыроосу менен байланышта экендигин 1899-жылы Эльстер менен Гейтель айтышкан.

Жаратылыштагы радиоактивдүү элементтер үч радиоактивдүү катарларга биригишкендиги ар кайсы өлкөлөрдүн көп сандаган окумуштууларынын эмгегинин натыйжасында аныкталган. Ал эми удаалаш радиоактивдүү өзгөрүлүштөрдүн теориясын 1900-жылы Резерфорд менен Содди түзүшкөн. Радиоактивдүү элементтерди изилдөөнүн натыйжасында, алардын арасында Менделеевдин мезгилдүү системасынын бир эле тилкесин ээлеген эки же көп элементтердин болушу белгилүү болуп чыккан.

Мындай мезгилдүү системанын бир тилкесине жайланышкан элементтерди Содди изотоптор деп атаган. 1913-жылы Дж. Дж. Томсон менен Астон стабилдүү элементтер да изотопторго ээ болорлугун көрсөтүшкөн. Адегенде алар атомдук салмактары 20 жана 22 болгон неондун эки изотобу бар экендигин табышкан. Кийинчерээк атомдук салмагы 21 болгон неондун үчүнчү изотобу ачылган. Изотоптор жаратылышта бирдей катышта аралашылган болот. Андан кийин Астон бардык элементтерди изилдеп, алардын көпчүлүгү изотоптордон түзүлгөндүгүн жана ал изотоптордун атомдук салмактары бүтүн санга жакын экендигин аныктаган.

Резерфорд 1911-жылы  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн жардамы менен атомдордун түзүлүшүн (структурасын) изилдеп, жогоруда айтылгандай, атомдун ядролук моделин түзгөн.

Мына ушул убактан тартып ядро физикасы өзүнчө илим катарында пайда болду десек болот.

Демек, ядро физикасынын тарыхы 60 жылдан ашпайт. Бул модель боюнча, ядро электрондук кабыкчалар менен капталып турат. Электрондук кабыкчалардын структурасы жөнүндө Резерфорддун теориясы эч нерсе айтпайт. Алардын структурасы жана алардагы электрондордун кыймылдарынын закондорун үйрөнүү — бул атомдук физиканын милдети. Планеталар күндүн айланасында айланып жүргөн сыяктуу, кабыкчалардагы электрондордун ядронун айланасында айланып жүрө тургандыгын жана алар бир



орбитадан экинчи орбитага өткөндө электромагниттик толкундарды (көзгө көрүнүүчү жарык, рентген нурлары) чыгара тургандыгын биринчи жолу Н. Бордун теориясы айткан эле. Бирок, Бордун теориясынын бул көрсөтмөлүүлүгү 1926-жылы Луи де Бройль, Гейзенберг жана Шредингер түзгөн квант механикасы менен алмаштырылды. (Мисалы, квант механикасы боюнча ядронун айланасындагы кыймылдаган электрондорго «траектория» деген түшүнүк колдонулбайт; бул түшүнүк макроскопиялык нерселерге гана туура). Квант механикасы кабыкчалардагы электрондордун кыймылынын закондуулугун айкын-ачык көрсөттү.

1913-жылы ядронун оң зарядынын саны, же кабыкчалардагы электрондордун саны, Менделеевдин мезгилдүү системасындагы химиялык элементтин катар номерине барабар деген гипотеза айтылган эле. Бул көп убакыт узабай эле, рентген нурларынын мүнөздүү спектрин изилдеген кезде, Мозели тарабынан эксперимент жүзүндө ырас-талды. 1920-жылы Чедвик  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн ядролордон чачыроосун байкоолордон (Резерфорддун  $\alpha$  — бөлүкчөлөрүнүн ядролордон чачыроосу боюнча теориясын колдонуп), кээ бир элементтердин катар номерин эсептеп чыгып, бул гипотезаны ого бетер даана далилдеген эле.

Ядро физикасынын өнүгүшүндөгү маанилүү кадамды 1919-жылы Резерфорд жасаган. Ал ошол жылы  $\alpha$  — бөлүкчөлөр менен азоттун ядролорун бомбулап, аларды кислороддун ядролоруна айландырган. Демек, биринчи жолу бир элементти жасалма жол менен экинчи элементке айландырып, ядролук реакцияны ишке ашыруу Резерфорддун аты менен байланыштуу. Мындан кийин жаратылыштагы радиоактивдүү элементтер чыгарган  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдү пайдаланып, окумуштуулар мезгилдүү системанын баш жагында турган ондогон жеңил элементтердин ядролору менен ядролук реакцияларды ишке ашырышкан.

1932-жылы массасы протондукундай, бирок, заряды жок нейтрондор делип аталган бөлүкчөлөрдүн ачылышы менен бирге илгери дагы бир чоң кадам жасалган.

Нейтрондор ядролук реакцияларды ишке ашырууда эбегейсиз чоң ролду ойношот, себеби алар ядронун кулондук талаасын сезишпейт. Литий, бериллий өндүү элементтерди  $\alpha$  бөлүкчөлөр менен бомбулаган кезде нейтрондор пайда боло тургандыгын Чедвик далилдеген. Ушул эле мезгилде, ар кандай ядролор протондор менен нейтрондордон турат деген гипотезаны Совет физиги Д. Д. Иваненко

сунуш кылды. Бул гипотеза кийинчерээк Гейзенбергдин жумуштарында теориялык жактан иштелип чыкты. Ошол эле 1932-жылы Кокрофт менен Уолтон жасалма жол менен ылдамдатылган протондордун жардамы менен ядролук реакцияларды ишке ашыргандан кийин, аз жана кымбат радиоактивдүү элементтер чыгарган бөлүкчөлөрдүн зарылчылыгы жок болуп калды. Ылдамдатылган дейтрондор (водороддун оор изотобу дейтерийдин ядролору) да ядролук реакциялар үчүн күчтүү снаряддардын бири экендиги аныкталды.

Ядро физикасында фундаменталдык мааниге ээ болгон жасалма радиоактивдүүлүктү 1934-жылы Ирэн жана Фредерик Жолио - Кюри жасашты. Алар бул жасалма радиоактивдүү элементтердин арасында позитрондорду чыгаргандары бар экендигин да далилдешти. Массасы электрондукундай жана зарядынын белгиси оң болгон позитрон аттуу бөлүкчөлөрдү 1932-жылы Андерсон космостук нурлардын составынан ачкан эле.

1937-жылы Альварец жасалма радиоактивдүү элементтердин арасынан дагы бир радиоактивдүү өзгөрүлүштүн боло тургандыгын байкаган. Бул кубулуш К — захват деп аталат. К — захват учурунда ядро эң жакын турган кабыкчалардан (к — кабыкчадан) бир электронду өзүнө тартып алып, зарядын бир бирдикке азайтат. Ошол эле мезгилде Совет физиктери И. В. жана Б. В. Курчатовдор, Л. И. Русанов жана Л. В. Мысовскийлер жасалма радиоактивдүү изотоптордун арасындагы ядролук изомерия кубулушун (бир эле радиоактивдүү изотоптун ядролордун эки башка жашоо убактысы менен ажыроого дуушар болушу) ачышып, аны ачык-айкын түшүндүрүштү.

1939-жылы урандын ядролорунун нейтрондор менен бомбулагандагы бөлүнүшүнүн ачылышы ядро физикасынын тарыхындагы эң чоң жетишкендиктердин бири гана эмес, адам баласынын тарыхындагы бирден бир чоң жетишкендик болуп эсептелет жана мааниси жагынан оттун ачылышы менен бир катарга коюла алат. Нейтрондор менен уранды бомбулоо боюнча тажрыйбалар ар кайсы өлкөлөрдөгү окумуштуулар (Ферми, Отто Ган, Штрасман ж. б.) тарабынан коюлуп, ядролордун бөлүнүшү жөнүндө алгачкы ойлор айтылса да, бөлүнүү факты Л. Мейтнер менен О. Фриштин тажрыйбаларында ачык далилденди. Ушул эле жылы урандын ядролору нейтрондорсуз эле өзүнөн-өзү бөлүнүү кубулушуна ээ болорлугун Совет физиктери Петржак менен Флеров тарабынан ачылган.



Оор элементтердин ядролорунун бөлүнүүсүн ачып, бул учурдагы бөлүнүп чыккан чоң энергияны практикада колдонууда гана эмес, ядро физикасынын илим болуп өсүп өнүшүндө, андагы болгон бардык ачылыштарда Совет физиктеринин эмгеги эбегейсиз зор. Ядро физикасынын дүркүрөп өнүгүшү Советтер Союзунда Улуу Октябрь революциясынан кийинки бардык илимдердин дүркүрөп өнүгүү мезгили менен туура келди. Ошондуктан, алдыңкы Совет физиктери: Ландау, Тамм, Курчатов, Скобельцин, Френкель, Иваненко, Лукирский, Алиханов, Векслер ж. б. ядро физикасындагы ачылыштарда жана анын жалпы өнүгүшүндө өздөрүнүн белгилүү салымдарын жасашты.

Ушуну менен бирге ядро физикасында гана эмес, эксперименталдык физика илиминин бардык тармактарындагы жаңылыктардагы жана ачылыштардагы, дүйнөдөгү көп өлкөлөрдүн жүздөгөн физикалык лабораторияларындагы миңдеген китептерге жазылбаган илимий кызматкерлеринин, инженерлердин жана техниктердин, лаборанттардын, жардамчы кызматкерлердин эмгектерин эстен чыгарып коюуга жарабайт. Ушинтип, ядро физикасын өнүктүрүү жана анын жетишкендиктерин элдин турмушуна колдонуу—бул көп өлкөлөрдөгү көп физиктердин коллективдик эмгеги.

Акырында, жаратылыштагы эң оор элемент уран радиоактивдүү нурлардын булагы катарында, азыркы кездеги жаңы физика үчүн эки жолу көрүнүктүү ролду ойногондугун белгилей кетели. Биринчиден, уран чыгарган нурларды изилдөө радиоактивдүүлүк кубулушунун ачылышына алып келди; бул кубулуш болсо азыркы физиканын дүркүрөп өнүгүшүнүн башталышы болду. Экинчиден, мындан 40 жылча убакыт өткөндөн кийин, урандын жаңы касиеттерин изилдөөнүн үстүндө иштеп жатышып, окумуштуулар анын ядролорунун бөлүнүшүн ачышты. Азыркы кезде уран элементи эбегейсиз келечектүү, зор атомдук энергиянын булагы гана болбостон, эл чарбасынын көп тармактарында уламдан-улам чоң жыйынтыктар менен жайыла колдонулуп келе жаткан жүздөгөн радиоактивдүү изотоптордун кең булагы болуп да эсептелет.

Оор ядролордун кичине ядролорго бөлүнүү жана жеңил ядролордун оорураак ядролорго биригүү (синтез) процесстерин мындан ары да терең өнүктүрүп, алардын жетишкендиктерин практикада, эл чарбасында колдонуу менен бирге, адам баласы жаңы техникалык революциянын алдында тургандыгы жалпыга түшүнүктүү иш.

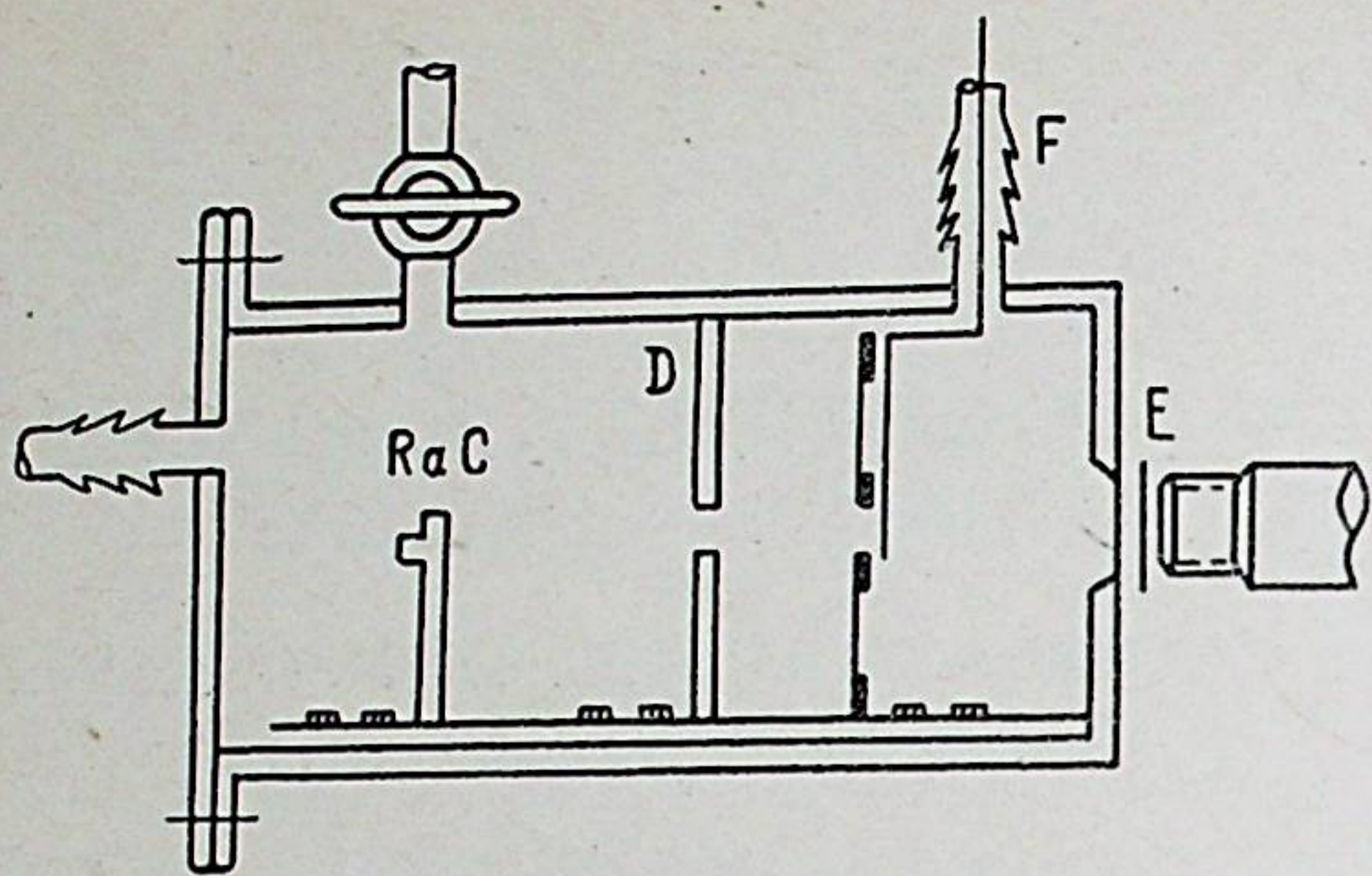
## I ГЛАВА. АТОМДОРДУН ЯДРОЛОРУНУН ЖАЛПЫ КАСИЕТТЕРИ.

### § 2. АТОМДУН РЕЗЕРФОРД БОЮНЧА МОДЕЛИ. ЯДРОНУН ТҮЗҮЛҮШҮ.

А. Ар кандай заттын же элементтин атомдорунун түзүлүшүн билүү үчүн, англия физиги Э. Резерфорддун лабораториясындагы кызматкерлер Гейгер менен Марсден жаратылыштагы радиоактивдүү элементтерден өзүнөн-өзү чыккан  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн металлдардан чачыроосу боюнча тажрыйбалар коюшкан. Бул тажрыйбалардын натыйжаларын пайдаланып, 1911-жылы Резерфорд атомдун түзүлүшү жөнүндө теория чыгарган. Бул теория, негизинен, атом жана ядро физикасынын башталышы болду. Ошондуктан мына ушул теорияга алып келген тажрыйбаларды жазуудан баштайлык.

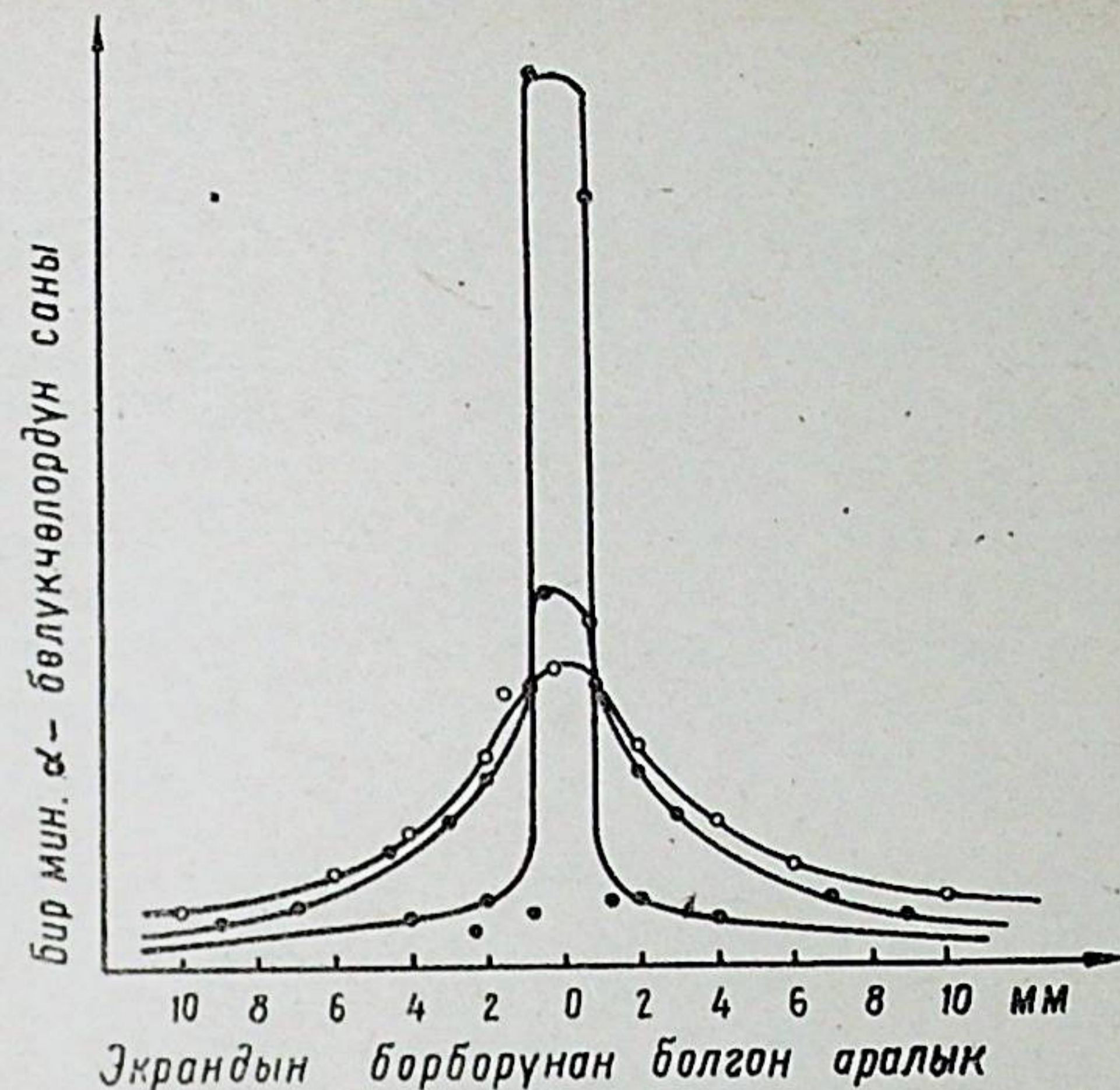
$\alpha$  бөлүкчөлөр табияты жагынан эки эселенген гелий атомдорунун иондору экендиги мурунку тажрыйбалардын негизинде белгилүү болгон; демек,  $\alpha$  бөлүкчөнүн массасы гелий атомунун массасына барабар. Анын магнит жана электр талааларында кыймылдашынан, зарядынын белгиси оң, ал эми чоңдугу жагынан эки абсолюттук электростатикалык бирдикке  $2e$  ( $e=4,8 \cdot 10^{-10}$  СГСЭ бирд.) барабар экендиги аныкталган. Жаратылыштагы радиоактивдүү элементтерден чыккан  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн ылдамдыгы жарык ылдамдыгынын  $\frac{1}{15}$  үлүшүнө чейин жетет. Мындай ылдамдыктагы  $\alpha$  бөлүкчөлөр күкүрттүү цинктен ( $ZnS$ ) жасалган экранга тийгенде сцинтилляцияларды (жылт этме жарыктаныштарды) пайда кылышкан. Демек,  $\alpha$  бөлүкчөлөрдү бирден сансого мүмкүн болгон.  $\alpha$  бөлүкчөлөрдү бирден саноо мүмкүндүгүн пайдаланышып, кандайдыр бир зат аркылуу өткөндө алардын багыты кандай өзгөрө тургандыгын, б. а.  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн заттардан чачыроосун Гейгер менен Марсден тажрыйба жүзүндө изилдешкен. Бул тажрыйбанын схемасы 1-сүрөттө көрсөтүлгөн. Ичиндеги





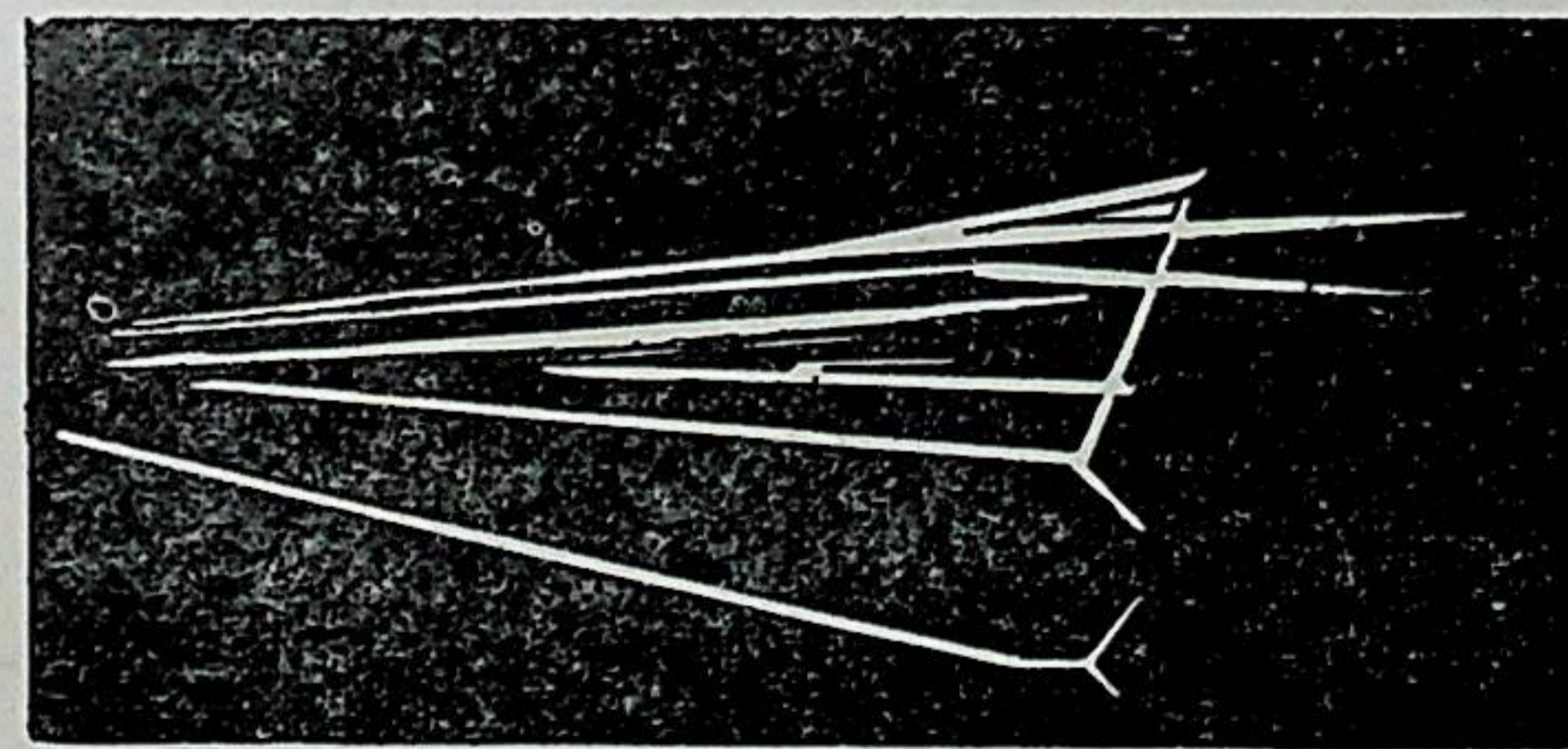
1-сүрөт.  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн оор элементтердин ядролорунан чачыроосу боюнча болгон Гейгер менен Марсдендин тажрыйбаларынын схемасы.

аба сыртка чыгарылып ташталган идиштин бир четине  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн булагы болгон  $RaC$  препараты жайлаштырылган.  $D$  диафрагманын жардамы менен ар тарапка таралган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн агымынан бир тектүү  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн кууш тобу бөлүнүп алынган.  $E$  экрандын борборуна топтолушкан сцинтилляциялар кичинекей микроскоптон байкалган.  $F$  шлифтин жардамы менен  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн жолуна жука металл баракчаларын коюуга болгон. Баракчалар аркылуу өткөн кездеги чачыраган  $\alpha$  бөлүкчөлөр экрандын беттерине барып түшүшүп, сцинтилляцияларды пайда кылышкан. Демек, тажрыйбанын максаты баракчалардын санын улам көбөйтүп, ар бир учурда экрандын ар кайсы орундарындагы сцинтилляцияларды (белгилүү бир убакыт ичиндеги) санао болгон. Гейгер менен Марсдендин тажрыйбаларында баракчалар катарында жука алтын баракчалары пайдаланылган. Мындай изилдөөлөрдүн натыйжасында баракча аркылуу өткөн  $\alpha$  бөлүкчөлөр көпчүлүк учурда экрандын борборунан  $2^\circ$ — $3^\circ$  бурчтарга кыйшаюусу белгиленген; ушуну менен бирге баракчалардын саны көбөйгөн сайын чачыроо да, б. а. мындан чоң бурчтарга кыйшайган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн санынын көбөйүшү да байкалган (2-сүрөт). Кээ бир учурларда  $90^\circ$  ка чейинки, ал тургай  $180^\circ$  ка чейинки кыйшайган  $\alpha$  бөлүкчөлөр да байкалган. Гейгер менен Марсдендин эсептөөлөрүнө караганда, 8000  $\alpha$  бөлүкчөдөн бири  $150^\circ$  тан чоң бурчка кыйшайган, б. а. келген жагына кайтарылып жиберилген.



2-сүрөт.  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн кичине бурчтарга чачыроосунун жыштыгы: 1 —  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн абадагы чачыроосу; 2 —  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн бир алтын баракчасынан чачыроосу; 3 — алардын эки алтын баракчасынан чачыроосу.

$\alpha$  бөлүкчөлөрдүн мындай чоң бурчтарга чачыроосу, алар металл баракчалары аркылуу өткөндө гана эмес, газдар аркылуу өткөндө да байкалган. 3-сүрөттө Вильсон камерасынын жардамы менен тартылган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн кислороддогу издеринин фотографиясы келтирилген: кыска из кислороддун атомуна тиешелүү, ал эми узун из мурунку багытынан  $90^\circ$  ка жакын кыйшайган  $\alpha$  бөлүкчөгө таандык. Фотографиядан багыттарын өзгөртпөгөн  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн издерин да көрүүгө болот.



3-сүрөт.  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн кислороддогу чачыроосу.



Резерфорд тажрыйбалардын натыйжаларын анализдеп,  $\alpha$  бөлүкчөлөр атомдорго тийгенде мындай чоң бурчтарга кыйшаюусу, эгерде атомдун бардык массасы анын ичиндеги эң кичине көлөмгө чогулуп жана ал масса оң зарядга ээ болсо гана болушу мүмкүн деген ойго келген да, төмөнкүдөй корутундуларды жасаган:

1. Атом өзүнчө структурага ээ болот да, ал заряддалган ядродон жана анын тегерегинде туюк орбиталар боюнча айлануучу электрондордон турат. Оң заряддын чоңдугу электрондордун терс зарядынын чоңдугуна барабар, ошондуктан кадимки шартта атом нейтралдык бөлүкчө.

2. Ар кандай ядронун заряды электрондун зарядынын абсолюттук чоңдугунун бүтүн сан менен эселенишине барабар, б. а.  $Ze$  мында  $Z=1,2,3\dots$  — ядронун атомдук номери деп аталат.

3. Ядронун өлчөмдөрү атомдун өлчөмдөрүнөн (атомдун диаметри  $10^{-8}$  см чамасында) өтө кичине. Ядро  $10^{-11}$  см аралыкка чейин чекиттик заряддын касиетине ээ болот.

4. Атомдун негизги массасы ядрого (99,95 процент) топтолгон. Электрондордун үлүшүнө атомдун массасынын 0,05 проценти гана туура келет.

Ушинтип, Резерфорд түзгөн атомдун ядролук модели мына ушул айтылган корутундулар болуп эсептелет. Бирок, бул моделди кабыл алуудан мурда  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн атомдордун ядролорунан чачыроосунун теориясын түзүп, аны тажрыйбада текшерүү керек эле. Бул теорияны да Резерфорд өзү түзгөн.

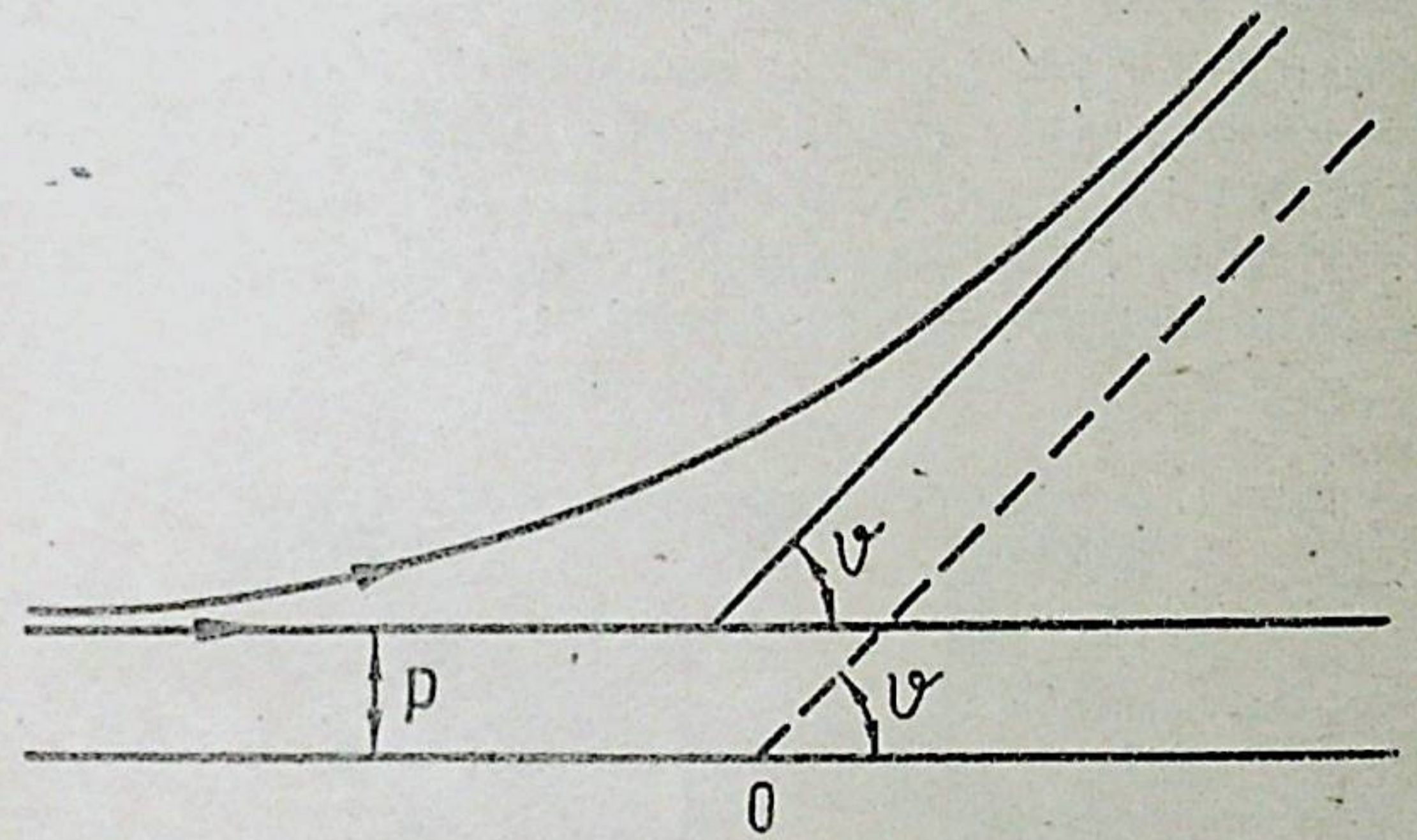
О точкада чачыратуучу ядро турсун дейли (4-сүрөт). Анын заряды  $+Ze$  жана массасы  $\alpha$  бөлүкчө менен өз ара аракеттенгенде кыймылдабай калганчалык чоң деп эсептейли. Ядро менен  $\alpha$  бөлүкчөнүн өз ара аракеттенүү күчү Кулондун законуна баш иет дейли. Бул акыркы болжолдоо гипотеза, себеби кичине бөлүкчөлөрдүн өз ара аракети эң эле кыска аралыкта Кулондун законуна баш иеби же жокпу биз алдын ала билбейбиз. Ошондуктан айтылган гипотезанын тууралыгы бул болжолдоодон кийинки чыгарылган теория далилденгенде гана белгилүү болушу мүмкүн.

Мындай болжолдоолордон кийин,  $\alpha$  бөлүкчө О ядрого салыштырмалуу гипербола сыза тургандыгын классикалык механика көрсөтөт.  $\alpha$  бөлүкчөнүн массасын  $M$  аркылуу, анын ядродон алыс кезиндеги ылдамдыгын  $v$  аркылуу белгилейлик. Анын зарядынын чоңдугу  $+2e$ . Эгерде  $\alpha$  бөлүк-

чө ядро менен өз ара аракеттенбесе, анда ал ядродон  $P$  аралыкта түз өтүп кеткен болор эле (4-сүрөт). Бул аралык прицелдик аралык деп аталат. Бирок, ядро жана  $\alpha$  бөлүкчө экөө тең оң заряддалгандыктан, алар түртүлүү күчтөргө ээ болушат да,  $\alpha$  бөлүкчө ядродон бурчка кыйшайт. Эгерде эсептөөлөрдү жүргүзбөстөн, акыркы формулага өтсөк, анда бул бурч жогорку параметрлер менен мындай туюнтулат:

$$\operatorname{ctg} \frac{\nu}{2} = \frac{Mv^2 p}{2Ze^2} \quad (2,1)$$

Бул формуланы эксперимент жүзүндө текшерүүгө мүмкүн эмес, себеби прицелдик аралыкты ченөөгө болбойт. Эгерде бул чоңдукту эксперимент жүзүндө аныктоого мүм-



4-сүрөт.

күн болгон параметрлер аркылуу алмаштырсак, анда баракчага түшкөн  $N$  бардык  $\alpha$  бөлүкчөлөрдөн берилген  $d\Omega$  телестик бурчта  $\nu$  бурч боюнча чачыраган  $dN$   $\alpha$  бөлүкчөлөр үчүн мындай формуланы алабыз:

$$dN = n \cdot N \left( \frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\nu}{2}} \quad (2,2)$$

мында  $n$  — чачыратуучу баракчанын  $1 \text{ см}^2$  бетине туура келүүчү атомдордун саны (демек, чачыратуучу заттын тыгыздыгына байланыштуу) (2,2) туюнтма Резерфорддун формуласы деп аталат.

Резерфорддун формуласын Гейгер менен Марсден текшерип берген. Алар  $dN$  чачыраган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн санынын  $\nu$  чачыроо бурчунан көз карандылыгын изилдөөнү максат

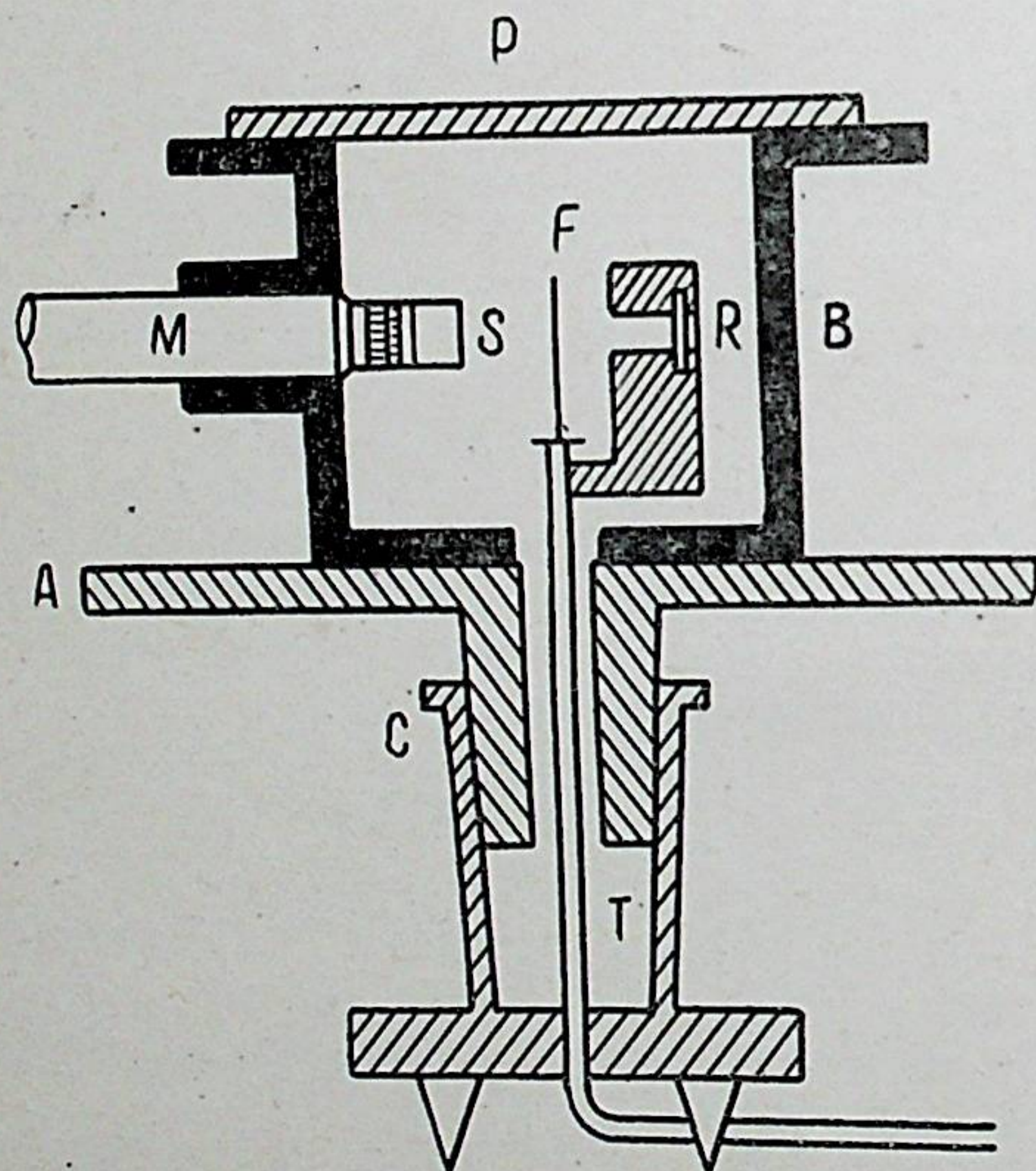


кылып коюшуп, бул үчүн  $d\Omega$  телестик бурч турактуу кылып алынуучу атайын курал жасашкан (5-сүрөт), демек, алар

$$dN \sin^2 \frac{\nu}{2} = n \cdot N \left( \frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \cdot d\Omega = const$$

экендигин текшерүүнү максат кылып коюшкан.

Куралдын түзүлүшү мындай: цилиндр түрүндөгү металлдык  $B$  коробка шкаласы бар  $A$  дискасына бекитилген. Коробка диска менен бирге  $C$  шлифтин үстүндө айлана алат. Радиоактивдүү препарат менен чачыратуучу  $F$  баракча коробкага байланышпаган  $T$  түтүкчөгө бириктирилген; демек, коробканы диска менен кошо айландырганда да,  $R$  менен  $F$  кыймылдабастан тура берет.  $S$  экран ( $ZnS$ ) айнектин үстүнө капталган  $B$  коробка менен бекем бириктирилген микроскоптун алдына жайлаштырылган. Демек,  $A$  дисканы айландыруу менен бирге  $\nu$  чачыроо бурчун өзгөртүүгө мүмкүн болгон. Коробканын үстү айнек пластинкасы менен жабылган жана анын ичиндеги аба түтүкчө аркылуу сыртка сордурулуп салынган.



5-сүрөт. Чачыраган  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн чачыроо бурчунан болгон көз карандылыгын изилдөөгө арналган Гейгер менен Марсдендин куралы.

Ушинтип, маселе ар бир чачыроо бурчундагы  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн (сцинтилляциялардын) санын саноого келтирилет. Тажрыйбанын жыйынтыгы 1-таблицага жазылган.

1-таблица.  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн алтын баракчалардан чачыроосу.

Чачыроо бурчу, градустар	$\frac{1}{\sin^2 \frac{\nu}{2}}$	Сцинтилляция-сардын саны, $dN$	$dN \cdot \sin^2 \frac{\nu}{2}$
150	1,15	33,1	28,8
135	1,38	43,0	31,2
120	1,79	51,9	29,0
105	2,53	69,5	27,5
75	7,25	211	29,1
60	16,00	477	29,8
45	46,00	1435	30,8
30	223	7800	35,0
15	3445	132000	38,4

Чачыраган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн саны жана чачыроо бурчу кеңири чектерде өзгөрүшсө да,  $dN \cdot \sin^2 \frac{\nu}{2}$  көбөйтүндүсү турактуу (эгерде эсептөөлөрдөгү каталыктарды эсепке албасак) болгондугу таблицадан көрүнүп турат.

Демек, жогорку болжолдоолор туура, ошондуктан теория эксперимент жүзүндө толук далилденет.

Бул болсо Резерфорд түзгөн атомдун ядролук модели туура дегендикке жатат.

Б. Резерфорддун теориясы боюнча, ар кандай элементтин атомунун ядросунун айланасындагы электрондор туюк орбиталар боюнча айланып жүрүшү керек. Бирок классикалык физика (электродинамика) боюнча ылдамдануу менен кыймылдаган ар кандай заряддуу бөлүкчө үзгүлтүксүз электромагниттик толкун чыгарып турушу керек, де-

Центральная научная  
БИБЛИОТЕКА

41277-



мек, электрон акырындап ядрого түшүп калат деген корутундуга келебиз. Бул карама-каршылыктан чыгуу үчүн Дания физиги Н. Бор «Электрондор ядронун айланасында туюк орбиталар боюнча кыймылдаганда да электромагниттик толкундарды чыгарышпайт, алар жогорку орбиталардан төмөнкү орбиталарга өткөндө гана  $h\nu$  болгон кванттарды чыгарышат» деген классикалык физикага карама-каршы келген постулат жасап, атомдордон электромагниттик толкундардын (демек, көзгө көрүнгөн жарыктын да) чыгышын түшүндүрөт. Бордун теориясы эң жөнөкөй атомдун — водороддун атомунун спектрин гана түшүндүрө алат. Водород атомунда бир гана электрон бар; анын ядросу оң заряддалган бир гана бөлүкчөдөн турат, ал протон деп аталат.

Элементтин катар номери (Менделеевдин системасындагы) жогорулаган сайын анын атомдору оорлойт, ядросунун заряды да чоңоёт, демек, электрондордун саны да көбөйөт. Мындай татаал атомдордогу электрондордун кыймылдоо закондорун 1926-жылы пайда болгон «квант механикасы» жакшы түшүндүрөт. Квант механикасына караганда электрондорго белгилүү бир орбиталарды атоого болбойт; алар бир нече кабыкчаларга топтолушкан да, ал кабыкчалардагы кыймылдоо абалдары 4 кванттык сандар менен жазылат. Бул учурда Бордун теориясындагы көрсөтмөлүүлүк таптакыр жоголот. Чындыгында эле, микродүйнөдөгү бөлүкчөлөр үчүн макродүйнөдөгү бизге көндүм болгон сүрөттөлүштөрдү издешибиздин өзү туура эмес талап болуп эсептелет. Электрондук кабыкчалардагы электрондор кыймылдаган кездеги пайда болгон кубулуштарды «атом физикасы» окуп-үйрөтөт. Буларга токтолбостон ядро физикасына өтөлүк.

Ядро физикасы ядролордун гана түзүлүшүн (структурасын), алардагы болуп жаткан кубулуштарды, өз ара аракеттерин жана өзгөрүштөрүн окуп-үйрөнүүчү илим дедик. Демек, адегенде «ядро кандай түзүлгөн жана ал эмнеден турат?» деген суроого жооп берелик.

Радиоактивдүүлүк кубулушунун жаратылышта болушу эле (3-главаны караңыз) ядро жөнөкөй «бөлүкчө» эмес, ал элементардык бөлүкчөлөрдөн түзүлгөн деген ойго алып келет. Экинчиден, ядронун түзүлүшүн билүүдөн мурда эле, ар түрдүү элементтердин атомдорунун массасын аныктоочу методдор иштелип чыгылган. Бул изилдөөлөр бир эле элементтин атомдорунун массалары бирдей эместигин,

ал тургай, бир элементтин атомдорунун массалары ар түрдүү болгон бир нече группалардан турарлыгы аныкталган (§ 4 ты караңыз). Мындай массасы боюнча айырмаланган, бир эле элементтин атомдору *изотоптор* деп аталат. Изотоптордун атомдук салмактары, б. а. массалары бүтүн сандан аз эле айырмалангандыгы байкалган. Ушуну менен бирге, ядронун оң зарядынын бирдиктеринин саны анын массасынын бирдиктеринин санынан аз экендигин эске алсак, анда ядродо оң заряддалган жана заряды жок (нейтралдуу) болгон эки түрдүү бөлүкчөлөр болушу керек деген корутундуга келебиз. Бул кайсы бөлүкчөлөр экендиги жөнүндө окумуштуулар 1932-жылга чейин туура эмес ойдо болуп келишкен. Алар ядро протондор менен электрондордон турат деп эсептешкен. Бирок бул гипотеза кийинчерээк бир нече фактыларга каршы келди (мисалы, ядронун спини).

1932-жылы нейтрондор ачылгандан кийин эле, советтик физик Д. Д. Иваненко ядролор протондордон жана нейтрондордон турат деген гипотезаны айтты. Мындан көп убакыт өтпөй эле бул гипотезаны немец физиги В. Гейзенберг өнүктүрдү. Азыркы убакка чейин ядронун протондордон жана нейтрондордон түзүлүшү көп тажрыйбалардын негизинде далилденди. Бул эки бөлүкчөнүн массалары болжол менен бири-бирине барабар. Ошондуктан ядронун ичиндеги көп кубулуштарды изилдеген кезде, бул эки бөлүкчөлөрдү эки кванттык абалда (заряддалган жана нейтралдуу) боло алуучу бир эле бөлүкчө — нуклон же нуклеон деп эсептөө ыңгайлуу экендиги сезилет.

Жогоруда изотоптордун атомдук салмактары бүтүн сандан аз эле айырмаланат дедик. Эгерде атомдук салмактарды бүтүн санга чейин тегеректеп, аны  $A$  аркылуу белгилесек, анда  $A$  массалык сан деп аталат да, белгилүү бир физикалык мааниге ээ болот: массалык сан ядродогу протондор менен нейтрондордун суммасын көрсөтөт. Демек, ядродогу протондордун санын  $Z$  аркылуу белгилесек, анда Д. Д. Иваненконун гипотезасын кыскача мындай жазууга болот:

$$N_p = Z$$

$$N_n = A - Z.$$

Мында  $N_p$  жана  $N_n$  — ядродогу протондор менен нейтрондордун саны.  $Z$  элементтин катар номерин (же атомдук номерин) көрсөтө тургандыгы жөнүндө § 3 тө айтабыз,



1.  $Z=Const$  жана  $N_n$  өзгөрмөлүү болсо, б. а. ядролордогу протондордун саны бирдей, ал эми нейтрондордун саны ар түрдүү болсо, анда алар изотоптор деп аталат. Мисалы, водороддун жаратылышта эки изотобу бар:  $H_1^1$  жана  $H_1^2$  (же  $D_1^2$ ); урандын үч изотопу бар:  $U_{92}^{238}$ ,  $U_{92}^{235}$  жана  $U_{92}^{234}$ . Водороддун оор изотобу дейтерий деп аталат. Химиялык символдун үстүнө жазылган сандар ядродогу протондор менен нейтрондордун санын ( $A$  ны) көрсөтөт, ал эми астынкы сандар элементтин катар номерин же ядродогу протондордун санын (же оң заряддын бирдиктеринин санын) көрсөтөт. Көпчүлүк учурларда астынкы сандар жазылбай да калат, себеби: элементтин катар номерин анын символу эле көрсөтүп турат.

2.  $A=Const$  жана  $Z$  өзгөрүлмөлүү болсо, б. а. ядролордогу протондор менен нейтрондордун суммасы турактуу, ал эми протондордун саны өзгөрүлмөлүү болсо, анда алар изобарлар деп аталат. Мисалы,  $Ar_{18}^{40}$  жана  $Ca_{20}^{40}$ ;  $Pt_{78}^{196}$  жана  $Hb_{80}^{196}$ ;  $O_8^{17}$ ,  $F_9^{17}$ . Стабилдүү элементтердин арасында «үчтүк» изобарлар да бар:  $Zr_{40}^{96}$ ,  $Mo_{42}^{96}$  жана  $Ru_{44}^{96}$ .

Изобарлар ядро физикасында „күзгүдөй“ ядролор деп да аталышат. Изотоптордун химиялык касиеттери бирдей, ошондуктан аларды бири биринен бөлүү кыйын. Изобарлардын химиялык касиеттери болсо ар башка. Бирок, ядро физикасынын көз карашынан алганда изотопторго караганда изобарлар бири-бирине өтө окшош, себеби, алардагы нуклондордун саны бирдей, ал эми ядродогу нуклондордун касиеттери окшош.

3. Нейтрондун сандары  $N_n=A-Z=Const$  жана изотоптун сандары өзгөрмөлүү болгон ядролор изотондор деп аталат.

### § 3. ЯДРОЛОРДУН ЗАРЯДЫ ЖАНА АНЫ АНЫКТОО

Ядрону мүнөздөөчү өтө маанилүү чондуктардын бири анын заряды болуп эсептелет. Ядронун зарядынын чоңдугу менен атомдун эң маанилүү касиеттери, атап айтканда атом нейтралдуу кездеги анын кабыкчаларындагы электрондордун саны, энергиясынын деңгээлдери, химиялык касиеттери ж. б. аныкталат. Химиялык элементтин мезгилдүү системадагы катар номери ал элементтин атомундагы ядронун зарядына барабар экендигин Мозелинин закону далилдеди. Ушинтип, азыркы убакытта химиялык

элемент деген түшүнүктү анын атомунун ядросунун заряды аркылуу гана аныктоого болот.

Азыркы кезге чейин бизге бардыгы 104 элемент, б. а. ядролорунун заряды  $Z=1, 2, 3, \dots, 104$  кө чейин өзгөргөн атомдордун түрлөрү гана белгилүү. Төрт элемент: технеций ( $Z=43$ ), прометий ( $Z=61$ ), астатин ( $Z=85$ ) жана франций ( $Z=87$ ) жаратылышта жок; булардын кээ бир изотоптору 1930-жылдарда гана жасалма жол менен лабораториялык шарттарда пайда кылынды. Астатин менен францийдин кээ бир изотопторунун «издери» жаратылыштагы радиоактивдүү элементтердин арасында бардыгы 1940-жылдарга жакын далилденген.  $Z=84$  (полоний),  $Z=86$  (радон),  $Z=88$  (радий),  $Z=89$  (актиний),  $Z=90$  (торий),  $Z=91$  (протактиний) жана  $Z=92$  (уран) болгон элементтер радиоактивдүү жана  $81 \geq Z \geq 92$  болгон элементтердин 40 ка жакын изотоптору менен бирге жаратылыштагы үч радиоактивдүү катарларды түзүшөт.  $Z=93, 94, \dots, 104$  болгон элементтер ядролук реакциялардын жардамы менен лабораториялык шарттарда алынышат; ошондуктан трансуран же зауран (урандан кийинки) элементтери деп аталышат. Булар жаратылышта жок, себеби алардын радиоактивдүүлүгү күчтүү; бирок  $Z=93$  (нептуний) менен  $Z=94$  (плутоний) болгон эки элементтердин «издери» уран кендеринен аздап учуратылат. Ушинтип, жаратылышта бардыгы 88 гана элементтер бар; булардын ичинен  $Z=84, 86, 88, 89, 91$  болгон элементтер, уран менен торий абдан чоң жарым ажыроо мезгилдерге ээ болгондугунун натыйжасында гана жаратылышта учуратылат; демек, алардын жаратылыштагы запастары жок дээрлик.

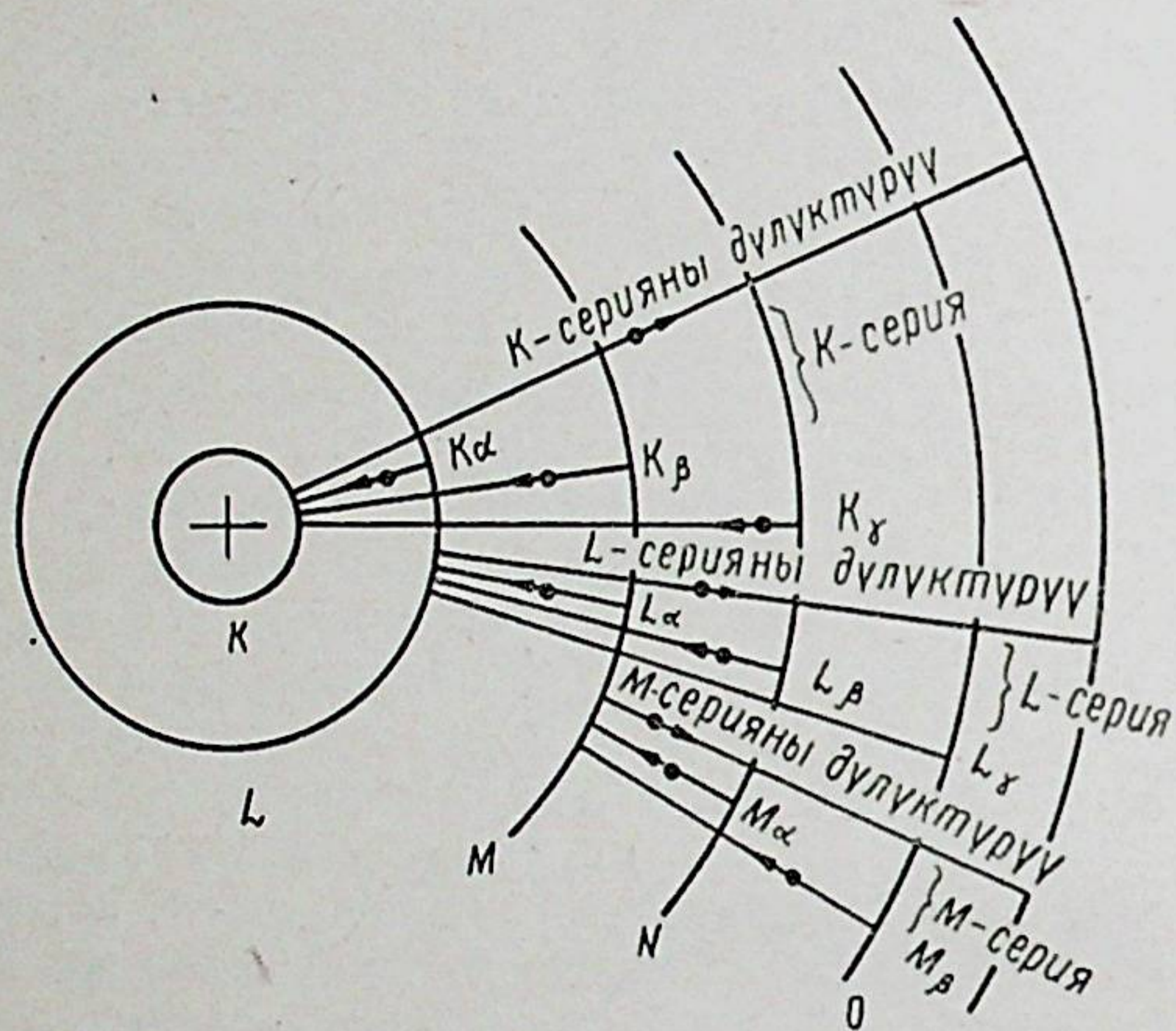
Ядролордун заряддарын аныктоо боюнча эки метод бар.

Биринчи метод рентген нурларынын мүнөздүү спектрин изилдөөгө негизделип, Мозелинин законун пайдаланат.

Атомдордогу электрондор Паулинин принцибинин негизинде белгилүү кабыкчалар боюнча жайланышат. Алардын ядрого эң жакын турган  $K$  — кабыкчасында 2 электрон ( $Z=1$  болгон водород атомунан башка бардык учурларда),  $L$  — кабыкчасында — 8 электрон ж. б. болору белгилүү. Эгерде дүүлүккөн атомдогу электрон жогорку энергиялык деңгээлден (жогорку кабыкчадан) төмөнкү деңгээлге (кабыкчага) түшсө, анда атом бул эки деңгээлдин айырмасына барабар болгон энергияны  $\Delta E=h\nu$  квант түрүндө ( $\nu$  — нурдун жыштыгы,  $h=6,62 \cdot 10^{-27}$  эрг. сек. болгон Планк турактуулугу) чыгарылат да кадимки абалга



келет. Электрондор сырткы кабыкчалардын биринен — бирине өткөндө кадимки жарык нурлары чыгат, ал эми алар ички кабыкчалардын биринен — бирине өткөндө рентген нурлары чыгат. Мисалы, электрондор  $M$  — кабыкчадан  $L$  — кабыкчага өткөндө рентген нурларынын мүнөздүү спектриндеги  $L$  — серия пайда болот, ал эми алар  $L$  — кабыкчадан  $K$  — кабыкчага өткөндө  $K$  — серия пайда болот (6-сүрөт).



6-сүрөт. Рентгендик мүнөздүү спектрдеги сериялардын пайда болушу.

Бул рентген нурларынын мүнөздүү спектриндеги сызыктарга туура келүүчү толкун узундуктар

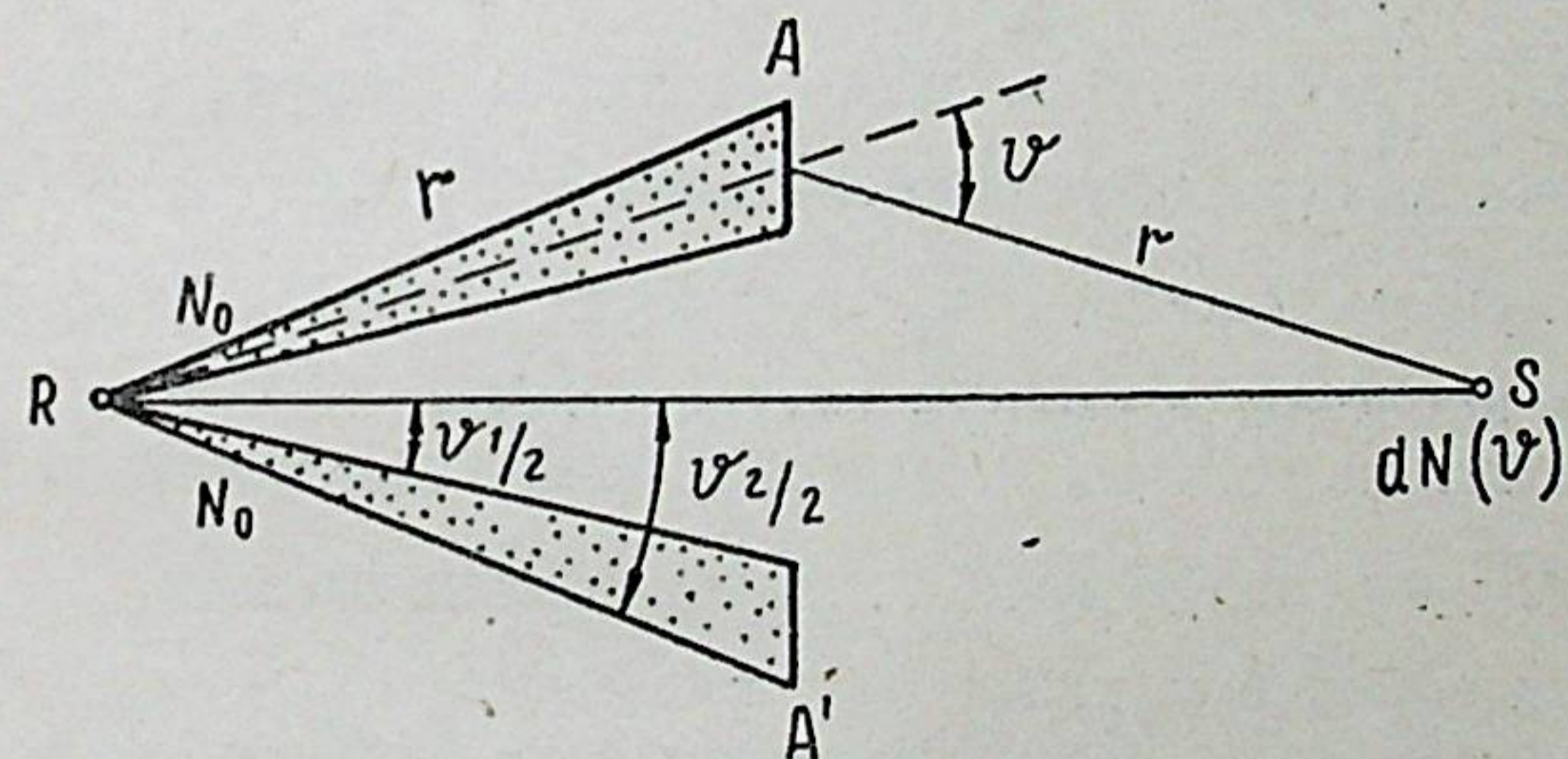
$$\frac{1}{\lambda} = v(Z - a)^2 \quad (3,1)$$

формулага баш ие тургандыгын Мозели 1913-жылы далилдеген. Мында  $Z$  — ядронун заряды,  $a$  жана  $v$  — элементтен эмес, сериядагы сызыктардан көз каранды болуучу турактуулар ( $L$  — серия үчүн  $a=3,5$ ,  $K$  — серия үчүн  $a=1$ ). Демек, рентген спектрлерин фотографиялап, андагы сериялардагы сызыктардын толкун узундугун аныктай турган болсок, анда (3,1) формула боюнча бул нурларды чыгарган элементтин ядросунун зарядын эсептеп чыгууга

болот. Мындай изилдөөлөр элементтин ядросунун зарядынын Менделеевдин мезгилдүү системасындагы катар номерине барабар экендигин көрсөттү.

Менделеев мезгилдүү системаны түзгөн кезде бар болгону 63 элемент эле белгилүү болгон; анын үстүнө алардын атомдук салмактары жана химиялык касиеттери да анчалык так белгилүү болгон эмес.  $Co - Ni$ ,  $Ar - K$ ,  $Te - J$  үч жуп элементтерди Менделеев мезгилдүү системага алардын атомдук салмактарына каршы келе тургандай кылып жайгаштырган. Бирок, Мозелинин тажрыйбалары мезгилдүү система атомдун түзүлүшүнө ылайыкталып абдан туура түзүлгөндүгүн далилдеди.

Ядролордун зарядын аныктоого арналган экинчи метод  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн элементтерден чачыроосуна негизделип, Резерфорддун формуласын (2,2) пайдаланат. Бул методду Чэдвик иштеп чыккан.  $\alpha$  бөлүкчөлөрдү чачыратуучу баракча  $AA^1$  шакек түрүндө алынган (7-сүрөт),  $R$  препарат жана  $ZnS$  ден жасалган  $S$  экран  $AA^1$  дан бирдей  $r$  аралыкта жайлаштырылган. Тажрыйбада белгилүү бир  $\nu$  бурчу боюнча чачыраган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн  $dN$  саны эсептелген. Бул бурч (эсептөөлөр үчүн жеңил болсун үчүн)  $RS$  огу



7-сүрөт. Чэдвиктин тажрыйбасынын схемасы.

менен  $S$  ден баракчага баруучу нурлардын багытынын ортосундагы бурчтан эки эсе чоң кылынып алынган.  $R$  менен  $S$  экрандын ортосундагы шакектин ичине  $\alpha$  бөлүкчөлөр өтө албай турган коргошун пластинкасын коюп, чачыраган гана  $\alpha$ -бөлүкчөлөрдү саноого мүмкүн болгон. Тескерисинче, коргошун пластинкасы менен  $AA^1$  шакекти жаап, бетке түшкөн  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн бардык санын  $N$  саноого болгон. Демек, берилген баракча үчүн  $N$  менен  $dN$



ди тапкандан кийин ( $v$  — бурчу үчүн); (2,2) формуладан  $Z$  ти эсептеп чыгууга мүмкүн болгон ( $a$  — бөлүкчө үчүн  $M$  жана  $v$  баракча үчүн  $n$  белгилүү делип алынат.)

Мына ушундай жол менен Чэдвик платина, күмүш жага жез үчүн  $Pt$  (78)—77,4;  $Ag$  (47)—46,3;  $Cu$  (29)—29,3; нолгон маанилерди тапкан. Кашаада элементтердин мезбилдүү системадагы катар номерлери көрсөтүлгөн. Ушинтип, бул метод биринчи методго караганда анчалык так болбосо да, берилген элементтин ядросунун зарядын аныктоого мүмкүндүк берет.

#### § 4. ЯДРОЛОРДУН МАССАСЫ ЖАНА АНЫ АНЫКТОО.

Атомдун ядросунун экинчи эң маанилүү мүнөздөмөсү болуп анын массасы эсептелет. Электрондордун массасы өтө эле кичине болгондуктан ядронун массасы болжол менен атомдун массасына барабар.

Химияда салыштырма атомдук массаларды же атомдук салмактарды пайдаланышат. Элементтин химиялык жол менен аныкталган мындай атомдук салмагы берилген элементтин атомунун массасынын кислород атомунун массасынын  $\frac{1}{16}$  бөлүгүнө болгон катышы болуп эсептелет.

Демек, атомдук салмак деген шарттуу бирдик; ал кислород атомунун массасынын  $\frac{1}{16}$  бөлүгүнө барабар. (Шарттуу түрдө кислород атомунун массасы туура 16 бирдикке барабар делип эсептелет). Акыркы кезде масса бирдиги катары  $C^{12}$  нин атомунун  $\frac{1}{12}$  үлүшү кабыл алынды.

Элементтердин химиялык анализдердин жардамы менен аныкталган атомдук салмактары чоң практикалык мааниге ээ болот да, алар бардык химиялык эсептөөлөрдүн негизине жатат. Атомдук салмак белгилүү болсо, Авагадронун законунан пайдаланып, ал элементтин атомунун массасын абсолюттук бирдиктерде туюнтууга болот. Мисалы: элементтин бир грамм атомунда (же заттын бир грамм молекуласында)  $6,025 \cdot 10^{23}$  атомдор (молекулалар) бар экендиги белгилүү; демек, кислороддун атомунун массасы  $16,00000 : 6,025 \cdot 10^{23} = 2,657 \cdot 10^{-23}$  гга барабар. Бирок, Авагадро саны 0,1 процентке чейинки тууралык менен аныкталган; ошондуктан атомдун массасын мындай жол менен

аныктоо да 0,1 процент гана тууралыкты берет. Экинчи жактан, кислороддун же башка элементтердин атомунун массасын мындай аныктоо, берилген элементтин бардык атомдорунун массалары бипбирдей болушун талап кылат.

Изотоптор ачылгандан баштап, алардын атомдорунун массасын аныктоо үчүн химиялык методдор жарабай тургандыгы белгилүү болду. Ошентип, изотоптордун атомдук салмактарын аныктоо физика илиминин карамагына өттү. Бул максат үчүн атайын физикалык методдор (алардын ичиндеги негизгилер масс — спектроскопиялык методдор) иштелип чыкты. Масс — спектроскопиялык методдор, электр жана магнит талааларынын ар түрдүү комбинациясынан пайдаланып, берилген элементтин же заттын оң иондорунун зарядынын массасына болгон катышын  $\left(\frac{e}{m}\right)$  аныктоого негизделген.

Оң иондор кээ бир элементтердин туздарын электрондор менен бомбулоо же ысытуу жолу менен (мисалы:  $RbNO_3$  ны ысыткандагы  $Rb_+$  иондор), газдарды электрондор менен бомбулоо жолу менен пайда кылынат. Же ушуга эле окшош башка жолдор колдонулат (азыркы кезде иондук булактарды жасоонун бир нече түрлөрү белгилүү).

Эң жөнөкөй масс — спектрографтын схемасы 8-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Иондук булактан чыккан оң иондор  $P$  жана  $S$  диафраммаларынын арасына тиркелген  $V$  потенциалдар айырмасы менен ылдамдатылат.

$P$  дан  $S$  ге чейинки жолдо алган иондордун  $E_{кин}$ , кинетикалык энергиясы:

$$E_{кин} = \frac{mv^2}{2} = eV \quad (4,1)$$

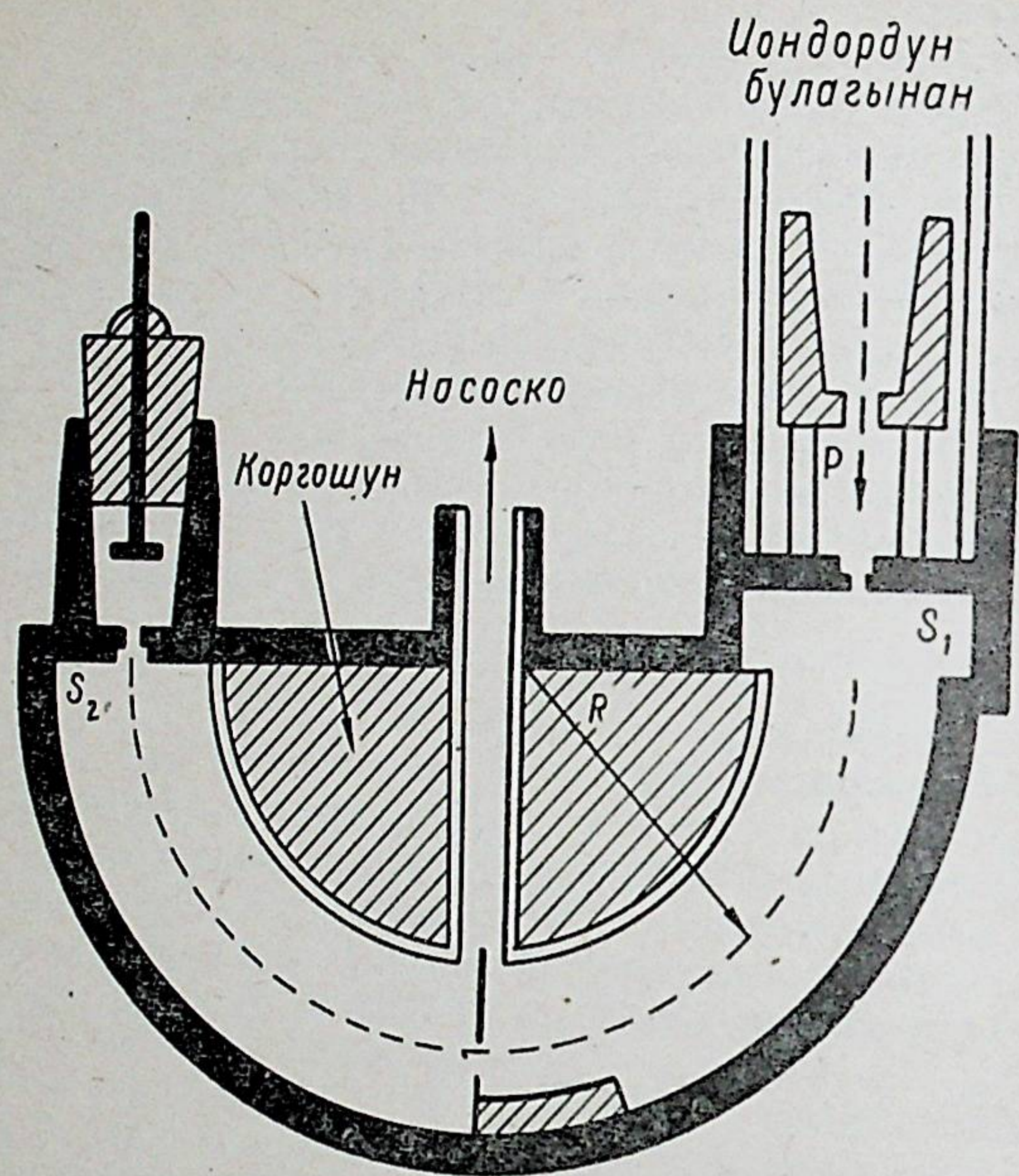
Мында  $e$  — иондун заряды,  $m$  — анын массасы.

$S_1$  аркылуу өткөн иондор чыңалышы  $H$  болгон бир тектүү магниттик талаага киришет (бул талаанын күч сызыктары сүрөттүн тегиздигине перпендикулярдуу).  $S_1$  жылчыктан  $s_2$  жылчыкка чейинки жолду басып өткөн иондор жарым айлана сызышат; анын радиусу төмөнкү катыштан табылат:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{eVH}{C} \quad (4,2)$$

мында  $C$  — жарыктын ылдамдыгы,  $e$  жана  $H$  абсолюттук системадагы бирдиктерде туютулган, б. а. заряд — абсо-





8-сүрөт. Эң жөнөкөй масс-спектрографтын схемасы.

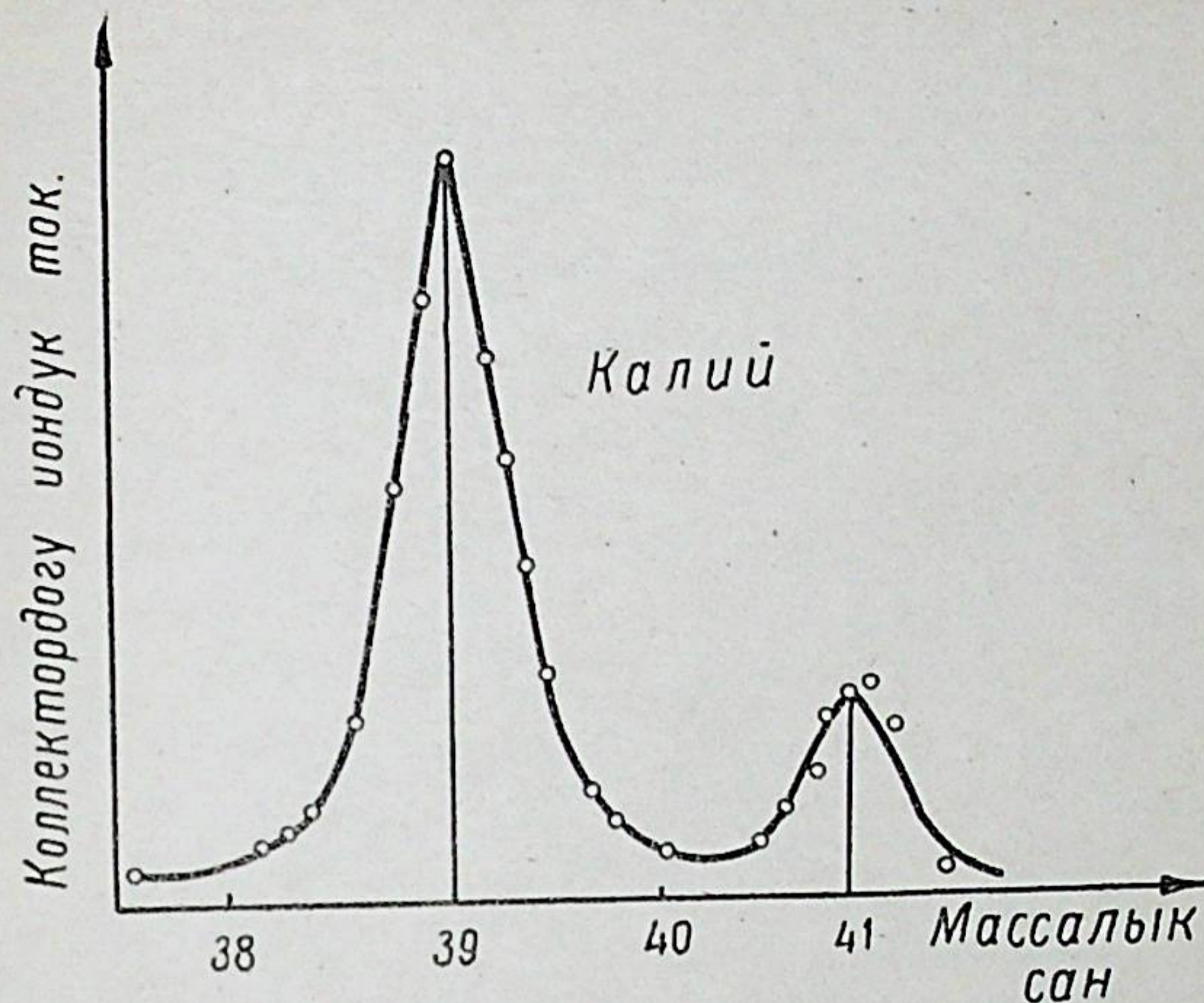
люттук электростатикалык бирдиктер менен,  $H$  эрстеддер менен туюнтулган.

$S_2$  жылчык аркылуу өткөн иондор үчүн, алардын зарядынын массасына болгон катышы

$$\frac{e}{m} = \frac{2V \cdot C^2}{(HR)^2} \quad (4,3)$$

боло тургандыгы (4, 1) жана (4,2) теңдемелерден көрүнүп турат.

$S_2$  аркылуу өткөн иондор коллекторго чогулат да, алардын заряды коллектор менен улаштырылган электрометрдин жардамы менен ченелет. Эгерде магниттик талаанын  $H$  чыналышын турактуу кылып,  $R$  менен  $S_1$  нин арасындагы потенциалдар айырмасын өзгөртсөк, анда коллектордогу иондук токту ченеп, 9-сүрөттөгүдөй ийри сызыкты алабыз.



9-сүрөт. Массалык сандары 39 жана 41 болгон калийдin эки изотобунун масс — спектрометрдик ийри сызыгы.

$H, R$  жана  $e$  (электрондун эселенген зарядына барабар болгон иондун заряды) чоңдуктарын билип жана (4,3) формуланы пайдаланып берилген  $V$  потенциалдар айырмасы кандай массага туура келе тургандыгын айта алабыз. Демек, бул курал ар бир иондун массасын аныктоого мүмкүндүк берет.

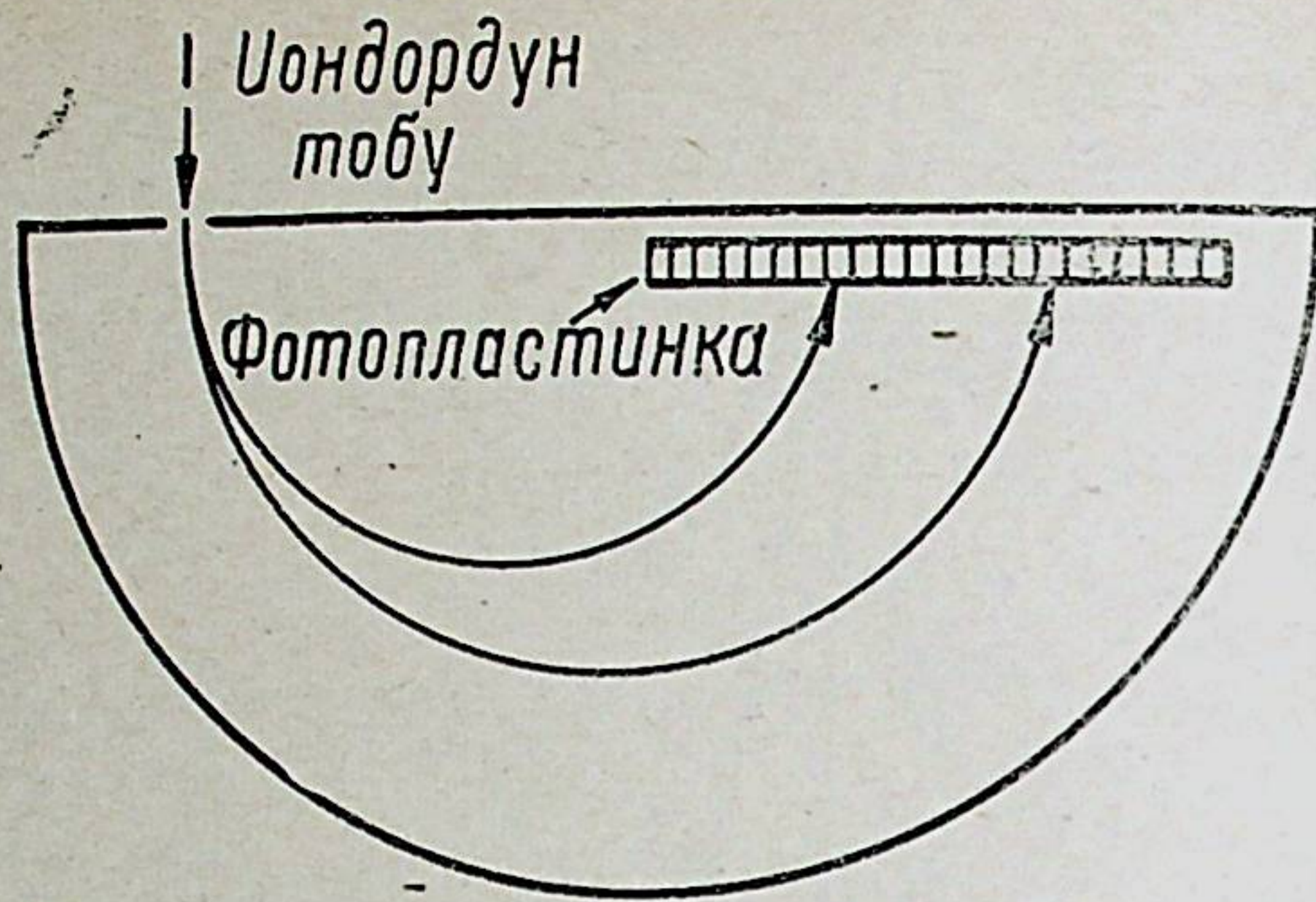
Тез кыймылдаган заряддуу бөлүкчөлөр фотопластинкага фотографиялык аракет кылат. Ошондуктан масс — спектрометрдеги коллектор менен электрометрди фотопластинка аркылуу алмаштырууга болот. Демек, бул учурда, иондорду каттоо методу фотографиялык метод болуп эсептелет. Мындай масс — спектрографтын схемасы 10-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Фотографиялык метод  $V$  менен  $H$  тын белгилүү болгон маанилеринде ар түрдүү массалуу бир нече иондордун түрүн бир убакытта эле каттоого мүмкүндүк берет.

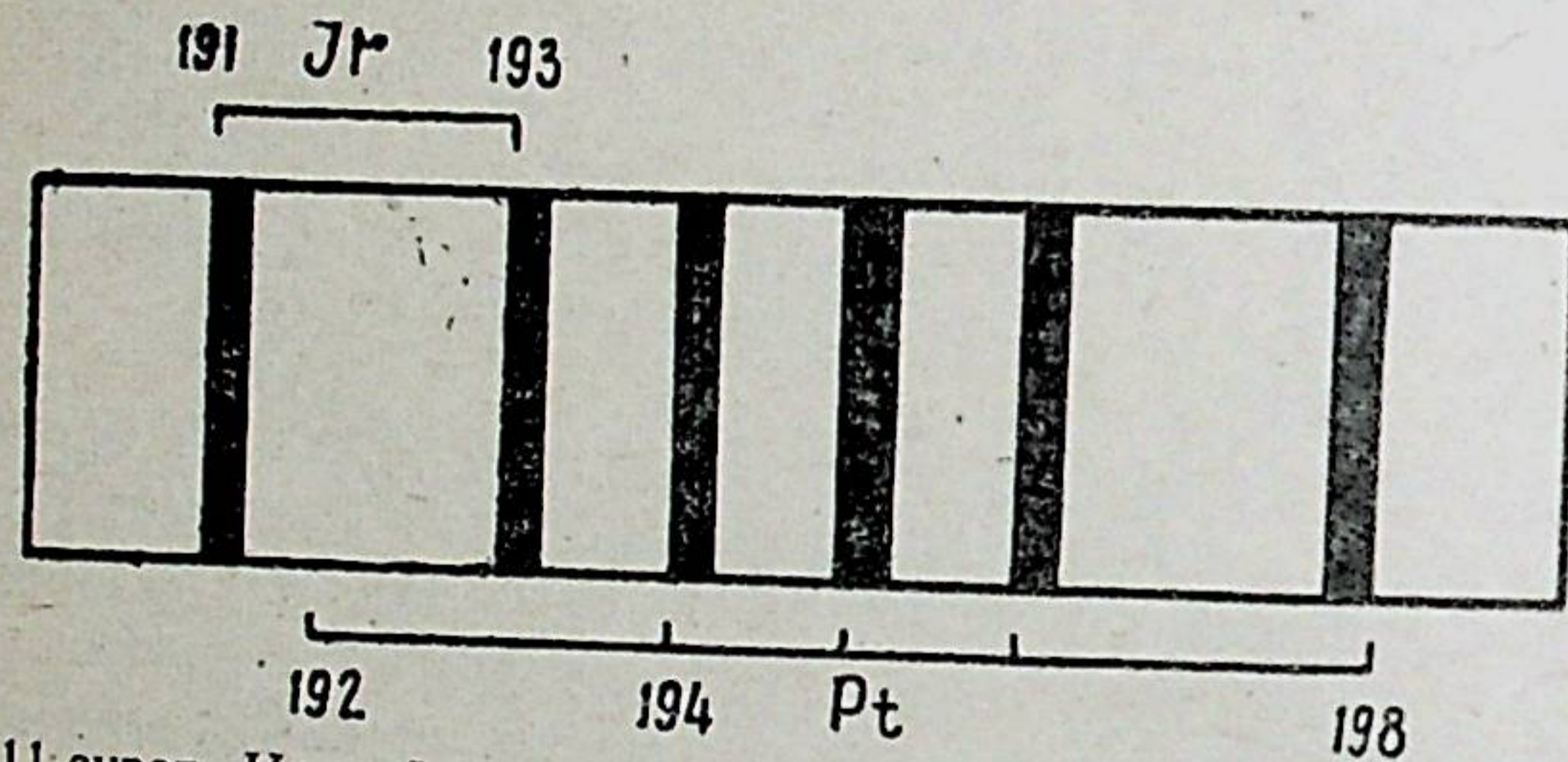
Бул учурдагы алынган фотографиялар 11-сүрөттөгүдөй болот.

Элементтерди масс — спектрографиялык изилдөө, эң эле аз элементтер (фтор, натрий, алюминий, висмут) бир изотоптон тура тургандыгын көрсөттү. Элементтердин көп-





10-сүрөт. Иондорду фотопластинка аркылуу каттоочу масс-спектрографтын схемасы.



11-сүрөт. Иридий менен платинанын масс-спектрограммасы.

чүлүгү атомдук салмактары ар түрдүү болгон бир нече изотоптордон турушат.

Эгерде кислороддун атомунун массасын 16,00000 га барабар деп алсак, анда ар түрдүү элементтердин изотопторунун атомдук салмактары (же атомдорунун массасы) бүтүн сандан эң эле аз айырмаланарлыгы (атомдук салмактын 0,01 ине гана айырмаланат) кызыктуу иш. Бирок, кислород өзү бир изотоптон турбайт. Анын жаратылышта үч изотопу бар:  $O^{16}$  (99,76 процент),  $O^{17}$  (0,04 процент), жана  $O^{18}$  (0,20 процент).

