

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ  
Ш. ЕСЕНОВ АТЫНДАҒЫ КАСПИЙ МЕМЛЕКЕТТІК ТЕХНОЛОГИЯЛАР ЖӘНЕ  
ИНЖИНИРИНГ УНИВЕРСИТЕТІ**

**А.Қ. АХМЕТОВ**

**ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА**

**Радиоактивтілік.  $\alpha$ ,  $\beta$  және  $\gamma$ -сәуле шығарулар**

«Физика және информатика» мамандығында  
оқитын студенттерге арналған әдістемелік нұсқау

**Ақтау - 2010**

Ш.Есенов атындағы Каспий мемлекеттік технологиялар және инжиниринг университетінің Педагогикалық технологиялар институтының Ғылыми Кеңесінің шешімімен баспаға ұсынылған.

Пікір жазғандар: Б.М.Дүйсенбаев, ф.-м.ғ. к., профессор  
Б.Т.Тәжіғұлов, ф.-м.ғ. к., доцент

Университеттердің физика мамандығын таңдаған студенттер үшін теориялық физика курсының соңғы «Атом ядросы физикасы және элементар бөлшектердің классификациясы» пәні қызықты да, тартымды ғылымдарға жатады. Ядролық физика адамзат өркениетінің ең жоғары жетістіктерінің бірі.

Әдістемелік нұсқауда атом ядросының негізгі қасиеттері – радиоактивтілік пен  $\alpha$ ,  $\beta$  және  $\gamma$ -сәуле шығару құбылыстары қарастырылады.

## Ядролардың радиоактивтік ыдырауы

### §1. Радиоактивтік құбылыс және радиоактивтік ыдырау заңдары

Радиоактивтік құбылыс деп кейбір атом ядроларының өздігінен, ерікті түрде  $\alpha, \beta, \gamma$ -сәулелерін бөліп шығару нәтижесінде басқа ядроға түрлену үрдісін айтады.

Изотоптардың табиғи жағдайдағы осылай түрленуі табиғи радиоактивтілік, ал ядролық реакциялардың нәтижесіндегі түрленулер жасанды радиоактивтік құбылыстар деп аталады.

Радиоактивті ыдырау үрдісіне ядро құрылымына тікелей әсер етпей ықпал жасау мүмкін емес. Демек белгілі бір энергиялық күйдегі ядро үшін уақыт бірлігі ішінде ыдырау ықтималдығы  $\lambda$  тұрақты шама болады. Яғни  $dt$  уақыт аралығындағы  $dN$  радиоактивті ыдыраулар берілген  $t$  уақыттағы  $N(t)$  радиоактивті ядролар санына ғана тәуелді болады:

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.1)$$

Бұл теңдеуге  $\lambda$  – тұрақты шама ыдырау ықтималдығы коэффициенті ретінде енеді және ыдырау тұрақтысы деп аталады. (2.1)-теңдеудегі (-) таңбасы ыдырау үрдісінде ядролар санының азаятындығын көрсетеді.

(2.1)-ші теңдеу оңай шешіледі және нәтижесінде радиоактивті ядролар санының уақыт бойынша өзгеру заңын аламыз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

(2.2)-ші теңдеуді интегралдасак:

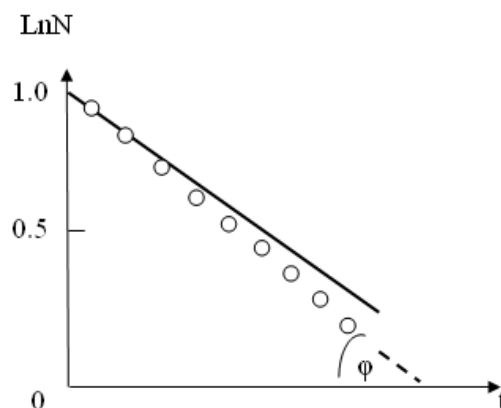
$$\ln N = -\lambda t + \ln N_0 \quad (2.3)$$

Егер (2.2)-ші теңдеудегі  $t$ -уақыттың орнына  $T$  жартылай ыдырау периодын енгізсек  $\lambda$ -ыдырау тұрақтысы мен жартылай ыдырау периоды арасындағы тәуелділікті аламыз.

Шындығында да, анықтамасы бойынша  $N(t) = N_0 / 2$ , бұдан

$$\frac{1}{2} = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}, \quad \text{және} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} = 0.693t \quad (2.4)$$

Ыдырау тұрақтысы  $\lambda$ -ның мәнін (2.3)-ші тәуелділікті сипаттайтын графиктен де анықтауға болады. Түзудің  $t$ -осіне көлбеулігі ыдырау тұрақтысын береді:  $\operatorname{tg} \varphi = \lambda$  (сурет 2.1)



Сурет 2.1.  $\ln N$  шамасының  $t$ -уақытқа тәуелділік сызығы

Әр түрлі табиғи изотоптардың жартылай ыдырау периодтары да әр түрлі болады. Ол секунд, сағат, тәулік, жыл аралығында бола алады. Радиоактивтік ыдырау тұрақтысының өлшем бірлігі  $[\lambda]=\text{с}^{-1}$ . 1-ші таблицанда кейбір радиоактивті атомдардың  $\lambda$  және  $T$  мәндері келтірілген:

Жартылай ыдырау периоды өте үлкен ядролардың радиоактивтілік белсенділігі төмен болады және керісінше. Алғашқы радиоактивтік қасиет периодтық жүйенің соңында орналасқан және табиғатта кездесетін ауыр элементтерде: уранда, торийде, радийде, актинийде байқалған.

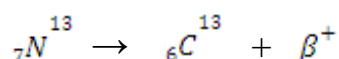
Таблица 1.

Радиоактивті изотоп	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$T$
${}_{92}\text{U}^{238}$	$4,869 \cdot 10^{-18}$	$4,51 \cdot 10^9$ жыл
${}_{88}\text{Ra}^{226}$	$1,356 \cdot 10^{-11}$	1622 жыл
${}_{86}\text{Rn}^{222}$	$2,099 \cdot 10^{-6}$	3,825 тәулік
${}_{90}\text{Th}^{232}$	$1,582 \cdot 10^{-18}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ жыл
${}_{90}\text{Th}^{228}$ (RdTh)	$1,157 \cdot 10^{-8}$	1,9 жыл
$\text{Po}^{212}$ (Thc <sup>1</sup> )	$2,310 \cdot 10^{+6}$	$3 \cdot 10^{-7}$ с

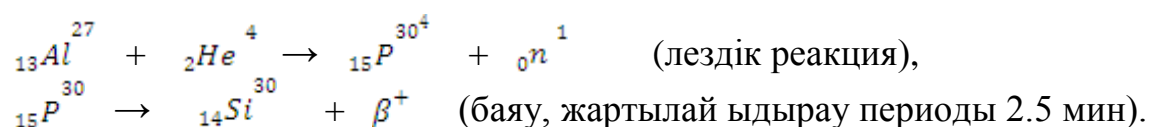
$\alpha$ -бөлшектермен атқылау нәтижесіндегі ядролардың түрленуін зерттеу барысында елеулі құбылыс – ядролардың жасанды түрленуі тағайындалды (И.Кюри-Жолио, Ф.Жолио-Кюри, 1933-1934 ж.ж.). Зерттеушілер  $\alpha$ -бөлшектердің бор, магний, алюминий ядроларында шашырауын бақылайды. Осы жағдайда өтетін ядролық реакцияларды мынадай түрде жазуға болады:



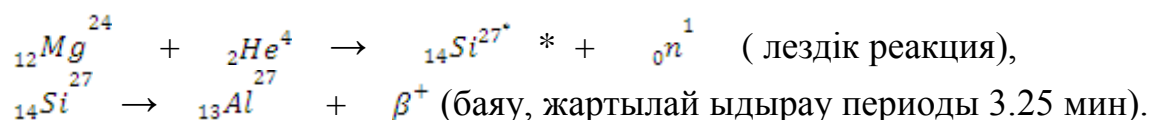
Реакция өте тез, лезде өтеді. \* - белгісі азот ядросы изотопының қозған күйде екендігін көрсетеді. Жартылай ыдырау периоды 14 минутқа (баяу жүретін реакция) тең уақытта бұл ядро мынадай схема бойынша ыдырайды:



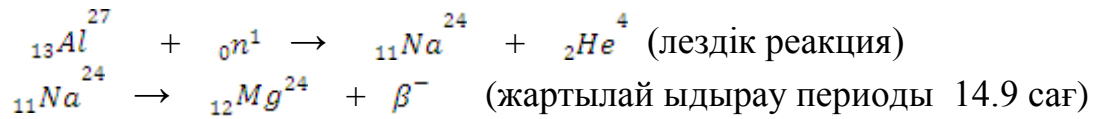
Алюминий ядросымен реакция:



Магниймен реакция:



Сонымен ядроларды  $\alpha$ -бөлшектермен атқылау нәтижесінде жартылай ыдырау периодтары әр түрлі радиоактивті изотоптарды жасанды түрде алуға болатындығы дәлелденді. 1934 жылы Э.Ферми ядроларды нейтрондармен атқылау нәтижесінде де жасанды ядролардың радиоактивті изотоптарын алуға болатындығын көрсетті. Мысалы:



Ф.Ж.Кюри, Э.Ферми және басқалары әртүрлі атом ядроларын  $\alpha$ -бөлшектермен, протондармен, нейтрондармен, дейтрондармен және  $\gamma$ -сәулелермен атқылау нәтижесінде ядролардың жаңа радиоактивті изотоптарын алу процесі ауыр ядролардың табиғи радиоактивті ыдырау заңдарымен бірдей екендігін тағайындады.

Соңғы жылдары жасанды түрде алынған радиоактивті изотоптардың саны өте көбейді. Олардың көпшілігі – электрондарды ( $\beta^-$ ), ал 100-ге жуығы позитрондарды ( $\beta^+$ ) бөліп шығару арқылы түрленеді. Қазіргі уақытта белсенділігі аса жоғары жасанды радиоактивті ядроларды алу әдістері өндірістік жолға қойылған, оларды медицинада, ғылым мен техниканың басқа да салаларында қолданады.

## §2. Радиоактивтік қатарлар

Табиғатта кездесетін радиоактивті элементтерді жүйелі түрде зерттеу нәтижесінде олардың қатарлар деп аталатын үш тізбектің бойымен орналасатындығын байқауға болатындығы тағайындалды (сурет 2.2)

Бірінші тізбек уран қатары деп аталады. Ол уранның  $\alpha$ -активті  $\text{U}^{238}$  изотопынан басталып  ${}_{90}\text{Th}^{234}$ -торий элементіне ауысады. Өз кезегінде  ${}_{90}\text{Th}^{234}$  изотопы жартылай периоды 24 күнге тең  $\beta$ -ыдырау нәтижесінде протоактиний  $\text{Ra}^{234}$  элементіне түрленеді, т.с.с. Уран қатарына осы элементтермен бірге радиоактивті  ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ , радиоактивті газ-радон ( ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ ) элементтері еніп, қатар қорғасынның  ${}_{82}\text{Pb}^{206}$  орнықты изотопымен аяқталады.

Екінші тізбек актиноуран тізбегі, ол уранның басқа, жартылай ыдырау периоды  $7 \cdot 10^8$  жылға тең  $\alpha$ -активті изотопынан басталып, алғашында  ${}_{90}\text{Th}^{231}$  ал ол  $\beta$ -ыдыраудың нәтижесінде  ${}_{91}\text{Pa}^{231}$  ядросына түрленеді. Бұл изотоп  $\alpha$ -радиоактивті болып табылады және ол  $\alpha$ -бөлшекті бөліп шығару нәтижесінде  ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ -хромит ядросына ауысады. Актиноуран тізбегінде, бірінші уран қатары сияқты радиоактивті газ родан (изотоп  ${}_{86}\text{Rn}^{219}$ ) кездеседі. Жалпы бұл тізбек те қорғасынның  ${}_{82}\text{Pb}^{207}$  тұрақты изотопымен аяқталады.

Ал үшінші тізбек - торий қатары деп аталады. Бұл изотоп  $\beta$ -түрлену нәтижесінде радиоактивті радий ядросына -  ${}_{88}\text{Ra}^{228}$  ауысады. Бұл тізбектің құрамында да радиоактивті газ родон (изотоп  ${}_{86}\text{Rn}^{220}$ ) бар және қорғасынның  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  изотопымен аяқталады.

Тізбектерді талдау нәтижесі көбінесе элементтердің массалық сандарының не өзгермейтіндігін, немесе 4-ке кемитіндігін көрсетеді. Сонымен қатар радиоактивті ядроның заряды бірінші жағдайда бірге көбейеді, ал екінші жағдайда екіге кемиді. Бұл байқалған өзгерістерден ығысу ережесі шығады. Бұл ереже бойынша радиоактивті түрленулер нәтижесінде ядродан не  $\beta$ -бөлшек (электрон) ұшып шығады, онда ядроның заряды 1-ге артады, массалық сан өзгеріссіз қалады. Ал  $\alpha$ -бөлшек ұшып шығатын жағдайда массалық сан-төртке, заряд – екіге кемиді. Ығысу ережесі радиоактивтік қатарлардағы элементтердің орналасуын, олардың Менделеев кестесіндегі орнын анықтауға мүмкіндік берді. Қазіргі уақытта бұл ереже трансурандық элементтердің түрленуін түсіндіруге қолданылады.

Ығысу ережесінен үш радиоактивті қатарлардағы массалық сандардың мынадай өрнекпен сипатталатындығы шығады:

$$A = 4n + C$$

Мұнда  $n$ -бүтін сан, ал уран қатары  $n > 50$  үшін  $C = 2$ , актиноуран қатарында ( $n > 50$ )  $C = 3$ , ал торий қатарында  $C = 0$  ( $n > 51$ ). Бұл талдаудан  $C = 1$  болатын қатардың жоқ екендігін көреміз, демек табиғатта мұндайды тізбектің кездесуі мүмкін.

Қазіргі ғалымға белгілі төртінші радиоактивті қатар, ол нептуний қатары деп аталады, радиоактивті изотоптарды жасанды түрде алу мүмкіндігі ашылғаннан кейін тағайындалды.

Табиғатта U, Th, AcU радиоактивті элементтері шығатын кен орындарда әр уақытта да осы радиоактивті қатарлардың соңғы нәтижесі ретінде табиғатта кең таралған қорғасын элементі кездеседі

### §3. $\alpha$ - ыдырау. Тәжірибелік деректер

$\alpha$ -бөлшектерді бөліп шығаратын  $\alpha$ -радиоактивті ядролардың негізгі сипаттамалары:  $T_{1/2}$ -жартылай ыдырау периоды,  $T$  - кинетикалық энергиясы және бөлшектердің еркін жүру жолы -  $R$ .

Жартылай ыдырау периоды- $T_{1/2}$  ядро активтілігінің уақыт бойынша бәсеңдеуімен, яғни уақыт бірлігі ішіндегі ыдырау санымен, немесе  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$  - өрнегімен сипатталатын ғасырлық деп аталатын теңдеумен анықталады.

Тәжірибеде  $\alpha$ -бөлшектердің еркін жүру жолы әртүрлі әдістермен өлшенеді. Газ тәрізді орталарда-иондық камералармен, не Вильсон камерасымен, сұйықтарда-түйіршік камералармен, ал қатты денелерде-ядролық фотоэмульсия әдісі пайдаланылады. Сонымен қатар араласқан әдістер де: тіркеуіштер мен фольгалар, жұқа қабықшалы фильтрлер қолданылады.

Ал алғашқы тәжірибелерде  $\alpha$  - бөлшектердің энергиясы  $R$  еркін жүру жолы арқылы есептелді.

Тәжірибеде анықталған еркін жүру жолынан энергияны анықтау үшін әртүрлі теориялық және эмпирикалық өрнектер пайдаланылады. Бірінші ретті жуықтауда  $\alpha$  - бөлшектің еркін жүру жолы мен энергиясының арасындағы тәуелділік

$$R \text{ см} \approx 0,3 \cdot T_{\alpha}^{3/2} \text{ МэВ} \quad (2.5)$$

Қазіргі уақытта  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясын дәл өлшеу үшін магниттік анализ (магниттік спектрометрлер) әдісі қолданылады. Бұл әдіс бойынша зерттелуші  $\alpha$  -бөлшектердің энергиясы үлгі ретінде алынған белгілі  $\alpha$  - бөлшектердің энергиясымен салыстырылады.

Магниттік спектрометрлердің негізгі бөлігі энергиялары әр түрлі бөлшектерді әр түрлі орынға фокустайтын эклектромагнит.

Бөлшектер көздері ретінде  $\alpha$ -активті заттардан жасалған өте жұқа қабықшалар алынады; детектор ретінде фотопластиналар, сирегірек- тіркеуіштер пайдаланылады. Магниттік спектрометрлердің бөлшектерді айыру қабілеті өте

жоғары, ең жақсы қондырғыларда ол 5 кэВ-ке дейін жетеді. Мұндай дәлдік өте нәзік құрылымдардың әлсіз спектрлік сызықтарын тіркеуге мүмкіндік береді.

$\alpha$ -бөлшектерді тіркеудің келесі кең тараған әдісі - иондық камералар. Мұнда  $\alpha$ -бөлшектердің иондалу қабілеті негізінде пайда болған электрондар тудыратын ток тіркеледі. Жалпы иондық камераларда импульстер шамасын өлшейтін анализаторлар болады. Бірақ бұл жағдайда камераның өлшеу дәлдігі 25 кэВ энергияға дейін төмендейді. Дегенмен есесіне мұндай камералардың тіркеу мүмкіндігі жоғары болады. Бөлшек көзі шығаратын барлық  $\alpha$ -бөлшектер санының 50 % -ке дейінгі бөлігі пайдаланылады. Сондықтан иондық камераларда мөлшері өте аз  $\alpha$ -радиоактивті ядроларды зерттеуге болады.

$\alpha$ -радиоактивті ядролардың еркін жүру жолы мен энергиясын, жартылай ыдырау периодын анықтау  $\alpha$ -бөлшектердің негізгі ерекшеліктері мен заңдылықтарын тағайындауға мүмкіндік береді.

1. Үш радиоактивті қатардағы  $\alpha$ -радиоактивті ядролардың ыдырау тұрақтысы  $\lambda$  мен еркін жүру жолының арасындағы эмпирикалық қатынас:

$$\lg \lambda = A \lg R_{\alpha} + B \quad (2.6)$$

өрнегімен сипатталады  $A$ -тұрақты шамасы барлық үш қатар үшін бірдей, ал  $B$  тұрақтысының мәнінің үш қатарлар үшін айырмашылығы 5% шамасында.

(2.6)-ші өрнек Гейгер-Неттол заңы деп аталады.

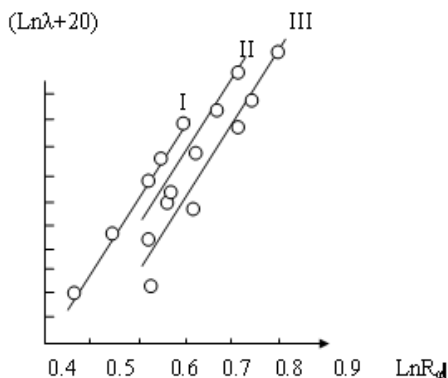
(2.5)-ші қатынастан еркін жүру жолымен жартылай ыдырау периоды арасындағы тәуелділік дәрежелі функция түрінде берілетіндіктен Гейгер-Неттол заңын мынадай түрде де жазуға болады.

$$\lg \lambda = A^1 \lg T_{\alpha} + B^1 \quad (2.7)$$

Мұндағы  $A^1$  және  $B^1$  шамаларының мәні  $A$  және  $B$  тұрақтыларына ұқсайды.

2.2-ші суретте Гейгер-Неттол заңы график түрінде көрсетілген. Үш радиоактивті қатар графикте параллель сызықтарымен берілген I-ші тұзу-уран қатарына, II-ші торий тізбегіне, III-ші тұзу актиноуран қатарына сәйкес келеді.

Гейгер - Неттол заңының тағы бір маңыздылығы оның көмегімен кейбір ядролардың жартылай ыдырау периодын тікелей тәжірибеде анықтау мүмкін болмайтын ыдырай тұрақтысы арқылы есептеп шығаруға болады.



2.2 сурет. Радиоактивті қатарлар. Гейгер-Неттол заңы.

2. Периодтың жүйенің элементтерін анықталған түрде  $\alpha$ -активті және  $\alpha$ -стабильді ядролар деп екі топқа жіктеуге болады. Жалпы рет саны  $Z > 82$

(қорғасыннан ауыр элементтер) ядролар  $\alpha$  - радиоактивті болып табылмай және  $Z$  артқан сайын  $\alpha$ - бөлшектердің энергиясы да артады.

3. Радиоактивті элементтер бөліп шығаратын  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясы өте жіңішке аралыққа орналасқандығы байқалады. Тәжірибелік деректер осы уақытқа дейін белгілі 200-ге жуық  $\alpha$ - радиоактивті ядролардан ұшып шығатын  $\alpha$ - бөлшектердің энергиясы

$$4\text{МЭВ} \leq T_{\alpha} \leq 9\text{МЭВ}$$

Интервалында орналасатындығын көрсетеді. Ал энергияның орта мәні шамамен 6 МЭВ.

4.  $\alpha$ -радиоактивті элементтің әр түрлі изотоптары бөліп шығаратын  $\alpha$ - бөлшектердің энергиясының  $\Delta E_{\alpha}$  мәндерінің массалық саны артқан сайын кемитіндігі байқалады. Мұндай ағым әсіресе жұп-жұп ядролар үшін айқын байқалады. Өте дәл жүргізілген зерттеулер нәтижесі бұл заңдылықтың массалық сан  $A > 215$  және  $A > 209$  мәндерінде орындалатындығын көрсетеді. Бұл нәтиже берілген элементтің белгісіз изотопы бөліп шығаратын  $\alpha$ -бөлшектің энергиясын мәнін болжауға мүмкіндік береді.

5.  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясын өлшеудің дәл әдістерін пайдалану негізінде  $\alpha$ - спектрлердің жіңішке құрылымы деп аталатын құбылысты байқау мүмкін болды. Атом ядроларынан ұшып шығатын  $\alpha$ -бөлшектердің кинетикалық энергиясы дәл бір мәнге емес, біріне бірі жуық бірнеше мәнге тең екендігі тағайындалады. Мысалы радиоактивті ThC ( ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ ) ядросынан ұшып шығатын  $\alpha$ -бөлшектердің спектрлік құрылымы 2-ші таблицанда келтірілген.

**Таблица 2.**

$\alpha$ -бөлшектер тобы	$T_{\alpha}$ , МЭВ	Пайыздық мөлшері
$d_0$	6,086	27,2
$d_1$	6,047	69,9
$d_2$	5,765	1,7
$d_3$	5,622	-0,15
$d_4$	5,603	1,1
$d_5$	5,481	0,016

6. Кейбір радиоактивті ядролардың ( $\text{ThC}^1$  және  $\text{RaC}^1$ ) негізгі топтағы  $d$ - бөлшектер тобын бөліп шығаратындығы байқалған.

$\text{ThC}^1$  радиоактивті ядросы бөліп шығаратын  $\alpha$ -бөлшектер тобы 3-ші таблицанда көрсетілген.

**Таблица 3.**

$\alpha$ -бөлшектер тобы	$T_{\alpha}$ , МЭВ	Пайыздық мөлшері
$\alpha_0$	8,78	-100
$\alpha_1$	9,492	-0,0035
$\alpha_2$	10,422	0,002
$\alpha_3$	10,543	0,018

$\text{ThC}^1$  және  $\text{RaC}^1$  ядроларының химиялық бір элементтің полонитдың изотоптары -  ${}_{84}\text{Po}^{212}$  ( $\text{ThC}^1$ ) және  ${}_{84}\text{Po}^{214}$  ( $\text{RaC}^1$ ) екендігін айта кеткен жөн.



#### §4. $\alpha$ -ыдырауды бөлшектердің энергиясы тұрғысынан қарастыру

Кез келген ядроның құраушы ядроларға бөлінуін сипаттайтын физикалық сипаттама ретінде ядроның байланыс энергиясы деп аталатын шама енгізілгендігі белгілі. Байланыс энергиясының мәні жоғары болған сайын ядроның бөліну ықтималдығы төмендей береді. Ал байланыс энергиясы нольден төмен болған жағдайда ядро өздігінен, спонтанды түрде бөлінеді де, осы байланыс энергиясына тең энергия бөліп шығады. Осы шарттың негізін  $\alpha$ -ыдырау болуының энергетикалық мүмкіндігін былай жазуға болады:

$$E_d = [M(A-4, Z-2) + M({}_2\text{He}^4) - M(A, Z)]c^2 < 0 \quad (2.8)$$

немесе

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

Яғни бастапқы, ыдырайтын аналық-ядроның массасы бөліну нәтижесінен пайда болатын ядро (ядро-нәтиже) мен  $\alpha$ -бөлшектің массаларының қосындысынан артық болуы қажет.