Демек, атомдук массалардын химиялык шкаласында кислороддун үч изотопунун ( $O^{16}$ ,  $O^{17}$  жана  $O^{18}$ ) атомдук салмагы 16,00000 га барабар делип алынган. Бул шкалада изотоптордун массасын ченөөгө болбойт. Ошондуктан, изо-

топтордун массасын ченөө үчүн ядро физикасында атомдук салмактардын физикалык шкаласы деп аталган шкаланы пайдаланышат. Бул шкалада стандарт катарында кислороддун  $O^{16}$  изотопу гана алынат. Анын атомунун массасы 16,00000 га барабар делип эсептелет. Демек, химиялык шкаладагы массасынын бирдиги физикалык шкаладагы массанын бирдигинен чоң; ушундай эле, кандайдыр бир изотоптун «химиялык» бирдиктерде туюнтулган атомдук салмагынын сандык мааниси, «физикалык» бирдиктерде туюнтулган сандык маанисинен кичине. Ошондуктан бир шкаладан экинчи шкалага өтүү үчүн, жаратылыштагы кислороддун изотоптук составынан аныкталган ( $1,000272 \pm >0,00005$ ) көбөйтүүчүнү пайдаланышышат.

Физикалык шкаладагы бирдиктер боюнча водород атомунун ( $H$ ) массасы 1,008142 ге., ал эми электрондун массасы 0,000548 ге барабар; демек, водород атомунун ядросунун (протондун) массасы 1,007594 массалык бирдикке барабар. Бир массалык бирдик (М. Б.)  $1,661 \cdot 10^{-24}g$  га барабар.

Ушинтип, ар кандай ядро өзүнүн составына кирген протондор менен нейтрондордун саны аркылуу мүнөздөлөт. Ошондуктан, эгерде абцисса огу боюнча протондордун  $Z$  санын коюп, ордината огу боюнча нейтрондордун  $A-Z$  санын коюп диаграмма түзсөк, анда ар бир изотоп бул диаграммада точка менен көрсөтүлөт (12-сүрөт). Жаратылыштагы изотоптор бул диаграммада бекемдүүлүк тилкеси деп аталуучу кууш тилкеи берет.

Бул диаграмманы анализдөөдөн төмөнкү корутундуларды жасоого болот.

1. Жеңил элементтер аз изотопторго ээ болушат; мезгилдүү системанын ортосундагы элементтердин изотоптору көп; оор элементтер да аз изотопторго ээ болушат.

2. Массалык сандары 5 жана 8 болгон изотоптор жок.\*

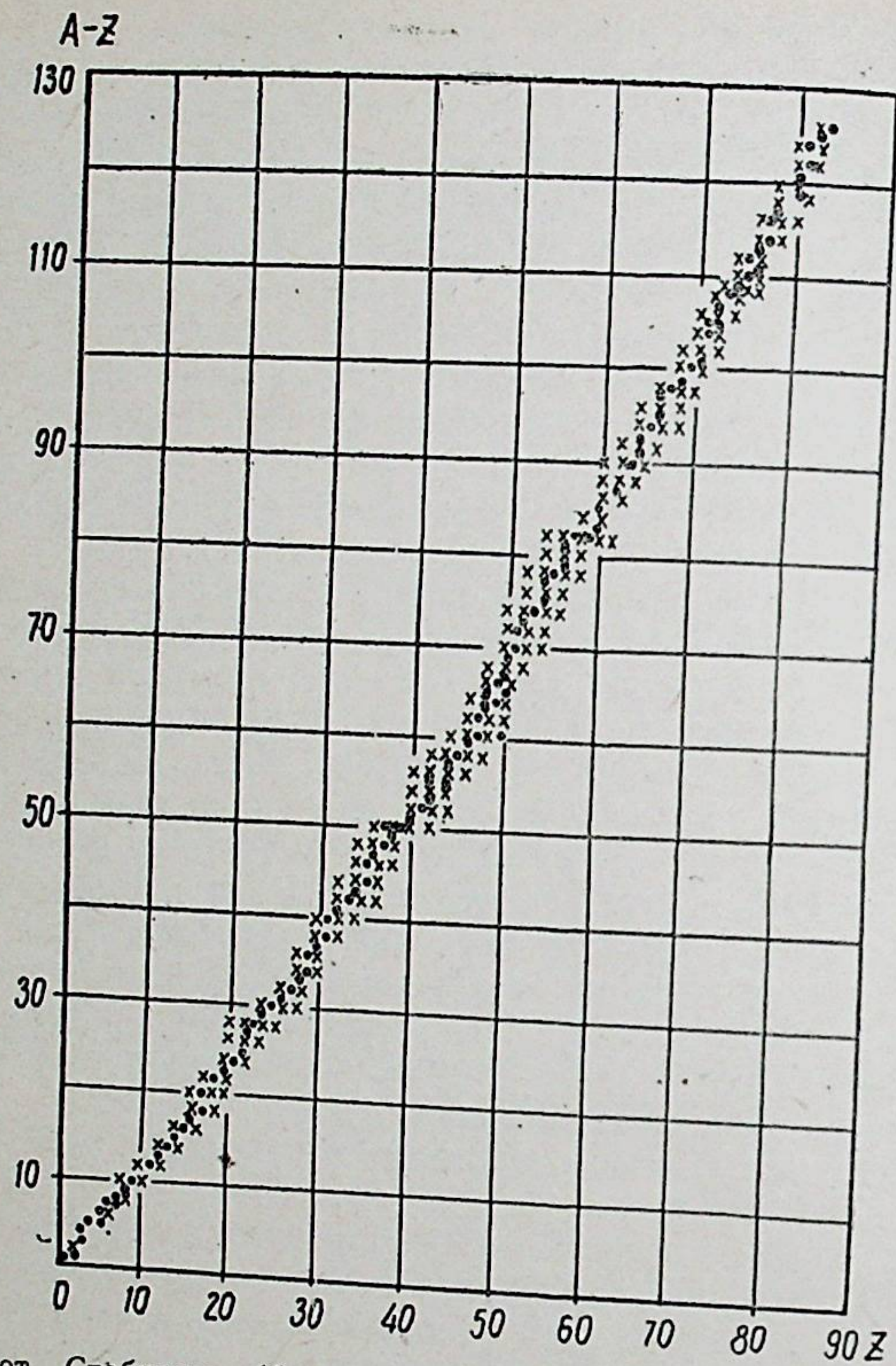
3.  $Z$  жуп болгон элементтер,  $Z$  так болгон элементтерге караганда бир кыйла көп изотопторго ээ.

4. Жер катмары 87 процентке чейин (атомдордун саны боюнча) протондордун жана нейтрондордун саны жуп болгон изотоптордон түзүлгөндүгүн геохимиялык маалыматтар көрсөтөт.

5.  $Z$  жана  $A-Z$  так болгон төрт гана стабилдүү изотоптор белгилүү. Булар  $H_1^2$ ,  $Li_3^6$ ,  $B_5^{10}$  жана  $N_7^{14}$

\* Сөз стабилдүү изотоптор жөнүндө гана болуп жатат.





12-сүрөт. Стабилдүү (бекемдүүлүк) изотоптордун протон-нейтрондук диаграммасы. Протондордун жана нейтрондордун сандары жуп болгон изотоптор крестиктер менен көрсөтүлгөн.

6. Жеңил элементтердин аймагында  $A$  массалык саны  $Z$  тен болжол менен эки эсе чоң ( $A \approx 2Z$ ). Демек, бул протондор менен нейтрондордун сандары бирдей болгон ядролор ушул аймакта дегендикке жатат. Мындай ядролор өтө бекем жана алардын энергиялары өтө кичине.

7.  $A$  чоңойгон сайын нейтрондордун саны көбөйөт да, оор элементтер үчүн нейтрондордун саны протондордун санынын болжол менен 1,5 на барабар.

Жаратылыштагы стабилдүү изотоптор 300 кө жакын. Алардын жер катмарындагы таралышында мына ушундай закондуулуктар бар.

## § 5. ЯДРОЛОРДУН ӨЛЧӨМДӨРҮ.

Макроскопиялык нерселер өздөрүнүн өлчөмдөрү жана формасы менен мүнөздөлүшөт. Атомдук масштабдар үчүн классикалык механикадагы катуу нерселерге колдонулган түшүнүктөрдү пайдаланууга жарабайт. Атом же ядро бөлүкчөлөрдүн системасы болуп эсептелинет, ал эми ал бөлүкчөлөрдүн кыймылдары квант механикасынын закондоруна баш ийет. Демек, ядролордун өлчөмдөрү жөнүндөгү түшүнүк, классикалык механикада каралган катуу нерселердей эмес, белгисиз болуп калат. Ошондой болсо да, ядролордун өлчөмдөрүн баамдоонун бир нече ыктары бар.

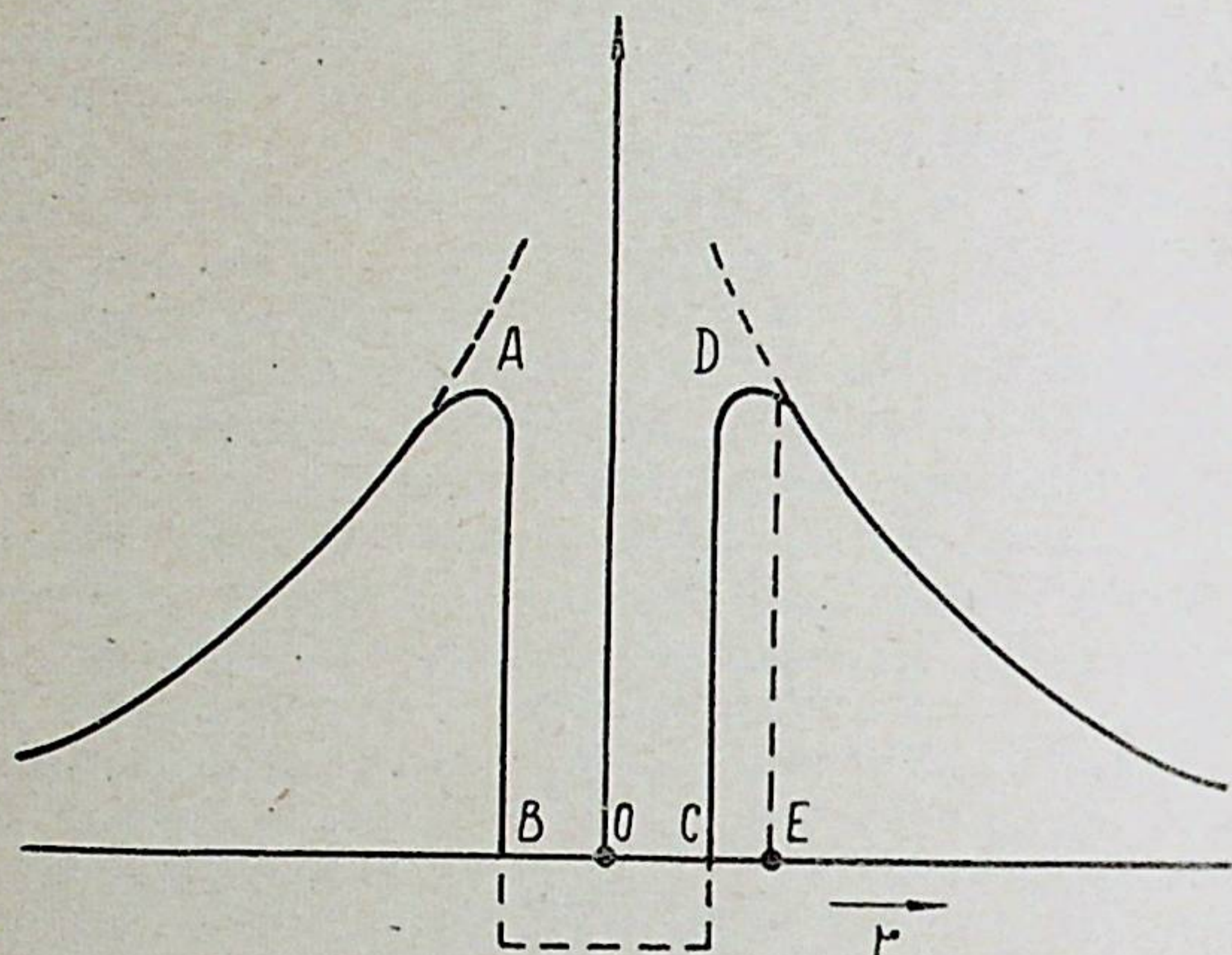
Ар түрдүү методдор ар түрдүү натыйжаларга алып келсе да, бардык учурда чоңдуктун тартиби бирдей, мисалы, ядролордун өлчөмдөрү  $10^{-13}$  см. чамасындагы чоңдук экендигин ар түрдүү методдор көрсөтөт. Бул болсо, ядронун өлчөмдөрү жөнүндөгү түшүнүк классикалык механикадагы түшүнүктөй болбосо да, ядронун объективдүү касиетин чагылтат дегендикке жатат.

Ядро заряддалган «бөлүкчө» болгондуктан анын айланасында электр талаасы пайда болот. Бул талааны  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн же ылдам протондордун чачыроосун байкоо жолу менен изилдөөгө болот.

Ядро менен  $\alpha$  бөлүкчөнүн ортосундагы өз ара аракеттенүү оор ядролор үчүн жана өтө ылдам эмес  $\alpha$  бөлүкчөлөр учурунда гана Кулондун законуна баш ийет деп биз § 2 та айттык. Мындай ядролордун заряды чоң болгондуктан  $\alpha$  бөлүкчө аларга өтө жакын бара албайт. Демек, биз, ядродон алыскы аралыктарда анын талаасы Кулондук талаа, б. а. ал талаанын потенциалы аралыктын биринчи даражасына тескери пропорционалдуу болот деп айта алабыз. Бирок, ядрого жакын аралыктарды Кулондун закону бузулат. Муну  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн жеңил ядролордон чачыроосун (водород, гелий, алюминий) изилдөө көрсөттү. Мына ушундай чачыроону изилдөөнүн натыйжасында ядрого эн жакын аралыкта түртүлүүчү кулондук күчкө ядролук күч деп аталган тартылуучу күч катталат деген корутундуну жасоого болот. Бул күч аралыктын квадратына эмес, абдан чоң даражасына тескери пропорционалдуу өзгөрөт.



Эгерде ядронун айланасындагы талаанын потенциалынын ядронун борборунан алыстаган аралыкка болгон көз карандылыгын түзсөк, анда потенциалдык ийри сызык 13-сүрөттөгүдөй болот.



13-сүрөт. Ядронун потенциалдык ийри сызыгы.

Ядролук күчтөр аралык чоңойгондо өтө тез азайгандыктан,  $r$  дин чоң маанилеринде ядролук күчтөр нөлгө барабар; бул учурда түртүлүүчү кулондук күч бар да, потенциалдык ийри сызык абсцисса огуна үстүнө түшүрүлгөн гиперболо түрүндө болот. Тескерисинче, эң кичине аралыктарда ядролук күчтөр өтө тез чоңоёт да, аларга салыштырганда Кулондук күч жокко эсе болуп калат; ийри сызык тез төмөн түшөт да, потенциал багытын өзгөртөт. Натыйжада ABCD «потенциалдык чуңкур» пайда болот да, анын ичинде ядролук бөлүкчөлөр бекитилген болушат.  $OE=R$  ядронун радиусу болуп эсептелет. Потенциалдык ийри сызык «потенциалдык чуңкурдун» ички бетинде кандай өзгөрө тургандыгы бизге белгисиз; ядролук күчтөр аралыкка өтө көз каранды болгондуктан, ийри сызыктын бул бөлүгү каадада абсцисса огуна перпендикуляр болуп сызылат.

Ядронун радиусун аныктоонун бир нече методдору белгилүү. Мисалы:  $\alpha$  ажыроонун теориясын пайдаланып  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн энергиясы боюнча  $\alpha$  радиоактивдүү яд-

ролордун радиусун табууга болот. Жаратылыштагы бардык  $\alpha$  активдүү ядролор үчүн бул эсептөөлөр  $8,4 \cdot 10^{-13}$  см менен  $9,8 \cdot 10^{-13}$  см дин арасындагы маанилерди берет. Эгерде ядролордун  $A$  массалык саны чоңойгон сайын алардын радиустары да чоңоё тургандыгын эске алсак, анда оор ядролордун радиустары

$$R=r_0 \sqrt[3]{A} \quad (5,1)$$

болгон эмпирикалык формулага туура келе тургандыгын көрүүгө болот. Мында  $r_0=1,5 \cdot 10^{-13}$  см бир нуклон үчүн ядролук күчтөрдүн аракет этүү радиусу.

Ылдамдатылган протондордун же нейтрондордун ар түрдүү ядролордон чачыроосун изилдөө менен бирге, ал ядролордун радиустарын баамдоого боло тургандыгын тажрыйбалар көрсөттү. Бул методду радиоактивдүү ядролорго гана эмес, стабилдүү ядролорго да колдонууга болот. Бул маалыматтар ядролордун радиустары үчүн,

$$R=1,37 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{A} \text{ болгон формуланы берет.}$$

Ядронун радиусун баамдоонун башка методу төмөнкү.

Эгерде ядрону ичине ядролук бөлүкчөлөр камалган потенциалдык ящик катарында карай турган болсок, анда ал ящиктин өлчөмүнө де — Бройлдин жок дегенде бир туруучу толкуну туура келиш керек. Ядролук бөлүкчөгө (нейтронго же протонго) туура келүүчү де — Бройлдин

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

толкуну. Мында  $h=6,62 \cdot 10^{-27}$  эрг. сек. Планк турактуулугу,  $m=1,66 \cdot 10^{-24}$  г протондун же нейтрондун массасы,  $E$  ни бир нуклондун байланыш энергиясына барабар деп алууга болот, б. а. 8,5 Мэв (§7 караңыз). Эгерде бул маанилерди формулага койсок, анда нуклон үчүн де — Бройлдин толкун узундугу (демек, ядронун радиусу үчүн)  $10^{-13}$  см чамасындагы сан чыгат. Эгерде ядрону сферикалык потенциалдык ящик катарында, б. а. радиусу  $R$  болгон сферанын ичинде потенциалдык энергия кандайдыр бир терс турактуу чондукка барабар болуп, ал эми сферанын сыртында чексизге чейин чоңоёт десек, анда ядронун радиусунун мааниси туурараак чыгат. Де — Бройль боюнча кыймылдагы ар кандай бөлүкчөнү толкун түрүндө кароого болгондуктан, радиусу  $R$  болгон сферанын узундугуна бүтүн сандагы де — Бройлдин толкун узундугу туура келиш керек.



Ядронун дүүлүкпөгөн абалы үчүн  $n=1$  болгондуктан,

$$R = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{2\pi\sqrt{2mE}} = 1,56 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Ядронун дүүлүккөн абалдары үчүн  $n > 1$  ( $n=2,3,\dots$ ) болгондуктан

$$R \geq 1,56 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Ушинтип, бизге белгилүү болгон  $Z=0$  (нейтрон), 1 (протон) 2,3..., 104 ядролордун радиустары  $10^{-13}$  см.— $10^{-12}$  см. чектеринде жатат жана болжол менен (5,1) формулага туура келет. Бул формула ядронун көлөмү андагы нуклондордун санына пропорциялуу деген, же болбосо, бардык ядролор үчүн ядролук заттын тыкыздыгы турактуу деген эң маанилүү корутундуга алып келет. Ядролук заттын тыкыздыгын баамдайлык:

$$\delta = \frac{M_{\text{яд}}}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{M_{\text{н}}A}{\frac{4}{3}\pi(1,5)^3 \cdot A \cdot 10^{-39}} = \frac{1,66 \cdot 10^{-39}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14(1,5)^3 \cdot 10^{-39}} = 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

Ушинтип, ядролук заттын тыкыздыгы абдан чоң.

## § 6. ЯДРОНУН СПИНИ, МАГНИТТИК ЖАНА КВАДРУПОЛДУК МОМЕНТТЕРИ.

Заряд, масса жана өлчөмдөрү — ядронун эң бир көрүнүктүү касиеттери. Ядронун түзүлүш теориясы үчүн абдан чоң мааниге ээ болгон башка касиеттери да бар. Булар — анын спини, магниттик моменти жана квадруполдук моменти.

Адегенде бул түшүнүктөрдүн маанисин ачык мисал менен түшүндүрөлүк. Жер шарын көз алдыга келтирелик. Ал ар дайым өзүнүн огунун айланасында бир калыпта айланып турат. Демек, бул окко карата жер кыймыл санынын белгилүү бир турактуу моментине ээ болот. Эгерде ушул түшүнүктү ядрого колдонсок, анда анын спини\* жөнүндө ачык түшүнүк алган болобуз. Ар түрдүү ядролор окко карата кыймыл санынын белгилүү бир чоңдугуна ээ болушат. Бул моментти спин деп же механикалык момент деп аташат. Ядролордун спиндери макроскопиялык нерселер-

\* Бул термин англия тилиндеги spin деген сөздөн алынган. Spin бизче чимирик дегенди билгизет.

дин кыймыл санынын моментиндей эле каалаган маанилерге ээ боло бербейт; алар квантталышкан, б. а.  $\frac{h}{2\pi}$  бирдиктеринде бүтүн же жарты гана боло алышат. Бул бирдик  $\frac{h}{2\pi}$  элементардык айланма импульс деп аталат. Ушинтип,

ядролордун спиндери  $J \frac{h}{2\pi}$  туюнтма менен берилет; мында  $J=0,1,2,\dots$ , же  $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$  гана боло алат. Ар түрдүү ядролордун спиндерин эксперимент жүзүндө аныктоонун натыйжасында, төмөнкүдөй эрежеге келүүгө болот. Массалык саны  $A$  жуп болгон ядролор үчүн  $J$  бүтүн сан мааниге ээ болот, ал эми массалык саны  $A$  так болгон ядролор үчүн  $J$  бөлчөк сан маанилерге гана ээ боло алат.

Бул эреже ар кандай ядролук бөлүкчө  $\pm \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2\pi} \right)$  бирдиктерде) спинге гана ээ боло тургандыгы жөнүндөгү факт менен айкалышат.

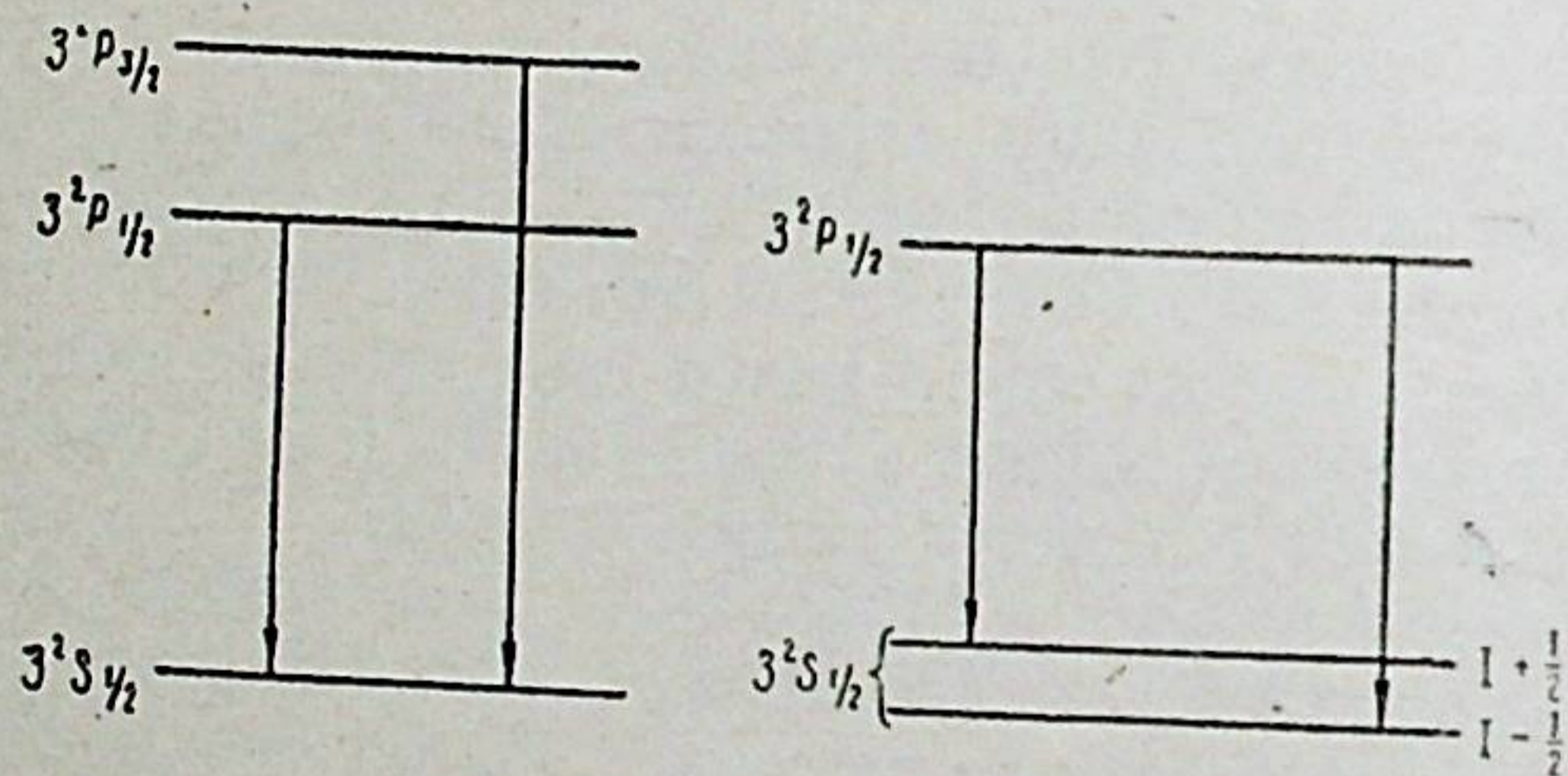
Бирок, биз ядронун спинин эң эле жөнөкөй — ядронун составдык бөлүктөрүнүн айланышы катарында түшүнүшүбүз жарабайт. Балким ядролор чындыгында эле огунун айланасында айланышаар, бирок буга тикеден — тике далилдөөлөр жок. Экинчи жактан, ядронун кыймыл санынын моменти, анын спини менен гана эмес, нуклондордун ядродо кыймылдашынын натыйжасында пайда болгон орбиталык моменттер менен да шартталган.

Ядролордун спининин бардыгы эксперимент жүзүндө спектроскопиялык изилдөөлөрдүн натыйжасында табылган. Эгерде ажыраткыч күчү чоң болгон спектрографтын жардамы менен ар кайсы элементтин атомдук спектрин изилдей турган болсок, анда спектрдеги ар бир сызык эки, үч, же көп жанаша сызыктардан тургандыгын байкоого болот. Бул кубулуш спектрдик сызыктардын «жука структурасы» деп аталат жана ал электрондун спини бар болгондугу менен түшүндүрүлөт. Бир электрондун орбиталдык моменти менен спинин өз ара ориентациясына байланыштуу  $P, d, f$ , энергиялык деңгээлдердин ар бири экиге ажырайт. Ушунун натыйжасында башкы сериянын ар бир сызыгы дублет (эки) болуп калат. Мисалы, натрийдин башкы дублетиндеги ( $D_1, D_2$ ) сызыктардын ортосундагы аралык  $6A^\circ$ , ал эми цезийдин дублетиндеги сызыктардын ортосундагы аралык  $420 A^\circ$  ге жетет. Эгерде ажыраткыч күчү абдан чоң



болгон спектрографтарды жана атайын конструкцияланган жарык булактарын пайдалана турган болсок, анда дублеттеги ар бир сызык өзүнчө структурага ээ болгондугун (эки, үч же көп болуп көрүнгөндүгүн) көрөбүз. Бул кубулуш спектралдык сызыктардын «өтө жука структурасы» деп аталат. Бул кубулушту 1928-жылы Совет физиктери А. Н. Теренин жана Л. Н. Добрецов ачышкан. Алар натрийдин дублетиндеги ар бир сызык бири — бирине өтө тыгыз жайланышкан эки компонентке ажырай тургандыгын байкашкан.

Бул кубулуш электрондун спини менен түшүндүрүлбөйт; ал ядронун спини бардыгы жөнүндө кабар кылат. 14-сүрөт натрийдин спектрдик сызыгынын «өтө жука структурасын» ядронун спини бар деген көз карашта түшүндүрүүнү көрсөтөт. Сол жаккы схема натрийдин  $D_1$ ,  $D_2$  дублетин электрондун спинин эсепке алуу менен түшүндүрүүнү көрсөтөт, ал эми оң жаккы схема ядронун спинин натыйжасында дублеттеги ар бир сызык эки компонентке ажырай тургандыгын түшүндүрөт.



14-сүрөт. Натрийдин Д-сызыгынын «жука структурасын» жана «өтө жука структурасын» түшүндүрүү схемасы.

Натрийдин атомунун энергиялык негизги  $3^2 S \frac{1}{2}$  деңгээли ядронун спининин натыйжасында эки деңгээлчелерге ажырайт, ошондуктан анын башкы дублетинин ар бир сызыгы ( $D_1$  жана  $D_2$ ) экиден болуп көрүнөт.

Водороддун ядросунун спинин аныктоо айрыкча мааниге ээ болот, себеби, ал бир гана протондон  $H$  турат. Ушунун натыйжасында кадимки водород эки түрдөгү молекулалардан турат. Молекуладагы ар бир атомдун ядросу  $\frac{1}{2}$

спинге ээ болот. Ар бир ядронун спини кандайдыр бир бөлүнүп чыккан багытты аныктайт. Ошондуктан экинчи ядронун спини бул багытка карата эки абалда гана боло алат; натыйжада эки ядролордун спиндери тең же жарыш ( $\uparrow\uparrow$ ), же бири-бирине карама-каршы ( $\uparrow\downarrow$ ) болуп жайланышат. Кыймыл санынын сакталуу законуна ылайык, бир кезде пайда болгон молекуладагы эки ядролордун бирөө өз абалын өзгөртүп, спиндердин өз ара жайланышын буза албайт. Ошондуктан, водороддун молекулалары эки сорттон турат (водороддун оор изотобун эске албаган учурда). Аларды ортоводород жана параводород деп аташат. Бул молекулалар бири — биринен касиети жагынан айырмаланышат. Мисалы, алардын салыштырма жылуулук сыйымдуулуктары, буулануу ылдамдыктары жана спектрлеринин мүнөздөрү бири — биринен башкача. Ядролорунун спиндери жарыш болгон водороддун молекулалары ( $H_2$ ) ортоводород ( $\uparrow\uparrow$ ), ал эми карама — каршы ( $\uparrow\downarrow$ ) болгон водороддун молекулалары параводород деп аталышат. Кадимки водород 3 : 1 катышында болгон ортоводород менен параводороддун аралашмасынан турат. Параводороддун молекулаларынын энергиялык деңгээлдери төмөн турушат. Ошондуктан өтө төмөнкү температурада водородду пайда кылсак, анда таза параводород гана пайда болот. Ар түрдүү ядролордун спиндерин аныктоо үчүн алардын атомдук спектрлеринин «өтө жука структурасын» изилдешет, же оп-окшош ядролуу молекулалардын ( $N_7^{14} - N_7^{14}$  же  $O_8^{16} - O_8^{16}$  ж б). тилкелүү спектрлериндеги удаалаш сызыктардын интенсивдүүлүгүнүн өзгөрүшүнүн мүнөзүн изилдешет. Бул эксперименталдык методдорду атайын колдонмолордон таап окууга болот, ошондуктан аларга биз токтолбойбуз.

Жер кыймыл санынын моментинен башка да магниттик талаага ээ экендиги бизге белгилүү. Ушунун сыңарындай эле, атомдун ядросу да магниттик моментке ээ. Муну мындай түшүнүү керек. Ядродо заряддалган протондор бар; алар бири — бирине салыштырмалуу алга умтулма кыймылга келгендиктен жана огунун айланасында айлангандыктан механикалык моментке (б. а. спинге) ээ. Демек ядродо электрдик бөлүкчөлөр айланышкандыктан алар тегерек токторду пайда кылышат; ал эми ар кандай токтун айланасында магниттик талаа болору бизге белгилүү. Ушинтип, ядродогу заряддуу протондор пайда кылган тегерек токтор эң кичине магнетиктерге эквиваленттүү болушат.



Ал эми ар кандай тегерек токтуу талаасы магниттик момент менен мүнөздөлөт.

Электрондун өздүк магниттик моменти (электрон да спинге ээ жана атомдук кабыкчаларда ядронун айланасында кыймылдап орбиталдык моментке ээ; анын электрдик заряды бар, ошондуктан анын магниттик моменти болот)

$$\mu_e = \frac{eh}{4\pi m_e \cdot c}$$

экендиги бизге тажрыйбадан жана Дирак өнүктүргөн квантовомеханикалык теориядан белгилүү; мында  $e$  — электрондун заряды,  $m_e$  — анын массасы,  $\mu_e$  — чондук Бордун магнетону деп аталат. Электрондун магниттик моменти Бордун бир магнетонуна барабар.

Электрондун магниттик моменти үчүн болгон туюнтмага окшош эле, ядролордун магниттик моменти үчүн бирдик катарында ядролук магнетон кабыл алынган:

$$\mu_{яд} = \frac{eh}{4\pi m_p \cdot c} = 5,05 \cdot 10^{-24} \frac{\text{эрг}}{\text{гаус}}$$

Мында  $m_p$  — протондун массасы. Демек, ядролук магнетон Бордун магнетонунан 1834 эсе кичине, себеби  $m_p = 1834 m$ . Ушунун натыйжасында ядролордун магниттик моменттерин аныктоо эксперименталдык чоң кыйынчылыктарды туудурат.

Ядролордун магниттик моменттери ядролук магнетонго эселүү эмес экендигин айта кетүү керек. Мисалы,  $Na^{23}$  түн магниттик момент  $+2,215 \mu_{яд}$  го барабар. Оң белги ядронун спининин багыты менен магниттик моменттин багыты бири-бирине дал келе тургандыгын көрсөтөт. Протондун магниттик моменти  $+2,7928 \mu_{яд}$ , нейтрондуку  $1,9103 \mu_{яд}$ .

Заряды жок нейтрондун магниттик моментке ээ болорлугу таң каларлык болуп сезилет. Бирок азыркы теориялык көз караштарга караганда нейтрон өзүнчө структурага ээ жана ал өзүнүн убактысынын 20 процент бөлүгүндө протон менен терс  $\pi^-$  — мезондон (массасы электрондун массасынан 276 эсе чоң болгон бөлүкчө) турган система катарында болуп көрүнөт. Ошондуктан мындай үзгүлтүксүз  $n \rightleftharpoons p \pm \pi^-$  реакция жүрүп турат десек болот.  $\pi^-$  — мезондун өздүк магниттик моменти —  $10 \mu_{яд}$  го жакын, ошондуктан «диссоцияланган» абалда нейтрон терс магниттик моментке ээ болот.

Атомдук спектрлердин өтө жука структурасын абдан кылдаттык менен изилдөө ядролордун электрдик квадруполдук моментин ачууга алып келди. Ядронун бул касиети анын формасы шардын формасынан бир аз айырмалангандыгы менен шартталган деп айтууга болот. Эгерде ядро эллипсоиддин айланган формасындай десек, анда квадруполдук момент  $q = \frac{2}{5} Z(a^2 - b^2)$  туюнтмасы менен аныкталат; мында  $a$  — айлануунун жарым огу,  $b$  —  $a$  га перпендикулярдуу болгон жарым ок. Водороддун оор изотобунун ядросу (дейтон  $H_1^2$ ) үчүн  $q = +2,73 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , б. а. андагы заряддын бөлүнүшү «сигар түспөлүндө» ( $a > b$ ).

Квадруполдук моменттердин ушул убакка чейинки ченелген маанилери  $-1,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  (ядро спиндин огу боюнча сүйрөйгөн)  $+8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  чектеринде жатат. Протондордун жуп санынан жана нейтрондордун жуп санынан турган бардык жуп-жуп ядролордун ( $Z$  жана  $A$  жуп) квадруполдук моменттери нөлгө барабар. Алардын магниттик жана механикалык (спин) моменттери да нөлгө барабар. Демек, квадруполдук момент деген ядронун зарядынын ассиметриялуу болуп бөлүнүшүн мүнөздөй турган чондук. Эки оң жана эки терс заряддан турган түзүлүштү ( $\pm \pm$ ) электрдик квадруполь дейт. Ядронун зарядынын ассиметриялуулугу мына ушундай электрдик квадруполдун жардамы менен эсепке алынышы мүмкүн. Мына ушуга ылайык ядронун квадруполдук моменти деген термин пайда болгон.

Ушинтип, биз ядронун алты мүнөздөмөсү менен тааныштык: заряд, масса, өлчөмдөрү, спини, магниттик момент жана квадруполдук момент. Ядронун бул параграфтагы айтылган касиеттери теориялык маселелер үчүн чоң мааниге ээ.

## § 7. ЯДРОНУН ДЕФФЕКТ МАССАСЫ ЖАНА БАЙЛАНЫШ ЭНЕРГИЯСЫ.

Ядронун байланыш энергиясы жөнүндөгү эң маанилүү маселени кароого өтөлүк. Ядродогу нуклондор (протондор менен нейтрондор) өз ара эң бекем байланышта турушат. Ошондуктан ядро бекем системаны түзөт. Ядродогу ар бир нуклондун байланыш энергиясы, ал бөлүкчөнү ядродон бошотууга кеткен жумушка барабар. Демек, ядронун толук байланыш энергиясы ал ядрону түзүүчү нуклондорду ажыратууга кеткен бардык жумушка барабар.

Ядронун байланыш энергиясын аныктоо үчүн ядролук күчтөрдүн бардык касиеттерин билүүнүн кажаты жок.



Бул максат үчүн энергиянын сакталуу законун пайдалануу жетиштүү болот. Чындыгында эле, эгерде берилген ядрону бардык составдык нуклондорго ажыратуу үчүн  $Q$  жумуш зарп кылынса, анда белгилүү сандагы нуклондордон кандайдыр бир жол менен ушул ядрону түзгөн кезде  $Q$  энергия бөлүнүп чыгат. Ядронун байланыш энергиясы абдан чоң экендигине бизди эң эле үстүртөн болгон тажрыйбалар ишендирет. Ушинтип, атомдун ядролору түзүлгөн кезде абдан чоң сандагы энергия бөлүнүп чыгышы керек. Бирок, бул энергияга туура келүүчү масса эң эле кичине, себеби салыштырмалуулук теориясына ылайык, масса менен энергиянын ортосунда мындай байланыш бар:

$$E = m \cdot c^2. \quad (7,1)$$

Мында  $c$  — жарыктын ылдамдыгы.  $Z$  протондордон жана  $A - Z$  нейтрондордон, б. а.  $A$  нуклондордон массасы  $m$  болгон ядро түздүк дейли. Эгерде протондун массасын жана нейтрондун массасын  $m_p$ ,  $m_n$  аркылуу белгилесек, анда бардык нуклондордун массаларынын суммасы

$$Zm_p + (A - Z)m_n$$

болот. Ядро түзүлгөн кезде бөлүнүп чыккан энергия жылуулук түрүндө таралып кеткендиктен пайда болгон ядронун  $m$  массасы жогорку массадан кичине болот б. а.

$$Zm_p + (A - Z)m_n = m + \Delta m$$

Ушинтип,  $\Delta m$  чондук байланыш энергиянын өлчөмү же, б. а. ядронун бекемдүүлүгүнүн өлчөмү болот. Демек, ядро түзүлгөндөгү бөлүнүп чыккан энергия

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 \quad (7,2)$$

Ар кандай ядро үчүн  $\Delta m$  массаны таап, ал боюнча ошол ядронун байланыш энергиясын эсептеп чыгууга болот. Муну мисал менен түшүндүрөлүк. Гелий атомунун ядросунун ( $He^4$ ) байланыш энергиясын эсептейлик. Протондун жана нейтрондун массалары так ченелген; бирок, эсептөөлөр жеңил болсун үчүн протондун массасынын ордуна водород атомунун массасын эле алууга болот.

Таблицалык маалыматтар боюнча  $m_n = 1,00812$  жана  $m_p = 1,00893$ . Демек, эки водород атомунун жана эки нейтрондун (гелий атому үчүн) массалары

$$2 \cdot 1,00812 + 2 \cdot 1,00893 = 4,03410.$$

Бул массага эки электрондун массасы кошо кирди. Демек, гелий атомунун ядросунун массасы үчүн анын атомунун массасын алуу керек. Бул масса таблицалык маалыматтар боюнча:

$$m_{He} = 4,00389.$$

Ушинтип,

$$m_{He} = 4,03410 - 4,00389 = 0,03021.$$

Бул эсептөөлөрдө эки электрондун массасы эки жолу эсепке алынды, ал кемүүчүгө да жана кемитүүчүгө да кошо кирди. Ошондуктан мындай эсептөө айырмага таасир кылбайт. Ушул моментти дайыма эске тутуу керек.

Бул массадан энергияга өтүү үчүн атомдун массалары шарттуу бирдикте ченелгендигин эске алышыбыз керек: кислороддун  $O^{16}$  изотобунун массасы 15 бөлүккө барабар деп эсептелип, анын үлүшү бир бирдик кылынып алынат. Эгерде  $M_o$  аркылуу кислороддун ушул изотобунун граммдар менен туюнтулган массасын белгилесек, анда массанын атомдук бирдиги

$$1 \text{ м.а.б.} = c^2 \frac{M_o}{16} = 8,99 \cdot 10^{20} \frac{2,64 \cdot 10^{-22}}{16} = 1,49 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}$$

болот. Ядро физикасында энергияны электронвольт ( $эв$ ) менен же миллион электронвольт ( $Мэв$ ) менен туюнтушат. Бирдик зарядга ээ болгон ар кандай бөлүкчө (электрон же протон) 1 вольт потенциалдар айырмасын өткөндөгү өзүнө алган энергиясын электрон-вольт деп аташат. Ал эми  $1 Мэв = 10^6 эв$ . Аныктоо боюнча

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

Демек, бул бирдикте

$$1 \text{ м.а.б.} = \frac{1,49 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-12}} = 931 \text{ Мэв.}$$

Ушинтип, берилген ядронун байланыш энергиясын табуу үчүн эсептелип чыгарылган  $\Delta m$  массаны 931  $Мэв$  га көбөйтүп коюу жетиштүү болот. Демек, гелий атомунун ядросунун байланыш энергиясы

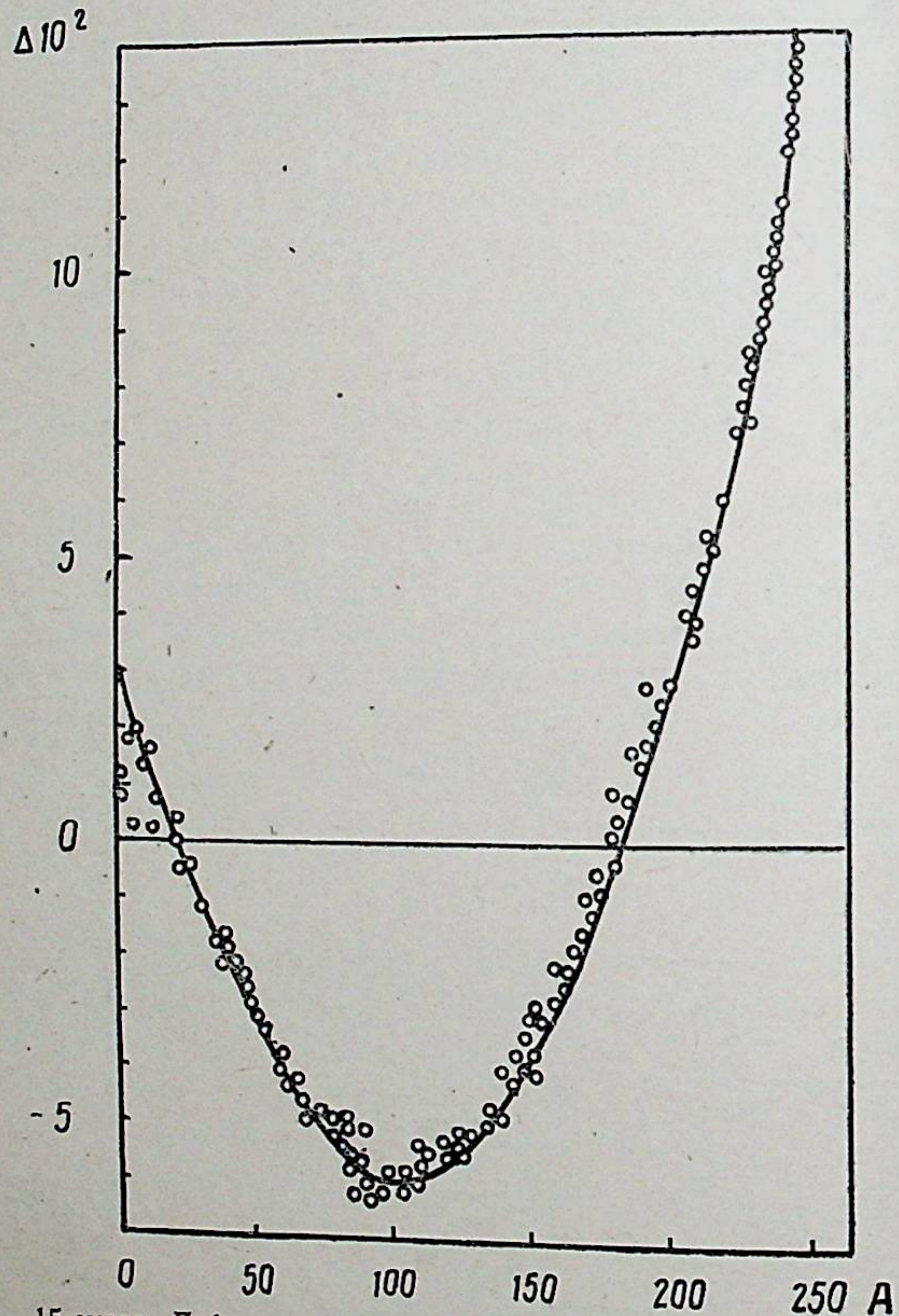
$$E = 0,03021 \cdot 931 = 28,1 \text{ Мэв.}$$

Практикалык эсептөөлөрдө ядронун байланыш энергиясын табуу үчүн, бул жол менен эмес, каадада дефект масса жана ныкталыш коэффициенти деген түшүнүктөрдү пайдаланышат. Бул үчүн биринчиден  $M$  изотоптук масса деген түшүнүк киргизилет. Изотоптук масса (же салмак)



деп, массалардын физикалык шкаласында туюнтулган атомдук массаны түшүнүшөт. Массалардын физикалык шкаласы менен химиялык шкаласынын ортосунда айырма бар. Бул жөнүндө § 4 тө айтканбыз. А массалык сан менен (жакынкы бүтүн санга чейинки тегеректелген изотоптук масса)  $M$  дин тескери белги менен алынган айырмасы дефект масса деп аталат жана ал  $\Delta$  аркылуу белгиленет:

$$\Delta = A - M. \quad (7,3)$$



15-сүрөт. Дефект массанын массалык сандан болгон көз карандылыгы.

Ушинтип, водороддун дефект массасы  $+0,008213$  кө барабар, нейтрондуку  $+0,00893$ , ал эми  $Cl^{35}$  тин дефект массасы  $-0,02133$  кө барабар. Аныктоо боюнча  $O^{16}$  нын дефект массасы нөлгө барабар. Дефект массасынын массалык сандан болгон көз карандылыгы 15-сүрөттө көрсөтүлгөн. Ийри сызыктын жандарында эксперименталдык чекиттер келтирилген.

Бул ийри сызыкты теориялык ой жүгүртүү үчүн колдонууга жарабайт, себеби ар түрлүү ядролордун дефект массаларын аныктоодогу каталар абдан кең чектерде термелет. Мисалы, сымап учурундагы ката водород үчүн болгон каталардан 200 эсе чоң. Ушунун себебинен каадада ныкталыш коэффициенти ( $P$ ) деген түшүнүктү пайдаланышат. Ныкталыш коэффициенти деп, бир ядролук бөлүкчөгө (нуклонго) туура келген дефект массаны айтышат.

$$D = \frac{\Delta}{A} = \frac{M-A}{A}. \quad (7,4)$$

Ар түрдүү ядролор үчүн ныкталыш коэффициентин тапкандагы каталык бардык ядролор үчүн бир тартиптеги чоңдук. Ныкталыш коэффициентинин массалык сандан болгон көз карандылыгы 16-сүрөттө келтирилген. Демек,  $A$  чоңойгон сайын ныкталыш коэффициенти азая баштайт да,  $A=16$  болгондо  $P=0$  болот. Андан ары  $P$  терс мааниге ээ болот да,  $A=60$  болгон учурда ал эң кичине маанисине жетет ( $P=-0,01$ ). Андан кийин  $A$  чоңойгон сайын акырындап чоңоё баштайт да,  $A=180$  болгондо кайтадан  $P=0$  болот жана мезгилдүү системанын аягында өзүнүн эң чоң болгон  $+0,005$  маанисине жетет.

Аныктоо боюнча  $\Delta = PA$ .  $P = \text{Const}$  болгон учурда дефект масса массалык санга, б. а. ядродогу нуклондордун санына түз пропорциялуу болот. Мындан: ядродогу бир нуклонго туура келген байланыш энергиясы бардык ядролор үчүн турактуу сан деген корутунду келип чыгат.

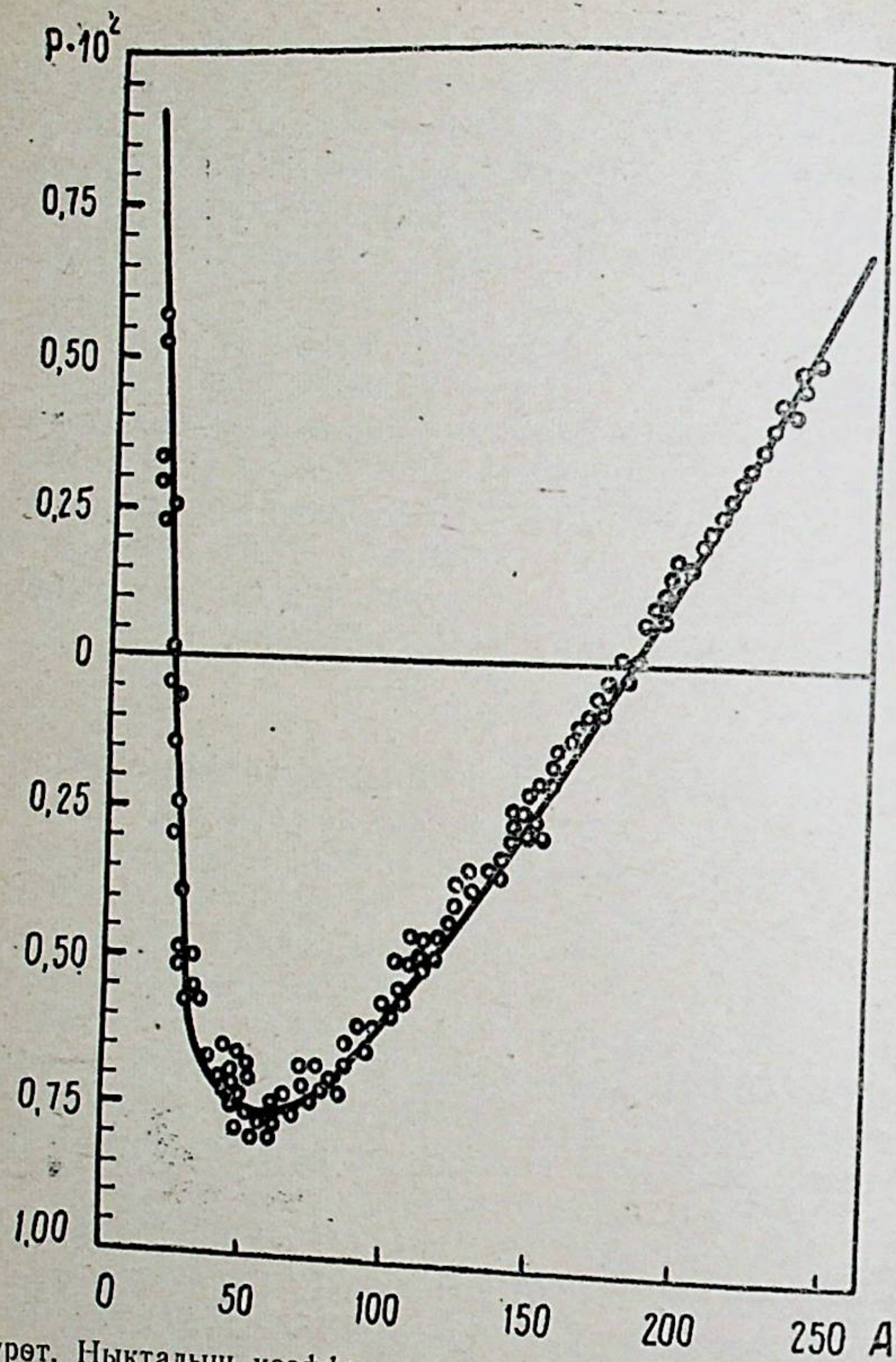
Ныкталыш коэффициентин билүү менен бирге байланыш энергияны эсептеп чыгууга болот. Заряды  $Z$  жана массалык саны  $A$  болгон ядро берилди дейлик. Анда анын байланыш энергиясы (массалык бирдиктерде)

$$E = Zm_n + (A-Z)m_p - M = Z(m_n - m_p) + m_p A - M$$

болот. Мында  $m_n$  — водород атомунун массасы,  $M$  — берилген ядронун атомунун массасы. (7,3) формулага ылайык,  $M = A(1+P)$  болгондуктан

$$E = Z(m_n - m_p) + A(m_p - 1) - AP \quad (7,5)$$





16-сүрөт. Ныкталыш коэффициентинин массалык сандан болгон көз карандылыгы.

болот. Эгерде ныкталыш коэффициенти  $P$  белгилүү болсо, анда ар кандай ядронун байланыш энергиясын акыркы (7,5) боюнча эсептеп чыгууга болот. Демек, бир нуклонго туура келүүчү байланыш энергиясы

$$\frac{E}{A} = \frac{Z}{A} (m_H - m_n) + (m_n - 1) - P \quad (7,6)$$

формуладан табылат. Водород атомунун жана нейтрондун

массалары эң так белгилүү болгондуктан  $m_H - m_n = -0,00081$   $m - 1 = 0,00893$  экендигин жазабыз.

$$\text{Демек, } \frac{E}{A} = -0,00081 \frac{Z}{A} + 0,00893 - P \quad (7,7)$$

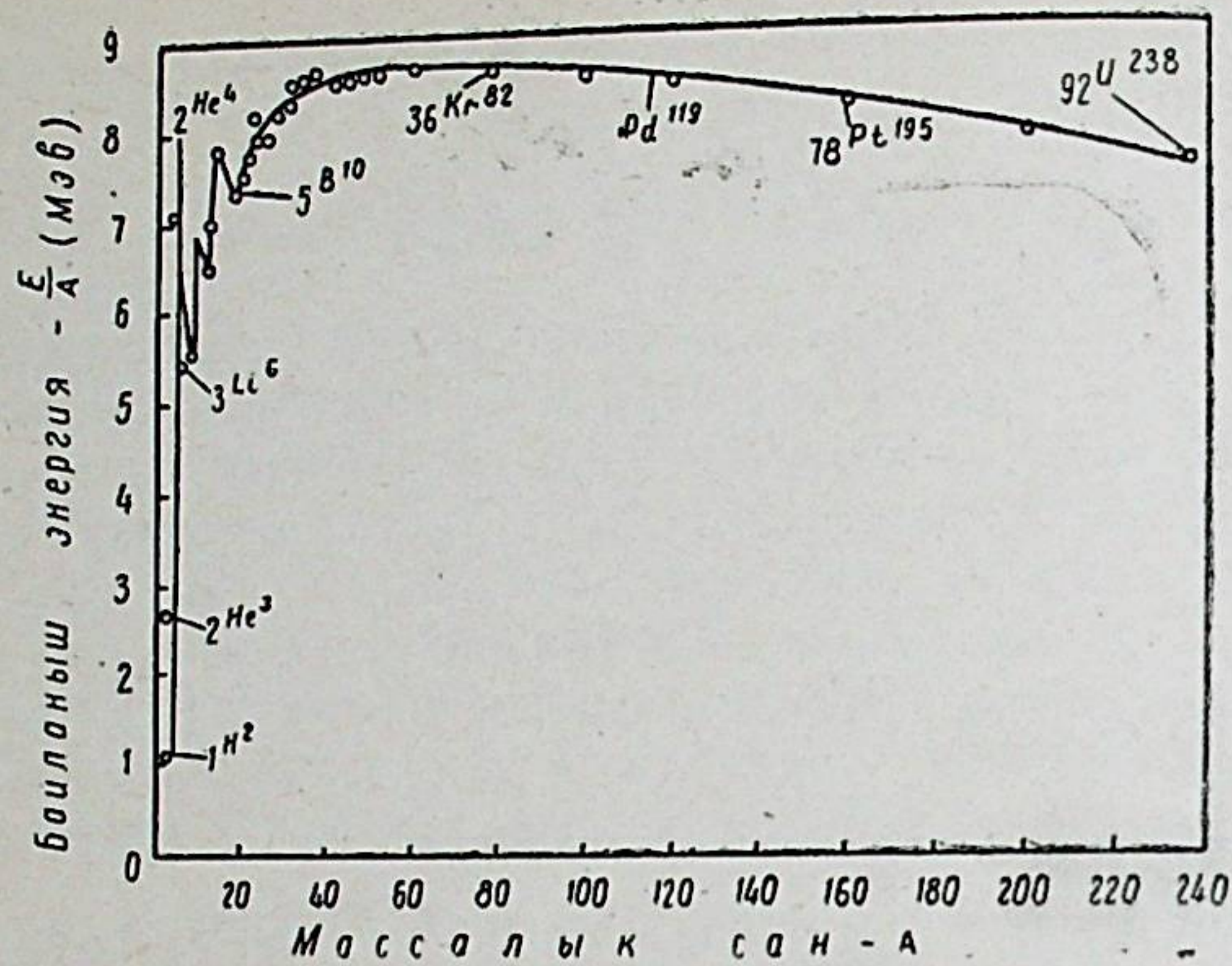
Бул формуланы пайдаланып ар кандай ядролор үчүн бир нуклонго туура келүүчү байланыш энергияны эсептеп чыгуу кыйын эмес. Берилген ядро үчүн  $P$  нын мааниси таблицалык маалыматтардан (дефект масса боюнча) алынат. (7,7) формула боюнча энергия массалык бирдиктерде туюнтулган. Ал эми энергиянын бирдиктерине өтүү үчүн, бул формула боюнча эсептелип чыккан чоңдукту 931 ге көбөйтүп коюу жетиштүү болот (бул учурда энергия Мэв менен туюнтулат). № 2 таблицада мисал катарында кээ бир ядролор үчүн  $E$  менен  $\frac{E}{A}$  нин (7,5) жана (7,7) формулалар боюнча эсептеп чыгарылган маанилери келтирилген.

Ар түрдүү ядролордун бир нуклонго туура келүүчү байланыш энергиясы ал ядролордун массалык санынан функция катарында 17-сүрөттө график түрүндө көрсөтүлгөн.

2-таблица

Ядро	$E$ (Мэв.)	$\frac{E}{A}$ (Мэв)	Ядро	$E$ (Мэв)	$\frac{E}{A}$ (Мэв)
$n^1_0$	0	0	$B^{11}$	75,71	6,88
$H^1$	0	0	$C^{12}$	91,66	7,64
$H^2(D^2)$	2,18	1,09	$C^{13}$	96,54	7,63
$H^3(T^3)$	8,33	2,78	$N^{14}$	104,10	7,44
$He^8$	7,70	2,53	$N^{15}$	114,85	7,66
$He^4$	28,10	7,03	$O^{16}$	126,96	7,94
$Li^6$	31,81	5,30	$Ne^{20}$	159,85	7,99
$Li^7$	38,96	5,57	$Ar^{40}-Sn^{120}$	—	8,60
$Be^9$	57,80	6,42	$U^{238}$	1783	7,60
$Be^{10}$	64,29	6,43			





17-сүрөт. Бир нуклонго туура келүүчү ядролордун байланыш энергиясынын массалык сандан болгон көз карандылыгы.

Таблицадан жана графиктен көрүнгөндөй, жеңил ядролордун  $\frac{E}{A}$  байланыш энергиясы мезгилдүү термелүүлөргө ээ болот да,  $\alpha$  бөлүкчөгө окшош ядролор учурунда ( $\text{He}_2^4$ ,  $\text{Be}_4^8$ ,  $\text{C}_6^{12}$ ,  $\text{O}_8^{16}$  жб) максималдык маанилерге жетет. Демек,  $\alpha$  бөлүкчөгө окшош ядролор абдан бекем болушат, (электрондук кабыкчалары толук болгон инерттүү газдар сыяктуу). Мезгилдүү системанын ортосундагы элементтер үчүн байланыш энергия турактуу жана 8,6 Мэв го барабар. Оор ядролор үчүн  $\frac{E}{A}$  акырындык менен азаят. Демек, жалпысынан алганда ортоңку элементтер абдан бекем болушат.

17-сүрөттөгү ийри сызыкты анализдөө (жеңил ядролор үчүн ийри сызыктын жогорулашы жана мезгилдүү системанын аягындагы оор элементтер үчүн төмөндөшү) өтө жеңил ядролорду оорурак ядролорго бириктиргенде жана өтө оор ядролорду жеңилерээк ядролорго ажыратканда энергия бөлүнүп чыгат деген корутундуга алып келет.

### §8. ЯДРОЛУК КҮЧТӨРДҮН КАСИЕТТЕРИ. ЯДРОЛОРДУН МАССАЛАРЫ ҮЧҮН ПОЛУЭМПИРИКАЛЫК ФОРМУЛА

Ядролук күчтөрдүн табияты азыркы убакка чейин белгисиз. Бирок, эмпирикалык маалыматтардын негизинде, алардын бир нече касиеттери белгилүү.

Ядролук күчтөр кадимки электрдик күчтөр эмес, себеби нейтрондун электрдик заряды жок болгондугуна карабастан, протон менен нейтрондон турган система (дейтон) бекем система болуп эсептелет. Ядролук күчтөр гравитациялык күчтөр болуп да эсептелбейт, себеби, мындай болгон учурда протон менен нейтрондун ортосундагы байланыш энергия эксперименталдык маалыматтардан табылганга караганда  $10^{38}$  эсе аз болуп калар эле. Нуклондордун арасындагы байланыш энергиясынын чоң болушу, алардын арасындагы аракет этүүчү күч да абдан чоң дегендикке алып келет. Нуклондордун магниттик моменттери болгону менен, ядролук күчтөр таза магниттик жаратылышта да эмес; себеби, нуклондордун магниттик моменттеринин өз

ара аракет этүү энергиясы араң эле  $\frac{M^2}{R_2} \cong 10^7 \text{ эрг} \cong 10^5 \text{ эв}$ , ал эми эң эле борпоң ядро—дейтондун байланыш энергиясы 2 Мэв дон чоңураак. Ушинтип, ядродогу нуклондордун арасында табияты белгисиз болгон «ядролук күчтөр» деп аталуучу күчтөр аракет кылат. Ал күчтөр тартылуучу мүнөздө болушат.

Ядролук күчтөр — эң кыска аралыктарда аракет кылуучу күчтөр; алардын аракет этүү радиусу  $10^{-13} \text{ см}$  чамасындагы чоңдук. Бул болсо  $\alpha$  бөлүкчөлөрдүн, нейтрондордун жана протондордун ар түрдүү ядролордон чачыроосун изилдөөнүн негизинде белгилүү болгон.

Ядролук күчтөр өз ара аракет кылуучу нуклондордун зарядынан көз каранды эмес. Чындыгында эле, протон менен протондун, нейтрон менен нейтрондун жана протон менен нейтрондун арасындагы өз ара аракет этүүчү күч бул үч учурда тең бирдей экендигин эксперименттер көрсөттү.

Акырында, ядролук күчтөрдүн эң маанилүү касиети болуп, алардын каныгуу касиети эсептеле турганын айта кетүү өтө зарыл. Бул касиет ар бир нуклон өзүнүн эң жакын коңшулары менен гана аракет эте тургандыгы менен түшүндүрүлөт. Эгерде ар бир нуклон калган нуклондордун баардыгы менен аракет этсе, анда ядронун байланыш энергиясы өз ара аракет этүүчү жуптардын санына, б. а.

$$\frac{A \cdot (A - 1)}{1 \cdot 2}$$

ге пропорциялуу болор эле. Бирок, ядролордун байланыш энергиясы алардагы нуклондордун санына эле, б. а.  $A$  га эле пропорциялуу өсө тургандыгын биз §7 де көрдүк. Мына



ушул факт ядролук күчтөрдүн каныгуу касиети менен түшүндүрүлөт.

§ 5 та ар түрдүү ядролордун радиусу кубдук тамыр алдындагы массалык санга пропорциялуу экендиги жөнүндө айттык. Ядро шар түспөлүндө деп карасак, анда ядронун көлөмү массалык санга ( $A$  га) пропорциялуу болот. Мисалы, урандын ядросундагы нуклондордун санынын гелийдин ядросундагы нуклондордун санына болгон катышы:  $A_u : A_{He} \cong 60 : 1$ , ал эми алардын ядролорунун көлөмдөрү  $V_u : V_{He} = 64 : 1$  катышындай экендигин эсептөөлөр көрсөтөт. Демек, ядролордун көлөмү нуклондордун санына пропорциялуу өсөт. Бул болсо, бардык ядролор үчүн «ядролук материянын» тыкыздыгы бирдей жана турактуу болгон учурда туура боло алат.

Ушинтип, ядролук күчтөрдүн касиеттерин талдоо эки корутундуга алып келет: бир нуклонго туура келүүчү байланыш энергия бардык ядролор үчүн турактуу; ядролук заттын тыкыздыгы да турактуу. Демек, бул корутундулардан: ядролук зат өзүнүн касиети жагынан суюктуукка окшош, ал эми ядро болсо бул суюктуктун тамчысына окшош деген жыйынтыкка келебиз. Чындыгында эле, суюктуктун тамчысындагы молекулалардын арасындагы аракет этүүчү күч каныгуу касиетине ээ. Ушинтип, ядрону суюктуктун тамчысына салыштырып, ядронун тамчылык моделин алабыз. Ядрону тамчыга мындай салыштыруу, ядродо беттик энергия бар дегендикке алып келет. Чындыгында тамчыдагы молекулалардын бардыгы тең эле бирдей байланышка ээ эмес: ички молекулалар тегеректеги бардык молекулалар менен байланышкан, ал эми тамчынын бетиндеги молекулалар калган молекулалар менен бир капталынан гана аракет этишет. Ушунун натыйжасында тамчы беттик тартылыш энергиясына ээ болот (молекулалык физиканы караңыз). Ушундай эле кубулуш ядродо да болот.

Ядронун тамчылык моделин кароо менен бирге, ядронун байланыш энергиясын баамдоого жана анын массасын аныктоого мүмкүндүк берүүчү полуэмпирикалык формуланы алууга болот. Бул формуланы чыгаруудан мурун кээ бир тажрыйбалык закондуулуктарды карай кетелик.

Эгерде изотоптордун таблицасын карай турган болсок, анда  $A$  жуп болгон ядролордун бир нече бекем изотоптору, ал эми  $A$  так болгон ядролордун бир эле бекем изотопу бар экендигин байкоого болот. Бирок  $A$  массалык саны так бол-

гон (протондордун саны так, ал эми нейтрондордун саны жуп) кээ бир бекем изотоптор да учуратылат. Бул эрежеге баш ийбеген төрт гана изотоп кездешет; алар —  $H_1^2$ ,  $Li_3^6$ ,  $B_5^{10}$  жана  $N_7^{14}$ .

Андан башка дагы, массалык сандары  $A$  өтө чоң болбогон ядролор үчүн, алардын составындагы протондор ( $Z$ ) менен нейтрондордун ( $N$ ) сандары бирдей ( $\frac{N}{Z} = 1$ ). Массалык сан  $A$  өскөн сайын, ядролордогу нейтрондордун сандары да өсө баштайт жана мезгилдүү системанын аягында катышы 1,6 га жетет. Бул болсо, составындагы протондор менен нейтрондордун сандары бирдей болгон ядролор (демек, жеңил ядролор) өтө бекем дегендикке жатат. Протондордун санына караганда нейтрондордун санынын акырындап көбөйүшүн, ядро оорлогон сайын протондордун арасындагы электрдик түртүлүү күчүнүн чоңойушу менен түшүндүрүүгө болот. Бул электрдик түртүлүү күчү ядронун бекемдигин азайтат, ошондуктан нейтрондордун санынын көбөйүшү ядронун бекемдигин сактайт.

Эми берилген  $Z$  протондуу жана  $N = A - Z$  нейтрондуу ядронун байланыш энергиясын аныктайлык. Биринчиден, ядронун байланыш энергиясы нуклондордун арасындагы ядролук күчтөрдөн абдан көз каранды болот. Ал эми бир нуклонго туура келүүчү байланыш энергия бардык ядролор үчүн болжол менен турактуу болгондуктан, ядролук күчтөр менен шартталган энергия андагы нуклондордун санына пропорциялуу болот, б. а.

$$E_0 = -\alpha A. \quad (8,1)$$

Мында минус белгиси ядролук күчтөр тартылуу мүнөздө экендигин көрсөтөт. Бирок, бул айтканга бир аз түзөтүү киргизүү керек. Ядронун байланыш энергиясы  $A$  га дайым эле пропорциялуу эмес; байланыш энергия протондор менен нейтрондордун сандарынын катышына да көз каранды; Мисалы,  $N = Z$  болгон ядролор өтө бекем. Андыктан ядролук күчтөр менен шартталган байланыш энергияга  $N - Z$  ден көз каранды болгон түзөтүү киргизилет. Бул талапка

$$E_0 = -\alpha A + \beta \frac{(N - Z)^2}{A} \quad (8,2)$$

формула канааттандыра тургандыгын эсептөөлөр көрсөтөт.

$N = Z$  болгон учурда  $E_0$  минимум мааниге ээ болот.

Экинчиден, беттик тартылыш энергияны эске алуу керек. Бул энергия ядронун бетине пропорциялуу. Эгерде ядро — тамчы шар формасында болот деп эсептесек, анда



$$E\sigma = \sigma \cdot 4\pi R^2 \quad (8,3)$$

болот. Мында  $R$  — ядронун радиусу,  $\sigma$  — ядронун бетинин  $1 \text{ см}^2$  аянтына туура келүүчү беттик энергия. Аны эксперимент жүзүндө ядронун үстүнөн бир бөлүкчөнү бошотуу жолу менен баамдоого болот. Мындай аныктоолор ядро үчүн  $\sigma = 10^{20} \text{ эрг/см}$  болгон маанини берет; ал эми суу үчүн  $\sigma = 10^2 \text{ эрг/см}^2$ .

Үчүнчүдөн, протондордун арасындагы түртүлүш энергияны эске алуу керек. Ядродогу ар бир протон калган бардык протондор менен түртүлүшөт. Демек, түртүлүүчү жуптардын саны

$$\frac{Z(Z-1)}{1 \cdot 2}.$$

Эки протон түртүлгөндөгү пайда болгон электростатикалык потенциалдык энергия  $\frac{9}{5} \frac{e^2}{R}$  экендигин жөнөкөй электростатикалык эсептөөлөр көрсөтөт. Ушинтип электростатикалык түртүлүш энергия жалпы учурда:

$$E_3 = \frac{6e^2}{5R} \cdot \frac{Z(Z-1)}{1 \cdot 2} = \frac{3}{5} \cdot \frac{Z^2 e^2}{R} \quad (8,4)$$

болот ( $Z \gg 1$  болгон учурда).

(8,2), (8,3) жана (8,4) туюнтмалардын негизинде ядронун байланыш энергиясы үчүн

$$E = -\alpha A + \beta \frac{(N-Z)^2}{A} + 4\pi\sigma R^2 + \frac{3}{5} \cdot \frac{Z^2 e^2}{R} \quad (8,5)$$

түрүндөгү формуланы алабыз.

Эгерде § 5 тагы (5,1) формуланы эске алсак, анда акыркы формула мындай түргө келет:

$$E = -\alpha A + 4\beta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \gamma A^{2/3} + \frac{3e^2}{5r_0} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (8,6)$$

мында  $\gamma = 4\pi\delta r_0^2$ . Формуладагы  $\alpha$ ,  $\beta$  жана  $\gamma$  белгисиз турактуулар. Э. Ферми алар үчүн мындай маанилерди сунуш кылган:

$$\alpha = 14,04, \quad \beta = 22,25 \quad \text{жана} \quad \gamma = 15,0; \quad \frac{3e^2}{5r_0} = 0,675.$$

Ушинтип ядролордун байланыш энергиясы

$$E = -14,04A + 89 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 15,0 \cdot A^{2/3} + 0,675 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (8,7)$$

формуладан аныкталат.

Экинчи жактан, (7,2) формулага ылайык, ядронун байланыш энергиясын төмөнкү формула боюнча аныктоого болот:

$$E = 931 \left\{ \left[ Zm_H + (A - Z)m_n \right] - m \right\} \quad (8,8)$$

Акыркы эки формуланы салыштырып  $A$  массалык сан жана  $Z$  катар номер боюнча ядронун массасын эсептеп чыгууга мүмкүн болгон формуланы табабыз:

$$m = 0,993986 \cdot A - 0,000841 \cdot Z + 0,014 \cdot A^{2/3} + 0,0956 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + 0,00073 \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (8,9)$$

№ 3 таблицада (8,9) полуэмпирикалык формула боюнча эсептелип чыгарылган кээ бир ядролордун массалары алардын эксперименталдык маанилери менен салыштырылып көрсөтүлгөн. Бул формула ядролук күчтөрдүн кээ бир касиеттерин билүүдөн жана ядронун тамчыдай моделинин көз карашынан чыгарылды.

3-таблица

Изотоп	Массанын эксперименттик мааниси	(8,9) формула боюнча чыгарылган мааниси
$O_8^{16}$	16,000	15,996
$Cr_{24}^{52}$	51,957	51,959
$Mo_{42}^{98}$	97,936	97,946
$Au_{79}^{197}$	197,039	197,040
$U_{92}^{238}$	238,125	238,120

(8,7) формуланын негизинде берилген  $A$  массалык саны жана протондордун саны боюнча ядронун бир нуклонго туура келген байланыш энергиясын табууга болот.

$$\frac{E}{A} = -14,04 + 89 \frac{\left(\frac{A^{1/2} - Z\right)^2}{A^2} + 15,0 \cdot A^{-\frac{1}{3}} + 0,675 \cdot Z^2 A^{-\frac{4}{3}} \quad (8,10)$$



## § 9. ЯДРОЛУК КҮЧТӨР.

Мындан мурунку параграфта ядролук күчтөрдүн айрым касиеттери жөнүндө кыскача айтып өттүк. Ал касиеттер жөнүндө азыр кеңирээрэк токтолуп кетели.

1. Ядролук күчтөр өзүнүн эбегейсиз чоңдугу менен мүнөздөлөт (нуклондордун байланыш энергиясы бир нече *Mэв* менен ченелет).

2. Алар электрдик мүнөздө эмес жана нуклондордун зарядына көз каранды эмес: протон — протон, нейтрон — нейтрон жана протон — нейтрон учурларында тең ядролук күчтөр бирдей тартиптеги чоңдукта болушат. Бул факт эксперименталдык маалыматтарга каршы келбейт.

3. Ядролук күчтөр эң эле кыска аралыктарда аракет этет. Алардын аракет кылуу «радиусу»  $10^{-13}$  см чамасында. Элементардык бөлүкчөлөрдүн ( $\alpha$  бөлүкчөлөр, протондор жана нейтрондор) ар түрлүү ядролордон чачыроосун изилдөөдөн мына ушундай корутундуга келебиз.

4. Ядролук күчтөр каныгуу касиетине ээ болушат. Бул факт ядролордун байланыш энергиясы аларды түзгөн нуклондорго пропорциялуу экендигинен келип чыгат.

Ядролук күчтөрдүн акыркы касиети аларды химиялык валенттүү күчтөргө окшоштурат. Чындыгында эле водороддун бир атому өзүнө дагы бир гана атомду бириктире алат, ал эми водороддун үчүнчү атому  $H_2$  молекулага бириге албайт; углероддун атому өзүнө водороддун төрт атомун гана бириктире алат, ал эми  $H$  бешинчи атом  $CH_4$  молекулага бириге албайт. Ушинтип, суюк водороддун тамчысынын энергиясы ал тамчыдагы молекулалардын санына, демек, атомдордун санына гана пропорциялуу болот. Мына ушундай эле кубулуш ядро учурунда да байкала тургандыгын айтып өттүк: ядролук күчтөр менен шартталган энергия ал ядродогу нуклондордун санына гана пропорциялуу.

5. Ядролук күчтөр өз ара аракет кылуучу нуклондордун ортосундагы аралыктан гана эмес, ал нуклондордун спиндеринин өз ара ориентациясынан да көз каранды болот. Демек, ядролук күчтөр спинден көз каранды. Окумуштуулар бул корутундуга нейтрондордун орто жана параводороддун молекулаларынан чачыроосу боюнча жүргүзүлгөн тажрыйбалардын натыйжасында келишти. Орто — водороддун молекулаларындагы протондордун спиндери жарыш, ал эми параводороддун молекулаларындагы про-

тондордун спиндери карама каршы экендиги белгилүү. Нейтрондор орто — водороддун молекулаларынан чачыраган кезде, нейтрондун спини эки протондордун спиндерине карата бирдей эле ориентирленет ( $\uparrow\uparrow\uparrow$  же  $\uparrow\uparrow\downarrow$ ).

Ал эми нейтрондор параводороддун молекулаларынан чачыраган кезде иш башкача: эгерде нейтрондордун спини протондордун биринин спинине жарыш болсо, анда экинчисинин спинине карама каршы багытталаат, б. а. дайыма

$\uparrow\uparrow\uparrow$  болот. Ошондуктан, эгерде нейтрон менен протондун өз ара аракеттениши алардын спиндеринин өз ара ориентациясынан көз каранды болсо, анда нейтрондордун параводороддун жана орто — водороддун молекулаларынан чачыроосу бири-биринен айырмаланышы керек. Чындыгында эле нейтрондордун пара — водороддон чачыроосу алардын орто — водороддон чачыроосуна караганда 30 эсе күчтүү экендигин тажрыйбалар көрсөттү. Демек, мындан ядролук күчтөр спинден көз каранды болот деген корутунду келип чыгат.

Ядролук күчтөрдүн табияты кандай? Бул суроого жооп берүү үчүн бир нече теориялар түзүлдү, бирок алардын бирөө да коюлган суроого толук жооп бере албайт. Бул теорияларды толук жазуудан баш тартып, алардын идеясы жөнүндө түшүнүк берели.

1934-жылы советтик физиктер Д. Д. Иваненко жана И. Е. Тамм ядролук күчтөр алмашуу мүнөздө болот деген пикирди айтышкан. Мунун мааниси мына мында. Эки электрондун өз ара аракет этүүсүн карайлык. Бул аракет этүүнү эки жол менен түшүндүрүүгө болот. Биринчи жол: биринчи электрондун айланасында электрдик талаа пайда болот; экинчи электрондун айланасында да электрдик талаа пайда болот; качан бул электрондордун талаалары катталышканда алар бири-бири менен аракет этишет, б. а. алар талаа аркылуу аракеттенишет.

Экинчи жол: биринчи электрон электромагниттик нур (фотон) чыгарат, ал фотонду экинчи электрон өзүнө сиңирип алат да, өз иретинде ал да фотон чыгарат. Бул фотонду биринчи электрон сиңирип алат. Ушинтип, эки электрондордун ортосунда фотондорду алмашуулар болот, бул процесс эң тез жана үзгүлтүксүз жүрүп турат. Мына ушунун натыйжасында эки электрон бири — бири менен аракеттенишет.



Бул эки жол жарыктын эки түрдүү табиятта боло тургандыгына ылайык келет: аны электромагниттик толкундар (өзгөрмөлүү электромагниттик талаалар деп), же фотондордун (тынчтыкта массасы нөлгө барабар болгон бөлүкчөлөр) агымы деп эки түрдүү кароого болот. Демек, фотондор электромагниттик талаанын кванттары болушат.

Эки электрондун өз ара аракетин экинчи жол боюнча караганда ал электрондор дайыма бири-бири менен орундарын алмаштырып турушат.

Д. Д. Иваненко жана И. Е. Тамм түзүшкөн алмашуу теориясы боюнча ар кандай нуклондун (протондун же нейтрондун) айланасында кандайдыр бир талаа пайда болот. Мына ушул талаанын жардамы менен ядродогу нуклондор өз ара аракеттенишет. Бул талаа электромагниттик же гравитациялык талаа эмес — аны ядролук күчтөрдүн талаасы деп аташат. Ал талаага, электромагниттик талаа сыяктуу эле, кандайдыр бир бөлүкчөлөрдү туура келтирип, анын кванттары электрон менен нейтрино деп карасак болот. Анда алмашуу теориясы боюнча, нуклондордун өз ара аракеттенишин мындай түшүндүрүүгө болот: нейтрон электрон менен нейтринону чыгарат да, протонго айланат; бул электрон менен нейтрино экинчи протон менен биригет да нейтронду пайда кылат. Мындай процесс абдан тез жана үзгүлтүксүз жүрүп тургандыктан ядродогу нейтрондун ордунда протон пайда болот жана тескерисинче; протон менен нейтрон бири бири менен заряддарын жана орундарын алмашат. Мына ушул алмаштыруунун натыйжасында нуклондор ар дайым өз ара күчтүк байланышта болушат. Чындыгында эле, ядродогу нуклондор дайыма бири бирине айланып турушат: нейтрон электрон менен нейтринону чыгарат да протонго айланат; ал эми протон болсо позитрон менен нейтринону чыгарат да нейтронго айланат. Так мына ушул процесстин натыйжасында жаратылыштагы (жана жасалма)  $\beta$  радиоактивдүүлүк түшүндүрүлөт.

Ушинтип, алмашуу теория ядролук күчтөрдү сапаттык жактан толук түшүндүрөт, бирок, бул теория ядронун байланыш энергиясынын чондугун, б. а. ядролук күчтөрдүн чондугун сандык жактан түшүндүрө алган жок. Теория боюнча эсептелип чыгарылган күч тажрыйбага караганда  $10^{10}$  эсе кичине экендигин И. Е. Тамм далилдеген.

Бул теорияны мындан ары Япония физиги Юкава өнүктүрүп, ядролук күчтөрдүн мезондук теориясы деген теорияны түздү. Юкава боюнча ядролук күчтөрдүн талаасынын

кванттары болуп, массасы электрондун массасынан 200 эсе чоң болгон бөлүкчөлөр эсептелишет. Бул бөлүкчө Мезон деп аталган. Юкаванын теориясы боюнча ядролук күчтөрдүн аракет этүү радиусу

$$R = \frac{h}{m \cdot c}$$

формуладан аныкталышы керек. Мында  $m$  — мезондун массасы. Эгерде  $h$  жана  $c$  турактуулуктардын ордуна маанилерин коюп,  $R$  дин ордуна тажрыйбалардан табылган маанини койсок ( $10^{-13}$  см чамасындагы), анда  $m = 200 m_e$  ( $m_e$  — электрондун массасы) болуп чыгат. 1947-жылы космостук нурлардын саставынан массасы  $206 m_e$  га жакын болгон бөлүкчө табылган. Мурун бул бөлүкчө Юкаванын теориясы алдын ала айткан бөлүкчө катарында кабыл алынып, ал теория эксперимент жүзүндө далилденди деген ойго келишкен. Бирок, бул ой туура эмес экендиги кийинчерээк белгилүү болду. Массасы  $m = 206 m_e$  болгон мезон азыркы кезде  $\mu$  — мезон деп аталат.  $\mu$  — мезон оң заряддалган жана терс заряддалган түрдө да болот, бирок алар ядролук нуклондор менен өтө начар аракеттенишет. Алар

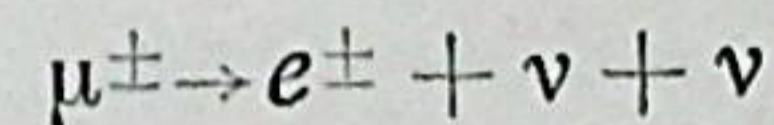


схема боюнча электронго жана позитронго айланышат (мында  $e^+$  позитрон,  $e^-$  — электрон  $\nu$  — нейтрино,  $\bar{\nu}$  — анти-нейтрино). Демек,  $\beta$  — радиоактивдүүлүктү мына ушул  $\mu$  — мезондун жардамы менен да түшүндүрүүгө болот. Бирок, тажрыйбаларга караганда, бул учурдагы ядролук күчтөр күтүлгөн маанисинен  $10^{12}$  эсе кичине болушу керек. Ушинтип бул мезондук теория да экспериментке туура келбейт.

1947-жылы космостук нурлардын саставынын массасы  $m = 270 m_e$  болгон бөлүкчөлөр табылды. Бул бөлүкчөлөр  $\pi$  — мезон деп аталды; алар үч түрдө — оң жана терс заряддуу жана нейтралдык түрдө болушат.

1948-жылдан баштап бул мезон лабораториялык шарттарда жасалма жол менен пайда кылынат. Оң жана терс  $\pi$  — мезондор  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$  схема боюнча  $\mu$  — мезонго ажырашат. Нейтралдык  $\pi$  — мезон болсо,  $\pi^0 \rightarrow 2h\nu$  схема боюнча энергиясы  $70 \text{ Мэв}$  дон болгон эки  $\gamma$  — квантка ажырайт.

$\pi$  — мезон ядролук нуклондор менен өтө күчтүү аракеттенишет, сисндуктан ал Юкаванын теориясы алдын



ала айткан бөлүкчө болуп эсептелет. Мезондук теориянын ядролук күчтөрдүн талаасынын кванттары болуп  $\pi$  — мезон эсептелиши керек деген көз караштан өнүктүрүлгөн бир нече варианттары бар, бирок алардын эч бирөө да эксперимент менен дал келбейт. Ошондой болсо да, бул теория ядролук күчтөрдүн жогоруда айтылган касиеттерин (кыска аралыкка аракет этиши, каныгуу касиети ж. б.) толук түшүндүрөт: заряддалган  $\pi$  — мезон менен алмашуу нейтрон менен протондун өз ара аракеттенишин, ал эми нейтралдык  $\pi^0$  — мезон менен алмашуу бирдей нуклондордун (протон — протон жана нейтрон — нейтрон) өз ара аракеттенишин түшүндүрөт. Мисалы, нуклондордун ортосундагы өз ара аракеттеништи мындай жазып көрсөтүүгө болот:  $p - p$  аракеттениш:  $\pi^0 + p_2 \rightarrow p_2^1$

$n - n$  аракеттениш:  $n_1 \rightarrow n_1^1 + \pi^0$ ;

$n - p$  аракеттениш:  $n_1 \rightarrow p_1 + \pi^-$ ;  $p - n$  аракеттениш:  $\pi^- + p_2 \rightarrow n_2$

$p - n$  аракеттениш  $p_1 \rightarrow n_1 + \pi^+$ ;  $n - p$  аракеттениш:  $\pi^+ + n_2 \rightarrow p_2$

(мында  $n$  — нейтрон,  $p$  — протон, 1,2 ж. б. индекстер ар түрдүү нейтрондорду жана протондорду билгизет).

Окумуштуулардын акыркы жылдардагы изилдөөлөрүнө караганда ядролук күчтөрдүн табияты жөнүндөгү проблеманы чечүү элементардык бөлүкчөлөрдүн теориясын (алардын касиеттерин жана бири-бирине айлануусун туура билүү) түзүү менен тыгыз байланышта болуп эсептелет. Элементардык бөлүкчөлөрдүн өз ара аракеттенишин жана бири-бирине айлануусун караган кезде, аларды адатта тигил же бул талаанын (мисалы, мезондук талаалар, нейтринолук талаа ж. б.) кванттары катарында карашат. Элементардык бөлүкчөлөрдүн касиеттери жана алардын өз ара айлануусу боюнча акыркы убакта өнүктүрүлгөн бир нече теориялар, жакын арадагы келечекте ядролук күчтөрдүн жаратылышы жөнүндөгү проблеманын чечиле тургандыгына бизди ишендирет. Бирок, элементардык бөлүкчөлөрдүн теориясында алардын бир нече касиеттери азыр чечилген жок. Мисалы: азыркы убакта бизге ондогон элементардык бөлүкчөлөр белгилүү. Алардын көбү стабилдүү эмес — оорлору женилирээктерине айланат. Бирок, алардын кайсылары элементардык, кайсылары элементардык эмес экендиги жөнүндө айтууга азыр маалыматтар жетишсиз.

Ядролук физиканын теориялык маселелери үчүн гана эмес, бир нечелеген практикалык маселелери үчүн да элементардык бөлүкчөлөрдү, алардын кээ бир касиеттерин билүү өтө зарыл. Ошондуктан эмки параграфта элементардык бөлүкчөлөрдүн кээ бир касиеттери жөнүндөгү маселени кыскача болсо да карап өтөлүк.

## § 10. ЭЛЕМЕНТАРДЫК БӨЛҮКЧӨЛӨР.

Бул параграфта азыркы убакка чейин белгилүү болгон элементардык бөлүкчөлөрдү санап чыгалык.

1. *Фотондор*. Бул бөлүкчөлөрдүн касиеттерин биз Атомдук физикадан билебиз — алар жарыктын бөлүкчөлөрү болуп саналат. Дүүлүккөн атом кадимки абалга келгенде, анын электромагниттик талаасынын энергиясынын эсебинен фотондор пайда болушат. Демек, фотондор электромагниттик талаа менен өтө тыгыз байланышкан, б. а. алар ушул талаанын «кванттары» болушат. Фотондор башка бөлүкчөлөрдөн өтө чоң айырмаланышат. Алардын заряды жок. Фотондордун спини 1 ге барабар.

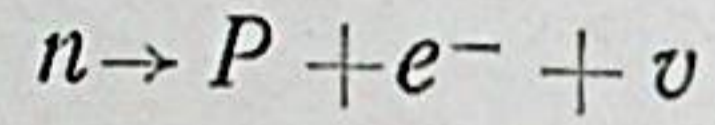
1. *Электрон жана позитрон*. Электрон — терс электрдик зарядга ээ болгон жеңил бөлүкчө. Анын тынчтыктагы массасы  $m_e = 9,106 \cdot 10^{-28}$  г; спини — 1/2 ге барабар, ал эми магниттик моменти болсо, бир Бордун магнетонуна барабар.

Позитрон болсо электрондун эле өзүндөй, бирок электрдик зарядынын белгиси электрондукуна карама-каршы, оң. Ушунун натыйжасында магниттик моментинин белгиси тескери. Позитрондун бардыгын алдын ала Дирактын теориясы айткан, андан кийин гана ал бөлүкчө эксперимент жүзүндө ачылган. Позитрондор узакка жашай алышпайт, ошондуктан алар электрондордон кескин түрдө айырмаланышат. Бул болсо электрондор менен позитрондордун эң бир маанилүү касиеттеринин натыйжасы болуп эсептелет: алар жетишээрлик энергиялуу фотондордун эсебинен бирдей убакта «туулушат» жана эки же бир нече фотондорго айланып «жоголуп» кетишет. Ушинтип, электрон менен позитрондор фотондордон пайда болушат, жана тескерисинче, алар фотондорго айланып кетишет. Электрон менен позитрондор ядродогу нуклондор (протондор жана нейтрондор) өз ара бири-бирине байланышкан кезде да пайда болушат. Мына ушул айлануу кубулушу менен  $\beta$  радиоактивдүүлүк түшүндүрүлөт.

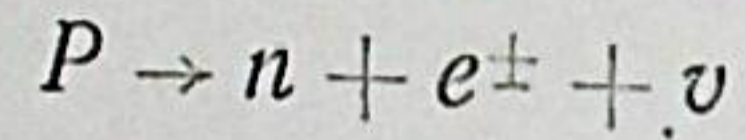


3. **Нейтрино** Электрдик заряды жок жана тынч абалдагы массасы нөлгө барабар болгон бөлүкчөнү нейтрино деп аташат. Анын спини  $1/2$ ; мына ушуну менен ал фотондон кескин түрдө айырмаланат. Нейтринонун заряды жок жана массасы нөлгө жакын болгондуктан, ал зат менен эч өз ара аракеттенбейт. Ошондуктан аны сезүү өтө кыйын, бирок ошондой болсо да акыркы убакта бир катар тажрыйбалардын негизинде анын бардыгы далилденди.

Нейтринонун бардыгы адегенде гипотеза түрүндө айтылган. Бул гипотезага ылайык,  $\beta$  — ажыроо учурунда ядродогу бир нейтрон протонго айланат да, электрон менен нейтринону бөлүп чыгарат:



Ядродогу протон нейтронго айланган кезде, позитрон менен нейтрино бөлүнүп чыгат:



Бул гипотезанын тууралыгы, б. а. жаратылышта нейтринонун бардыгы эксперимент жүзүндө толук ырасталды.

4. **Протон**. Протон — оң электрдик зарядга ээ болгон элементардык бөлүкчө. Анын физикалык шкаладагы ( $0^{16} = 16$ ) салыштырмалуу массасы  $1,007573$  (б. а.  $1,6724 \cdot 10^{24}$  г) гө барабар жана электрондун массасынан  $1836,5$  эсе оор ( $m_p = 1836,5 m_e$ ). Протондун спини  $1/2$ , анын магниттик моменти  $2,8$  ядролук магнетонго барабар. Водород атомунун ядросу протон болуп эсептелет. Протондор бош түрүндө космостук нурлардын составынан учуратылат.

5. **Нейтрон**. Электрдик заряды жок болгон оор элементардык бөлүкчө нейтрон деп аталат. Анын массасы протондун массасынан бир аз чоң жана физикалык шкалада  $1,008941$  ге барабар (б. а.  $m_n = 1839 m_e$ ). Нейтрондун спини  $1/2$ ; магниттик моменти —  $1,93$  ядролук магнетонго барабар.

6. **Мезондор**. Массасы электрондун массасынан чоң болгон жана протондун массасынан кичине болгон оң жана терс заряддалган бөлүкчөлөр мезондор деп аталат. Мезондор нейтралдуу түрдө да болушат. Мезондордун башка бөлүкчөлөрдөн негизги айырмасы алар өтө туруксуз тез убакыттын ичинде эле башка бөлүкчөлөргө айланып кетишет. Алар ядролук реакциялар учурунда эле пайда болушат да, тез эле «жок» болуп кетишет. Мурунку параграфта айтылгандай, мезондун бардыгын биринчи жолу Юкава теория боюнча алдын алып айткан. Андан кийин 1937-жы-

Символ	Ажыроо схемасы	Масса, $m_e$ менен	Орточо жашоо убактысы сек.	Спин.
$\mu^{\pm}$	$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$	206,7	$2,22 \cdot 10^{-6}$	$(\frac{1}{2})$
$\pi^{+}$	$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu$	273,3	$2,56 \cdot 10^{-8}$	0
$\pi^{-}$	$\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \nu$	272,8	$2,56 \cdot 10^{-8}$	0
$\pi^0$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	264,3	$< 0,4 \cdot 10^{-15}$	0
$\tau^{+}$	$\tau^{+} \rightarrow 2\pi^{+} + \pi^{-}$	966,1	$1,22 \cdot 10^{-8}$	0
$\tau^{-}$	$\tau^{-} \rightarrow 2\pi^{-} + \pi^{+}$	966,1	$1,22 \cdot 10^{-8}$	(0)
$\nu^0$	$K_{\pi 2}^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$	965	$1,3 \cdot 10^{-10}$	(0)
$K_{\pi 2}^{\pm}$ (же $\nu^{\pm}$ )	$K_{\pi 3}^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + 2\pi^0$	966	$1,22 \cdot 10^{-8}$	(0)
$K_{\pi 3}^{\pm}$ (же $\tau^1$ )	$K_{\mu 2}^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$	965	$10^{-8}$	(0)
$K_{\mu 2}^{\pm}$	$K_{\mu 3}^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \pi^0 + \nu$	966	$1,3 \cdot 10^{-8}$	(0)
$K_{\mu 3}^{\pm}$	$K_{\mu 3}^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \pi^0 + \nu$	964	$10^{-8}$	?
$K_{e 3}^{\pm}$	$K_{e 3}^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \pi^0 + \nu$	967	$0,5 \cdot 10^{-8}$	?

лы оң жана терс заряддуу  $\mu$  — мезон космостук нурлардын составынан ачылган. 1947-жылы Англия физиги Пауэл космостук нурлардын составынан  $\pi$  — мезонду ачты. Ушул эле мезонду мындан үч жыл кийин ылдамдаткычтардан алынуучу өтө чоң энергиялуу бөлүкчөлөрдүн (энергиясы  $400$  Мэв болгон  $\alpha$  бөлүкчөлөр) жардамы менен ядролук реакцияларды ишке ашырып, лабораториялык шарттарда пайда кылышты. Кийинки жылдары космостук нурлардан жана лабораториялык шарттарда массалары ар башка болгон бир нече мезондор ачылды. Бул мезондордун ачылышында жана алардын айрым касиеттерин белгилөөдө



Совет физиктеринин, айрыкча А. И. Алиханов менен А. И. Алиханяндун эмгектери өтө чоң. Азыркы убакка чейинки белгилүү болгон мезондордун негизги касиеттери жана алардын ажыроо схемалары 4 таблицада келтирилген.

Кийинки убакта бардык мезондорду жалпысынан эки группага бөлүү кабыл алынды: жеңил мезондордун группасы же  $L$  — мезондор жана оор мезондордун группасы же  $K$  — мезондор. Жеңил мезондорго массасы  $\pi$  — мезондун массасынан чоң болбогон мезондор кирет. (бул группадагы мезондордон азыркы кезде  $\mu^\pm$  — мезон,  $\pi^\pm$  — мезон жана  $\pi^0$  — мезон белгилүү). Оор мезондун массасы  $\Lambda$  — мезондун массасынан чоң жана нуклондун массасынан кичине болгон мезондор кирет.

Таблицадан көрүнгөндөй, азыркы кезде бардык мезондордун ичинен  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ,  $\tau^\pm$  жана  $\nu^0$  — мезондун касиеттери жакшыраак изилдеген жана белгилүү.

Таблицадагы маалыматтардын оор мезондор массасы  $965 m_e$  га жакын болгон бир эле мезон сыяктуу болуп көрүнөт. Чындыгында мындай эмес. Алардын массалары бирдей болгону менен, алардын ар бири ар башка схема боюнча ажыроого дуушар болушат. Мына ушуну менен оор мезондор бири-биринен айырмаланат. Анын үстүнө айрым учурларда массасы  $500-600 m_e$  же  $1450 m_e$  болгон  $K$  — мезондор да учуратылат. Бирок, ал оор мезондордун касиеттери азыр анчалык белгисиз, ошондуктан алар таблицага жазылган жок. Таблицадагы кашаага алынган сандар азыр так белгисиз дегендикке жатат.

Жаратылышта мезондордон башка да, массалары нуклондун массасынан чоң болгон, бирок өтө туруксуз бөлүкчөлөр учуратылды. Бул бөлүкчөлөрдү гиперондор деп аташат. 5-таблицада беш гиперондун негизги касиеттери жана ажыроо схемалары келтирилген. Булардын ичинен  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^\pm$  жана  $\Sigma^-$  — гиперондорду дүүлүккөн абалдагы жана нормалдык абалга мезондорду чыгаруу жолу менен келүүчү нуклондор деп кароого негиз бар.

Элементардык бөлүкчөлөрдү кандай классификациялоого болот?

Азыркы убакка чейинки белгилүү болгон бардык бөлүкчөлөрдү алардын ядролор менен өз ара аракеттери жана бири-бирине айлануу касиеттери боюнча төрт группага бөлүп, классификациялашат. Ал группалар төмөнкүлөр:

1. Фотондор. Булардын массасы нөлгө барабар жана спини бүтүн сан (1 ге барабар).

Символ	Ажыроо схемасы	Масса, $m_e$ менен	Орточо жашоо убактысы, сек.	Спин.
$\Lambda^0$	$\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ $(n_0 + \pi^0)$ ,	2182	$2,8 \cdot 10^{-10}$	$1/2$
$\Sigma^+$	$\Sigma^+ \rightarrow P + \pi^0$ $(n_0 + \pi^+)$	2328	$0,78 \cdot 10^{-10}$	$1/2$
$\Sigma^0$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$	2324	$< 10^{-11}$	$1/2$
$\Xi^-$	$\Xi^- \rightarrow n_0 + \pi^-$	2340	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$1/2$
$\Xi^-$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$	2580	$\sim 10^{-10}$	$1/2$

2. Лептондор (жеңил бөлүкчөлөр). Буларга массасы  $\pi$  — мезондун массасынан кичине болгон бөлүкчөлөр кирет (нейтрино, электрон,  $\mu$  — мезон). Лептондордун спини  $1/2$  жана алар фермиондор деп аталышат; себеби алар Ферми — Дирактын статистикасына баш ийет.

3. Мезондор. Буларга  $\pi$  — мезондор жана  $K$  — мезондор кирет. Мезондордун спини 0 же бүтүн сан жана алар бозондор деп аталышат; себеби алар Бозе — Эйнштейндин статистикасына баш ийет.

4. Бариондор. Буларга нуклондор жана гиперондор кирет. Бариондордун спини  $1/2$ , ошондуктан алар фермиондор болушат.

Жогоруда биз позитрон электрондон электрдик зарядынын белгиси менен гана айырмалана тургандыгы жөнүндө айттык. Мындай бөлүкчөнү антибөлүкчө деп айтышат. Демек, позитрон электронго карата антибөлүкчө болуп эсептелет. Позитрондун бадыгын Дирактын теориясы алдын ала айткан дедик. Позитрон эксперимент жүзүндө ачылгандан кийин: бардык «элементардык» бөлүкчөлөрдүн антибөлүкчөлөрү барбы же жокпу? деген суроо туулду. Акыркы жылдардагы эксперименталдык жетишкендиктерге караганда бул коюлган суроого оң жооп берүүгө туура келет.

Чындыгында эле, 1955-жылы лабораториялык шарттарда пайда кылынган ядролук реакцияларды изилдеген кезде антипротон ачылды; ал эми 1956-жылы антипротон менен протон түртүлүшкөн кезде, же алар башка бөлүк-



чөлөргө айлана тургандыгы, же алмашуу эффекттин натыйжасында антипротон антинейтронго айлана тургандыгы белгиленди. Ушинтип, протон менен нейтрон антибөлүкчөлөргө — антипротонго жана антинейтронго ээ болушат. Теория жүзүндө мурун белгилүү болсо да, нейтрино да антибөлүкчөгө (антинейтрино) ээ боло тургандыгы акыркы эксперименталдык изилдөөлөрдүн натыйжасында аныкталды.

Ушинтип, айрым элементардык бөлүкчөлөр антибөлүкчөлөргө ээ болушат. Антипротон болсо, протондон өзүнүн электрдик зарядынын белгиси менен айырмаланат. Ал эми нейтрон менен нейтрино эмнеси боюнча өзүлөрүнүн антибөлүкчөлөрүнөн айырмаланышат? Алар өздөрүнүн магниттик моментинин белгиси боюнча айырмаланышат.

Элементардык бөлүкчөлөр бири-бирине айланган кезде жана ядролор менен өз ара аракеттенишкен кезде, алардын бир нече өзгөчө касиеттери байкалат. Бул касиеттерди толук билүү жана элементардык бөлүкчөлөрдүн жалпы теориясын түзүү — ядролук күчтөрдүн табияты жөнүндөгү проблеманы чечүүгө тикеден-тике байланыштуу экендиги сезилет. Ошондуктан азыркы убакта дүйнөдөгү атактуу окумуштуулардын ою элементардык бөлүкчөлөрдүн мына ушул касиеттерин изилдөөгө багытталган.

Бул касиеттердин бир нечеси азыркы кезде эле белгилүү болуп калды. Бирок, аларга кенен токтолууга бул китептин көлөмү мүмкүндүк бербейт:

#### Адабияттар

1. Э. В. Шпольский. Атомная физика. Т. II. ГИТТЛ, 1952 (18 — гл)
2. Г. Р. Рик. Масс-спектрокопия. ГИТТЛ, 1953.
3. Ф. В. Астон. Масс — спектры и изотопы. ИИЛ, 1948.
4. Э. Ферми. Лекция по атомной физике, ИИЛ, 1952.
5. Г. Бетте и Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра. ИИЛ, 1958.
6. Ф. Разетти. Основы ядерной физики. ГИТТЛ, 1940.
7. В. Ридлер. Введение в ядерную физику. ИИЛ, 1948.
8. В. В. Марляров. Основы теории атомного ядра. ГИФМЛ, 1959. (1,4 главалар).

9. С. Э. Фриш. Спектроскопическое определение ядерных моментов. Гостехиздат, 1948.

10. Я. Г. Дорфман. Магнитные свойства атомного ядра. Гостехиздат, 1948.

11. К. И. Шелкин, Физика микромира, Атомиздат, 1965.

12. А. Богущ, Л. Мороз, Элементарные частицы, Издательство «Наука и техника» Минск, 1966.



## II-ГЛАВА. ЯДРО ФИЗИКАСЫНДАГЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛДЫК МЕТОДДОР.

Атомдордун ядролорундагы жүрүп жаткан процесстерди изилдөөдө жана аларды билүүдө көпчүлүк учуларда абдан чоң энергиялуу бөлүкчөлөр менен тажрыйбалар жүргүзүүгө туура келет. Радиоактивдүү ядролор чыгарган бөлүкчөлөр менен  $\gamma$  — нурлардын энергиялары жүз миңдеген жана миллиондогон электрон — вольт менен ченелет. Демек, ядролук кубулуштарды үйрөнүүдөн мурда мына ушундай энергиялуу элементардык бөлүкчөлөрдү жана  $\gamma$  — нурларды каттоо боюнча өтө кылдаттык эксперименталдык методдорду иштеп чыгуу талап кылынат. Мындай методдордун көпчүлүгүндө ал бөлүкчөлөрдүн заттар менен өз ара аракеттенүүсүндөгү атомдорду иондоштуруу жөндөмдүүлүгү негиз кылынып алынган. Ушул эксперименталдык методдордун негизги физикалык мазмунун кыскача карап чыгалык.

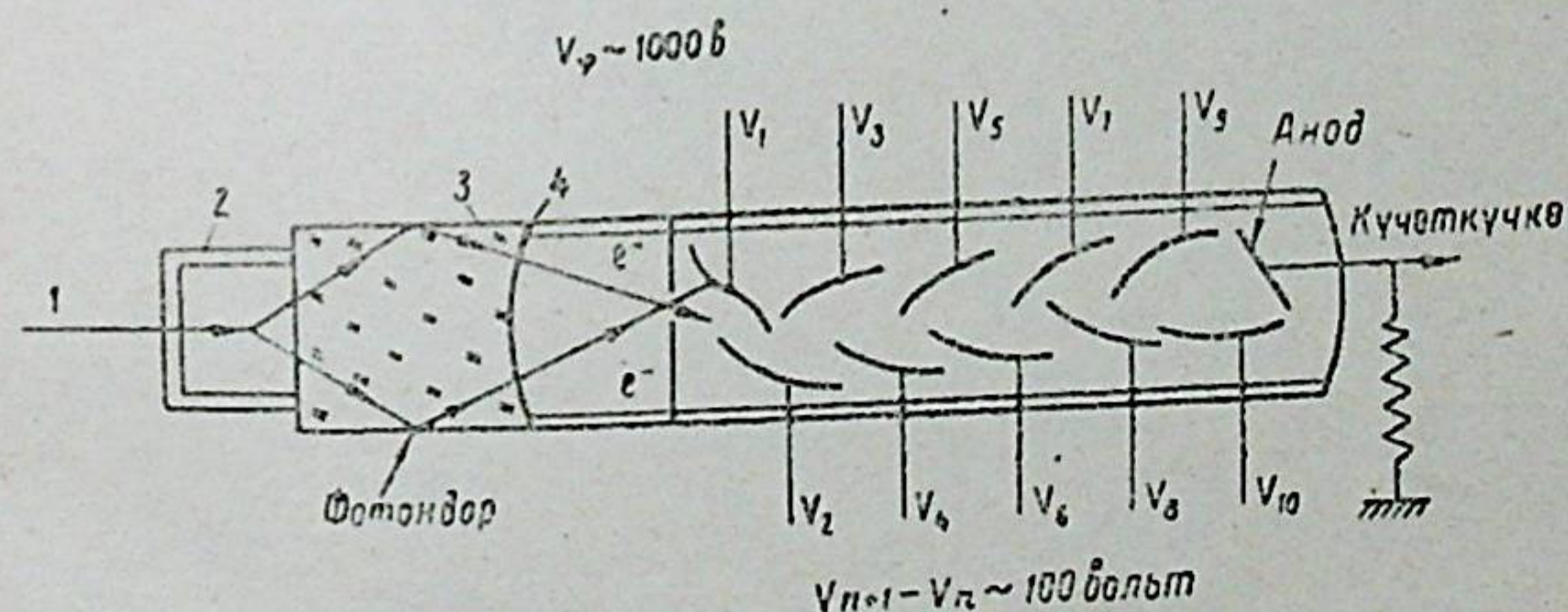
### § 11. СЦИНТИЛЛЯЦИЯ МЕТОДУ ЖАНА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯЛЫК КАТTOOЧУЛАР.

Сцинтилляция методу эң жөнөкөй жана эски методдордун бири; ал ядро физикасынын өнүгүшүндөгү баштапкы этаптарда Резерфорддун тажрыйбаларында кеңири колдонулган. Бул методдо күкүрттүү цинктен ( $ZnS$ ) жасалган экран  $\alpha$  бөлүкчөлөр менен урдурулган. Бул учурда экранга түшкөн ар бир  $\alpha$  бөлүкчө сцинтилляция (жылт-жылт эткен жарык) пайда кылган. Жарыкты микроскоптун жардамы менен көрүп, бирден саноого мүмкүн болгон (эгерде тажрыйба караңгы комнатада жүргүзүлсө, анда бул жарыкты көз менен көрүүгө да болгон). Бирок, мындай жол менен радиоактивдүү элементтер чыгарган  $\alpha$  бөлүкчөлөрдү саноо

көзгө абдан зыяндуу жана саноодо чоң каталар жиберилет. Ошондуктан бул метод тез эле колдонулбай калган эле.

1948—49-жылдардан тартып бул метод өзгөртүлгөн түрдө ядролук физикада кайрадан кеңири колдонула баштады. Бул өзгөртүлгөн методдо бөлүкчөлөр же  $\gamma$  кванттар экранда пайда кылган жылтылдаган жарыктар фотоэлектрондук көбөйтүүчүлөрдүн жардамы менен эсептелинет. Бул методдун кийинки кезде кеңири колдонулушунун себеби болуп, электрониканын өнүгүшү жана органикалык фосфорлордон (нафталин, антрацен, стильбен, таллий араштырылган  $NaI$  ж. б.) жасалган экрандарды пайдалануу болду. Бөлүкчөлөрдү мындай жол менен каттоо үчүн сцинтилляциялык каттоочулар деп аталган атайын куралдар жасала башталды.

Сцинтилляциялык каттоочунун жардамы менен бөлүкчөлөрдү эсептөөнүн принцибин карайлык (18-сүрөт). Элементардык бөлүкчө же  $\gamma$  фотон органикалык фосфордон жасалган экранга түшөт да, андан жарык чыгарат. Бул жарык кванттары жарык өткөргүч (светопровод) айнек аркылуу өтүп, фотоэлектрондук көбөйтүүчүнүн жарыкты өтө сезгич катодуна түшөт да, андан фотоэффект пайда кылуунун натыйжасында электрондорду бөлүп чыгарат. Бул электрондор электр талаасында экинчи электродго карай ылдамданууга келет жана ал экинчи электроддон экинчи электрондорду бөлүп чыгарат. Фотоэлектрондук көбөйтүүчүнүн электроддору көп болгондуктан, пайда олгон экинчи, үчүнчү, төртүнчү ж. б. тартиптеги электрон-



18-сүрөт. Люминесценттик каттоочунун схемасы.

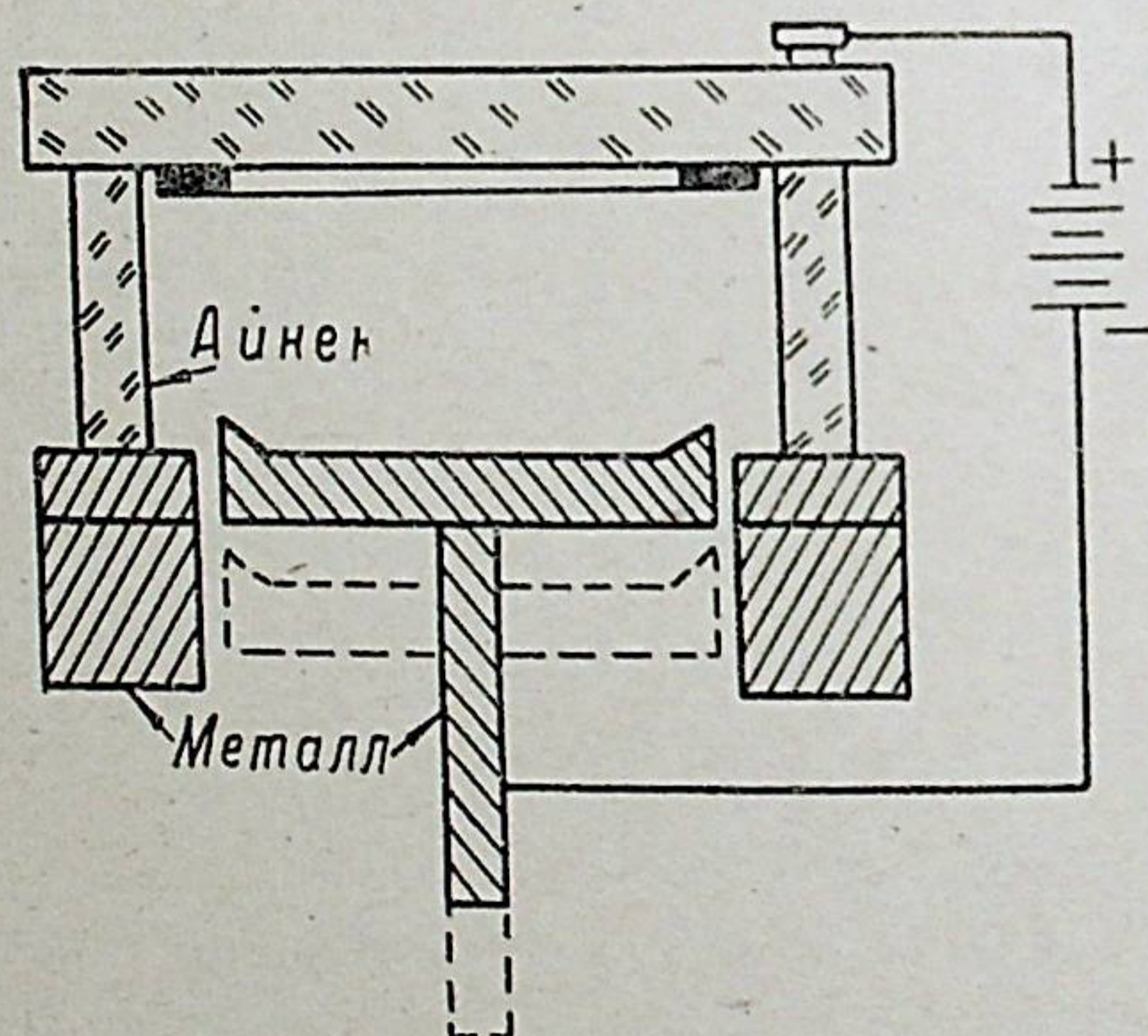
1-ядролук бөлүкчө же  $\gamma$  — квант; 2 — органикалык фосфордон ( $NaI(Tl)$ ) жасалган экран; 3-органикалык айнектен жасалган жарык өткөргүч; 4-сурьма — цезийден жасалган жука фотокатод; электрондор ар бир электроддон анодго жакын турган электродго карай электр талаасында ылдамданууга келишет.



дор көбөйүп отурат да, электрондордун саны бир нече миллионго чейин жетет. Бул электрондор көбөйтүүчүнүн анодунда электрдик импульс пайда кылат. Бул импульс андан аркы кошумча радиотехникалык күчөткүчтүн жардамы менен дагы күчөтүлөт да, осциллографтын же импульстарды механикалык каттоочу куралдын жардамы менен эсепке алынат.

## § 12. ВИЛЬСОНДУН КАМЕРАСЫ.

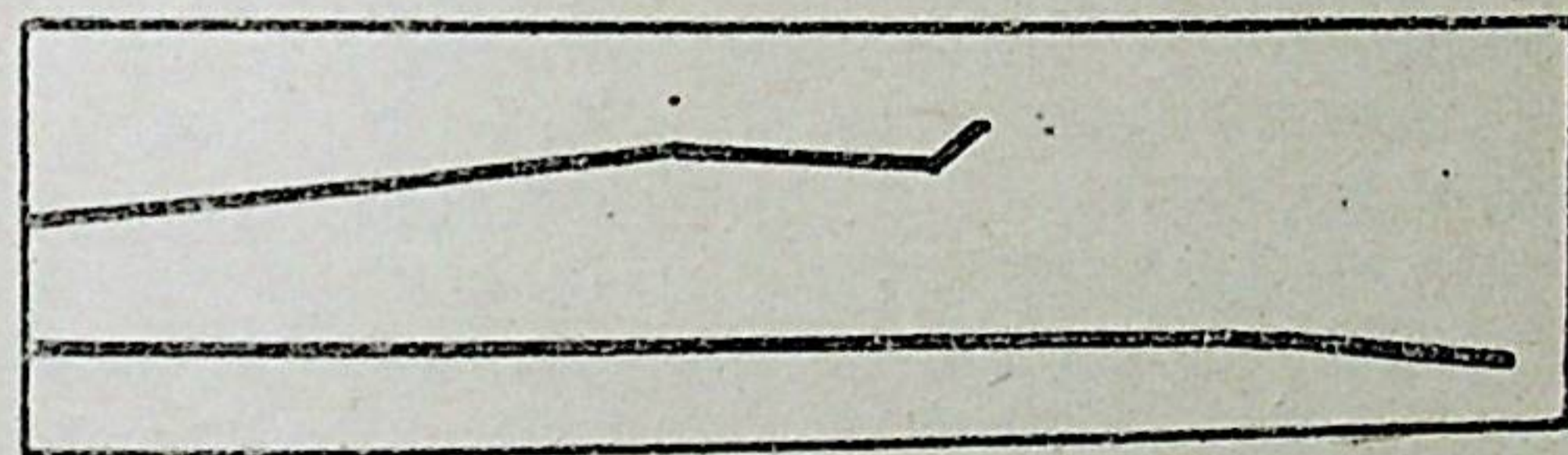
Өтө каныккан буу бар мейкиндикте туман, б. а. өтө майда суу тамчылары пайда булушу үчүн ал мейкиндикте чандын кыпындары болушу керек экендиги окумуштууларга XIX кылымдын сексенинчи жылдарында эле белгилүү болгон. Эгерде нымдуу аба адиабаттык кеңейсе, жана ал мейкиндикте кыпындар болсо, анда алар конденсациянын борборлору болушат да, ар бир кыпындын айланасында тамчы пайда болот. Эгерде бул тамчылар көп болсо, анда нымдуу аба туман болуп көрүнөт.



19-сүрөт. Вильсондун камерасынын схемасы. Тумандын тамчылары тигил же бул себептин натыйжасында пайда болгон иондордун айланасында да түзүлүшү мүмкүн. Мындай тамчылар керексиз диффузиялык фонду пайда кылат. Ошондуктан мындай иондордон кутулуу үчүн камера турактуу ток булагынын эки полюсу менен улаштырылат.

Мына ушул кубулушту пайдаланып, Англия физиги Вильсон ядролук бөлүкчөлөрдүн жүргөн жолун көрүү үчүн камера жасаган. Ал жогоруда айтылган кыпындардын ролун оң же терс иондор да аткара ала тургандыгын, б. а. иондор конденсациянын борборлору боло ала тургандыгын далилдеди.

Вильсондун камерасы цилиндр түрүндөгү идиштен жана анын ичине кийгизилген поршенден турат (19-сүрөт). Поршенди тез жылдыруу менен камеранын көлөмүн өзгөртүүгө болот. Камера суунун буусу менен каныктырылган аба, же башка газ менен толтурулган. Поршенди тез төмөн түшүрсөк, анда каныккан буу адиабаттык кеңеет да өтө каныккан абалга келет. Мына ушул мезгилде камеранын ичинен ядролук бөлүкчө өтсө, анда ал өзүнүн жолундагы атомдорду же молекулаларды иондоштурат; ал эми бул иондор конденсациянын борборлору болушат да бөлүкчөнүн жүргөн жолунда туман пайда кылат. Эгерде камераны анын айнек капталы аркылуу жарыктандырсак, анда бул туман ядролук бөлүкчөнүн изи («трэк») катарында көрүнөт. Бул изди фотографиялап алууга болот.  $\alpha$  бөлүкчө учурунда бул из жайкы, ал эми  $\beta$  бөлүкчө учурунда бул из ичке болуп көрүнөт (20-жана 21-сүрөттөр).

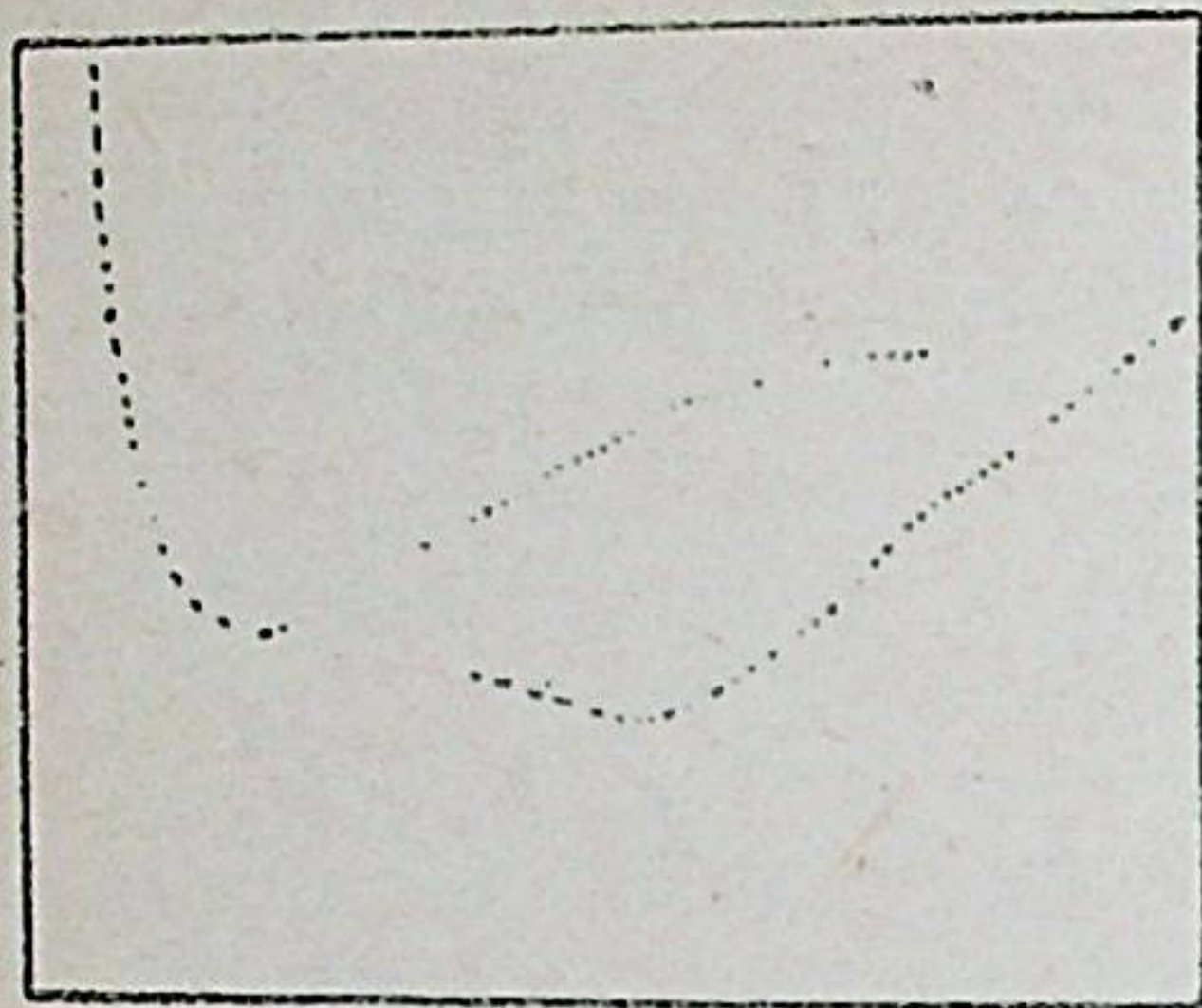


20-сүрөт. Вильсондун камерасындагы эки  $\alpha$  — бөлүкчөнүн тректеринин фотографиясы.

Абада бир жуп ион пайда кылуу үчүн  $32 \text{ эВ}$  энергия талап кылынат. Демек, фотографиялап алынган изди микроскоп менен чоңойтуп, издеги пайда болгон бардык иондордун санын тапсак (б. а. тамчылардын саны), анда бөлүкчөнүн энергиясын аныктоого болот.

Эгерде магниттик талааны пайдаланса бул камеранын элементардык бөлүкчөлөрдү изилдөө мүмкүнчүлүгү кеңее тургандыгын байкап, Советтик физик Д. И. Скобельцын аны магниттик талаага жайлаштырууну сунуш кылган. Эгерде бөлүкчө магниттик талаанын күч сызыктарына





21-сүрөт. Вильсондун камерасындагы  $\beta$ -бөлүкчөнүн трэкинин фотографиясы.

тик болуп кыймылдаса, анда бөлүкчөнүн  $R$  кыймыл саны менен трэктин ийрилик  $\rho$  радиусунун ортосунда эң жөнөкөй байланыш болгон:

$$R = \frac{eH\rho}{C},$$

мында  $e$  — бөлүкчөнүн заряды,  $H$  — магнит талаанын чыңалышы.

Ушинтип, Скобельцындин методу бөлүкчөнүн

кыймыл санын аныктоого мүмкүндүк берет. Эгерде тумандын тамчылары боюнча бөлүкчөнүн салыштырма иондоштуруусун (бөлүкчөнүн жолунун бир бирдигинде пайда болгон жуп иондордун саны) аныктаган болсок, анда ал боюнча бөлүкчөнүн ылдамдыгын эсептөөгө болот, себеби салыштырма иондоштуруу бөлүкчөнүн зарядынан жана ылдамдыгынан функция болуп эсептелет. Демек, ылдамдыгынын сан мааниси боюнча ал бөлүкчөнүн массасын аныктоого болот.

Экинчиден, бөлүкчөнүн магниттик талаада кыйшаюусу боюнча анын зарядынын белгиси, б. а. оң же терс заряддалган бөлүкчө экендигин билүүгө болот. Бирок, бул учурда бир аз кыйынчылыктар учурайт; себеби, бөлүкчө камеранын астынан жогору же үстүнөн ылдый өтүп жаткандыгы алдын ала белгисиз. Бирок, бул кыйынчылыктан мындай жеңил кутулууга болот. Эгерде камеранын ичине металл пластинкасын койсок, анда бөлүкчө ал аркылуу өткөн кезде өзүнүн энергиясын абдан азайтат. Ушунун натыйжасында бөлүкчөнүн импульсу жана анын трэкинин ийрилик радиусу да азаят. Мына ушуга карап, бөлүкчө кайсы жактан кайсы багытка карай кыймылдап жаткандыгын билүүгө болот. Ал эми анын кыймыл багыты белгилүү болсо, магнит талаасынын жайланышына карата (сол кол эрежеси) ал бөлүкчөнүн зарядынын белгисин оңой эле аныктоого болот.

Ушинтип, Вильсондун камерасын колдонуунун натыйжасында радиоактивдүү ядролор чыгарган же космостук нурлардагы ядролук бөлүкчөлөрдүн табиятын белгилеп, ал кайсы бөлүкчө экендигин жаңылбай аныктоого болот.

Ядро физикасынын өнүгүшүндө жана айрыкча космостук нурлардагы бөлүкчөлөрдү изилдөөдө бул камера эң күчтүү куралдардын бири болуп келди (мисалы, позитрон космостук нурлардын составынан ушул камеранын жардамы менен ачылган).

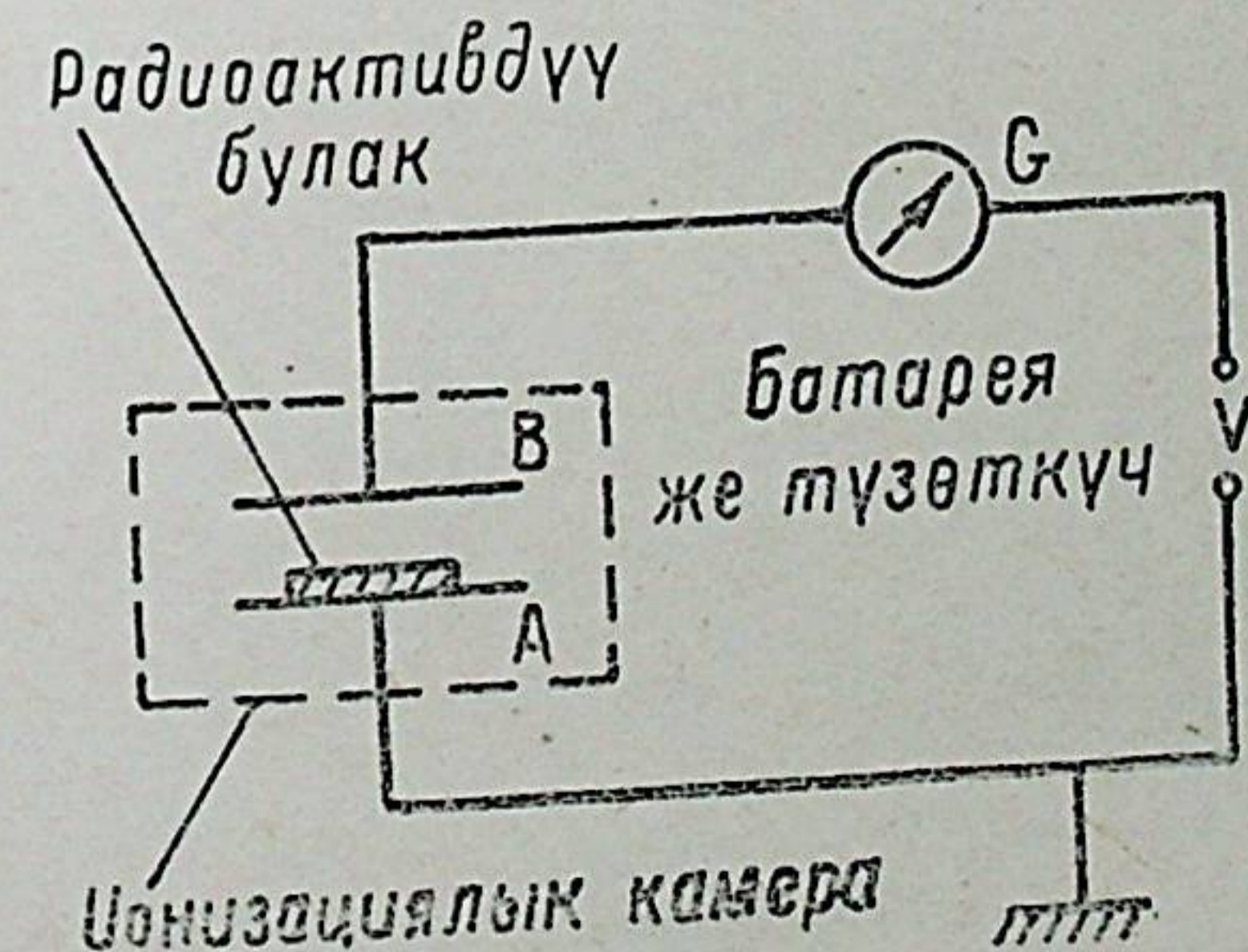
### § 13. ИОНИЗАЦИЯЛЫК МЕТОДДОР.

Радиоактивдүүлүктү байкоонун негизги методдору ядролук бөлүкчөлөрдүн же  $\gamma$  нурлардын заттар менен өз ара аракеттенүүсүнө негизделген. Бул өз ара аракеттенүү заттын иондошуусуна, б. а. оң жана терс иондордун пайда болуусуна алып келет. Заряддуу ядролук бөлүкчөлөр заттар аркылуу өткөндөгү бир жуп ионду пайда кылуу үчүн зарп кылынган энергия ар түрдүү заттар үчүн ар башка жана орто эсеп менен 30 эв го жакын.

Ионизациялык методдор бөлүкчөлөр иондорду пайда кылуучу камеранын жана анда пайда болгон иондук токту ченөөнүн түрүнө жараша ар түрдүү болот.

**Ионизациялык камералар.** Цилиндр түрүндөгү жөнөкөй эле камерада радиоактивдүү элементтер чыгарган бөлүкчөлөр пайда кылган иондук токту ченөөнү карайлык. Бул учурда иондук ток гальванометрдин, электрометрдин же турактуу токту радиотехникалык күчөткүчтөрүнүн жардамы менен жөнөкөй эле ченелет.

Жалпак электроддуу камерадан жана гальванометрден турган 22-сүрөттөгү жөнөкөй схеманы карайлык. А жана В электроддоруна



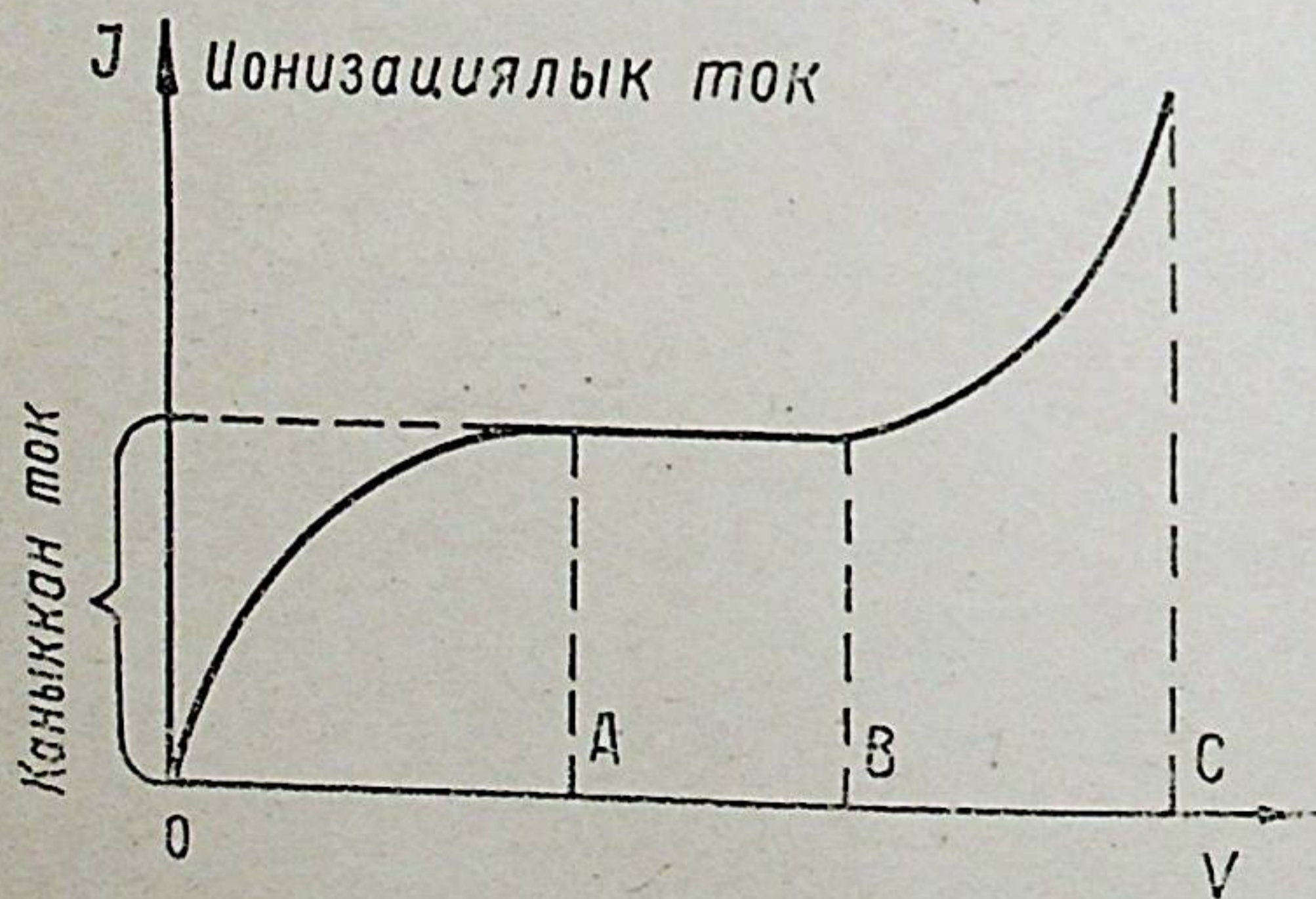
22-сүрөт. Ионизациялык камерадагы пайда болгон токту ченөөнүн схемасы.



$V$  — потенциалдар айырмасы берилген ионизациялык камера газ менен толтурулган жана схемага иондук токтун ченөө үчүн  $G$  гальванометр кошулган.

Радиоактивдүү элементтен чыккан бөлүкчөлөр камерадагы газды иондоштурат да чынжырда иондук токтун пайда кылат. Бирок бул иондордун бир бөлүгү гана камеранын электроддоруна жетет; себеби, кээ бир иондор диффузиянын натыйжасында электроддордун ортосундагы мейкиндиктен чыгып кетишет жана электр талаасынын чыңалышы кичине болгон кезде оң жана терс иондордун бир бөлүгү электроддорго жетпей эле рекомбинацияланып кетишет. Ошондуктан  $V$  потенциалдар айырмасы чоңойгон сайын иондук ток да көбөйөт да, пайда болгон бардык иондор камеранын электроддоруна толук жеткен кезде бул ток өзүнүн каныккан, турактуу маанисине жетет. Потенциалдар айырмасы дагы чоңойгон сайын иондор өз алдынча газда жаңы иондорду пайда кыла башташат да, абдан чоң мааниге жеткенде электроддордун арасында искра пайда болуп, иондук ток кескин түрдө көбөйөт. Натыйжада 23-сүрөттөгү ийри сызык пайда болот.

Кадимки ионизациялык камера каныккан токко туура келүүчү потенциалдар айырмасы учурунда иштейт. Бул шарттарда иондук ток ионизациянын интенсивдүүлүгүнө пропорциялуу болот. Каныккан токко туура келүүчү потенциалдар айырмасы электроддордун геометриялык фор-



23-сүрөт. Ионизациялык камеранын вольт-ампердик мүнөздөмөсү. АВ областында токтуң күчү радиоактивдүү нур чыгаруунун интенсивдүүлүгүнө пропорциялуу.

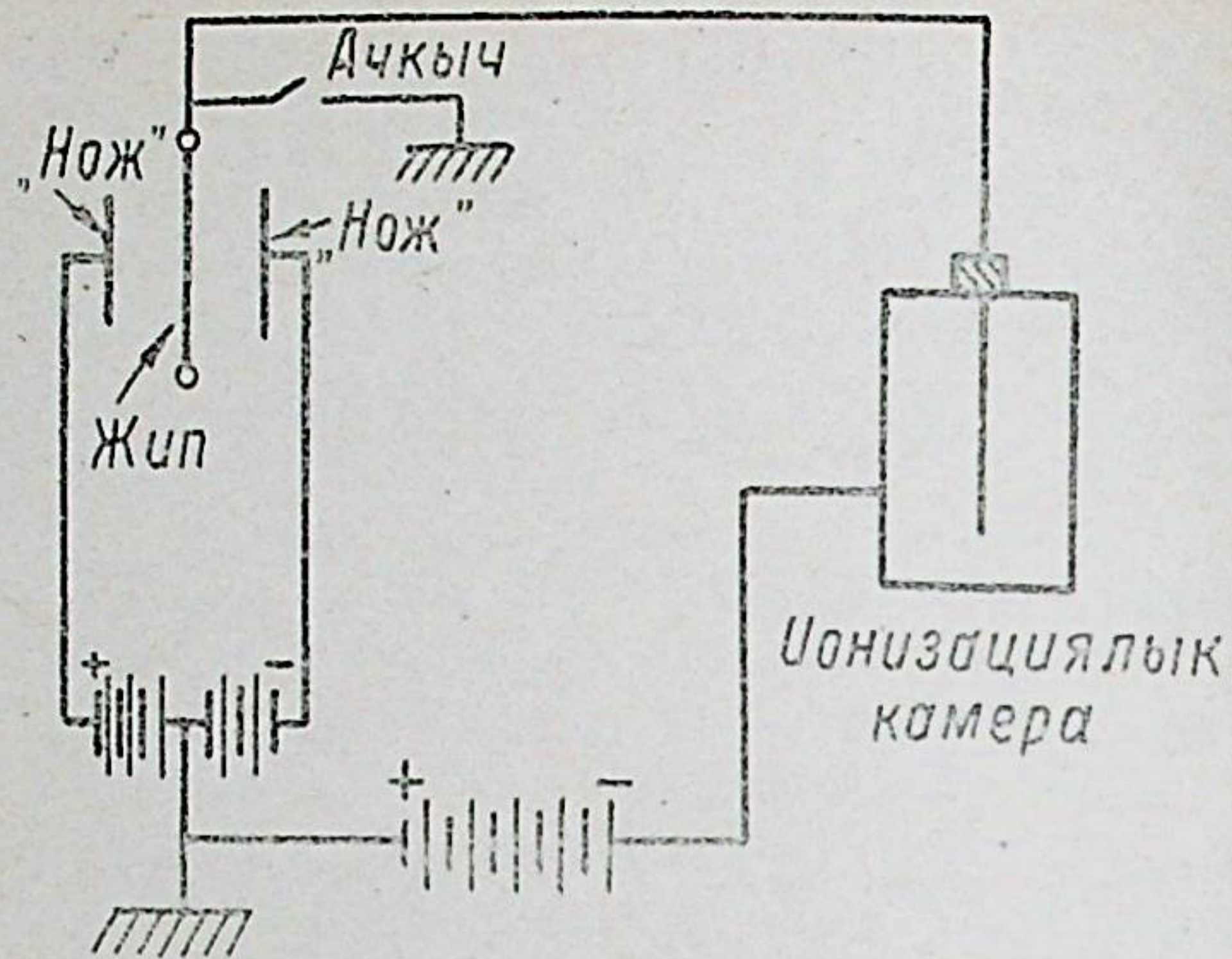
масынан жана алардын өз ара жайланышынан, газдын химиялык табиятынан, анын басымынан, иондоштуруучу булактын интенсивдүүлүгүнөн, ж. б. лардан көз каранды болот. Аба менен толтурулган камера үчүн потенциалдар айырмасынын бул областты практикада электр талаасынын  $10^2 - 10^4 \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$  чыңалышына туура келүүчү чектерде жатат.

Кадимки эле ионизациялык камералар өздөрүнүн өлчөмдөрүнө жана формаларына жараша, аларды толтурган газдын составына жана ал газдын басымына жараша өтө ар түрдүү болушат. Мисалы, газ түспөлүндөгү радиоактивдүү элементтердин (атап айтканда радондун) активдүүлүгүн ченөө үчүн көпчүлүк учурларда цилиндр түрүндөгү туюк камера колдонулат. Камерадагы пайда болгон начар иондук токтор электрометрлердин жардамы менен эле ишенмдүүлүк түрдө ченелип алынат. Көпчүлүк учурларда бул электрометрлер кварц же ичке металл жиптүү болушат. 24-сүрөттө мындай максат үчүн электрометрди камера менен улаштыруунун схемасы келтирилген. Ионизациялык камеранын стержень түрүндөгү бир электроду электрометрдин электроддорунун («ножторунун») ортосундагы жип менен улаштырылган; электрометрдин «ножтору» сырткы булак менен улаштырылган жана алардын ортосунда белгилүү чыңалуу бар. Жип ачкычтын жардамы менен жерге туташтырылып коюлат. Эгерде камерада иондорду пайда кылуучу ядролук бөлүкчөлөрдүн булагы болсо (радиоэлемент), анда жипте иондук ток пайда болот. Ушул кезде жиптин чынжырындагы ачкычты ачып койсок, анда ал жип боюнча иондук заряд өтөт да, электрометрдин «ножторунун» ортосундагы потенциалдар айырмасын өзгөртөт. Натыйжада жип потенциалдар айырмасынын бул өзгөрүшүнө (б. а. иондук зарядка) пропорциялуу болгон кыйшаюуга ээ болот. Жиптин бул жылышы микроскоптун жардамы менен байкалат. Демек, жиптин микроскоптун шкаласы боюнча жылышынын ылдамдыгы боюнча камерадагы радиоактивдүү элементтин санын аныктоого болот.

Азыркы кезде көп колдонулуп жүргөн электрометрлерде (мисалы, электрометр  $СГ - 2М$ ) жиптин жылуусу эмес, анын толгонушу байкалат. Байкоо жип менен бириктирилген индекстин жардамы менен жүргүзүлөт (25-сүрөт).

Жиптин жылуусу же толгонушу камерада радиоактивдүү элемент жок болгон кезде деле болот; себеби, радиоак-





24- сүрөт. Ионизациялык камераны электрометр менен кошуунун схемасы.

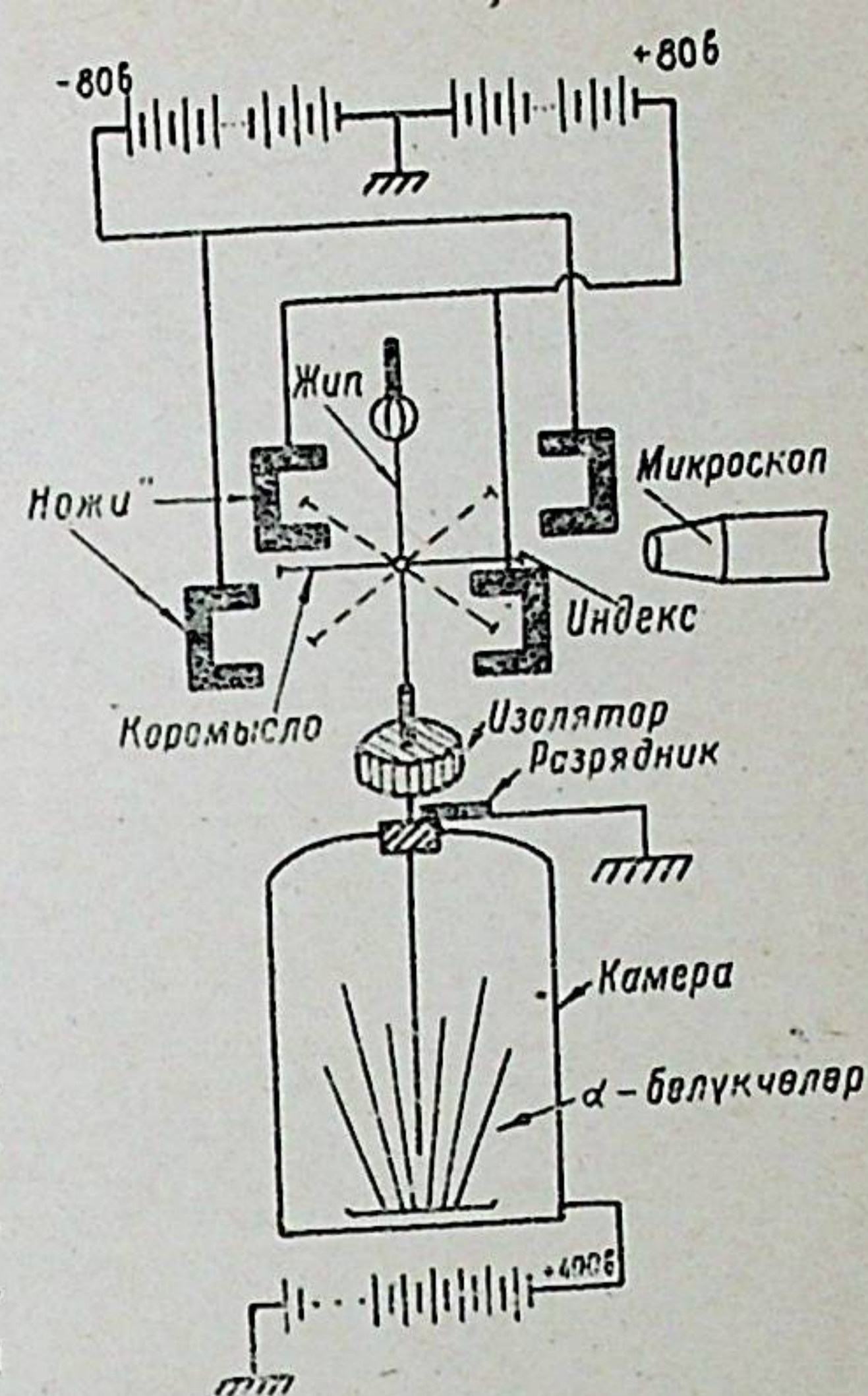
тивдүү элементтер жаратылышта чачыранды түрдө болушат, ошондуктан алар аз да болсо чөйрөдө жана камера жасалган затта болушу мүмкүн. Экинчи жактан космостук нурлар да камерада иондорду пайда кылат. Ушинтип, бул эки себептин натыйжасында радиоактивдүү элемент жок болгон кезде да камерада иондук ток пайда болот. Ошондуктан космостук нурлардын жана чачыранды радиоактивдүү элементтердин болушунун натыйжасында пайда болгон иондук ток радиоактивдүү фон же натуралдык фон деп аталат. Демек, радиоактивдүү элементтерди ченеген учурларда бул фонду эске алуу зарыл. Ошондуктан бардык ченөөлөрдүн алдында фонду аныктап алуу табигый талап болуп эсептелет. Мисалы, жогорку схемаларды пайдаланып радиоактивдүү элементти ченеген кезде пайда болгон иондук ток  $a \frac{\text{бөлүк}}{\text{мин.}}$  (иондук ток «микроскоптун шкаласынын бөлүктөрү «оордуна минута» деген салыштырмалуу бирдиктерде ченелет) жана фонду ченеген учурда иондук ток  $b \frac{\text{бөлүк}}{\text{мин.}}$  болсо, анда камерага киргизилген радиоактивдүү элемент пайда кылган иондук ток  $(a - b) \frac{\text{бөлүк}}{\text{мин.}}$  болот. Эгерде ушул эле ченөөлөрдө эталонду (радиоактивдүү элементтин саны белгилүү болгон препарат) пайдаланган болсок, анда иондук токторду салыштыруу менен бир-

ге камерага киргизилген радиоактивдүү элементтин (препараттын) санын табууга болот.

**Импульстук ионизациялык камера.** Жогоруда каралган электрометрлер менен кошулуучу камераларды пайдаланып, радиоактивдүү элемент пайда кылган суммалык иондук токтун гана ченөөгө мүмкүн. Ал камераларды пайдаланып ар бир ядролук бөлүкчөнү каттоого болбойт. Бирок, ядро физикасынын өнүгүшү ар бир бөлүкчөнү, ядронун ар бир акт ажыроосун байкоого мүмкүнчүлүк берүүчү өтө сезгич методдорду жана куралдарды иштеп чыгууну талап кылды. Мына ушундай максатка арналган камералар импульстук ионизациялык камералар деп аталат. Бул камералар көпчүлүк учурда  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдү каттоо үчүн колдонулат. Эгерде  $3 \text{ МэВ}$

энергиялуу бөлүкчө ионизациялык камера аркылуу өтүп, өзүнүн энергиясын бүт бойдон газды иондоштурууга зарп кылса, анда ал  $10^5$  чамасындагы иондорду пайда кылат, б. а. бул бир эле бөлүкчө пайда кылган иондук ток  $10^{-15} a$  чамасында болот. Бул ток өтө кичине болгондугуна карабастан, аны радиотехникалык күчөткүчтөрдүн жардамы менен күчөтүп, токтун импульсу катарында электромеханикалык каттоонун жардамы менен эсепке алууга болот. Мындай күчөткүчтөр сызыктуу күчөткүчтөр деп аталат жана алар атайын колдонмолордо кеңири жазылган.

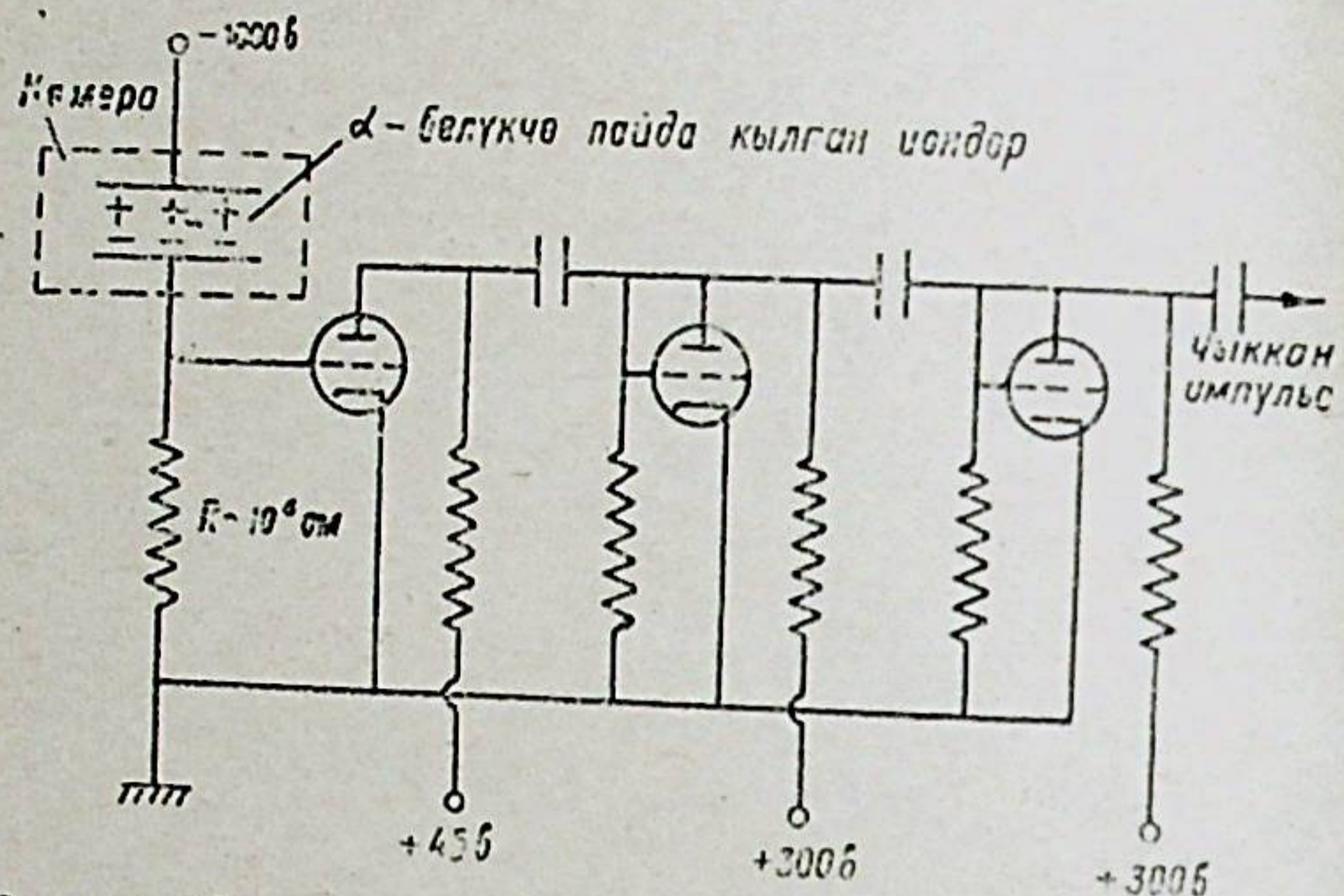
Сызыктуу күчөткүчтөр негизинен үч бөлүктөн турат: зарядды күчөтүүчү баштапкы электрондук лампа (бул лампа чыңалууну күчөтпөйт); ортоңку электрондук лампа бул лампа бир нече каршылыктарда көп каскаддуу кү-



25-сүрөт. Ионизациялык камераны толгонуу электрометр менен кошуунун схемасы. Жиптин толгонуу бурчунун өзгөрүшү «индекске» фокусташтырылган жана окулярдык шкала менен камсыз кылынган микроскоптун жардамы менен жүргүзүлөт.



чөтүүнү берет) жана акыркы лампа (бул лампа импульсту электромеханикалык каттоочко берет да аны кыймылга келтирет). Сызыктуу күчөткүчтүү жалпак ионизациялык камеранын схемалык сүрөттөлүшү 26-сүрөттө көрсөтүлгөн. Ушинтип, мындай сызыктуу күчөткүчтөрдү пайдаланып ядролук бөлүкчөлөрдү бирден саноого болот.

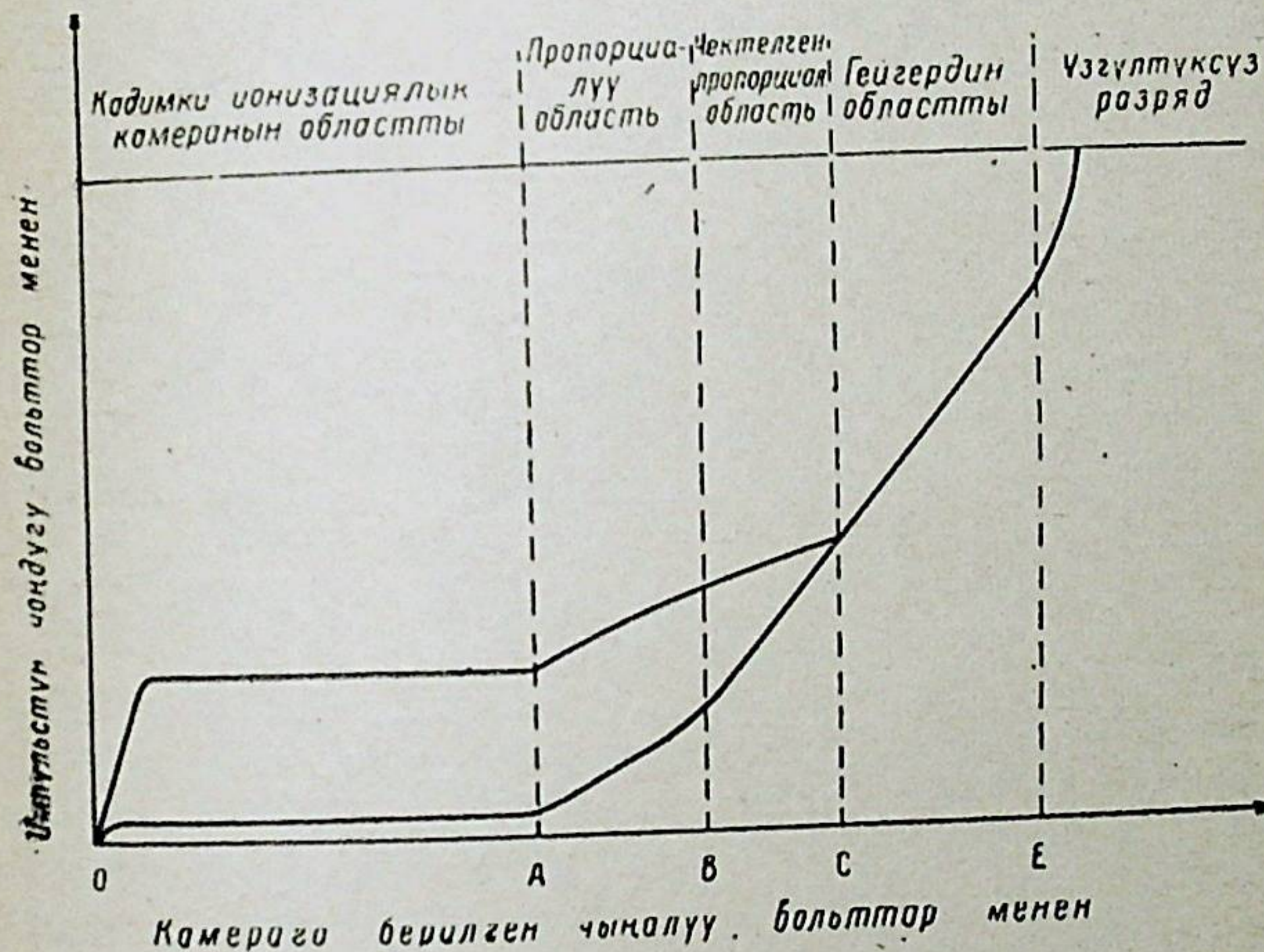


26-сүрөт. Сызыктуу күчөткүчтүн схемалык көрсөтүлүшү.

Эгерде камера аркылуу өткөн ар түрдүү ядролук бөлүкчөлөр пайда кылган импульстарды катоддук осциллографтын жардамы менен изилдей турган болсок, анда төмөндөгү кубулушту байкоого болот (27-сүрөт).

Камерага берилген чыңалуу  $OA$  чектерде жатканда импульстардын чоңдугу камера аркылуу өткөн бөлүкчөлөрдүн энергиясына түздөн түз көз каранды болот. Бул учурда бөлүкчөлөр пайда кылган иондор камеранын электроддооруна араң эле жетет да, өз ирээтинде экинчи тартиптеги иондорду пайда кылышпайт. Демек бул чыңалууларда камера кадимки эле ионизациялык камера катарында иштейт, б. а. камера күчөткүчтөрдү пайдаланган кезде да ар бир бөлүкчөнү өзүнчө эсепке алууга мүмкүнчүлүк бербейт. Эгерде чыңалууну дагы чоңойто баштасак, анда камера аркылуу өткөн бөлүкчөлөр пайда кылган иондор электр талаасында ылдамданышат да өзүнүн ирээтинде экинчи тартиптеги иондорду пайда кыла башташат. Эгерде бөлүкчө пайда кылган ар бир ион камеранын электроддорун көздөй кыймылдап дагы жаңы  $n$  иондорду пайда кылса, анда  $n$  газдын күчөтүү коэффициенти деп аталат жана ал

$10^7$  ге чейин жетет. Чыңалуунун  $AB$  чектеринде  $n$  биринчи ирээтте пайда болгон иондордун санынан көз каранды болбойт. Ошондуктан бул чектерде иондук ток биринчи ирээтте пайда болгон иондордун  $n$  санына пропорциялуу болот, б. а.  $J = nke$ , мында  $e$  — бир иондун заряды. Бул режимде иштеген камера пропорциялуу камера, ал эми күчөткүч — сызыктуу күчөткүч деп аталат. Демек, бул режимде иштеген камераны пайдаланып  $\alpha$  — бөлүкчөнүн импульсун  $\beta$  — бөлүкчөнүн импульсунан ажыратууга болот.



27-сүрөт. Импульстун чоңдугунун камерага берилген чыңалуудан болгон көз карандылыгы.

Чыңалууну дагы эле чоңойто берсек, анда коэффициент  $n$  дин камера аркылуу өткөн бөлүкчөнүн энергиясынан, б. а. биринчи ирээттеги иондордун санынан болгон көз карандылыгы байкала баштайт. Чыңалуунун бул  $BC$  чектери чектелген пропорциялуу областы деп аталат. Бул областта камера аркылуу өткөн ядролук бөлүкчөнүн энергиясы көбөйгөн сайын коэффициент азая баштайт. Чыңалуунун бул чектеринде иштеген камераны пайдаланып, ар түрдүү салыштырмалуу иондоштурууга ээ болгон бөлүкчөлөрдүн ( $\alpha$  — бөлүкчөлөр, протондор,  $\beta$  — бөлүкчөлөр, ж. б.) импульстарын бири-биринен ажыратууга



болот, бирок бул ажыратуу анчалык так эмес, чектүү болот.

Чыңалуунун  $C$  точкадагы критикалык маанисинен баштап чоң чыңалууларда ар түрдүү салыштырмалуу иондоштурууга ээ болгон бөлүкчөлөрдүн импульстары бирдей болуп калат. Демек, бул областта газдын күчөтүү коэффициенти абдан чоң болот да, камеранын ар түрдүү бөлүкчөлөрдү бири-биринен ажыратуу мүмкүнчүлүгү жоголот. Мына ушул режимде иштеген ионизациялык камера Гейгер - Мюллердин каттоочусу деп аталат, ал эми чыңалуунун  $CE$  чектери Гейгердин областы деп аталат.

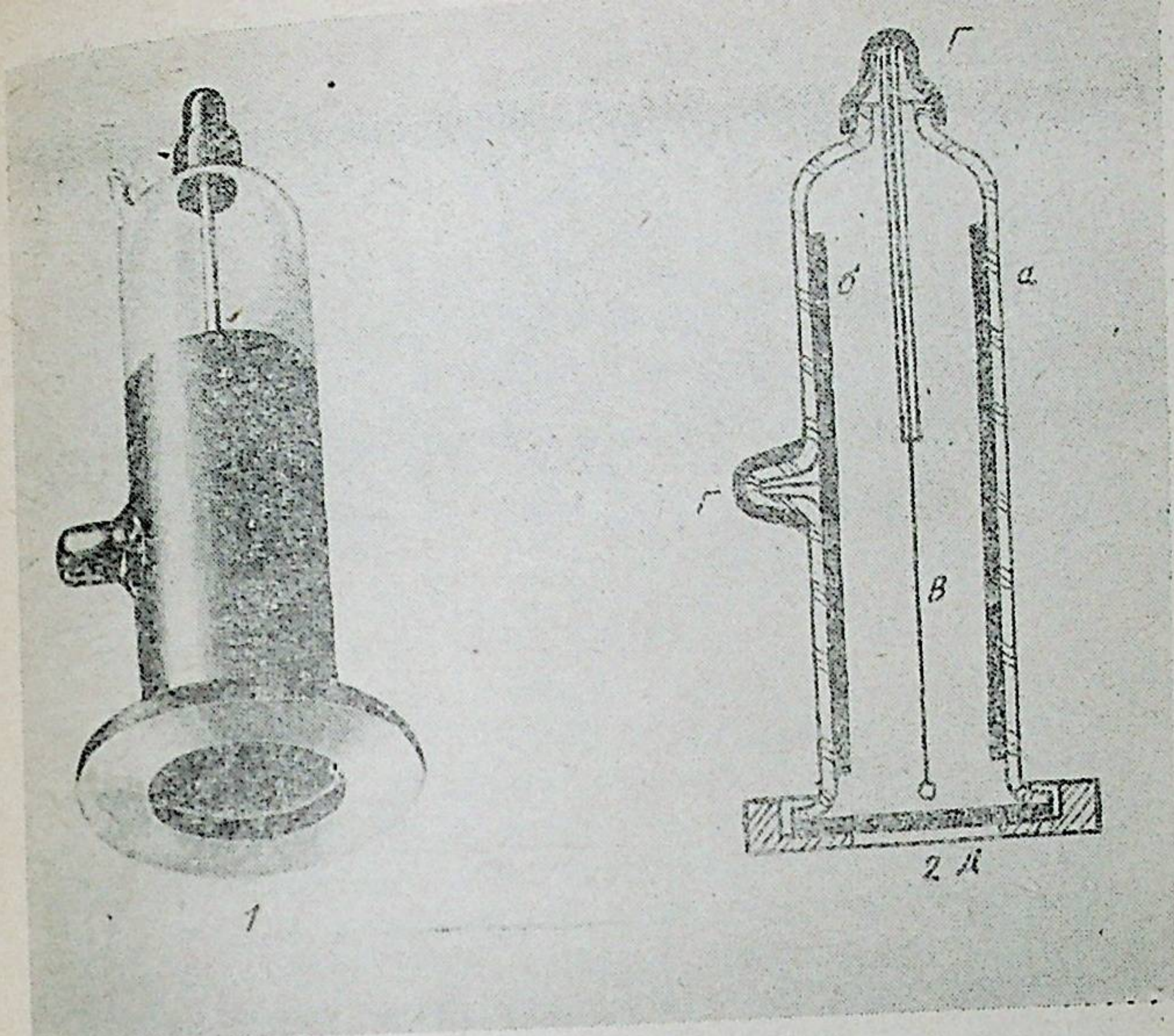
#### § 14. ГЕЙГЕР-МЮЛЛЕРДИН КАТTOOЧУЛАРЫ.

Гейгер - Мюллердин каттоочулары негизинен  $\beta$  — бөлүкчөлөрдү жана  $\gamma$  — кванттарды бирден эсепке алууга мүмкүндүк берет да, ядро физикасында өтө кеңири колдонулат. Жогорку айтылганга ылайык, бул каттоочулар электроддордун ортосундагы потенциалдар айырмасы бар кыйла чоң болгондо иштейт да, өзгөчө формадагы ионизациялык камера болуп эсептелет.

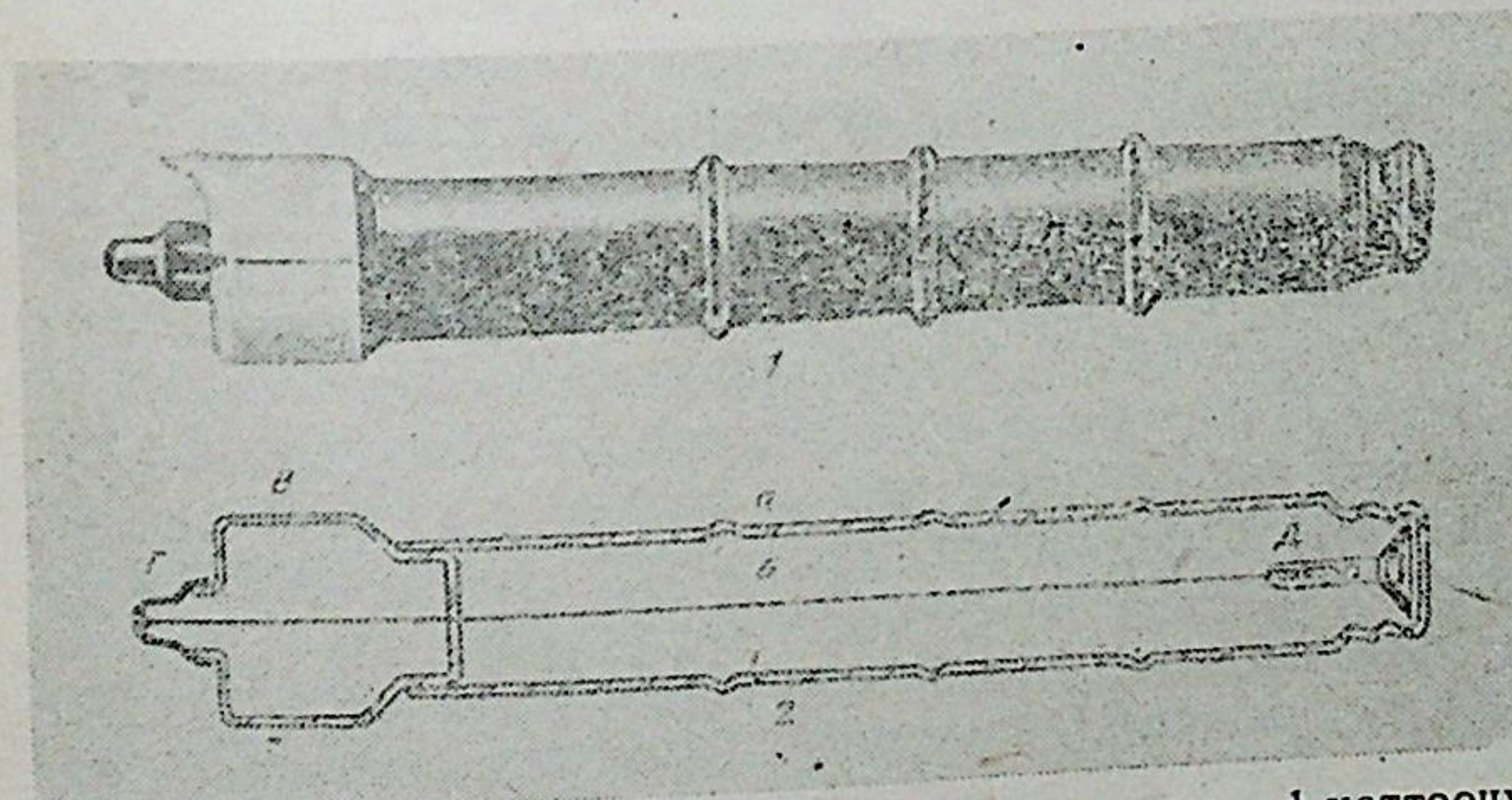
Гейгер - Мюллердин каттоочулары чоң же өтө кичине энергиялуу  $\beta$  бөлүкчөлөрдү жана  $\gamma$  кванттарды каттоого жараша ар түрдүү материалдардан жасалып ар түрдүү формаларда болот. Мисалы, энергиясы  $0,5$  Мэв дон төмөн болгон  $\beta$  бөлүкчөлөрдү каттоо үчүн 28-сүрөттө көрсөтүлгөн торцалуу каттоочулар колдонулат.  $\beta$  бөлүкчөлөр жука слюдадан жасалган терезече аркылуу кирет. Бул слюданын калыңдыгы  $1,5-6$  мг/см<sup>2</sup> чамасында болот.

Калыңдыгы  $0,1$  мм ге жакын болгон алюминий корпустуу цилиндрлик каттоочу энергиялары  $0,4$  Мэв дон жогору болгон  $\beta$  бөлүкчөлөрдү каттоого арналган. Мындан кичине энергиялуу бөлүкчөлөр цилиндрдин корпусу аркылуу өтө албайт; ошондуктан алар бул каттоочулар менен эсептелинбейт. Бул каттоочулардын сырткы көрүнүшү жана ички түзүлүшү 29-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Айнек корпустуу цилиндрдик каттоочу  $\gamma$  кванттарды эсептөөгө арналган. Бирок, бул каттоочунун жардамы менен энергиясы  $1,7$  мэв дон чоң болгон чоң энергиялуу  $\beta$  бөлүкчөлөрдү да эсептөөгө болот. Бул каттоочунун түзүлүшү 30-сүрөттө көрсөтүлгөн.