Бастапқы ядро ыдырағандағы бөлінетін энергия  $\alpha$ -бөлшек пен ядро-нәтиженің кинетикалық энергияларының айырымына тең болады:

$$\Delta E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2\text{He}^4)]c^2 = T_{яг} + T_\alpha \quad (2.9)$$

Бұл жағдайда импульстің сақталу заңы да орындалуы қажет:

$$\vec{p}_\alpha + \vec{p}_я \equiv \vec{p}(A, Z)$$

Алғашқы ядро тыныштық күйде деп қарастырсақ  $|\vec{p}_\alpha| = |\vec{p}_я|$  онда  $T_{яг} = T_\alpha \frac{M_\alpha}{M_яг}$ ,

немесе

$$|\varepsilon_\alpha| = T_\alpha + T_я = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_я}\right), \quad \text{бұдан} \quad T_\alpha = |\varepsilon_\alpha| \frac{M_я}{M_я + M_\alpha} \quad (2.10)$$

Сонымен  $\alpha$ -ыдырау нәтижесінде бөлініп шығатын энергияның негізгі үлесі шығатын  $\alpha$ -бөлшектерге беріледі, тек аз бөлігі ғана ядроға тиесілі болады. Біз қарастырған  $\text{ThC}$  ( ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ ) ядросының  $\alpha$ -ыдырауында ұшып шығатын  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясы 6,086 МЭВ, ал ыдырау нәтижесінде пайда болатын ядроға (ядро-нәтиже) берілетін энергия небарлығы

$$T_я = 6,086 \frac{4}{208} = 0,117 \text{ МЭВ}$$

Ал бұл  $\alpha$ -ыдыраудың толық кинетикалық энергиясы

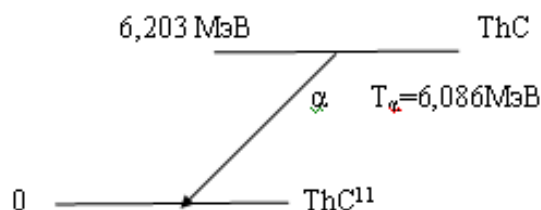
$$\Delta E_\alpha = 6,086 + 0,117 = 6,203 \text{ МЭВ}$$

$\alpha$ -ыдырауды талдауға энергиялық диаграммаларды пайдаланған ыңғайлы. Жүйенің энергиялық күйі биіктігінің мәні мегаэлектронвольтпен алынған энергиялық мәніне тең көлденең сызықпен белгіленеді. Ядроның толық

энергиясы өте үлкен шама (шамамен 931.А МЭВ мұндағы А-массаның сан), болғанмен  $\alpha$ -ыдырау үрдісінде оның өте аз мөлшері ғана бөлініп шығады. Сондықтан энергияның ноль мәніне ядро-нәтиже мен  $\alpha$ -бөлшектің энергияларының қосындысын алған ыңғайлы:

$$[M(A - 4, Z - 2) + M({}_2\text{He}^4)]c^2$$

2.3-ші суретте ThC ядросының ( ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ ) қарапайым ыдырау схемасы көрсетілген.

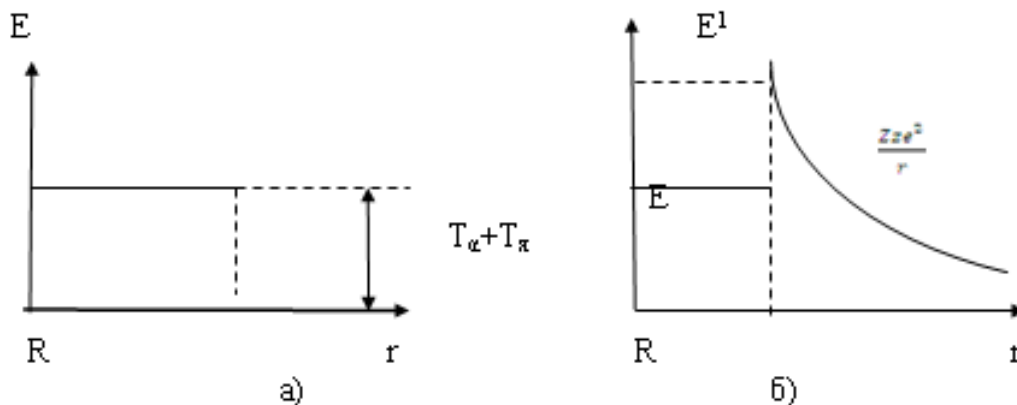


2-3 сурет. ThC ядросының  $\alpha$ -ыдырау схемасы. (Мухин, 117 бетте)

Жоғары деңгейдің энергиялық мәні  $\Delta E_{\alpha} = |\varepsilon_{\alpha}| = 6,203 \text{ МэВ}$  және ThC ядросының  $\alpha$ -ыдырауға дейінгі энергиялық деңгейіне сәйкес келеді. Энергияның төменгі деңгейі нольге тең және ол ядро-нәтиже мен  $\alpha$ -бөлшектен (кинетикалық энергиялары нольге тең) тұратын жүйенің күйіне сәйкес. Бұл жағдайда төменгі деңгейдің тұсына ядро-нәтижесінің индексі ғана қойылады- ThC ал  $\alpha$ -бөлшектің бұл үрдіске қатысы жоғарыдан төмен бағытталған үшкір ұшты сызықпен көрсетіледі.

## §5. $\alpha$ -ыдыраудың қарапайым кванттық теориясы

$\alpha$ -ыдырауды энергия тұрғысынан қарастыру бұл құбылыстың көптеген тәжірибелік деректерін түсіндіруге мүмкіндік берді. Бірақ, тек Гейгер-Неттол заңын ғана бұл теория тұрғысынан түсіндіру мүмкін болмады. Энергиялық схема бойынша  $\alpha$ -ыдырау  $\varepsilon < 0$  жағдайында, яғни бастапқы аналық-ядроның энергиясы ядро-нәтиже мен  $\alpha$ -бөлшектің энергияларының қосындысынан артық болғанда ғана жүреді. Олай болса неге  $\alpha$ -ыдырау лезде жүрмейді (яғни  $\tau = R/v$  уақытта, мұнда R – ядроның радиусы,  $v$  –  $\alpha$ -бөлшектің жылдамдығы)? Бұл мәселеге жауап ThC ядросынан бөлініп шыққан  $\alpha$ -бөлшектердің ауыр  $\alpha$  – радиоактивті ядроларда шашырауын зерттеген Резерфорд тәжірибелерінде алынды. 1927-ші жылы Резерфорд ThC ядросының кинетикалық энергиясы  $T = 8,8 \text{ МэВ}$   $\alpha$ -бөлшектердің ауыр ядроларда шашырауы еш қандай ауытқусыз Кулон заңдарына бағынатындығын, яғни  $\alpha$ -бөлшектердің ядролық күштер әсер ететін обылысқа енбейтіндігін көрсетті. Резерфорд тәжірибелері 2-5-ші суретте келтірілген. Бұл уран ядросының биіктігі 8.8 Мэв-тен кем болмайтын потенциалық барьермен-тосқауылмен қоршалғандығын көрсетеді.



2.4 сурет. Резерфорд тәжірибелерінің нәтижелері (схемалық түрде)

2.4-ші а) - суретте абсцисса осі бойына ядро-нәтиже мен  $\alpha$ -бөлшектің ара қашықтығы салынған.  $\alpha$ -ыдырауға дейін жүйенің күйіне  $r < R$ , ал ыдыраудан кейін  $r \gg R$  қашықтығы сәйкес келеді ( $R$ -ядроның радиусы). Ордината осінде жүйенің энергиясы келтірілген. Энергияның ноль мәніне ядро-нәтиже мен  $\alpha$ -бөлшектің тыныштық күйдегі массаларының қосындысы алынған.  $E$ -деңгейі бастапқы  $\alpha$ -радиоактивті ядроның энергиясына сәйкес келеді және  $E < 8,8$  МэВ.  $\alpha$ -ыдырауға  $r$ -қашықтықтың артуы мен жүйенің  $E$  энергиялық күйден ноль күйге ауысуы сәйкес келеді. 2.4-ші б)-суретте  $\alpha$ -бөлшектердің шашырау схемасы берілген. Бұл биіктіктің шамасы

$$V_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{2Ze^2}{R} \quad (2.11)$$

өрнегінен анықталады. Егер мұнда уран ядросының радиусы орнына соңғы тәжірибелерде анықталған  $R = 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ А}^{1/3} \text{ м.} = 9 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$  мәнін қойсақ, потенциалық тосқауылдың шамасы  $V \sim 31$  МэВ болады. Ал, уран ядросынан ұшып шығатын  $\alpha$ -бөлшектердің кинетикалық энергиясы тек қана 4.2 МэВ. Классикалық түсініктер бойынша кинетикалық энергиясы потенциалық тосқауылдың биіктігінен кем  $\alpha$ -бөлшектер I-обылыстан III-обылысқа өте алмайды (Сурет 2.5). Ал кванттық механика қағидалары бойынша ( $\epsilon_\alpha$ )<sub>1</sub> деңгейде болып, СВ<sub>1</sub> - бағытына қозғалатын бөлшектің потенциалық тосқауылан тікелей өту ықтималдығы нольден жоғары болады («туннельдік эффект» құбылысы). Бұл теория бойынша  $\alpha$ -бөлшектердің потенциалық тосқауылдан тікелей өту ықтималдығы барьердің «мөлдірлігі» деп аталатын коэффициент арқылы есептеледі:

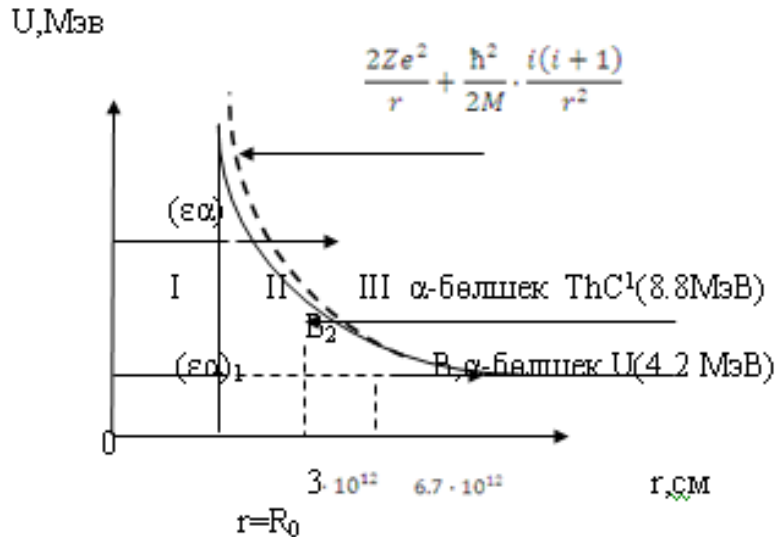
$$D = D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{r_1} \sqrt{2M\{U(r) - \epsilon\}} dr \right\} = D_0 e^{-2G} \quad (2.12)$$

Мұндағы

$$G = \frac{1}{\hbar} \int_{R_0}^{r_1} \sqrt{2M\{U(r) - \epsilon\}} dr \quad R_0 = \frac{2Ze^2}{\epsilon}$$

$D_0$  - тұрақты коэффициент. Тосқауылдың мөлдірлігі бөлшектердің энергиясы  $\epsilon$ -ға, тосқауылдың биіктігі  $V(r)$ -ге және тосқауылдың еніне тәуелді. Уақыт бірлігі ішіндегі  $\alpha$ -ыдыраудың ықтималдығы  $\lambda$  мен тосқауылдың мөлдірлігі арпасындағы байланыс:

$$\lambda = \nu D \quad (2.13)$$



Сурет 2.5.  $\alpha$ -ыдырау теориясына

$v$  – көбейткішін есептеу қиыға түседі. Ол  $\alpha$ -бөлшектердің ядро ішінде нуклондардан құралуына, оның ядро ішіндегі жылдамдығына, басқа да ядроның ішкі қасиеттеріне тәуелді параметрлерге байланысты шама. Қазіргі теориялар бұл шаманы есептеуге мүмкіндік бермейді. Сондықтан бұл  $v$ -параметрін есептеу үшін оны ядро ішінде  $v$  жылдамдықпен қозғалатын  $\alpha$ -бөлшектердің тосқауыл қабырғасымен соқтығысуын сипаттайтын шама деп қабылдайтын классикалық түсінікпен шектелеміз. Бұл түсінік бойынша

$$v = \frac{v}{2R_0} = \sqrt{\frac{2E}{M} / 2R_0}$$

мұндағы  $2R_0$  -  $\alpha$ -бөлшектің ядро ішінде еркін жүретін жолы. Сонда  $\alpha$ -ыдыраудың тұрақтысы  $\lambda$ -ның мәні:

$$\lambda = \frac{\sqrt{2E/M \cdot D_0}}{2R_0} \times \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{r_1} \sqrt{2M \left( \frac{2Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2M} \cdot \frac{i(i+1)}{r^2} - E \right)} \cdot dr \right\} \quad (2.14)$$

Егер ядродан ұшып шығатын  $\alpha$ -бөлшек үшін  $\ell = 0$  болса, онда

$$\lambda = \frac{\sqrt{2E/M \cdot D_0}}{2R_0} \cdot \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{r_1} \sqrt{2M \left( \frac{2Ze^2}{r} - E \right)} \cdot dr \right\} \quad (2.15)$$

Есептеулер ядро ішіндегі  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясы 10%-ға өскенде  $\alpha$ -ыдыраудың ықтималдығы 4000 есе артатындығын көрсетеді. Бұл нәтиже жартылай ыдырау периодтары өте алшақ ( $3 \cdot 10^{-7}$  секундтан  $4.5 \cdot 10^9$  жылға дейін) радиоактивті ядролардан ұшып шығатын  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясының жіңішке интервалда (4 - 9 МэВ аралығы) болатындығын оңай түсіндіреді.

Радиоактивті  $\alpha$ -ыдырау ықтималдығының (2.14) және (2.15)-ші өрнектері Гейгер-Неттол заңының теориялық негізі болып табылады және оны сапа түрінде түсіндіре алады. (2.6)-шы өрнекті логарифмдеп,  $v/2R_0$  шамасын берілген радиоактивті қатар үшін жуықтап алғанда тұрақты деп қабылдасақ Гейгер-Неттол заңына сәкес келетін мынадай қатынас аламыз:

$$\ln \lambda = B + f(E) \quad (2.16)$$

Бірақ, (2.16)-шы өрнектің екінші мүшесі  $\ln e$  – ке сызықты түрде тәуелді емес. Бұл қайшылық Гейгер-Неттол заңының өзінің жуықтап қорытылып шығарылғандығының салдары.

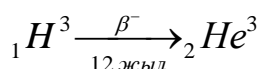
## β-ыдырау

### §6. β – ыдыраудың түрлері

β – ыдырау деп радиоактивті ядроның өздігінен электронды позитронды бөліп шығару арқылы заряды  $\Delta Z = \pm 1$  ге өзгертіп ядро-изобарға түрлену құбылысын айтады. β-радиоактивті ядролардың жартылай ыдырау периоды  $10^{-2}$  с тен  $2 \cdot 10^{15}$  жыл аралығында. Ал β ыдыраудың энергиясы 18 КэВ-тен ( ${}^3_1\text{H}$ ) 16,6 МэВ ( ${}^{12}_7\text{N}$ ) интервалында.

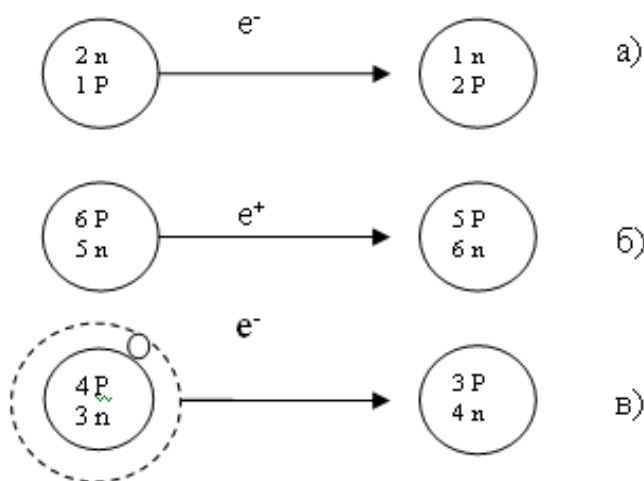
Қазіргі уақытта β ыдыраудың үш түрі тағайындалған:  $\beta^-$  – ыдырау,  $\beta^+$  – ыдырау және е-қармау (К-қармау).

Электронды бөліп шығарудың (β-ыдырау) қарапайым мысалына тритиндік ыдырауын келтіруге болады:



Бұл үрдіс схемалық түрде 2.6.а) суретте келтірілген. Ыдыраудың соңынан тритиндік β – ыдырауынан ядродағы бір нейтронның пропонға түрленуіне ауысады. β – ыдырау үрдісінің жүруінің энергиялық шарты

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e \quad (2.17)$$



Сурет 2.6.β-ыдыраудың схемалық түрі

яғни, алғашқы ыдырайтын ядроның массасы соңғы ядро мен электронның массаларының қосындысынан артық болуы керек. Ал атомдардың массалары арқылы жазу қажет жағдайда (2.17)-ші теңсіздіктің екі жағына да  $zm_e$ - электрондық қабықшаның массасын қосамыз:

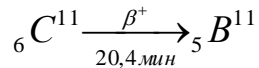
$$M_{AT}(A, Z) > M_{AT}(A, Z + 1) \quad (2.18)$$

$\beta^-$  – ыдыраудың салдарынан бөлініп шығатын энергия:

$$\Delta E_{\beta^-} = [M_{AT}(A_1Z) - M_{AT}(A_1Z_1 + 1)]C^2 \quad (2.19)$$

Біз қарастырған тритийтің бета-ыдырауы үшін  $\Delta E_{\beta^-} = 0,018 \text{ МЭВ}$

$\beta^+$ , яғни позитронды бөліп шығару ыдырауының мысалы ретінде көміртегінің  ${}^6\text{C}^{11}$  ядросын алуға болады.



Яғни,  $\beta^+$  ыдырауда ядроның бір протоны нейтронға ауысады. Бұл құбылыс бос протонда болуы мүмкін емес, себебі протонның массасы нейтронның массасынан кем.  $\beta^+$  ыдырауда ядроғағы протон жетпейтін энергияны ядроғағы басқа нуклондардан алады.

$\beta^+$  ыдырау жүруінің энергиялық шарты

$$M(Z+1) > M(A, Z) + m_e \quad (2.20)$$

Өрнектің екі жағына да  $(Z+1)m_e$  электрондардың массасын қоссақ ядро массасынан атомның массасына ауысамыз:

$$M_{AT}(A, Z+1) > M_{AT}(A, Z) + 2m_e \quad (2.21)$$

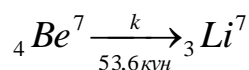
$\beta^+$  ыдырауда бөлініп шығатын энергияның мөлшері

$$\Delta E_{\beta^+} = [M_{AT}(A, Z) - M_{AT}(A, Z+1) - 2m_e] \cdot c^2 \quad (2.22)$$

Жоғарыда қарастырған  ${}^6\text{C}^{11}$  ядроның  $\beta^+$  ыдырауында  $\Delta E \approx 1 \text{ МЭВ}$

$\beta^-$ -радиоактивтіліктің үшінші түрі-электрондардың қармауды (е-қармауды) америка физигі Альварец 1938 жылы тағайындады. Бұл құбылыс ядроның атомның электрондық қабықшасынан электронды өзіне тартып, қармап алуына байланысты. Е-қармаудың табиғаты электрондардың рентген сәулелерге зерттеу кезінде ашылды. Е-қармау негізінен К-электрондық қабықшалары ядроға өте жақын орналасатын ауыр ядроларда бақыланады. К-қармауымен қатар, электрондарды ядроға L, M, -т.б. қабықшаларында қармауы кездесуі мүмкін.

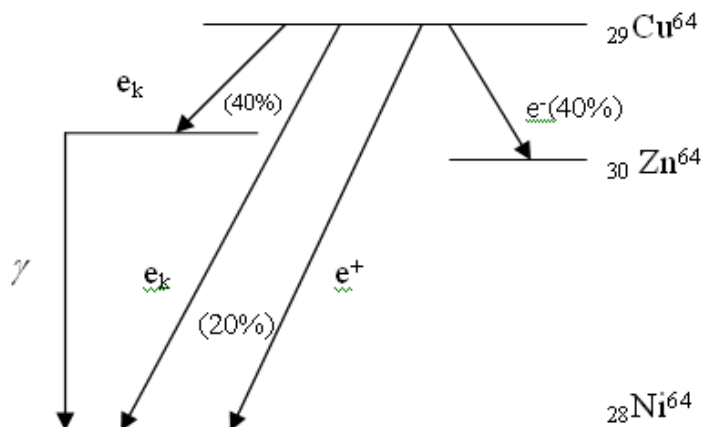
Жеңіл ядролардағы К-қармау құбылысының мысалы ретінде  ${}^4\text{Be}^7$  ядросының электронды тартым алуы нәтижесінде  ${}^3\text{Li}^7$  ядросына түрленуін келтіруге болады.



Бұл ыдырау схемалық түрде 2.6 в) суретте келтірілген.

К-қармау үрдісі жүруінің энергиялық шарты мынадай түрде жазылады.

$$M(A, Z) < M(A, Z+1) + m_e \quad (2.23)$$



(2.23)-ші теңсіздіктің екі жағына да  $Z$  электрондардың массаларын қосқаннан кейін

$$M_{AT}(A, Z) < M_{AT}(A, Z + 1) \quad (2.24)$$

K-қармауда бөлініп шығатын энергия

$$\Delta E_k = [M_{AT}(A, Z + 1) - M_{AT}(A, Z)] \cdot c^2 \quad (2.25)$$

Жоғарыда қарастырған  ${}_4\text{Be}^7 \xrightarrow{k} {}_3\text{Li}^7$  түрленуінде  $\Delta E_k = 0,867 \text{ МэВ}$  (2.17),

(2.21) және (2.24)-ші өрнектерді салыстыру нәтижесінде мынадай қорытындыларға келеміз:

1.  $M_{AT}(A, Z) > M_{AT}(A, Z + 1)$  жағдайында  $(A, Z)$  ядроның  $\beta^-$  радиоактивті болуы, ал  $M_{AT}(A, Z) < M_{AT}(A, Z + 1)$  жағдайында ядроның K-радиоактивті болуы екі көрші стабилді ядро-изобарлардың болмайтындығын көрсетеді.

2. (2.21)-ші теңсіздік орындалған жағдайда автомат түрде (2.24)-ші теңсіздік орындалады, сондықтан осыған сәйкес кемтік ядроларда радиоактивті түрленулер  $\beta^+$  ыдырау арқылы да, K-қармау арқылы да жүруі мүмкін. Мысал ретінде  ${}_{25}\text{Mn}^{52}$  ядросының  ${}_{24}\text{Cr}^{52}$  ядросына түрленуі 35 % жағдайында  $\beta^-$  -ыдырау, 65 % жағдайында K-қармау арқылы жүреді.

3. Кейбір  $(A, Z)$ , ядролар үшін  $(A, Z-1)$  изобарға және  $(A, Z+1)$  изоборға (5)-(2) шарттар дер мезгілде орындалатын жағдайлар да кездеседі. Бұл жағдайда  $(A, Z)$ -ядро бір мезгілде үш  $\beta$ -түрленуге ұшырайды. Мысалы  ${}_{29}\text{Cu}^{64}$  ядросы 40% үлесінде электрон бөлсе, 40% үлесінде K-қармау, ал 20% -да позитрон бөліп шығарады. (Сурет 2.7.).

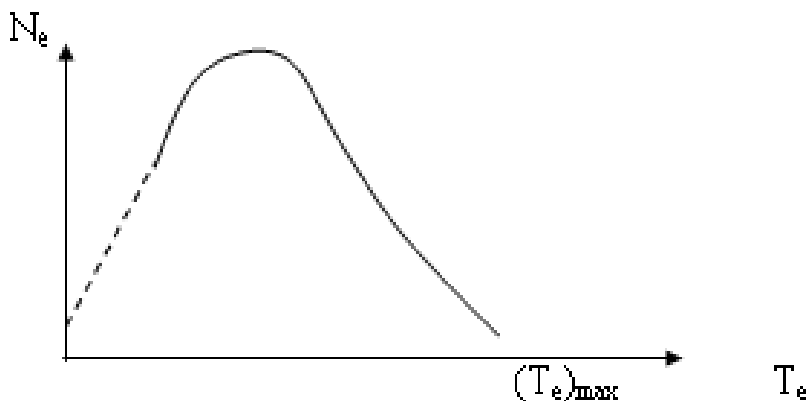
4. Жоғарыда келтірілген  $(A, Z-1)$ ,  $\frac{A-Z}{\nu}$  және  $(A, Z+1)$  массалық қатынастары изобаралар біртіндеп өтетін үш  $(A, Z-1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z-1)$  түрленулердің энергиялық түрден мүмкін болмаса да, жалпы қосарланған  $\beta$ -ыдыраудың (егер  $M_{AT}(A, Z-1) > M_{AT}(A, Z+1)$  болса) жүруі мүмкін екендігін ескерген жөн. Бұл жағдайда  $(A, Z-1)$  ядросы бірден екі электрон бөліп шығарып  $(A, Z+1)$  ядросына түрленеді.