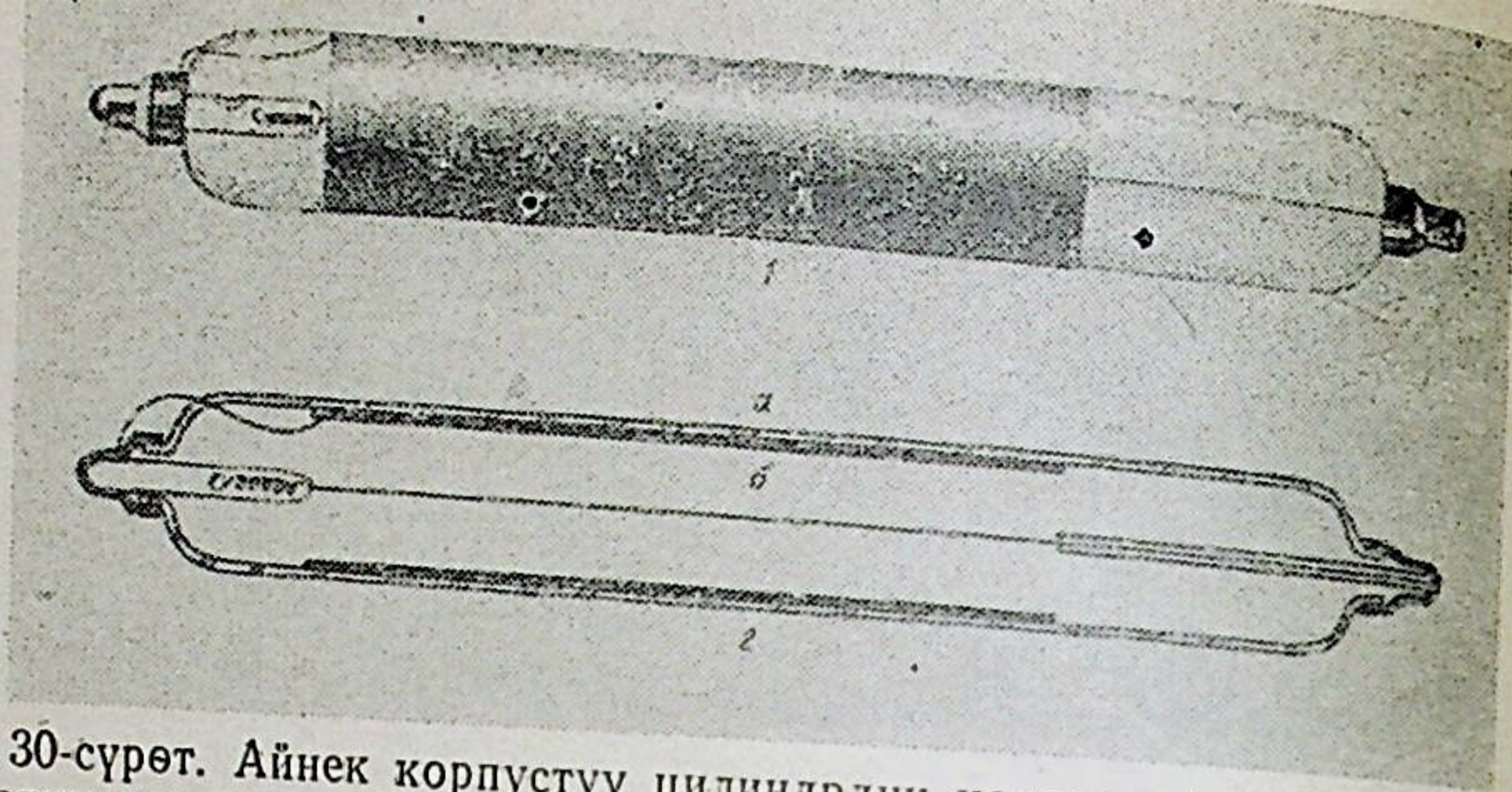


28-сүрөт. Торцалуу каттоочулар. 1-каттоочунун сырткы көрүнүшү. 2-каттоочунун кесилишинен көрүнүшү (а-айнек корпус, б-металлдык жука катмар, в-металлдык жип, г-контакттар, д-слюдадан жасалган терезече).



29-сүрөт. Металл корпустуу цилиндрдик каттоочу. 1-каттоочунун сырткы көрүнүшү. 2-анын кесилишинен көрүнүшү (а-алюминий корпус, б-металлдык жип, в-айнек башча, г-контакт, д-изоляция).



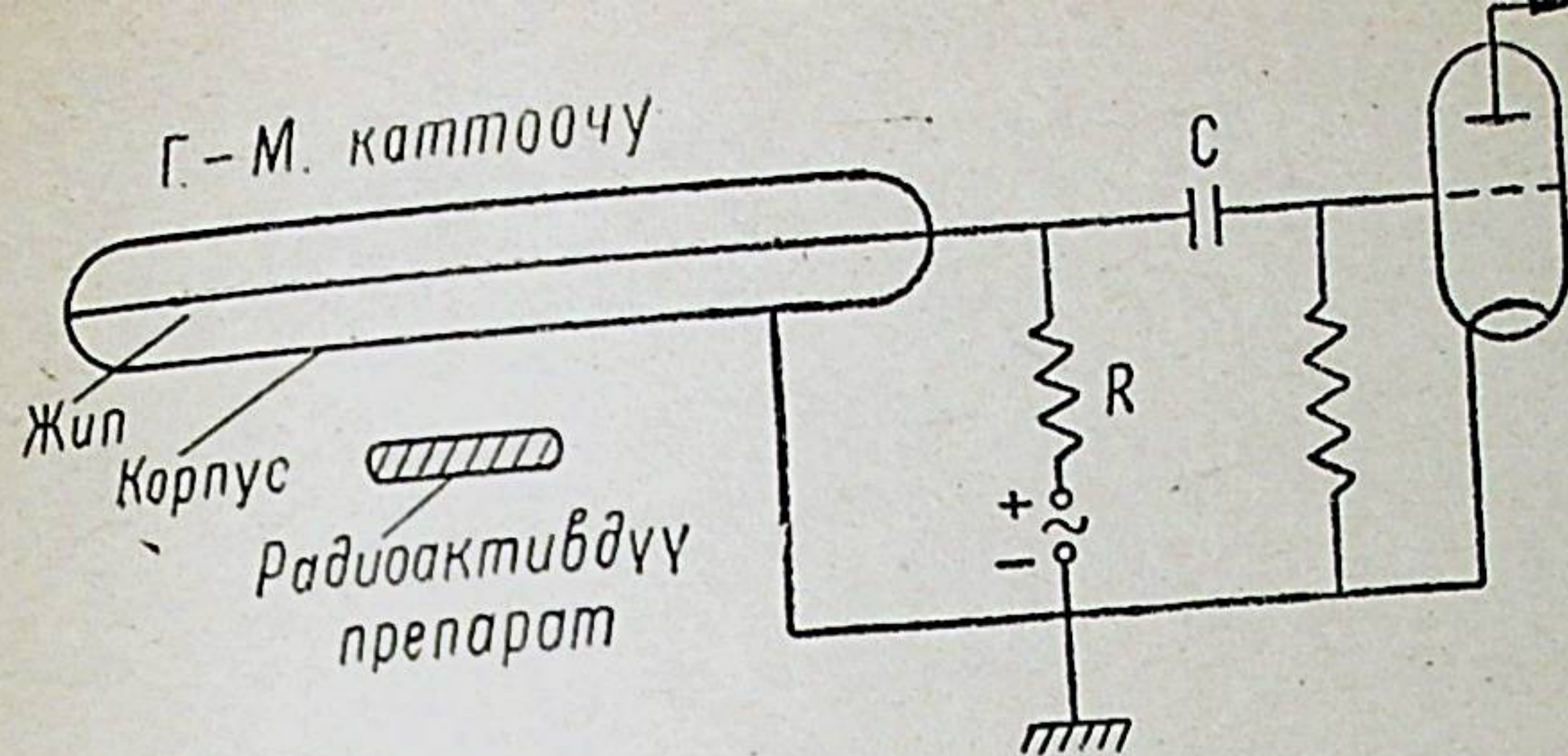


30-сүрөт. Айнек корпустуу цилиндрдик каттооч. 1-каттоочунун сырткы көрүнүшү. 2-анын кесилишинен көрүнүшү а-ички бети металл менен капталган айнек корпус, б-металлдык жип).

Каттоочулардын бардыгы 10 см. сымап мамычасына жакын басымдагы газ менен толтурулган. Бул газ катарында аргон же гелий алынат да, этил спирт өңдүү көп атомдуу газ менен аралаштырылган (мисалы, 90 процент аргон жана 10 процент этил спирт). Каттоочуда өз ара изоляцияланган эки электрод бар. Бир электрод катарында каттоочунун ичине керилген металлдык жип алынат, экинчи электроддун ролун корпус аткарат. Торцалык же айнек корпустуу каттоочуларда экинчи электрод үчүн корпустун ички бетине капталган жука металл катмары алынат. Сырткы түзүлүшүнө карабастан, бардык учурларда Гейгер-Мюллердин каттоочуларынын иштөө принциби бирдей.

Каттоочунун радиотехникалык күчөткүчкө кошулуу схемасы 31-сүрөттө көрсөтүлгөн. Бул каттоочунун иштөө принцибин карайлык.

Каттоочу аркылуу заарддуу ядролук бөлүкчө же  $\gamma$  квант өткөндө электроддордун ортосунда жок дегенде бир жуп ион пайда болот дейлик. Терс ион же электрон жипке карай жылат, ал эми оң ион корпуска карай кыймылдайт. Каттоочу Гейгер областында иштегендиктен бул электроддордун ортосундагы потенциалдар айырмасы чоң жана электр талаасынын чыңалышы аралыктын квадратына тескери пропорциялуу өзгөргөндүктөн, борбордогу электроддордун ортосундагы потенциалдар айырмасы чоңоёт. Ошондуктан борбордук электродго карай жылган электрондор бул талаада өзүнүн энергиясын чоңойтот да, экинчи ир



31-сүрөт. Гейгер-Мюллердин каттоочун күчөткүчкө кошуу схемасы.

ээттеги иондорду пайда кылууга жөндөмдүү боло баштайт. Бул экинчи ирээттеги иондор электроддорго карай кыймылдап, өз ирээтинде, үчүнчү ирээттеги иондорду пайда кылышат, ж. б. Ушинтип, жаңыдан пайда болгон иондор абдан тез көбөйө берет да, каттоочудагы газдык разряд көчкү (лавина) түспөлүндөгү мүнөздө болот. Натыйжада каттоочу аркылуу өткөн бир эле бөлүкчөнүн эсебинен металлдык жипке эң көп сандагы электрондор ( $10^9$  чамасындагы) келип жыйылат.

Бул процесс  $10^{-7}$  сек. чамасындагы эң кичине убакытта эле жүрөт. Ушундай эле өтө чоң сандагы оң иондор корпусту көздөй жылышат, бирок, алардын ылдамдыгы электрондордун ылдамдыгынан 1000 эсе кичине. Ошондуктан разряд учурундагы пайда болгон бардык электрондор борбордук электродго чогулган кезде оң иондор корпуска жете элек болушат да, металл жиптин айланасында оң заряддалган чехолду түзүшөт. Бул чехол кеңейип отуруп корпуска жетпейинче каттоочу сырттан келүүчү жаңы бөлүкчөнү кабыл алуу мүмкүнчүлүгүн жоготуп коёт.

Оң иондордун чехолу кеңейип цилиндрдин корпусуна жакындаган сайын жиптин жанындагы электр талаасынын чыңалышы өзгөрүп мурунку калыбына келе баштайт. Ал эми жиптин потенциалы чехол кеңейген сайын азая берет; натыйжада каттоочунун жиби менен улаштырылган радиотехникалык аппаратура (электрондук лампалардан чогултулган күчөткүч жана импульстарды эсепке алуучу электромеханикалык каттооч) муну каттоочтун чынжырындагы чыңалуунун импульсу катарында кабыл алат.



рондор жипке чогулуп, ага өздөрүнүн зарядын берет да, ал жипте токтун импульсун (өзгөрүшүн) пайда кылат. Бул жипке  $R=10^{-7}-10^{-8}$  ом чамасындагы каршылык улаштырылган, ошондуктан токту импульсу бул каршылык аркылуу өткөн кезде, анда бир кыйла чоң чыңалуунун импульсу пайда болот (мисалы, жипте пайда болгон токту импульсу  $10^{-11}$  А чамасында десек, анда  $R$  каршылыктагы пайда болгон чыңалуунун импульсу  $10^{-4}-10^{-3}$  в чамасында болот). Чыңалуунун бул импульсу  $C$  конденсатор аркылуу күчөткүчтүн биринчи лампасынын сеткасына берилет (31-сүрөттү караңыз). Импульс бул лампадан кийин бир нече жолу каскаддуу күчөтүүгө келтирилет да, ондогон вольт чоңдукка жеткирилет. Демек, мындай импульс күчөткүчтүн аяккы лампасы менен улаштырылган механикалык каттоочунун жардамы менен оңой эле эсепке алынат. Оң иондор чехолунун корпуска карата жылышы жаңа анын нейтралдануусу газдык разряддын экинчи фазасын түзөт да,  $3 \cdot 10^{-4}$  сек чамасындагы убакытка созулат. Оң иондор корпуска карата жылганда да алар электр талаасында ылдамданууга келишет. Ошондуктан алар корпуска келип бир тийгенде, андан электрондорду бошотушу мүмкүн. Бул электрондор менен ал оң иондор нейтралданышат. Бирок, эгерде корпустан бошотулган электрондор оң иондорду нейтралдоодон ашып калса, анда ал ашык электрондор борбордук электродго карай ылдамданууга келип, газдык разрядды кайрадан башташы мүмкүн. Ушунун натыйжасында каттоочко түшкөн бир эле бөлүкчөнүн эсебинен бир нечелеген импульстар пайда болушу мүмкүн. Ошондуктан каттоочу аркылуу ядролук бөлүкчө өтөр зарядды болтурбоо) талап кылынат. Мына ушул максатта каттоочунун ичине көп атомдуу молекулалардан турган газ киргизилет. Бул оор молекулалар каттоочудагы разрядды өчүрүүгө жардам берет да, үзгүлтүксүз разрядды болтурбайт. Мына ушундай оор молекулалуу газ киргизилген каттоочулар өзү өчүрүлүүчү каттоочулар деп аталат. Айрым учурларда кээ бир каттоочуларда мындай газ жок болот, ал эми андагы пайда болгон үзгүлтүксүз разряд сырткы кошумга радиотехникалык схеманын жардамы менен өчүрүлөт. Ошондуктан мындай каттоочулар өзү өчүрүлбөөчү каттоочулар деп аталат.

Өзү өчүрүлүүчү каттоочуларга көп атомдуу газ катарын-

да этилен, этил спирт, этан, эфирдин буулары ж. б. лар колдонулат.

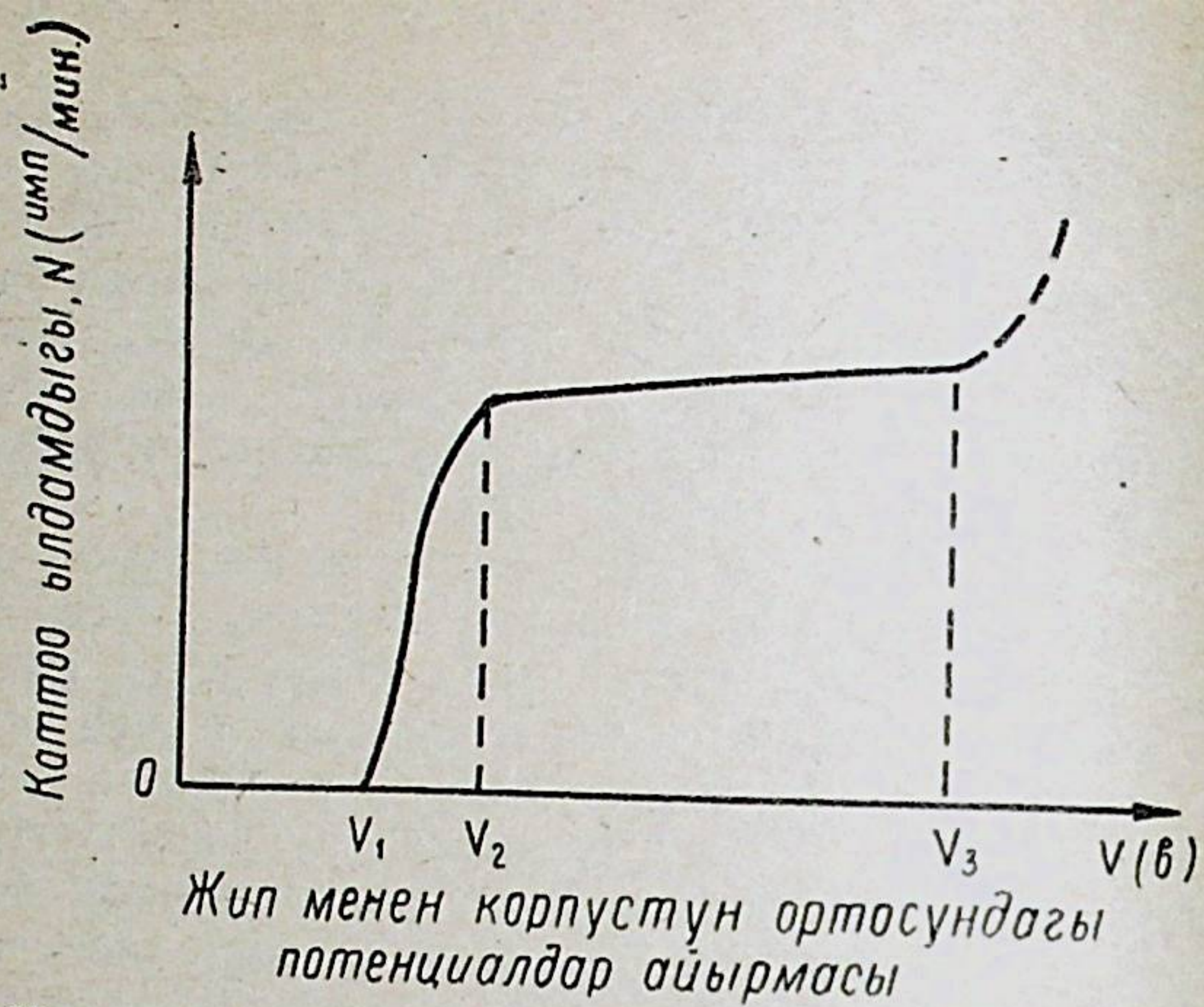
Ар бир разряддан кийин, оң иондордун чехолу жипте алыстап кеткенге чейин каттоочу жаңы бөлүкчөнү кабыл ала албайт. Бул убакыт  $2 \cdot 10^{-4}$  сек. чамасында созулат да, каттоочунун бөлүкчөлөрдү бири-биринен айрып бирден санап алуу жөндөмдүүлүгүн аныктайт. Демек, Гейгер-Мюллердин каттоочуларынын ажыратуу жөндөмдүүлүгү жетишерлик чоң; алар бир секундасына он миңдеген импульстарды айрып эсептей алышат.

Каттоочунун сапаты анын иштөө мүнөздөмөсү менен аныкталат. Ошондуктан берилген каттоочу кайсы чыңалууда жакшы иштей тургандыгын билүү үчүн адегенде анын иштөө мүнөздөмөсүн текшерешет. Бул үчүн каттоочуга жакын орунга радиоактивдүү препаратты коюшат да, электроддорго берилүүчү чыңалууну чоңойтушат.  $V_1$  чыңалуудан баштап каттоочу препараттан чыккан бөлүкчөлөрдү эсептей баштайт. Эгерде чыңалууну улам чоңойтуп ар бир точкада импульстарды эсептөөнүн ылдамдыгын аныктап отурсак, анда 32-сүрөттө көрсөтүлгөндөй ийри сызык пайда болот. Бул ийри сызык каттоочунун иштөө мүнөздөмөсү деп аталат. Чыңалуунун  $V_2$   $V_3$  участогунда эсептөө ылдамдыгы ал чыңалуунун чоңдугуна көз каранды болбойт. Бул участок иштөө мүнөздөмөнүн платосу деп аталат. Каттоочу иштөөчү чыңалууну мына ушул платонун ортосунан тандап алуу керек. Чыңалуу  $V_3$  дөн чоң болгон кезде каттоочуда үзгүлтүксүз разряд жүрөт да, ал каттоочу «күйүп» кетет (б. а. иштөө жөндөмдүүлүгүн жоготот).

Ар түрдүү өзү өчүрүлүүчү каттоочулар үчүн  $V_1$  жана  $V_3$  чыңалуулар 600—1800 вольт чектеринде жатат. Чыңалуу  $V_2$  менен  $V_3$  дун ортосунда болгон кезде каттоочулар электроддордун ортосуна кирген бөлүкчөлөрдүн бардыгын эсептей алышат, башкача айтканда бул чыңалууларда каттоочунун эсептөө эффективдүүлүгү 100 процентке жетет. Жакшы каттоочулар 150—200 вольт платого ээ болушат, ал эми платонун жантайышы 2—3 проценттен ашпайт.

Ионизациялык камералар сыяктуу эле, Гейгер-Мюллердин каттоочулары радиоактивдүү фонго ээ болушат. Импульстук ионизациялык камералар учурунда бул фон минутуна бир нече импульстан ашпаса, Гейгер-Мюллердин каттоочуларына радиоактивдүү фон минутуна 80—90 импульска жетет. Бул фон негизинен космостук нурлар менен шартталган. Ошондуктан каттоочулар каа-





32-сүрөт. Каттоочунун иштөө мүнөздөмөсүнүн көрүнүшү.

дада коргошундан жасалган кутулардын ичине коюлат да, радиоактивдүү препараттын активдүүлүгүн ченөө ар дайым фонду аныктоо менен бирге жүргүзүлөт. Калыңдыгы 5—6 см ге чейин болгон коргошундан жасалган кутуларды пайдалануу менен бирге радиоактивдүү фонду 40—50 импульс/мин. чейин азайтууга болот.

Гейгер - Мюллердин торцалык каттоочуларын пайдаланып энергиясы чоң  $\alpha$  бөлүкчөлөрдү эсептөөгө да болот. Бирок, бул учурда слюдадан жасалган терезече абдан жука болушу керек.

## § 15. ФОТОГРАФИЯЛЫК МЕТОДДОР.

Радиоактивдүү нурлардын фотокагазга аракеттенүүсү тарыхта биринчи жолу радиоактивдүүлүк кубулушун ачуу үчүн колдонулган. Азыркы кезде фотографиялык метод ошол эле эски формасында радиоактивдүү элементтер менен иштеген адамдардын жумуш учурунда алган дозасын текшерүү үчүн колдонулуп жүрөт. Бул учурда фотокагаздын карайышынын даражасы боюнча кызматкер жумуш учурда алган дозаны баамдоого болот. Ушул эле формада фотографиялык метод  $\gamma$  нурларды пайдаланып металлдардагы,

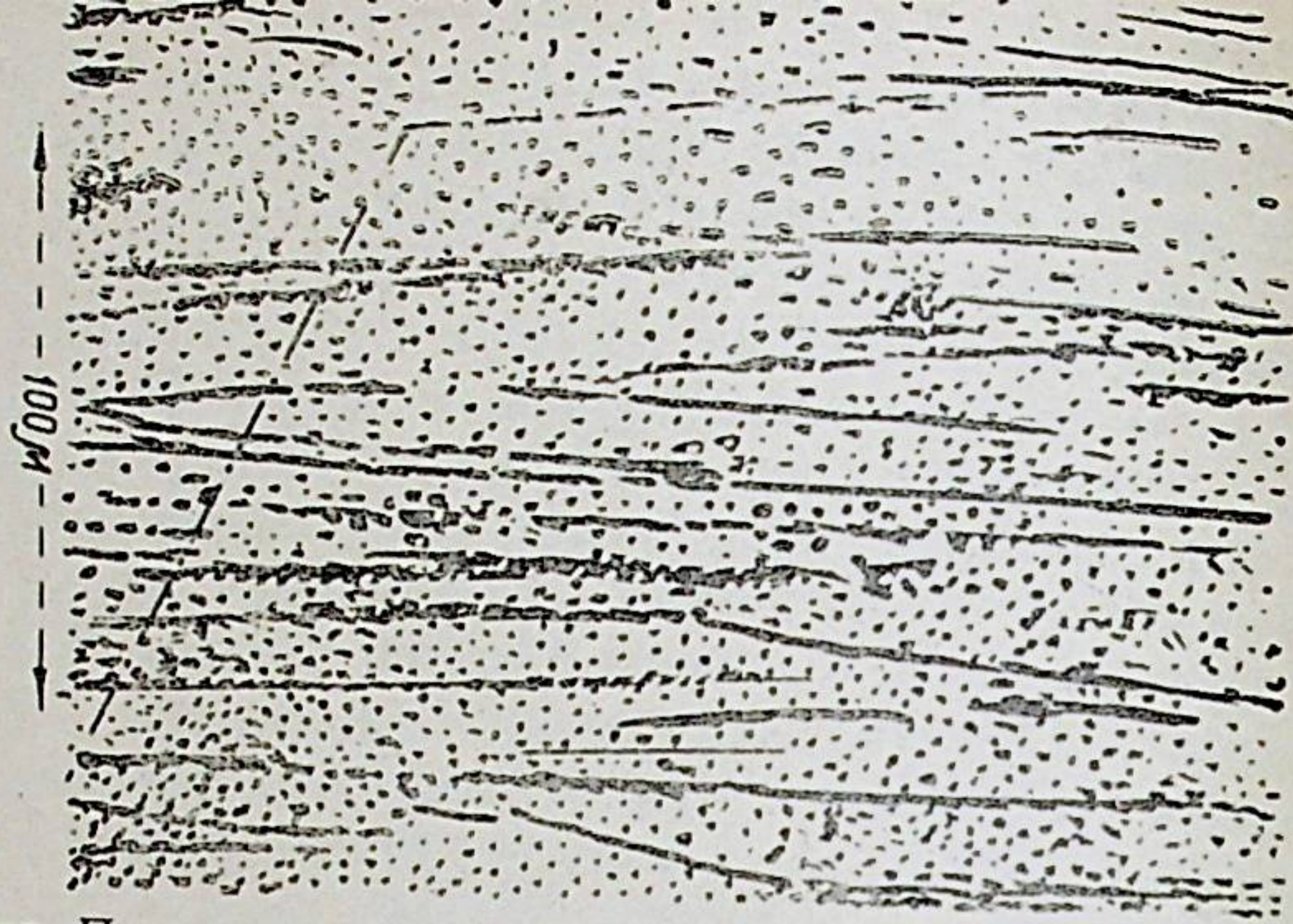
механизмдердеги, куюлган деталдардагы да дефекттерди аныктоо үчүн да өтө кеңири колдонулат. Заводдордо жана металлургиялык комбинаттарда бул метод ар түрдүү металлдык деталдардагы дефекти аныктоо үчүн кеңири жайылтылган ( $\gamma$  дефектоскопия).

Фотографиялык методду ядролук кубулуштарды изилдөө үчүн колдонуу принципалдык жаңы фотопластинкаларды, атап айтканда эмульсиясы калың катмарлуу болгон фотопластинкаларды иштеп чыгуу менен байланыштуу. Мындай фотопластинкаларды биринчи жолу Советтик окумуштуу Л. В. Мысовский иштеп чыккан. Бул пластинкалардын фотоэмульсиясынын калыңдыгы 50—1000  $\mu$  чектерине чейин жетет. Бул эмульсиянын тыгыздыгы чоң болгондуктан, эгерде ага  $\alpha$  бөлүкчө түшсө, анда анын жүрүш узундугу 20—50  $\mu$  чамасында эле болот. Альфа-бөлүкчө өзүнүн жолундагы учураган эмульсиянын данчаларын пластинканы ачыктандыргандан кийин көрүнө турган кылып коёт, б. а.  $\alpha$  бөлүкчө эмульсияда өзүнүн изин калтырат. Бирок бул из пластинканы ачыктандыргандан кийин гана көрүнө алат.

Эгерде калың катмарлуу фотоэмульсияга башка ядролук бөлүкчөлөр түшсө да, алар өздөрүнүн издерин калтырышат. Ар түрдүү ядролук бөлүкчөлөрдүн эмульсиядагы издери алардын энергиясына, массасына жана зарядына жараша (б. а. бөлүкчөлөрдүн табиятына жараша) ичке же жооп болуп ар түрдүү көрүнөт. Бул издер, б. а. фотопластинка микроскоптун жардамы менен изилденилет. Микроскоптон караганда бул издер пунктирдүү сызык катарында, б. а. фотоэмульсиянын бириндеген данчаларынан тургандай болуп көрүнөт. Эгерде жүрүш узундуктун бирдигине туура келген данчалардын санын, трэктин узундугун жана түз сызыктан жантайышын аныктасак, анда эмульсия аркылуу өткөн бөлүкчөнүн энергиясы, массасы жана табияты жөнүндө маанилүү корутундуларды жасоого болот. Бирок бул учурда бөлүкчөнүн массасын жана энергиясын Вильсондун камерасындагыдай эле жеңил аныктоого болбойт да, кыйыр методдор пайдаланылат.

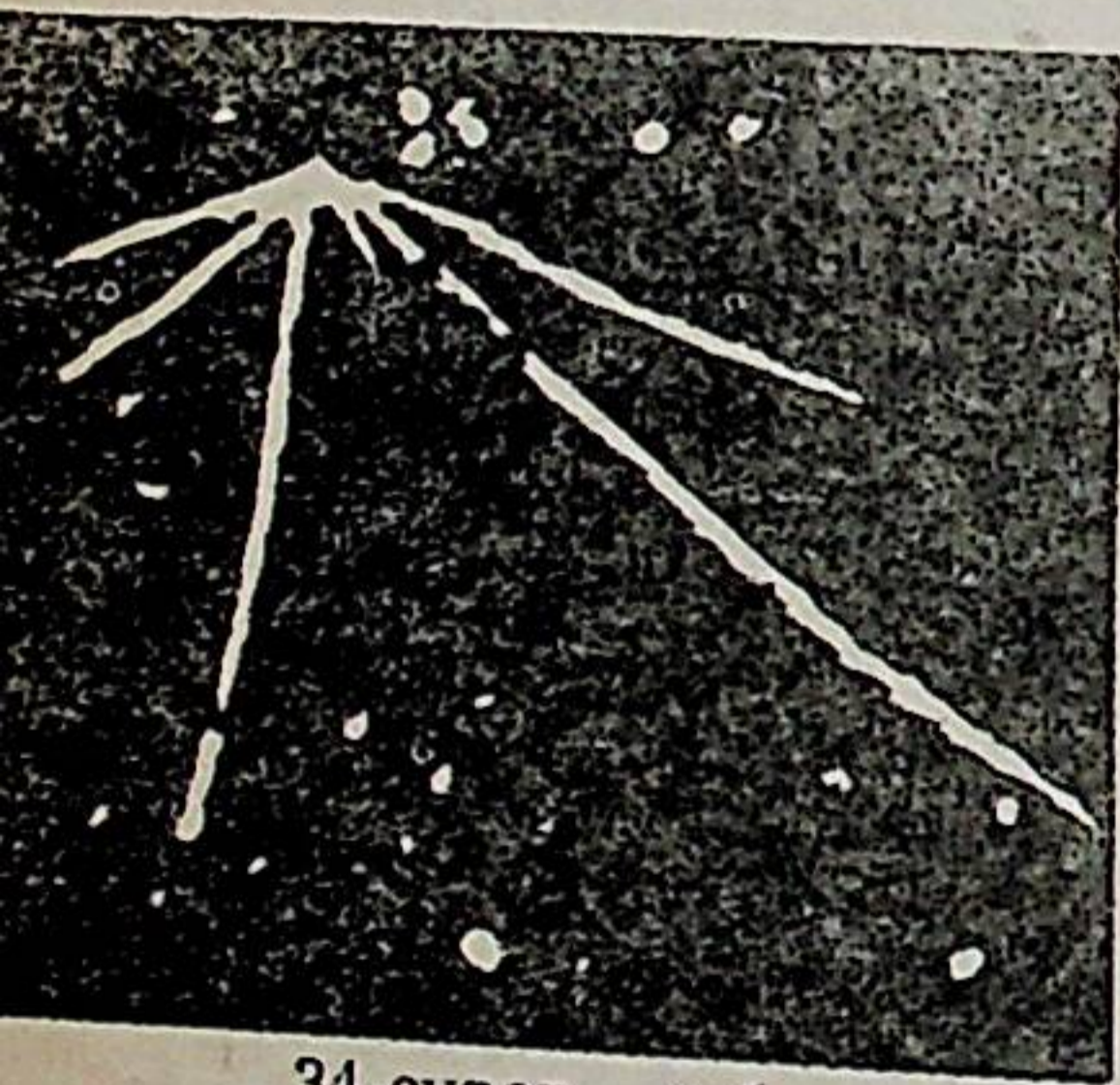
Фотографиялык методдор, айрыкча калың катмарлуу фотоэмульсиялар, акыркы жылдарда космостук нурлардын составын, андагы бөлүкчөлөрдү изилдөөдө өзгөчө кеңири колдонулду. Бул максаттар үчүн фотопластинкаларды кара кагазга ороп туруп, бийик тоолордун башына жана айрым жерлерге ондогон күндөр же бир нече айларга таш-



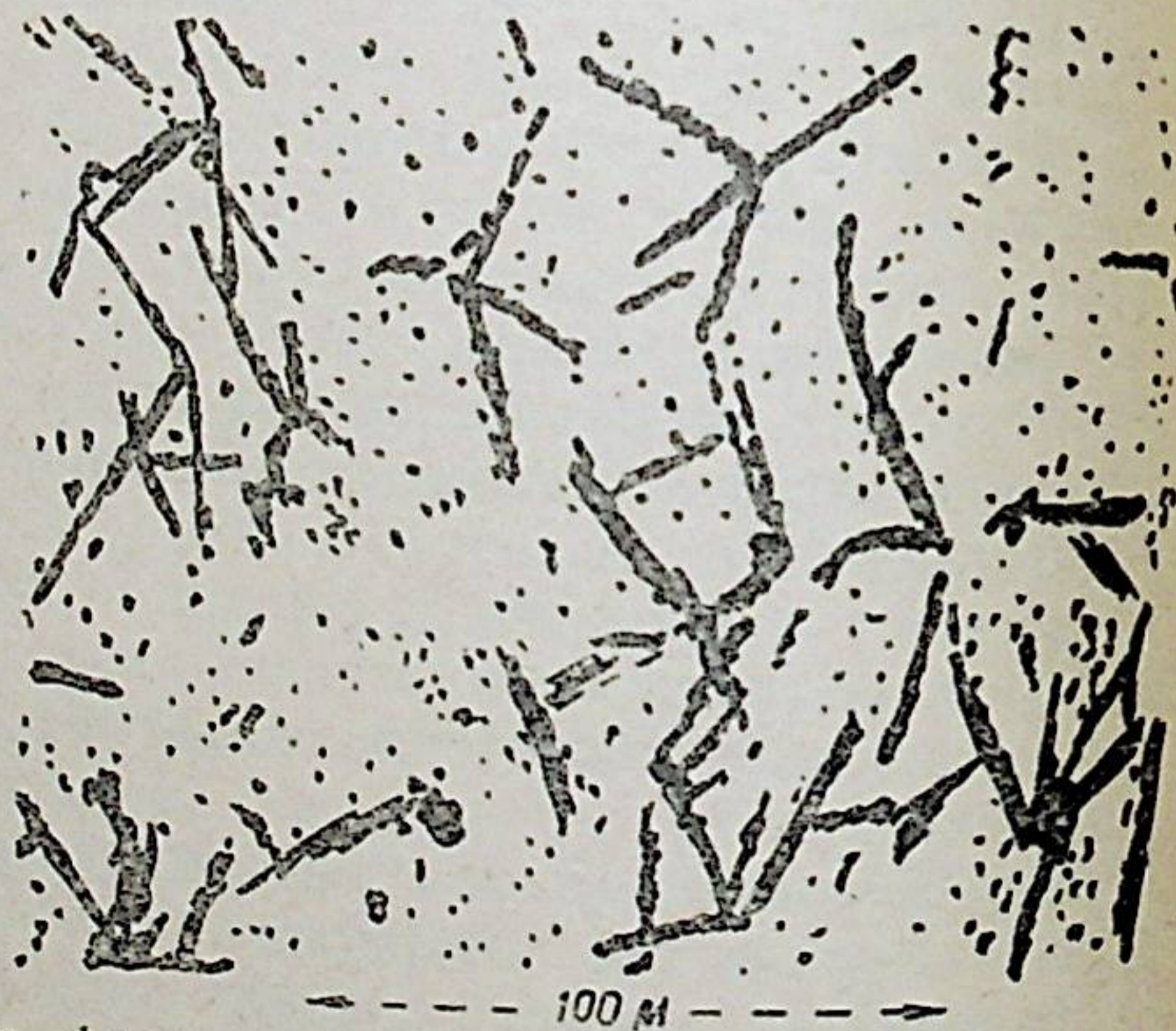


33-сүрөт. Протондор менен  $\alpha$ -бөлүкчөлөрдүн эмульсиядагы издери.

тап коюшат. Андан кийин аны ачыктандырып, андагы пайда болгон тректерди микроскоптордун жардамы менен лабораториялык шарттарда изилдешет. Мына ушундай изилдөөлөрдүн натыйжасында космостук нурлардагы бир кый-



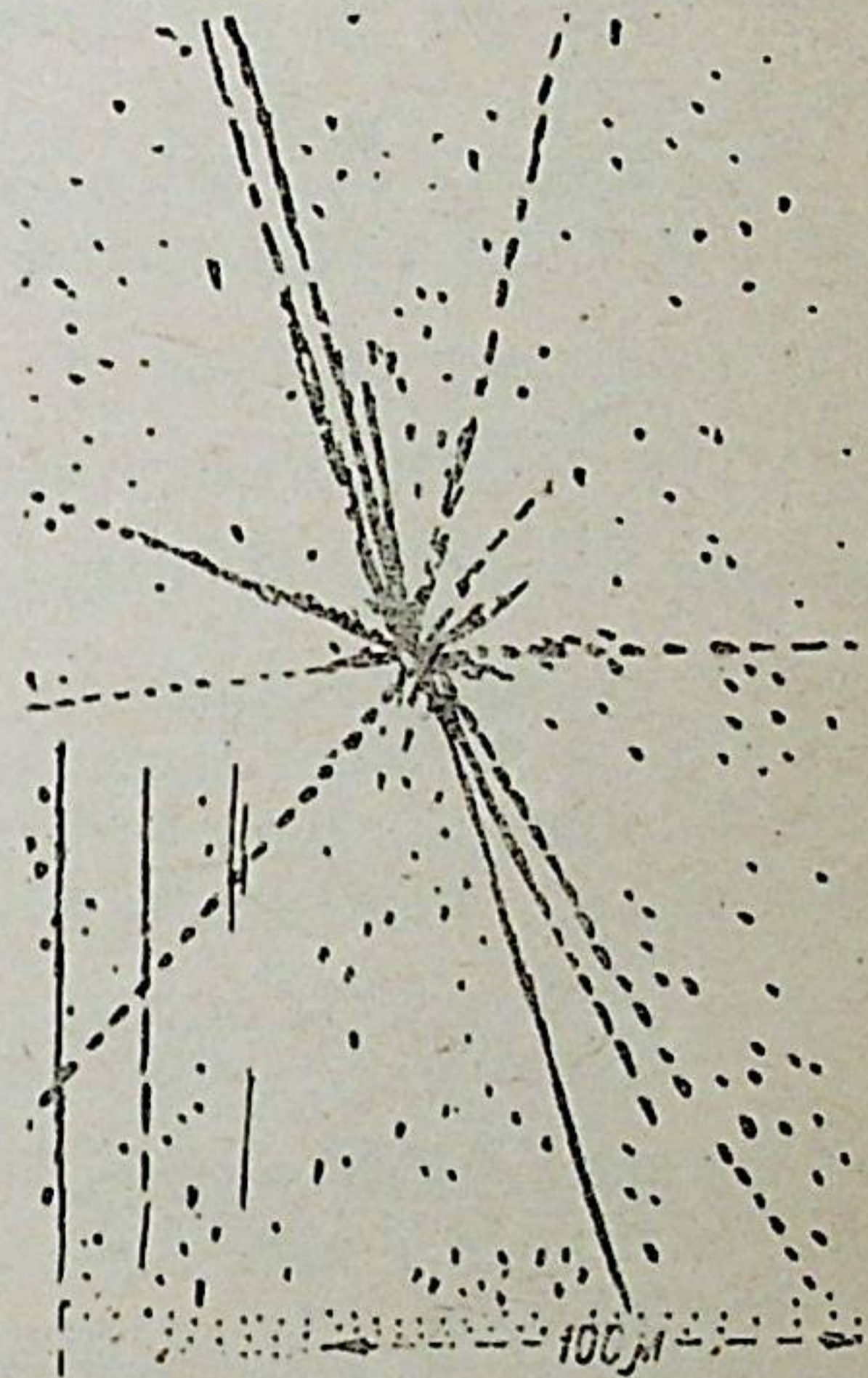
34-сүрөт.  $\alpha$ -бөлүкчөлөрдүн фотоэмульсиядагы издери. а-фотографиядагы ThX тин жана анын продуктуларынын чыгарган беш  $\alpha$ -бөлүкчөлөрүнүн издери келтирилген. в-торий элементи фотоэмульсияга аралаштырылып коюлган. Торий удаалаш  $\alpha$  — ажыроого дуушар болот, ошондуктан улам кийинки ядролордон чыккан  $\alpha$ -бөлүкчөлөр «жылдыздарды» пайда кылат. Бул жылдыздар сүрөттөн ачык көрүнөт, себеби фотография чоңойтулуп көрсөтүлөт.



ла кубулуштарды жана фактыларды түшүнүүгө мүмкүн болду. Бул багытта советтик физиктер П. И. Лукирскийдин жана А. П. Ждановдун сиңирген эмгектери эбегейсиз зор. Кадада бул фотоэмульсиялар оор бөлүкчөлөрдүн ( $\alpha$  бөлүкчө, протон ж. б.) тректерин гана жакшы көрсөтөт. 33-34-35-сүрөттөрдө бир нече ядролук бөлүкчөлөрдүн фотоэмульсияга калтырган тректери келтирилген.

Азыркы убакытка чейин заряддуу ядролук бөлүкчөлөрдү же  $\gamma$  кванттарды каттоо жөнүндө гана айттык. Заряды жок нейтралдык бөлүкчөлөрдү —нейтрондорду каттоо үчүн атайын ыктарды пайдаланышат. Мисалы, фотоэмульсияларды пайдаланып нейтрондорду каттоо үчүн, аны даярдаган кезде ага литийдин же бордун туздарын аралаштырып коюшат. Эгерде фотоэмульсияга нейтрондор келип тийсе, анда алар литийдин же бордун атомдорунун ядролору менен ядролук реакциялар жүргүзүшөт. Реакция учурунда  $\alpha$  — бөлүкчөлөр бөлүнүп чыгат. Ал эми  $\alpha$  бөлүкчөлөр фотоэмульсияда тректерди беришет. Мына ушул жол менен фотоэмульсияларды пайдаланып нейтрондорду изилдешет.

Нейтрондорду сызыктуу күчөткүчтөрдү пайдаланып же Гейгер-Мюллердин каттоочуларын пайдаланып да эсептөөгө болот. Бирок, бул учурда каттоочулар же импульстук ионизациялык камералар өзгөчө формада болушат жана алар фтордуу бор (газ) менен толтурулат. Бул учурларда да нейтрондор ядролук реакция учурунда пайда болгон



35-сүрөт. Космостук нурлардагы албан чоң энергиялуу бөлүкчө күмүштүн атомунун ядросун бир нече бөлүктөргө бөлгөн. Бул бөлүкчөнүн энергиясы 100 мэв го жакын болгон. Бөлүкчөлөрдүн арасында жети протондун, беш  $\alpha$  бөлүкчөнүн жана бир нече сыныктардын бар экендигин байкоого болот. Пайда болгон бөлүкчөлөрдүн көпчүлүгү эмульсиядан чыгып айнекке кирип кеткен. Ошондуктан ал бөлүкчөлөрдүн жүрүш узундугун жана энергиясын аныктоого мүмкүн болгон эмес.



а бөлүкчөлөрдү каттоо аркылуу эсептелинет. Азыркы кезде биздин өндүрүш-жайдан фтордуу бор менен толтурулган атайын нейтрондорду каттоочулар чыгарылат.

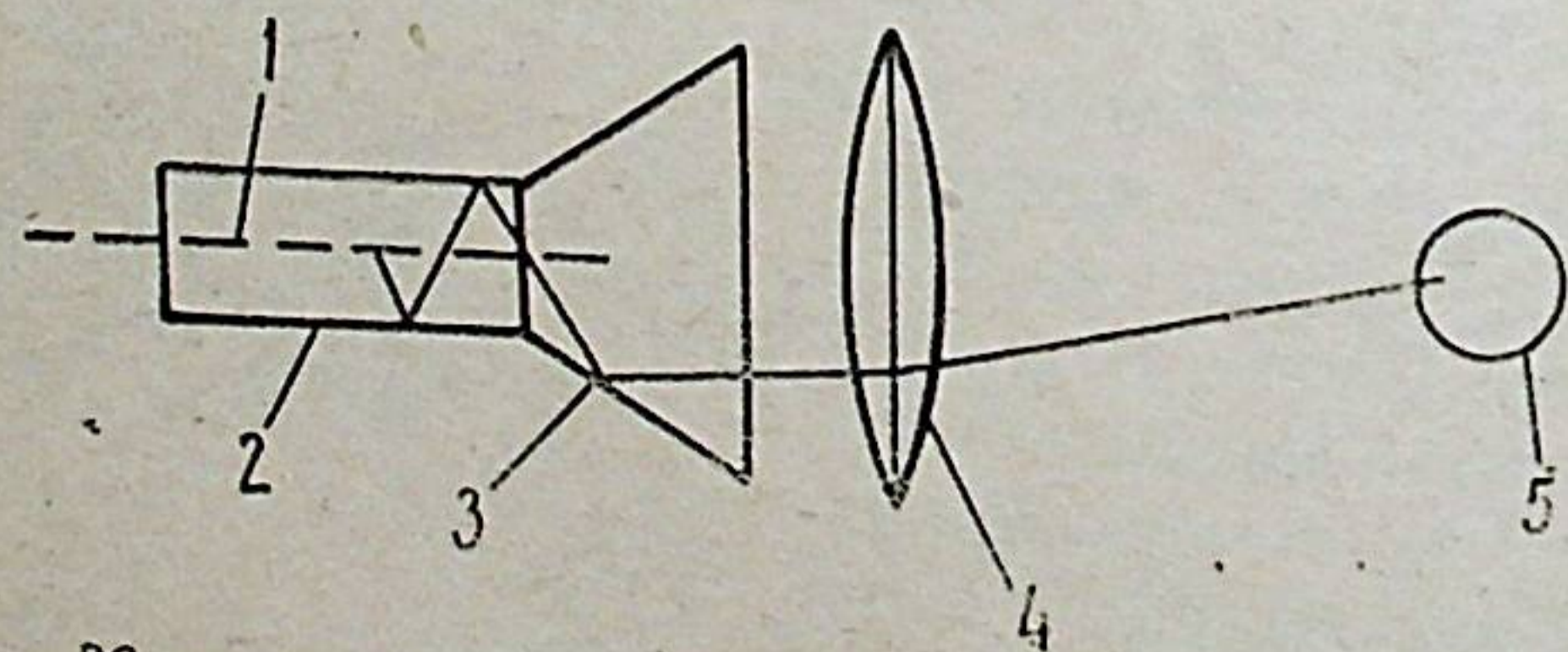
## § 16. ЧЕРЕНКОВДУН КАТTOOЧУЛАРЫ.

Эң эле акыркы убакытта ядролук кубулуштарды изилдөөдө Черенковдун каттоочулары деп аталган каттоочулар жайыла колдонула баштады. Бул каттоочунун иштөө принциби Советтик физик А. П. Черенков ачкан кубулушка негизделген.

Кандайдыр бир заряддуу бөлүкчө зат аркылуу  $v$  ылдамдык менен кыймылдаганда, анын ылдамдыгы жарыктын ушул заттагы фазалык  $\frac{c}{n}$  (мында  $n$  — заттын сынуу көрсөткүчү) ылдамдыгынан чоң болсо, анда көзгө көрүнүүчү жарык чыгат, б. а. чөйрөдөгү ылдамдыгы  $v > \frac{c}{n}$  болгон заряддуу бөлүкчө (мисалы, электрон) бул чөйрөдө өзүнөн электромагниттик толкун чыгарат. Эгерде электромагниттик толкундун таралуу багыты менен бөлүкчөнүн кыймыл багытынын ортосундагы бурч  $\theta$  десек, анда

$$\cos\theta = \frac{c}{n \cdot v} \quad (16,1)$$

боло тургандыгын жөнөкөй эле ой жүгүртүүлөр ишендирет. Мына ушул эффекттин негизинде абдан сезгич каттоочулар жасалат. Айрым учурларда заряддуу бөлүкчөлөрдөн чыккан бул жарыкты көз менен эле көрүүгө болот. Черенковдун каттоочусунун схемасы 36-сүрөттө көрсөтүлгөн.



36-сүрөт. Черенковдун каттоочусунун схемасы.  
1-бөлүкчөнүн траекториясы, 2-органикалык айнектен (же плексигластан, суудан ж. б.) жасалган цилиндр, 3-бөлүкчө чыгарган нурдун таралуу багыты, 4-линза, 5-фотоэлектрондук көбөйткүч.

Тажрыйба жүзүндө бөлүкчөнүн кыймыл багыты менен ал бөлүкчөдөн чыккан жарыктын таралуу багытынын ортосундагы  $\theta$  бурчту аныктоого болот. Эгерде бул бурч белгилүү болсо, анда (16,1) формула боюнча бөлүкчөнүн чөйрөдөгү  $v$  ылдамдыгын аныктоого, демек, анын энергиясын аныктоого болот. 36-сүрөттөгү фотоэлектрондук көбөйткүч импульсту күчөткүч катарында колдонулат, анын иштөө принцибин § 11 та айтып өттүк.

### Адабияттар

1. В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев. Ионизационные методы исследования излучений. Гостех. издат. 1951.
2. Б. Росси и Г. Штауб. Ионизационные камеры и счетчики, ИИЛ, 1952.
3. С. Корф. Счетчики электронов и ядерных частиц. ГИНЛ, 1947.
4. В. Б. Льюис. Методы электрического счета альфа и бета-частиц. ОГИЗ, 1947.
5. Н. Дас Гупта и С. Гхош. Камера Вильсона и ее применение в физике. ГИИЛ, 1947.
6. Фотографический метод в ядерной физике. Сборник статей, ИИЛ, 1952.
7. Г. М. Лифшиц. Применение электронных умножителей для счета элементарных частиц и квантов. Журнал «Успехи физических наук» т. 50, 365, 1953.
8. Д. Стронг. Техника физического эксперимента. Лениздат, 1948.
9. К. К. Аглинцев. Дозиметрия ионизирующих излучений. Изд. тех. тер. лит., 1950.



### III ГЛАВА. ЖАРАТЫЛЫШТАГЫ РАДИОАКТИВДҮҮЛҮК.

#### § 17. РАДИОАКТИВДҮҮЛҮК КУБУЛУШУНУН АЧЫЛЫШЫ

Уран элементтин радиоактивдүүлүк касиетин 1896-жылы француз физиги Анри Беккерель ачкан. Ал, эгерде металл түрүндөгү уранды\*) же анын ар түрдүү бирикмелерин күндүн нуру өтпөй турган кара кагазга, айнекке же башка материалга фотокагаз менен кошо ороп койсо анда урандан чыккан көзгө көрүнбөгөн нур ал кагазга аракет эткендигин байкаган.

1898-жылы Польшанын улуу физиги жана химиги Мария Складовская-Кюри Францияда өзүнүн күйөөсү Пьер Кюри менен бирге иштеп жатып, торийдин\*\*) бирикмелери да уранга окшош нурларды чыгара тургандыгын байкаган. Ошол эле кезде уран менен торий чыгарган нурлар ал элементтердин физико-химиялык абалдарына байланышсыз экендиги түшүнүктүү болгон. Жаратылыштагы уран минералдарынын активдүүлүгү, металл түрүндөгү урандын активдүүлүгүнөн күчтүү экендигин байкашып, Мария менен Пьер Кюри ал минералдарды химиялык анализдөөнүн натыйжасында ошол эле 1898-жылы жаңы эки радиоактивдүү элементтерди ачышкан. Ал элементтерди полоний (катар номери  $Z=84$ ) жана радий ( $Z=88$ ) деп аташкан. Алар 1902-жылы минералдардан 100 мг хлордуу радийди ( $RaCl_2$ ) бөлүп алууга жетишишип, элемент радийдин бардык физико-химиялык касиеттерин аныкташкан. Эгерде бирдей сандагы, мисалы 1 мг дан болгон уранды жана радийди алсак, анда радийдин активдүүлүгү уранга караганда  $3 \cdot 10^6$  эсеге жакын күчтүү экендигин тажрыйба

\* Д. И. Менделеевдин мезгилдүү системасындагы катар номери 92 болгон элемент уранды немец химиги Клапрот 1798-жылы эле цинк, темир жана вольфрам кендеринин составынан ачкан.

\*\* Катар номери 90 болгон элемент торий да мурун эле белгилүү болгон — аны 1829-жылы Берцелиус ачкан.

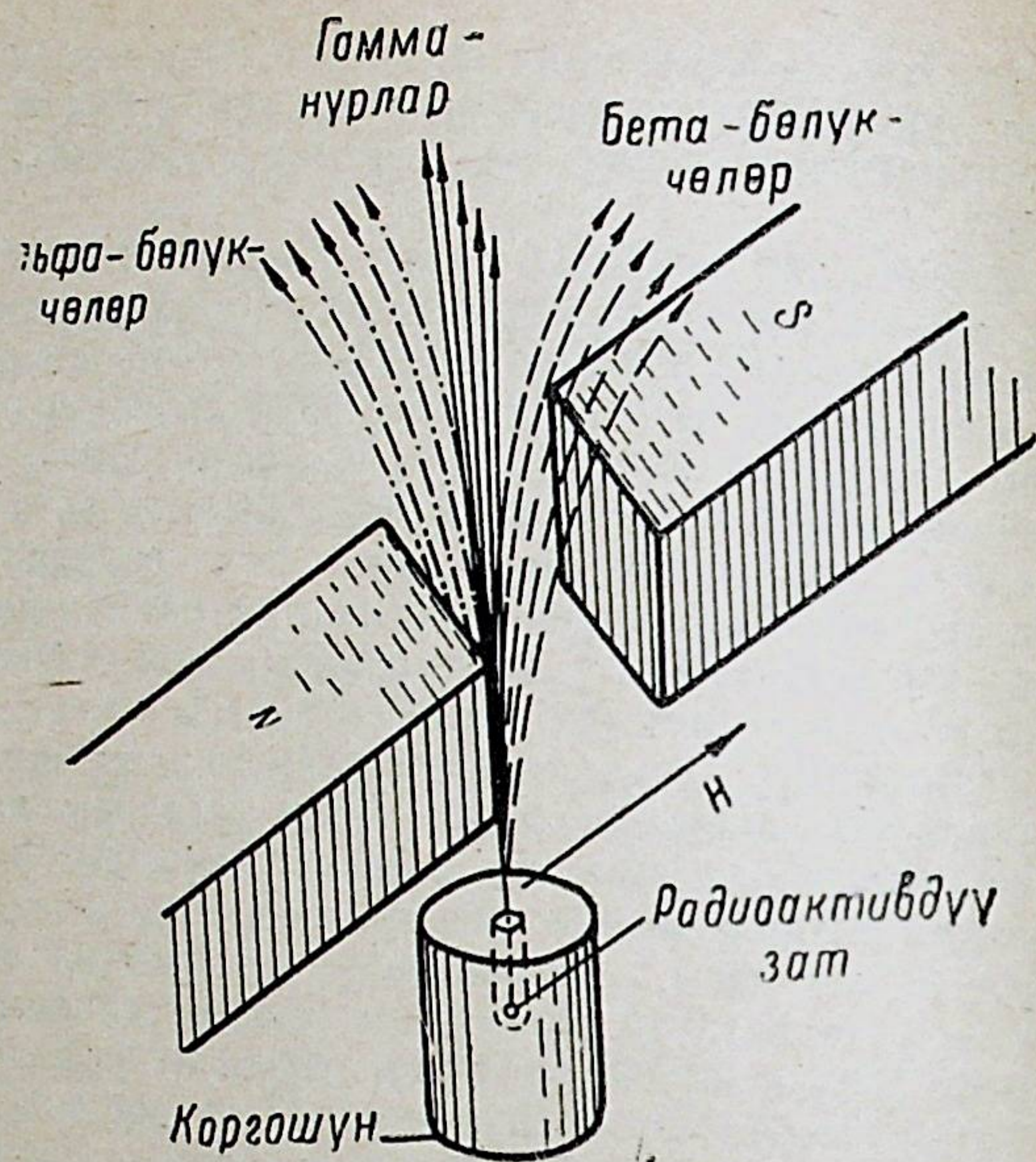
көрсөтөт. Бул элементтердин сырттан таасирсиз өзүнөн-өзү мындай нур чыгаруусу радиоактивдүүлүк кубулушу деп, ал эми элементтердин өзү—радиоактивдүү элементтер деп аталган.

Окумуштуулар жаратылыштагы урандын жана торийдин минералдарын химиялык анализдеп, алардын радиоактивдүүлүк касиетин изилдөө менен бирге, бул минералдардын составында 40 тан ашыгыраак радиоактивдүү изотоптор бар экендигин табышкан. Бул изотоптор катар номери 81 (таллий) менен 92 нин (уран) ортосундагы жаткан элементтердин изотоптору болушкан. Бул радиоактивдүү изотоптор бири-бири менен генетикалык байланышта болушуп, үч радиоактивдүү катарларды түзө тургандыгы азыркы кезде белгилүү (§ 19 ду караңыз).

Радиоактивдүү элементтер чыгарган нурлар бир канча кубулуштарды пайда кылышат. Алар газдарды иондоштурушат, фотоэмульсияга так салышат, кээ бир флуоресценциялык заттарды жарык чыгаруу касиетине ээ кылышат. Мындан башка дагы, радиоактивдүү элементтер энергия бөлүп чыгарышат: ушунун натыйжасында радиоактивдүү препарат дайыма айлана чөйрөнүн температурасынан жогору болуп жылып турат. Эгерде радийдин препаратын терезечеси бар коргошундан жасалган блокко салып, ал терезечеден чыккан нурларды күчтүү магнит талаасы аркылуу өткөрсөк, анда алар үч топ нурларга ажырашкандыгын байкайбыз. Эгерде бул нурлар көзгө көрүнөт деп эсептесек, анда алардын траекториялары 37-сүрөттө көрсөтүлгөндөй болор эле. Магнит талаасында өтө жеңил кыйшайган нурлар  $\beta$  бөлүкчөлөр деп аталышат. Бул бөлүкчөлөр сүрөттүн тегиздигине тик багытталган магнит талаасында солго кыйшайгандыктан (б. а. сол колдун эрежеси боюнча) терс заряддуу бөлүкчөлөр болуш керек. Магнит талаасында аз кыйшайган нурлар  $\alpha$  бөлүкчөлөр деп аталышат. Жогорку эле эрежени колдонуп, бул бөлүкчөлөр оң заряддуу экендигин табабыз. Магнит талаасы таасир кылбаган нурлар  $\gamma$  нурлар деп аталат.

Кийинки изилдөөлөр  $\alpha$  бөлүкчөлөр табияты жагынан гелий атомдорунун ядролорунун агымдарынан туруп, аз өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүгүнө жана күчтүү иондоштуруу аракетине ээ болушун тактады.  $\beta$  бөлүкчөлөр болсо электрондордун агымынан турушат да, чоң өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүккө жана аз иондоштуруу аракетке ээ болот.



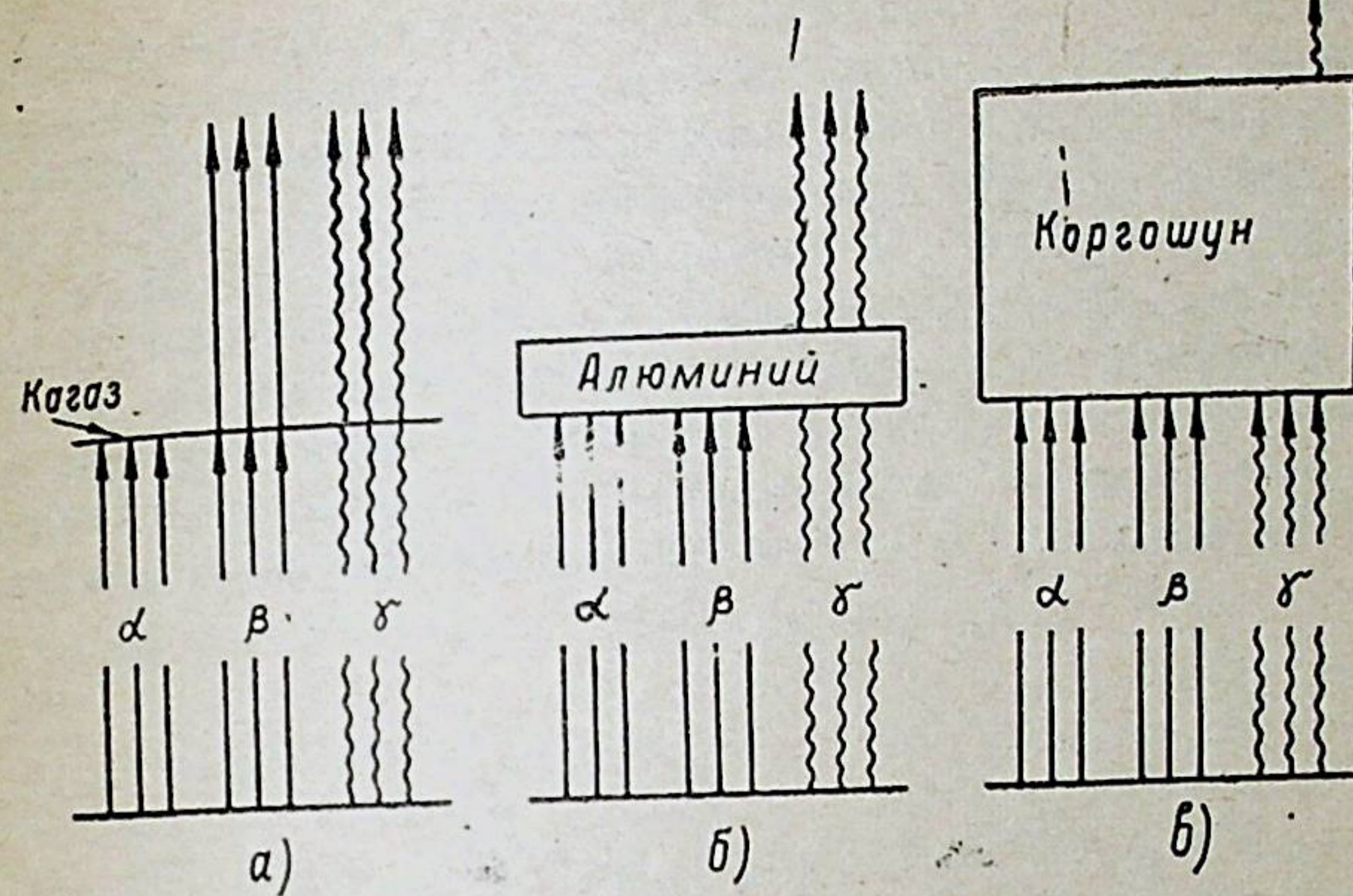


37-сүрөт. Радийден жана анын ажырашынан пайда болгон радиоактивдүү элементтерден бөлүнүп чыккан нурлардын магнит талаасындагы кыйшаюусу. Магнит талаасы сүрөттүн тегиздигине тик багытталган.

$\gamma$  нурлары болсо өтө чоң өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүккө жана өтө кичине иондоштуруу аракетке ээ болушат; алар табияты жагынан кадимки эле электромагниттик термелүүлөр же жогорку энергиялуу фотондордун агымы. Бул үч түрдүү нурлардын өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүктөрү 38-сүрөттө иллюстрацияланган.

$\alpha$  жана  $\beta$  ажыроого дуушар болгон ядролор айрым учурларда дүүлүккөн абалда калышат. Бул дүүлүккөн абалдан стабилдүү абалга келүү үчүн ядролор  $\gamma$  нурларын чыгарышат.

Радиоактивдүү элементтер өзүнөн-өзү ажыроонун натыйжасында удаалаш өзгөрүшкө ээ болуп, радиоактивдүү катарларды пайда кыла тургандыгы жөнүндөгү теорияны 1900-жылы Резерфорд менен Содди түзүшкөн. Бул теория боюнча баштапкы бир радиоактивдүү элементтен ал  $\alpha$  же



38-сүрөт. Альфа-Бетта жана гамма — нурлардын салыштырмалуу өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүктөрү.

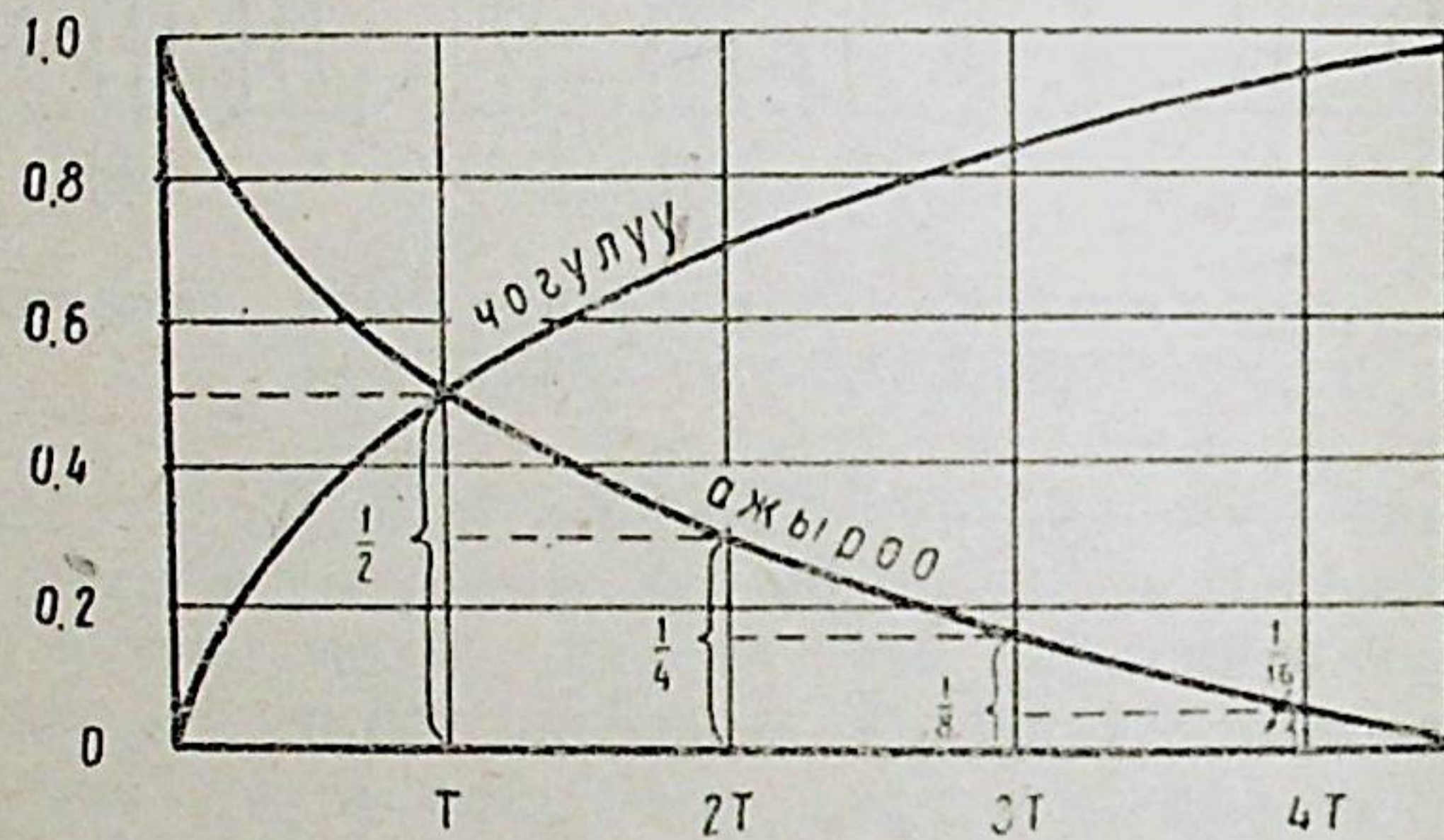
$\beta$  бөлүкчө чыгаруусунун натыйжасында экинчи радиоактивдүү элемент пайда болот, андан үчүнчү элемент пайда болот; ушинтип бир нече удаалаш өзгөрүлүштүн натыйжасында радиоактивдүү катар келип чыгат. Бир элементтин экинчи бир элементке өзгөрүлүп өтүшү жөнүндөгү элементардык законду түшүндүрүп көрсөтүү үчүн радийди алалык.

Эгерде туура 1 г элемент радий болсун үчүн 1,318 хлордуу радийди алып ( $RaCl_2$ ; бул химиялык методдун жардамы менен урандын минералынан алынат), аны айнек түтүкчөсүнө салып туруп, ал түтүкчөнүн эки учун жылчыксыз бүтөп койсок, анда бир нече күн өткөндөн кийин бул түтүкчөдө газ — радон жана гелий пайда болгондугун көрөбүз.

Гелийдин саны өткөн убакытка пропорциялуу болуп чогулат да, бир жылда түтүкчөдө  $167 \text{ мм}^3$  гелий пайда болгондугун тажрыйба көрсөтөт. Радон күчтүү радиоактивдүүлүк касиетке ээ болот да, анын санынын көбөйүшү башкача закон боюнча жүрөт: радондун саны белгилүү бир чекке чейин гана көбөйөт. Түтүкчөдө 3,825 күндөн кийин  $0,311 \text{ мм}^3$  радон пайда болот, 7,650 күндөн кийин  $0,468 \text{ мм}^3$ , 38,25 күндөн кийин  $0,622 \text{ мм}^3$  радон пайда болот да, радондун бул саны мындан кийин убакыт өткөн сайын өзгөрбөйт. Демек, бир жылдан кийин анализдесек, деле тү-



түкчөдө  $0,622 \text{ мм}^3$  эле радон бар экендигин табабыз. Эгерде радонду радийден бөлүп алсак, анда радондун саны убакыт өткөн сайын тез эле азайгандыгын көрөбүз; 3,825 күндөн кийин ал радондун жарымы эле калат, 7,650 күндөн кийин — радондун төрттөн бири калат, ал эми 38,25 күндөн кийин радон практикалык түрдө толук жоголот. Радондун радийден пайда болуп чогулушу жана өзүнчө жалгыз турган кездеги азайышы 39-сүрөттөгү ийри сызыктар менен көрсөтүлгөн. Мында радондун 38 күндөн кийинки  $0,622 \text{ мм}^3$  болгон саны 1 бөлүк делип шарттуу бирдикте алынган.



39-сүрөт. Радондун радийден пайда болушу жана ажырашы.

Радондун санынын убакыт боюнча азайышын көрсөтүүчү ийри сызыкты изилдөө, бул азаюу экспоненциалдуу закон боюнча жүрөрүнө алып келди, б. а. эгерде  $N_0$  аркылуу баштапкы убакыт  $t=0$  болгон учурдагы радондун атомдорунун санын,  $N_t$  аркылуу  $t$  убакыт моментиндеги атомдордун санын, ал эми  $\lambda$  аркылуу азаюу ылдамдыгын мүнөздөөчү турактуулукту белгилесек, анда азаюу закону

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t} \quad (17,1)$$

болгон жөнөкөй формула менен туюнтулат.

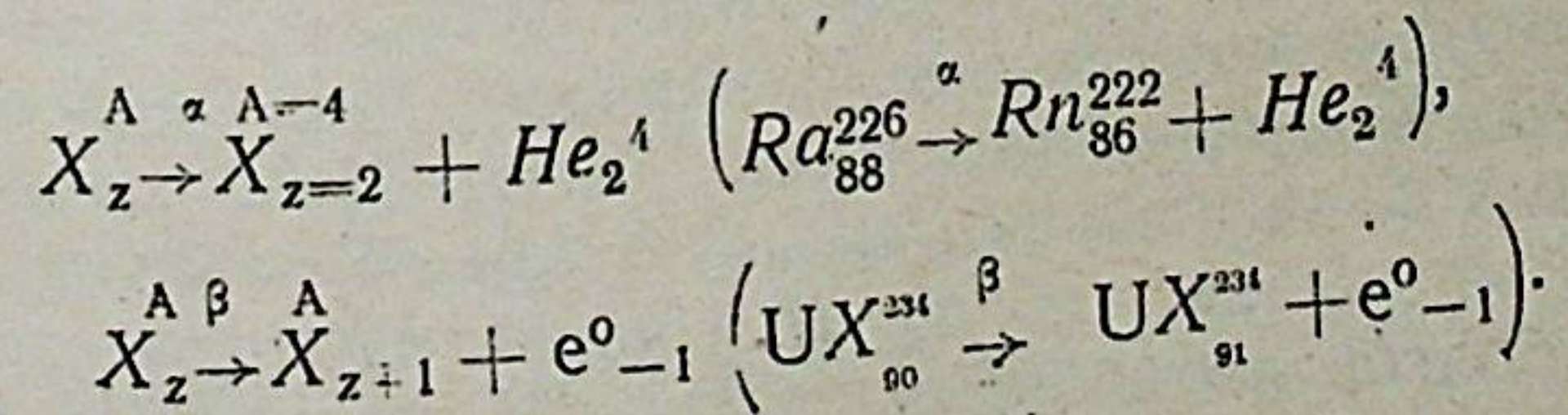
Ар кандай жалгыз турган радиоактивдүү элементтин атомдорунун ажыроосунун натыйжасында азайышын изилдөө, бул азаюу (17,1) формула туюнткан экспоненциалдык закон боюнча жүрө тургандыгына алып келди.

Жаратылыштагы радиоактивдүү изотоптор 40 тан ашыгыраак болуп, үч радиоактивдүү катарларды түзөт

дедик. Бул катарларды тукум башчылары абдан узак жашашкан  $U_{92}^{238}$ ,  $U_{92}^{235}$  жана  $Th_{90}^{232}$ . Радиоактивдүү катарларга кирген калган изотоптордун жашоо убактылары геологиялык масштабда алганда аз, ошондуктан алар тукум башчыларынын жашоо убактылары чоң болгондугунун натыйжасында гана азыркы кезге чейин геологиялык түзүлүштөрдүн составында жашап келишти жана учуратылат.

Кийинчерээк жаратылышта бул оор элементтердин радиоактивдүү катарларына кирбеген 8 элементтин узак жашоочу радиоактивдүү изотоптору ачылды. Алар:  $K_{19}^{40}$ ,  $Rb_{37}^{87}$ ,  $In_{49}^{114}$ ,  $Sn_{50}^{114}$ ,  $La_{57}^{138}$ ,  $Sm_{62}^{147}$ ,  $Lu_{71}^{176}$  жана  $Re_{50}^{187}$ . Булардын радиоактивдүүлүгү бир гана акт ажыроо менен бүтөт. Калий, рубидий, индий, олово, лутеций жана рений  $\beta$  бөлүкчөлөрүн чыгарышат, самарий  $\alpha$  бөлүкчө чыгарат, ал эми лантан  $K$  — захватка ээ. Бул элементтер чоң жашоо убактылары менен мүнөздөлүшүп, уран менен торий сыяктуу эле Жердин жылуулук режиминде чоң ролду ойношот.

$\alpha$  бөлүкчө гелий атомунун ядросу болгондуктан ( $He_2^4$ ), берилген элемент ядролорунан  $\alpha$  бөлүкчөлөр чыгарган кезде анын массалык санын 4 бирдикке жана заряддык санын 2 бирдикке азайтат. Пайда болгон элемент баштапкы элементке салыштырмалуу Менделеевдин системасында эки тилкеге солго жылат.  $\beta$  бөлүкчө электрон болгондуктан, баштапкы элемент  $\beta$  бөлүкчөлөр чыгарган кезде анын массалык саны өзгөрбөйт, ал эми заряддык саны 1 бирдикке чоңоёт ( $-(-1) \cdot e = +1 \cdot e$ ). Бул учурдагы пайда болгон элемент баштапкы элементке салыштырмалуу мезгилдүү системада бир тилкеге оңго жылат. Бул жылыш закону адегенде 1913-ж. Фаянс жана Содди тарабынан айтылган эле. Азыркы кезде бул эреже ядронун түзүлүш көз карашынан алганда эң эле жөнөкөй катарында сезилет. Баштапкы элементти  $X \frac{A}{Z}$  деп белгилесек, анда  $\alpha$  жана  $\beta$  ажыроо процесстерин төмөнкүдөй схематикалык түрдө көрсөтүүгө болот:





Өткөн параграфта биз ар кандай жалпы радиоактивдүү элементтин атомдорунун азайышы (17,1) формула боюнча жүргөндүгүн айттык. Бул формула радиоактивдүү ажыроонун элементардык законун туюнтат. Формуладагы  $\lambda$  радиоактивдүү турактуулук, ажыроо турактуулугу, азаюу ылдамдыгы же ажыроо ыктымалдуулугу деген ар түрдүү аттар менен аталат да ар кандай радиоактивдүү элемент же изотоп үчүн турактуу сан болот. Анын физикалык мааниси убакыт бирдик ичиндеги ажыроого дуушар болгон атомдордун үлүшүн көрсөтөт.

Радон жана башка радиоактивдүү элементтер менен жасалган тажрыйбалар радиоактивдүү ажыроонун ылдамдыгына сырткы шарттар эч бир таасир кылбай тургандыгын көрсөттү. Бул тажрыйбаларда радиоактивдүү элементтер эң жогорку температурага чейин ысытылган, чоң басымдарга дуушар кылынган, эң күчтүү магнит талааларына коюлган жана ал элементтер ылдамдануусу  $g$  га караганда 20.000 эсе чоң болгон борбордон качуучу талааларга да жайлаштырылып көрүлгөн; бардык учурларда тең радиоактивдүү ажыроонун ылдамдыгы эч өзгөрүүсүз кала берген. Ажыроо ылдамдыгына радиоактивдүү атомдордун концентрациясы да таасир этпейт: радиоактивдүү атомдордун концентрациясын 1 : 2000 катышында өзгөртсө да радондун турактуулугу  $\lambda$  өзгөрүүсүз кала берген. Радиоактивдүү ажыроонун турактуулугу радиоактивдүү элемент атомдук же химиялык бирикме түрүндө болгондугуна да карабайт: радий атомдук таза түрүндө же  $RaCl_2$  же  $RaBr_2$  бирикме түрүндө жүрсө деле  $\lambda$  турактуу бойдон кала берет.

Бул фактылардын баары тең радиоактивдүү ажыроо ядронун өзүнүн касиети болуп, анын ички абалынан гана көз каранды боло тургандыгын көрсөтөт.

Радиоактивдүү ажыроого мындай көз караштын өзү эле бул ажыроо жогорку көрсөтүлгөн экспоненциалдык закон боюнча жүрө тургандыгына алып келет. Чындыгында эле,  $t$  убакыт моментинде кандайдыр бир радиоактивдүү элементтин  $N_t$  атому бар дейлик. Эгерде бул радиоактивдүү элементтин азаюу ылдамдыгын  $\lambda$  аркылуу белгилесек,  $t$  жана  $t+dt$  убакыт, б. а.  $dt$  убакыт ичиндеги ажыроого дуушар болгон атомдордун санын  $dN$  десек, анда төмөнкү барабардыкты жазууга болот:

$$-dN = \lambda N \cdot dt \quad (18,1)$$

мында минус белгиси радиоактивдүү атомдордун азайышын көрсөтөт. Эгерде бул туюнтмадан интеграл алсак, анда

$$N_t = ce^{-\lambda t} \text{ болот.}$$

Баштапкы шартты  $t=0$  пайдаланып,  $c=N_0$  (баштапкы убакыттагы радиоактивдүү атомдордун саны) экендигин табабыз. Демек,  $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ , б. а. бул формула экспоненциалдык, тажрыйбадан чыгарылган (17,1) законго дал келет. Радиоактивдүү атомдорунун бардыгы ажыроо жөндөмдүүлүгүнө ээ болушкандыктан, биз бул атомдордун ажыроо законун билсек дагы, ал элементтин ар бир атому кайсы моментте ажыроого дуушар боло тургандыгын алдын ала айта албайбыз. Башкача айтканда, радиоактивдүү элементтин атомдорунун бардыгы бири-бирине окшош болгондуктан аларды  $a, b, c, \dots$  ж. б. тамгалар аркылуу белгилесек, анда бул атомдордун ар бири (мисалы,  $a$  же  $d$ ) ажыроого дуушар болбостон канча убакыт жашай тургандыгын биз айта албайбыз (кээ бир атомдор адегенде эле ажыроого дуушар болушат, ал эми кээси — көп убакыттарга чейин жашашат). Бирок, бул элементтин турактуулугун билип туруп, ар бир атом орточо канча убакыт жашай тургандыгын биз алдын ала айта алабыз. (18,1) формула боюнча  $t$  жана  $t+dt$  убакыт ичинде ажыроого дуушар болгон, б. а.  $t$  сек. убакыт жашаган атомдордун саны  $\lambda N_t dt$  га барабар. Бул атомдордун ар бири  $t$  убакыт жашагандыктан алардын жашоо убактыларынын суммасы  $t\lambda N_t dt$  болот. Ал эми  $t=0$  моменттеги бардык атомдордун жашоо убактыларынын суммасы  $\int_0^{\infty} t N_t \lambda dt$  болот. Демек, ар бир атомдун орточо жашоо убактысы төмөнкүгө барабар:

$$\tau = \int_0^{\infty} \frac{t \lambda N_t \cdot dt}{N_0} = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (18,2)$$

Практикалык эсептөөлөрдө орточо жашоо убактысы менен пайдалануу өтө ыңгайсыз, ошондуктан ар бир радиоактивдүү элементти мүнөздөөчү жарым ажыроо мезгили  $T$  деген чоңдук киргизилет. Жарым ажыроо мезгили  $T$  деп, берилген радиоактивдүү элементтин атомдорунун жарымы ажырап бүтүү үчүн кеткен убакыт аталат.

Аныктоо боюнча  $N_t = \frac{N_0}{2}$  болгон кездеги убакыт  $t=T$ . Демек,



$$\frac{N}{2} = N_0 e^{-\lambda t}$$

Мындан

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,692}{\lambda} = 0,693 \cdot \tau. \quad (18,3)$$

Мисалы, радон үчүн  $\lambda = 2,097 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$  экендигин тажрыйба берет, б. а.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{2,097 \cdot 10^{-6}} = 4770000 \text{ сек.} = 5,56 \text{ күн.}$$

Демек, радондун жарым ажыроо мезгили  $T = 0,693 \cdot 5,56 = 3,825$  күн.

Жаратылыштагы радиоактивдүү элементтердин радиоактивдүүлүк турактуулуктары жана жарым ажыроо мезгилдери эң кеңири чектерде өзгөрүшөт. Мына ушуну элестетүү үчүн төмөнкү таблицаны келтирелик (кашаага алынган сан элементтин изотобунун массалык санын көрсөтөт).

6-таблица

Э л е м е н т	$\lambda, \text{сек}^{-1}$	$T.$
Уран (238)	$4,88 \cdot 10^{-18}$	$4,49 \cdot 10^9$ жыл
Торий (232)	$1,60 \cdot 10^{-18}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ жыл
Протактиний (231)	$6,5 \cdot 10^{-13}$	$3,4 \cdot 10^4$ жыл
Радий (226)	$1,38 \cdot 10^{-11}$	1622 жыл
Радон (222)	$2,097 \cdot 10^{-6}$	3,825 күн
Радий-С (214)	$6,7 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{-4}$ сек.
Торий-С (212)	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-7}$ сек.

### § 19. ЖАРАТЫЛЫШТАГЫ РАДИОАКТИВДҮҮ КАТАРЛАР.

Катар номери  $Z \geq 81$  болгон жаратылыштагы элементтер радиоактивдүү. Бирок, булардын ичинен урандын эки изотобу жана торийдин бир изотобу гана элементтер пайда болгондон тартып азыркы убакытка чейин жашай турган чалык жарым ажыроо мезгилдерине ээ. Жаратылыштагы башка радиоактивдүү изотоптор ушул үч тукум башчы-

сынан үзгүлтүксүз пайда болуп турганда жаратылышта учуратылат-жасында гана азыркы кезде жаратылышта учуратылат-Демек, узак жашоочу бул үч изотоп үзгүлтүксүз ажыроо. го дуушар болушунун натыйжасында жаратылыштаг-40 тан ашыгыраак башка радиоактивдүү изотопторду өз ичине алган үч-уланма радиоактивдүү катарларды түзү-шөт. Бул катарлар өздөрүнүн тукум башчысынын аттары боюнча төмөнкүдөй делип аталышат:

1. Уран — 238 дин, же жөн эле урандын, же уран — радийдин катары (бул катардагы эң маанилүү изотоп — радийдин изотобу —  $Ra_{88}^{226}$ ).
2. Уран — 235 тин, же актиноурандын, же актиноуран — актинийдин катары (бул катардагы эң маанилүү изотоп — актинийдин изотобу —  $Ac^{227}$ . Урандын массалык саны 235 болгон изотобу актиноуран деп аталат).
3. Торийдин катары (торий — 232).

Ар бир  $\alpha$  — ажыроо ядронун массалык санын төрт бирдикке азайтат, ал эми  $\beta$  — ажыроо ядронун массалык санын өзгөртө албайт. Ошондуктан ар бир радиоактивдүү катардын мүчөлөрүнүн массалык сандары төрткө эселенип айырмалануулары керек. Демек, торийдин катарындагы бардык мүчөлөрдүн массалык сандары жалпысынан  $A = 4n$  (мында  $n = 52—58$ ) болгон формула менен туюнтулат; урандын катарындагы мүчөлөрдүн массалык сандары үчүн  $A = 4n + 2$  (мында  $n = 51—59$ ) формула туура келет, ал эми актиноурандын катарындагы мүчөлөрдүн массалык сандары үчүн  $A = 4n + 3$  (мында  $n = 51—58$ ) формула туура келет. Мына ушунун негизинде көпчүлүк учурларда бул катарларды, тиешелүү түрдө,  $4n$ ,  $4n + 2$  жана  $4n + 3$  катарлары деп да аташат.

Катарлардын бул формулаларынан мүчөлөрүнүн массалык сандары  $A = 4n + 1$  формулага туура келүүчү дагы бир радиоактивдүү катар болуш керек деген ой туулат. Бирок, узак убакыттар бою изилдөөлөр жаратылышта мындай катар жок экендигине алып келди. Кийинки убакта жасалма ядролук реакциялардын жардамы менен мүчөлөрүнүн массалык сандары  $A = 4n + 1$  формулага туура келүүчү катар алынды. Бул катар нептунийдин катары деп аталат (IV главадагы § 29 ты караңыз).

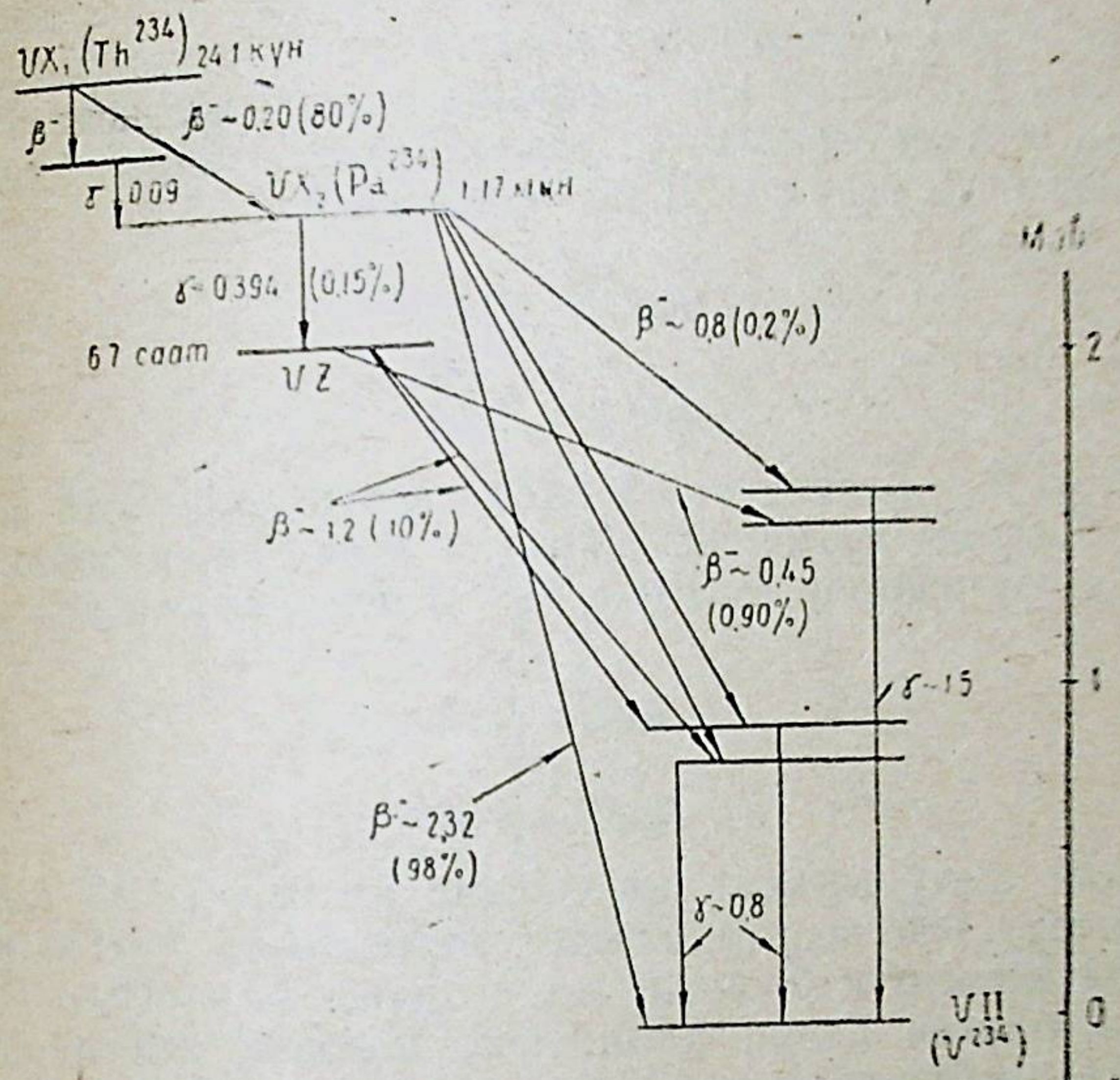
Жаратылыштагы үч радиоактивдүү катарларды карайлы.