Нейтрондары артық ( не кем) ядролардың  $\beta^-$  (немесе  $\beta^+$ ) ыдырауларын соңғы ядро-нәтиженің энергиясы нейтронның (протонның) ядродан бөлініп шығу энергиясынан жоғары болуы мүмкін. Бұл жағдайда соңғы ядро «кешіккен» нейтронды ( $\beta^+$  жағдайында-протонды) бөліп шығарады деп айтылады.

## §7. $\beta$ -ыдыраудың спектрі және нейтрино жайындағы болжам

$\beta$ -ыдырауда бөлініп шығатын электрондардың спектрлер магниттік  $\beta$ -спектрометр деп аталатын қондырғылармен зерттеледі. Мұндай зерттеулердің нәтижесінде  $\beta$ -ыдырауда ұшып шығатын электрондардың энергиясы нольден белгілі бір  $(T_e)_{\max}$  энергиялары арасында жататындығы байқалды (сурет 2.8.)

$$(T_e)_{\max} \approx \Delta E_{\beta} = [M_{AT}(A, Z) - M_{AT}(A, Z + 1)] \cdot c^2 \quad (2.26)$$



2.8. сурет  $\beta$ -ыдыраудың энергиялық спектрі

Ауыр ядролар бөлі шығратын электрондардың орташа энергиясы шамамен  $(T_e)_{\max}$ -максимум энергияның  $\frac{1}{3}$  тең болатындығы дәлелденді, ал табиғи радиоактивті ядролар үшін

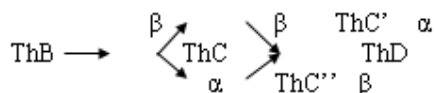
$$\bar{T}_e = (0,25 \div 0,45) M \text{ЭВ}$$

Ал, жеңіл ядролар үшін орташа энергия максимум мәнінің  $\frac{1}{2}$  бөлігіне тең.

$\beta$ -ыдыраудағы электрондардың энергиялық спектрінің біртұтас болуын түсіндіру кезінде үлкен қиыншылықтар туғызды. Радиоактивті ядролардың  $\alpha$ -ыдырауы кезінде үшін шығатын  $\alpha$ -бөлшектердің энергиясы нақты бір мәнге ие болатындығы сияқты,  $\beta$ -ыдырауда да монохроматты электрондар бөлініп шығуы қажет еді және бұл электрондардың энергиясы бастапқы және соңғы ядролардың энергияларының айырымымен анықталуы керек:

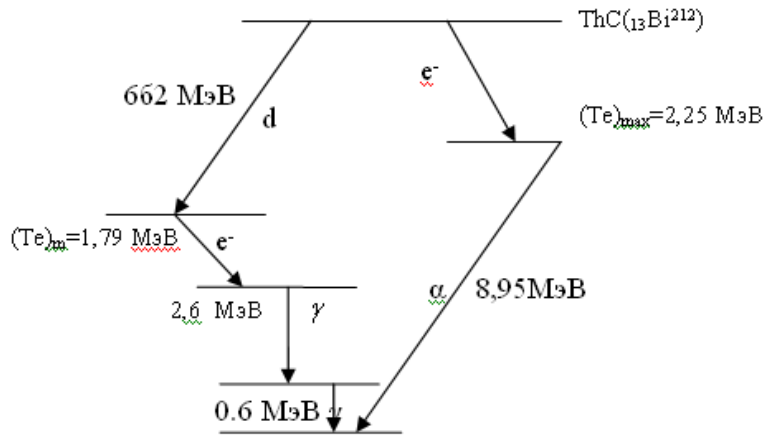
$$T_e = \Delta E_{\beta} = E_1 - E_2 - m_e c^2 \quad (2.27)$$

Мұндай түсініктің дұрыстығы «торий айыры» деп аталатын құбылыста дәлелденеді.  $ThC({}_{83}Bi^{212})$  ядросы бір мезетте  $\alpha$  және  $\beta$  ыдырауларға ұшырайтындығы тәжірибеден белгілі:



және осы екі түрлі  $\beta$  және  $\alpha$  ыдыраулардың соңғы ядросы да бірдей, ол  $ThD({}_{82}Pb^{208})$  ядросы (2.9. сурет).





2.9. сурет Торий «айыры»

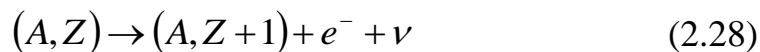
Энергияның сақталу заңынан екі тәуелсіз «айыр» бойынша бөлініп шығатын энергиялардың қосындылары да өзара тең болуы қажет. Бұл шарт орындалуы үшін  $\beta$ -ыдырау нәтижесінде ұшып шығатын электрондардың энергиясы монохроматты және  $(T_e)_{\max} = \Delta E$  ге тең болуы қажет. Бірақ бұл тұжырым тәжірибеде тағайындалған  $\beta$  ыдыраудағы электрондардың энергиялық спектрі бір тұтас деген дерекке сәйкес келмейді.

Осы электрондардың энергиясы мен  $\beta$ -ыдырауда бөлінетін энергияның арасындағы қайшылықты жою мақсатында В.Паули (1931 ж)  $\beta$  ыдырау үрдісінде энергиясы  $T_e$  электронмен қатар  $(\Delta E_\beta - T_e)$  энергияны алып кететін тағы бір бөлшек- $\nu$ -нейтронға бөлініп шығады деген болжам ұсынды. Бұл болжам қазіргі уақытта толық қабылданып тәжірибеде дәлелденді.

Нейтронның негізгі қасиеттерін сипаттау қиын емес. Электр зарядтарының сақталу заңынан нейтронның заряды болмауы, яғни тольге тең болуы қажет. Екіншіден, оның массасы нольге тең, не осы шамаға жуық болады. Оның себебі,  $\beta$  ыдырауда энергияның негізгі бөлігін осы нейтронолар алып кетеді.

Ал заттар арқылы өткенде иондау құбылысының байқалмауы нейтрононың магниттік моментінің де нольге жуық болатындығын көрсетеді. Шындығында де, кейінгі жүргізілген тәжірибелер магниттік моменттің  $\mu_\nu < 10^{-7} \mu_B$  екендігін дәлелдеді.

Нейтронно болжамынан кейін  $\beta$ -ыдырауда мынадай түрде жаза аламыз:



Ал энергияның баланс

$$\Delta E_\beta = T_e + T_\nu + m_\nu c^2 + T_{TЯ} \quad (2.29)$$

Төбілу ядросының энергиясы өте аз шама болғандықтан  $T_{TЯ} \approx 0$ , сонда

$$\Delta E_\beta \approx T_e + T_\nu + m_\nu c^2 \quad (2.30)$$

немесе

$$\Delta E_\beta \approx (T_e)_{\max} + m_\nu c^2 \quad (2.31)$$

Соңғы өрнекті нейтронның тыныштық күйдегі массасын бағалауға қолдануға болады. Ол  $\beta$ -ыдырауда бөлініп шығатын энергия мен электрондардың кинетикалық энергиясының максимум мәнінің айырымына тең болады:

$$m_\nu c^2 = \Delta E_\beta - (T_e)_{\max} \quad (2.32)$$

Бұл шаманы жеңіл радиоактивті ядролар үшін бағалаған қолайлы. Сутегінің  ${}^3_1\text{H}$  изотопының  $\beta$ -ыдырауы үшін жүргізілген есептеулерден нейтроның тыныштық күйдегі массасының мәні:

$$m_\nu c^2 < 200 \text{ эВ} = \frac{1}{2500} m_e c^2 \quad (2.33)$$

Қазіргі уақытта нейтроның массасы нольге тең екендігін дәлелденген болып есептеледі.

Нейтриноның қасиеттерге зерттеулер нәтижесінде заттармен әсерлесуі нейтрондардан өзгеше нейтринодан қарсы бөлшек  $\nu$ -антинейтрино бар екендігі дәлелденді  $\beta^-$  ыдырауда антинейтрино  $\tilde{\nu}$ , ал  $\beta^+$  ыдыраумен электрондардың қармауда нейтрино  $\nu$  бөлініп шығады деп қабылданған.

Соңғы мезгілде  $\beta$ -ыдырауда ұшып шығатын нейтрино мен антинейтриноны электрондық нейтрино және электрондық антинейтрино деп атап,  $\nu_e$  және  $\tilde{\nu}_e$  арқылы белгілеу бекітілген. Енді  $\beta^\pm$  ыдырау мен  $\ell$ -қармауды мынадай түрде жазуға болады:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \tilde{\nu}_e \quad (2.34)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+ + \nu_e \quad (2.35)$$

$$(A, Z)^e \rightarrow (A, Z-1) + \nu_e \quad (2.36)$$

1962 жылы тәжірибелерде электрондық нейтрино, антинейтриномен қатар,  $\mu$ -мезондық нейтрино ( $\nu_\mu$ ) және антинейтрино ( $\tilde{\nu}_\mu$ ) бар екендігі дәлелденді. Бұл бөлшектер  $\pi$ -мезонның ыдырауы кезінде бақыланады:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.37)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad (2.38)$$

## §8. $\beta$ -ыдыраудың қарапайым теориясы

Кезкелген  $\beta$ -үрдістің нәтижесінде ядродағы нейтрондардың саны бірге не көбейтеді, не азаяды. Сондықтан  $\beta$ -ыдыраудағы ядродағы протонның нейтронға, ( $p \rightarrow n$ ), не нейтронның протонға ( $n \rightarrow p$ ) түрленуі деп түсінуге болады.

$\beta$ -ыдыраудың алғашқы теориясын 1934 ж. кванттық электродинамикаға сүйене отырып итальяндық физик Энрико Ферми құрды.

Кванттық электродинамика бойынша фотондардың атомнан ұшып шығуы мен жұтылуы электр зарядының электр өрісімен әсерлесуі деп түсіндіріледі. Фотон атом құрылымында жоқ, ол тек әсерлесу нәтижесінде ғана пайда болады. Электр заряды фотонның көзі болып табылады.

Ферми теориясы бойынша  $\beta$ -ыдырау ядродағы нуклонның электрон-нейтринолық өріспен әсерлесуінің салдары. Нуклон басқа күйге ауысады ( $p \rightarrow n$  немесе  $p \rightarrow n$ ) және ядродан осы өрістің кванттары болып табылады. Электрон мен нейтрино ұшып шығады. Нуклонға арнайы  $S_1$ -электрон нейтриноның дәрежесі беріледі.  $G = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$  - Ферми тұрақтысы. Кванттық механикадан жүйенің бастапқы күйінен соңғы күйге ауысу ықтималдығы

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \Psi_k^* \hat{H}' \Psi_i dv \right|^2 \rho(\varepsilon) \quad (2.39)$$

мұнда  $\Psi_i, \Psi_k$  жүйенің (нуклонның) бастапқы және соңғы күйлерінің толқындық функциялары,  $\int \Psi_k^* \hat{H}' \Psi_i dv = H'_{ki}$  - нуклонның электрон-нейтринолық өрісімен әсерлесуінің  $H'$  - операторының матрицалық элементі,  $\rho(\varepsilon) = \frac{dn}{d\varepsilon}$  - энергияның бірлік аралығына сәйкес келетін жүйенің соңғы күйлерінің саны.

Әрі қарай, нуклондардың электрон-нейтринолық өріспен  $\hat{H}'_\beta$  - әсерлесу энергиясының операторын  $\varphi_\beta - \beta$ -бөлшектер мен  $\varphi_{\bar{\nu}}$ -нейтриноның (антинейтриноның) толқындық функциялары арқылы жазуға болады. Бұл жағдайда  $\varphi_\beta$  және  $\varphi_{\bar{\nu}}$  функциялары Дирак теңдеуін қанағаттандыруы қажет.  $\hat{H}'_\beta$  операторы протонның толқындық функциясын нейтронның толқындық функциясынан кеңістіктік және спиндік координаттармен қоса нуклонның тек екі нейтрондық және протондық жүйелерін сипаттайтын  $T_\xi$  - зарядтық координатада тәуелді екендігін көрсетеді.