Уран—238тин катары. Урандын катары анын жаратылышта эң кең таралган (99,7 процент) массалык саны 238 болгон жаңа жарым ажыроо мезгили  $4,49 \cdot 10^9$  жыл болгон изотобунан башталат.  $U$  — 238 тин атомдору  $\alpha$  — ажыроого дуушар болуп, уран— $X_1(UX_1)$  деп аталган торийдин изотобун берет.

$UX_1$   $\beta$  ажыроо жолу менен жарым ажыроо мезгили  $T=1,14$  мин. болгон протактинийдин изотобу  $UX_2$  ге айланат.  $UX_2$  чи эки жол менен ажырайт; анын көпчүлүк атомдору (99,85 процент)  $\beta$  бөлүкчөлөрдү чыгарып түздөн-түз уран — 234 кө ( $UP$ ) айланат; азчылык атомдору (0,5 процент) адегенде  $\gamma$  кванттарын чыгарып  $UZ$  ке айланышат да, андан кийин  $\beta$  бөлүкчө чыгарып  $U$  — 235 ке өтөт.  $UZ$  тин жарым ажыроо мезгили 6,7 саат, бирок ядросундагы протондор менен нейтрондордун сандары  $UX_2$  нин ядросундагыдай эле. Ошондуктан  $UX_2$  менен  $UZ$  тин ядролору изомериялуу ядролор деп аталышат.  $UX_1$  дин  $UX_2$  менен  $UZ$  ке өтүшү жана акыркы изомериялуу ядролордун  $\beta$  бөлүкчөлөрдү жана  $\gamma$  кванттарды чыгарып  $U$  — 234 кө өтүү схемасы 40-сүрөттө көрсөтүлгөн. Бул схемада  $\beta$  бөлүкчөлөр менен  $\gamma$  кванттардын энергиялары да келтирилген.

Радиоактивдүү изотоптун ажыроо схемасы кандай түзүлө тургандыгы жөнүндө айта кетели. Эсептөө башы катарында аяккы ядронун (бул учурда  $U$  — 234) төмөнкү (негизги) энергиялык абалы алынат да, ал горизонталдуу сызык түрүндө белгиленет. Жогорку энергиялык абалдар жогору жайланышкан горизонталдуу сызыктар менен көрсөтүлөт. Каадада сызыктардын ортосундагы аралык (вертикаль боюнча) тиешелүү абалдардын энергияларынын айырмасына пропорциялуу болот. Сүрөттүн жогорку жагына ушундай эле баштапкы ядронун энергиялык абалдары көрсөтүлөт. Бул учурда, эгерде аяккы ядронун катар номери баштапкы ядронун катар номеринен чоң болсо ( $\beta$  — ажыроо), анда аяккы ядронун деңгээлдери баштапкы деңгээлдерине салыштырмалуу оң жакка жылдырылып көрсөтүлөт; ал эми аяккы ядронун катар номери баштапкы ядронун катар номеринен кичине болсо ( $\alpha$  — ажыроо  $\beta$  — ажыроо же  $K$  — захват), анда аяккы ядронун деңгээлдери баштапкы ядронун деңгээлдерине салыштырмалуу сол жакка жылдырылып көрсөтүлөт. Ядронун бир абалдан экинчи абалга  $\gamma$  — кванттар чыгаруу жолу менен өтүүсү вертикалдуу стрелкалар менен көрсөтүлөт, ал эми ядронун



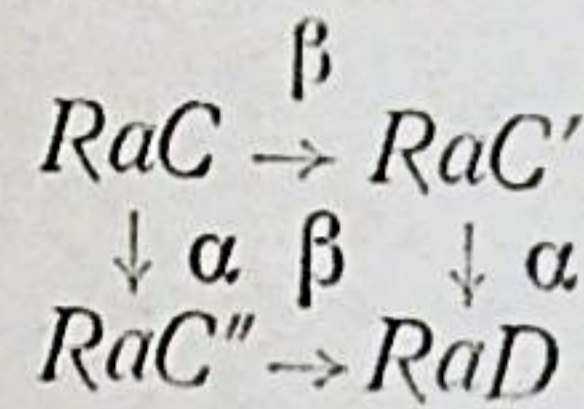
40-сүрөт.  $UX_1$   $UX_2$  жана  $UZ$  тин ажыроо схемасы

ажыроосу жантайыңкы стрелкалар менен көрсөтүлөт да, каадада кайсы бөлүкчө экендиги жазылып коюлат. Ушул эле графикке көпчүлүк учурларда бөлүнүп чыккан бөлүкчөлөрдүн жана  $\gamma$  кванттардын энергиялары, алардын үлүштүк проценттери, изотоптордун жарым ажыроо мезгилдери ж. б. жазылып коюлат.

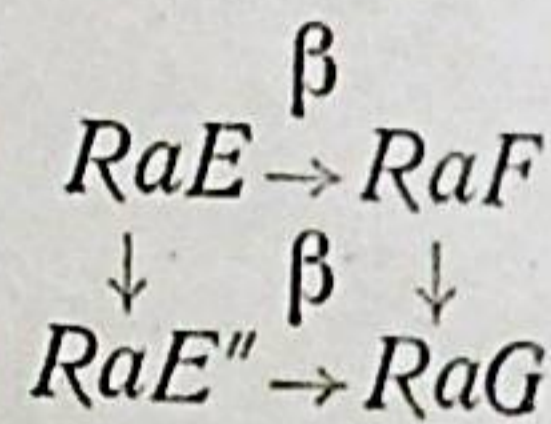
Уран — 234 же  $UP$  ( $T=2.69 \cdot 10^5$ ; жыл)  $\alpha$  — бөлүкчө чыгарып торийдин изотобу ионийге ( $J_0$ ,  $T=8,22 \cdot 10^4$  жыл) айланат. Акыркы да  $\alpha$  бөлүкчө чыгарып радийге ( $T=1622$  жыл) айланат. Радий жегич — жердик элементтердин өтө оору да, химиялык касиети жагынан барийге окшош. Ал  $\alpha$  бөлүкчө чыгарып радийдин эманациясы же радон деп аталуучу инерттүү газды берет ( $Z=86$  жана  $T=3,825$  күн). Радондон кийин бир нече кыска жашоочу продукттар пайда болот: полонийдин изотобу радий —  $A$  ( $RaA$ ,  $T=3,05$  мин), коргошундун изотобу радий —  $B$  ( $RaB$ ,  $T=26,8$  мин), жана висмуттун изотобу радий —  $C$  ( $RaC$ ,  $T=19,7$  мин). Булар каадада активдүү калдык деп аталышат, себеби



эгерде радонду айнек идишке жайлаштырсак радон ажыраган сайын алардын атомдору пайда болот да (катуу зат түрүндө) идиштин капталдарына отуруп калышат. Радий C эки жол менен ажырап радиоактивдүү «айры» («вилка») боюнча өтүп радий — D ны пайда кылат:

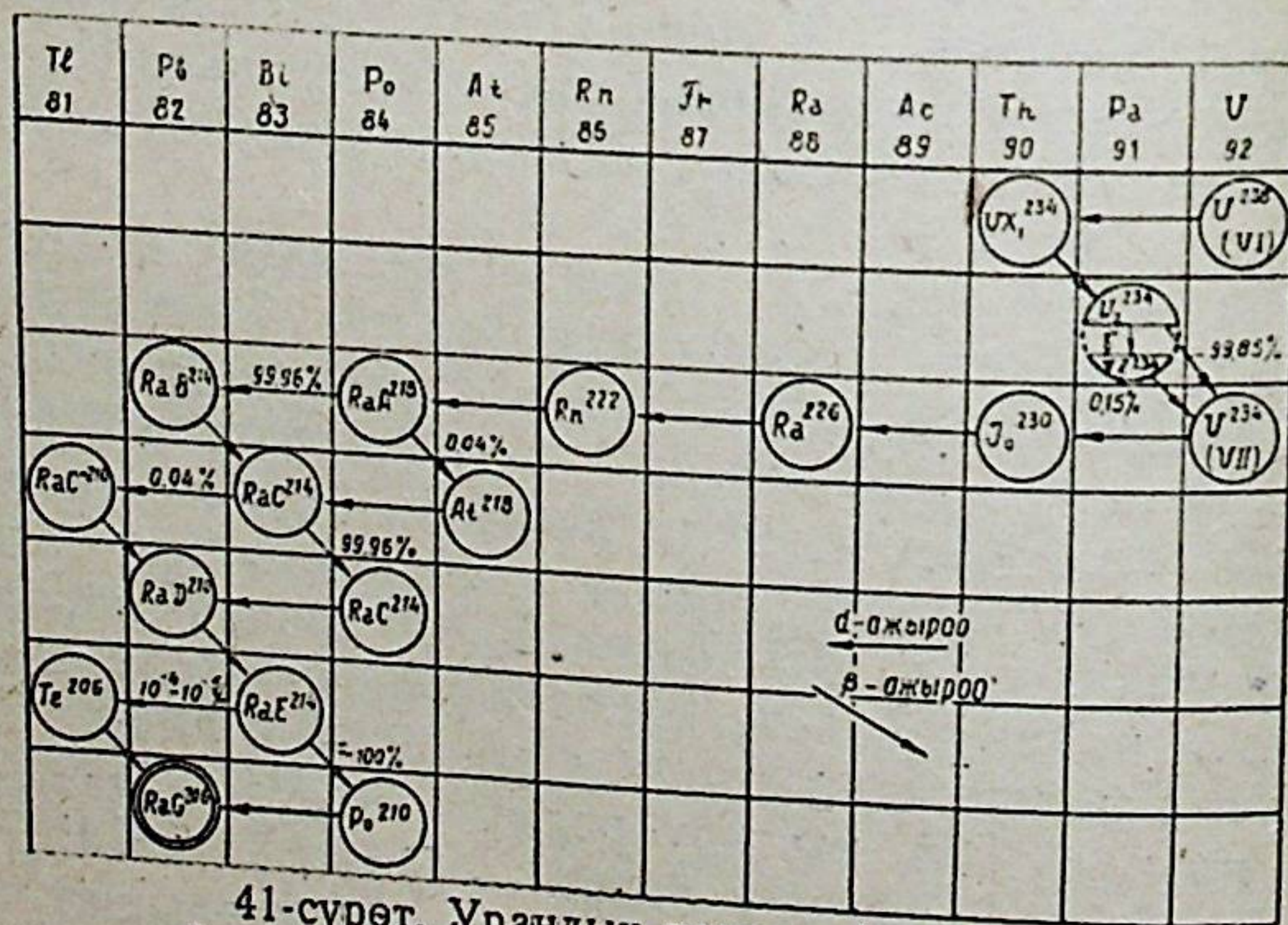


RaD β — активдүү, ал висмуттун изотобу RaE ни берет. Акыркы изотоп да «айрыны» берет да, коргошундун стабилдүү изотобу RaG (же Pb<sup>205</sup>;) ны пайда кылат:



RaF 84-чү элемент полонийдин изотобу (P<sup>210</sup> салыштырмалуу чоң жарым ажыроо мезгилге ээ T=139 күн). Ушул элементти биринчи жолу Марья жана Пьер Кюри уран кенинен бөлүп алып, аны полоний деп аташкан. RaG — массалык саны 206 болгон коргошундун стабилдүү изотобу.

Урандын катары 41-сүрөттө толук көрсөтүлгөн, ал эмн бул катардын мүчөлөрүнүн негизги мүнөздөмөлөрү № 7 таблицада келтирилген.



41-сүрөт. Урандын катары A=4n+2

Радиоактивдүү ичотоптун аты.	Символ	Жарым ажыроо мезгили T	Нурлардын энергиясы, Мэв.		
			α	β	γ
Уран—I	(VI)(U <sub>92</sub> <sup>238</sup> )	4,49 · 10 <sup>9</sup> жыл.	4,21	—	—
Уран—x <sub>1</sub>	VX <sub>1</sub> (Th <sub>90</sub> <sup>234</sup> )	24,1 мин.	—	0,20	0,09
Уран—x <sub>2</sub>	UX <sub>2</sub> } (Pa <sub>91</sub> <sup>234</sup> )	1,14 мин.	—	2,32	0,80
Уран—z		UZ } (Pa <sub>91</sub> <sup>234</sup> )	6,7 саат.	—	—
Уран—II	VII (V <sub>92</sub> <sup>234</sup> )	2,69 · 10 <sup>5</sup> саат.	4,75	—	—
Ионий	J <sub>0</sub> (V <sub>92</sub> <sup>234</sup> )	8,22 · 10 <sup>4</sup> жыл.	4,66	—	γ
Радий	Ra( <sub>88</sub> <sup>226</sup> )	1622 жыл.	4,79	—	0,19
Радон	Rn(Rn <sub>86</sub> <sup>222</sup> )	3,825 күн	5,59	—	—
Радий—A	RaA(Po <sub>84</sub> <sup>218</sup> )	3,05 мин.	5,99	—	—
Радий—B	RaB(Po <sub>82</sub> <sup>214</sup> )	26,8 мин.	—	—	γ
Радий—C	RaC(Bi <sub>82</sub> <sup>214</sup> )	19,7 мин	5,50	0,65	1,8
Радий—C'	RaC'(Po <sub>84</sub> <sup>214</sup> )	1,5 · 10 <sup>-4</sup> сек.	7,68	3,17	—
Радий—C''	RaC''(Po <sub>84</sub> <sup>214</sup> )	1,32 мин.	—	—	—
Радий—D	RaD(Po <sub>82</sub> <sup>210</sup> )	22,2 жыл.	—	1,80	0,047
Радий—E	RaE(Bi <sub>83</sub> <sup>210</sup> )	4,97 күн.	—	0,018	γ
Полоний	RaF(Po <sub>82</sub> <sup>210</sup> )	139 күн.	5,30	1,17	—
Радий—E''	RaE''(Tl <sub>81</sub> <sup>210</sup> )	—	—	—	—
Радий—G	RaG(Pb <sub>82</sub> <sup>210</sup> )	Стабильдүү	—	—	—

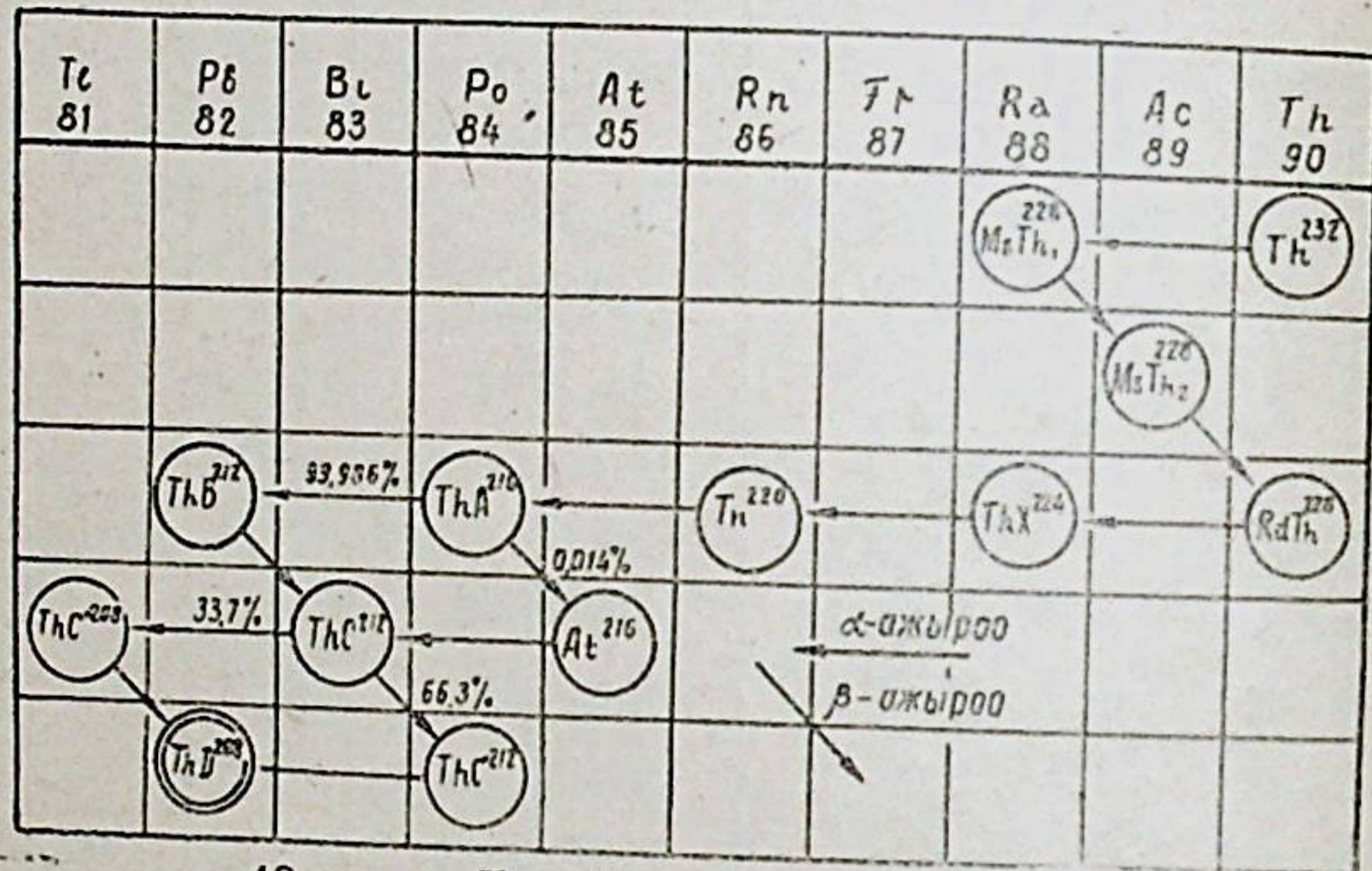






донфосо (зыяндуу без жараларды айыктыруу үчүн), ал препараттар организм үчүн зыяндуу болушу мүмкүн. Катардын  $ThX$  ден кийинки бөлүгү мурунку катарларга эле окшош да, аяккы продукт коргошундун массалык саны 208 болгон стабилдүү изотобу ( $Pb - 208$ ) менен бүтөт.

Торийдин катарындагы мүчөлөрдүн бири бирине өтүшү 43-сүрөттө көрсөтүлгөн, ал эми алардын кээ бир негизги мүнөздөмөлөрү № 9 таблицада келтирилген.



43-сүрөт. Торийдин катары.  $A=4n$ .

9-таблица

Радиоактивдүү изотоб аты.	Символ	Жарым ажыроо мезгили T.	Нурлардын энергиясы, Мэв		
			$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
Торий	$Th_{90}^{232}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ жыл	4,20	—	—
Мезоторий—I	$MshI (Ra_{88}^{228})$	6,7 жыл	—	0,053	—
Мезоторий—II	$MsThII (Ac_{89}^{228})$	6,13 саат	4,5	1,55	—
Радиоторий	$RdTh (Th_{90}^{228})$	1,90 жыл	4,22	—	$\gamma$
Торий—X	$ThX (Ra_{88}^{224})$	3,94 күн	5,68	—	—
Торон	$Th (Rn_{86}^{220})$	54,5 сек.	6,28	—	—
Торий—A	$ThA (Po_{84}^{216})$	0,158 сек.	6,77	$\beta$	—
Торий—B	$ThB (Pb_{82}^{212})$	10,6 саат	—	0,36	—
Торий—C	$ThC (Bi_{83}^{212})$	60,5 мин.	6,05	2,20	$\gamma$
Торий—C'	$ThC' (Po_{84}^{212})$	$3 \cdot 10^{-7}$ сек	8,77	—	—
Торий—C''	$ThC'' (Tl_{81}^{208})$	3,1 мин.	—	1,82	2,62
Торий—D	$ThD (Pb_{82}^{208})$	Стабильдүү	—	—	—

## § 20. УДААЛАШ РАДИОАКТИВДҮҮ ӨЗГӨРҮЛҮШТҮН ТЕОРИЯСЫ.

Жаратылыштагы радиоактивдүү элементтер радиоактивдүү катарларды пайда кыла тургандыгын биз карап өттүк: баштапкы A элемент B элементке айланат, ал өз иретинде C элементке айланат ж. б., ушинтип,

$$A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow \dots \quad (20,1)$$

ажыроо чынжыры пайда болот. Бул чынжырдагы ар бир элемент өзүнчө турганда (башка элементтерден ажыратылып) анын атомдорунун убакыт боюнча азайышы жөнөкөй экспоненциалдык закон боюнча жүргөнү менен, бул элемент чынжырда генетикалык байланышта болуп турганда анын атомдорунун убакыт боюнча өзгөрүшү бир кыйла татаал закон боюнча жүрөт. Бул татаал закон 1900 ж. Резерфорд менен Содди тарабынан иштелип чыккан жана ал удаалаш радиоактивдүүлүк өзгөрүлүштүн теориясы деп аталат. Бул теорияны карайлык.

(20,1) катардагы A, B, C... элементтердин t моменттеги атомдорунун саны  $N_1, N_2, N_3, \dots$  болсун дейли; тукум башчысы болгон баштапкы A элементтин  $t=0$  моменттеги атомдорунун саны  $N_1(0)$  болсун. Бул радиоактивдүү элементтердин радиоактивдүүлүк турактуулуктарын  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  аркылуу белгилейлик. Анда  $A \rightarrow B$  өзгөрүлүш үчүн

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (20,2)$$

тендемени жазууга болот. Бул тендемени интегралдоо

$$N_1 = N_1(0) e^{-\lambda_1 t} \quad (20,3)$$

экспоненциалдык законго алып келет. Катардын эки мүчөдөн турган  $A \rightarrow B \rightarrow C$  бөлүгү үчүн (20,2) тендемеден башка да

$$\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (20,4)$$

тендемени жазууга болот. Акыркы тендеме болсо, B нын атомдору A нын атомдорунан  $\lambda_1 N_1$  ылдамдык менен пайда болот да,  $\lambda_2 N_2$  ылдамдык менен C нын атомдоруна айланат.



дегендикти билгизет. (20,3) формуланы пайдаланып, (20,4) теңдемени өзгөртүп жазууга болот:

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = N_1(0)e^{-\lambda_1 t} \quad (20,5)$$

Бул сызыктуу бир тектүү эмес дифференциалдык теңдеменин чыгарылышы, анын айрым чыгарылышы менен (частное решение) ал теңдемеден бир тектүү кылып түзүлгөн дифференциалдык теңдеменин жалпы чыгарылышынын суммасына барабар боло тургандыгы бизге жогорку математиканын курстарынан белгилүү. Демек, (20,4) теңдеменин жалпы чыгарылышы

$$N_2 = N_2(0)e^{-\lambda_2 t} + N_1(0) (C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t}) \quad (20,6)$$

болот. Мында биринчи мүчө бир тектүү теңдеменин жалпы чыгарылышы, ал эми экинчи мүчө — бир тектүү эмес теңдеменин айрым чыгарылышы.  $t=0$  моментте  $N_2(0)=0$  болорлугу ачык иш, демек (20,6) формуланын экинчи кошулуусу гана кызыктуу мааниге ээ. (20,6) туюнтманы жана анын I — тартиптеги дифференциалын (20,5) теңдемеге коюп,

$$C_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

экендигин алабыз. Анда

$$N_2 = N_1(0) \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \right)$$

болот.

$t=0$  кезде  $N_2(0)=0$  болгон баштапкы шартты дагы бир жолу пайдаланып,

$$C_2 = -C_1 = -\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

экендигин алабыз. Демек, (20,4) теңдеменин чыгарылышы

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (20,7)$$

болот.

Радиоактивдүү катар  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D$  болгон үч мүчөдөн турса, анда мурунку эки теңдемелерге

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3$$

деген дагы бир теңдеме кошулат. Бул теңдемени өзгөртүп жазабыз:

$$\frac{dN_3}{dt} + \lambda_3 N_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3} N_1(0) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Мунун чыгарылышын

$$N_3 = N_1(0) (C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + C_3 e^{-\lambda_3 t})$$

түрүндө издейбиз. Мындан мурдакы учурдагыдай эле  $C_1, C_2, C_3$  турактууларды аныктасак, анда

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)}, C_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)}, C_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)}$$

болот. Радиоактивдүү катар  $n$  — мүчөдөн турса, анда  $n$ -чи продуктун атомдорунун саны убакыттан төмөндөгүдөй көз каранды болот:

$$N_n = N_1(0) (C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots + C_n e^{-\lambda_n t}).$$

Мында

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \cdot \dots \cdot (\lambda_n - \lambda_1)},$$

$$C_2 = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \cdot \dots \cdot (\lambda_n - \lambda_2)},$$

$$C_n = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \cdot \dots \cdot (\lambda_{n-1} - \lambda_n)}$$

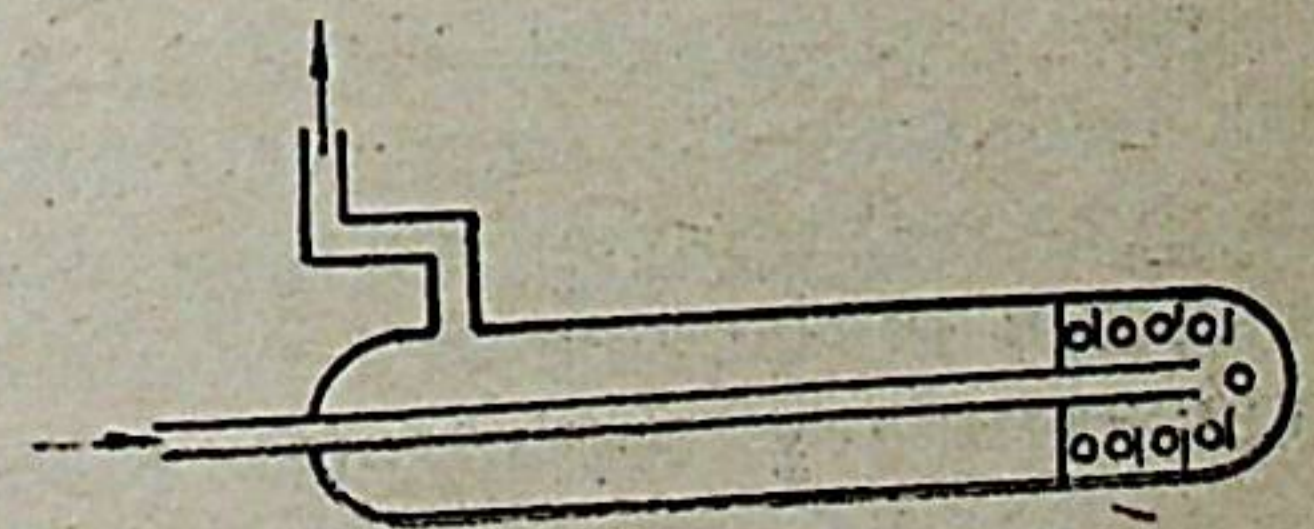
Эми кээ бир жекече учурларды карайлы.

**I-учур.**  $\lambda_1 \ll \lambda_2$  же  $T_1 \gg T_2$  болсун дейлик. Мындан башка дагы  $\lambda_1 t \ll 1$  (баштапкы элемент анчалык чоң ажыроого дуушар болгон жок); анда (20,7) формуланы

$$N_2 \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(0) (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

деп өзгөртүп жазууга болот.

Бул учурду радий ( $T=1622$  жыл) менен андан пайда болгон радонду ( $T=3,825$  күн) алып түшүндүрүүгө болот. 44-сүрөттө көрсөтүлгөн идиште (барбатор) хлордуу радийдин ( $RaCl_2$ ) суулу эритмеси бар дейлик.



44-сүрөт. Хлордуу радийдин суулу эритмеси бар идиш.



Стрелкалар көрсөткөн багытта абаны үйлөтүп, биз радийден пайда болгон радонду идиштен толук чыгара алабыз ( $N_2(0)=0$ ). Эгерде мына ушундан кийин идиштин түтүктөрүнүн эки учун (А жана В чекиттеринде) бүтөп койсок, анда радон идиште төмөнкү закон боюнча чогула баштайт:

$$N_{Rn} = \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Rn}} \cdot N_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} \cdot t})$$

Радондун радийден пайда болуп чогулушу график түрүндө 38-сүрөттө көрсөтүлгөн.  $t \gg T_{Rn}$  ( $t \geq 10T_{Rn} \approx 38$  күн) болгон кезде (20;7) теңдеме

$$N_{Rn} = \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Rn}} \cdot N_{Ra} \quad \text{же}$$

$$\lambda_{Rn} \cdot N_{Rn} = \lambda_{Ra} \cdot N_{Ra}$$

түргө келет. Бул барабардыктын физикалык мааниси мындай: радондун убакыт бирдигиндеги пайда болгон атомдорунун саны ( $\lambda_{Ra} \cdot N_{Ra}$ ) анын ушул эле убакыт бирдигиндеги ажыроого дуушар болгон атомдорунун санына ( $\lambda_{Rn} \cdot N_{Rn}$ ) барабар. Бул учур кылымдык же секулярдык радиоактивдүү тең салмактуулук деп аталат.  $\lambda \cdot N$  көбөйтүндүсү берилген радиоактивдүү элементтин активдүүлүгү деп аталат да, элементтин убакыт бирдик ичиндеги ажыроого дуушар болгон атомдорунун санын көрсөтөт.

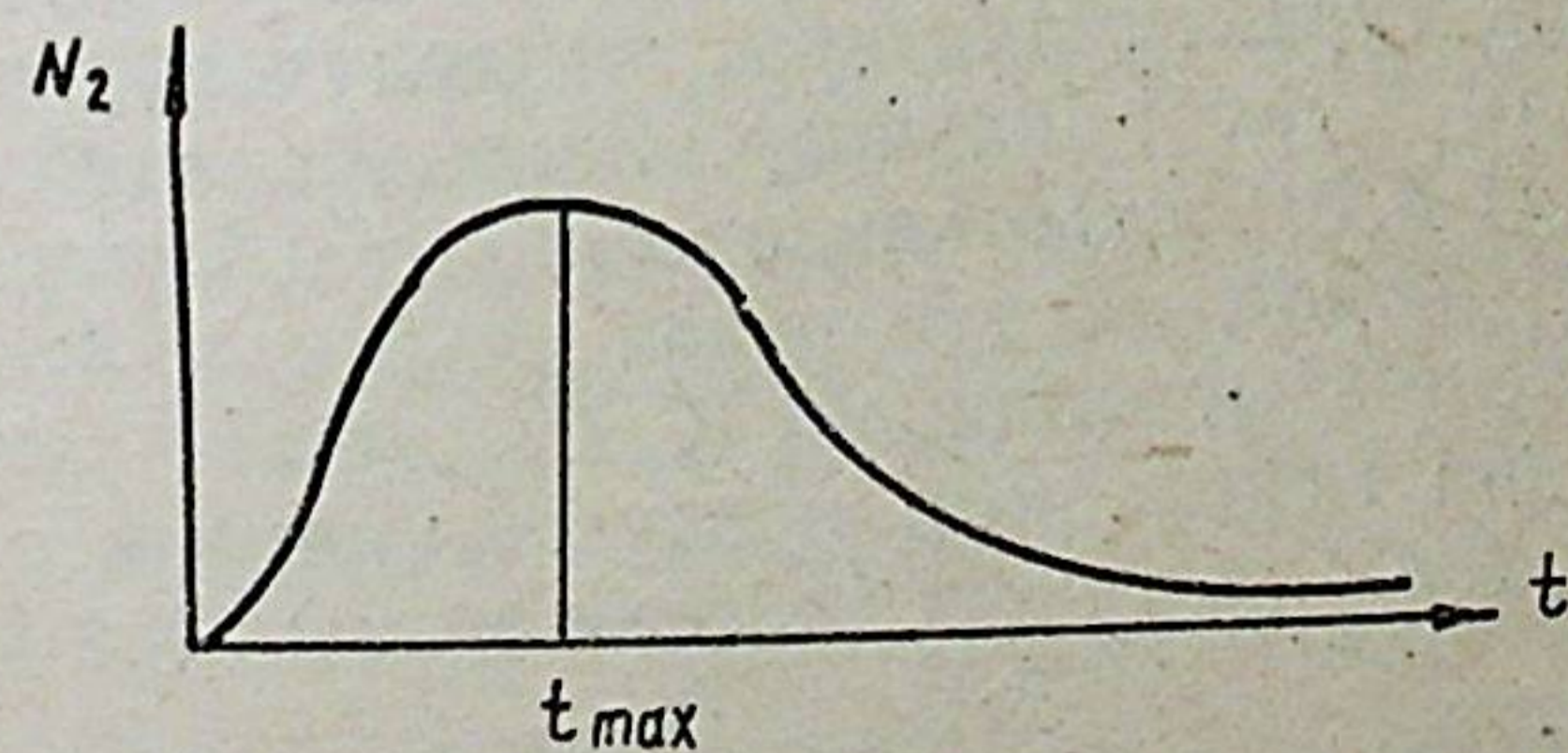
Демек, баштапкы элемент (тубар элемент) менен андан туулуучу кийинки элементтин (туунду элемент) активдүүлүктөрү бири-бирине барабар болуш керек. Бул кылымдык тең салмактуулук катар эки элементтин ортосунда гана эмес, бүтүн радиоактивдүү катарда да болушу мүмкүн. Чындыгында эле тубар элемент менен туунду элементтин ортосундагы тең салмактуулук туунду элементтин жарым ажыроо мезгили менен аныкталат. Ал эми жаратылыштагы радиоактивдүү катарлардагы мүчөлөрдүн жарым ажыроо мезгилдери тукум башчынын ( $U^{238}$ ,  $U^{235}$  же  $Th^{232}$ ) жарым ажыроо мезгилинен кичине. Ошондуктан катардагы эң узак жашаган мүчөнүн мезгилинен чоң, бирок тукум башчысынын мезгилинен кичине убакта катардагы бардык мүчөлөрдүн ортосунда тең салмактуулук пайда болот, б. а. радиоактивдүү катардагы кылымдык тең салмактуулук

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_i N_i = \dots = \lambda_{n-1} N_{n-1} \quad (20,8)$$

шарт менен туюнтулат. Катардагы тең салмактуулук учу-

рунда тукум башчысы менен эң аяккы стабилдүү элементтин атомдору гана убакытка жараша өзгөрмөлүү болот, ал эми ортодогу элементтердин атомдору турактуу бойдон тура берет. Бирок, жаратылыштагы шарттарды геологиялык үлгүлөрдө (минералдарда жана тектерде) радиоактивдүү тең салмактуулук катардын бир же бир нече мүчөлөрүнүн миграциялык процессинин (катардын мүчөлөрүнүн минералдан чыгып кетиши же сырттан келип кошулушу) натыйжасында бузулган болот. Мисалы, көпчүлүк учурларда урандын минералдарынан же тектерден газ түрүндөгү радон бөлүнүп чыгат да, ал минералдардагы тең салмактуулукту бузууга алып келет. Кээ бир учурларда радийдин же торийдин изотоптору жер катмарларындагы суу менен кошо агып, минералдан чыгып кетет да (выщелачивание), андагы тең салмактуулукту бузат. Ушинтип, жаратылыштагы минералдардагы же тектердеги тең салмактуулуктун болушу алардын жакшы сакталышына байланыштуу болот.

**2-учур.** Катардын эки мүчөдөн турган  $A \rightarrow B \rightarrow C$  болгон бөлүгүн карайлык.  $T_1 > T_2$  же  $\lambda_1 < \lambda_2$  болсун дейлик.  $t=0$  болгон моментте элемент В жок; анын атомдору элемент А ажыроого дуушар болгон сайын көбөйө берет да бир убакытта максимумга жетет. Андан кийин ал элементтин атомдору кайрадан азаят, себеби тез ажыроого дуушар болуунун натыйжасында С элементке айланат (45-сүрөт).



45-сүрөт. Өтмө тең салмактуулукка карата.

Ийри сызык максимумга чейин көтөрүлүүгө кеткен  $t_{max}$  убакытты экстремумдун

$$\frac{dN_2}{dt} = 0$$



болгон шартынан табабыз. (20,7) дифференциалдап жана аны нөлгө барабарлап, төмөнкүнү алабыз:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t_{max}} = 1$$

$$t_{max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad \text{же}$$

$\lambda_2 > \lambda_1$  болгондуктан, туунду элементтин (В) мезгилинен бир кыйла чоң болгон  $t$  убакытта кийин  $\lambda_2 t \ll 1$  болот да,  $e^{-\lambda_2 t} \approx 0$  болуп калат. Демек, бул учурда (20,7) формула төмөнкү түргө келет:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1(0)} e^{-\lambda_1 t}$$

же

$$N_{1(0)} e^{-\lambda_1 t} = N_1$$

болгондуктан,

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

Акыркы формула катардын жогорку каралып жаткан бөлүгүндөгү өтмө же жылышма тең салмактуулук абалды белгилейт. Демек, өтмө тең салмактуулук учурунда жана-ша турган эки элементтин атомдорунун катышы баштапкы шарттарга көз каранды болбойт да, турактуу маанисин сактап кала берет. Тубар элемент менен тыгыз байланышта жаткан туунду элементтин атомдорунун саны бул учурда тубар элементтин жарым ажыроо мезгили менен азаят. Бул учурга радон менен радий — Анын ортосундагы тең салмактуулук мисал боло алат.  $Rn$  менен  $RaA$ нын радиоактивдүүлүк турактуулуктары, тиешелүү түрдө,  $2,07 \cdot 10^4$  жана  $3,79 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$  барабар. Радонду радийден бөлгөндөн 5 саат ( $1,8 \cdot 10^3 \text{ сек}$ ) өткөндөн кийин  $RaA$  үчүн  $e^{-\lambda_2 t}$  араң эле  $1,2 \cdot 10^{-3}$  болот, ал эми радон үчүн  $e^{-\lambda_1 t}$  бул убакытта 1 ден көп деле айырмаланбайт (0,99). Демек, 5 сааттан кийин эле радон менен анын продуктыларынын аралашмасы ( $RaA, RaB, RaC$ ) радондун мезгили менен азая баштайт да, болот.

$$\frac{RaA}{Rn} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

3-учур.  $T_1 \ll T_2$  болсун дейлик. Бул учурда  $T_1$  ге караганда көп убакыт өткөндөн кийин тубар элемент практикалык толук ажырап бүтөт, демек туунду элемент кадимки эле экспоненциалдык закон боюнча ажырайт. Бул учурда препараттын активдүүлүгүнүн убакытка жараша өзгөрүшүн график түрүндө тартып, тубар жана туунду элементтердин жарым ажыроо мезгилдерин аныктоо жеңил.

Геологиялык убакыттар бою жашап келген минералдардагы жана тектердеги кылымдык радиоактивдүүлүк тең салмактуулукту изилдеген кезде, катардагы өтө кыска жашоочу радиоэлементтерди эсепке албаса да болот. Мисалы, уран минералдарындагы кылымдык тең салмактуулукту изилдеген кезде уран катары төмөнкү мүчөлөрдөн турат деп эсептөө жетиштүү болот:  $U^{238}$  ( $T=4,49 \cdot 10^9$  жыл),  $U^{234}$  ( $T=2,69 \cdot 10^5$  жыл),  $Th$  ( $T=8,22 \cdot 10^4$  жыл),  $Ra$  ( $T=1622$  жыл),  $RaD$  ( $T=22$  жыл) жана  $Po$  ( $T=139$  күн). Эгер сырткы миграциялык процесстер таасир кылбаса, уран катарында 1 миллионго жакын убакытта толук кылымдык тең салмактуулук орун алыш керек. Бул учурда катардагы мүчөлөрдүн саны турактуу болот дедик; мисалы, толук тең салмактуулук учурда 1 г уранга  $3,4 \cdot 10^{-7}$  г радий жана  $2,2 \cdot 10^{-12}$  г радон туура келет. Демек, толук тең салмактуулук учурунда катардагы мүчөлөрдүн сандары алардын жарым ажыроо мезгилдеринин катышындай катышат.

## § 21. РАДИОАКТИВДҮҮЛҮКТҮН БИРДИКТЕРИ.

Радиоактивдүү элементтердин санын граммдар же миллиграммдар менен туюнтулган масса аркылуу мүнөздөөгө болот. Бирок, бул өтө ыңгайсыз; себеби, аз же өтө аз жашай турган радиоактивдүү элементтердин практикада колдонуулук сандары эң эле кичине. Анын үстүнө, каадада эки ар түрдүү радиоактивдүү элементтерди салыштырганда, граммдар менен туюнтулган массаларын эмес, алардын активдүүлүктөрүн салыштырышат. Ошондуктан радиоактивдүү элементтердин сандарынын ордуна алардын радиоактивдүүлүгүнүн өлчөмүн ченөө кабыл алынган.

Берилген элементтин активдүүлүгүн мүнөздөөчү бирдик радиоактивдүүлүктү биринчи жолу изилдөөчүлөрдүн наамына арналып «кюри» ( $Cu$ ) деп аталат. Адегенде бул бирдик мындай делип аныкталган: «1 г радий менен толук радиоактивдүү тең салмактуулукта жаткан радондун саны 1 кюри делип аталат». Радондун бул саны  $0^\circ C$  жана  $760 \text{ мм H}_2$  учурунда  $0,66 \text{ мм}^3$  көлөмдү ээлейт же  $6,51 \cdot 10^{-6}$  г барабар. 1 г радий секундуна  $3,7 \cdot 10^{10} \alpha$  — бөлүкчө чыгара тургандыгы эң так өлчөөлөрдүн натыйжасында аныкталган. Демек, 1 г радийдин же аны менен тең салмакта жаткан



радондун атомдору секундуна  $3,7 \cdot 10^{10}$  ажыроого дуушар болот. Ошентип,  $1 \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{ажыроо}}{\text{сек}}$ .

Кюри абдан чоң бирдик болгондуктан практикада туунду бирдиктер колдонулат:  $1 \text{ милликюри} = 10^{-3} \text{ кюри}$  жана  $1 \text{ микрокюри} = 10^{-6} \text{ кюри}$ . Өлчөөлөрдүн жана салмактардын Севрдеги (Париждин жанында) Эл аралык бюросундагы 21,09 г хлордуу радий менен тең салмакта турган радон Эл аралык стандарт катарында кабыл алынган. Ал эми бул стандарттан экинчи тартиптеги эталондор жасалып, алар бардык өлкөлөргө таратылган.

Жогоруда келтирилген аныктоо адегенде радондун санын баамдоо үчүн колдонулгандыгы түшүнүктүү. Бирок, 1930-жылы радий стандарттары боюнча Эл аралык комиссия бул бирдикти башка  $\alpha$  активдүү элементтердин активдүүлүгүн (же санын) өлчөө үчүн жайылтууну сунуш кылды. Ал эми кийинчерээк ушул эле бирдикти  $\beta$  бөлүкчө чыгарган элементтердин активдүүлүгүн өлчөө үчүн да колдонуу шартталды. Ошондуктан, «кюри» секундуна  $3,7 \cdot 10^{10}$  ажыроого дуушар болгон ар кандай радиоактивдүү элементтин активдүүлүгүн (же секундуна  $3,7 \cdot 10^{10}$  ажыроого дуушар болуучу радиоактивдүү элементтин санын) көрсөтүүчү бирдик катарында кабыл алынды.

Демек, радиоактивдүү элементтин санын мындай бирдик менен ченөөнүн негизинде, ар кандай радиоактивдүү элементтин бир кюриге туура келүүчү массасы төмөндөгүдөй табыла тургандыгын жеңил эле түшүнүүгө болот

$$m_x = \frac{12 \cdot M_x \cdot T_x}{M_{Ra} T_{Ra}} \quad (21,1)$$

мында  $M_{Ra}$  жана  $T_{Ra}$  — радийдин атомдук салмагы жана жарым ажыроо мезгили,  $M_x$  жана  $T_x$  — берилген ар кандай элементтин ошол эле параметрлери.

Мындан да тагыраак  $m_x$  масса төмөнкү катыштан эсептелип чыгуусу мүмкүн:

$$m_x = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot M_x}{\lambda_x \cdot N} \quad (22,2)$$

Мында  $N$  — Авагадро саны.

Ар кандай радиоактивдүү элементтин активдүүлүгүн (же санын) ченөө үчүн кийинки убакта «резерфорд» ( $rd$ ) деген жаңы бирдик киргизилип, ал секундуна  $10^6$  ажыроого дуушар болгон атомдорго барабар ( $rd = 10^6$  ажыроо) делип

аныкталган. Бирок, бул бирдик азыркы убакка чейин кеңири колдонулбай жүрөт. Эки бирдиктин ортосундагы байланыш:  $1 \text{ mCi} = 37rd$ .

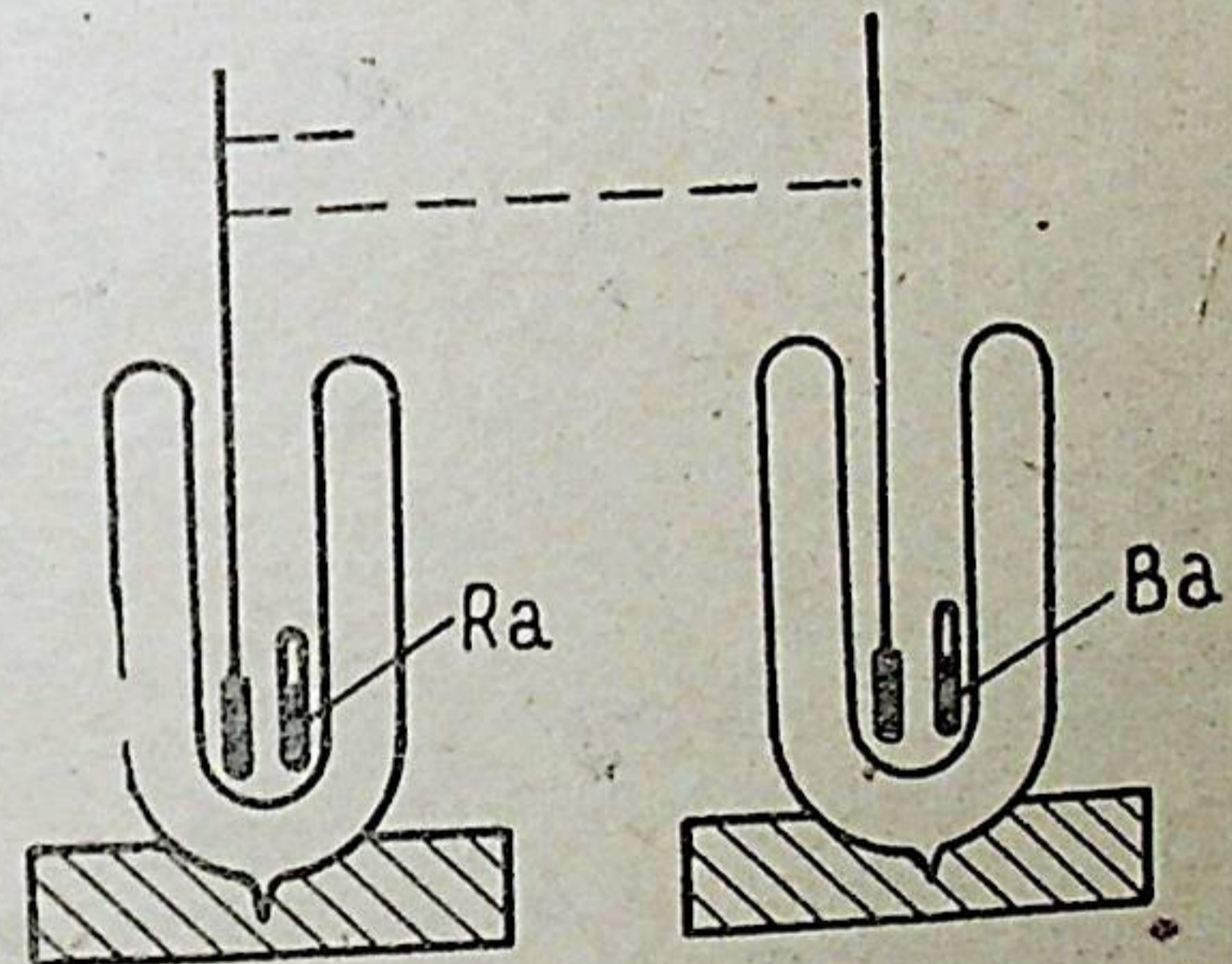
## § 22. РАДИОАКТИВДҮҮ НУР ЧЫГАРУУНУН ЭНЕРГИЯСЫ.

Радиоактивдүү элементтер чыгарган  $\alpha$  —  $\beta$  —  $\gamma$  — нурлар айлана-чөйрөдөгү заттарга сиңип калышат да, аларга өздөрүнүн кинетикалык энергиясын беришип, температурасын жогорулатышат. Демек, радиоактивдүү элементтер бар заттар (минералдар, тектер) чөйрөдөгү башка заттарга караганда дайым жогору температурада болушат. Бирок ал заттын температурасынын жогорулашы анын жылуулук сыйымдуулугуна жана жылуулук изоляциясына көз каранды болот.

Бул жылуулук эффекти 1903-жылы П. Кюри менен А. Ляборд байкашкан. Алардын тажрыйбасы эң жөнөкөй болгон. Кичинекей дьюар идишине радийдин препараты коюлуп, анын жанына термометр жайлаштырылган; ушуга эле окшош экинчи бир идишке да термометр жайлаштырып, радийдин ордуна барий коюлган (46-сүрөт). Радийи бар дьюардагы термометр экинчи термометрге караганда жогорку температураны көрсөткөн.

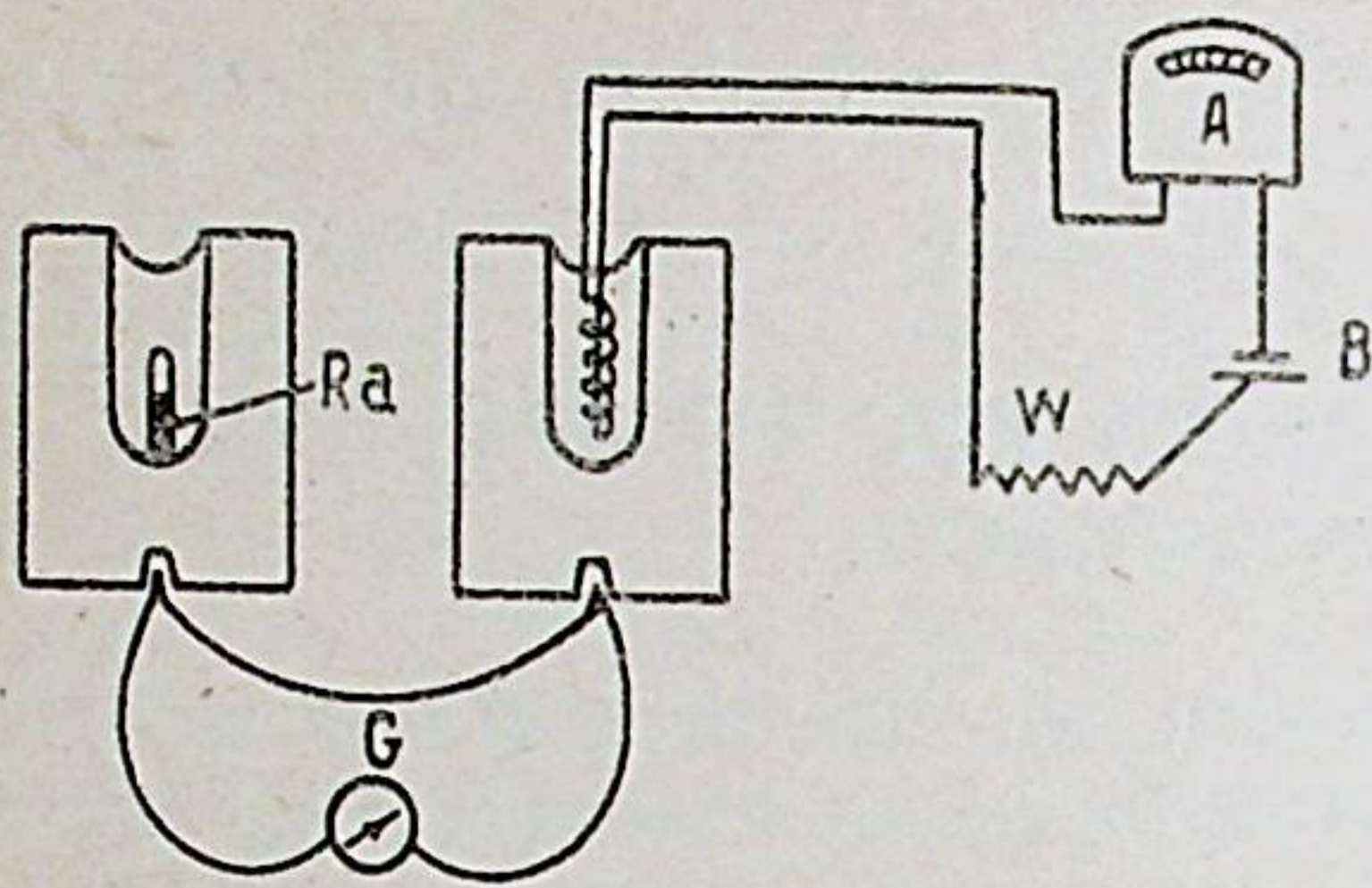
Радиоактивдүү элементтер пайда кылган жылуулуктун санын аныктоо үчүн атайын калориметрлер жасалган. Мындай калориметрдин бири 47-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Эки калың керегелүү жез блоктору алынып бирөөнө радиоактивдүү препарат, экинчисине — ток менен ысытуучу спираль жайлаштырылган. Эки блок тең жылуулукту сыртка өткөрбөөчү кыбыкчага коюлуп, ар бири термометр менен байланыштырылган. Блоктордун температура-



46-сүрөт. Радийдин жылуулук эффектин байкоо жөнүндөгү Кюри менен Лябордун тажрыйбасы.





47-сүрөт. Радиоактивдүү элементтер бөлүп чыгарган энергияны аныктоо үчүн колдонгон калориметрлердин өз ара жайлануу схемасы.

кезде  $\beta$  элементтен спираль аркылуу ток өткөзсөк, анда оң жактагы термопара жылыйт да, гальванометрдин чынжырындагы токтун күчүн, спиралдын каршылыгын жана убакытты билип, радиоактивдүү препарат бөлүп чыгарган жылуулукту эсептеп чыгарууга болот.

Өтө тактык менен жүргүзүлгөн тажрыйбалар, өзүнүн радий —  $C'$  ка чейинки продуктылары менен тең салмактуулукта турган 1 г радий — элемент,  $\alpha$ — $\beta$  — нурлары толук, ал эми  $\gamma$  нурлары 18 процентке чейин гана сиңген кезде  $132,3 \text{ кал/саат} = 0,1539 \text{ ватт}$  энергия бөлүп чыгара тургандыгын көрсөттү. Эгерде  $\gamma$  — нурлардын толук энергиясын эсепке алсак, анда жогорку цифра  $137,9 \text{ кал/саат}$  болуп жогорулайт. Продуктыларынан ажыратылган жалгыз гана радий  $25,5 \text{ кал/саат}$  жылуулук бөлүп чыгарардыгы да тажрыйбадан табылды; ал эми продуктылар пайда кылган жылуулук

$$Rn + RaA + RaB + Ra(C' + C'') = 107,1 \text{ кал/саат}$$

Радиоактивдүү элементтер бөлүп чыгарган энергия бөлүнүп чыккан бөлүкчөлөрдүн кинетикалык энергиясы түрүндө болот.  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн үлүшүнө туура келүүчү энергияны эсептеп чыгуу жөнөкөй жана керектүү. Эгерде  $\alpha$  бөлүкчөнүн ылдамдыгы  $U$  жана секундуна бөлүнүп чыккан бөлүкчөлөрдүн саны  $n$  болсо, анда алардын энергиясы  $n \cdot \frac{mv^2}{2}$  болот.  $\alpha$  бөлүкчө бөлүнүп чыкканда  $M$  массалуу атом артка жылат да (мылтык сыяктуу),  $V$  ылдамдыкка ээ

лары бирдей болгон кезде  $G$  гальванометрдин чынжырында ток жок болгондой кылынып, эки термопара бири-бирине бет-бет улаштырылган. Радиоактивдүү препарат чыгарган жылуулуктун таасири менен сол жаккы термопара жылыт да, гальванометрдин чынжырында ток пайда болот. Эгерде ушул

ток өткөзсөк, анда оң жактагы термопара жылыйт да, гальванометрдин чынжырындагы токтун күчүн, спиралдын каршылыгын жана убакытты билип, радиоактивдүү препарат бөлүп чыгарган жылуулукту эсептеп чыгарууга болот.

болот. Кыймыл санынын сакталуу закону боюнча  $MV = m \cdot v$ . Демек, атомдун артка жылуу кинетикалык энергиясы

$$\frac{1}{2} Mv^2 = \frac{1}{2} M \frac{m^2 v^2}{M^2} = \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{2} mv^2$$

Ушинтип,  $\alpha$  — ажыроодогу бөлүнүп чыккан толук энергия  $n \cdot \frac{mv^2}{2} \cdot (1 + \frac{m}{M})$ . Ал эми бир сааттагы бөлүнүп чыккан жылуулук:

$$Q = n \cdot \frac{mv^2}{2} \left(1 + \frac{m}{M}\right) \cdot \frac{3600}{T}$$

Мында  $J = 4,18 \cdot 10^7 \text{ эрг/кал}_{15^\circ}$  — жылуулуктун механикалык эквиваленти.

Радийдин  $\alpha$  — бөлүкчөлөрүнүн ылдамдыгы  $U = 1,5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ . демек,  $\frac{mv^2}{2} = 7,53 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$ ,  $\frac{m}{1-M} = \frac{4}{226}$ , 1 г радий үчүн  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$ . Ушинтип, 1 г радий бөлүп чыгарган жылуулук

$$Q = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 7,5 \cdot 10^{-6} \left(1 + \frac{4}{226}\right) \cdot \frac{3600}{4,18 \cdot 10^7} = 24,5 \text{ кал/саат}$$

Өзүнүн продуктылары менен тең салмакта жаткан 1 г радий бөлүп чыгарган энергиянын балансы № 10 таблицада келтирилген.

10-таблица

Элемент	Жылуулук саны, кал/саат менен			Сумма
	$\alpha$ -нулар	$\beta$ -нурлар	$\gamma$ -нурлар	
Радий	24,5	—	0,96	25,5
Радон	27,9	—	—	27,9
Радий—А	30,6	—	—	30,6
Радий—В	—	1,3	0,86	2,2
Радий— ( $C' + C''$ )	39,7	4,3	7,70	51,7
Сумма	122,7	5,6	9,5	137,9



Радиоактивдүү элементтер бөлүп чыгарган жылуулуктун Жердин жылуулук режими үчүн мааниси өтө чоң. Радиоактивдүү элементтердин көпчүлүк запастары Жердин ички катмарларында, ал эми жердин жылуулук изоляциясы жакшы; ошондуктан жылуулуктун бул булагы жердин ички катмарларындагы геологиялык процесстер үчүн абдан маанилүү.

1 г радий менен тең салмакта жаткан уран катарындагы элементтер:  $UI+UII=52$  кал/саат  $JO=23,6$  кал/саат  $Ро=27,2$  кал/саат жылуулук бөлүп чыгарарлыгы тажрыйба жүзүндө табылды. Эгерде  $UX_1, UX_2, UZ, RaD$  жана  $RaE$  жалпысынан 30 кал/саат жылуулук бөлүп чыгарат десек, анда 1 г радий менен тең салмакта жаткан уран катарындагы элементтер болжол менен 270 кал/саат жылуулук бөлүп чыгара тургандыгын табабыз. Тең салмактуулук катыш  $\frac{Ra}{U} = 3,4 \cdot 10^{-7}$  г болгондуктан, өзүнүн туундулары менен тең салмактагы 1 г уран  $270 \cdot 3,4 \cdot 10^{-7} = 9,2 \cdot 10^{-5}$  кал/саат жылуулук бөлүп чыгарат. Актиноурандын катарындагы элементтер бөлүп чыгарган жылуулук бул сандын 4,6 процентине барабар, себеби актиноурандын активдүүлүгү уран — 238-тин активдүүлүгүнүн 4,6 процентине барабар, ошондуктан урандын эки изотобунан пайда болгон эки катардагы элементтердин бары саатына  $10^{-4}$  кал га жакын жылуулук берет (1 г уранга туура келген), б. а. 1 г уран бардык туундулары менен бирге саатына  $10^{-4}$  кал. жылуулук бөлүп чыгарат.

Ушундай эле эсептөөлөрдүн жардамы менен 1 г торий өзүнүн туундулары менен бирге саатына  $2,2 \cdot 10^{-5}$  кал жылуулук бере тургандыгы табылды.

Радиоактивдүү элемент толук ажырап бүткөндөгү бөлүп чыгарган жылуулуктун санын табуу үчүн, убакыт бирдигиндеги бөлүнүп чыккан жылуулуктун санын ал элементтин орточо жашоо убактысына көбөйтүү керек. Туундулары жок 1 г радий саатына болжол менен 25 кал жылуулук берет, ал эми радийдин орточо жашоо убактысы 2317 жыл болгондуктан 1 г радий толук ажырагандагы жылуулук

$$25 \cdot 2317 \cdot 365 \cdot 24 = 5,1 \cdot 10^8 \text{ кал.}$$

Ал эми 1 г радий толук ажырап бүткөндө өзүнүн туундулары менен  $170 \cdot 2317 \cdot 365 \cdot 24 = 3,4 \cdot 10^9$  кал жылуулук бөлүп чыгарат, б. а. бир грамм-атом радий бөлүп чыгарган жы-

луулук  $226 \times 3,4 \cdot 10^9 = 7,7 \cdot 10^{11}$  кал. 1 грамм-атом уран толук ажыраганда  $1,2 \cdot 10^{12}$  кал, ал эми 1 грамм-атом торий толук ажыраганда  $1,1 \cdot 10^{12}$  кал жылуулук бөлүнүп чыгат. Бул жылуулук абдан чоң, бирок ал эң узак убакытта бөлүнүп чыгат, себеби уран менен торий абдан узак жашашат. Экинчи жактан уран менен торийдин запастары көп болгондуктан, жаратылыштагы радиоактивдүү элементтер бөлүп чыгарган жылуулук да чоң болуп, ал жердин жылуулук режимине тиешелүү таасир бере тургандыгына ишенебиз.

#### Адабияттар

1. Э. В. Шпольский. Атомная физика, т. II, ГИТТЛ, 1952. (19-глава).
2. М. Кюри. Радиоактивность. ГИТТЛ, 1962 (экинчи бөлүк).
3. С. Е. Бреслер. Радиоактивные элементы. ГИТТЛ, 1957 (2,5-главалар).
4. В. Ридлер. Введение в ядерную физику. ГИИЛ, 1948 (3,4-главалар).
5. В. И. Баранов. Радиометрия. Изд. АН СССР, 1955. (1, 2, 4-главалар).
6. А. Н. Мурип. Введение в радиоактивность. Изд. ЛГУ, 1955 (3, 5, 6, 7-главалар).



## IV ГЛАВА. ООР ЯДРОЛОРДУН БӨЛҮНҮШҮ.

### § 23. ООР ЯДРОЛОРДУН БӨЛҮНҮШҮНҮН АЧЫЛЫШЫ.

Протондор, нейтрондор, альфа бөлүкчөлөр же дейтерондор өңдүү ылдамдатылган бөлүкчөлөр ядролорго тийгенде бир кыйла ядролук реакциялар пайда болот. Оор ядролор үчүн (жок дегенде  $A > 100$  болгон ядролор үчүн) ядролук реакциялардын дагы бир түрү — сыныктарга бөлүнүү. Эксперимент жүзүндө оор ядролордун мындай сыныктарга бөлүнүшү 1938—1939-жылдары ачылган. Бул ачылыш өзүнүн мааниси боюнча адам баласынын тарыхындагы эң чоң ачылыштардын (мисалы, оттун ачылышы) катарына коюла алат жана ал физика менен химия илимдериндеги эң чоң ачылыштардын бири болуп эсептелет.

Урандын ядролорунун бөлүнүшүнүн ачылышына алып келген изилдөөлөрдү 1934-жылы Э. Ферми жана анын кызматкерлери башташкан. Алар уранды кашаң жана ылдам нейтрондор менен урдурушуп, бул учурда ар түрдүү ажыроо мезгилдерге ээ болгон бир нече радиоактивдүү изотоптордун (10 го жакын) пайда болгондугун байкашкан. Адегенде бул жарым ажыроо мезгилдердин бир бөлүгү нейтрондордун аракети менен урандын ядролорунан пайда болгон жаңы жасалма радиоактивдүү изотопторго тиешелүү, ал эми калгандары болсо алардын ажырашынан пайда болгон продуктыларына тиешелүү деген пикир айтылган эле. Бирок химиялык изилдөөлөр бул пикирдин туура эмес экендигин жана пайда болгон жаңы радиоактивдүү изотоптор катар номери 86 менен 92 нин ортосунда жаткан элементтердин бирөөнүн да изотопу эмес экендигин көрсөттү. Мына ушул себептен уранды нейтрондор менен урдурганда катар номери 92 ден чоң болгон трансурандык (урандан кийин жаткан) элементтер пайда болот деген жанылыш корутунду чыгарылган эле. Буга карабастан уранды нейтрондор менен урдуруу боюнча жүргүзүлгөн тажрыйбалар бир катар лабораторияларда улантыла баштаган.

1938-жылы француздук окумуштуулар И. Кюри менен Савич нейтрондор менен урдурулган уранды анализдешип, андан жарым ажыроо мезгили 3,5 саат болгон жаңы элементти ачышкан. Химиялык изилдөөлөрдүн натыйжасында, алар мезгили 3,5 саат болгон бул жаңы радиоактивдүү элемент лантандын ( $Z=57$ ) изотобу экендигин далилдешкен; бирок, нейтрондор менен урдурганда урандан кантип лантан пайда боло тургандыгын түшүнүшкөн эмес.

Ошол эле жылы немецтик изилдөөчүлөр Ган, Мейтнер, жана Штрассман, ошол эле Кюри менен Савичтин тажрыйбаларын кайталашып, мезгили 3,5 саат болгон радиоактивдүүлүк барийге ( $Z=56$ ) тиешелүү экендигин, ал эми лантан болсо, радиоактивдүү ажыроонун натыйжасында батан кийден пайда боло тургандыгын далилдешкен. Андан кийин алар торийди ылдам нейтрондор менен урдурушуп, бул учурда да барий пайда боло тургандыгын көрсөтүшкөн. Кашаң жана ылдам нейтрондор менен урдурулган уран менен торийден, барийден башка да, стронцийдин, иттрийдин, ксенондун, криптондун ж. б. элементтердин радиоактивдүү изотоптору пайда боло тургандыгы кийинки анализдердин натыйжасында белгилүү болгон. Ушинтип, оор элементтердин ядролорун кашаң жана ылдам нейтрондор менен урдурганда мезгилдүү системанын ортосунда ( $Z=34-74$  чектеринде) жаткан элементтердин бир кыйла радиоактивдүү изотоптору пайда боло тургандыгы ачык түшүнүктүү болду. Мына ушундан улам нейтрондордун аракети астында оор ядролордун сыныктарга (жеңилірээк элементтердин ядролорун түзүүчү) бөлүнүшү жөнүндө туура корутундулар жасалган.

Эгерде нейтрондордун аракети менен урандын ядросу чындыгында эле эки чоң сыныктарга бөлүнө турган болсо, анда бул процесс чоң сандагы ядролук энергиянын бошоп чыгуусу менен бирге жүрүшү керек. Буга мындай жөнөкөй ой жүгүртүүлөр менен ишенүүгө болот. Оор ядро бөлүнгөн моментте сыныктар ортосунда ядролук күчтөр аракет кылбаганчалык аралыкка бири-биринен алыстап кетишти дейлик. Демек, бул учурда ал ядролор — сыныктар Кулондун закону боюнча гана бири-биринен түртүлүшөт; ошондуктан заряддары  $Z_1$  жана  $Z_2$  болгон ал ядролордун электростатикалык түртүлүш энергиясы

$$U = \frac{Z_1 Z_2 \cdot e^2}{r}$$

болот. Мында  $r$  оор ядро бөлүнгөн моменттеги сыныктардын



ортосундагы аралык. Болжол менен  $Z_1 = Z_2 = 46$ , ал эми  $r = 1,8 \cdot 10^{-12}$  см десек, анда урандын бир ядросу бөлүнгөндөгү бошогон энергия

$$U = \frac{46^2(4,8)^2 \cdot 10^{-20}}{1,8 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 1,67 \cdot 10^8 \text{ эв.} = 167 \text{ Мэв.}$$

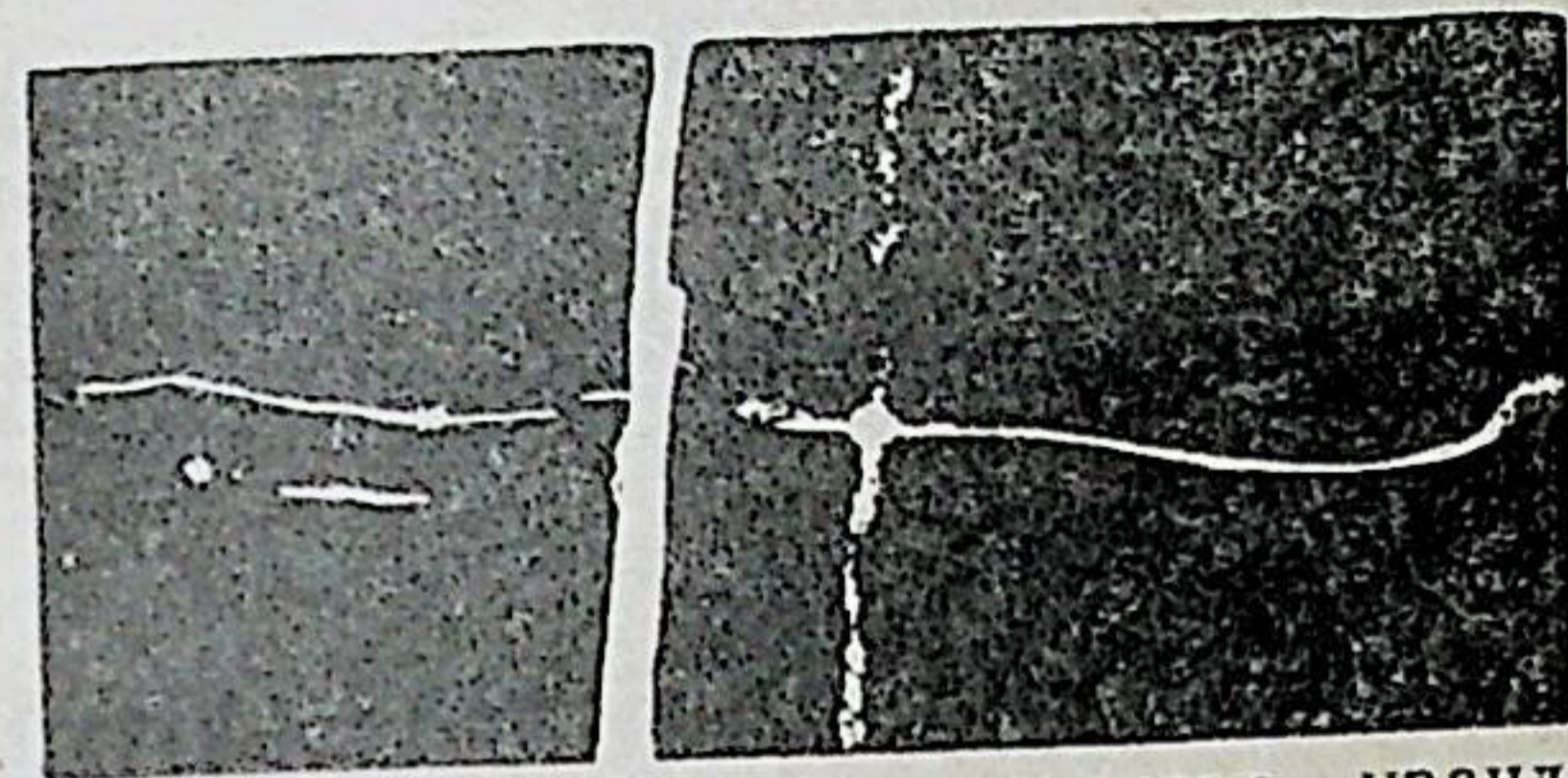
го барабар болот.

Эгерде урандын ядросундагы жана бөлүнүүдөн пайда болгон массалык саны  $A = 100 - 140$  болгон ядролордогу бир бөлүкчөгө туура келүүчү байланыш энергиялардын айырмасын эске алсак деле, болжол менен ушундай натыйжага келүүгө болот. Орточо массалуу ядролорго салыштырганда мезгилдүү системанын аягындагы оор элементтердин байланыш энергиясы болжол менен 1 Мэв го азая тургандыгы белгилүү (§ 7 ты караңыз). Ошондуктан урандын ядросу орточо массалуу эки ядрого бөлүнгөн кезде болжол менен 1 Мэв х 238, б. а. 200 мэв чамасындагы энергия бошоп чыгуусу керек.

Бул корутундулар эксперимент жүзүндө О. Фриш менен Л. Мейтнер дин тажрыйбаларынын натыйжасында далилденген. Бул тажрыйбалардын коюлушу мындай: ички бети урандын окиси ( $U_3O_8$ ) менен капталган кичине ионизациялык камера сызыктуу күчөткүч жана осциллограф менен улаштырылган. Эгерде бул камерага ( $Rn + Be$ ) нейтрондук булакты жакындатса, анда осциллографта минутасына 10—30 ионизациялык чоң импульстар пайда болгондугу көрүнгөн. Бул импульстарды урандын ядросу бөлүнгөндөгү пайда болгон чоң энергиялуу сыныктар пайда кылат деп айтууга толук негиз болгон, себеби колдонулган сызыктуу күчөткүчтүн жардамы менен  $\alpha$  — бөлүкчөлөр пайда кылган импульстарды осциллографтан байкоого мүмкүн эмес болгон. Экинчи жактан, эгерде уранды же нейтрондук булакты алып таштаса, анда осциллографта эч импульстар пайда болгон эмес. Мына ушундан, нейтрондордун аракети менен урандын ядролорунун бөлүнүшү жөнүндөгү корутунду туура экендиги ырасталган. Эгерде нейтрондук булакты парафин менен ороп койсо, анда осциллографтан көрүнүүчү импульстардын саны эки эсе көбөйгөн. Демек, мындан: урандын ядролорунун бөлүнүшү үчүн кашаң нейтрондор өтө маанилүү ролду ойнойт деп айтууга мүмкүн болгон.

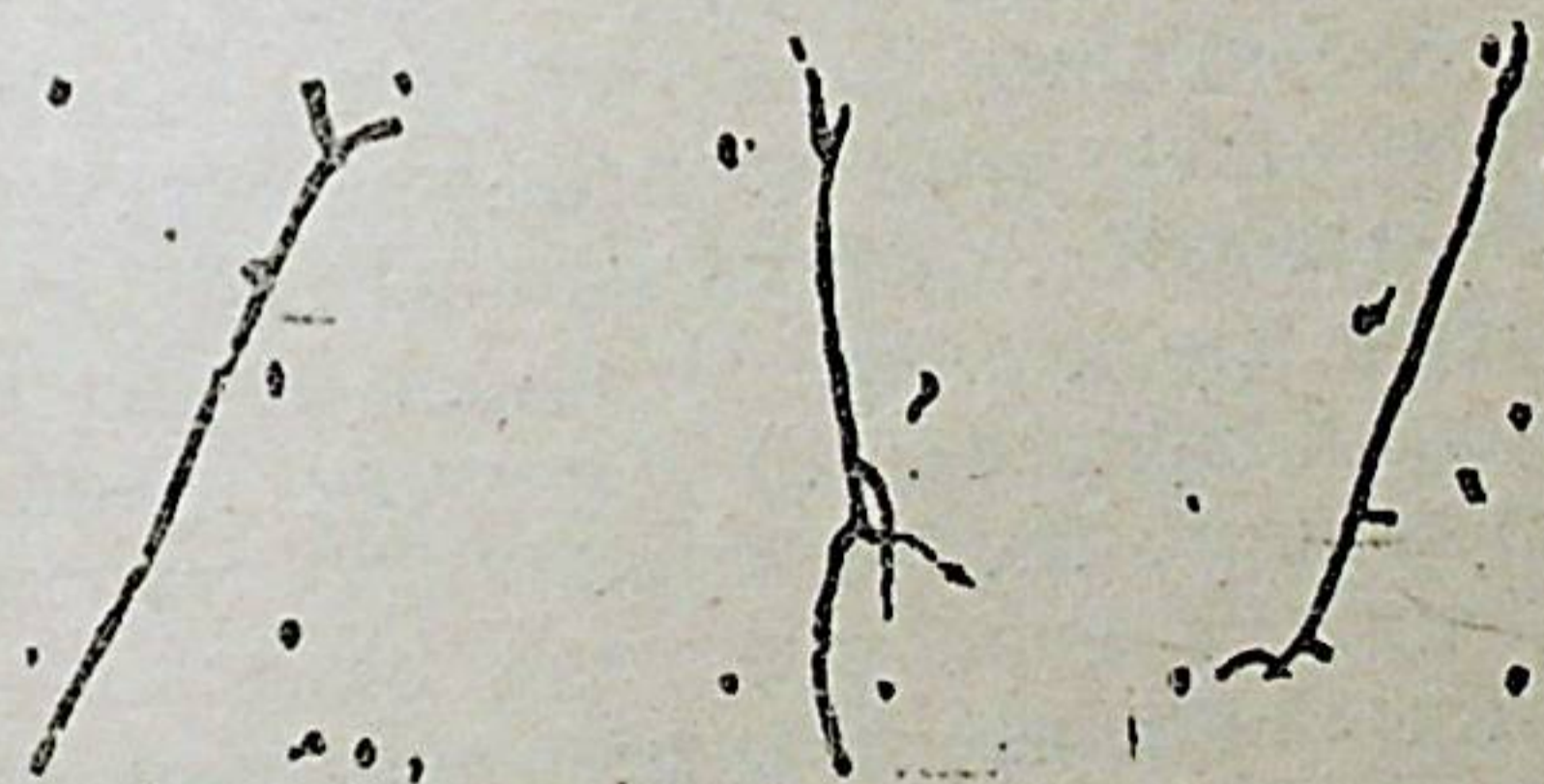
Оор ядролордун бөлүнүү процесси Вильсондун камерасында да байкалган. Сыныктар бул учурда камеранын ичин-

де салыштырмалуу кыска жана абдан жазы трэкттерди калтырат; бул трэкттер  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн трэкттеринен жеңил эле айырмаланат. 48-сүрөттө урандын ядросунун эки бөлүккө бөлүнүшүнүн сүрөтү келтирилген. Анда карама-каршы багыттар боюнча учуп чыгуучу эки оор бөлүкчөлөрдүн издери даана көрүнүп турат (уран калыңдыгы 1 см).



48-сүрөт. Вильсондун камерасында тартылган урандын ядросунун бөлүнүшү.

болгон алюминий пластинкасына капталган; камерадагы басым 30 см Hg). 49-сүрөттө урандын ядросунун бөлүнүшүнүн калың эмульсиялуу фотопластинка методунун жардамы менен тартылган сүрөт көрсөтүлгөн. Бул сүрөттөрдөн сыныктардын калтырган издери протондун же  $\alpha$  — бөлүкчөнүн издеринен алда канча жазы экендиги байкалат.



49-сүрөт. Калың эмульсиялуу фотопластинкалар методу менен тартылган урандын ядролорунун бөлүнүшү.

1939-жылы жүргүзүлгөн теориялык эсептөөлөр кашаң нейтрондордун аракети менен урандын массалык саны 235 болгон ( $U^{235}$ ) изотобу бөлүнө тургандыгын көрсөткө эле. Мындай корутундудан кийин масса-спектрографтын жардамы менен жаратылыштагы урандан анчалык чың эмес сандагы таза  $U^{235}$  ажыратылып алынып, анын нейтрондордун аракети менен бөлүнүүгө жөндөмдүүлүгү изи-



денген. Бул изилдөөлөр жылуулук нейтрондордун аракетинен менен чындыгында эле  $U^{235}$  бөлүнө тургандыгын жана  $U^{235}$  бөлүнүүгө карата чоң эффективдик кесилишке (400—500 барн) ээ экендигин ырастады. Ушул эле тажрыйбалардын натыйжасында,  $U^{235}$  бөлүнгөндө чоң сандагы энергия бошоп чыгуудан башка да, ар бир акт бөлүнүүдө 2—3 эркин нейтрондор (орто эсеп менен 2,5) пайда боло тургандыгы аныкталган.

Урандан ички ядролук энергияны бошотуп алуу үчүн уланма ядролук реакцияны ишке ашырууда мына ушул бошоп чыккан эркин нейтрондордун мааниси абдан чоң экендигин биз кийинки параграфтардан көрөбүз.

## § 24. ООР ЯДРОЛОРДУН БӨЛҮНҮШҮНҮН ТЕОРИЯСЫ.

§ 8 та каралган ядронун тамчыдай моделинин көз карашынан оор ядролордун сыныктарга бөлүнүү процессин анализдейлик.

Эгерде заряды  $Z$  жана массалык саны  $A$  болгон бөлүнүүчү ядрону  $Z^A$  аркылуу белгилесек, анда ядронун бөлүнүү реакциясын мындай схема боюнча жазууга болот:

$$Z^A = Z_1^{A_1} + Z_2^{A_2} \quad (Z = Z_1 + Z_2, \quad A = A_1 + A_2) \quad (24,1)$$

Бөлүнүү процессинин зарыл болгон шарты болуп реакция учурунда энергиянын бошоп чыгуусу эсептелет. Ошондуктан адегенде процесстин энергиялык жагын карайлык.

§ 8 та айтылгандай, ядронун жалпы энергиясы төмөнкү факторлор менен аныкталат: 1) ядронун өзүнүн массасы менен шартталган энергия; 2) ядродогу нуклондордун  $A$  санына пропорциялуу болгон ядролук күчтөр менен аныкталуучу энергия (ядролук энергия); 3) ядро — тамчынын үстүнкү беттик тартылышы менен аныкталуучу энергия (беттик энергия) жана 4) оң заряддуу протондордун ортосундагы кулондук түртүлүү күчтөрү менен аныкталуучу энергия (электростатикалык энергия). Башкача айтканда, бөлүнүүчү  $Z^A$  ядронун жалпы энергиясы

$$E = (Zm_p + Nm_n) \cdot c^2 - aA + 4\pi\sigma R^2 + \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \quad (24,2)$$

формула менен аныкталат.

(24,1) реакция учурунда нуклондордун жалпы саны өзгөрбөйт; ошондуктан ал реакциянын энергиялык балан-

сы акыркы эки факторлордон, б. а. беттик энергия менен электростатикалык энергиянын өзгөрүлүштөрүнүн ортосундагы катыштан көз каранды болот.

Берилген  $Z$  ядро тепетең эки бөлүккө бөлүнөт, б. а.  $Z_1 = Z_2 = \frac{Z}{2}$  жана  $A_1 = A_2 = \frac{A}{2}$  дейлик (бул болжолдоо эксперименталдык натыйжалар менен анчалык дал келбейт) жана ушул учурдагы бөлүнүү реакциясынын энергиялык балансын эсептейлик.

Ядролук материянын тыгыздыгы бардык ядролор үчүн турактуу болгондуктан бөлүнүүчү  $Z^A$  ядронун көлөмү пайда болгон жаңы эки ядролордун ( $Z_1$  жана  $Z_2$ ) көлөмдөрүнүн суммасына барабар болот. Демек,

$$V = V_1 + V_2 = 2V_1 \text{ (же } 2V_2)$$

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = 2 \cdot \frac{4}{3}\pi R_1^3, \quad \text{мындан } R_1 = \frac{R}{\sqrt[3]{2}} \quad (24,3)$$

$Z^A$  ядронун жогоруда айтылгандай тепетең эки бөлүккө бөлүнө тургандыгын жана (24,3) шартты эске алсак, анда  $Z_1^{A_1}$  жана  $Z_2^{A_2}$  ядролордун энергияларынын суммасы:

$$E^1 = 2 \left[ (Z_1 m_p + N_1 m_n) \cdot c^2 - aA_1 + 4\pi\sigma R_1^2 + \frac{3}{5} \frac{(Z_1 e)^2}{R_1} \right] = \\ = (Zm_p + Nm_n)c^2 - aA + \frac{8\pi\sigma R^2}{\sqrt[3]{4}} + \frac{6}{5} \cdot \frac{\sqrt[3]{2}}{4} \cdot \frac{(Ze)^2}{R} \quad (24,4)$$

болот. (24,2) жана (24,4) барабардыктардан энергиялардын айырмасын табабыз:

$$\Delta E = E - E^1 = 4\pi\sigma R^2 (1 - \sqrt[3]{2}) + \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt[3]{4}} \right) \quad (24,5)$$

Мындагы биринчи мүчө терс, ал эми экинчи мүчө оң. Физикалык жактан бул натыйжа толук түшүнүктүү. Чындыгында эле, ядро — тамчыны тепетең эки бөлүккө бөлгөндө көлөм турактуу бойдон сакталып калат; бирок, пайда болгон эки ядро — тамчылардын беттик аянттарынын суммасы баштапкы ядро — тамчынын беттик аянтынан чоң болот:

$$2 \cdot 4\pi R_1^2 - 4\pi R^2 = 4\pi R^2 (\sqrt[3]{2} - 1) = 0,26 \cdot 4\pi R^2,$$

б. а. беттик аянт 26 процентке чоңоюп кетет. Демек, беттик энергиянын өзгөрүшү боюнча гана караганда бөлү-



нүү энергиялык жактан пайдасыз процесс болуп эсептелет; бул көз караштан алганда эки тамчыны кошуп бир тамчыга бириктирүү энергиялык жактан пайдалуу. Мына ушунун натыйжасында, жөнөкөй эле суюктуктун, мисалы сымалтын, эки тамчысын бири-бирине жакындаткан кезде алар жеңил эле биригип кетишет.

(24,5) формуланын экинчи мүчөсү бөлүнүү процессиндеги электростатикалык энергиянын өзгөрүшүн эске алат. Бул электростатикалык энергиянын өзгөрүшүнө караганда ядронун бөлүнүшү энергиянын бошоосу үчүн пайдалуу процесс болуп эсептелет.

Советтик физик Я. И. Френкель жана чет өлкөлүк окумуштуулар Бор менен Уиллер (бири-бирине байланышсыз) бөлүнүү процессинде энергия бошоп чыгуу үчүн зарыл болгон факторлорду теориялык жактан карашкан. (24,5) формуладагы  $\Delta E$  оң же терс болобу, б. а. ядро бөлүнгөндө энергия бөлүнүп чыгабы же жокпу — бул беттик энергиянын жана электростатикалык энергиянын өзгөрүлүштөрүнүн катышынан көз каранды болот. Ядронун бөлүнүү реакциясы «изотермалык» (ядрону бөлүүгө канчалык энергия зарп кылынса, ал бөлүнгөндөн кийин ошончолук энергия бошоп чыга турган учур) жүрүшү үчүн  $\Delta E = 0$  болгон өзгөчө учур туура келе тургандыгы талашсыз. Ошондуктан бул шарт учурунда (24,5) формуладан төмөнкүнү алабыз:

$$\frac{\frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}}{4\pi\sigma R^2} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt[3]{2} - 1}{\sqrt[3]{4} - 1} = 0,66 \text{ же}$$

$R = r_0 A^{1/3}$  экендигин эске алсак, анда

$$\frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{4\pi\sigma r_0^3} \cdot \frac{Z^2}{A} = 0,66 \text{ болот.} \quad (24,6)$$

Универсалдык турактуулар:  $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ cgsE}$ ,  $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  жана  $\sigma = 10^{20} \text{ эрг/см}$ ; демек, (43,6) формуладан:

$$\frac{Z^2}{A} = 24,8 \quad [24,7]$$

Кайсы  $A$  массалык сандан тартып, бөлүнүү процесси энергиялык жактан пайдалуу боло тургандыгын баамдоо үчүн, болжол менен  $Z = \frac{A}{2}$  дейлик. Бул учурда (24,7) формуладан

$$\frac{A^2}{4A} = 24,8 \quad \text{же } A \approx 100 \text{ болот.}$$

Ушинтип,  $A > 100$  болгон ядролор үчүн бөлүнүү процесси энергиялык жактан пайдалуу болуп эсептелет. № 11 таблицада кээ бир ядролор бөлүнгөн учурда бошоп чыккан  $\Delta E$  энергиянын мааниси келтирилген.

11-таблица

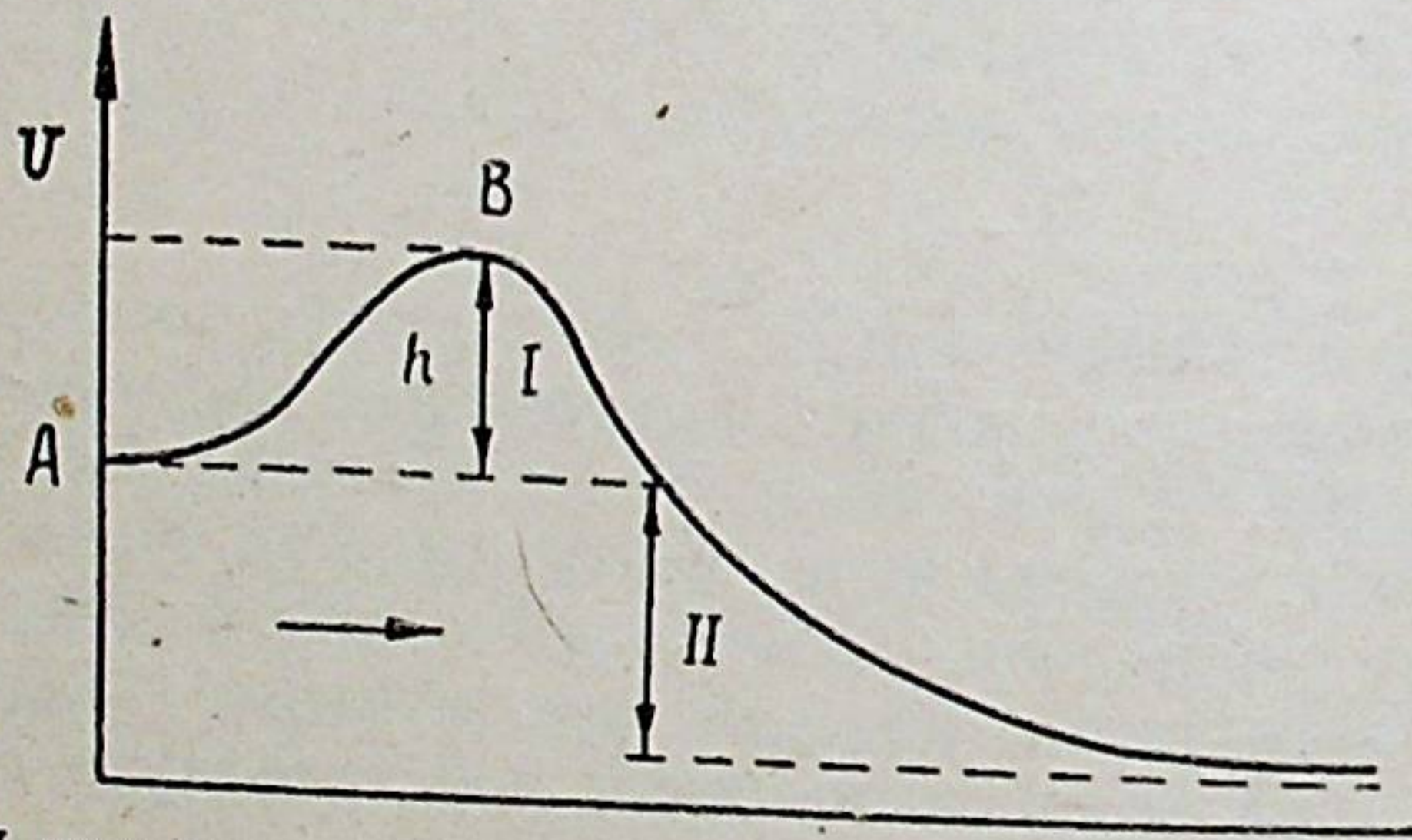
Баштапкы ядро	Бөлүнүүнүн сыныктары	Бошогон энергия, Мэв.	
		бөлүнгөн кезде	андан кийин
$Ni_{28}^{61}$	$Si_{14}^{30}, Si_{14}^{31}$	—11	2
$Sr_{50}^{117}$	$Mn_{25}^{58}, Mn_{25}^{59}$	10	12
$Er_{68}^{167}$	$Se_{34}^{83}, Se_{34}^{84}$	94	13
$Pb_{82}^{206}$	$Nb_{41}^{103}, Nb_{41}^{103}$	120	32
$U_{92}^{236}$	$Pd_{46}^{218}, Pd_{46}^{118}$	162	33
$U_{92}^{239}$	$Pd_{46}^{119}, Pd_{46}^{120}$	200	31

Ядронун тепетег эки бөлүккө бөлүнүшүн (демек, № 11 таблицадагы маалыматтарды) теориялык эсептөөлөр алдын ала көрсөтөт. Бирок, эксперимент жүзүндө бул натыйжа ырасталбайт; тескерисинче, нейтрондордун аракети менен бөлүнүүчү оор ядролор көбүнчө массалары 2 : 3 катышында болгон сыныктарга ажырай тургандыгын тажрыйбалар көрсөттү (бул жөнүндө кийинки параграфтарда толук айтылат).

$A > 100$  болгон ядролорду бөлгөндө энергия бошоп чыкканы менен, ал ядролор өзүнөн өзү бөлүнүшпөйт. Себеби, берилген көлөмдөгү ядро сфералык формада болгондо анын беттик аянты минимум болот да, б. а. сфералык формадагы ядро үчүн беттик жана электростатикалык энергиялардын суммасы минимум болот да, ядро салыштырмалуу бекем (метастабилдик) абалда турат. Эгерде ядро — тамчынын формасын мүнөздөй турган кандайдыр бир параметр (мисалы, ядронун беттик аянты  $S$ ) тандап алып, ядронун потенциалдык энергиясын мына ушул параметрден функция



катарында график түзсөк, анда 50-сүрөттөгү өркөчтүү ийри сызык пайда болот. Ядро сфералык формада болгон кезде, ал  $A$  точкада турган болуп эсептелет (ядронун потенциалдык энергиясы минимум). Ядрону деформацияга келтирген учурда анын формасы сфералык формадан башкача болуп өзгөрүлөт да, беттик аянты чоңоё баштайт; демек, бул учурда анын потенциалдык энергиясы да чоңоёт. Эгерде анын потенциалдык энергиясы  $B$  точкасына чейин көтөрүлүп чоңойсо, анда ядро бул абалда бөлүнүүгө дуушар болот. Демек, өркөчтүн бийиктигине барабар болгон энергия ядрону критикалык деформацияга келтирүүчү энергия болуп эсептелет. Бул энергия активация энергиясы деп аталат. Ядронун заряды  $Z$  (демек, массалык саны  $A$ ) чоңойгон сайын  $h$  бийиктик азаят, б. а. ядронун потенциалдык энергиясы чоңоюп отуруп  $B$  точкага жакындайт; демек, ядро оорлогон сайын активация энергиясы азайып отурат.  $Z$  белгилүү бир мааниге ээ болгондо, мындай ядро үчүн активация энергиясы нөлгө барабар болушу мүмкүн. Мындай ядро абдан туруксуз болот: аны кичине эле деформацияга келтирсе ал сыныктарга ажырап кетет.



50-сүрөт. I-активация энергиясы, II-реакция пайда кылуучу энергия.

Ядрону бөлүү үчүн активация энергиясынын ролун Я. И. Френкель жана Бор менен Уиллер изилдешкен. Алар түрдүү жолдор менен электростатикалык энергиянын беттик энергияга болгон катышы 2 ге барабар болгон кезде, ал ядро үчүн активация энергиясы нөлгө барабар боло тургандыгын аныкташкан. Демек, (24,6) формула боюнча активация энергиясы нөлгө барабар болгон ядро үчүн:

$$\frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{4\pi\sigma r_0^3} \cdot \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{крит.}} = 2,$$

$$\text{же } \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{крит.}} = \frac{40\pi}{3} \cdot \frac{\sigma r_0^3}{e^2} = \frac{40 \cdot 3,14 \cdot 10^{20} \cdot (1,5)^3 \cdot 10^{-39}}{3 \cdot (4,8)^2 \cdot 10^{-20}} \approx 50. \quad (24,8)$$

Ушинтип,  $\frac{Z^2}{A}$  чоңдугу ядронун бөлүнүүгө карата бекем эместигинин өлчөмү болуп саналат. Демек,  $\frac{Z_2}{A} = 50$  болгон ядро туруктуу болуп эч жашай албайт — ал пайда болор замат эле сыныктарга ажырап кетет.

Ядронун бөлүнүшү жөнүндөгү бул критерийди жаратылышта бар эң оор изотопко —  $U^{238}$  ге колдонсок, анда

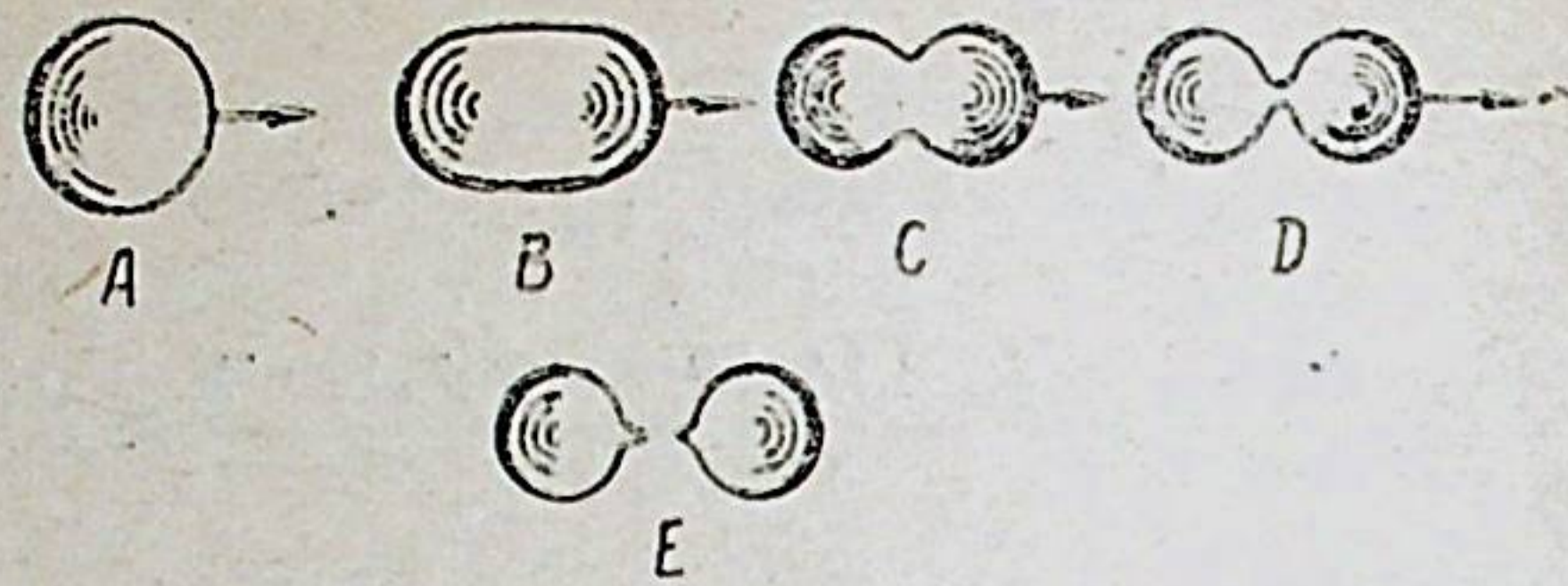
$$\frac{Z^2}{A} = \frac{(92)^2}{238} = 35,5$$

экендигин алабыз. Лабораториялык шарттарда жаңы ачылуучу трансурандык элементтер үчүн  $\frac{Z^2}{A}$  чоңдугу (24,8) формуладагы чектүү мааниге, б. а. 50 гө жакын. Мисалы, азыркы кезде белгилүү болгон эң оор элемент нобелий ( $No_{102}^{258}$ ) үчүн  $\frac{Z^2}{A} = 40,3$ . Мындан, бул оор элементтердин ядролору өздөрүнүн туруктуу абалын араң эле сактап турушкандыгы көрүнөт.

Атомдун ядросун бир тектүү заряддалган суюктуктуу тамчысына окшоштуруп караган бул теория боюнча бөлүнүү механизми мындай элестетилет. Нейтрон барып киргенге чейин ядро сфералык формада жана бир тектүү болуп жайлаштырылган электрдик зарядка ээ дейлик. Качан бул сфералык тамчыга нейтрон келип киргенде дүүлүгүү энергиясы бир эле нуклонго берилбестен, бүткүл ядронун термелүү кыймылына келтириши мүмкүн. Демек, ядронун термеле баштагандан тартып анын сфералык формасы өзгөрөт; натыйжада электрдик заряддын бир тектүү болуу жайланышы бузулат. Бул учурда бир тектүү эмес жайланышкан электрдик заряддардын арасындагы түртүлүү күчү чоңоёт да, протондор эллипсоид формасында болуп калган ядронун эки учтарына чогулушат (51-сүрөт).

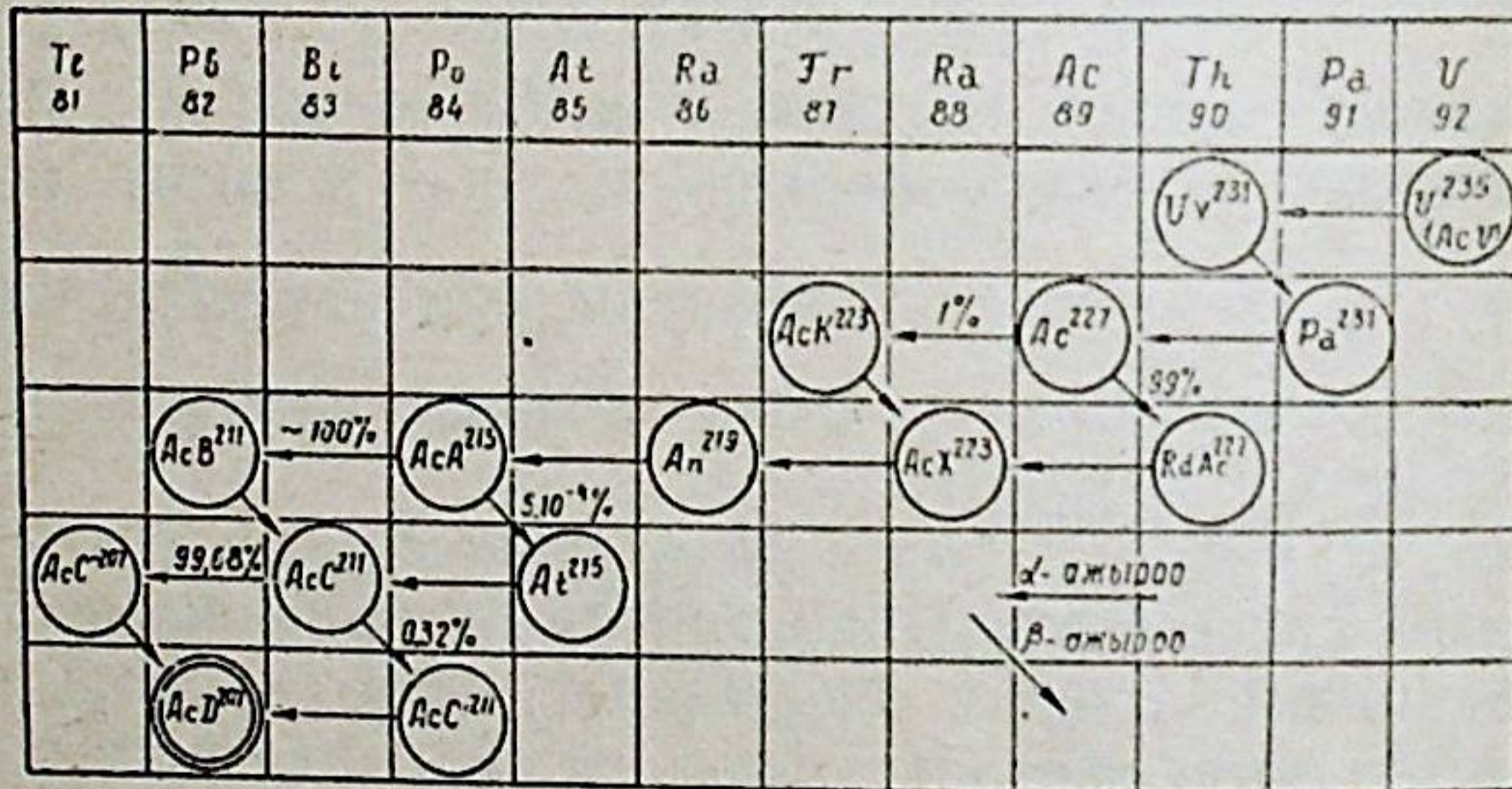
Көп сандаган протондору бар ядролор үчүн анчалык чоң эмес деформация эле аларды бөлүүгө алып келет; себеби деформацияланган ядронун эки учтарына чогулган протондордун ортосундагы түртүлүү күчү ядрону дагы деформация





51-сүрөт. Ядронун эки абалындагы электрдик заряддын жайланышы; а-сфералык формадагы ядро, б-деформацияланган ядро.

цзяга келтирет; натыйжада ядронун алгачкы формасы таанылгыс өзгөрөт жана ал ядро эки бөлүккө бөлүнүүгө мажбур болот. Ядронун бөлүнүү процессинин бул удаалаш стадиялары 52-сүрөттө көрсөтүлгөн. Нейтрон келип киргенде ядро деформациялануунун натыйжасында 52, С-сүрөттөгүдөй структура пайда болсо, анда ядро сөзсүз эки бөлүккө бөлүнөт.

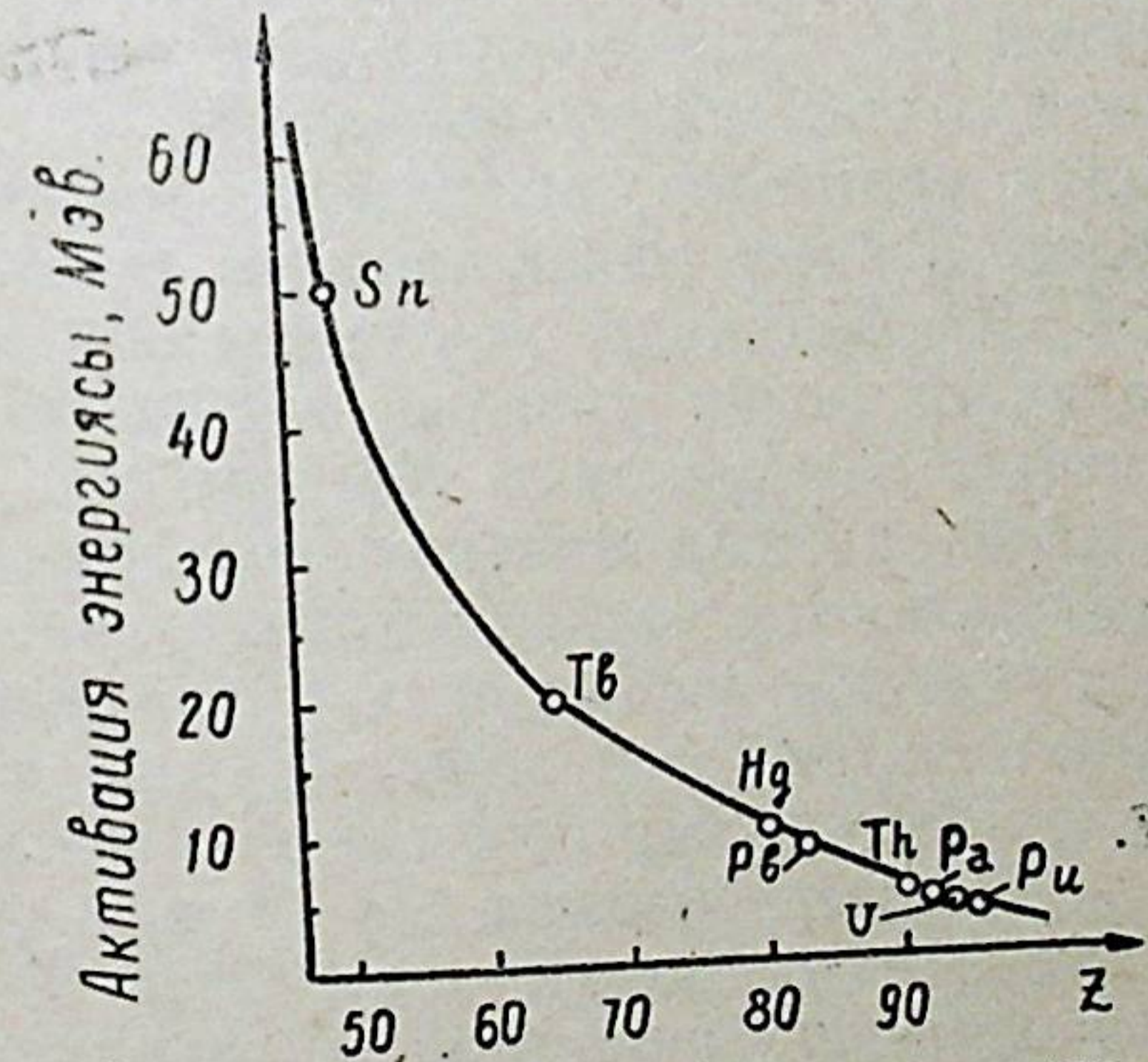


52-сүрөт. Ядронун бөлүнүү процессинин тамчылык модели.

Ядрону деформациялап, аны 52, С-сүрөттөгү абалга алып келүүчү энергияны ядрого нейтрон берет дедик; бул активация энергиясынын ар түрдүү оор ядролор үчүн мааниси № 12-таблицада келтирилген.

Активация энергиясынын элементтердин атомдук номеринен болгон көз карандылыгы 53-сүрөттөгү ийри сызык менен көрсөтүлөт. Атомдук номер азайып, мезгилдүү системанын ортосуна жакындаган сайын ийри сызык тик жогору көтөрүлө баштайт; демек, Z кичирейген сайын активация энергиясы чоңоёт да, ядролордун сыныктарга бөлүнүү ыктымалдуулугу азаят.

Изотоп	$\frac{Z^2}{A}$	Активация энергиясы, Мэв.
U <sup>234</sup>	36,2	4,8
U <sup>235</sup>	36,0	5,1
Pa <sup>231</sup>	35,9	5,2
U <sup>238</sup>	35,5	5,8
Th <sup>232</sup>	35,0	6,6
Ra <sup>226</sup>	34,4	7,6
Hg <sup>199-201</sup>	32,7-31,3	11-15
Sn <sup>112-124</sup>	22,5-20,2	40-50



53-сүрөт. Ядролордун сыныктарга бөлүнүшү үчүн керек болгон активация энергиясынын элементтердин катар номеринен көз карандылыгы.

### § 25. ООР ЯДРОЛОРДУН СЫНЫКТАРГА БӨЛҮНҮШТӨРҮНҮН ТҮРЛӨРҮ.

Алдыңкы параграфта оор ядролорду сыныктарга бөлүү үчүн аларды критикалык деформацияга келтирүүнүн зарылдыгы жөнүндө айттык. Бул критикалык деформация-



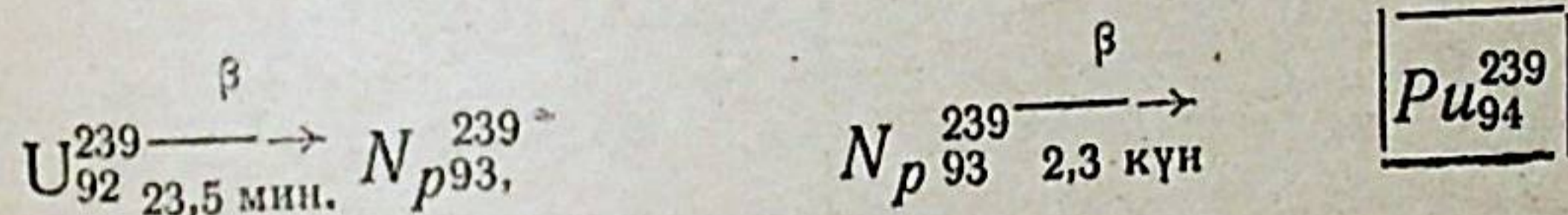
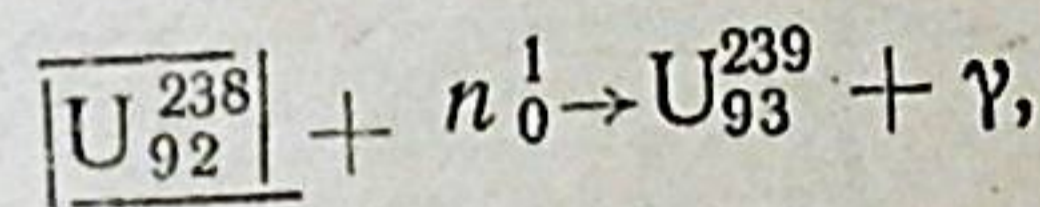
ны пайда кылуу үчүн ядрого берилүүчү энергияны активация энергиясы деп аташат. Активация энергиясын ядрого сиңүүчү нейтрон алып келет; ал — нейтрондун байланыш энергиясы (торий, протактиний, уран жана плутоний өңдүү оор ядролор үчүн бул энергия 5—7 Мэв го барабар) менен анын кинетикалык энергиясынын суммасына барабар. Азыркы убакытка чейин оор ядролордун нейтрондордун аракети менен бөлүнүшү маанилүү делип эсептелгени менен, бөлүнүү процесси принципте чоң энергиялуу башка бөлүкчөлөрдүн аракети менен да жүрүшү мүмкүн. Чындыгында эле, чоң энергиялуу протондордун, дейтрондордун,  $\alpha$  — бөлүкчөлөрдүн жана  $\gamma$  — фотондордун аракети менен урандын ядролору жана мезгилдүү системанын аягындагы башка оор элементтердин (танталга чейин) ядролору сыныктарга бөлүнө тургандыгы байкалган. Мисалы, энергиясы 6,3 Мэв болгон фотондор менен уранды жана торийди нурдандырганда алардын ядролору сыныктарга бөлүнгөндүгү жана энергиясы 400 Мэв болгон  $\alpha$  — бөлүкчөлөр танталдын ( $Z=73$ ) ядролорун бөлгөндүгү белгилүү. Бирок, абдан чоң энергиялуу бөлүкчөлөрдүн (100, 200, 400 Мэв энергиялуу протондор, нейтрондор, дейтрондор жана  $\alpha$  — бөлүкчөлөр) аракети менен анчалык оор эмес элементтердин ( $83 \leq Z \leq 73$ ) бөлүнүшү жылуулук (же кашаң) нейтрондордун аракети менен урандын ядролорунун бөлүнүшүнөн бир кыйла айырмаланат. Мисалы, чоң энергиялуу бөлүкчөлөр пайда кылган бөлүнүү реакцияларында көп сандагы жеңил изотоптор пайда болгондугу жана сыныктар адегенде эле стабилдүү изотоптор түрүндө жаралгандыгы байкалат. Анын үстүнө, чоң энергиялуу бөлүкчө ядрого барып тийгенде адегенде бир нече сандагы нуклондор бууга айланып да кетишет. Мисалы,  $As_{33}^{75}$  ди энергиясы 200 Мэв болгон дейтерондор менен урдурганда 30 га жакын ар түрдүү радиоактивдүү изотоптор пайда болушат ( $Se_7^{71-73}$ ,  $Mn^{52}$ ,  $Mn^{56}$ ,  $Cr^{51}$  ж. б.) жана бул учурда бууга айлануучу нуклондордун саны 24 кө жетет.

Ички ядролук энергияны өнөр-жайларда колдонуу максатынан караганда, оор ядролордун жылуулук (же кашаң) нейтрондордун аракети астында бөлүнүшү гана чоң мааниге ээ. Ошондуктан кашаң жана ылдам нейтрондордун аракети менен жүрүүчү бөлүнүү процессин бир аз кеңири талдап чыгалык.

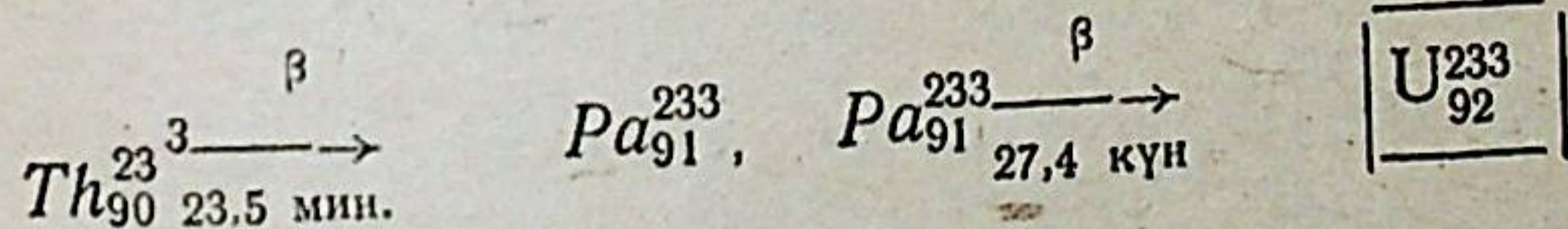
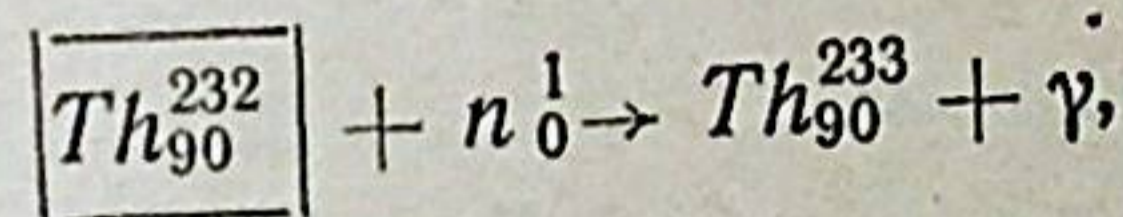
## А. Кашаң жана ылдам нейтрондордун аракети менен бөлүнүү

Жылуулук нейтрондордун аракети менен бөлүнө турган үч изотоп гана белгилүү:  $U^{233}$ ,  $U^{235}$  жана  $Pu^{239}$ . Бул изотоптордун ар биринин бир ядросу бөлүнгөндө 1 ден 3 кө чейин жаңы эркин нейтрондор пайда болот; демек, бул эркин нейтрондорду кийинки ядролорду бөлүү үчүн колдонуп, уланма реакцияны ишке ашырууга мүмкүн. Ошондуктан бул үч изотоп *ядролук отун* деп аталышат.

Жогоруда келтирилген үч изотоптордон жаратылышта  $U^{235}$  гана учуратылат (жаратылыштагы урандын аралашмасында  $U^{235}$  0,712 процент, ал эми  $U^{238}$  — 99,3 процентке жакын). Ошондуктан ядролук энергияны колдонуунун дээрлик бардык программасы  $U^{235}$  ти пайдаланууга негизделген. Калган ядролук отундар —  $U^{233}$  жана  $Pu^{239}$  болсо, тиешелүү түрдөгү ядролук реакциялар боюнча  $Th^{232}$  ден жана  $U^{238}$  ден алынат. Бул ядролук реакциялар мындай:



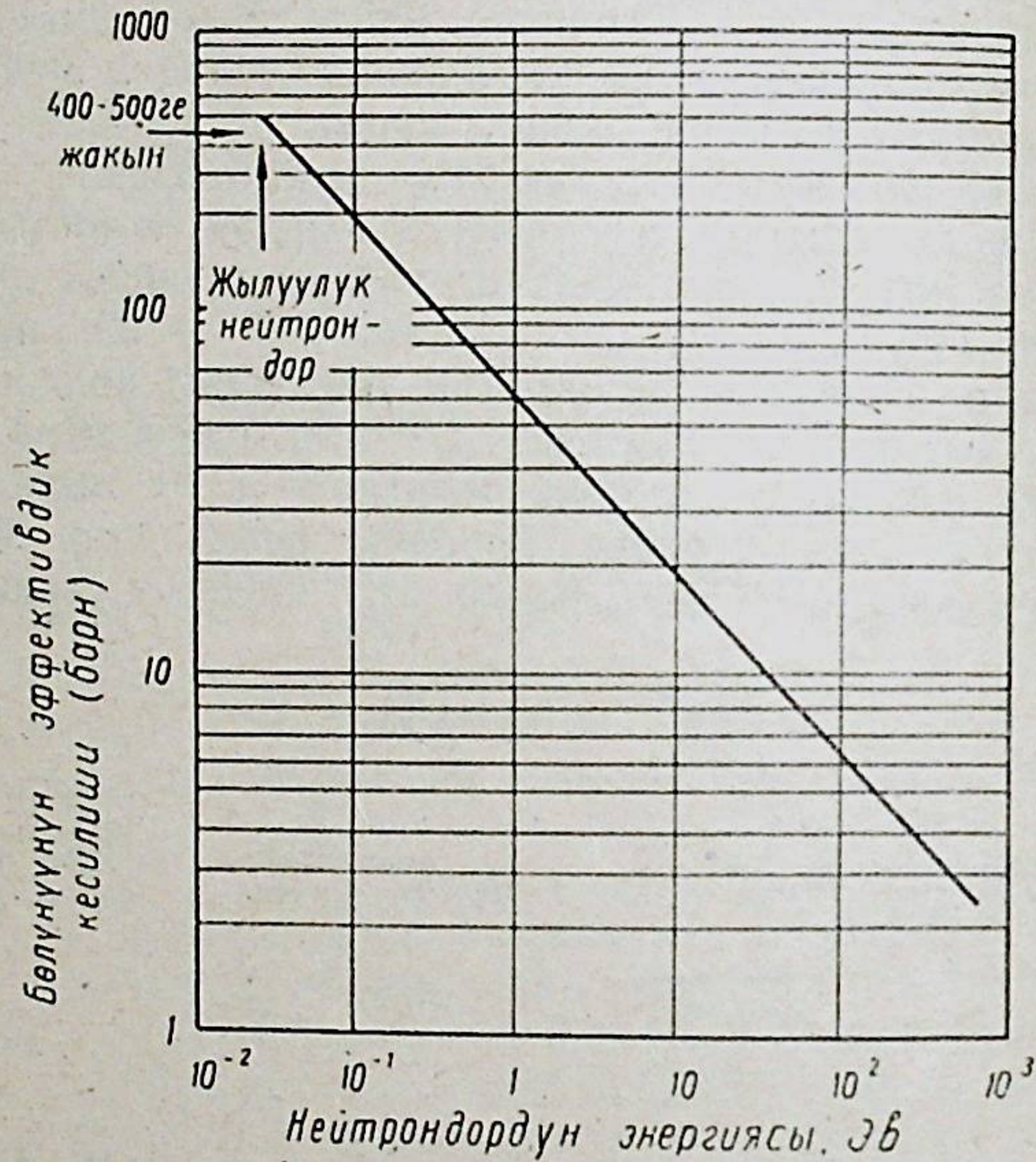
жана



Бул реакцияларды ишке ашыруучу нейтрондор кашаң нейтрондор болуп эсептелет.  $U^{238}$  менен  $Th^{232}$  нин Жер катмарындагы запастары абдан чоң; ошондуктан аларды ядролук отундарга айландыруу ядролук энергияны эл чарбасында кеңири колдонуунун келечегин түзөт. Бирок, бул максат үчүн күчтүү нейтрондук булак талап кылынат, ал эми мындай булак  $U^{235}$  ди бөлүүнүн натыйжасында гана болушу мүмкүн. Ушундан улам,  $U^{235}$  ге иштеген жана  $U^{233}$  менен  $Pu^{239}$  ду пайда кылуучу атайын реакторлор курулган.  $U^{235}$  жылуулук нейтрондордун аракети менен жакшы бөлүнөт, б. а. эгерде ( $n, f$ ) бөлүнүү процессин эффективдик кесилиш менен мүнөздөсөк, анда  $U^{235}$  дин бө-



лүнүшүнүн эффективдик кесилиши нейтрондордун энергиясы азайган сайын чоңоёт ( $\sigma \sim 1/v$  закон боюнча). 54-сүрөттөгү логарифмалык масштабдагы график  $U^{235}$  дин бөлүнүү реакциясынын эффективдик кесилишинин нейтрондордун энергиясынан болгон көз карандылыгын көрсөтөт.

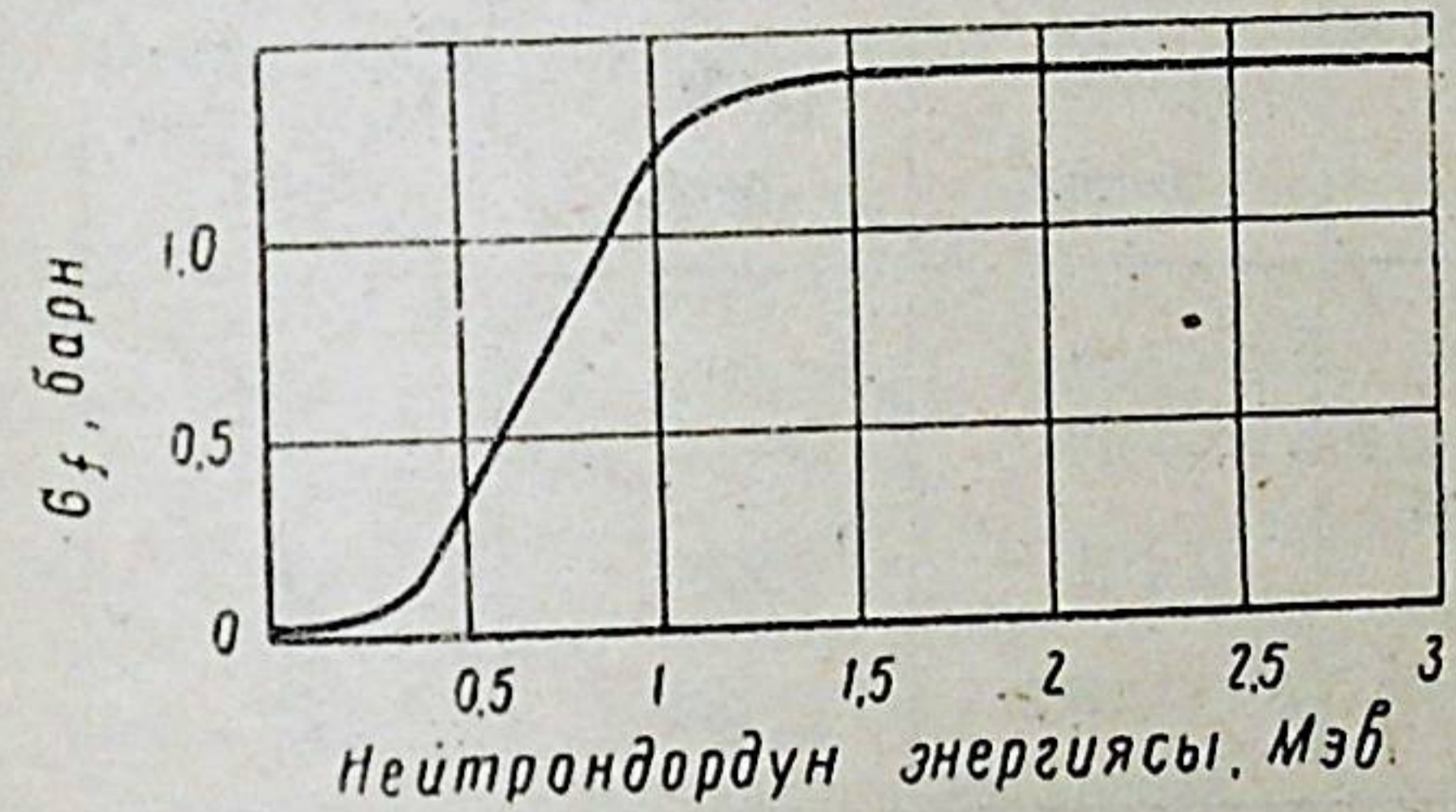


54-сүрөт.  $U^{235}$  дин бөлүнүүнүн эффективдик кесилиши ( $\sigma \sim 1/v$  закон боюнча).

Ушинтип,  $U^{235}$  дин ядролорун сыныктарга бөлүп ядролук энергияны бошотуу үчүн энергиясы эң кичине болгон жылуулук нейтрондор керек. Калган ядролук отундар  $U^{238}$  жа  $Pu^{239}$  деле ушундай эле жылуулук нейтрондор менен жакшы бөлүнүшөт.

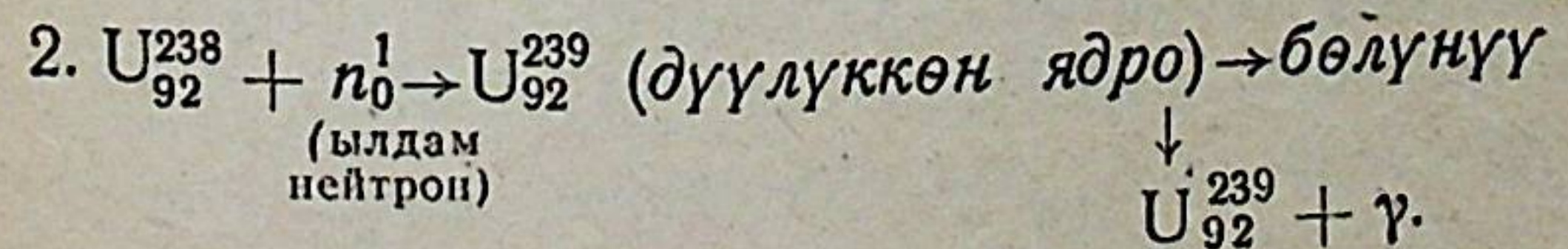
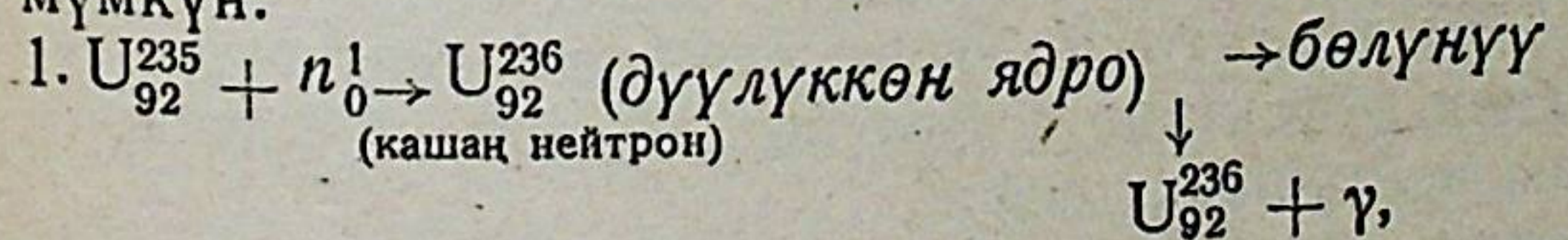
Албетте, жылуулук нейтрондордун аракети менен бөлүнүүчү изотоптор кашаң же ылдам нейтрондордун аракети менен деле бөлүнүшөт. Бирок, бир нече оор изотоптор ( $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $Pa^{231}$  жана  $Np^{237}$ ) энергиясы 1 Мэв чамасындагы ылдам нейтрондордун аракети менен гана бөлүнүшөт.  $U^{235}$  бөлүнгөндөгү бошоп чыккан нейтрондордун энергия-

сы 1 Мэв дон бир кыйла аз; ошондуктан  $U^{238}$  уланма реакцияны ишке ашырууга жарабайт. 55-сүрөттө  $Np^{237}$  нин бөлүнүшү үчүн эффективдик кесилиштин нейтрондордун энергиясынан болгон көз карандылыгы келтирилген: нейтрондордун энергиясы 1 Мэв дон кичине болгондо эффективдик кесилиш тез эле азаят жана энергия 250 Кэв болгон кезде ал нөлгө барабар болот. Б. а.  $Np^{237}$  энергиясы 250 Кэв дон кичине болгон нейтрондордун аракети менен бөлүнбөйт.  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  жана  $Pa^{231}$  өндүү оор изотоптор үчүн деле так ушунун өзүн айтууга болот.



55-сүрөт.  $Np^{237}$  нин бөлүнүшү үчүн эффективдик кесилиш.

Ар кандай оор ядро нейтронду сиңирип алганда дүүлүккөн абалга келет. Бул учурда сиңирилген нейтрондун энергиясына жараша ядронун бөлүнүшү же радиоациялык захват жасашы (дүүлүгүү энергиясын,  $\gamma$  — квант түрүндө чыгаруу) мүмкүн. Ошондуктан бул эки процесстердин жүрүшү бөлүнүүнүн эффективдик кесилиши жана радиоациялык захваттын эффективдик кесилиши деген эки чондук менен мүнөздөлөт. Бул чоңдуктар, тиешелүү түрдө оор ядролорго келип кирген нейтрондордун ядрону бөлүү же радиоациялык захват жасоо ыктымалдуулугун көрсөтөт. Мисалы, урандын  $U^{235}$  жана  $U^{238}$  изотоптору нейтрондорду сиңирип алганда төмөндөгүдөй реакциялардын болушу мүмкүн:





Атомдук реактордогу кашаң нейтрондор  $U^{235}$  ке келип тийгенде бул ядронун бөлүнүшүнүн ыктымалдуулугу радиациялык захватка караганда жүздөгөн эсе чоң. Азыркы кезде урандын жана плутонийдин ядролорунун бөлүнүшү үчүн эффективдик кесилиштер жөнүндөгү маалыматтар жашыруун болуп эсептелбейт жана алар № 13-таблицада келтирилген.

13-таблица

0,025 эв энергиялуу жылуулук кыймылындагы нейтрондор үчүн уран менен плутонийдин эффективдик кесилиштери

	$U,^{235}$ барн.	$U,^{238}$ барн.	Жаратылыштагы уран, барн.	$Pu,^{239}$ барн.
Бөлүнүү	549	0	3,92	664
Радиациялык захват	101	2,80	3,5	361
Чачыроо	8,2	8,2	8,2	—

Эмне үчүн  $U^{235}$  жылуулук кыймылындагы нейтрондордун аракети менен бөлүнөт, ал эми  $U^{238}$  ди бөлүү үчүн энергиясы 1 Мэв чамасында болгон ылдам нейтрондор керек? деген суроого жооп берелик. Бул кубулуш жуп же так нуклондуу ядролордун байланыш энергиясынын ар түрдүү болушуна байланыштуу.  $U^{235}$  дин нейтронду сиңирип алып дүүлүккөн ядрону түзүшү, жуп-так ядрону ( $Z$  — жуп,  $A$  — так) жуп-жуп ядрого ( $U^{236}$ ) айландыруу болуп эсептелет. Ал эми  $U^{238}$  дин нейтронду сиңириши жуп-жуп ядронун жуп-так ядрого ( $U^{239}$ ) айланышы болуп эсептелет. Қаадада жуп-жуп ( $Z$  — жуп,  $A$  — жуп) ядролор жуп-так ядролорго караганда бекемирээк; демек, жуп-жуп ядро бөлүнгөндө ( $U^{236}$ ), жуп-так ядрого караганда ( $U^{239}$ ) чоңураак энергия бошоп чыгат. Ушунун натыйжасында  $U^{235}$  жылуулук кыймылындагы нейтрондордун аракети менен эффективдүү бөлүнөт, ал эми  $U^{238}$  ди бөлүү үчүн ылдам нейтрондор керек.

Б. Өзүнөн өзү (спонтандык) бөлүнүү. Жогоруда айтылгандай, ядронун бекемдүүлүгүн мүнөздөөчү чондук  $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{крит}} = 50$  (буга  $Z_{\text{крит}} \approx 120$  жана  $A_{\text{крит}} \approx 300$

туура келет) болгондо, ал ядро, кошумча активациялык энергиясыз эле, өзүнөн өзү критикалык деформацияга келет да, эң кичине убакыт ичинде сыныктарга ажырап кетет. Бул убакыт ядронун ичиндеги бөлүкчөлөрдүн өздүк термелүү мезгилине чамалаш  $(T = \frac{R}{v})$ , мында  $R$ —ядронун радиусу,  $v$  — ядродогу нуклондун орточо ылдамдыгы). Ядродогу нуклондордун кинетикалык энергиясы 10 Мэв ге жакын жана «абдан оор» ядролор үчүн  $R \sim 10^{-12}$  см чамасында болгондуктан,  $T \sim 10^{-21}$  сек. болот. Демек, критикалык абалдагы «абдан оор» ядролорго кошумча активациялык энергияны берүүнүн кереги жок — алар өзүнөн өзү эле  $10^{-21}$  сек. чамасындагы убакытта сыныктарга бөлүнүп кетишет.

Теориялык жактан караганда, критикалык абалда эмес жеңилерээк ядролор да өзүнөн өзү бөлүнүү процессине дуушар болушу мүмкүн. Бөлүнүү механизми бул учурда  $\alpha$  — ажыроо механизминен окшош, бирок ядролордун өзүнөн өзү бөлүнүүгө карата жарым ажыроо мезгили  $\alpha$  — ажыроонун мезгилинен алда канча чоң болушу керек. Чындыгында эле, мындай кубулушту эксперимент жүзүндө Советтик физиктер К. А. Петржак менен Г. Н. Флёрв байкашкан. Алар ионизациялык камерадагы жазы беттүү электроддорду урандын окиси менен капташып, ал камераны сыныктардан пайда болгон импульстарды каттоочу сызыктуу күчөткүч менен улаштырышкан. Бул учурда окумуштуулар, эч кандай нейтрондук булак болбосо деле, установка абдан сейрек импульстарды каттагандыгын байкашкан. Мына ушул эксперименталдык маалыматтардан алар урандын өзүнөн өзү бөлүнүү процессине карата жарым ажыроо мезгили  $10^{16}$  жыл чамасында экендигин аныкташкан. Кийинки жаңы маалыматтар боюнча, өзүнөн өзү бөлүнүү процессине карата жарым ажыроо мезгили  $U^{235}$  үчүн  $1,9 \cdot 10^{17}$  жыл жана  $U^{238}$  үчүн  $0,8 \cdot 10^{16}$  жыл экендиги тагыраак эсептелип чыкты. Бул убакыттар абдан чоң болгондуктан, урандын геологиялык запасы өзүнөн өзү бөлүнүү процессинин натыйжасында азайбай тургандыгы түшүнүктүү — урандын запасынын геологиялык убакытта азайышына  $\alpha$  — ажыроо гана таасир кылат. Бирок, ушуга карабастан, урандын минералдарында аналитикалык аныктоого толук мүмкүн болгон сандагы сыныктар (мезгилдүү системанын ортосундагы элементтердин ядролору) чогулуп калгандыгын көрүүгө болот, себеби ал минералдар пайда болгондон бери

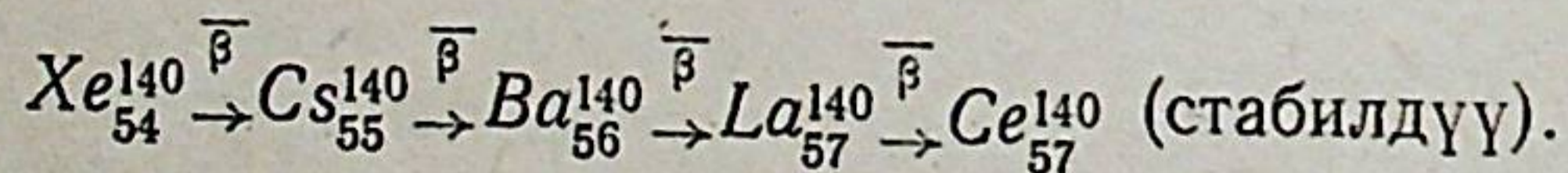
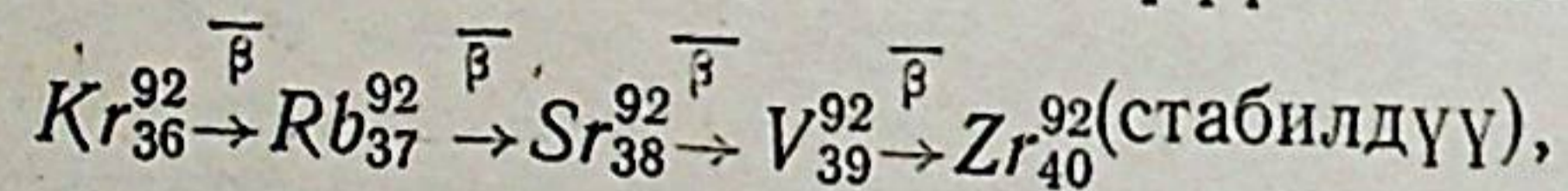


миллиарддаган жылдар убакыт өттү. Мисалы, бул сыныктардын арасынан учуратылган жетишээрлик сандагы ксеонду В. Г. Хлопин менен Э. К. Герлинг аныкташкан.

Ушундай эле тажрыйбалардын негизинде торийдин ядролору да өзүнөн өзү бөлүнүү процессине дуушар боло тургандыгы аныкталган; өзүнөн өзү бөлүнүүгө карата торийдин жарым ажыроо мезгили  $1,4 \cdot 10^{18}$  жыл. Катар номери чоңойгон сайын, б. а. трансурандык элементтер үчүн өзүнөн өзү бөлүнүү ыктымалдуулугу чоңоёт. Мисалы, трансурандык элемент  $Gf_{98}^{246}$  нын өзүнөн өзү бөлүнүшү үчүн жарым ажыроо мезгили араң эле 2000 жыл.

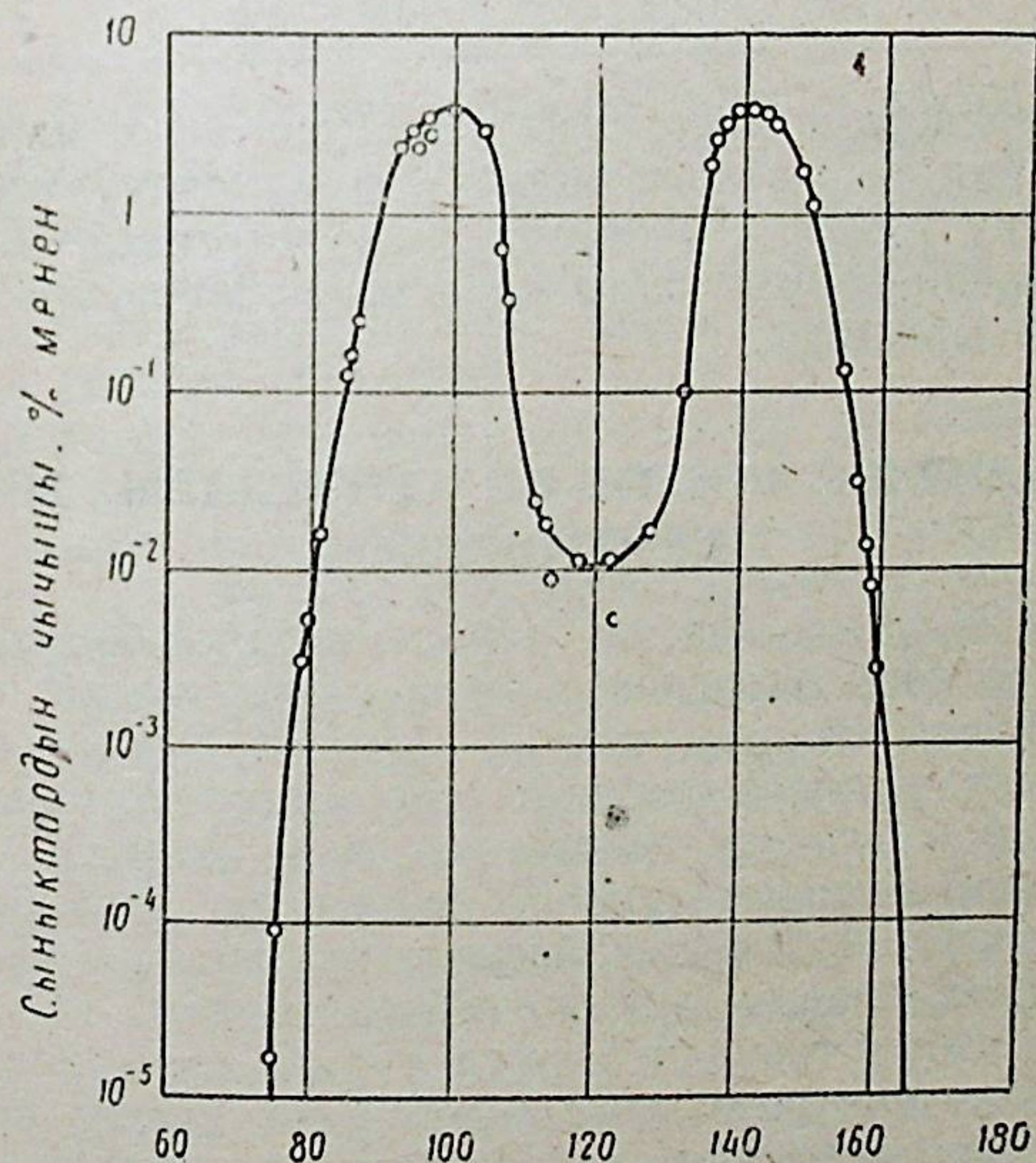
## § 26. ЯДРО БӨЛҮНГӨНДӨГҮ СЫНЫКТАР.

Кашаң (же жылуулук кыймылындагы) нейтрондордун аракети менен бөлүнгөн  $U^{235}$  тин ядролорунун сыныктары өтө ар түрдүү. Бул сыныктар түзгөн радиоактивдүү изотоптордун саны 300 гө жетет. Мунун себеби мында: биринчиден, нейтронду сиңирип алган ядро ар түрдүү сыныктарды пайда кылып, кокусунан бөлүнөт; экинчиден, адегенде пайда болгон сыныктар ар дайым радиоактивдүү болушат, ошондуктан алар удаалаш радиоактивдүү ажыроого дуушар болот да, бир нече радиоизотопту өз ичине алган аздыр-көптүр узун радиоактивдүү чынжырды түзөт. Каадада сыныктардагы нейтрондордун саны ошол эле сыныктар түзгөн элементтердин стабилдүү изотопторундагы нейтрондордун санынан бир кыйла көптүк кылат. Ошондуктан бөлүнүүдөн пайда болгон сыныктар бир нече удаалаш  $\beta$  — ажыроого дуушар болуу менен бирге, натыйжада, стабилдүү изотопко айланат. Мындай радиоактивдүү чынжырга төмөндөгүдөй мисалдарды келтирүүгө болот:



Кашаң нейтрондордун аракети менен  $U^{235}$  дин ядролору чоң ыктымалдуулукта массалары 2 : 3 катышындай болгон симметриялуу эмес (теориялык эсептөөлөрдөгүдөй тепе-тең эмес) сыныктарга бөлүнүшкөндүгүн эксперимент көрсөтөт. Көпчүлүк учурларда пайда болуучу мындай жуп-

тарга мисал катарында төмөндөгү жуптарды келтирүүгө болот:  $Br-La$ ,  $Kr-Ba$ ,  $Rb-Cs$ ,  $Sr-Xe$ ,  $Zr-Te$  жана  $Nb-Sb$ . Ал эми  $Mo$  менен  $In$  дин ортосундагы элементтер бир кыйла сейрек учуратылат. Нейтрондордун аракети менен бөлүнүүчү ядролор эмне үчүн тепе-тең эки бөлүккө бөлүнбөй тургандыгын азырка чейин теориялык жактан түшүндүрүүгө болбой келе жатат. Ар бир ядро эки бөлүккө бөлүнгөндүктөн, каадада бөлүнүүнүн толук чыгышы 200 процент деп алышат. 56-сүрөттө жылуулук кыймылындагы нейтрондор менен бөлүнгөн  $U^{235}$  ден пайда болгон сыныктардын проценттик санынын (чыгышынын) ал сыныктардын массалык санынан болгон көз карандылыгы көрсөтүлгөн. Графиктеги эки максимум массалары 2 : 3 катышындай катышкан ( $A=94$  жана  $A=140$ ) чоң ыктымалдуулукта пайда болуучу изотопторду билдирет; алардын ар биринин проценттик саны (чыгышы) 6 процент. Башка изотоптор буларга караганда өтө аз санда пайда болушат.



56-сүрөт.  $U^{235}$  бөлүнгөндөгү пайда болгон сыныктардын проценттик чыгышынын алардын массалык санынан болгон көз карандылыгы.



Графиктеги минимумга караганда, баштапкы ядронун тепе-тең эки сыныкка бөлүнүү ыктымалдуулугу эң кичине.  $U^{233}$  менен  $Pu^{239}$  бөлүнгөндөгү түзүлгөн графиктер деле так ушунун өзүндөй, бирок максимумдардын абалдары бир аз башкача. Анын үстүнө эгерде  $U^{235}$  ден пайда болгон оор сыныктардын проценттик саны жеңил сыныктардын санына барабар болсо, анда  $U^{233}$  менен  $Pu^{239}$  дун учурунда оор жана жеңил сыныктардын проценттик сандары бир аз айырмаланат (№ 14-таблицаны караңыз).

14-таблица

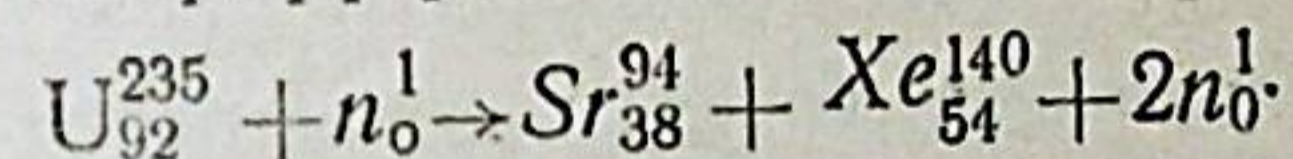
Ядро	Жеңил сыныктар, %	Оор сыныктар, %
$U^{238}$	90,22	86,87
$U^{235}$	97,31	97,14
$Pu^{239}$	96,65	88,06

Нейтрондордун энергиясы чоңойгон сайын ядролордун тепе-тең эки сыныктарга бөлүнүү ыктымалдуулугу да чоңоёт. Муну кийинки убакыттардагы энергиясы 13 дөн 19 Мэв го чейин болгон нейтрондор менен жүргүзүлгөн тажрыйбалар ырастады.

## § 27. ЯДРОЛОР БӨЛҮНГӨН УЧУРДАГЫ БОШОГОН НЕЙТРОНДОР.

Биз § 23 та эле оор ядролор сыныктарга бөлүнгөн кезде, чоң сандагы энергиядан башка дагы, эркин нейтрондордун бошоп чыгуусу жөнүндө айттык. Бул эркин нейтрондор эки группага бөлүнөт: «кирпик какканчалык» убакытта бошоп чыгуучу нейтрондор жана кечигип чыгуучу нейтрондор. Биринчи түрдөгү нейтрондор ядро бөлүнгөн моментте эле,  $10^{-12}$  сек. чамасындагы убакытта бошоп чыгышат жана бардык эркин нейтрондордун көпчүлүгүн (99% тен көбүн) түзүшөт. Экинчи түрдөгү нейтрондор ядро бөлүнгөндөн бир нече жана ондогон секундлар өткөндөн кийин бошоп чыгышат жана жалпы нейтрондордун 1% ине жакын үлүшүн түзүшөт. Жалпысынан алганда ар бир акт бөлүнүүдө орто эсеп менен 2,5 нейтрондор бошойт.

Бул нейтрондордун бошоп чыгуу механизмдин төмөндөгүдөй ой жүгүртүүлөр менен түшүнүүгө болот. Эгерде суюктуктун (мисалы, сымалтын) чоң тамчысын эки бөлүккө бөлсөк, анда ошол орунда чоң бөлүктөргө кошулбаган бир нече өтө майда чачыранды тамчылардын пайда боло тургандыгы белгилүү. Ушул эле сыяктуу процесс ядро сыныктарга бөлүнгөн учурда да байкалышы мүмкүн — бөлүнүү моментинде бир нече нейтрондор сыныктарга кошулууга үлгүрө албастан чачыранды болуп кала беришет. Экинчиден, пайда болгон сыныктар өтө дүүлүккөн абалда болушат. Бул дүүлүгүү энергиясын алар же  $\gamma$  — нурлар түрүндө чыгарышат, же эгерде ядронун дүүлүгүү энергиясы кокусунан бир же бир нече нейтронго чогулуп калса, анда ал кошумча ылдам нейтрондорду да чыгарып жиберши мүмкүн. Демек, эгерде  $U^{235}$  дин ядросу бөлүнгөндөгү чоң ыктымалдуулукта пайда болуучу сыныктар стронцийдин жана ксенондун изотоптору болушат десек, анда бул учурдагы мүнөздүү бөлүнүү реакцияны мындай жазууга болот:

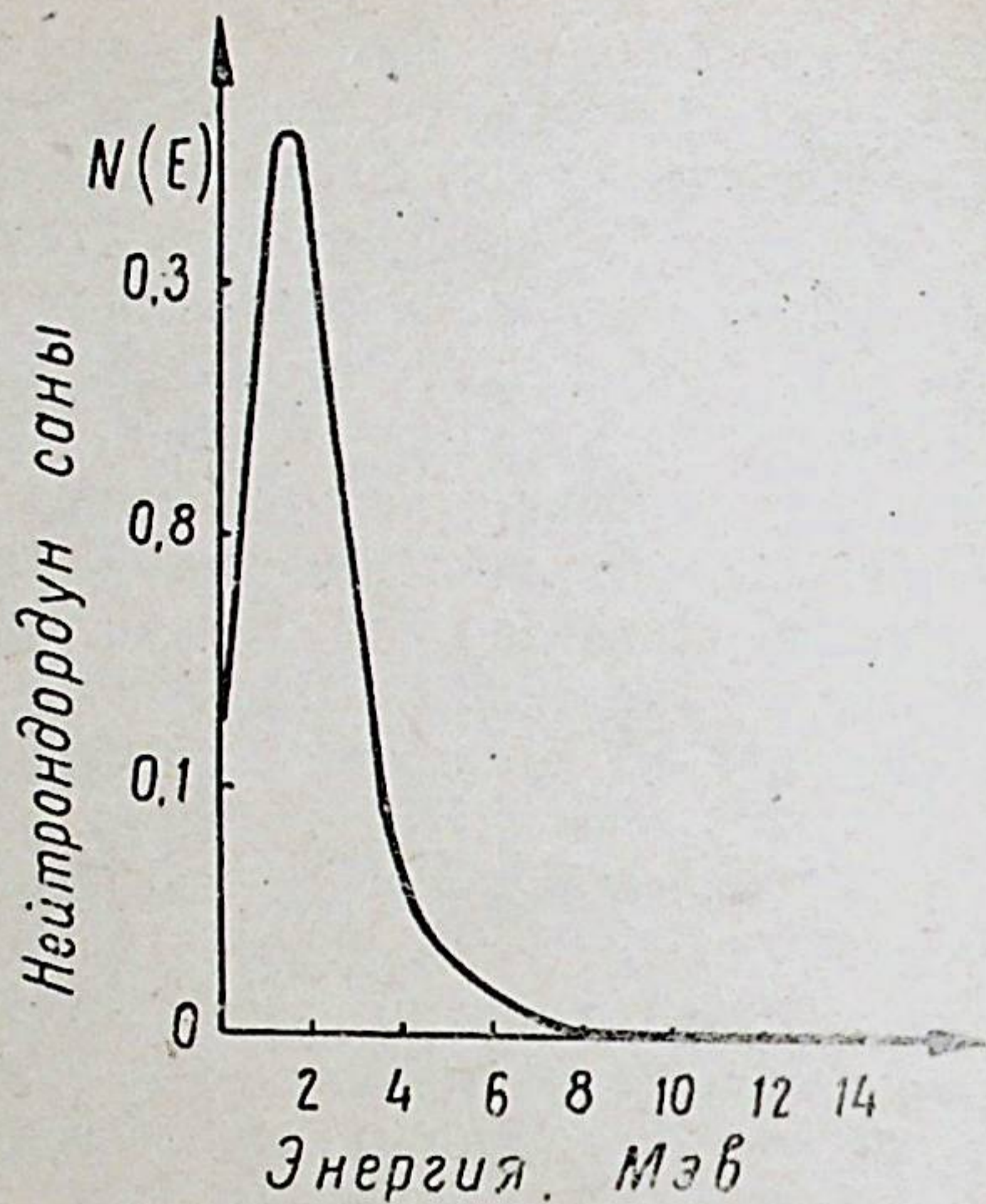


Мындагы бошоп чыккан эркин нейтрондор ылдам нейтрондор болушат жана алардын энергиялык спектри кенен чектерде жатат: көпчүлүк нейтрондордун энергиясы 0,8 Мэв го жакын, ал эми нейтрондордун саны алардын энергиясы чоңойгон сайын азаят да максималдык энергия 10—15 Мэв го чейин созулат (57-сүрөт).

Ядро сыныктарга бөлүнгөн кездеги кечигип чыгуучу нейтрондордун пайда болуу механизмдин түшүнүү да кызыктуу болуп эсептелет. Изилдөөлөргө караганда кээ бир сыныктар,  $\alpha$  — же  $\beta$  — ажыроолор сыяктуу эле, нейтрондук ажыроого дуушар болушат. Сыныктардын бул нейтрондук активдүүлүгүнүн убакыт боюнча азайышын изилдөө менен бирге № 15-таблицадагы келтирилген жарым ажыроо мезгилдер аныкталган (ушул эле таблицада кечигип чыгуучу нейтрондордун энергиясы жана алардын бардык нейтрондордун санынын салыштырмалуу проценттик саны келтирилген). Демек, сыныктардын нейтрондук активдүүлүгү,  $\alpha$  — же  $\beta$  — ажыроо учурундагыдай эле, экспоненциалдык закон боюнча азаят.

Бөлүнүүдөн пайда болгон сыныктардагы нейтрондордун саны ал сыныктар түзүүчү элементтердин жаратылыштагы эң оор стабилдүү изотопторундагы нейтрондордун санынан көп. Ошондуктан сыныктар удаалаш  $\beta$  — ажыроо-





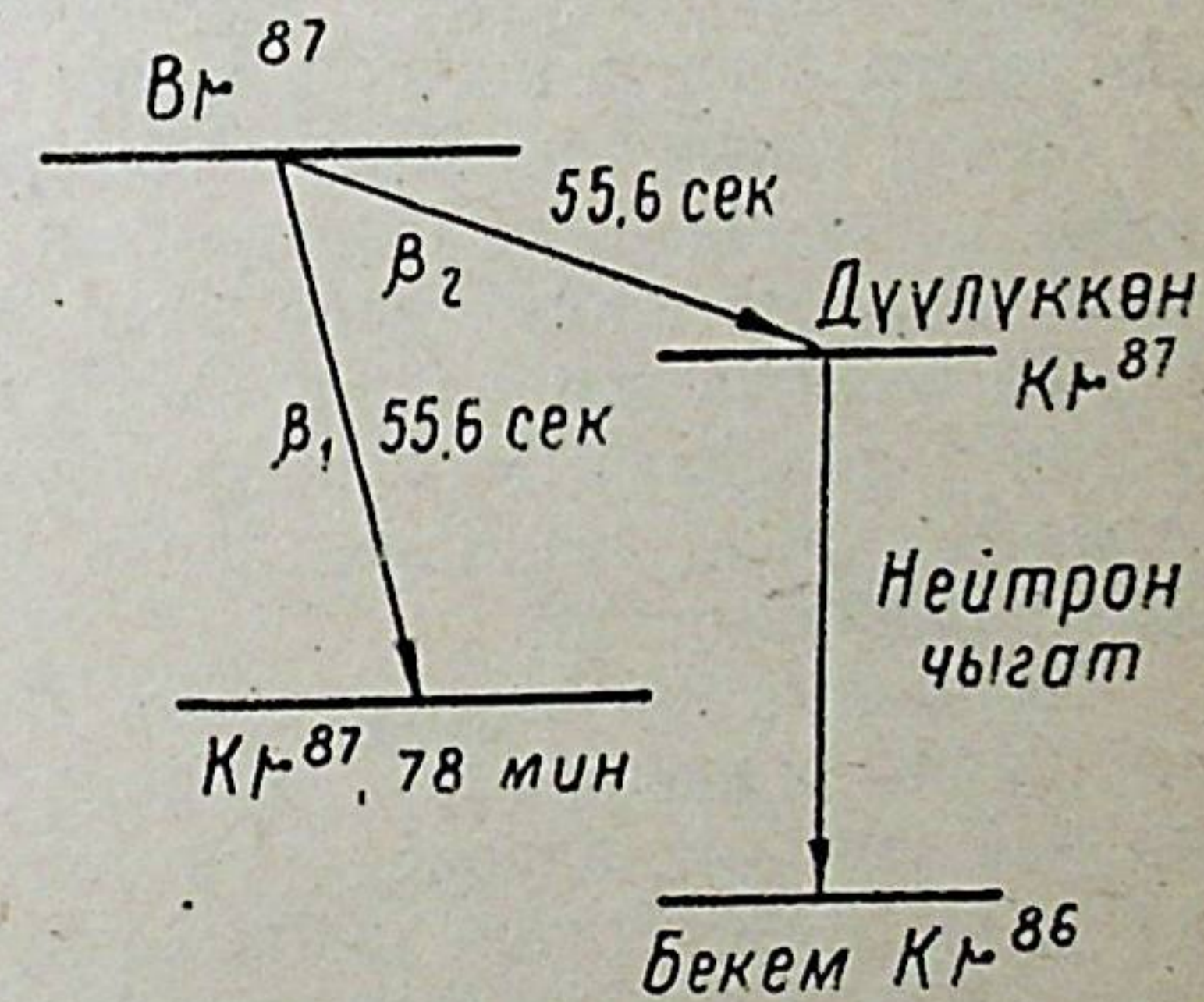
57-сүрөт.  $U^{235}$  бөлүнгөндөгү бошогон эркин нейтрондордун энергиялык спектри.

15-таблица

Жарым ажыроо мезгили, сек	Энергия, Мэв	Салыштырмалуу саны (чыгышы), %
55,6	0,25	0,025
22,0	0,56	0,166
4,51	0,43	0,213
1,52	0,62	0,085
0,05	?	0,025

го дуушар болушат да, ядродогу нейтрондорду протондорго айландыруу менен бирге стабилдүү абалга келишет. Бирок, берилген сынык (изотоп)  $\beta$  — ажыроого дуушар болгон кезде абдан дүүлүккөн абалда калышы мүмкүн. Бул учурда дүүлүккөн ядро нейтрондорду чыгаруу менен бирге стабилдүү абалга келе алат. Дүүлүккөн ядролордон нейтрондор эң бир тез чыгышкандыктан, нейтрондук ажыроонун мезгили баштапкы изотоптун  $\beta$  ажыроо

мезгилине эле барабар болот. Сыныктардын нейтрондук активдүүлүгүнүн убакыт боюнча тез азайышын аныктоо менен бирге бул механизмдин туура экендиги далилденген. Мисалы, жарым ажыроо мезгили 55,6 сек. жана 22 сек. болгон нейтрондук активдүүлүк, тиешелүү түрдө, бромдун жана иоддун изотопторуна таандык экендиги тажрыйба жүзүндө аныкталган. Жарым ажыроо мезгили 55,6 сек. болгон кечигип чыгуучу нейтрондордун булагы  $Br^{87}$  экендиги 58-сүрөттөгү схема менен мындай түшүндүрүлөт.  $Br^{87}$  мезгили 55,6 сек. болгон  $\beta$  — ажыроого дуушар болот да,  $Kr^{87}$  ге айланат. Бул  $\beta$  бөлүкчөлөрдүн энергиялары ар түрдүү болот: чоң энергиялуу  $\beta$  бөлүкчөлөр чыккан учурда кадимки абалдагы  $Kr^{87}$  нин ядролору пайда болушат да, алар андан ары өз ирээтинде 78 мин. га барабар болгон мезгил менен дагы  $\beta$  ажыроого дуушар болушат; ал эми  $Br^{87}$  ден чыккан бөлүкчөлөрдүн 2 % ке жакыны кичине энергиялар менен чыгышат, бул учурда пайда болгон  $Kr^{87}$  нин ядролору дүүлүккөн абалда болушат. Ошондуктан бул дүүлүккөн ядролор түздөн-түз эле нейтрондорду чыгарышат да, бекем абалдагы  $Kr^{86}$  нын ядролорун айланышат.  $Kr^{87}$  ден нейтрондор өтө тез чыгышкандыктан, кечигип чыгуучу нейтрондордун пайда болуу мезгили  $Br^{87}$  нин  $\beta$  ажыроого карата мезгилине барабар деп айтууга болот. Кечигип чыгуучу нейтрондорду 22 сек. жарым ажыроо мезгили менен  $J^{137}$  ден пайда болушун так ушунун өзүндөй эле түшүндүрүүгө болот.



58-сүрөт.  $Br^{87}$  нин нейтрондорду пайда кылуучу ажыроо схемасы.

Кечигип чыгуучу нейтрондор ядролук реакторлордогу уланма реакциянын ылдамдыгын башкарууда маанилүү ролду ойнойт.  $U^{235}$  бөлүнгөндөгү кечигип чыгуучу нейтрондор жалпы эркин нейтрондордун 0,73 % ин түзөт.  $Pu^{239}$  жана  $U^{233}$  бөлүнгөндөгү кечигип чыгуучу нейтрондор мын-



дан эки-үч эсе аз. Ошондуктан  $Pu^{239}$  жана  $U^{233}$  менен иштөөчү реакторлорду башкаруу бир кыйла кыйыныраак.

## § 28. ЯДРОЛУК УЛАНМА РЕАКЦИЯ. ЯДРОЛУК РЕАКТОРЛОР.

Урандын ядролорунун бөлүнүү процесси ачылган кезде окумуштуулар анын эки өзгөчөлүгүнө дароо эле көңүл бурушкан. Ал эки өзгөчөлүктөр булар: 1) урандын ядролору нейтрондордун аракети менен бөлүнүшкөн кезде чоң энергия бошоп чыгат; ар бир акт бөлүнүүдө бошогон энергия 200 Мэв го жакын; 2) ядролор бөлүнгөн кезде, энергиядан башка, эркин нейтрондор да бошойт; ар бир акт бөлүнүүдө бошогон эркин нейтрондордун саны 2—3 чектеринде (орто эсеп менен 2,5) термелет.

Эгерде урандын ядролору бөлүнгөндөгү бошоп чыккан эркин нейтрондорду кийинки ядролорду бөлүү үчүн колдону алсак, анда бөлүүнчү ядролордун саны геометриялык прогрессия боюнча көбөйүү менен бирге, чоң сандагы энергия бошоп чыгар эле. Мындай бөлүнүүчү ядролордун жана эркин нейтрондордун сандарынын геометриялык прогрессия боюнча тез көбөйүшүнө алып келүүчү процесс *ядролук уланма реакция* деп аталат. Оор ядролордун бөлүнүү процессин техникалык максаттар үчүн колдонуу мына ушул ядролук уланма реакцияны ишке ашыруу менен ажырагыс болуп байланышкан.

Теориялык ой жүгүртүүлөр боюнча ядролук уланма реакцияны ишке ашыруу жөнөкөй эле өңдөнүп көрүнөт. Ал эми урандын ядролорунун бөлүнүү процесси ачылгандан бери жүргүзүлгөн тажрыйбаларга караганда, бул маселе техникалык жактан өтө кымбат маселелердин бири экендигин түшүнүү кыйын эмес. Мунун себеби, жаратылыштагы урандын эки изотопторуна (негизинен  $U^{238}$  жана  $U^{235}$ ) нейтрондордун түрдүүчө аракет кыла тургандыгы менен түшүндүрүлөт.

Адегенде таза  $U^{235}$  де жүрүүчү ядролук уланма реакцияны карайлык\*  $U^{235}$  дин ядролору,  $Pu^{239}$  жана  $U^{233}$

\* Үч изотоптордун аралашмасы болгон жаратылыштагы урандан анын массалык саны 235 болгон изотопун ажыратып алуунун бир нече методдору бар. Ал методдор принципалдык жактан жөнөкөй болгону менен аларды практикалык жактан ишке ашырууда өтө татаал кыйынчылыктар учурайт, ошондуктан таза  $U^{235}$  ди алуу абдан кымбат турат.

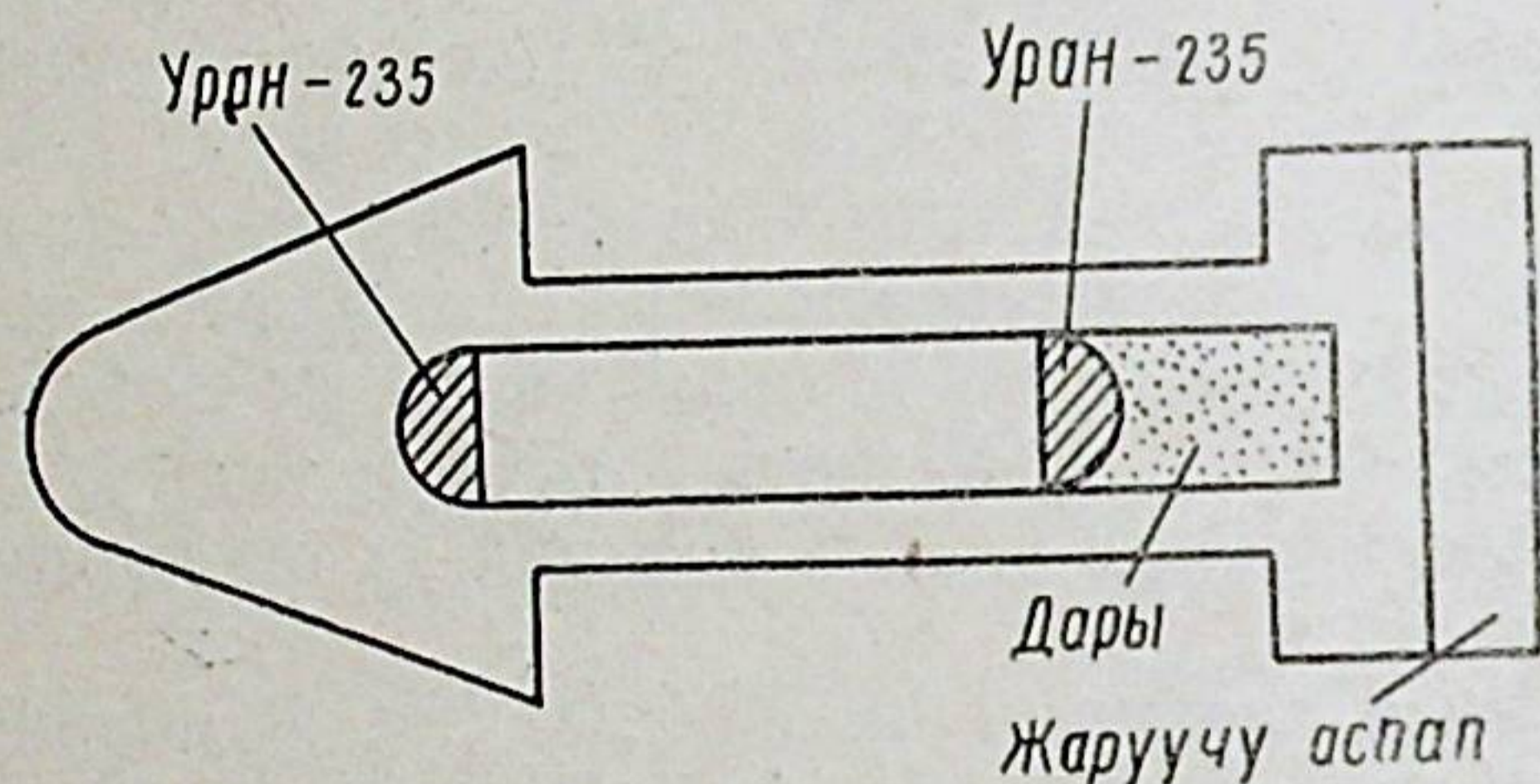
дөй эле, ар түрдүү энергиялуу нейтрондордун аракети менен сыныктарга бөлүнөт жана бөлүнүү ыктымалдуулугу нейтрондордун энергиясы азайган сайын чоңоёт. Ошондуктан таза  $U^{235}$  де (ошондой эле таза  $Pu^{239}$  да же  $U^{233}$  де) ядролук уланма реакция эң жөнөкөй ишке ашырылат.

Таза уран — 235 дин блогуна кандайдыр бир эркин нейтрон келип кирди дейлик (бул нейтрон космостук нурлардын составындагы нейтрон же өзүнөн өзү бөлүнүүдөгү бошогон эркин нейтрондордон болушу мүмкүн). Анда ал нейтрон блокто  $l = \frac{1}{N\sigma}$  болгон (мында  $N$  —  $1 \text{ см}^3$  көлөмдөгү уран — 235 дин атомдорунун саны,  $\sigma$  — ылдам нейтрондор үчүн бөлүнүүнүн эффективдик кесилиши) орточо эркин жол узундукту өтөт да, уран — 235 дин ядросу менен кездешип аны бөлөт; бул учурда 2—3 жаңы эркин нейтрондор пайда болот, булар да орто эсеп менен  $l$  аралык өткөндөн кийин дагы 2—3 жаңы ядролорду бөлүшөт, натыйжада дагы 4—9 нейтрондор пайда болуп, алар да 4—9 жаңы ядролорду бөлүшөт ж. б. Ушинтип отуруп таза уран — 235 дин блогунда ядролук уланма реакция эң тез дүркүрөп чоңоёт.

Бул айтылгандардын негизинде  $l \approx 9,2 \text{ см}$  экендигин эсептеп чыгуу кыйын эмес. Чындыгында ядролук уланма реакциянын жүрүшү жогорку сүрөттөлүштөн бир аз айырмаланат, себеби, бардык эле эркин нейтрондор жаңы ядролорду бөлө беришпестен алардын кээси блоктон чыгып, пайдасыз жоголуп да кетишет. Ошондуктан уран — 235 дин блогунун өлчөмдөрү  $l$  ден кичине болгон учурда уланма реакция ишке ашпайт жана ал блоктун өлчөмдөрү  $l$  ден чоң болгон учурда гана ийгиликтүү ишке ашырылышы мүмкүн. Демек, ядролук отундар учурунда да уланма реакциянын жүрүшү үчүн блоктун критикалык көлөмү жана критикалык массасы талап кылынат. Теориялык одоно эсептөөлөр эле шар түрүндөгү уран — 235 дин критикалык көлөмгө ( $\sim 1400 \text{ см}^3$ ) туура келген радиусу  $R_{кр} \approx 8,4 \text{ см}$  чамасында экендигин көрсөттү. Бул критикалык көлөмгө туура келүүчү уран — 235 дин массасы 1 кг га жакын. Демек, 1 кг дан чоң таза уран — 235 ди өзүнчө сактоого болбойт — анда тез эле уланма реакция жүрөт да бомба сыяктуу жарылат. Ошондуктан атом бомбасын ар биринин массасы критикалык массага кичине болгондой кылып, уран — 235 дин жарым шарлар сыяктуу эки блогунан жасашат. Ар бир блок өзүнчө турганда коркунучсуз. Атом-



дук бомбаны жаруу үчүн бул эки жарым шарларды бири-бирине тез жакындата коюу жетиштүү болот; демек, атом бомбасы кадимки эле жарылуучу зат менен толтурулуп, жаруучу асбап менен камсыз кылынат. Жаруучу асбап иштеген кезде жарылуучу зат күйөт да уран — 235 дин жарым шарларын кысат; натыйжада алар бир блокко биригет да, атом бомбасынын жарылышына алып келет. Бул жарылуу  $10^{-6}$  сек. чамасындагы убакытта ишке ашат. Бомбанын корпусу жогорку температуралардагы ысыктыкка чыдамдуу материалдардан жасалат, себеби, ал жарылган учурда температура бир нече миллиондогон градустарга жетет (59-сүрөт).