Сонымен,  $\hat{H}'_\beta$  операторының әсері нәтижесінде нуклонның кеңістікпен спиндік координаттары ғана емес, зарядтың күйі де өзгереді. Демек  $\hat{H}'_\beta$  операторына көбейткіш түрінде нуклонның  $\hat{\tau}$ -изотоптың спині операторы енуі керек. Бұл оператор нейтронды протонға немесе протонды нейтронға ауыстырады:

$$\hat{\tau} \cdot \Psi_n = \Psi_p, \quad \hat{\tau}^* \Psi_p = \Psi_n \quad (2.40)$$

Енді нейтронның протонға түрленіп, ядродан электрон мен антинейтриноның ұшып шығуының операторын мынадай түрде жазуға болады.

$$\hat{H}'_\beta = G(Q\varphi_\beta^*\varphi_{\bar{\nu}})\hat{\tau} \quad (2.41)$$

мұнда  $Q$  - нуклондық және левондық функцияға әсер ететін оператор-матрица. Бұл матрицаны Дирак матрицаларынан бес түрлі сызықтық тәуелді емес әдіспен құрастыруға болады. Ферми (25)-ші операторға комплекс түйіндес оператордың протонның нейтронға ауысып, позитрон мен нейтронның ұшып шығу үрдісін сипаттайтындығын дәлелдеді.

Нейтронның протонға ( $n \rightarrow p$ ) және протонның нейтронға ( $p \rightarrow n$ ) түрленуінің операторы

$$\hat{H}'_\beta = G \left\{ (Q\varphi_\beta^*\varphi_{\bar{\nu}})\tau + (Q\varphi_\beta^*\varphi_{\bar{\nu}})^* \tau^* \right\} \quad (2.42)$$

Енді жүйенің соңғы күйі бөліктенбеген және  $\beta$ -ыдыраудың толық энергиясы  $\varepsilon_0$  тұрақты, электрон мен нейтронға үлестірілген деп есептеп  $Q(\varepsilon)$  шамасын есептейік

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_\beta + \varepsilon_{\tilde{\nu}}$$

бұдан

$$d\varepsilon_\beta = -d\varepsilon_{\tilde{\nu}} = d\varepsilon \quad (2.43)$$

Жүйенің  $dn$ -соңғы күйлерінің санын анықтау үшін  $\beta^-$  – бөлшектердің энергиясы  $\varepsilon_\beta$  мен  $\varepsilon_\beta + d\varepsilon_\beta$ , импульстері  $P_\beta$  мен  $P_\beta + dP_\beta$  аралығында, ал антинейтриноның энергиясы  $\varepsilon_{\tilde{\nu}}$  мен  $\varepsilon_{\tilde{\nu}} + d\varepsilon_{\tilde{\nu}}$ , импульсі  $P_{\tilde{\nu}}$  мен  $P_{\tilde{\nu}} + dP_{\tilde{\nu}}$  аралығында деп алып,  $dn_\beta$  – күйлер саны мен антинейтриноның  $dn_{\tilde{\nu}}$  күйлер санына көбейткенге тең.  $dn_\beta$  шамасын импульстар кеңістігіндегі көлемі  $4\pi p_\beta^2 dp_\beta$  шар қабатын көлем  $V$ -ге көбейтіп кванттық ұяшықтың көлеміне бөлу арқылы табамыз.

$$dn_\beta = \frac{4\pi P_\beta^2 dP_\beta}{(2\pi\hbar)^3} V \quad (2.44)$$

Сол сияқты

$$dn_{\tilde{\nu}} = \frac{4\pi P_{\tilde{\nu}}^2 dP_{\tilde{\nu}}}{(2\pi\hbar)^3} V \quad (2.45)$$

Сонда

$$dn = dn_\beta \cdot dn_{\tilde{\nu}} = \frac{16\pi^2 V^2 P_\beta^2 P_{\tilde{\nu}}^2 dP_\beta \cdot dP_{\tilde{\nu}}}{(2\pi\hbar)^6} \quad (2.46)$$

Енді жүйенің соңғы күйлерінің саны

$$\rho(\varepsilon) = \frac{16\pi^2 V^2 P_\beta^2 P_{\tilde{\nu}}^2 dp_\beta dp_{\tilde{\nu}}}{(2\pi\hbar)^6 d\varepsilon} \quad (2.47)$$

Соңғы өрнекті түрлендіру үшін  $\beta^-$  бөлшек пен антинейтриноның энергиясы мен импульстерінің бір біріне тәуелсіз емес екендігін ескереміз:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\beta^2 - c^2 p_\beta^2 &= m_0^2 c^4 \\ \varepsilon_{\tilde{\nu}}^2 - c^2 p_{\tilde{\nu}}^2 &= m_{\tilde{\nu}}^2 c^4 \end{aligned} \quad (2.48)$$

(32)-ші теңдеулерден

$$\varepsilon_\beta d\varepsilon_\beta = c^2 p_\beta dp_\beta \quad \text{және} \quad \varepsilon_{\tilde{\nu}} d\varepsilon_{\tilde{\nu}} = c^2 p_{\tilde{\nu}} dp_{\tilde{\nu}}$$

Енді (2.47)-ші өрнек (2.43)-і ескергенде мынадай түрге келеді

$$\rho(\varepsilon) = \frac{16\pi^2 V^2 p_\beta p_{\tilde{\nu}} \varepsilon_\beta \varepsilon_{\tilde{\nu}} d\varepsilon}{(2\pi\hbar)^3 c^4}$$

Осы қатынасты (23)-ші өрнекке қойсақ

$$wd\varepsilon = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} \left| (H'_{ki}) \right|^2 p_\beta \cdot p_{\tilde{\nu}} \varepsilon_\beta \varepsilon_{\tilde{\nu}} d\varepsilon \quad (2.49)$$

(32)-ші өрнектерді былай түрлендіріп жазалық:

$$p_{\beta} = \left( \frac{\varepsilon_{\beta}^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \quad \text{және} \quad p_{\bar{\nu}} = \left( \frac{\varepsilon_{\bar{\nu}}^2}{c^2} - m_{\bar{\nu}}^2 c^2 \right)^{1/2}$$

Осы мәндерді (33)-ші қатынасқа қойсақ

$$wd\varepsilon = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{ki}|^2 \varepsilon_{\beta} \varepsilon_{\bar{\nu}} \left( \frac{\varepsilon_{\beta}^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \left( \frac{\varepsilon_{\bar{\nu}}^2}{c^2} - m_{\bar{\nu}}^2 c^2 \right)^{1/2} d\varepsilon \quad (2.50)$$

Антинеитриноның энергиясы  $\varepsilon_{\bar{\nu}}$  тәжірибеден тікелей анықталмайтындықтан  $\varepsilon_{\bar{\nu}} = \varepsilon_0 - \varepsilon$ , мұндағы  $\varepsilon = \varepsilon_{\beta}$  теңдігін пайдаланып (2.50)-ші өрнектен  $\varepsilon_{\tau}$  шығарып тастасақ

$$wd\varepsilon = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{ki}|^2 \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon) \left( \frac{\varepsilon^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \left( \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2}{c^2} - m_{\bar{\nu}}^2 c^2 \right)^{1/2} d\varepsilon \quad (2.51)$$

Тәжірибелік деректерден антинеитриноның тыныштық күйдегі массасы нольге жуық екендігін ескеріп, оны жазсақ

$$wd\varepsilon = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} |H'_{ki}|^2 \varepsilon \left( \frac{\varepsilon^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (2.52)$$

Мынадай белгілеулер енгізсек

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon}{m_0 c^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_0}{m_0 c^2}$$

онда

$$w(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{V^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H'_{ki}|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (2.53)$$

(37)-ші өрнек ұшып шығатын  $\beta$ -бөлшектердің энергия бойынша үлестіруін сипаттайды.

Егер матрицалық элементтер уақытқа тәуелсіз болса, оны да тұрақты шамаларға енгізуге болады, сонда (2.53)-тің орнына:

$$w(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \quad (2.54)$$

2.12-ші суретте  $\beta$ -бөлшектердің энергия бойынша үлестіруі келтірілген.

1-ші қисық (2.49)-шы өрнекпен, яғни  $m_{\bar{\nu}} \approx 0$  болжамы бойынша есептелген. Ал 2-ші қисық,  $m_e = m_{\bar{\nu}}$  деп алынып,

$$w(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon) (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \cdot [(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - 1]^{1/2}$$

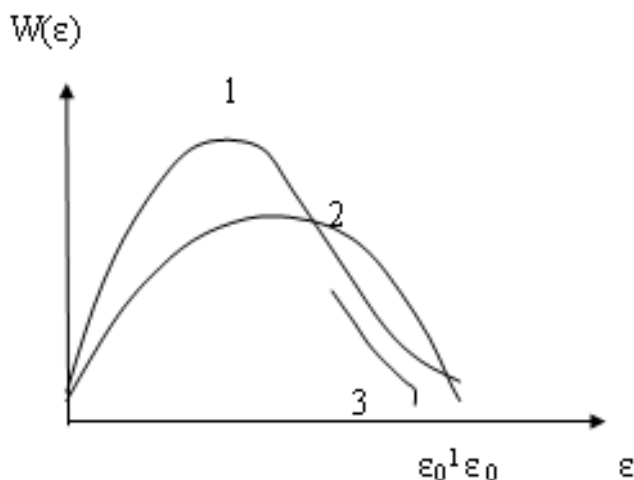
қатынасы бойынша салынған, 3-ші қисық антинеитриноның массасы аз, бірақ нольге тең емес ( $m_{\bar{\nu}} \neq 0$ ) болжамда есептелген.

Тәжірибелік деректерге антинеитриноның масса ( $m_{\bar{\nu}} \approx 0$ ) деп алынған 1-ші қисық жақсы сәйкес келеді.

$(\varepsilon_0 - \varepsilon_0^1)$  кесіндісі антинеитриноның тыныштық күйдегі массасына сәйкес келеді. Бұл жағдайды антинеитриноның массасын бағалауға пайдалануға болады.

Нуклонның электрон-antineйтринолық өріспен әсерлесуін сипаттайтын тұрақтының мәні  $G = 1,4 \cdot 10^{-49}$  эрг см<sup>3</sup>.  $G$  –дің мұндай өте аз шамасы  $\beta$  –ыдыраудың өте әлсіз екендігін көрсетеді.  $\beta$  –күштер ядролық немесе кулондық күштерге қарағанда өте аз, ол тек гравитациялық әсерлесуден ғана қуатты.  $\beta$  –ыдырауға белсенді радиоактивті ядролардың жартылай ыдырау периодының өте үлкен болуы да осы  $\beta$  –ыдыраудың әлсіздігінің салдары.

Енді  $\beta$  –ыдыраудың сұрыптау ережелерін қарастырайық.  $\beta$  –ыдырауда ядродағы нуклонның зарядтық күйінің өзгеретіні тағайындалған. Бұл жағдайда ядроның бастапқы және соңғы күйлері белгілі бір шарттарды (Ферми және гамов-геллер өтулері) қанағаттандыруы қажет. Бұл шарттар импульс моментінің сақталу заңы мен жұптылықтың сақталу заңына негізделген.



Сурет 2.12.  $\beta$ -ыдырауда  $\omega(\varepsilon)$ -ның энергия  $\varepsilon$ -ге тәуелділігі

Электрон мен антинейтрино ядродан синглетті күйде ұшып шығатын (электрон мен антинейтриноның спиндері қарсы параллель) жағдай Ферми өтулері деп аталады.

Ферми өтулерінде  $\beta$  –түрлену рұхсат етілуі үшін ядроның импульс моменті  $J$  мен бастапқы және соңғы күйлердің жұптылығы өзгермеуі керек:

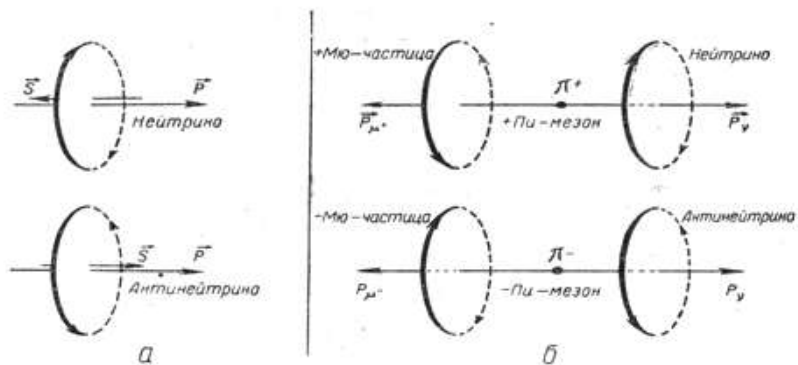
$$\Delta J = 0 \quad \Delta \xi = 0 \quad (2.55)$$

Ал ыдырау нәтижесінде электрон мен антинейтрино триплеттік күйде (олардың спиндері параллель) ұшып шығатын жағдай Гамов-геллер өтулері деп аталады. Бұл жағдайда сұрыптау ережелері:

$$\Delta J = 0, \pm 1; \quad \Delta \xi = 0 \quad (0 \rightarrow 0 \text{ өтулерден басқалары үшін}) \quad (2.56)$$

Ядролық және электромагниттік әсерлесулерде жұптылық міндетті түрде сақталады. 1956 жылы америкалық зерттеушілер Ли және Янг, кейін американдық қытай физигі Ву әлсіз әсерлесуде жұптылықтың сақталу заңының орындалмайтындығын тағайындады.