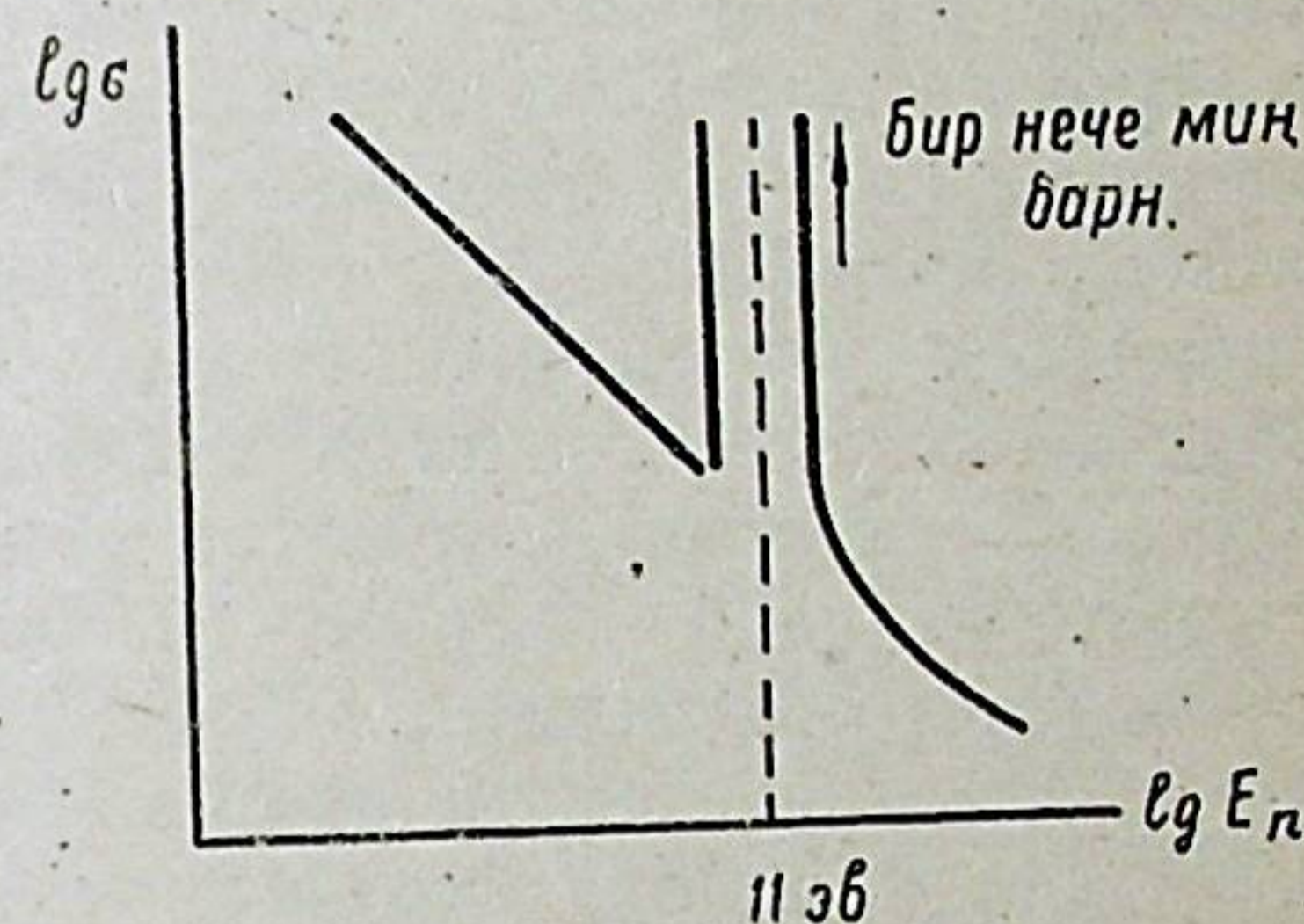
59-сүрөт. Атом бомбасынын схемасы.

Мындай дүрт этме ядролук уланма реакция учурундагы бөлүнүп чыгуучу энергияны тынчтык максаттарга колдонууга болбойт. Ядролук энергияны эл чарбасында колдонуу үчүн уланма реакциянын ылдамдыгын башкара тургандай кылуу керек. Мына ушул көз караштан алганда жаратылыштагы уранда уланма реакцияны ишке ашыруу маселеси кызыктуу болуп эсептелет.

Жаратылыштагы уран үч изотоптон турат:  $U^{238}$  (99,3% ке дакын),  $U^{235}$  (0,72%) жана  $U^{234}$  (~0,0015%). Үчүнчү изотоп урандын арасында өтө сейрек, ошондуктан теориялык жана практикалык кароолордо аны эске албай эле коюуга болот.  $U^{238}$  энергиясы I Мэв дон чоң болгон ылдам нейтрондордун аракети менен гана бөлүнөт;  $U^{235}$  бөлүнгөндөгү бошоп чыккан нейтрондордун көпчүлүгүнүн энергиясы мындан аз, ошондуктан алар  $U^{238}$  дин ядролорун бөлө алышпайт. Демек, уран — 235 дин ядролору анда-санда бөлүнгөндөгү бошоп чыккан нейтрондор кийинки ядролорду бөлүшпөстөн уран — 238 дин ядроло-

руна сиңе беришет да, жаратылыштагы уранда уланма реакция ишке ашпайт. Бирок, бактыга жараша уран — 238 дин нейтрондорду сиңирүү үчүн эффективдик кесилиши резонанстуу мүнөздө экен, б. а. уран — 238 кээ бир энергиялардагы нейтрондорду гана абдан күчтүү сиңирет. Нейтрондордун бул резонанстык энергиясы 11 эв го жакын. Ушул энергиядагы нейтрондорду сиңирүү үчүн уран — 238 дин эффективдик кесилиши өтө чоң (60-сүрөт).

Эгерде уран — 235 дин ядролору бөлүнгөндөгү бошоп чыккан нейтрондордун энергиясын (алар  $U^{238}$  дин ядролору менен жолукканга чейин) абдан төмөнкү чоңдуктарга чейин (11 эв дон кичине) азайтсак, б. а. ылдам нейтрондорду жылуулук нейтрондорго айландырсак, анда бул жылуулук нейтрондор  $U^{238}$  дин ядролоруна сиңилбестен, уран — 235 дин ядролору учурамайынча жүрө беришет. Демек, бул айтылган ишке ашкан учурда изотоптордун аралашмасы болгон уранда ядролук уланма реакция жүрүшү мүмкүн. Мындай ылдам нейтрондорду жылуулук кыймылындагы нейтрондорго айландыруу максатында атайын кашандаткычтар колдонулат. Кашандаткычтардын алдына: алар жылуулук энергиясындагы нейтрондорду сиңиришпесин жана нейтрондорду эффективдүү кашандатуучу материалдар болушсун деген талаптар коюлат. Бирок, водород абдан жакшы кашандаткыч болгону менен, аны жогорку максат үчүн колдонууга жарабайт — себеби анын жылуулук кыймылындагы нейтрондорду сиңирип алуу ыктымалдуулугу чоң; демек, нейтрондор водород аркылуу өткөндө жалпы нейтрондордун саны азайып калат. Гелийди кашандаткыч үчүн колдонууга болбойт, себеби, ал газ түрүндө. Бардык кашандаткычтарды анализдеп келгенде биздин максат үчүн дейтерий менен углерод ылайыктуу экендиги сезилет. Дейтерий газ түрүндө эмес, оор суу түрүндө кашандаткыч ( $D_2O$ ) кылынып колдонулат. Абдан таза углероддун нейтрондорду сиңирүү кесилиши жетишээрлик кичине



60-сүрөт.  $U^{238}$  дин ядролорунун нейтрондорду сиңирүү үчүн эффективдик кесилиши.



( $\sim 10^{-28}$  см), ошондуктан таза графит жакшы кашандаткыч болуп эсептелет. Анын үстүнө графитти алуу оңой жана арзан. Мына ушинтип азыркы кезде кашандаткыч катарында негизинен оор суу менен графит колдонулат. Изотоптордун аралашмасы болгон уранда уланма реакция пайда кылуу үчүн уран блоктору мына ушул кашандаткычтар менен аралаштырылып коюлат.

Урандын блоктору кашандаткыч (мисалы, графит) менен аралаштырылган чексиз чөйрөдөгү нейтрондордун көбөйүү механизмин карайлык. Бул чөйрөдө  $N_0$  ылдам нейтрондор бар болсун дейлик. (Бул нейтрондор чөйрөгө адегенде сырттан берилиши же  $U^{235}$  бөлүнгөндө пайда болушу мүмкүн). Ушул нейтрондордун жогорку чөйрөдөгү андан аркы келечегине көз жүгүртөлүк.  $N_0$  нейтрондордун анча-мынчасынын энергиясы 1 Мэв дон чоң; алар  $U^{238}$  дин ядролорун сыныктарга бөлөт да жаңы нейтрондорду пайда кылат. Мындай жол менен нейтрондордун көбөйүшүн  $\epsilon$  менен белгилейлик. Теориялык эсептөөлөр боюнча  $\epsilon=1,03$ , б. а. ылдам нейтрондордун жардамы менен  $U^{238}$  дин ядролору бөлүнгөндө баштапкы  $N_0$  нейтрондордун саны 3%ке көбөйөт. Энергиясы 1 Мэв ден кичине болгон нейтрондор  $U^{238}$  дин ядролоруна сиңиши мүмкүн, бирок, бул процесстин ыктымалдуулугу нейтрондордун энергиясы резонанстык деңгээлге жетпейинче ( $\sim 11$  эв) анчалык деле чоң эмес. ылдам жана кашаң нейтрондор  $U^{238}$  дин ядролоруна сиңбестен, резонанстык деңгээлди аттап өтүп, жылуулук кыймылындагы нейтрондорго айлануу ыктымалдуулугун  $P$  менен белгилейлик. Анда баштапкы  $N_0$  ылдам нейтрондордун  $N_0 \epsilon P$  саны жылуулук нейтрондоруна айланат. Бул жылуулук нейтрондордун кээ бирлери кашандаткычтын жана чөйрөдөгү аралашмалардын ядролоруна сиңип калышы мүмкүн; бирок, алардын, бир бөлүгү уран —235 тин ядролоруна барып кирет. Эгерде уран —235 тин ядролоруна кирген жылуулук нейтрондордун бул санын  $f$  аркылуу белгилесек, анда *f-жылуулук нейтрондорду пайдалануу коэффициентти* деп аталат. Демек, урандын ядролорун сыныктарга бөлгөн жылуулук нейтрондордун саны  $N_0 \epsilon P f$  болот. Калган  $N_0 \epsilon P (1-f)$  нейтрондор уланма реакция үчүн пайдасыз жолголот. Ар бир жылуулук нейтрон урандын ядросун бөлгөндө жаңыдан  $\eta$  ылдам нейтрондорду ( $\sim 2,5$ ) пайда кылат, демек, баштапкы  $N_0$  ылдам нейтрондордон ядролордун бөлүнүшүнүн натыйжасында жаңыдан  $N = N_0 \epsilon P f \eta$

ылдам нейтрондорду алабыз.  $N/N_0$  катышы чексиз чөйрөдөгү *нейтрондордун көбөйүшүнүн коэффициенти* деп аталат. Демек,  $K = \epsilon P f \eta$ ; эгерде  $K \geq 1$  болсо, б. а. чөйрөнүн ичинде пайда болгон нейтрондордун саны алгачкы нейтрондордун санынан чоң же ага барабар болгон учурда гана жаратылыштагы уранда ядролук уланма реакция жүрүшү мүмкүн.

$\epsilon$  менен  $\eta$  коэффициенттер толугу боюнча урандын ядролорунун касиеттери менен аныкталышат жана алар турактуу чоңдуктар ( $\epsilon=1,03$ ;  $\eta \simeq 2,5$ ). Мунун тескерисинче,  $f$  менен  $P$  чоңдуктары кандайдыр бир даражада биздин аракетинен көз каранды болушат; демек, аларды  $K \geq 1$  болгондой кылып тактап алууга болот. Чындыгында эле, жылуулук нейтрондорду пайдалануу  $f$  коэффициенти кашандаткычта жана аралашмаларда нейтрондордун сиңүүсү азайган сайын чоңоёт. Ошондуктан  $f$  ди чоңойтуу үчүн уранды жана кашандаткычты башка элементтерден (айрыкча, бор жана жердеги сейрек элементтерден) абдан тазалашыбыз керек. Андан башка дагы,  $f$  ди чоңойтуу үчүн кашандаткычтын ядролорунун санын урандын ядролорунун санына карата, мүмкүнчүлүккө жараша, азыраак кылып алуу керек.  $P$  коэффициенти да кашандаткычтын ядролорунун санынын урандын ядролорунун санына болгон катышына көз каранды, бирок, буга тескерисинче. Чындыгында эле, чөйрөдө кашандаткычтын ядролору канчалык көп болгон сайын нейтрондор урандын ядролору менен ошончолук аз кездешет, демек, резонанстык сиңирүү ыктымалдуулугу да азаят.  $K$  коэффициент карама-каршы багыттарда өзгөрүүчү  $f$  жана  $P$  чоңдуктарынын көбөйтүндүсүнөн көз каранды болгондуктан, чөйрөдөгү кашандаткычтын санынын урандын санына болгон катышы кандайдыр бир мааниге жеткенде  $K$  максимум болушу мүмкүн. Эсептөөлөргө караганда, жаратылыштагы уран учурунда оор сууну кашандаткыч катарында колдонгон кезде гана  $K > 1$  боло алат ( $\frac{\text{оор суу}}{\text{уран}} = 170$  болгон кезде,  $K = 1,33$  болот), б. а. оор сууну кашандаткыч катарында колдонуу менен бирге гана жаратылыштагы уранда ядролук уланма реакцияны ишке ашырууга мүмкүн. Эгерде кашандаткыч катарында графитти колдоно турган болсок, анда жаратылыштагы уранды анын ядролук отун болгон  $U^{235}$  изотопу менен байытышыбыз керек (жаратылыштагы уранда  $U^{235}$  дин саны 0,72%; демек, графитти кашандаткыч катарында



рында пайдаланып уланма реакцияны жүргүзүү үчүн  $U^{235}$  дин санын 0,72% тен бир кыйла чоң кылышыбыз керек; ушуга ылайык, СССР илимдер Академиясынын атомдук электростанциясындагы реактордо уран —235 тин саны 5% ке жеткирилген).

Ушуга чейин биз чексиз чөйрөдө уланма реакциянын жүрүшүнүн зарыл шарттарын карадык. Бирок, бул айтылгандар уран менен кашандаткычтан турган өлчөмдөрү чектүү болгон чөйрө үчүн да жалпысынан туура. Чындыгында эле, нейтрондорду көбөйтүүчү чөйрөнүн өлчөмдөрү ар дайым чектүү болот. Мындай, уран менен кашандаткычтын аралашмасынан турган реалдык көбөйтүүчү чөйрөнү *ядролук реактор* деп аташат.

Реактордун өлчөмдөрү чектүү болгондугунун натыйжасында жылуулук кыймылындагы (реактордогу уран-235 тин ядролорун бөлүүчү) нейтрондордун бир үлүшү реактордун бети аркылуу диффузия боюнча сыртка чыгып кетет; демек, нейтрондордун жоголушунун жаңы булагы пайда болот. Реактордун өлчөмдөрү кичине болгон сайын анын бетинин көлөмүнө болгон катышы чоңоёт. Ал эми реактордон диффузия боюнча чыгып кетүүчү жылуулук нейтрондордун саны анын бетине пропорциялуу, ал эми реактордо пайда болуучу нейтрондордун саны анын көлөмүнө пропорциялуу. Ошондуктан реактордун өлчөмдөрү өтө кичине болгон учурларда уланма реакция жүрүүгө мүмкүн эмес.

Реактордун өлчөмдөрү чоңоё баштаган сайын анын бети аркылуу чыгып кетүүчү нейтрондордун саны азая берет. Демек, реактордун кандайдыр бир «критикалык өлчөмдөрүндө» сыртка чыгып кетүүчү нейтрондордун саны реактордун ичинде жаңыдан пайда болуучу нейтрондордун санына барабар болуп калышы мүмкүн. Мына ушул убакта реактордо уланма реакция үзгүлтүксүз жүрөт да, ал стационардык режимде иштейт.

Берилген көлөмдөгү геометриялык фигуралардан шардын бети эң кичине экендиги белгилүү. Демек, жогорку айтылгандарга ылайык, шар түрүндөгү реакторду куруу ыңгайлуу болуп эсептелет; бирок, муну ишке ашыруу техникалык жактан бир кыйла кыйынчылыктарды туудурат. Ошондуктан каадада куб түрүндөгү реакторлорду курушат.

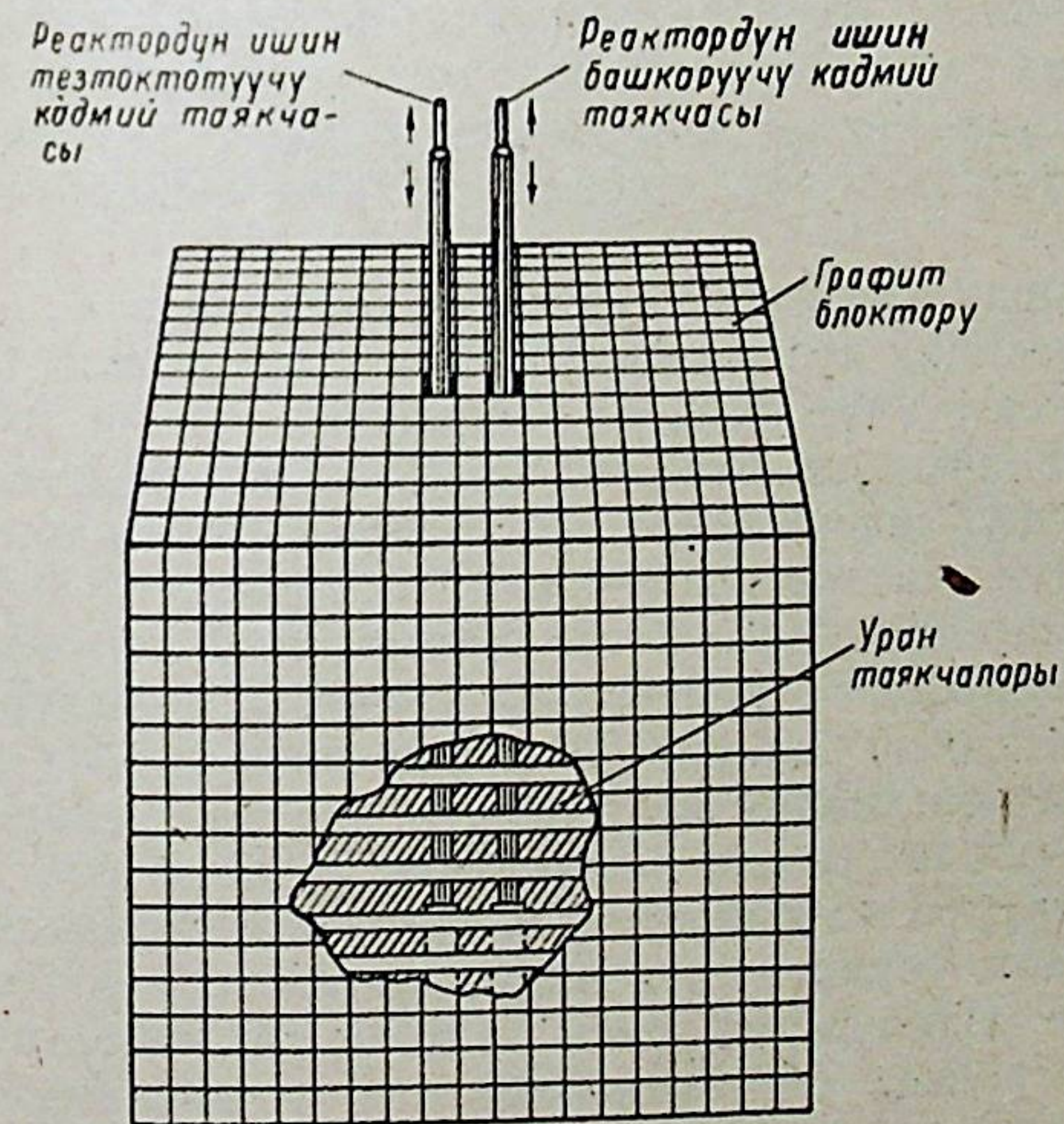
Эсептөөлөргө караганда, куб түрүндөгү реактордун критикалык өлчөмдөрү төмөнкү формула боюнча аныкталат:

$$d = \frac{L}{\sqrt{K-1}}$$

Мында  $d$ -кубдун өлчөмү,  $L$ -нейтрон реактордун ичинде жүрүүчү (пайда болгондон жоголгонго чейин) жолдун орточо узундугу жана  $K$ -нейтрондордун көбөйүшүнүн коэффициенти.  $L=350$  см жана  $K=1,06$  (Э. Ферми боюнча) деп алсак, анда  $d \approx 10$  м. болот.

61-сүрөттө куб түрүндөгү реактордун схемасы келтирилген. Графиттен жасалган көп сандаган майда кубдардан чогултулуп отуруп чоң куб жасалган. Бул кубдун ичинде бир кыйла сандагы цилиндр түрүндөгү тешиктер калтырылып (ички майда кубиктердин ар бири көзөнөк түрүндө жасалган), аларга урандын жумуру таякчалары жайлаштырылган. Реактор иштеген кездеги бөлүнүп чыккан жылуулук электр энергиясын алуу үчүн же башка жылуулук максаттарга колдонулушу мүмкүн (реакторду муздатуунун же андагы жылуулукту сыртка алып чыгуунун схемасы сүрөттө көрсөтүлгөн эмес).

Реактордун каптал беттери аркылуу диффузия боюнча сыртка чыгып кетүүчү жылуулук кыймылындагы нейтрон-



61-сүрөт. Ядролук реактордун схемасы (реактордун кутусу жана аны муздатуунун схемасы көрсөтүлгөн эмес).



дордун санын азайтуу максатында анын сырткы бети нейтрондорду ичке чагылтуучу зат менен капталып коюлат. Мындай зат катарында жеңил элементтер, айрыкча берилден жасалган кабыкча колдонулат.

Реактор абдан «ысып» кетпесин үчүн андагы уланма реакциянын ылдамдыгы турактуу кылынып кармалып турулат. Бул максатта 61-сүрөттө көрсөтүлгөн кадмийден жасалган таякчалар колдонулат, себеби кадмий нейтрондорду (айрыкча, жылуулук кыймылындагы) абдан күчтүү сиңирет. Демек, кадмий таякчасын тереңирээк чөгөргөндө уланма реакциянын ылдамдыгы азайып, ал эми таякчаны жогору көтөргөндө уланма реакциянын ылдамдыгы чоңоюп турат. Иштеп жаткан реактордо кадмий таякчалары ар дайым өйдө-ылдый жылып термелип турат.

Кечигип чыгуучу нейтрондордун санын 1% нен азыраагын гана түзгөнү менен, алар реактордун ишин башкаруу үчүн чоң ролду ойношот. Себеби, кадмий таякчаларынын берилген абалына туура келүүчү реактордогу нейтрондордун тыгыздыгы, ушул кечигип чыгуучу нейтрондордун натыйжасында, тез эле чоңойбостон бир нече секунда же минута убакыттан кийин гана белгилүү чондукка (коркунучтуу) жетет. Кечигип чыгуучу нейтрондор болбогондо биз кадмий таякчаларын төмөнүрөөк чөгөргүчө эле реактор абдан «ысып» кетээр эле. Демек, реактор кандайдыр бир «инерцияга» ээ болот, ошондуктан аны башкаруу жеңилдейт.

Реакторду аварияга учуратпоо максатында, б. а. андагы уланма реакция тез ылдамдап бара жаткан кезде аны тез токтото коюу үчүн реакторго кошумча (аварияга каршы) кадмий таякчалары коюлат. Демек, зарыл болгон мезгилде мына ушул кошумча таякчаларды тез чөгөрө коюу керек.

Ядролук реактор нейтрондордун абдан кубаттуу булагы болуп эсептелет. Анын 1 см<sup>2</sup> аянтынан 1 секундада  $10^{12}$ — $10^{13}$  чамасындагы нейтрондор чыгат. Бул нейтрондорду пайдаланып ( $n, \gamma$ ) реакция боюнча дээрлик бардык элементтердин радиоактивдүү изотопторун алууга болот. Ушул максат үчүн реактордо анын активдүү зонасына (уланма реакция жүрүп жаткан орун) чейин жеткен каналдар жасалып коюлат; берилген стабилдүү элементти радиоактивдүү элементке айландыруу үчүн аны ушул каналга салып, активдүү зонада бир-аз кармап туруу жетиштүү болот. Экинчи жактан, урандын ядролору бөлүнгөндөгү пайда болгон сыныктар дагы мезгилдүү системанын ортосунда

турушкан элементтердин радиоактивдүү изотоптору боло тургандыгын жогоруда айткан элек. Бул радиоактивдүү изотопторду «ысык» лабораторияларда атайын жасалган механикалык кармоочтордун жардамы менен алыстан туруп белгилүү химиялык операцияларды жүргүзүүнүн натыйжасында бири-биринен ажыратып алууга болот. Демек, ядролук реактор пайдалуу энергиянын гана кубаттуу булагы болбостон, ар түрдүү элементтердин эң көп сандагы радиоактивдүү изотопторунун булагы болуп да эсептелет. Бул изотоптордун ар түрдүү маселелерди чечүү үчүн техникада, медицинада, илимий изилдөөлөрдө жана айыл чарбасында кеңири колдонулушу жөнүндө кийинки главада айтабыз.

Реакторлор эң ар түрдүү болуп курулушу мүмкүн: кээси чоң сандагы жылуулук энергиясын бошотуп алуу үчүн (б. а. атомдук электростанция куруу үчүн), башкасы, жогоруда көрсөтүлгөн реакциялар боюнча,  $U^{238}$  ди  $Pu^{239}$  га же  $Th^{223}$  ни  $U^{233}$  кө айландыруу үчүн жана да ар түрдүү транспорттук каражаттарга коюу үчүн арналып курулат. Мындай реакторлор бири-биринен конструкциясы боюнча айырмаланышат. Алар жөнүндө да кийинки главада айтабыз.

## § 29. ТРАНСУРАН ЭЛЕМЕНТТЕРИ ЖАНА НЕПТУНИЙДИН КАТАРЫ.

Д. И. Менделеевдин мезгилдүү системасына жайлаштырылган элементтер катар номери  $z=92$  болгон уран менен бүтөт. Булардын ичинен төрт элемент-технеций ( $z=43$ ), прометий ( $z=61$ ), астатин ( $z=85$ ) жана франций ( $z=87$ ) жаратылышта учуратылбайт. Ядро физикасынын өнүгүшүнүн натыйжасында, тиешелүү ядролук реакцияларды ишке ашыруу жолу менен бул элементтер 1937-жылдан тартып лабораториялык шарттарда жаңыдан жасалып алына баштаган. Бирок, астатин менен франций анча-мынча санда жаратылыштагы үч радиоактивдүү катарлардагы мүчөлөрдүн арасынан учуратыла тургандыгы 1939—1940-жылдары тажрыйбалардын негизинде белгиленген. Булардын жасалма жол менен алынуучу изотопторун кошуп эсептегенде азыркы кезде астатиндин 19 жана францийдин 8 изотоптору белгилүү. Ушул жасалма радиоактивдүү изотопторунун жардамы менен бул эки элементтин



химиялык касиеттери азыркы кезде толук канааттандырырлык изилденди. Франций жегич металл, ал эми астатин кадимки галоиддерге окшош.

$z=43$  жана  $z=61$  элементтер жаратылышта такыр эле жок, бирок, алардын айрым изотоптору урандын ядролору бөлүнгөн кезде (ядролук реактордо) пайда болушат, ал эми кээ бирлери ядролук реакциялардын жардамы менен алынат. Азыркы кезде технецийдин 15 изотоптору жана прометийдин 12 изотоптору белгилүү. Химиялык касиеттери жагынан технеций катар номери 75 болгон ренийге окшош, ал эми прометий жердеги сейрек учуроочу элементтердин группасына кирет. Бул төрт элементтердин изотопторунун бардыгы тең радиоактивдүү жана жашоо убактылары салыштырмалуу кичине; демек, ушунун натыйжасында алар жерде учуратылбайт.

Ушинтип, жаратылышта учуратылуучу эң оор элемент-уран. Мындан оор элемент жаратылышта жок. Бирок, мезгилдүү системанын аягында жаткан элементтер ( $z \geq 81$ ) радиоактивдүү экендиги бизди төмөндөгүдөй ой жүгүртүүгө мажбур кылат. Элементтер оорлогон сайын алар радиоактивдүү болуу менен бирге жарым ажыроо мезгилдери азая бериши ыктымал. Демек, алгачкы убакытта бардык химиялык элементтер менен бирге жаралган урандан оор элементтер жарым ажыроо мезгилдери улам азайып отургандай болуп жаралышы мүмкүн. Ал эми Жердин жашы абдан чоң болгондуктан ( $4,5 \cdot 10^9$  жыл), алар акырындап ажыроого дуушар болуп отуруп, бул геологиялык убакыттын ичинде жок болуп кетишти деп айтууга болот. Экинчи жактан, § 19 да айтылгандай, жаратылыштагы үч радиоактивдүү катарлардын мүчөлөрүнүн массалык сандары  $A=4n$ ,  $A=4n+2$  жана  $A=4n+3$  формулаларга баш иет. Бул формулаларга үстүртөн көз жүгүрткөндө эле мүчөлөрүнүн массалык сандары  $A=4n+1$  формулага баш ийген төртүнчү радиоактивдүү катар да болушу керек деген ойго келүүгө болот. Бирок, жаратылыштан мындай радиоактивдүү элементтерди издөө ийгиликке алып келген жок. Мына ушулардан улам: мүчөлөрүнүн массалык сандары  $A=4n+1$  формулага баш ийүүчү радиоактивдүү катар урандан оор элементтерден түзүлүшкөн жана алардын жашоо убактылары Жердин жашынан алда канча кичине болгондуктан алар азыркы убакытка чейин сакталбастан жок болуп кетишкен (эгерде алар бир кезде жерде болушса) деген корутундуга келүүгө болот.

Акыркы жыйырма жылдын ичиндеги изилдөөлөрдүн натыйжасында, чындыгында эле катар номерлери  $z=93$  төн  $z=104$  кө чейинки урандан кийинки элементтерди, алардын ар биринин бир нечелеген изотопторун жана  $A=4n+1$  формулага туура келүүчү радиоактивдүү катардын мүчөлөрүн жасалма жол менен кайрадан пайда кылууга мүмкүн болду. Бул радиоактивдүү катар шарттуу түрдө *нептунийдин катары* деп аталат, себеби, катардагы эң узак жашоочу изотоп нептуний деп аталуучу элементтин  $Np_{93}^{237}$  изотопу болуп эсептелет ( $T=2,2 \cdot 10^6$  жыл). Ушинтип, катар номери 92 ден чоң болгон жана мезгилдүү системада урандан кийинки тилкелерге жайланышкан бул жасалма элементтер *зауран* же *трансуран* элементтери деп аталды; алардын ар бирине бир аздан токтололук.

$Z=93$  элемент—нептуний. Трансуран элементтерин алуунун тарыхы § 23 түн башында айтылган Э. Ферминин тажрыйбаларынан башталат. Ал тажрыйбаларда трансуран элементтерин пайда кылуу максатында урандын ядролору нейтрондор менен урдурулган. Бул учурда чындыгында эле массалык саны 238 болгон урандын изотопу нейтронду сиңирип алып, массалык саны 239 болгон 93-элементке айланарлыгы белгилүү болгон. Бул элементке күн системасындагы Уран планетасынын ары жагынан орун алган Нептун планетасына окшоштуруп *нептуний* деген ат берилген. Анын пайда болушу мындай: уран—238 нейтронду сиңирип алат да, уран—239 га айланат; акыркы изотоп  $\beta$ -активдүү жана 23 минутага барабар жарым ажыроо мезгили менен 93-элемент—нептундийге айланат. Бул  $Np^{239}$  да  $\beta$ -активдүү жана жарым ажыроо мезгили 2,3 күнгө барабар; аны 1940-жылы Э. Макмиллан менен Ф. Абельсон башка элементтерден таза түрдө ажыратып алууга жетишишкен. Кийинчерээк  $Np^{239}$  циклотрон берүүчү дейтерондордун жардамы менен  $U^{238}(d,n)Np^{239}$  реакция боюнча да алынган.

Азыркы кезде бул элементтин 11 радиоактивдүү изотоптору белгилүү. Аларды таблицадан табууга болот. Нептунийдин оор изотоптору  $\beta$ -активдүү жана ажыроодон кийин 94-үнчү элементтин изотопторуна айланышат. Ал эми анын жеңилерээк изотоптору же  $\alpha$ -ажыроого дуушар болушуп протактинийдин ( $z=91$ ) изотопторуна айланышат, же  $k$ —захватка дуушар болушуп урандын изотопторуна айланышат.

Башкаларына караганда көбүрөөк санда нептунийдин



узак жашоочу  $Np^{237}$  изотопун ( $T=2,2 \cdot 10^6$  жыл) алууга болот. Бул изотоп ядролук реакторлордо  $U^{238}(n, 2n)U^{237}$  реакциянын натыйжасында жана  $U^{237}$   $\beta$ -ажыроого дуушар болгондон кийин пайда болот. Жогоруда айтылгандай, бул изотоп  $A=4n+1$  формулага баш ийүүчү нептунийдин катарынын тукум башчысы болот.

**Z=94 элемент—плутоний.** Нептунийдин кээ бир изотоптору  $\beta$ -ажыроого дуушар болгондо 94—элемент пайда болот. Аны биринчи жолу 1941-жылы Г. Сиборг жана анын кызматкерлери таза түрдө бөлүп алышкан. Бул элементке күн системасындагы Нептундун ары жагында жайланышкан Плутон аттуу планетага окшоштурулуп *плутоний* (*Pu*) деген ат берилген.

Плутонийдин биринчи жолу бөлүп алынган изотопу  $Pu^{238}$ ; бул  $\alpha$ -активдүү жана  $T=90$  жыл болгон жарым ажыроо мезгилге ээ. Бул изотоп циклотрондо ылдамдатылган дейтерондор  $U^{238}(d, 2n)Np^{238}$  өңдүү реакцияны пайда кылуунун натыйжасында жана  $Np^{238}$   $\beta$ -ажыроого дуушар болгондон кийин пайда болот.

Плутонийдин бир кыйла терең изилденген изотопу  $Pu^{239}$ ; мунун жарым ажыроо мезгили 24000 жылга барабар жана ал  $\alpha$ -ажыроого дуушар болуп  $U^{235}$  ке айланат. Плутонийдин бул изотопунун  $U^{238}$  ден пайда болушу жөнүндө жана ядролук энергия алуу көз карашынан алганда анын касиети  $U^{235}$  ке окшош экендиги жөнүндө жогорку параграфта жетишээрлик айтылды.

Азыркы кезде плутонийдин 12 изотопу белгилүү; алардын көпчүлүгү  $\alpha$ -активдүү. Ал эми анын жеңилрээк изотопторунун арасында  $k$ -захватка дуушар боло тургандары да бар; оорураак изотоптору  $\beta$ -ажыроонун натыйжасында 95—элементке айланат. Плутонийдин эң оор изотопу  $Pu^{244}$  эң чоң жарым ажыроо мезгилге ( $\sim 10^7$  жыл) ээ.

**Z=95 элемент—америций.** Уранды 40 Мэв энергиялуу  $\alpha$ -бөлүкчөлөр менен урдурган кезде  $U^{238}(\alpha, n)Pu^{241}$  реакция боюнча  $\beta$ -активдүү  $Pu^{241}$  пайда болот. Плутонийдин бул изотопу 13 жылга барабар болгон мезгили менен  $\beta$ -ажыроого дуушар болуунун натыйжасында 95—элементке айланат. Бул элемент биринчи жолу 1944-жылы Г. Сиборг тарабынан бөлүнүп алынган да, ага *америций* деген ат коюлган.

Америцийдин 8 изотопу белгилүү. Анын эң узак жашоочу изотопу ( $T=8800$  жыл)  $\alpha$ -активдүү  $Am^{243}$ . Америцийдин изотоптору негизинен  $\alpha$ -жана  $\beta$ -ажыроого

жана  $k$ -захватка дуушар болушат. Анын оорураак изотоптору ( $Am^{241}$ , ж. б.) көбүрөөк санда ядролук реакторлордогу плутонийди нейтрондор менен урдурган кезде бир нече  $(n, \gamma)$  реакциялардын жана  $\beta$ -ажыроолордун натыйжасында пайда болушат.

$Am^{242}$  эң кызыктуу физикалык касиетке ээ. Ал кашан нейтрондордун аракетин менен сыныктарга бөлүнөт жана анын бөлүнүү эффективдүүлүгү  $U^{235}$  менен  $Pu^{239}$  дукунан бир нече эсе чоң.

**Z=96 элемент—кюри.** Америцийдин  $Am^{242}$  изотопу 100 жылга барабар болгон мезгили менен  $\beta$ -ажыроого дуушар болот да, 96-элементтин изотопуна айланат. муну биринчи жолу Г. Сиборг белгилеген. Бул элемент радиоактивдүүлүк жөнүндөгү илимге негиз салуучу Мария менен Пьер Кюриини наамдарында *Кюри* (*Cm*) деп аталган.

Мындан кийин бул элементтин массалык сандары 238—242 болгон изотоптору плутонийди энергиясы 40 Мэв чамасындагы  $\alpha$ -бөлүкчөлөр менен урдурдуунун натыйжасында пайда кылынган. Кюридин изотоптору 10; алардын ичинен эң узак жашоочусу  $Cm^{245}$  ( $T=11500$  жыл). Кюри күмүшкө окшош өңү бар металл, анын тыгыздыгы  $7 \text{ г/см}^3$ .

**Z=97 жана Z=98 элемент—берклией менен калифорний.**

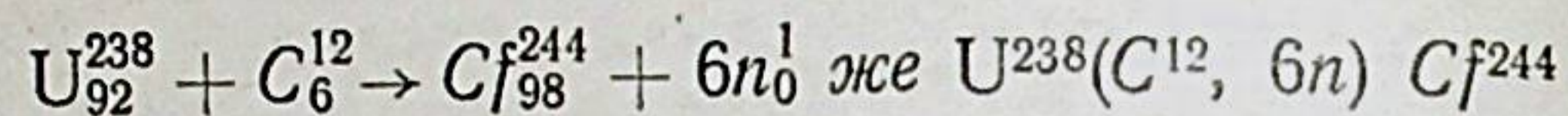
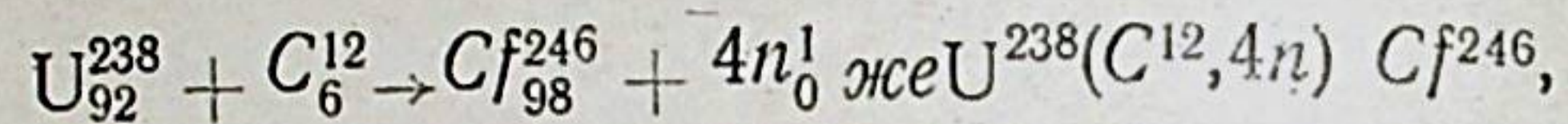
1950-жылы Г. Сиборг жана анын кызматкерлери 97—жана 98—элементтерди жасалма жол менен алышып, аларды америкалык шаардын жана штаттын аттарында *берклией* (*Bk*) жана *калифорний* (*Cf*) деп аташкан. Бул элементтер  $Am^{241}$  менен  $Cm^{242}$  ни энергиясы 35 Мэв болгон  $\alpha$ -бөлүкчөлөр менен урдурган кезде  $Am^{241}(\alpha, 2n)Bk^{243}$  жана  $Cm^{242}(\alpha, 2n)Cf^{244}$  реакциялар боюнча пайда болушкан.

Берклией менен калифорний абдан аз санда пайда болгондугуна жана өтө кичине убакыт жашагандыгына карабастан ( $Bk^{243}$  үчүн  $T=4,6$  саат, ал эми  $Cf^{244}$  үчүн  $T=45$  мин), аларды башка элементтерден ажыратып алып, андан кийин негизги химиялык касиеттерин изилдөөгө мүмкүн болгон.

Кийинки убакыттарда циклотронду пайдаланып, углеводдун, азоттун жана кислороддун ядролорун ылдамдатууга мүмкүн болду. Бул болсо трансурандык элементтерди алуунун кошумча мүмкүнчүлүктөрүн ачты. Чындыгында эле ылдамдатылган 6 заряддуу углеводдун ( $C^{12}$ ) ядролору



менен уранды урдурган кезде төмөндөгүдөй реакциялар ишке ашкан жана натыйжада калифорнийдин изотоптору пайда болгон:

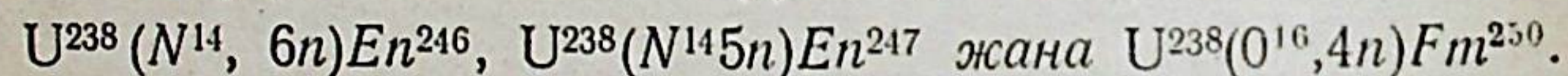


Азыркы кезде ар түрдүү ыктар менен алынган берклидин 7 изотопу жана калифорнийдин 9 изотоптору белгилүү.

$Z=99$  жана  $Z=100$  элементтер эйнштейний менен фермий.

Бул элементтер 1953-жылы ачылган. Азыркы кезде 99-элементтин 5 изотоптору жана 100 элементтин 4 изотоптору белгилүү. 1955-жылы жүргүзүлгөн атом энергиясын тынчтык максаттарда колдонуу боюнча Женевадагы Эл аралык илимий — техникалык конференцияда улуу физиктер А. Эйнштейн менен Э.Ферминин эстелигине арналып, бул 99— жана 100— элементтерге *эйнштейний* (*En*) жана *фермий* (*Fm*) деген аттар коюлган.

Эйнштейний менен фермийдин изотопторун алуу үчүн урандын ядролору 100 Мэв ден ашыгыраак энергияга чейин ылдамдатылган азоттун жана 180 Мэв ге чейин ылдамдатылган кислороддун ядролору менен урдурулган. Натыйжада төмөнкүдөй реакциялардын негизинде эйнштейний менен фермийдин изотоптору пайда болгон:



Бул элементтердин башка изотоптору плутонийди улам кашаң нейтрондор менен урдуруп отуруу жолу менен пайда кылынган.

$Z=101$  элемент—менделеевий. 1955-жылы май айында ядро физикасы жана радиохимия жаңы ийгиликке ээ болду. 101 элемент жасалма жол менен алынды. Бул элементти да Г. Сиборг жана анын кызматкерлери ачышып, ага мезгилдүү системаны түзгөн Д. И. Менделеевдин наамында *менделеевий* (*MV*) деген ат коюшкан.

Менделеевийди алуунун жолу мындай болгон. Эйнштейнийдин массалык саны 253 болгон изотопунун жарым миллиардка жакын атомдору алынып, алар энергиясы 41 Мэв болгон  $\alpha$ -бөлүкчөлөр менен урдурулган. Бул учурда  $En^{253}(\alpha, n)MV^{256}$  реакциянын натыйжасында 101 — элемент менделеевий пайда болгон. Менделеевий өтө күчтүү

радиоактивдүү болгон (ал к-захватка дуушар болуп 100-элементке айланат), ошондуктан аны башка элементтерден ажыратып алган кезде окумуштуулардын карамагына менделеевийдин араң эле 17 атомдору калган. Ушуга карабастан бул 101 элементтин кээ бир химиялык касиеттерин белгилеп калууга мүмкүн болгон.

$Z=102$ —элемент нобелий. 1957-жылы декабрь айында Стокгольм шаарында америкалык, англиялык жана шведиялык окумуштуулардын бириккен группасы 102— элементти жасалма жол менен пайда кылгандыгы жөнүндө кабарлады. Ал окумуштуулар кюрийдin  $Cm^{244}$  изотопун углерод —13 түн ылдамдатылган ядролору менен урдурушкан; бул учурда жарым жашоо убактысы 10 мин. альфаактивдүү 102— элемент пайда болгон. Бул элементтин физикалык жана химиялык касиеттери жөнүндө алар эч нерсе айттышкан жок, бирок, изилдөөлөр Нобель атындагы илимий-изилдөө институтунда жүргүзүлгөндүктөн, жаңы элементти *нобелий* деп атоону сунуш кылышкан. Кийин, 1958—63 жылдары СССРде жана Америкада бул элементтин бир нече жаңы изотоптору ачылды.

$Z=103$  жана  $Z=104$  элементтер—лауренсий жана курчатовий.

103 элемент 1961-жылы Америкада Беркли шаарында оор иондорду ылдамдатуучу сызыктуу ылдамдаткычтын жардамы менен ачылды. Тажрыйбада калифорнийдин бир нече изотопторунун аралашмасы ылдамдатылган бордун  $B^{10}$  жана  $B^{11}$  иондору менен урдурулган. Иондук ток 0,5 мкА чамасында болгон. Бул учурда пайда болгон жарым жашоо убактысы 8 сек. жана энергиясы 8,6 Мэв альфа—бөлүкчөлөрдү чыгаруучу продукт 103 элементтин массалык саны 257 болгон изотопуна таандык экендиги далилденген.

103 элементке циклотронду биринчи ойлоп чыгарган окумуштуунун ысымынан лоуренсий (*Lw*) деген ат коюлган. Лоуренсийдин массалык саны 256 болгон изотопу америций—243 дү кислороддун иондору менен урдурганда пайда боло тургандыгын 1965-жылы советтик физиктер ачышкан.

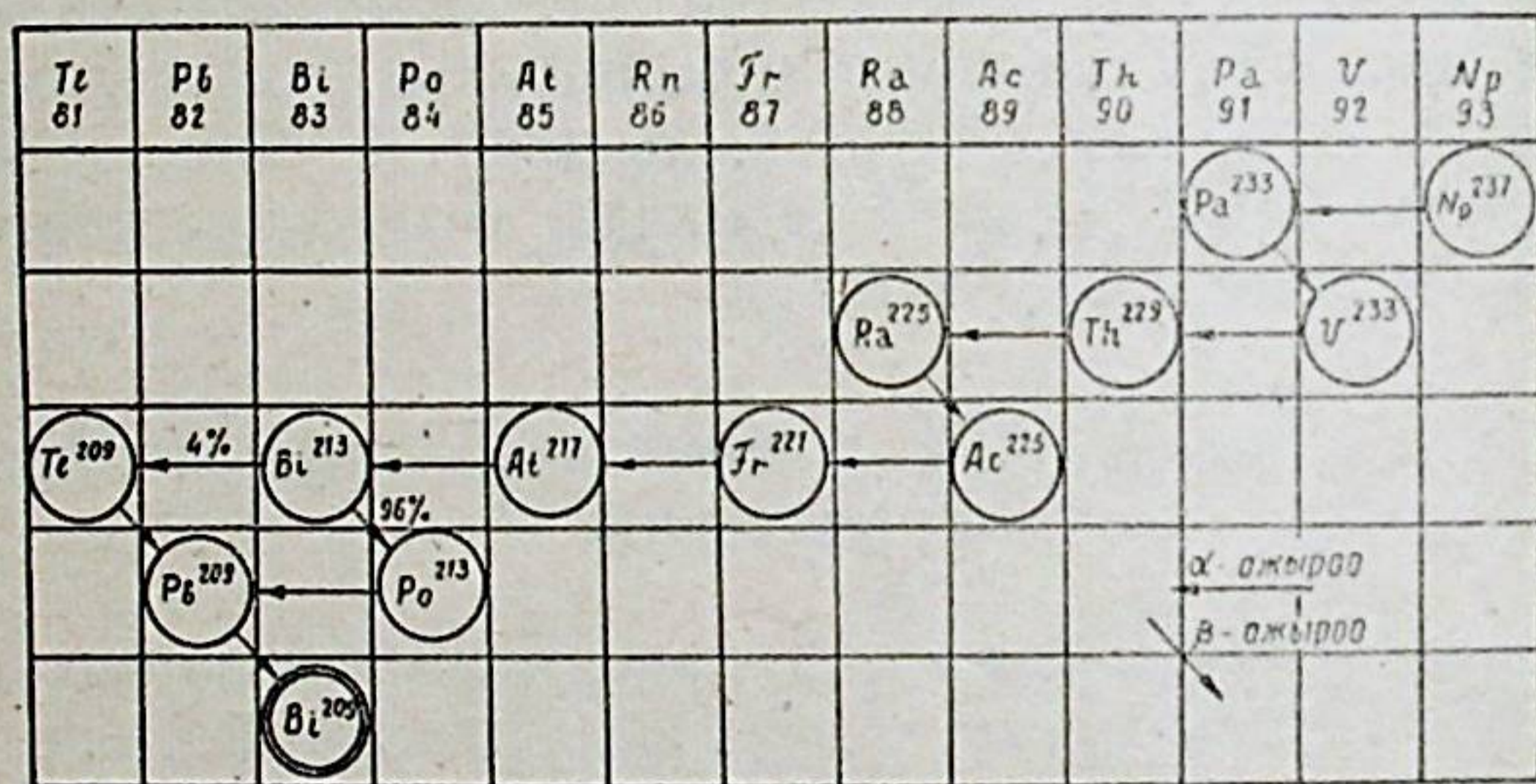
$Z=93$ —103 элементтер химиялык касиеттери жагынан актинийге окшош болушуп, актиниддердин группасын түзүшөт.  $Z=104$  элемент 1964-жылы Дубнадагы ядролук изилдөөлөрдүн бириккен институтунда советтик окумуш-



туулар тарабынан ачылды. Ага көрүнүктүү советтик окумуштуунун наамында *Курчатовий* деген ат берилди. Курчатовий химиялык касиеттери жагынан 72— элемент гафнийге окшош.

Изилдөөлөргө караганда  $z=104-118$  элементтер химиялык жагынан мезгилдүү системанын VI мезгилинин аяккы элементтерине окшош болушуп, лантаноиддер жана актиноиддер сыяктуу эле, өзүнчө группаны түзүшү керек.

Мүчөлөрүнүн массалык сандары  $A=4n+1$  формулага баш ийүүчү жасалма жол менен алынган нептунийдин катарына кайрылалык. Жогоруда айтылгандай, бул катардагы узак жашоочу изотоп —  $Np^{237}_{93}$ , бирок, трансурандык элементтердин кээ бир изотоптору да  $\alpha$ -же  $\beta$ -ажыроонун натыйжасында бул катардын мүчөлөрүнө куят. Нептунийдин катары 62-сүрөттө келтирилген.



62-сүрөт. Нептунийдин катары  $A=4n+1$ .

Бул катарда заряддык саны 86 болгон изотоп учуратылбайт; демек, жасалма катарда газ түспөлүндөгү изотоп жок. Мына ушуну менен нептунийдин катары жаратылыштагы радиоактивдүү элементтердин үч катарларынан айырмаланат. Анын үстүнө, нептунийдин катары висмуттун стабилдүү изотопу ( $Bi^{209}_{83}$ ) менен аяктайт, ал эми жаратылыштагы үч катарлардагы эң аяккы продуктылары болуп коргошундун изотоптору эсептелет.

Жасалма катарда уран менен торийдин изотоптору ( $U^{233}$  жана  $Th^{229}$ ) болгондуктан, табияттагы урандын жана торийдин минералдарында висмуттун стабилдүү изотопу ( $Bi^{209}$ ) болушу керек деп күтүүгө болот. Бирок, изилдөөлөр урандын жана торийдин минералдарында висмуттун бул изотопунун жоктугун көрсөттү. Ушундан улам,

эгерде нептунийдин катарындагы элементтер бир кезде бардык элементтер менен бирге табиятта жаралышса дагы, уран менен торийдин минералдары пайда болгонго чейин ажыроого дуушар болуунун натыйжасында жок болуп кетишкен деп айтууга болот.

Жасалма жол менен алынуучу радиоэлементтер менен жаратылыштагы радиоактивдүү элементтердин үч катарларын да бир кыйла «толуктоого» болот. Бул «толуктоолор» жөнүндө кошумча түшүнүктөрдүн кереги жок. Алар тиешелүү катарлардан эле ачык көрүнүп турат.

Ушинтип, трансурандык элементтердин бардыгы өздөрүнүн бүткүл изотоптору менен бирге нептунийдин катарын эүзүшпөйт, алардын кээ бирөөлөрү гана бул жасалма татарга киришет, ал эми башкалары  $\alpha$ -же  $\beta$ -ажыроолоркун натыйжасында жаратылыштагы үч катарлардын дигил же бул мүчөлөрүнө куюшат.

### § 30. ТЕРМОЯДРОЛУК РЕАКЦИЯЛАР. ЖЫЛДЫЗДАРДЫН ЭНЕРГИЯСЫНЫН БУЛАКТАРЫ.

Оор ядролорду жеңилерээк ядролорго бөлгөндөгү бошоп чыккан энергия ал ядролордун байланыш энергияларынын айырмасы болуп эсептелет. Бирок, оор ядролорду жеңилерээк ядролорго бөлүү — бул ядролук ички энергияны бошотуп алуунун жалгыз гана жолу эмес. Ядролук ички энергияны бошотуп алуунун дагы бир ыгы белгилүү.

Бул ык менен таанышуу үчүн § 7 деги 17-сүрөттө көрсөтүлгөн графикти анализдөөгө дагы бир жолу кайрылалык. Ал графикте ар түрдүү ядролордун бир нуклонго туура келген  $\frac{E}{A}$  байланыш энергиясынын (б. а. ядролордун салыштырмалуу байланыш энергиясынын) ал ядролордун массалык санынан болгон көз карандылыгы келтирилген. Сүрөттө ийри сызык адегенде тез жогору көтөрүлөт жана  $A=50$  болгон кезде абцисса огуна дээрлик жарыш болуп калат да, андан кийин акырындап кайрадан төмөндөйт. Графиктеги максимум хромго туура келет ( $\frac{E}{A}=8,6$  Мэв),

ал эми уран үчүн болсо  $\frac{E}{A}=7,5$  Мэв. Графиктин башталышындагы кээ бир максимумдар  $He^4_2$ ,  $C_6^{12}$  жана  $O_8^{16}$  өңдүү  $\alpha$ -бөлүкчөлөргө окшош ядролорго туура келет. Демек, бул

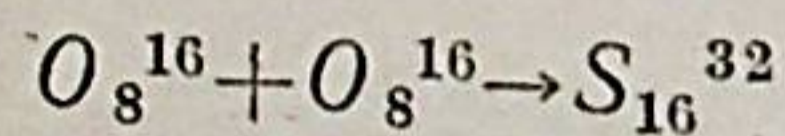


болсо, мезгилдүү системанын баш жагында жаткан кээ бир жеңил элементтердин ядролору өзүлөрүнүн тегерегиндеги коңшу элементтердин ядролорунан бир кыйла бекемирээк дегендикке жатат. Эгерде ал графикти жалпысынан анализдесек, анда мындай өтө маанилүү корутундуларга келүүгө болот.

1. Уран же торий өндүү оор ядролор орточо ядролорго караганда кичирээк жана болжолдогондо 7,5 Мэв ге барабар салыштырмалуу байланыш энергияга ээ. Ошондуктан оор ядролорду жеңилерээк ядролорго айландырганда энергия бөлүнүп чыгат. Ядролорду бири-бирине мындай айландыруу оор ядролорду сыныктарга бөлгөн кезде ишке ашат. Бул учурда салыштырмалуу байланыш энергия 0,9—1 Мэв ге азайгандыктан жана уран —235 тин ядросунда 235 нуклон болгондуктан, бошоп чыккан энергия болжол менен  $235 \times 0,9 = 200$  Мэв ге барабар. Ядролук энергияны бошотуп алуунун бул ыгы менен жогорку параграфтарда тааныштык.

2. Жеңил ядролордун салыштырмалуу байланыш энергиясы да мезгилдүү системадагы орточо ядролордун салыштырмалуу байланыш энергиясынан кичине. Ошондуктан жеңил ядролорду бири-бири менен бириктирип, оорураак ядролорго айландырган кезде да ядролук ички энергия бошоп чыгышы керек. Бул параграфта ядролук ички энергияны бошотуп алуунун ушул ыгы менен таанышалык.

Мисал катарында ар түрдүү ядролордун бири-бири менен биригишин (б. а. ядролордун синтезин) карайлык. Массалык саны 16 болгон кислороддун эки ядросу өз ара биригип, массалык саны 32 болгон күкүрттүн ядросун түздү дейлик, б. а.



Күкүрттүн атомунун массасы 31,982 атомдук бирдикке, ал эми кислороддун ар бир атомунун массасы 16 атомдук бирдикке барабар. Ошондуктан кислороддун ядролору жогоркудай биригишкенде  $(32 - 31,982) \cdot 931$  Мэв  $\approx 17$  Мэв энергия бошоп чыгышы керек. Сөзсүз, бул энергия урандын бир ядросу сыныктарга бөлүнгөндөгү бошоп чыккан энергиядан алда канча аз. Бирок, кислороддун эки ядролорунун массасы урандын бир ядросунун массасынан бир кыйла кичине экендигин эске алуу керек. Ошондуктан, эгерде бир грамм кислороддун ядролору биригишкендеги бошогон энергияны бир грамм урандын ядролору сынык-

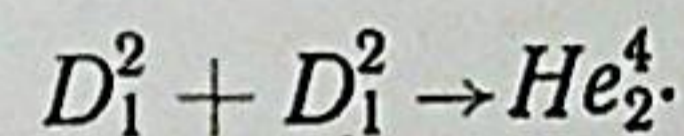
ω

тарга бөлүнгөн кездеги бошогон энергияга салыштырса анда айырма анча деле чоң болбойт. Чындыгында эле, 1 килограммдын ядролору өз ара биригишкендеги бошогон энергия, 1 г урандын ядролору бөлүнгөндөгү бошогон энергиянын 70% ине барабар экендигин эсептөөлөр көрсөтөт.

Бул мисалдан жеңил ядролор бири-бири менен биригишкенде, оор ядролор сыныктарга бөлүнгөн учурдагыдай эле, абдан чоң ядролук ички энергия бошоп чыгып тургандыгы көрүнөт. Бирок, жеңил ядролорду бири-бирине абдан жакындата коюу эле жөнөкөй иш эмес, бул үчүн ядролорго алдын-ала чоң энергия берүү керек, себеби ядролор оң заряддалгандыктан алардын ортосунда өз-ара түртүлүү күчтөрү бар. Мисалы, кислороддун ядролор бири-бирине абдан жакындап барып чоңураак ядрого биригишүү үчүн, алар 10 Мэв чамасындагы кинетикалык энергияга ээ болуулары керек. Биригүүчү ядролордун заряддары чоңойгон сайын алардын кинетикалык энергиясы да чоңоюшу керек.

Азыркы кездеги ылдамдаткычтарды пайдаланып, кислороддордун ядролорун 10 Мэв энергияга чейин ылдамдатуу анчалык деле кыйын эмес. Бирок, мындай жол менен энергия алуу эч бир пайдасыз, себеби, ылдамданган бөлүкчөлөрдүн интенсивдүүлүгү аз жана ылдамдаткыч өзү элечоң кубаттуулукту талап кылат.

Өтө жеңил ядролор бири-бири менен биригишкен кезде электрдик түртүлүү күчтөрү азыраак. Мисалы, эки дейтерон биригип гелийдin ядросун түздү дейлик:



Бул учурда бошогон энергия болжол менен 24 Мэв ге барабар. Бирок, бир грамм затка эсептей турган болсок анда 1 г дейтерий гелийге айлангандагы бошогон энергия 1 г уран сыныктарга бөлүнгөндөгү бошогон энергиядан алда канча чоң болот.

Чындыгында эле 1 г уран —235 бөлүнгөндөгү бошогон энергия:

$$E = 195 \text{ Мэв} \cdot N = 195 \frac{6,023 \cdot 10^{23} \cdot 1 \text{ г}}{235 \text{ г}} = 5 \cdot 10^{23} \text{ Мэв} =$$

$$= 5 \cdot 10^{29} \text{ эв} = 8 \cdot 10^{17} \text{ эрг} = 8 \cdot 10^{10} \text{ Дж} = 22000 \text{ квт} \cdot \text{саат.}$$

(Мындагы  $N$  — 1 г уран —235 деги атомдордун саны) Ал эми 1 г дейтерон гелийдin ядролоруна айлангандагы

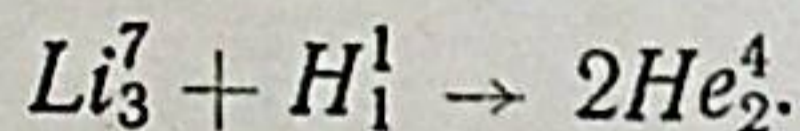


бошогон энергия 160000 *квт-саатка* барабар экендигин ушундай эле эсептөөлөрдүн натыйжасында табабыз. Эгерде төрт протон биригип, гелийдин бир ядросун түзсө, анда бул учурда 1 г водородго мындан да чоң энергия (176000 *квт-саат*) туура келер эле.

Бул мисалдардан оор ядролорду бөлүүгө караганда жеңил ядролорду бириктирүү энергиялык жактан алдаканча пайдалуу экендиги көрүнөт. Бирок, оор ядролордун бөлүнүшү бир башталып алгандан кийин ( $K \geq 1$  болгон шартта) өзүнөн-өзү уланып отурат. Ал эми эки дейтеронду же төрт протонду бири-бири менен бириктирүү үчүн ар бир учурда алардын ортосундагы өз ара түртүлүү күчтөрдү жеңип отуруу керек. Мына ушундан: водороддун ядролору же дейтерондор өз алдынча эле гелийдин ядролоруна айлана турган шартты түзүүгө болобу? деген суроо туулат.

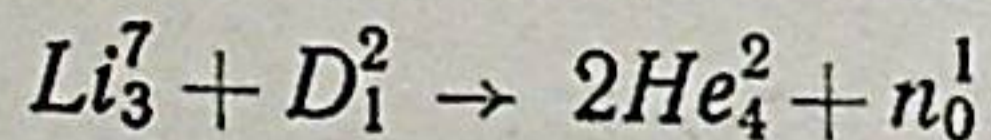
Мындай шартты чындыгында эле түзүүгө болот. Ал үчүн водородду же дейтерийди жогорку температураларга чейин ысытуу керек. Эсептөөлөргө караганда, эгерде 1 кг дейтерийди 1 миллион градус температурага чейин ысытсак, анда дейтрондор өз ара биригүүнүн натыйжасында ар бир секундада 100 *киловаттка* барабар энергия бөлүп чыгат. Эгерде температура 5—6 миллион градуска жетсе, анда 1 кг дейтерий, 150 миллион *киловатт-саат* энергия бөлүп чыгаруу менен бирге, секундага жетпеген эң кичине убакыттын ичинде «күйүп» кетет.

Ушинтип, жеңил ядролорду бириктирип оорураак ядролорго айландыруу менен бирге энергия бөлүп алуу үчүн, ал жеңил ядролорду чоң температурага чейин ысытуу керек. Бир нече миллион градустагы температурада



өндүү реакция да абдан ылдам жүрөт жана бул учурда 17 *Мэв* ге жакын энергия бөлүнүп чыгат.

Жогорку температураларда жүрүүчү мындай ядролук реакциялар *термоядролук реакциялар* деп аталат. Термоядролук реакцияларга мисалдар катарында



түрүндөгү реакцияны да келтирүүгө болот.

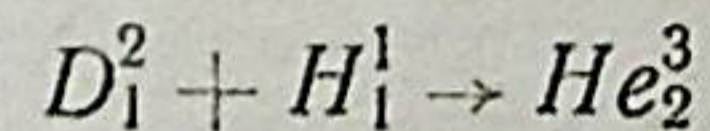
Бир нече же ондогон миллион градустардагы температуралар, б. а. термоядролук реакциялар жүрүүчү шарттар жаратылышта учуратылабы? Окумуштуулардын изилдөөлөрүнө караганда так мына ушундай жогорку темпе-

ратуралар жылдыздарда өкүм сүрөт. Демек, жылдыздарда ар түрдүү термоядролук реакциялар жүрүп турушу керек.

Көп убакыттарга чейин Күндүн жана башка жылдыздардын энергиясынын булактары жөнүндөгү суроо түшүнүксүз болуп келген. Күн абдан чоң энергиянын булагы болуу менен бирге миллиарддаган жылдардан бери чоң кубаттуулуктагы ( $3,5 \cdot 10^{26}$  *ватт*) нурду чыгарып келе жаткандыгы белгилүү. Күндүн кубаттуулугу азыр Ангара суусунда ишке киришкен Братск ГЭСинин кубаттуулугунан  $10^{17}$  эсе чоң. Мындай эбегейсиз чоң энергияны Күн кайдан алып турат?

Окумуштуулардын бир кыйла ишенимдүү түшүндүрүүлөрүнө караганда, Күндүн жана башка жылдыздардын энергиясынын булагы болуп, аларда тынымсыз жүрүп туруучу термоядролук реакциялар эсептелет. Бирок, изилдөөлөргө караганда, жылдыздардагы азыркы кездеги шарттарда термоядролук реакциялардын натыйжасында гелийден ( $He_2^4$ ) оорураак ядролор пайда болууга мүмкүн эмес. Оор элементтер жылдыздардын алгачкы өнүгүү этаптарында пайда болушу ыктымал. Демек, жылдыздарда тиги же бул жол менен төрт протондон гелийдин ядролорун пайда кылуучу термоядролук реакциялар гана жүрүшү керек. Буга төмөндөкүдөй ой жүгүртүүлөр менен ишенебиз.

Астрономдордун эсептөөлөрүнө караганда Күндүн ичиндеги температура 20 миллион градуска жетет. Эгерде Күндүн ичинде дейтерий болгон болсо, анда бул температурада гелийдин пайда болушу өтө тез жүрөт эле да, Күн дүрт этип жарылууга дуушар болушу мүмкүн. Ошондуктан

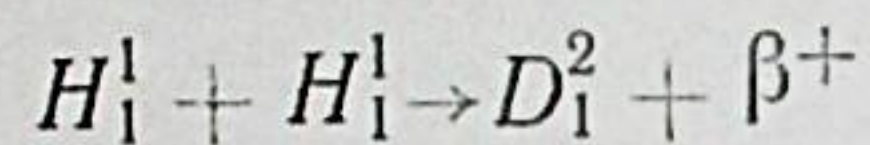


түрүндөгү реакция Күндүн ичиндеги температура 400000 градус болгон кезде гана жүрө алат.  $Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow He_2^4$  түрүндөгү термоядролук реакция да Күндүн энергиясынын булагы боло албайт, себеби, бул реакция да 20 миллион градус температурада өтө тез жүрүшү ыктымал. Ушул фактылардан улам: Күндө жана башка жылдыздарда төрт протондон тигил же бул жол менен гелийдин ядролорунун пайда болушуна алып келүүчү термоядролук реакциялардын жүрүшү гана мүмкүн деген корутундуга келебиз. Мындай жолдор экөө.

Биринчи жол төмөнкүдөй. Жогорку температурада

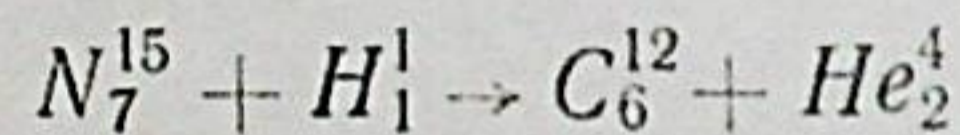
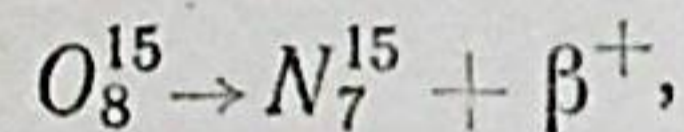
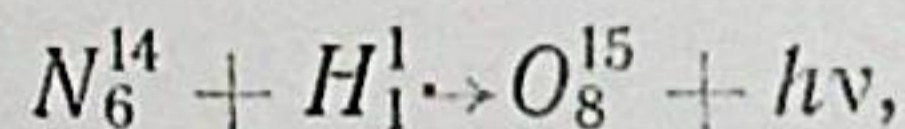
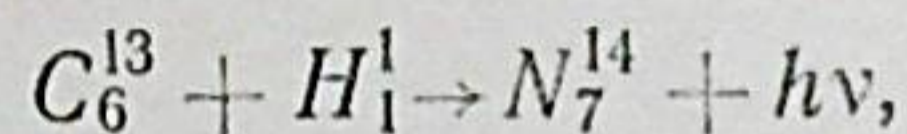
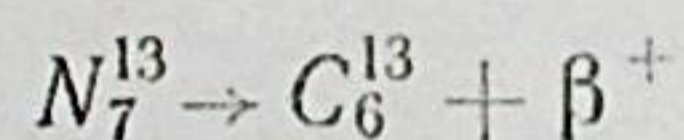
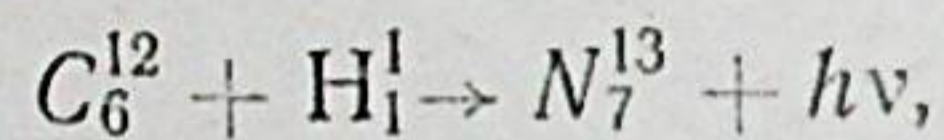


жана чоң басымда эки протон бири-бири менен биригип, дейтеронду пайда кылат:



Бул учурда пайда болгон дейтерон удаалаш эки жолу эки протонду өзүнө сиңирип алып, натыйжада гелийдин ядросун түзөт. Астрономиялык фактыларды талкуулоо бул жол менен жүрүүчү термоядролук реакция борбордук температурасы кичине болгон ( $\sim 400000^\circ$ ) жылдыздарда жүрүшү мүмкүн деген корутундуга алып келет.

Төрт протондон гелийдин ядросунун түзүлүшүнө алып келүүчү термоядролук реакциянын башкача жолун Г. Бета көрсөткөн. Бул термоядролук реакция *углероддук-азоттук цикл* деп аталат. Углероддук-азоттук цикл төмөнкү уланма реакция менен түшүндүрүлөт:



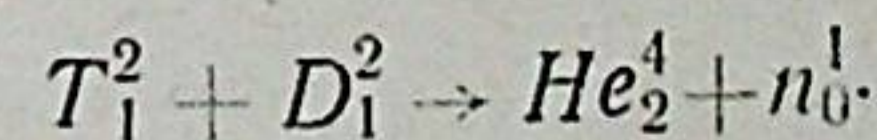
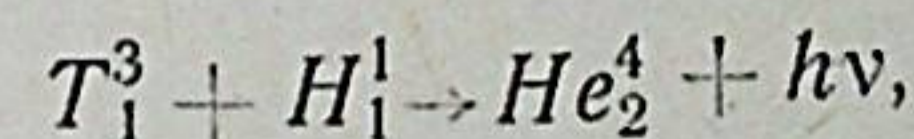
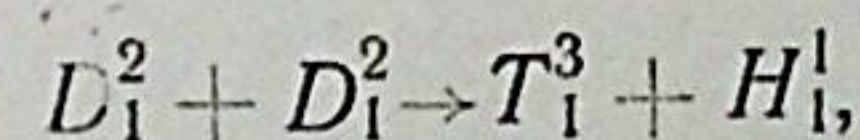
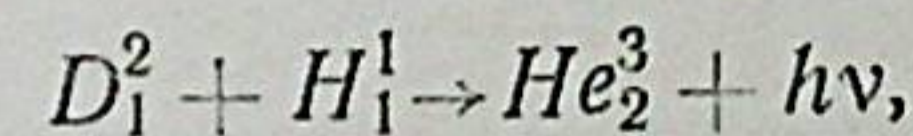
Цикл углероддун изотопу  $C^{12}$  бир протонду өзүнө сиңирип алуу менен башталат; пайда болгон азоттун изотопу ( $N^{13}$ )  $\beta^+$  ажыроого дуушар болот да  $C^{13}$  кө айланат, ал эми  $C^{13}$  экинчи протонду сиңирип алып азоттун изотопун берет; бул изотоп дагы бир протонду сиңирип алып кислороддун изотопуна ( $O^{15}$ ) айланат, кислороддун бул изотопу  $\beta^+$ -ажыроого дуушар болгондон кийин азоттун изотопуна ( $N^{15}$ ) айланат; акыркы изотоп төртүнчү протонду өзүнө сиңирип алат да, натыйжада кайрадан углероддун изотопу  $C^{12}$  ге айланат жана  $\alpha$ -бөлүкчөнү бөлүп чыгарат. Демек, бул циклде углероддун изотопу  $C^{12}$  расхотдолбойт, ал төрт протонду бириктирип  $\alpha$ -бөлүкчөгө айландыруучу катализатордун кызматын гана аткарат. Цикл бир жолу толук жүргөндөгү бөлүнүп чыккан энергия  $26,8 \text{ Мэв}$  ге барабар.

Салыштырмалуу баамдоолорго караганда углероддук-азоттук цикл жогорку 20 миллион градус чамасындагы

температураларда гана чоң ыктымалдуулукта жүрө алат. Демек, Күндүн борбордук бөлүктөрүндө мына ушул цикл тынымсыз жүрүп турат деп айтуу чындыкка бир кыйла жакындашат. Г. Бетанын бул теориясы боюнча, азыркы кездеги Күндөгү водороддун саны Күн ушул энергиясын дагы 80 миллиард кылымдар бою өзгөрүүсүз чыгарып туруу үчүн толук жетиштүү.

Ушинтип, Г. Бетанын теориясы Күн энергиясынын табиятын жакшы түшүндүрөт. Бирок, күндүн энергиясы жалгыз эле ушул углероддук-азоттук циклдин жүрүшү менен аныкталат деп айтууга болбойт. Балким Күндүн ичинде дагы башка түрдөгү термоядролук реакциялар жүрүп жаткан чыгар. Бирок, жалпысынан алганда Күндүн же башка жылдыздардын энергияларынын булактары болуп ушул термоядролук реакциялар эсептеле тургандыгына шек саноого болбойт.

Эми жердеги шарттарда термоядролук реакцияларды ишке ашырууга бир аз токтололу. Термоядролук реакциялардын жүрүшү үчүн жогорку температуранын жана чоң басымдын болушу зарыл шарт экендиги айтылгандардан түшүнүктүү. Жерде болсо, кадимки абалда бул шарт жок, ошондуктан жерде термоядролук реакциялар өзүнчө жүрүшпөйт. Бирок, мындай шартты адам баласы жасалма жол менен өзү түзө алат; мисалы, атом бомбасы жарылган мезгилде температура бир нече миллиондогон градуска, ал эми басым  $1 \text{ см}^2$  аянтка ондогон миллион тоннага чейин жетет. Демек, атом бомбасы жарылган мезгилде термоядролук реакциялар жүрүүгө шарт түзүлөт. Бирок, бул шарт эң эле кыска убакытка созулат, ошондуктан термоядролук реакциялардын ичинен эң кыска мөөнөттө жүрө турганын тандап алуубуз керек. Төмөнкү реакциялардын ичинен

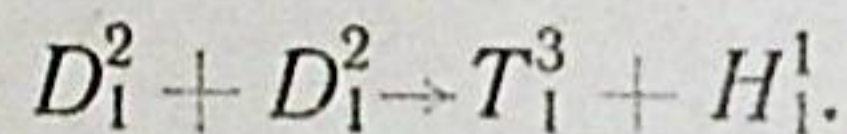
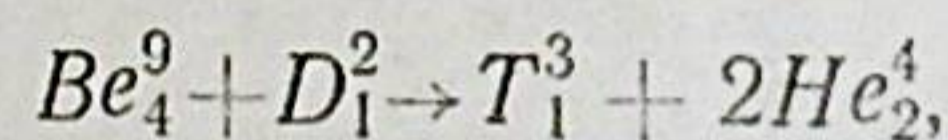
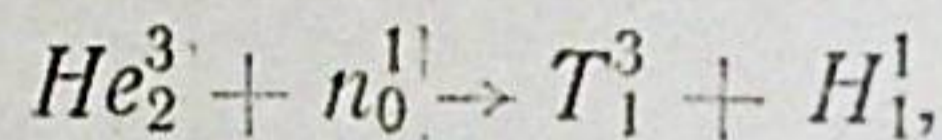
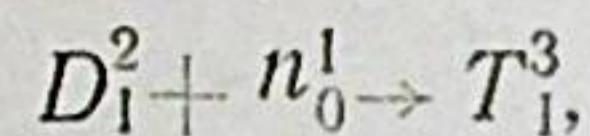
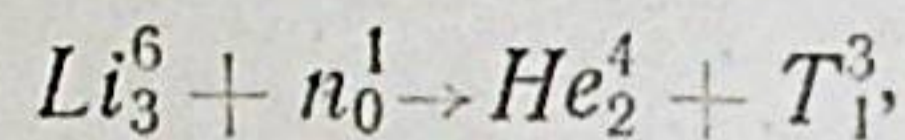


эң аяккысы өтө тез убакытта ( $10^{-6}$  сек. чамасында) жүрөт. Ошондуктан ушул реакция водороддук бомба жасоо үчүн колдонулган.



Водороддук бомба ысыктыкка абдан чыдамдуу кабыкчанын ичине жайлаштырылган. Бул кабыкчанын ичинде кадимки эле атомдук бомба жана тритий менен дейтерий салынган идиш бар. Адегенде атом бомбасы жарылат да, тритий менен дейтерийдин ядролору биригүүгө шарт түзөт.

Водороддун өтө оор изотопу - тритий ( $T_1^3$ ) радиоактивдүү (жарым ажыроо мезгили 12 жыл) жана ал жаратылышта жок. Аны алуу үчүн төмөнкү реакциялар пайдаланылат:



Биринчи үч реакцияны ядролук реактордо ишке ашырууга болот, себеби, реактор нейтрондордун күчтүү булагы. Акыркы эки реакция циклотрондо ишке ашырылат. Демек, тритийдин чоң запастарын камдап алуу анчалык деле кымбатка түшпөйт. Ал эми дейтерий болсо жаратылыштагы сууда бар. Ал оор суу түрүндө алына тургандыгы жөнүндө алдыңкы параграфтарда айтканбыз.

Водороддук бомбалардын кубаттуулугу атомдук бомбалардын кубаттуулугунан чоң. Атом бомбасынын кубаттуулугу андагы колдонулуучу уран — 235 тин же плутоний — 239 дун критикалык массасынын болушу менен чектелген. Водороддук бомбалар үчүн критикалык масса же критикалык өлчөм болбойт. Демек, водороддук бомбаны абдан чоң кылып жасоого мүмкүн. Ошондуктан водороддук бомбанын кубаттуулугу техникалык мүмкүнчүлүктөр (тритийдин саны, бомбаны жеткирүү шарты, ж. б.) менен гана чектелет.

Атомдук жана водороддук бомбалар СССР де жалгыз гана коргонуу максатында жасалган. Советтер Союзу тынчтык саясатын гана жүргүзөт жана атомдук жана водороддук куралдар менен эч кимди коркутуп жаткан жери жок. Советтик өкмөт жана биздин эл, элдерди массалык түрдө жок кылуучу куралдардын бардыгына, ошонун ичинде, атомдук жана водороддук куралдарга тыюу салуу үчүн, ал куралдарды мындан ары жасабоо үчүн жана азыр-

кы кезге чейин жасалган куралдардын запастарын жок кылуу үчүн талыкпастан жана ар дайым күрөшкөн жана күрөшүп келе жатат.

### Башкарылуучу термоядролук реакция жөнүндө.

Атом бомбасынын жардамы менен жүргүзүлүүчү термоядролук реакциялар учурунда эң кыска мөөнөттүн ичинде эбегейсиз чоң энергия бөлүнүп чыгат. Эгерде термоядролук реакциялардын жүрүү ылдамдыгын, б. а. температуранын өзгөрүшүн башкара алсак, анда энергия акырынды менен бөлүнүп чыгып отурар эле. Демек, мындай болгон учурда термоядролук реакциялар жүргөндөгү бөлүнүп чыккан энергияны ар түрдүү тынчтык максаттарга колдонууга болмокчу.

Ошондуктан окумуштуулардын алдына: башкарылуучу термоядролук реакцияны ишке ашыруу керек деген маселе келип коюлду.

Башкарылуучу термоядролук реакция адам баласы үчүн энергиянын түгөнгүс булагы болор эле. Азыркы кезде энергиянын негизги булактары болуп көмүр, нефть, күйүүчү газдар, торф ж. б. жерден казылып алынуучу жана геологиялык убакыттарда жердин ар түрдүү катмарларында пайда болгон күйүүчү заттар эсептелинет. Өнөр жайынын азыркы кездеги өсүшүнө караганда энергия барган сайын көптөн керектелинет, ошондуктан жогорку күйүүчү заттардын жердеги запастары анчалык көп убакытка созулбай эле бүтүп калат деп айтууга болот. Ядролук уланма реакцияны ишке ашыруу күйүүчү заттардын жаңы түрлөрүн — уранды жана торийди ачты. Уран менен торийдин жердеги запастарынын энергиясы көмүрдүн, нефтинин жана торфтун азыркы кезде белгилүү болгон кендериндеги алардын запастарынын энергиясынан 10—20 эсе чоң. Демек, уран менен торийди пайдалануу адам баласын алда-канча көп убакыттарга чейин энергия менен камсыз кылат. Бирок, энергиянын бул булагы да көз жетерлик убакытта эле акырындап жоголот.

Термоядролук реакциялар учурундагы бөлүнүп чыккан энергияны пайдалануу бул маселени такыр башкача кылып өзгөртөт. Эгерде термоядролук реакциялардын жүрүшүн башкара алсак, анда энергиялык проблема түбөлүккө чечилген болор эле, себеби, термоядролук реакциялар үчүн керек болуучу заттын — водороддун жер шарындагы запасы эбегейсиз чоң.



Ушинтип, бардык иш башкарылуучу термоядролук реакцияны ишке ашырууда болуп турат. Бирок, бул маселе өтө татаал болуп эсептелет. Советтик окумуштуулар бул багытта өтө кеңири жана жемиштүү изилдөөлөрдү жүргүзүштү. СССР Илимдер Академиясында академиктер Л. А. Арцимович менен М. А. Леонтовичтердин жетекчилиги астында жүргүзүлгөн изилдөөлөрдүн натыйжасында, газдык разряддын жардамы менен миллионго чамалаш температураны алуунун мүмкүнчүлүгү көрсөтүлгөн. Мындай чоң температура лабораториялык шартта биринчи жолу алынган.

Мындай чоң температураны алууда бир кыйла кыйынчылыктар учурайт. Биринчиден, газдын температурасы чоңойгон сайын басым да эбегейсиз чоңоёт; демек, идиш абдан бекем заттан жасалышы керек. Экинчиден, газдын бөлүкчөлөрү идиштин капталы менен урунуп, ага өзүнүн энергиясын беришет; ушунун натыйжасында идиш абдан ысыйт да газдын температурасы анчалык жогорулабайт. Бул кыйынчылыктардан кутулуу үчүн тажрыйбалар — комнаталык температурадагы жана төмөнкү басымдагы газдарда жүргүзүлгөн. Эгерде мына ушундай газы бар камерага чоң чыңалуу берсек, анда газда электрдик разряд, б. а. оң заряддалган иондор жана электрондор пайда болот. Иондор менен электрондордун мындай аралашмасы *плазма* деп аталат. Плазма электр тогун жакшы өткөзөт. Эгерде плазма аркылуу өткөн ток абдан күчтүү болсо, анда плазмада чоң жылуулук бөлүнүп чыгат. Экинчиден, эгерде бул камера алдын ала магниттик талаага коюлган болсо, анда плазмадагы бөлүкчөлөр камеранын капталдарынан изоляцияланышат. Демек, бул учурда бөлүкчөлөр өз энергиясын камерага беришпейт. Мына мындай идеяны советтик окумуштуулар А. Д. Сахров менен И. Е. Тамм айтышкан.

Ушинтип, магниттик талаага жайлаштырылган плазма аркылуу күчтүү ток өткөзгөн кезде, ал плазма абдан жогорку температураларга чейин ысыйт. Л. А. Арцимович менен анын кызматкерлеринин тажрыйбаларында плазмасы бар камера аркылуу импульс түрүндөгү токтор өткөзүлгөн (токтун күчү эки миллион амперге чейин жеткен). Токтун күчү бир нече жүз миң амперге жеткен кезде эле, алар плазманын бөлүкчөлөрү камеранын капталдарынан ажырай баштагандыгын байкашкан. Токтун күчү миллион амперге жеткен кезде, магнит талаасынын аракети менен ичке жип түрүндө болуп калган плазмада темпе-

ратура миллион градуска чейин жеткен. Ушинтип, азыркы кезде негизинен советтик окумуштуулардын эмгегинин натыйжасында бир миллион градуска чейинки башкарылуучу температуралар алынды. Бул температурада термоядролук реакция жүрөт, бирок, анын интенсивдүүлүгү анчалык чоң эмес. Ошондуктан азыр ондогон миллион градуска чейинки башкарылуучу температураларды пайда кылуу керек болуп турат. Бул багытта жүргүзүлүп жаткан изилдөөлөрдүн ийгилигине караганда, башкарылуучу термоядролук реакциялар анчалык алыс эмес келечекте эле ийгиликтүү ишке ашырылат деп күтүүгө болот.

#### Адабияттар

1. Э. В. Шпольский. Атомная физика. т. II. ГИТТЛ, 1950. (XXII—глава).
2. Р. Стефансон. Введение в ядерную технику. ГИТТЛ, 1956. (II—глава).
3. В. Мэррей. Введение в ядерную технику. ИИЛ, 1955.
4. Я. И. Френкель. Принципы теории атомных ядер. Изд. АН СССР, 1955. (IV, V, VII—главалар).
5. А. Н. Мурин. Введение в радиоактивность. Изд. Лен ГУ, 1955. (X, XIII—главалар).
6. В. Гейзенберг. Теория атомного ядра. ИИЛ, 1953 (XI—глава).
7. Г. Семат. Введение в атомную физику. ИИЛ, 1948 (IX—глава).
8. К. Гудмен. Научные и технические основы ядерной энергетики. ГИИЛ, 1948.
9. Л. А. Арцимович, Элементарная физика плазмы, Атомиздат, Москва, 1963



## V-ГЛАВА. ЯДРО ЭНЕРГИЯСЫН ЭЛ ЧАРБАСЫНДА КОЛДОНУУ.

Ядро энергиясын эл чарбасында колдонуу өтө ар түрдүү жана көп тармактуу. Анын келечекте колдонулушунун бардык мүмкүнчүлүктөрүн азыр алдын ала айтуу кыйын. Ядро энергиясын колдонуунун келечектүү көп тармактарын иштеп чыгуу башталгыч тепкичте жатат же такыр баштала элек. Ядро энергиясын тынчтык максаттар үчүн пайдаланууда адам баласы азыр биринчи кадамдарды гана жасады. Бирок, бүгүнкү күндөгү жетишкендиктер эле, ядро энергиясы техникалык прогресстин кубаттуу каражаты экендигин көрсөтөт.

Уланма ядролук реакция учурундагы бошогон энергияны ар түрдүү энергиялык максаттарга колдонуу ядролук реакторлорду куруу менен тыгыз байланышкан. Реакторлорду электростанцияларга коюуга, күчтүк установкалар катарында (мисалы, транспоттук каражаттарга коюу үчүн) пайдаланууга, же башка максаттарга ылайыктап ар түрдүү кылып курууга болот. Мына ушуга жараша техниканын жаңы тармагы — *реактор куруу* — пайда болду. Реакторлорду алардын кайсы максатка арналып жасалгандыгы боюнча же башка белгилери боюнча бир нече түрлөргө бөлүүгө болот. Ошондуктан ядролук энергетиканын маселелерине өтүүдөн мурун реакторлордун мына ушул түрлөрүнө бир аз токтололу.