Егер  $\beta$  –ыдырау үрдісінде жұптылық сақталатын болса  $\Theta$  және  $(\pi - \theta)$  бұрыштары бағытында ұшып шығатын электрондардың саны бірдей болуы керек  $(|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x_1 - y_1 - z)|^2)$ . Бірақ тәжірибелік деректер бұл тұжырымға қайшы келеді:



**Сурет 2.13 Бөлшектердің спиральдығы:**  
**а - нейтрино мен антинейтрино, б –  $\mu$ -бөлшектер**

а) Спиндері бағытталған  $\beta$ -электрондардың брыштар бойынша үлестіруінде ассиметрия байқалады. Мысалы, спиндері бағытталған  $\text{Co}^{60}$  ядроларында спиннің бағытына ұшып шығатын электрондардың саны қарсы бағытта ұшып шығатын электрондардан кем, яғни  $N_{\uparrow\uparrow} \neq N_{\uparrow\downarrow}$

2) Ыдырау нәтижесінде ұшып шығатын бөлшектердің дөңгелек полярлығы (спиральдығы) байқалады.

Жұптылықтың сақталмауы дөңгелек полярлығы бар нейтринолар теориясын жасау барысында түсіндірілді. Бұл теория бойынша нейтрино мен антинейтриноның дөңгелек полярлығы әр түрлі. Яғни, нейтрино-сол бағыттағы дөңгелек полярлық, ал антинейтрино, керісінше, оң бағытта полярланған. Нейтриноның мұндай полярлану құбылысын спиральдық деп атайды (Сурет 2.13). Нейтрино сол бағыттағы спиральды, ал антинейтрино оң спиральды. Бір Лоренц жүйесінен екінші жүйеге ауысқанда спиральдың сақталу үшін нейтриноның массасын нольге тең деп алу қажет ( $m_{\nu} = 0$ ).

## §9. $\gamma$ -сәуле шығару

$\gamma$ -сәуле шығару деп қозған күйдегі атом ядроларының қысқа толқынды электромагнит сәулелерін бөліп шығару құбылысын айтады.  $\gamma$  сәулелердің толқын ұзындығы  $1 - 0,001 \text{ \AA}^0$  аралығында ( $1 \text{ \AA}^0 = 10^{-11} \text{ см}$ ). Ұзындығы осындай аралықтағы  $\gamma$ -сәулелердің толқындық қасиеттері байқалмайды, сондықтан олардың корпускулярлық яғни бөлшектік қасиеттеріне көбірек көңіл бөлінеді.  $\gamma$ -сәулелердің негізгі сипаттамаларының бірі - жеке кванттардың энергиясы  $\mathcal{E}_{\gamma} = h\nu_{\gamma}$ , мұнда  $\nu$ -сәуле шығару жиілігі. Атом ядроларының радиоактивті ыдырауында бөлініп шығатын  $\gamma$ -кванттардың энергиясы  $10 \text{ кэВ}$ -тен  $5 \text{ МэВ}$  аралығында орналасқан. Ал ядролық реакцияларда бөлінетін  $\gamma$ -сәулелердің энергиясы шамамен  $20 \text{ МэВ}$ -ке жетеді.  $\gamma$ -сәулелердің физикалық табиғаты кез-келген электромагниттік сәулелермен (рентген сәулелері, ультракүлгін және көрінетін сәулелер т.б.) бірдей. Ал, қозған күйдегі ядролардың  $\gamma$ -сәулелерін бөліп шығару үрдісі радиациялық өтулер деп аталады. Қозған күйдегі ядроның  $\gamma$ -сәулелерін бөліп шығарып төменгі күйге өту құбылысын қарастырайық. Мұндай өтулер сәуле шығарудың кванттық

теориясы негізінде сипатталады. Қарапайым  $\gamma$ -сәулелерін шығару теориясын классикалық электродинамика негізінде де қарастыруға болады.

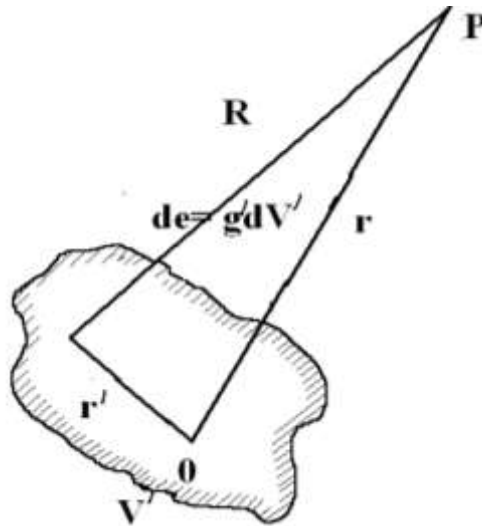
Ядроны электромагниттік өрісі зарядтар тығыздығы  $\rho$ , ток тығыздығы  $\vec{j}$  болатын зарядтар жүйесі деп қабылдайық.

Координаттар жүйесінің басын ядроның ішіне орналастырайық. (2.14. сурет)

$\vec{r}$  - координаттар жүйесінің басы мен P-бақылау нүктесін қосатын вектор,  $n = \frac{\vec{r}}{r}$  - бағытына салынған бірлік,  $r'$  - de-заряд элементінің радиус- R-де нүктесінен P нүктесіне дейінгі қашықтық. Суреттен

$R^2 = (\vec{r} - \vec{r}')^2 = r^2 + (r')^2 - 2\vec{r}(\vec{n}\vec{r}')$  Зарядтар жүйесінен бақылау нүктесіне дейінгі қашықтық жүйенің өз мөлшерінен өте үлкен ( $r \gg r'$ ), R- қашықтықты  $\frac{r'}{r}$ - шамасы бойынша қатарға жіктеп, тек алғашқы екі мүшесімен шектелейік:

$$R = \{r^2 - 2r(\vec{n}\vec{r}') + (r')^2\}^{1/2} = r^2 - (\vec{n}\vec{r}') + \frac{1}{2r} \{(r')^2 - (\vec{n}\vec{r}') + \dots\} \approx r - (\vec{n}\vec{r}') \quad (2.57)$$



Сурет 1. Зарядтар жүйесінің потенциалын анықтау.

Осы қатынасты өрістің кешігу потенциалдарының өрнегіне қоялық:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho'(t - \frac{R}{c})}{R} dV' \quad (2.58)$$

$$A(\vec{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(t - \frac{R}{c})}{R} dV'$$

Мұндағы  $\varphi(\vec{r}, t)$  және  $A(\vec{r}, t)$  - өрістің скалярлық және векторлық потенциалдары,  $\rho'(t - \frac{R}{c})$  мен  $\vec{j}(t - \frac{R}{c})$  шамалары  $(t - \frac{R}{c})$  уақыт мезетінде  $V'$  көлемдегі зарядтар мен токтардың тығыздықтары, ал  $\frac{R}{c} = R \cdot (\epsilon_0 \cdot \mu_0)^{1/2}$  - электромагниттік сигналдың бақылау нүктесіне дейін таралу уақыты.

(2.58)-ші өрнекке (2.57)-ші қатынасқа қою нәтижесінде скалярлық потенциал:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \int \rho' \left( t - \frac{r}{c} + \frac{\vec{n}\vec{r}'}{c} \right) dV' = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\vec{n}\dot{d}}{4\pi\epsilon_0 cr} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\ddot{Q}}{6cr} + \dots \quad (2.59)$$



Мұнда  $e = \int \rho' dV'$  – жүйенің заряды,  $\vec{d} = \int \vec{r}' \rho' dV'$  жүйенің дипольдық моменті,  $\vec{Q}$ -құраушыларымен  $Q_\alpha = Q_{\alpha\beta} n_\beta$ , ал  $Q_{\alpha\beta} = \int (3x_\alpha x_\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) \cdot \rho' dV'$  – жүйенің квадрупольдық моментінің симметриялы тензоры.

Сонымен үлкен қашықтықтарда ( $r \gg r'$ ) зарядтар жүйесінің  $\varphi(\vec{r}, t)$ - скалярлық потенциалын мультипольдердің потенциалдары түрінде қатарға жіктеуге болады және бұл жағдайда  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{n}\vec{d}}{cr} = \varphi_{\text{дип}}$  - дипольдің радиациялық скалярлық потенциалы,  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{Q}}{6cr}$  - квадрупольдық радиациялық векторлық потенциалы (жоғарыдағы нүктелер уақыт бойынша дифференциалдарды көрсетеді).

Осы тәрізді векторлық потенциалды да жазамыз:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi z} \int \vec{j}' \left( t - \frac{r}{c} + \frac{\vec{n}\vec{r}'}{c} \right) dV' = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{\vec{d}}{r} + \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{\vec{Q}}{6cr} + \frac{1}{2cr} [\vec{m}\vec{n}] \quad (2.60)$$

Мұндағы  $\vec{d}, \vec{Q}$  – жүйенің дипольдық және квадрупольдық моменттерінің векторлары,  $\vec{m} = \frac{\mu}{4\pi} \int \rho' [\vec{r}', \vec{v}'] dV'$  – жүйенің магниттік дипольдық моменті. Зарядтар жүйесінен алыс қашықтықтарда, ( $r > r'$ ) және  $r > \lambda$  ( $\lambda$  -жүйе бөліп шығаратын электромагниттік толқындардың ұзындығы) жағдайында кеңістіктің шектелген аз бөлігіндегі өрісті жазық толқын ретінде қарастыруға болады. Кеңістіктің мұндай бөлігі сәуле шығарудың «толқындық зонасы» деп аталады. Жазық толқындар өрісінде кернеулік векторларының арасындағы байланыс:

$\vec{E} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [\vec{H}\vec{n}]$ . Бірақ, мұндағы  $\vec{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot}\vec{A}$  болғандықтан, толқындық зонада тек векторлық потенциалды есептесе жеткілікті.

Жазық толқын өрісінде

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} [\vec{A}\vec{n}] ; \vec{E} = [\vec{A}\vec{n}] \quad (2.61)$$

$\vec{A}$  үшін (4)-ші өрнекті пайдалансақ

$$\vec{H} = \frac{\sqrt{\epsilon_0\mu}}{4\pi} \cdot \frac{[\vec{d}\vec{n}]}{r} + \frac{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}{4\pi} \cdot \frac{[\vec{Q}\vec{n}]}{6cr} + \frac{\epsilon_0}{2r} [[\vec{m}\vec{n}]\vec{n}] \quad (2.62)$$

$$\vec{E} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{[[\vec{d}\vec{n}]\vec{n}]}{r} + \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{[[\vec{Q}\vec{n}]\vec{n}]}{6cr} + \frac{1}{2cr} [\vec{m}\vec{n}] \quad (2.63)$$

Сонымен кез-келген зарядтар жүйесінің электромагниттік өрісін әртүрлі мультипольдіктердің суперпозициясы ретінде қарастыруға болады деген қортындыға келеміз.

Жүйе бөліп шығатын электромагниттік толқындары өзімен бірге Умов-Пойнтинг векторымен анықталатын энергия алып кетеді:

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (2.64)$$

Денелік бұрыштың  $d\Omega$  элементінде бөлініп шығатын сәулелердің қарқындылығы  $dI$  уақыт бірлігі ішінде  $d\sigma = r^2 d\Omega$  шар беті арқылы өтетін сәулелердің мөлшерімен анықталады:

$$dI = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E^2 r^2 d\Omega = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H^2 r^2 d\Omega \quad (2.65)$$

Жүйенің уақыт бірлігі ішінде барлық  $\vec{n}$  бағыт бойынша шығаратын сәулелерінің энергиясын есептелік. Магниттік және электрлік өрістердің квадрат дәрежеге шығарғанда бірінші, екінші және үшінші мөлшерлердің өзара көбейтінділері бірін-бірі жояды да, тек олардың квадраттары ғана қалады:

$$I = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{3c^3} \ddot{d}^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\ddot{Q}}{54c^5} + \frac{\pi}{\mu} \cdot \frac{2}{3c^3} \ddot{m}^2 \quad (2.66)$$

Сонымен жүйенің толық сәулелер шығаруы үш тәуелсіз бөліктен тұрады; олар электрлік дипольдық, электрлік квадрупольдық және магниттік дипольдық сәуле шығарулар деп аталады.