Бөлүнүүчү заттын жана кашандаткычтын өз ара жайланышына жараша көпчүлүк учурларда реакторлорду эки чоң группаларга бөлүшөт: *гетерогендик* жана *гомогендик* реакторлор. Гетерогендик реакторлордо бөлүнүүчү зат (уран) менен кашандаткыч бирин-бири курчап турган катуу блоктор түрүндө жайлаштырылат. Ал эми гомогендик реакторлордо болсо, уран менен кашандаткыч бир тектүү кылынып абдан аралаштырылып (эритме, ширетме, химия-

лык бирикме же жөн ылай түрүндөгү аралашмадай кылынып) жайлаштырылат. Адегендеги курулган реакторлорду бардыгы гетерогендик реакторлор болушкан. Себеби, жаратылыштагы уранды пайдаланып гомогендик реактор курганда кезде кашандаткыч катарында оор суу гана колдонулушу керек. Ал эми оор сууну алуу адегенде кымбат эле. Аны алып чыгууда жана бул системада дайыма болуучу коррозияны (металлдардын даттанышы) жок кылууда бир кыйла жаңы техникалык кыйынчылыктар учурайт. Мына ушуллардын себебинде азыр деле көпчүлүк учурларда уран графиттик гетерогендик реакторлор курулат.

Реакторлорду андагы урандын ядролорун бөлүүчү нейтрондордун энергияларына жараша да бир нече түрлөргө болот. Мисалы, кашаң же ылдам нейтрондор менен иштөөчү реакторлорду айырмалашат. Кээ бир учурларда, реакторлорду андагы кашандаткычтардын же жылуулуктун сыртка алып чыгуучу заттардын түрлөрүнө жараша да ажыратышат.

Булардан башка да кайсы максатка арналып курулгандыгына жараша реакторлорду жалпысынан үч түргө бөлүүгө болот: 1) изилдөөлөргө арналган реакторлор; булар реакторлорду конструкциялоонун жаңы методдорун сыноого же физикалык изилдөөлөрдү жүргүзүү жана радиоактивдүү изотопторду өндүрүү үчүн нейтрондук агымдарды алууга арналышкан; 2) бөлүнүүчү материалдарды өндүрүүгө арналган реакторлор; буларды пайдаланып, уран-238 менен торий-232 нин эсебинен бөлүнүүчү заттарды (плутоний-239 менен уран-230 ду) өндүрүүгө болот; 3) энергиялык реакторлор; булар электростанцияларга же транспорттук каражаттарга жайлаштырууга арналышкан.

Бардык реакторлордун иштөө принциптери негизинен бирдей; алар өзүлөрүнүн параметрлеринин ар түрдүү болушу менен гана, ар түрдүү максаттарга арналышат. Бирок реакторлорду мындай түрлөргө бөлүү бир эле реакторду бир нече максаттар үчүн колдонуу мүмкүнчүлүгүн жокко чыгарбайт. Чындыгында эле, изилдөөгө арналган реакторду, андагы бошоп чыккан энергиянын бир бөлүгүн практикалык максаттарга пайдаланууга ылайыктап курууга да болот.

Ядро энергиясын эл чарбасын өнүктүрүү үчүн пайдалануу көз карашынан алганда, электростанцияларды курууга



жана транспорттук каражаттарга жайлаштырууга ылайыктуу болгон энергиялык реакторлорду куруу жана аларды барган сайын өркүндөтүү өзгөчө мааниге ээ. Азыркы кезге чейинки жыйналган тажрыйбаларга (Советтер Союзундагы дүйнөдөгү биринчи атомдук электростанциянын жана «Ленин» наамындагы эң кубаттуу муз жаргычтын ийгиликтүү курулушу) караганда, бул маселе анчалык алыс болбогон келечекте эле кеңири масштабда чечилет деп ишенүүгө болот. Тактап айтканда, бул маселе принципалдык жактан эчак чечилген; иш кээ бир техникалык кыйынчылыктарды жеңүүдө жана атомдук электростанциялар берүүчү электр энергиясынын наркын төмөндөтүүдө гана болуп турат.

Ушинтип, күчтүк кубаттуулуктун жаны эбегейсиз чоң булагы катарында ядро энергиясынын мааниси зор. Дүйнөнүн энергияны талап кылуусу да өтө зор. Атом энергиясын тынчтык максаттарга колдонуу боюнча Женевдагы Эл аралык илимий-техникалык конференциянын маалыматтары боюнча, азыркы кезде алдыңкы индустриялык мамлекеттерде бир адамга керектелген энергия 24 тонна 54 киловатт-саатка чейин жетет жана өндүрүлгөн энергиянын 80% ти көмүрдү, нефтини жана газды жагуунун эсебинен алынат (азыр эле ар бир жыл сайын 1,7 миллиард тоннага жакын таш көмүр жагылып жатат). Ошол эле маалыматтар боюнча электр энергиясын өндүрүү 10 жылдын ичинде эки эсе жана 33 жылдын ичинде он эсе көбөйөт. 2000-чи жылга чейин энергияны талап кылуу 3 эсе көбөйөт деп болжолдонот.

Гидроэлектроэнергияны өндүрүү азыркы кездеги бардык керектелүүчү энергиянын 1,5% тин гана түзөт. Ал эми 2000-чи жылга чейин гидроэлектроэнергияны өндүрүү 10 эсе көбөйөт, б. а. бардык керектелүүчү энергиянын 15% ин гана түзөт. Эгерде энергиянын керектелүүсүнүн көбөйүшүн күйүүчү органикалык отундардын эсебинен толуктасак, анда жыл сайын 7—8 миллиард тонна таш көмүр жагуу талап кылынат. Ал эми кээ бир мамлекеттерде бул органикалык отундардын запастары азыр эле бир кыйла азайып кетти, көмүрдү казып алуу барган сайын татаалдап жана анын наркы жогорулап бара жатат.

Мунун тескерисинче ядро энергиясынын наркы техника улам өркүндөгөн сайын төмөндөшү керек, ал эми уран менен торийдин запастары жетишээрлик чоң. Анын үстүндө, ядролук отунда абдан чоң энергия топтолгон: 1 кг уран-

дын ядролорун толук бөлгөндөгү бошогон энергия 3000 тонна жакшы таш көмүрдү жаккандагы бөлүнүп чыккан жылуулукка эквиваленттүү. Демек, атомдук электростанцияларды уран менен торийдин кендеринен алыс жерлерге да курууга болот, себеби, ядролук отунду ташып жеткирүү анчалык чоң чыгымдарды талап кылбайт.

Төмөнкү параграфтарда атомдук электростанциялардын иштөө принциби жана транспорттук каражаттарга жайлаштырылуучу ядролук реакторлор каралат.

## § 31. АТОМДУК ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯЛАР.

Атомдук электростанциялар иштеп чыгаруучу электрдик энергия оор элементтердин ядролору бөлүнгөн кездеги бошогон жылуулуктун эсебинен алынат. Атомдордун ядролору бөлүнгөн кездеги пайда болгон сыныктардын кинетикалык энергиялары өтө чоң; алар чөйрөнүн атомдору менен кагылышкан кезде ал чөйрөнү ысытат. Демек, ядролор сыныктарга бөлүнгөн кезде чөйрөдө жылуулук бөлүнүп чыгат. Эгерде урандын же башка оор элементтин ядролору менен уланма реакцияны пайда кылсак, анда ал чөйрөдө чоң сандагы жылуулук энергиясы бөлүнүп чыгат. Ал эми бул жылуулук энергияны электр энергиясына айландырып алып, алыс аралыкка берүүнүн ыктары белгилүү. Ошондуктан ядролук реакторлорду пайдаланып өнөр жайда керектелинүүчү электр энергиясын алууга болот. Демек, уланма реакция жүрүүчү ядролук реактор атомдук электростанциянын жүрөгү болуп эсептелет.

Энергия алууга арналган ядролук реактордун физикалык схемасы изилдөөлөргө арналган реакторлордун схемасынан эч айырмаланбайт. Айырма алардын жылуулукту пайдалануу схемаларында гана. Изилдөөлөргө арналган реакторлордогу жылуулук пайдалуу кубаттуулук өндүрүү үчүн пайдаланылбайт. Ал эми энергиялык реакторлордо болсо, бардык процесстер жылуулук энергиясын экономикалык жактан абдан пайдалуу түрдө электрдик энергияга айландыруу шарттарына баш ийдирилген. Бул реакторлордо ядролук отун катарында жаратылыштагы эле уран(уран—235—0,7%) же жасалма жол менен  $U^{235}$  изотопунун саны көбөйтүлгөн уран колдонулушу мүмкүн.

Энергия алуу үчүн ылдам нейтрондор менен иштөөчү реакторлорду же кашаң нейтрондор менен иштөөчү реак-



торлорду колдонууга да мүмкүн. Ылдам нейтрондор менен иштөөчү реакторлордо нейтрондордун бир бөлүгү плутоний —<sup>239</sup>ду же уран—<sup>233</sup>дү өндүрүү үчүн пайдаланылат; демек, мындай реактордун мүмкүн болгон жылуулук энергиясынын бир бөлүгү гана пайдалуу кубаттуулук алуу үчүн пайдаланылат. Бирок, практикалык жактан алганда кашаң нейтрондор менен иштөөчү реакторлор биринчи ирээтте өнүктүрүлүшү керек, себеби мындай реакторлорду куруу жана иштетүү боюнча көп тажрыйбалар чогулду.

Жылуулук кыймылындагы нейтрондордун аракети менен уланма реакция жүрсүн үчүн реактордун ичине нейтрондорду кашандатуучу зат коюлат; бул зат катарында графит, бериллий, оор же кадимки суу колдонулушу мүмкүн.

Жылуулук электростанциялардын казанында органикалык отундар жагылат; бул учурда бөлүнүп чыккан жылуулук басым астында турган суунун буусун ысытууга жумшалат; ысык буу турбинага берилет да анын роторунун калакчалары аркылуу өтүп, аны айландырат. Турбинанын ротору электр энергиясын иштеп чыгуучу генератордун ротору менен улаштырылган; демек, казанда жагылган органикалык отундун (таш көмүр, нефть, торф, ж.б.) жылуулук энергиясы турбинанын жана генератордун жардамы менен электр энергиясына айландырылат.

Атомдук электростанциянын иштөө схемасы деле мына ушундай: реактордогу бөлүнүп чыккан жылуулук бууну өндүрүү үчүн жумшалат. Буунун температурасы жана басымы канчалык жогору болгон сайын отундун жылуулугунун ошончолук чоң бөлүгү электр энергиясына айланышы керек. Азыркы кездеги энергетикада басымы ~30 дан 170 *атм* жана температурасы 400—550° чамасында болгон буу пайдаланылат. Демек, реактордогу жылуулуктун эсебинен параметрлери жогору болгон бууну алуу үчүн реактордун активдүү зонасындагы температура мындан да жогору болушу керек деп күтүү табигый талап. Ошондуктан энергиялык реакторлордун бирден бир мүнөздүү белгиси — анын активдүү зонасындагы материалдардын абдан ысышында.

Реактордогу жылуулукту сыртка чыгаруу үчүн аны суутуучу атайын зат колдонулат. Бул зат реактор аркылуу өткөн кезде абдан ысыт да: андан кийин буу генератору (же жылуулук алмаштыргыч) деп аталган атайын куралда жылуулугун сууга берип, аны бууга айландырат. Бул буу

турбинага берилет. Жылуулукту сыртка алып чыгуучу зат катарында оор же кадимки суу, ар түрдүү газдар жана кээ бир суюк металлдар же ширетмелер (висмут, коргошун, нарий, натрийдин калий менен аралашкан ширетмеси) колдонулат. Булардын ар биринин жетишкен жана жетишпеген жактары бар. Суу-баарынан арзан жана жеңил табыла турган зат. Бирок, кадимки атмосфералык басымда суунун температурасын 100° тан жогору көтөрүүгө болбойт; температурасын дагы жогорулатуу үчүн анын басымын чоңойтушубуз керек. Реактордогу температура 250—350 градустарга жеткен кезде, андагы басым 100—200 *атм.* чамасында болушу керек. Демек, суу менен муздатылуучу реактор чоң басымда иштөөчү курал болуп эсептелет.

Суюк металлдарды же ширетмелерди колдонуу реактордогу басымды анчалык чоңойтпостон эле 400—550° температурдагы бууну алуу үчүн жетишээрлик жылуулукту сыртка алып чыгууга мүмкүнчүлүк түзөт. Бирок, суюк металлдарды мындай максат үчүн колдонуу башкача жетишсиздикти пайда кылат; реактор иштебей калган кезде бул суюк металл түтүктөрдүн ичинде катып калат да, бардык агрегаттарды бузат. Демек, бул учурда суюк металл жүргөн түтүктөрдүн бардыгын сырттан ысытып туруу талап кылынат. Деги, суюк металлдарды колдонуу сууга караганда бир кыйла татаалыраак.

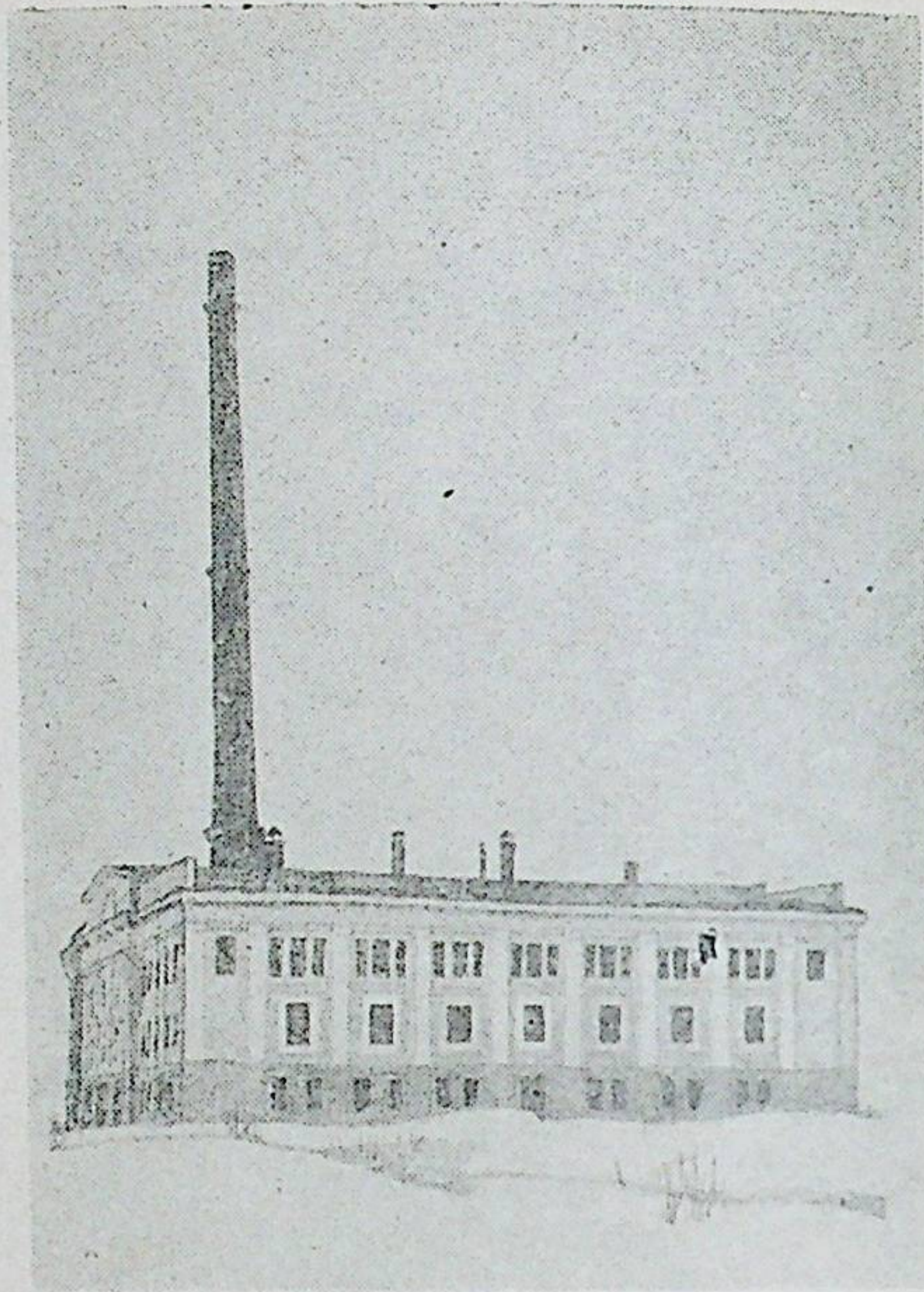
Сууткуч катарында газды (гелийди же көмүр кычкыл газды) пайдалануу, сууну же суюк металлды колдонгон учурдагыдай, буунун температурасына чектөө койбойт, бирок газдын өзүнүн жетишсиздиги бар. Мисалы, реактордогу бирдей эле температуралык шарттарда, реактор аркылуу газдарды аралатып өтүү үчүн башка сууткучтарга караганда бир кыйла көп энергия зарп кылынат (насосторду иштетүү үчүн кеткен энергия). Анын үстүнө бул учурда газдык курулуштар да татаалдашат.

Ушинтип, энергиялык реактор үчүн жылуулукту алып чыгуучу затты (б. а. сууткучту) тандап алуу, экономикалык талаптардын негизинде, электростанциянын иштөөсүнүн конкреттик шарттарына жараша жүргүзүлүшү керек.

СССР Илимдер Академиясынын атомдук электростанциясы (63-сүрөт) 1954-жылдын 27-июнунан бери иштеп жатат. Ал — ядролук отун менен иштеген дүйнөдөгү биринчи электростанция болуп эсептелет.

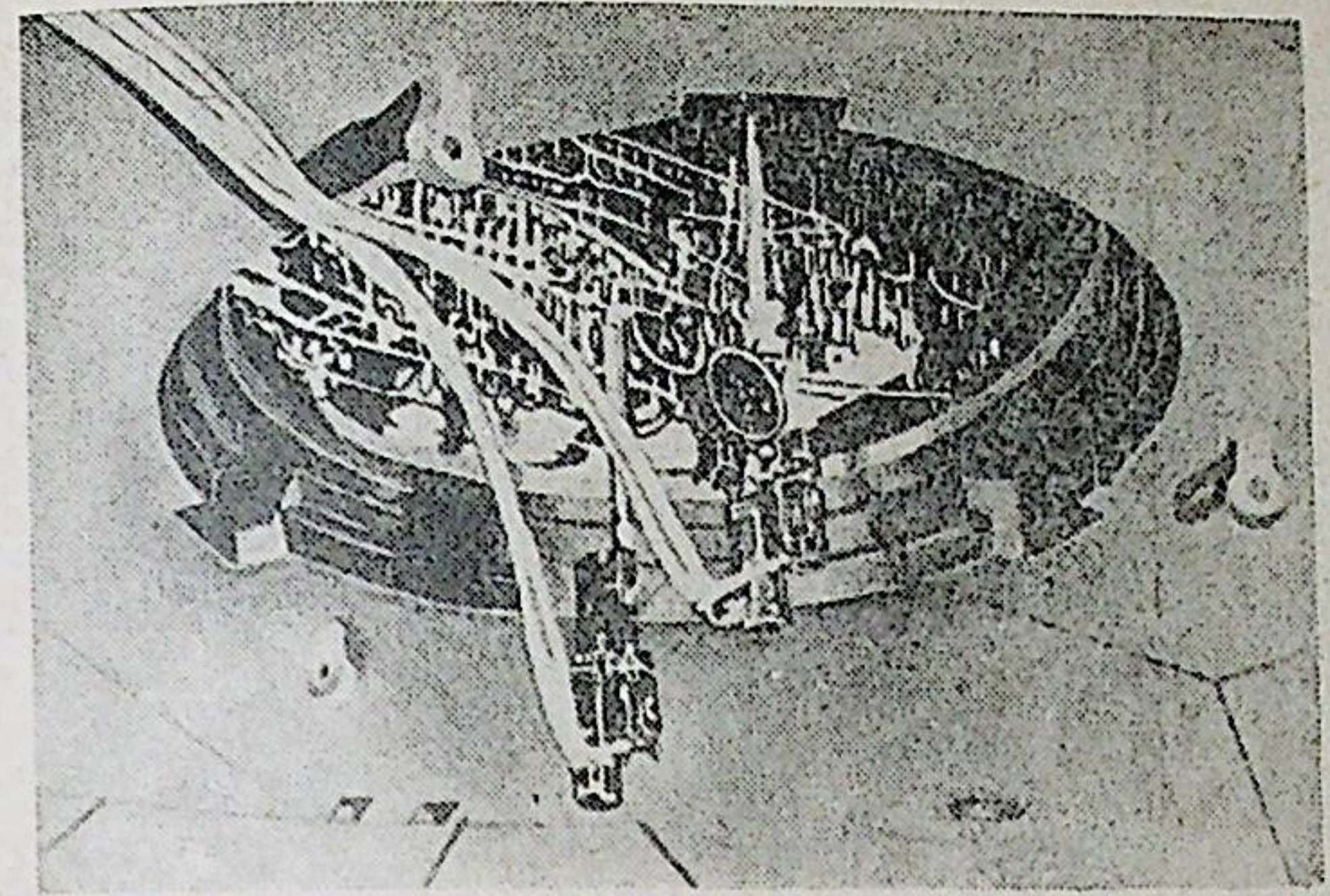
Анын реактору жылуулук кыймылындагы нейтрондор менен иштөөчү, кашандаткычы графит болгон, басым ас-





63-сүрөт. СССР илимдер Академиясынын атомдук электростанциясынын көрүнүшү.

тындагы суу менен суутулуучу гетерогендик реактор. Массалык саны 235 болгон изотопу менен байытылган уран ( $U^{235}$  тин саны 5% ке жеткизилген) блоктор түрүндө графиттин арасына коюлган. Ар бир блок көндөй цилиндр түрүндө жасалган жана анын ичи менен сырты дат баспоочу болот менен капталган. Суу мына ушул цилиндрдин көндөйү боюнча агып өтөт да, ал цилиндрди муздатат. Жалпысынан алганда, кашандаткыч катарында пайдаланылуучу графиттин ичинде тигинен жайланышкан көндөйлөр жасалып, аларга урандын блоктору салынган болот. Мындай көндөйлөр 128; демек, ар биринин муздатуучу системасы бар 128 уран блоктору мына ушул көндөйлөргө жайлаштырылган жана алар диаметри 150 см, бийиктиги 170 см болгон цилиндрлик активдүү зонаны түзүшөт. 64-сүрөттө капкагы алынып коюлган реактордун үстүнкү



64-сүрөт. Капкагы алынып коюлган реактордун үстүнкү бөлүгү.

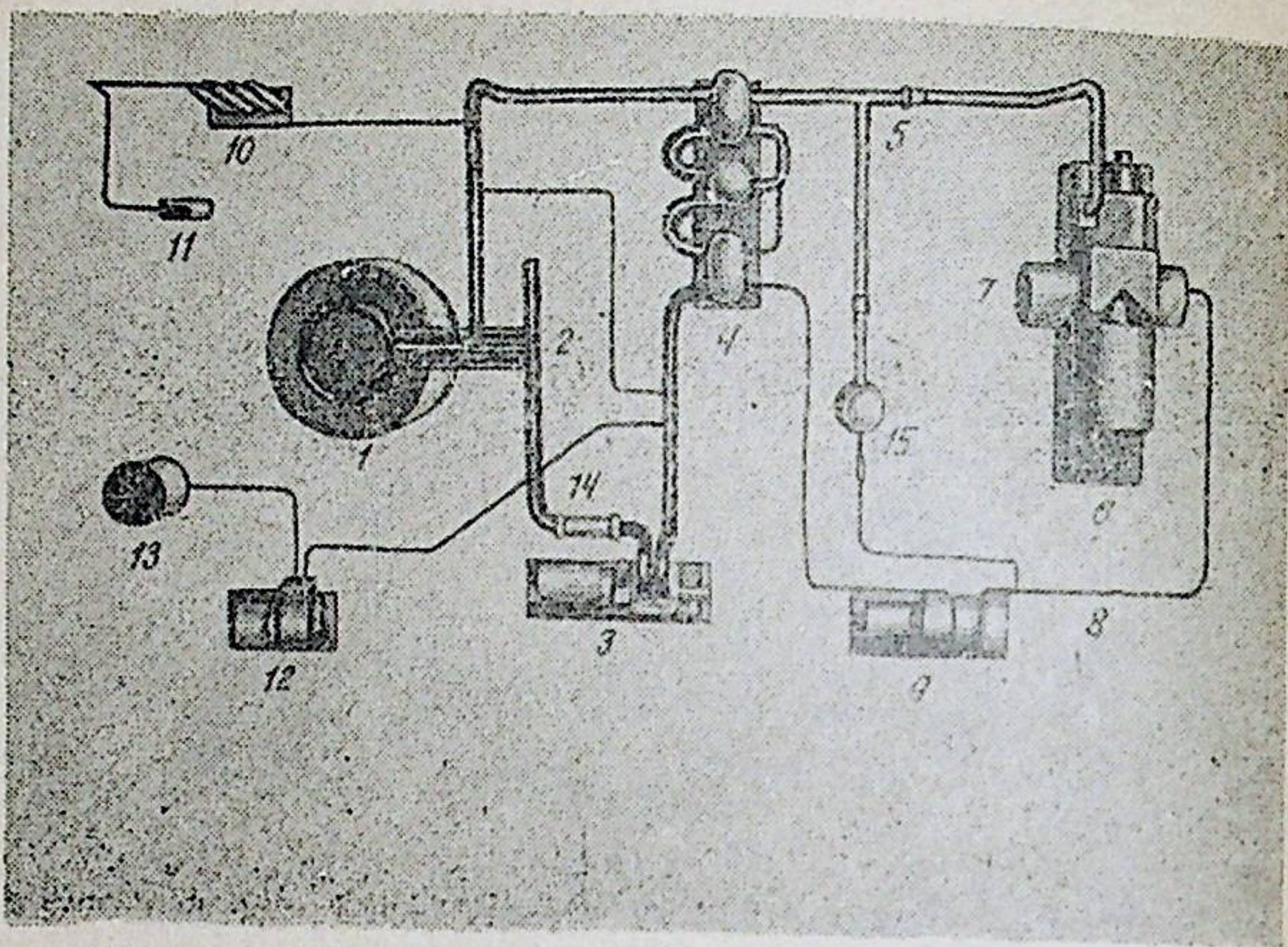
бөлүгү көрсөтүлгөн; учу чыгып турган таякчалар урандын цилиндрлик блоктору болуп эсептелет.

Реактор чогуусу боюнча болоттон жасалган жана жел киргизбеген цилиндрдик корпустун ичине жайлаштырылган жана бетондон жасалган негизге коюлган. Реактордогу графит да ысыйт, ал күйүп калбасын үчүн графиттик кирпичтердин арасындагы жылчыктар гелий же азот менен толтурулат. Саламаттыкка зыяндуу нейтрондор жана  $\gamma$  — нурлар сыртка чыкпасын үчүн реактор чогуусу боюнча калың бетон жана суу катмарлары менен капталган. Ал эми ушул эле максатта анын үстүнкү бети чоюндан жасалган калың капкак менен жабылат.

Бул электростанциянын иштөө схемасы 65-сүрөттө көрсөтүлгөн. Муздатуу үчүн 100 атм. басым астындагы жана  $190^{\circ}$  температурадагы суу реактордун ичине киргизилет да, уран блоктору жайлашылган өзөктөр боюнча тармакталышат. Реактордо уланма реакция жүрүп жаткандыктан блоктор ысык болушат, демек алар аркылуу агып өткөн суу ысыйт да, реактордон чыккан кезде  $260-270^{\circ}$  температурада болот. Бул ысык суу буу генераторуна барып өзүнүн жылуулугун берет да, андагы сууну бууга айландырат; буу экинчи контурда жайлашылган турбинаны (демек, генераторду) кыймылга келтирет. Турбинага кире турган кезде буунун температурасы  $255-260^{\circ}$ , басымы 12,5 атм. га чейин төмөндөйт.

Ушинтип, реакторду муздатуучу суу буу генераторуна барып, ага жылуулугун берет да, кайра реакторго келет;





65-сүрөт. Атомдук электростанциянын иштөө схемасы.  
1-реактор, 2-жылуулукту сыртка чыгаруучу зат жүрүүчү түтүк, 3-насос, 4-буу генератору, 5-буу жүрүүчү түтүк, 6-буу турбинасы, 7-конденсатор, 8-суу кайра агып келүүчү түтүк, 9-насос, 10-фильтр.

демек, суу реактор менен буу генераторунун роторунда айланып агып жүрөт. Бул процесс биринчи контурдагы насостун жана дагы башка бир канча кошумча аспаптардын (сүрөттө булар көрсөтүлгөн эмес) жардамы менен ишке ашырылат. Ал эми экинчи контурдун түзүлүшү (турбина жана генератор) кадимки жылуулук электростанциядагыдан эч айырмасы жок.

Бул электростанциянын реакторунун жылуулук кубаттуулугу (б. а. реактордогу бир секундада бөлүнүп чыккан жылуулук) 30000 кВт. ты түзөт, ал эми станциянын электрдик кубаттуулугу болсо 5000 кВт. га гана барабар. Башкача айтканда, станциянын пайдалуу аракет коэффициенти 17% ке гана жакын. П. А. К ти көбөйтүү үчүн буунун басымын жана температурасын жогорулатуу керек.

Реактордун кубаттуулугун берилген деңгээлде турактуу кылып кармап турууга жана аварияга каршы арналган таякчалар бордун карбидинен жасалган, себеби, бул зат нейтрондорду абдан жакшы сиңирет. Электростанциянын реакторунун жана турбина менен генератордун иштери сыртка жайлаштырылган диспетчердик пункттан автоматтык түрдө башкарылат.

Атомдук электростанциянын реакторунда ар түрдүү заттарды нейтрондор менен нурландырууга арналган атайын коомайлар бар. Бул коомайлардагы нейтрондордун агымынын тыгыздыгы  $8 \cdot 10^{13} \frac{\text{нейтрондор}}{\text{см}^2 \text{сек}}$  га жетет.

Реактордун биологиялык коргонуусу калыңдыгы 1 м суу жана 3 м бетон менен камсыз кылынат. Реактор иштей баштагандан берки байкоолорго караганда, мындай коргонуу станциядагы кызматкерлердин коркунучсуздуктун толук камсыз кылат.

Атомдук электростанциядагы реактор жаңы уран блоктору менен толтурулгандан кийин эки жарым айга чейин үзгүлтүксүз иштей алат. Бул убакыт өткөндөн кийин уран блоктору жаңыларына алмаштырылат (бул убакыттын ичинде уран — 235 дин саны 4,2% ке чейин азаят).

Биринчи атомдук электростанцияны иштетүү боюнча жыйналган тажрыйбалар мындай станциялардын экономикалык көрсөткүчтөрүн баамдоо үчүн бир кыйла маалыматтарды берди. Бул атомдук электростанция иштеп чыгарган электр энергиянын бир киловатт - саатынын наркы кадимки жылуулук электростанциялардагы бир киловатт - саат энергиянын орточо наркынан жогору болуп чыкты. Бирок, жыйналган тажрыйбалардын негизинде, атомдук электроэнергиянын наркын төмөндөтүү үчүн азыр эле бир нече жолдор белгиленди. Демек, техника өркүндөгөн сайын атомдук электростанциялардын экономикалык көрсөткүчтөрү жакшырып, алар иштеп чыгарган электр энергиясынын наркы төмөндөйт деп күтүүгө болот. Күйүүчү заттардын булагынан алыс курулган жылуулук электростанцияларына караганда атомдук электростанциялар экономикалык жактан азыр эле пайдалуу болуп эсептелет.

1958-жылдын сентябрь айынын башында бизде кубаттуулугу 100000 кВт болгон атомдук электростанция эксплуатацияга берилди. Бул станциянын толук электрдик кубаттуулугу бара-бара 600000 кВт га жеткирилди. Бул станциянын экономикалык көрсөткүчтөрү ушундай эле кубаттуулуктагы жылуулук электростанциясынын экономикалык көрсөткүчтөрүнө жакын болуп чыкты.

Кубаттуу атомдук электростанциялардын кээ бир долбоорлоруна кайрылалык. Жылуулук кыймылындагы нейтрондор менен иштөөчү гетерогендик реактордо кашандаткыч жана жылуулукту сыртка алып чыгуучу заттар



катарында кадимки эле сууну пайдалануу сунуш кылынган. Бул учурда активдүү зонанын түзүлүшү бир кыйла жөнөкөй болмок. Дат баспоочу болот менен капталган уран блоктору кадимки эле сууга чөгөрүлөт, ал эми суу активдүү зона аркылуу тынымсыз агып турат. Суу абдан чоң басымда (100—150 атм.) болгондуктан активдүү зона ушундай чоң басымга туруштук бере ала турган калың болот корпусу менен курчалат. Корпустун диаметри 3 м ден ашык, бийиктиги 10 м ге жетет.

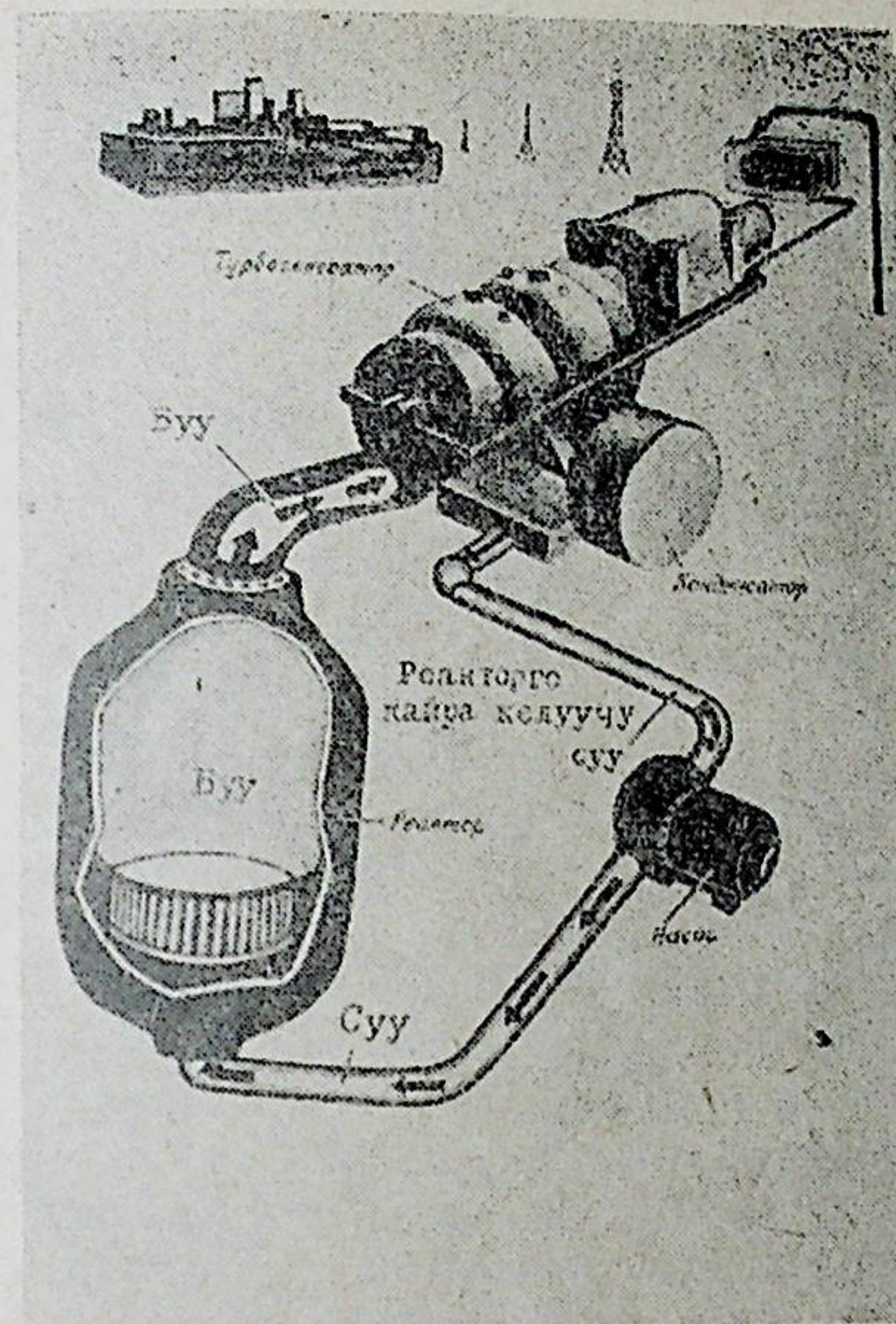
Мындай реактору бар атомдук электростанциянын жалпы иштөө схемасы 65-сүрөттө көрсөтүлгөндөн айырмаланбайт. Активдүү зона аркылуу агып жүрүүчү суу 270—280° температурада буу генераторуна келет да, анда басымы 30—40 атм болгон бууну пайда кылат. Экинчи контур эч өзгөрүүсүз калат. Ушундай эле бир реактору бар атомдук электростанциянын кубаттуулугу 150000—200000 квт га жетет. Пайдалуу аракет коэффициенти 27—28% ке жетет, б. а. орточо басымдагы (30—40 атм.) жылуулук электростанцияларынын п. а. к. индей эле болот.

Суу бир мезгилде кашандаткыч да жана муздаткыч да болгон гетерогендик реакторду мындан ары өркүндөтүү «кайноочу» реакторду курууга алып келет. Мындай реактордо активдүү зонадагы суу кайноо абалына жеткирилет да, активдүү зонадагы жылуулук буу менен сыртка чыгарылат. Бул учурда реактор аркылуу өтүүчү суу аз талап кылынат жана насостордун кубаттуулугу жана өлчөмдөрү кичиреет; реактордогу басым да азайышы мүмкүн.

Алынган буу түздөн-түз эле турбинага жиберилет, ошондуктан атайын буу генераторду коюунун кереги жок. Мындай атомдук станциянын иштөө схемасы бир кыйла жөнөкөйлөшөт (66-сүрөт).

«Кайноочу» реактору бар электростанция органикалык отун жагылучу кадимки электростанцияга окшош, себеби, бул реактор кадимки эле буу казандай. Бирок, бууну реактордон түздөн-түз турбинага берүү мүмкүнчүлүгү тажрыйбаларда текшерилиши керек, себеби, реактордун активдүү зонасы аркылуу өткөн суу радиоактивдүү болуп калат; демек, буу дагы радиоактивдүү; ал эми бул болсо, станциянын ишин башкарууну жана буу өткөн түтүктөрдү ремонттоону кыйындатат.

Кийинки жылдары Воронеж областында кубаттуулугу 420000 квт болгон атомдук электростанция курулуп бүттү. Анда кашандаткычы да жана муздаткычы да суу болгон эки



66-сүрөт. «Кайноочу» реакторлуу электростанциянын иштөө схемасы.

реактор иштейт. Реактордогу суунун басымы 100 атм., ал эми турбинага кирүүчү каныккан буунун басымы 29 атм.

Ушундай эле реакторлуу экинчи атомдук станция Ленинград областында курулду. Бул станциялардагы реакторлор иштей баштагандан кийин бара-бара «кайноочу» реакторлорго айландырылат деп күтүлөт. Демек; ал станциялардан буу генераторлору жана башка бир кыйла кошумча аспаптар алынып ташталат; ошондуктан ал станциялар иштеп чыгарган электр энергиясынын наркы бир кыйла төмөндөйт.

Азыркы кезде Волгада, Ульянов областында, кубаттуулугу 50000 квт болгон «кайноочу» реактор курулду. Андагы урандын блоктору Воронеж жана Ленинград областтарындагы реакторлордун уран блокторуна окшош.

Волгада тажрыйбаларга арналган ар түрдүү энергиялык реакторлор курулуп жатат жана ал жерде ядролук энергетиканы өркүндөтүү максатында илимий жана техни-



калык эксперименттерди жүргүзүү боюнча ири борбор уюштурулдук. Ал борбордун милдети — өнөр жайларда колдонулуучу реакторлорду изилдөө. Курулуп жаткан реакторлордун арасында гомогендик реакторлор жана жылуулукту сыртка алып чыгуучу зат катарында суюк металл (мисалы, эритилген натрий) колдонулуучу гетерогендик реакторлор бар.

Ушуну менен бирге, бизде, плутоний — 239 же уран — 233 өндүү ядролук отундарды өндүрүүгө арналган ылдам нейтрондор менен иштөөчү бир нече реакторлор да курулган жана алардын жаңылары дагы курулуп жатат. Бул түрдөгү биринчи реактор бизде 1955-жылдын апрель айынан бери иштеп жатат. 1956-жылы февралда кубаттуулугу 100 *квт* болгон, ядролук отун катарында плутоний колдонулган жана жылуулукту сыртка чыгаруучу зат катарында сымап алынган реактор ишке киргизилген. Кубаттуулугу 5000 *квт* болгон, ядролук отун катарында плутоний колдонулган жана ылдам нейтрондор менен иштеген эксперименталдык реактор 1958-жылдын июль айында курулуп бүттү. Бул реактордо жылуулукту сыртка алып чыгуучу зат катарында суюк натрий пайдаланылган. Бул реактордун иштөөсүнүн натыйжасында жыйналган маалыматтар, өнөр жайы үчүн арналган эки атомдук электростанцияларга коюлуучу, азыркы кезде долбоорлору түзүлүп жаткан ылдам нейтрондор менен иштөөчү реакторлорду түзөтүү үчүн пайдаланышы мүмкүн.

Ушинтип, атомдук электростанцияларды куруу жана алардын техникалык-экономикалык мүнөздөмөлөрүн изилдөө бизде кеңири масштабдарда жүргүзүлүп жатат.

Атомдук электростанциялар башка өлкөлөрдө да, атап айтканда, Англияда, АКШда, Канадада жана Францияда курулду жана курулуп да жатат. Мисалы, Англияда 1956-жылы августта кубаттуулугу 42000 *квт* болгон биринчи атомдук электростанция (Колдер-Холлдо) курулуп бүттү. Ал станциянын реакторунда кашандаткыч катарында графит, ал эми муздаткыч катарында көмүр кычкыл газы пайдаланылган. Кошумча дагы үч реакторду (ар биринин кубаттуулугу 42000 *квт* дан) коюу менен бирге, 1958-жылдын аягына чейин Колдер-Холлдогу бул станциянын жалпы кубаттуулугу 168000 *квт* ка жеткизилди. 1965—66-жылдарга чейин Англияда жалпы кубаттуулугу 1,5—2 млн. *квт* болгон дагы 12 атомдук электростанциялар курулду, 1975-жылга чейин бардык өндүрүлгөн электр

энергиясынын 25% ти атомдук электростанциялардан алынат деп болжолдошот. Англияда органикалык күйүүчү заттардын жана гидроэнергиянын запастары анчалык чоң эмес, ошондуктан бул өлкө атомдук станцияларды көбүрөөк куруу үчүн көп аракет кылып жатат.

АКШда кубаттуулугу 68000 *квт* болгон биринчи атомдук электростанция 1957-жылдын аягында курулуп бүткөн. Франциядагы биринчи атомдук электростанция (кубаттуулугу 30000 *квт*) 1959-жылдын башында эксплуатацияга берилген.

## § 32. АТОМДУК КЫЙМЫЛДАТКЫЧТАР.

Энергиялык реакторлордун бирден-бир жетишкен жагы болуп, аларда ядролук отундун өтө кичинеден расходдолушу эсептелет. Мисалы, 1 г урандын ядролору толук бөлүнгөндө эле 24000 *квт-саат* энергия бошоп чыгат. Эгерде бул жылуулук энергиянын 25% ти гана пайдалуу жумушка айланат десек, анда 1 г урандын энергиясы кубаттуулугу 1000.000 *квт* болгон кыймылдаткычты 3,5 минутага чейин иштете алат. Демек, мындай кыймылдаткычты толук бир ай үзгүлтүксүз иштетүү үчүн бар болгону 12 кг га жакын гана уран — 235 керек болот. Көлөмү 1 *см*<sup>3</sup> болгон урандын ядролорундагы концентрацияланган энергия көлөмү 34 *м*<sup>3</sup> болгон нефтиден же 57 *м*<sup>3</sup> көмүрдөн, же 70000 *м*<sup>3</sup> газдан өндүрүлүүчү жылуулуктун санына барабар. Ушинтип, ядролук отун абдан үнөмдүү болуп эсептелет.

Ядролук отундун дагы бир маанилүү жетишкендиги болуп, аны «күйгүзүү» үчүн эч бир кошумча заттардын, айрыкча алганда, кислороддун керектелбегендиги эсептелет. Ал эми бир тонна углеродду толук күйгүзүү үчүн 2,66 тонна кислород зарп кылынат. Демек, ядролук энергияны колдонуу, узак убакытка чейин отунду жана башка кошумча материалдарды талап кылбастан иштөөгө жөндөмдүү болгон кубаттуу кыймылдаткычтарды курууга мүмкүнчүлүк берет.

Бирок, атомдук кыймылдаткычтарды куруу жана аларды ар түрдүү максаттарга кеңири пайдалануу бир кыйла жаңы техникалык маселелерди чечүү менен байланыштуу экендигин эстен чыгарбоо керек. Атомдук кыймылдаткычтын борбору болгон реактордун бирден-бир жетишпеген



жагы болуп, анын критикалык өлчөмдөрүнүн болушу эсептелет. Ушунун натыйжасында энергиялык реакторлор каадада чоң өлчөмдүү жана чоң салмактуу болушат. Экинчиден, ядролук реактор тирүү жандарга абдан зыяндуу нурлардын (нейтрондор,  $\gamma$ -нурлар ж. б.) кубаттуу булагы экендиги белгилүү. Бул нурлардан коргонуу үчүн реакторго куту жасаган кезде, анын салмагы жана көлөмү дагы чоңоёт. Бирок, отун катарында абдан байытылган уранды жана кашандаткыч катарында графиттин ордуна сууну (кадимки же оор суу) алуу менен бирге реактордун критикалык өлчөмдөрүн, демек, анын салмагын бир кыйла кичирейтүүгө мүмкүн. Нейтрондорду ичке чачыратуучу кабыкча катарында графиттин ордуна водороду бар затты (мисалы, парафинди) колдонуу менен бирге да реактордун салмагын кичирейтүүгө болот. Салмагын жана көлөмүн анчалык чоңойтпостон, зыяндуу нурлардан коргонуу үчүн реакторду кээ бир атайын заттар (мисалы, темирдүү бетон) менен курчоого да мүмкүн. Демек, көлөмүн жана салмагын кичирейтүү менен бирге, кээ бир транспорттук каражаттарга жайлаштырууга ылайыктуу болгон ядролук реакторлорду курууга болот.

Окумуштуулар менен инженерлердин изилдөөлөрүнүн натыйжасында, азыркы кезде ири деңиз кораблдерине жайлаштырууга ыңгайлуу болгон ядролук реакторлорду куруунун ыктары табылды.

Атомдук кыймылдаткычы бар «Наутилус» аттуу суунун асты менен жүрүүчү кайык АКШда курулган. Анын сууга батырымдуулугу (б. а. салмагы) 2700 тонна. Ядролук отун катарында массалык саны 235 болгон изотобу менен байытылган уран алынган. Реактордогу жылуулук кадимки эле суу менен сыртка чыгарылат жана ушул эле суу кашандаткыч катарында кызмат кылат. Демек, суу реактор менен буу генераторунун ортосунда айланып агып жүрөт. Буу экинчи контур аркылуу кубаттуулугу 8000 ат күчүнө барабар болгон турбинага берилет. Ал эми турбина болсо, «Наутлиустун» алдыга жылдыруучу калактарын айландыруучу моторлорду иштетүүчү электрдик генератор менен туташтырылган.

«Наутлиустун» суу астындагы ылдамдыгы саатына 37 км, ал эми анын суу үстүндөгү ылдамдыгы 65 км/саат. Айтууларга караганда бул кайык отунду толуктоону талап кылбастан жерди бир айланып чыга алат.

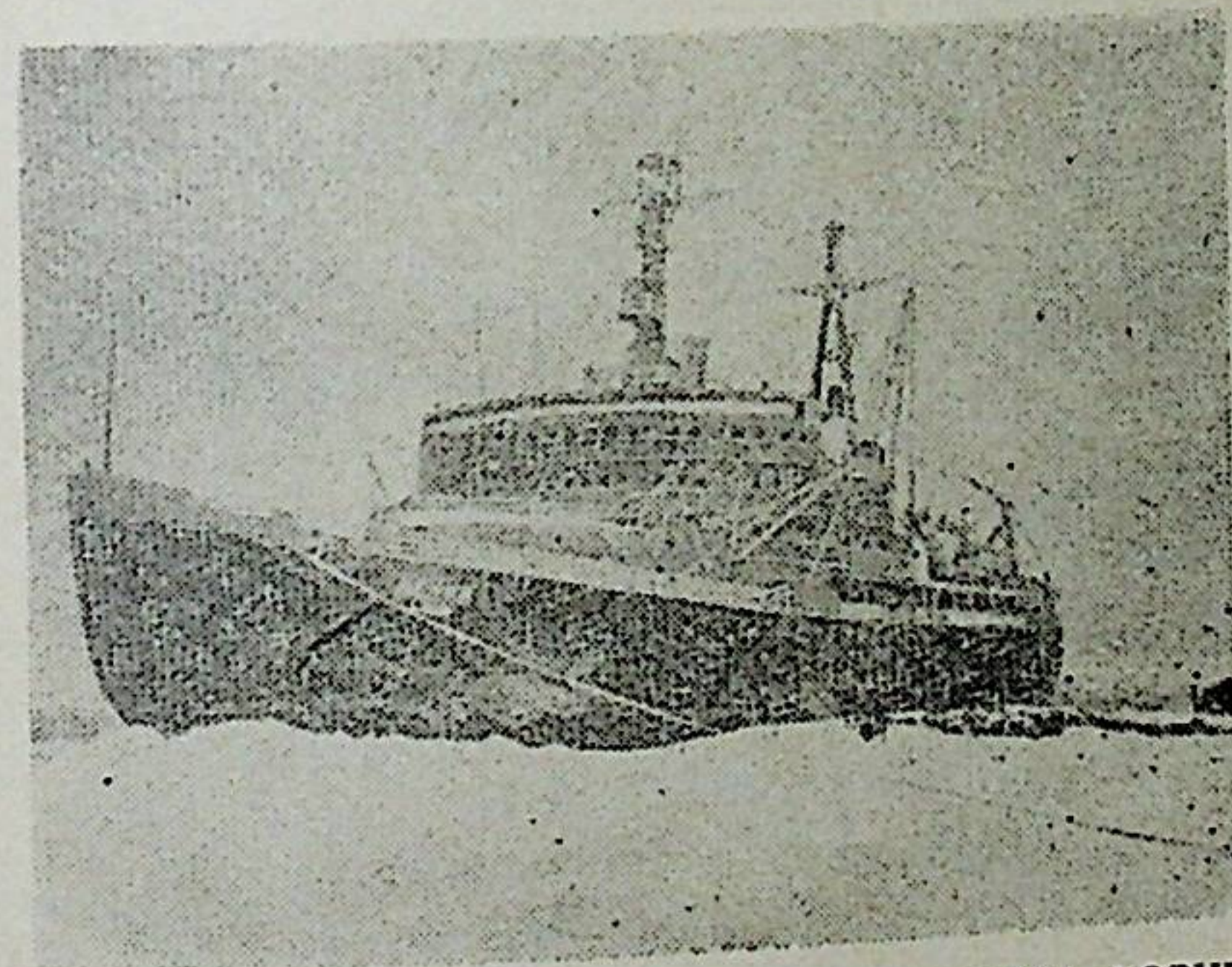
1956-жылы Америкада суу асты менен жүрүүчү экинчи

кайык («Деңиз карышкыры» аттуу) курулду. Ага дагы атомдук кыймылдаткыч коюлган.

Советтер Союзунда деңиз кораблдери, самолёттор жана темир жол транспорту үчүн атомдук кыймылдаткычтарды куруу боюнча изилдөө жумуштары кеңири масштабдарда жүргүзүлүп жатат. Бирок, азырынча ядролук реакторлорду ири деңиз кораблдерине жайлаштыруу гана экономиялык жактан өзүн актай алат. КПССтин XX съездинин чечими боюнча 1956-жылдын август айынан бери Ленинградда курулуп жаткан ядролук энергия менен жүрүүчү «Ленин» атындагы дүйнөдөгү биринчи атомдук муз жаргыч 1959-жылдын сентябрь айында курулуп бүттү жана ал арктикалык флоттогу кораблдердин составына кошулду.

«Ленин» атындагы атомдук муз жаргычтын (67-сүрөт) курулуп бүтүшү жана анын арктикалык флотко берилиши Түндүк деңиздердеги жолдорду мындан аркы өздөштүрүүдө эбегейсиз чоң ролду ойнойт. Ал Түндүк Деңиз океаны жана арктикалык деңиздер боюнча жүк ташуучу жүздөгөн кораблдерди ээрчитип жүрүүгө жана музду жарып аларга жол салып берүүгө арналган. Демек, «Ленин» муз жаргычынын курулушу кораблдерди курууда гана эмес, Арктиканы өздөштүрүүдө да жаңы этаптын башталышы болуп эсептелет.

«Ленин» муз жаргычын куруу советтик окумуштуулардын, инженерлердин жана жумушчулардын ири ийгиликтеринин бири. Техникалык сапаттарына караганда атомдук муз жаргычка дүйнөдөгү муз жаргычтардын эч бирөө тең



67-сүрөт. «Ленин» муз жаргычынын сырткы көрүнүшү.



келе албайт. Анын негизги мүнөздөмөлөрү мындай: отунду талап кылбастан жүрүшү 1 жыл, узундугу 134 м, туурасы 27,6 м, алга жылдыруучу кубаттуулугу 44000 ат күчүнө барабар, сууга батырымдуулугу (б. а. салмагы 16000 тонна, энергия менен камсыз кылынышы (б. а. салмагынын бир тоннасына туура келген кубаттуулук)  $2,75 \frac{\text{аткүчү}}{\text{тонна}}$ , терең жана таза суудагы максималдык ылдамдыгы 33,34 км/саат, калыңдыгы 2,4 м болгон музда үзгүлтүксүз жүрүү ылдамдыгы 3,7 км/саат, ядролук реактор коргонуу кутусу менен 3017 тонна, механикалык установкалардын жалпы салмагы (алга жылдыруучу электрокыймылдаткычтар жана электростанция менен бирге) 2750 тонна, буу генераторунун толук буу өндүрүмдүүлүгү 360 тонна/саат, буунун температурасы  $310^{\circ}\text{C}$  жана басымы 28 атм, негизги турбогенераторлордогу буунун расходдолушу 204 тонна/саат, кошумча буу казанынын өндүрүмдүүлүгү 10 тонна/саат, кошумча электростанциялардын кубаттуулугу 6200 квт.

Муз жаргычтын корпусу жаңы маркалуу өтө катуу болот менен капталган, ошондуктан ага Арктиканын шарттарындагы эң эбегейсиз чоң муздар коркунучсуз.

Муз жаргычка ар бири өз алдынча иштей турган үч реактор коюлган. Реактордогу жылуулукту сыртка чыгаруучу зат катарында жана кашандаткыч катарында кадимки суу пайдаланылган. Үч реактор тең бири-бирине окшош. Алардын бирөөнүн активдүү зонасынын мүнөздөмөлөрү мындай: диаметри 1 м, бийиктиги 1,6 м, уран таякчаларындагы уран — 235 дин саны 5% , активдүү зонадагы бардык урандын 85 кг гана уран — 235, жылуулук кубаттуулугу 90000 квт, реакторго кирүүчү суунун температурасы  $248^{\circ}\text{C}$ , андан кайра чыккан кезде суунун температурасы  $325^{\circ}\text{C}$  га чейин көтөрүлөт.

Бир мезгилде эки реактор гана иштейт, ал эми үчүнчүсү болсо артык баш. Эгерде иштеген реакторлордун бирөө бузулса, анда аны үчүнчү артык баш реактор менен алмаштырууга болот. Демек, муз жаргычтын кубаттуулугунун жана жүрүшүнүн турактуулугу жетишээрлик камсыздандырылган. Реакторлордун иши эки орундан башкарылат. Пайдалуу кубаттуулук 44000 ат күчүнө барабар болгондуктан атомдук кыймылдаткычтын п. а. к. ти 18% ке жакын.

«Ленин» муз жаргычынын кубаттуулугу дүйнөдөгү эң кубаттуу муз жаргычтардын кубаттуулугунан төрт эсе чоң. Бирок, ушуга карабастан атомдук муз жаргыч ар бир сут-

када 240 граммга жакын, ал эми жылына 85 кг га жакын гана ядролук отунду зарп кылат. Эгерде бул муз жаргыч көмүр менен иштей турган болсо, анда бир жылда 180000 тонна көмүр жагылган болор эле. Демек, бир жылда зарп кылынган көмүр муз жаргычтын өзүнүн салмагынан 10 эседен ашык, ал эми ядролук отундан 2 миллиондон ашык эсе чоң.

Мына ушул фактылардан ядролук отун менен жүрүүчү деңиз кораблдери кеңири масштабдарда куруу жана атомдук кыймылдаткычтардын техникалык жана экономикалык көрсөткүчтөрүн жакшыртуу эл чарбасы үчүн канчалык маанилүү экендиги ачык көрүнөт.

Англияда атомдук танкердин долбоорун куруу башталды. Бир катар өлкөлөрдө, мисалы Норвегияда жана Японияда, атомдук кыймылдаткычтуу деңиз кораблдерин куруунун программасы белгиленип жатат. Америкада «Саванна» аттуу ядролук кыймылдаткычы бар жүк жана пассажирлерди ташуучу кеме курулуп бүткөн.

Атомдук кыймылдаткычтарды өркүндөтүү авиациянын, ракеттик техниканын, темир жол транспортунун жана башка транспорттук каражаттардын алдында да кеңири мүмкүнчүлүктөрдү ачат. Бизде жана бир кыйла башка өлкөлөрдө окумуштуулар менен инженерлер бул багытта белгилүү изилдөөлөрдү жүргүзүп жатышат. Илимий журналдардын кабарлоосуна караганда ракетага жана самолётко жайлаштырууга мүмкүн болгон атомдук кыймылдаткычтарды изилдөө бир кыйла кызуу жүргүзүлүп жатат. Самолётторго же ракеталарга коюлуучу бир нече реакторлордун долбоорлору белгилүү. Техниканын азыркы кездеги өсүшү анчалык алыс эмес эле келечекте атомдук самолёттордун жана атомдук ракеталардын курулушуна шек саноого мүмкүндүк бербейт.

Атом энергиясын кургактагы транспортко колдонуу локомотив үчүн ядролук реактор куруудан башталышы ыктымал. Азыр бизде локомотивге коюлуучу реактордун долбоору бар. Долбоор боюнча локомотивге гомогендик кайноочу реакторду жайлаштыруу ыңгайлуу. Демек, реакторго агып кирген суу бууга айланат да, ал буу түздөн-түз эле турбинага берилет. Турбина болсо генератор менен туташтырылган; пайда болгон электр тогу локомотивди жылдыруучу кыймылдаткычтарды иштетет.

Реактор калыңдыгы 120 см жана салмагы 200 тонна болгон бетон менен капталат; пайдалуу кубаттуулугу



5000 квт (же 7000 ат күчү). Анын пайдалуу аракет коэффициенти 16,7%. Локомотивдин узундугу 48 м, ал эми жалпы салмагы 327 тонна болушу керек. Реактордогу уран—235 дин саны 9 кг. Эгерде локомотив реактордогу ядролук отундун 10% ти күйүп бүткөнчөлүк эле жүрөт десек, анда ал жаңы отунду талап кылбастан 600 саат тынымсыз жүрө алар эле. Ал эми анын ылдамдыгы 50 км/саат десек, анда 600 саат убакытта 30000 км жол басып өтөөр эле. Эгерде кубаттуулугу ушундай эле болгон көмүр менен жүрүүчү локомотивди алсак, анда ал эң көп дегенде 100 тонна көмүрдү өзүнө ала алат. Демек, бул көмүр күйүп бүткөнчө локомотив араң эле 13 саат үзгүлтүксүз жүрө алат, б. а. көмүрдүн запасы 650 км жолго гана жетет.

Азыркы кезде атомдук автомобилдердин жана автопоезддердин да бир катар долбоорлору бар, бирок, аларды ишке ашыруу азырынча экономикалык жактан пайдалуу эмес. Бара-бара бул долбоорлор жакшырып, келечекте чындыгында эле ядролук энергия менен жүргөн автопоезддер жана ири автомобилдер пайда болот деп ойлоого мүмкүн.

Ушинтип, бул багыттарда азырынча изилдөө жана долбоорлоо иштери гана жүргүзүлүп жатат. Самолётторго, ракеталарга жана кургактагы транспортко жайлаштыруучу атомдук кыймылдаткычтардын айрым долбоорлору менен таанышуу үчүн атайын илимий журналдарга жана эмгектерге кайрылууну сунуш кылууга болот.

### § 33. РАДИОАКТИВДҮҮ ИЗОТОПТОРДУН ЭЛ ЧАРБАСЫНДА КОЛДОНУЛУШУ.

Советтер Союзунда ядролук энергияны тынчтык максаттарга колдонуу боюнча жумуштар кеңири фронт боюнча жүргүзүлүп жатат. Ядролук энергияны тынчтык максаттарга колдонуу атомдук электростанцияларды куруу же транспорттук каражаттарга коюуга ыңгайлуу болгон реакторлорду иштеп чыгуу менен гана чектелбейт. Ядролук реакторлордо пайда болуучу жана ылдамдаткычтардын жардамы менен жаңыдан пайда кылынуучу дээрлик бардык элементтердин көп сандаган радиоактивдүү изотопторунун эл чарбасынын ар түрдүү тармактарындагы практикалык маселелерди чечүүгө колдонулушу — бул да ядролук энергиянын тынчтык максаттарга колдонулушунун бирден-бир жана маанилүү түрү болуп эсептелет. Радиоактивдүү изотоптордун илимий изилдөөлөрдө, өнөр жайларда, айыл

чарбасында жана медицинада колдонулушу өзгөчө мааниге ээ. Азыркы кезде радиоактивдүү изотоптор колдонулбаган илимдин же эл чарбасынын тармагын атап айтуу кыйын.

Радиоактивдүү изотопторду эл чарбасында жана илимде кеңири колдонуу, биринчиден, берилген маселени чечүүнү жөнөкөйлөштүрүүдөн башка, керектелинуучү материалдарды жана каражаттарды үнөмдөөгө мүмкүндүк берсе, экинчиден, илим менен практикадагы мурунтан бери чечилбей келе жаткан өтө татаал маселелерди изилдөөгө түздөнтүз жардам берет. Мисалы, так ушул радиоактивдүү изотоптордун болушунун натыйжасында окумуштуулар азыркы кезде адамдын мээсиндеги заттардын алмашуусу, өсүмдүктөрдүн өзөгүндөгү суюктуктун кыймылы, дары-дармектердин дарттарды айыктыруучу касиеттерин аныктоо, микроскопиялык клеткадагы заттардын алмашуусу жандуу жана жансыздардын жаратылышынын сырын чечүү, ж. б. ушулар өндүү илим менен практикадагы өтө татаал маселелерди изилдөөнүн үстүндө иштеп жатышат.

Радиоактивдүү изотопторду колдонуунун принциби эң эле жөнөкөй. Алардын эки түрдүү — рентген нурлары сыяктуу эле, чоң энергиялардын булактары катарында мисалы гамма — дефектокопияда) жана тамгаланган атомдор катарында — колдонулушу белгилүү. Радиоизотоптун атомдорунун химиялык касиеттери берилген элементтин стабилдүү изотопторунун атомдорунун химиялык касиеттериндей эле, бирок, алар радиоактивдүү нур чыгаруунун натыйжасында өзүлөрүнүн кайда жүргөндүгүн билгизишет. Демек, мындай атомдордун радиоактивдүүлүгүн каттоо менен бирге алардын физико-химиялык, биологиялык ж. б. процесстердеги кыймылына көз жүгүртүүгө болот.

Практикалык маселелерди чечүүдө колдонулуучу радиоизотоптордун салмагы көпчүлүк учурларда өтө эле кичине. Ошондуктан, каадада, берилген изотоптун салмагынын ордуна анын активдүүлүгүн көрсөтүшөт. Активдүүлүктүн бирдиги катарында секундасына  $3,7 \cdot 10^{10}$  ажыроого барабар болгон 1 кюри (Ci) алына тургандыгы белгилүү. Эгерде радиоизотоптун кюри менен туюнтулган активдүүлүгү белгилүү болсо, анда анын жалпы атомдорунун санын, же болбосо, граммдар менен туюнтулган салмагын эсептеп чыгаруу жеңил. № 16 таблицада кээ бир радиоизотоптордун 1 кюри активдүүлүгүнө туура келген атомдорунун саны, граммдар менен туюнтулган салмагы жана башка мүнөздөмөлөрү келтирилген.



Кээ бир радиоизотоптордун 1 кюри активдүүлүгүнө туура келген атомдорунун саны жана салмагы

Радиоактив- дүү изотоп.	Химиялык символу	Жарым ажыроо мезгили Т.	1 кюри активдүү- лүгүнө туура кел- ген атом- дорду саны N	Сал- магы, г.	$\beta$ -бөлүк чөлөр- дүн мак- симал- дык энергия- сы, МэВ.	$\gamma$ -нур- лардын макси- малдык энергия- сы, МэВ.
Углерод—14	C <sup>14</sup>	5670 жыл	$9,7 \cdot 10^{21}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	0,155	—
Натрий—24	Na <sup>24</sup>	14,8 саат	$2,9 \cdot 10^{14}$	$7,0 \cdot 10^{-9}$	1,39	2,76
Фосфор—32	P <sup>32</sup>	14,3 күн	$6,6 \cdot 10^{16}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	1,712	—
Кальций—45	Ca <sup>45</sup>	180 күн	$8,3 \cdot 10^{17}$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	0,25	—
Темир—55	Fe <sup>55</sup>	2,7 жыл	$4,6 \cdot 10^{18}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$	—	0,006
Темир—59	Fe <sup>59</sup>	44 күн	$2,0 \cdot 10^{17}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	1,56	1,29
Кобальт—60	Co <sup>60</sup>	5,3 жыл	$8,7 \cdot 10^{18}$	$9,1 \cdot 10^{-4}$	0,32	1,33
Цезий—137	Cs <sup>137</sup>	33 жыл	$5,5 \cdot 10^{20}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1,20	0,662
Стронций—90	Sr <sup>90</sup>	25 жыл	$4,3 \cdot 10^{19}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	0,61	—
Иод—131	I <sup>131</sup>	8 күн	$3,7 \cdot 10^{16}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$	0,82	0,72
Алтын—198	Au <sup>198</sup>	2,7 күн	$1,2 \cdot 10^{16}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$	1,37	1,10

Азыркы кезде жасалма радиоактивдүү изотоптордун саны минден ашык. Бирок, өнөр жайлардагы жана айыл чарбадагы маселелерди чечүүдө алардын бардыгы колдонулбайт. Тигил же бул маселени чечүүдө, анын ачык шарттарына жараша, ыңгайлуу болгон радиоактивдүү изотоп тандалып алынат. Жалпы алганда колдонулуучу радиоизотопко дагы мындай кошумча талаптар коюлат: биринчиден, берилген жумушка колдонуу үчүн пайдаланылуучу радиоизотоптун активдүүлүгү жетишээрлик чоң болушу керек; экинчиден, жарым ажыроо мезгили анчалык кичине болбошу керек — мындай болбогондо изотоп өтө тез ажыроого дуушар болот жана анчалык чоң да болбошу керек — мындай болбогондо изотоптун активдүүлүгү начар болот.

Радиоактивдүү изотоптордун колдонулушу өтө ар түрдүү жана эң көп. Алар кайда жана кайсы маселени чечүүдө гана колдонулбайт! Аларды эл чарбасында кеңири колдонуу баарыдан мурда каражаттарды үнөмдөөгө мүмкүндүк берет. Мисалы, радиоактивдүү изотопторду өнөр жайларда колдонуу СССРде 1957-жылдын ичинде эле 1,2—1,5 миллиард сомду үнөмдөөгө алып келди. Алардын илимде, медицинада жана айрыкча биологияда колдонулушу да ушунчалык жемиштүү жана келечектүү.

Бул китепте радиоизотоптордун колдонулушунун бардык түрлөрүн сүрөттөп жазууга эч мүмкүн эмес жана китептин максаты да анда эмес. Ошондой болсо да бул багыттагы азыркыга чейинки жетишкендиктерди, келечектеги мүмкүнчүлүктөрдү окуучуга ачык элестетүү максатында айрым мисалдарды карап чыгалык.

Техниканын өнүгүшү ар түрдүү физикалык жана механикалык касиеттерге ээ болгон өтө катуу болотторду, ысыктыкка чыдамдуу ширетмелерди жана башка металлдык материалдарды түзүүнү талап кылат. Мындай маселелерди металлдардын ар түрдүү шарттардагы касиеттерин жана эритүү процессин терең билүүнүн, металлдык жаракжабдыктардын сапаттарын бардык тараптан жана чебердик менен текшерүүнүн негизинде гана чечүүгө болот. Металлдардагы диффузия жана өзүнчө диффузия кубулуштарынын закондуулуктарын билүү ар түрдүү болотторду жана ширетмелерди иштеп чыгууга жана алардын жаңыларын издөөгө байланыштуу болгон көп практикалык маселелерди чечүүгө ачкыч берет.

Металлдардын суюк чөйрөлөрдөгү коррозия процесси, жогорку температуралардагы кычкылданышы жана болотту катуулантуу үчүн анын үстүнкү бетине углеродду, кремнийди, азотту жаткыруу диффузия менен байланыштуу.

Катуу нерселердеги диффузияны изилдөө үчүн, б. а. ысытуунун натыйжасында катуу жана суюк металлдарга башка атомдордун аралашуусун аныктоо үчүн азыркы кезде темирдин, кобальттын, никелдин, хромдун, вольфрамдын, молибдендин, күмүштүн, жездин, фосфордун, күкүрттүн, кальцийдин жана башка көп элементтердин радиоактивдүү изотоптору колдонулат.

Жогорку температураларда металлдардын жана ширетмелердин кычкылданышы мурунтадан бери эле жакшы белгилүү болгон. Бирок, кычкылдардын пайда болуу механизми жетишээрлик изилденген эмес. Бул маселени чечүү-



дө радиоактивдүү изотоптор чоң жардам беришет—кайсы металлдын кычкылдануу процессин изилдегиз келсе ошонун радиоизотобун жардамга чакырууга болот.

Мисалы, темирдин кычкылдануусун изилдөөнү карайлык. Изилденилүүчү темирдин үстүнө анын радиоизотобу ( $Fe^{59}$ ) электролиз ыгы менен жаткырылат. Андан кийин темир белгилүү атмосфералык шарттарда кычкылдандырылат. Эгерде бул темирди кислотанын эритмесине салып улам жука катмарды эритип алып, ал эритменин радиоактивдүүлүгүн Гейгер - Мюллердин каттоочу менен ченеп отурсак, анда радиоактивдүү темирдин тереңдик боюнча таралышын, демек, кычкылдануу процессинин жүрүшүн аныктоого болот. Ушундай эле жол менен башка металлдардын кычкылдануу процессин да изилдөөгө болот. Бул изилдөөлөр металлдын үстүнкү бетиндеги башка элементтердин анча-мынча аралашмасы ал металлдын коррозиялануу процессине кандай таасир кыла тургандыгын билүүгө мүмкүндүк берет.

Демек, диффузияны изилдөө мындай методика боюнча жүргүзүлөт; адегенде берилген үлгүлөрдүн үстүнө жука катмар боюнча радиоизотоп жаткырылат; ал үлгүлөр ысытылат; андан кийин үлгүлөрдү жука катмарлар боюнча эритип алып, ал эритмелердин радиоактивдүүлүгүн ченеп отурабыз. Бул ченөөлөр металлдын тереңдиги боюнча диффузиялануучу заттын атомдорунун концентрациясын аныктоого, демек, диффузия коэффициентин эсептөөгө мүмкүндүк берет.

Радиоактивдүү изотоптор айрыкча өзүнчө диффузия кубулушун изилдөө үчүн абдан жарактуу болуп эсептелет. Эгерде бир эле металлдан (мисалы, жезден) эки кесик алып, аларды беттештирип, андан кийин ысытсак, анда жылуулук кыймылынын натыйжасында атомдор ал кесиктердин биринен экинчисине өтүшөт. Бул кубулуш өзүнчө диффузия деп аталат. Бирок, биринчи кесиктен экинчисине кайсы атомдор өтүштү? алардын өтүү ылдамдыгы кандай? Бул суроолорго да радиоизотоптор жооп беришет.

Эгерде биринчи кесиктин үстүнө радиоизотоп жаткырып, андан кийин ал үлгүлөрдүн радиоактивдүүлүгүн ысытуудан мурун жана кийин ченей турган болсок, анда өзүнчө диффузия коэффициентин аныктоого болот. Өзүнчө диффузиянын ылдамдыгынын температурадан болгон көз карандылыгын ченөө менен бирге, металлдардагы атомдорду өз ара байланыштырып туруучу күчтөрдү баамдоого мүмкүн.

Металлургиялык комбинаттарда, заводдордо домналык же мартендик мештер бар. Ал мештерде металлдар эритилет. Суюк металл абдан ысык болгондуктан мештин ичин акырындап оёт да, анын капталын жукартып отурат. Бул процесс аварияга алып келиши да мүмкүн. Кантип аварияны болтурбоого болот? Мештин капталынын барган сайын жукарып отурушун кантип билип туруу керек?

Бул суроолорго жооп берүү үчүн, мешти салган кезде анын ар түрдүү катмарларына радиоактивдүү изотоп (мисалы,  $Co^{60}$ ) салынган ампулаларды жаткырып коюшат. Мештин сыртына Гейгер-Мюллердин каттоочтору жайлаштырылган. Демек, каттоочтор белгилүү бир активдүүлүктү көрсөтүп турушат. Меште металл эритиле баштагандан тартып анын капталдары жукарып отурат да, радиоизотопу бар ампулалар биринин артынан бири суюк металлга аралашып кетип турат. Демек, мештин сыртындагы каттоочтор барган сайын азыраак активдүүлүктү көрсөтүп отурушат. Мына ушуга карап, меш абдан жукарган кезде (б. а. каттоочтор аз активдүүлүктү көрсөтүп калган кезде) металлды эритүүнү токтотуп, аварияны болтурбоого болот.

Радиоизотоптордун бул жардамы өтө маанилүү болуп эсептелет. Ошондуктан азыр биздеги металлургиялык комбинаттардагы жана заводдордогу металл эритилүүчү мештердин бардыгынын иштөөсү радиоактивдүү кобальттын жардамы менен текшерилип турулат.

Болот абдан катуу болсун үчүн ага хром аралаштырылат. Кузнецк металлургиялык комбинатында чоң мартен мештериндеги суюк болотко хромдун канчалык жакшы аралашуусун текшерипкен. Бул үчүн суюк болотко феррохром менен бирге хромдун радиоизотопун кошуп жиберипкен. Мештин ар кайсы орунунан ар түрдүү убакытта суюк металлдан сузуп алышып, алардын радиоактивдүүлүгүн ченөө менен бирге хром толук аралашууга зарыл болгон убакытты аныкташкан. Бул маалыматтар металлды эритүүнүн убактысын кыскартып, болотту даярдоонун технологиясын өзгөртүүгө алып келген.

Радиоактивдүү изотопторду колдонуунун негизинде машина курууда да бир кыйла жетишкендиктер болду. Мындай мисалды карайлык.

Машиналардын жана механизмдердин жешилүүсү менен күрөшүүдө майлоочу майлардын чоң ролу белгилүү. Мындан: кыймылдаткычтын сүрүлүүчү деталдарын кайсы май жешилүүдөн жакшы сактайт деген суроо туулат. Бул



суроого радиоизотоп жооп берет. Эгерде сүрүлүүчү деталдардын үстүнкү беттерине радиоизотопторду жаткырып, андан кийин Гейгер - Мюллердин каттоочу менен майдын радиоактивдүүлүгүн ченесек, анда машинаны токтотпостон эле деталдардын жешилүүсүн аныктоого жана керектүү майды тандап алууга болот.

Машина куруудагы кескич аспаптардын жешилүүсүн изилдөөдө да радиоизотоптор ийгиликтүү колдонулушат. Кескичтер көбүнчө составына вольфрам кирген ширетмелерден жасалат. Эгерде кескичти нейтрондордун агымына тозсок (мисалы, реактордо), анда вольфрамдын радиоизотопу ( $W^{187}$ ) пайда болот. Демек, кескичти пайдаланган кезде түшкөн кесиндилердин (же өгөндүлөрдүн) радиоактивдүүлүгүн ченөө менен бирге, анын жыртылуусун билүүгө болот. Бул изилдөөлөр да кескич аспаптардын сапатын жакшыртууга алып келди.

Радиоактивдүү изотоптор чоң энергиялуу  $\gamma$ -нурлардын булактары катарында гамма-дефектоскопияда өзгөчө кеңири колдонулат.

Азыркы кездеги машиналарды, реактивдик кыймылдаткычтарды, турбиналарды, самолётторду, автомобилдерди, тракторлорду, буу казандарды, ж. б. ларды жасоодо ар бир металлдык деталь ондогон иштөөлөрдү өтөт (металлды эритүү, куюу, ширетүү, кандоо, кескилөө, өгөө, ж. б.). Деталдарды машина курууга пайдалануудан мурун алардын сапаттарын бир катар текшерүүлөрдөн өткөзүшөт. Бирок, ушуга карабастан айрым деталдардын ичинде жашыруун кемчиликтер (көндөй, сынык, жарака, ж. б.) калып калышы мүмкүн. Деталдардагы мындай кемчиликтер кийин машиналардын сынышына алып келет. Ошондуктан деталдарды талкалабастан туруп алардын ички жашыруун кемчиликтерин чебердик менен текшерүүгө мүмкүнчүлүк берүүчү ыктар талап кылынат. Мындай ык болуп *гамма-дефектоскопия* эсептелет.

Гамма-дефектоскопияда деталдын бир жагына  $\gamma$ -нур чыгаруучу изотоп (көбүнчө кобальт-60 же цезий — 137, европий — 154, ж. б.) коюлат, ал эми экинчи жагына фотокагаз жайлаштырылат. Гамма-нурлар металл (же башка деталь) аркылуу өтүп фотокагазды нурдантат. Эгерде ал деталдын ичинде кемчилик (мисалы, көндөй) болсо, анда фотокагазга кемчиликтин сүрөтү түшүп калат. Фотокагаздын ордуна Гейгер - Мюллердин каттоочун коюп деле кемчиликтин бардыгын же жоктугун аныктай алабыз.

Бул метод азыркы кезде өтө кеңири таралган (көпүрө курууларда, газ же нефть агызуучу түтүктөрдү курууда, курулуштарда, машиналарды чогултууда ж. б. толуп жаткан учурларда колдонулат) жана аны колдонуу жылына ондогон миллион сомдорду үнөмдөөгө мүмкүнчүлүк берет. Гамма-дефектоскопия үчүн бизде бир нече түрлүү атайын установкалар иштелип чыкты. Ал установкалардагы радиоактивдүү изотоптордун активдүүлүгү 0,2—0,5 кюриден 50 кюриге чейин жетет; демек, алар ар түрдүү калыңдыктагы материалдарды нурдандырууга арналган.

Техникада радиоактивдүү изотоптор ар түрдүү калыңдыктарды (болоттун же пластмассалардын жаргактары, кагаз) ченөө үчүн жана туюк идиштердеги суюктуктун деңгээлин аныктоо үчүн да кеңири колдонулат. Бул максаттарга арналып жасалган атайын куралдарын азыр ондогон түрлөрү белгилүү. Мисалы, алардын кээ бирлери болот жаргактарынын 500 дөн 5 микронго чейинки калыңдыктарын ченөөгө арналган. Бул ченөөлөрдө маселенин коюлушуна жараша  $\beta$ -активдүү же  $\gamma$ -активдүү изотоптор колдонулат.

Радиоизотоптор тамгаланган атомдор катарында жана ядролук нурлардын булактары катарында медицинада кеңири жана ийгиликтүү колдонулуп жатат. Кобальт — 60  $\gamma$ -нурларынын ичтеги жана сырттагы зыяндуу шишиктерди айыктыруу үчүн колдонулушу өзгөчө ийгиликтүү. Радиоактивдүү изотоптордун жардамы менен денедеги кандын жүрүшү, тамак-аштардагы айрым заттардын (мисалы, иоддун, натрийдин же фосфордун) таралышы текшерилет. Мындай изилдөөлөрдүн диагностика жана ооруларды дарылоо үчүн мааниси өтө чоң. Азыркы кезде рак жана мээдеги шишиктер өндүү эң катуу ооруларды радиоактивдүү изотоптордун жардамы менен гана ийгиликтүү дарылоого мүмкүн болуп отурат.

Тамгаланган атомдордун методу биологиялык изилдөөлөрдө өзгөчө чоң мааниге ээ. Радиоактивдүү изотоптордун жардамы менен кээ бир маданияттуу өсүмдүктөрдүн түшүмдүүлүгүн көбөйтүүгө мүмкүндүк берүүчү эффективдүү методдор табылды. Ушул эле изилдөөлөр түшүм берүүчү өсүмдүктөр үчүн керектүү болгон сапаттуу семирткичтерди иштеп чыгууга алып келди жана ал семирткичтерди кандай кылып пайдалануунун жолдорун көрсөттү. Мындан башка да радиоизотоптор дарттуу



малдарды дарылоодо, тез чирип бузулуп кетүүчү продуктылардагы (картофель, жана жашылчалар, эт, консервалар, ж. б.) микропторду өлтүрүүгө колдонулат. Пахтанын уруктарын  $\gamma$ -нурлар менен нурданып, анын түшүмдүүлүгүн көбөйтүү боюнча жүргүзүлгөн тажрыйбалар да бир кыйла оң натыйжаларды берип жатат.

Геологияда радиоизотоптор пайдалуу кендерди жана нефтини издөөдө, табиятта жүрүп туруучу эң бир татаал физика-химиялык процесстерди изилдөөдө кеңири колдонулат. Аларды тамгаланган атомдор катарында химияда, физикада жана башка илимдерде ар түрдүү илимий маселелерди чечүүдө да кеңири пайдаланышат. Чоң молекулаларды түзүп, жасалма кездемелерди кенен чыгарууда да радиоизотоптордун мааниси өтө чоң.

Жогоруда радиоактивдүү изотоптордун колдонулушу жөнүндө айрым мисалдарды гана келтирдик. Алардын бардык колдонулуштарын саноого же келечектеги мүмкүнчүлүктөрүн алдын-ала айтууга эч мүмкүн эмес. Бирок, келтирилген мисалдардан эле, техникалык жана маданияттык прогресс үчүн радиоизотоптор канчалык маанилүү экендиги ачык көрүнөт.

Радиоизотоптордун жана ядролук нурлардын өнөр жайында, айыл чарбасында, медицинада, илимде жана техникада колдонулуштарынын дагы жаңы ыктарын иштеп чыгуу бул жумушка илимдин жана эл чарбасынын ар түрдүү тармактарындагы көп адистердин биргелешип киришүүсүн талап кылат.

#### Адабияттар

1. «Атомная энергетика» (Доклады иностранных учёных на международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, , 1955). Госэнергоиздат, Москва, 1956.

2. М. Н а м и а с, Ядерная энергия, ИИЛ, Москва, 1955.

3. П. А. П е т р о в, Ядерные энергетические установки, Госэнергоиздат, М.—Л., 1958.

4. Д. И. В о с к о б џ и н к, Ядерная энергетика, ГИТТЛ, Москва, 1956.

5. П р и м е н е н и е метода меченых атомов в физике и технике, ИИЛ, М., 1955.

6. Э. Б р о д а и Т. Ш е н ф е л ь д, Применение радиоактивности в технике, ГИФМЛ, Москва, 1959.

7. Б. И. Б р у к Радиоактивные изотопы в металлургии и металловедении сварки», Судпромгиз, Ленинград 1959.

8. Д. Э. Г р о д з е н с к и й, Изотопы в медицине Госатомиздат, Москва, 1962.



## МАЗМУНУ

	бети.
Башкы сөз . . . . .	2.
<b>I глава. Атомдордун ядролорунун жалпы касиеттери.</b>	
§ 2. Атомдун Резерфорд боюнча модели. Ядронун түзүлүшү . . . . .	11
§ 3. Ядролордун заряды жана аны аныктоо . . . . .	20
§ 4. Ядролордун массасы жана аны аныктоо . . . . .	24
§ 5. Ядролордун өлчөмдөрү . . . . .	31
§ 6. Ядронун спину, магниттик жана квадруполдук моменттери . . . . .	34
§ 7. Ядронун деффект массасы жана байланыш энергиясы . . . . .	39
§ 8. Ядролук күчтөрдүн касиеттери Ядролордун массалары үчүн полуэмприкалык формула . . . . .	46
§ 9. Ядролук күчтөр . . . . .	52
§ 10. Элементардык бөлүкчөлөр . . . . .	57
<b>II глава. Ядро физикасындагы эксперименталдык методдор.</b>	
§ 11. Сцинтилляция методу жана люминесценциялык каттоочулар . . . . .	64
§ 12. Вильсондун камерасы . . . . .	66
§ 13. Ионизациялык методдор . . . . .	69
§ 14. Гейгер-Мюллердин каттоочулары . . . . .	76
§ 15. Фотографиялык методдор . . . . .	82
§ 16. Черенковдун каттоочулары . . . . .	86
<b>III глава. Жаратылыштагы радиоактивдүүлүк.</b>	
§ 17. Радиоактивдүүлүк кубулушунун ачылышы . . . . .	88
§ 18. Радиоактивдүү ажыроонун элементардык закону . . . . .	94
§ 19. Жаратылыштагы радиоактивдүү катарлар . . . . .	96
§ 20. Удаалаш радиоактивдүү өзгөрүштүн теориясы . . . . .	105
§ 21. Радиоактивдүүлүктүн бирдиктери . . . . .	111
§ 22. Радиоактивдүү нур чыгаруунун энергиясы . . . . .	113
<b>IV глава. Оор ядролордун бөлүнүшү.</b>	
§ 23. Оор ядролордун бөлүнүшүнүн ачылышы . . . . .	118
§ 24. Оор ядролордун бөлүнүшүнүн теориясы . . . . .	122
§ 25. Оор ядролордун сыныктарга бөлүнүштөрүнүн түрлөрү . . . . .	129
§ 26. Ядро бөлүнгөндөгү сыныктар . . . . .	136

§ 27. Ядролор бөлүнгөн учурдагы бошогон нейтрондор . . . . .	138
§ 28. Ядролук уланма реакция. Ядролук реакторлор . . . . .	142
§ 29. Трансуран элементтери жана нептунийдин катары . . . . .	151
§ 30. Термоядролук реакциялар. Жылдыздардын энергиясы- сынын булактары . . . . .	159
<b>V глава. Ядро энергиясын эл чарбасында колдонуу.</b>	
§ 31. Атомдук электрстанциялары . . . . .	173
§ 32. Атомдук кыймылдаткычтар . . . . .	183
§ 33. Радиоактивдүү изотоптордун эл чарбасында колдонулушу . . . . .	188



*Дурбөлөң Мамбетов*

**ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

(на киргизском языке)

Редактор *Т. Карашев*  
Худ. редактор *Васильев*  
Техн редактор *В. Косарева*  
Корректор *М. Ашымбекова*

Сдано в набор 22/IX-1969 г. Подписано к печати 22/X-1970 г. Формат  
бумаги 84×108<sup>1/32</sup>, 10,25 печатных листов 9,91 учет. из. листов Д—03408  
Заказ № 2939. Тираж 3000. Цена без обложки 28 к. Обложка 10 к.

Киргизполиграфкомбинат Главполиграфиздата Мин. культуры  
Кирг. ССР, г. Фрунзе, Жигулевская, 102.