Енді сәуле шығарудың кванттық теориясына қысқаша тоқталайық. Классикалық теорияда электр зарядтары жоқ, еркін электромагниттік өріске шексіз санды еркіндік дәрежелері бар механикалық жүйе сәйкестендірілетін. Ал, кванттық теорияда еркін электромагниттік өріс фотондар жүйесі ретінде қарастырылады, әрбір жазық толқынға энергиясы  $\epsilon = h\nu$ , импульсі  $\vec{p}_\lambda = \hbar\vec{k}_\lambda$  жеке фотон сәйкес келеді. Энергия мен импульсінің арасындағы байланыс  $|\vec{p}_\lambda| = \frac{\epsilon_\lambda}{c}$  - белгілі өрнек түрінде беріледі.

Сәуле шығарудың кванттық теориясында электромагниттік өріс пен бөлшектерден (электрондардан) тұратын жүйе қарастырылады.

Электронның сәуле шығару өрісімен әсерлесу операторы жазылады

$$\hat{H} = -\frac{e}{mc} (\hat{p}\hat{A}) + \frac{e^2}{2mc^2} \hat{A}^2 \quad (2.67)$$

Осы әсерлесу нәтижесінде сәуле шығару ықтималдығы әсерлесу операторының матрицалық элементтерімен анықталатын жүйе әртүрлі кванттық өтулерге ұшырай бастайды. Бұл матрицалық элементтерді зерттеу сәуле шығару үдерісінде екі фотонның ұшып шығу ықтималдығы бір фотон ұшып шығатын өтулерден көп аз екендігін көрсетеді.

Фотонға оның мәні бірге тең спинімен байланысты белгілі бір «ішкі» еркіндік дәрежесі беріледі. Спиннің  $(2s+1)$ -дәрежесімен анықталатын үш:  $s=0, \pm 1$  мүмкін бағытталуына сәйкес фотон поляризациясы әр түрлі үш күйде бола алады деген тұжырымға келуге болады. Бірақ, электромагнит толқындардың көлденеңдігі шарты спиннің қараушысын фотонның екі тәуелсіз полярлануына сәйкес екіге дейін қысқартады:  $s=\pm 1$ .

Электрон фотонды жұтып алғанға дейін  $\psi$  - бастапқы күйде, ал фотонды жұтқаннан кейін  $\psi$  - күйде болады деп қабылдасақ сәуле жұтудың  $(i \rightarrow k)$  өтуінің ұйытқу операторының матрицалық элементі

$$H_{ki} = -\frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar n_\lambda}{V\omega_\lambda}} \int \varphi_k^* (\hat{p}\hat{e}_\lambda) e^{ik_\lambda r} \varphi_i dV \quad (2.68)$$

және фотонды шығару арқылы өту үшін:

$$H_{ki} = -\frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar(n_\lambda+1)}{V\omega_\lambda}} \int \varphi_i^* (\hat{p}\hat{e}_\lambda) e^{-i\vec{k}_\lambda r} \varphi_k dV \quad (2.69)$$

Мұндағы  $\vec{e}_\lambda \sqrt{\frac{4\pi c^2}{V}} \cdot e^{-i\vec{k}_\lambda r}$   $\vec{A}$ -векторын қатарға ыдыратудағы фурье-құраушысы,  $\vec{e}_\lambda$  - кванттың полярлану бағыты,  $\vec{k}_\lambda$  - толқындық вектор.

## §10. Мессбауэр эффектісі

Осығанан дейін біз атом ядросының энергиялық күйлерін қарастырғанымызда энергиялық деңгейлер нақты бір мәнге ие болады деп есептегенбіз. Бірақ бұл қорытынды дұрыс емес. Мысал ретінде энергиясы  $E=129$  кэВ қозған күйдегі иридий  $Jr^{191}$  ядросын қарастырайық. Бұл ядро негізгі күйге өткенде  $\gamma$ -квант бөліп шығарады және оның жартылай ыдырау периоды  $T_{1/2} \approx 10^{-10}$  с. Сонда анықталмағандық қатынастың салдарынан қозған күйдің  $E$  энергиясының мәнін анықтау дәлдігі

$$\Delta E \cong \frac{h}{\Delta t} = \frac{10^{-27}}{10^{-10} \times 1.6 \times 10^{-12}} \approx 5 \times 10^{-6} \quad (2.70)$$

Қозған ядроның негізгі күйге ауысу уақыты неғұрлым тез болса қозу энергиясының мәніндегі анықталмағандық та соғұрлым үлкен болады. Тек тұрақты ядроның негізгі күйінің энергиясындағы анықталмағандық  $\Delta E = 0$ .

Қозған күйдегі ядроның энергиясындағы анықталмағандық ядро қозған күйден негізгі күйге ауысқанда бөліп шығаратын  $\gamma$ -сәуленің энергиясының монохроматты болмауына соқтырады. Бұл монохроматты еместікті  $\gamma$ -сәулесін шығару сызықтарының табиғи ені ( $\Gamma$ ) деп аталады. Бұл табиғи енінің шамасы  $E=129$  кэВ,  $\gamma$ -өту энергиясынан өте кем болады.

Сондықтан егер энергияның сәуле шығару сызықтарының табиғи енінің өзгеру шамасын анықтай алсақ, ондай-мұндай әдіс энергияны  $\frac{\Gamma}{E}$ -ге тең өте үлкен дәлдікпен анықтауға мүмкіндік берер еді. Біздің мысалымызда  $\frac{\Gamma}{E} = 4 \times 10^{-11}$ . Спектрлік сызықтары өте жіңішке, ыдырау периодтары үлкен  $\gamma$ -өтулердің  $\frac{\Gamma}{E}$  қатынастары одан да аз болады.

Энергияның сәуле шығарудың табиғи еніне жуық өзгерістерін  $\gamma$ -сәулелердің резонанстық жұтылу құбылысының көмегімен анықтауға болады.

$\gamma$ -сәулелердің резонанстық жұтылуы деп ядролардың қозған күйден негізгі күйге ауысқанда бөліп шығаратын  $\gamma$ -кванттарын кейін осы ядроларды қоздыруға пайдалану үрдісін айтады.

Резонанстық  $\gamma$ -сәулелердің плпстина арқылы өтуін зерттеу нәтижесінде резонанстық жұтылу құбылысын тәжірибеде бақылауға болады.  $\gamma$ -сәулелердің энергиясының шамасы өту энергиясымен бірдей болғанда жұтылу құбылысы күрт артады, яғни резонанстық мәннің төңірегінде энергияның аздаған өзгерістерін де бақылауға болады. Бірақ көпке дейін бұл әдісті өту сызықтары өте кең болған жағдайда ғана пайдаланды. Себебі, ядро энергиясы  $E$  қозған күйден негізгі күйге өткенде бөлініп шығатын  $\gamma$ -сәуле осы  $E$  энергияны түгел алып кетпейді, кванттар одан аз  $E_{\gamma}$  энергиямен ұшып шығады, ал қалған энергия  $T_{\gamma}$  сәуле шығарған ядроның кері шегілуіне – «дүмпуіне» кетеді:

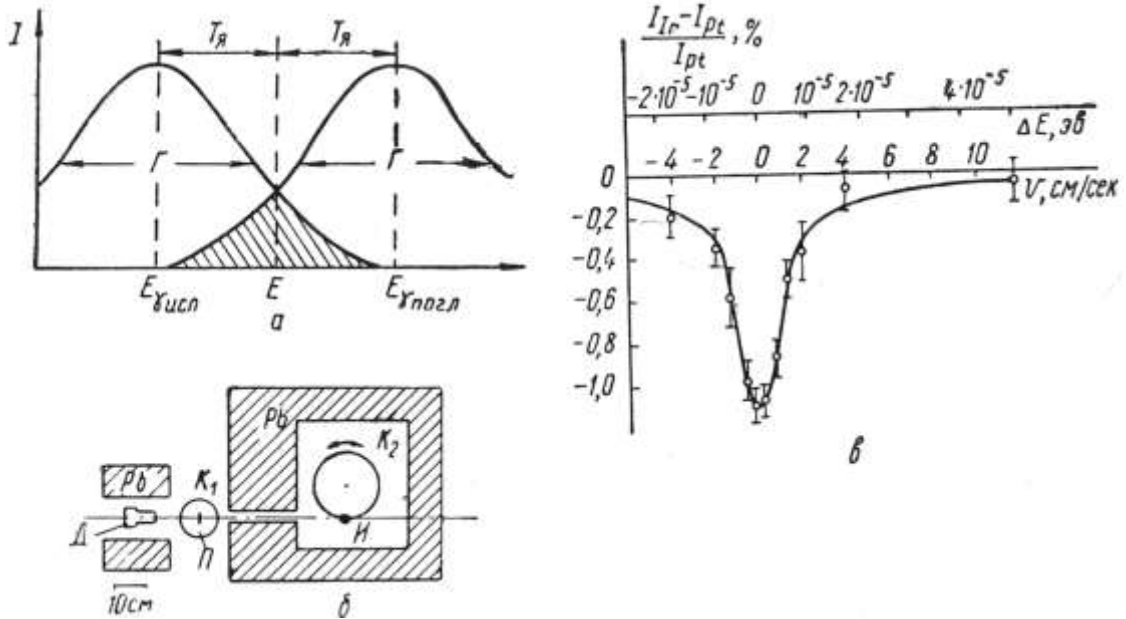
$$E_{\gamma} = E - T_{\gamma} < E \quad (2.71)$$

Осы сияқты ядроны  $E$  энергияға дейін қоздыруға қажет  $\gamma$ -сәулелердің энергиясы

$$E_{\gamma} = E + T_{\gamma} > E \quad (2.72)$$

Мұндағы  $T_{\gamma}$ -жұтылатын  $\gamma$ -сәулесінің ядроның тебілуіне жұмсайтын энергиясы.

Сонымен берілген күйдегі ядроның сәуле шығару және жұту сызықтарының бір-бірінен ығысу шамасы  $2 T_{Я}$  болады.



Суретте абсцисса осі бойымен сәуле шығару көзі мен жұтқыштың салыстырмалы жылдамдықтары және оларға сәйкес келетін  $\Delta E$ - ядродан ұшып шығатын  $\gamma$ -кванттардың энергиясы (доплер эффектісі салдарынан) салынған. Ал, ордината осі бойынша қалыңдықтары бірдей иридий және платина жұтқыштар арқылы өтетін  $\gamma$ -сәулелердің қарқындылықтарының салыстырмалы айырмалары берілген. Суреттен резонанстық жұтылудың секундына бірнеше ғана сантиметр жылдамдықтың өзінен бастап-ақ бұзыла бастайтындығын көреміз. Бұл өзгерістің шамасы энергияның  $\gamma$  кванттардың доплерлік ығысуына сәйкес келетін  $10^{-5}$  эВ. Бұдан, тәжірибе нәтижесінде  $\gamma$ -өтулер спектрінің табиғи енінің теориялық есептеулерге сәйкес келетіндігінің, сан мәнінің  $\Gamma = 5 \times 10^{-6}$  эВ екендігін көреміз. Яғни бұл тәжірибеде ядролардың тебілу энергиясын ескермеуге болады.

Резонанстық жұтылу әдісі энергия мәнінің өте аз өзгерістерін өлшеуге мүмкіндік береді. Бұл әдістің өлшеу дәлдігі  $\Gamma/E$ -қатынасымен анықталады және қарастырып отырған жағдайымыз үшін ол шамамен  $4 \times 10^{-11}$ .

$J_{\Gamma}^{191}$  иридий ядросынан басқа ядроларда да  $\gamma$ -сәулелердің резонанстық жұтылу құбылысын байқауға болады, ал олардың кей бірінде сызықтардың табиғи ені  $10^{-5}$  мәніне де төмендері кездеседі. Мысалы темірдің жартылай ыдырау периоды  $10^7$ ,  $Fe^{57}$  изотопында бөлініп шығатын энергиясы 14,4 кэВ  $\gamma$ -сәулелердің  $\Gamma/E$  қатынасы  $3 \times 10^{-13}$ , ал цинктің  $Z_{п}^{67}$  ядросы бөліп шығаратын  $\gamma$ -сәулелердің энергиясы 93 кэВ, жартылай ыдырау периоды  $9,4 \times 10^{-6}$  с,  $\Gamma/E = 5 \times 10^{-16}$ .

Ядролардың тебілу энергиясы ескерілмейтін  $\gamma$ -сәулелердің резонанстық жұтылу әдісі арқылы энергияның өте аз ауытқуларын үлкен дәлдікпен анықтау көптеген аса жұқа құбылыстарды байқауға мүмкіндік береді. Мысалы, қозған күйдегі ядролардың магниттік дипольдық және электрлік квадрупольдық моменттерін анықтау, электрондық қабықшалардың ядролық деңгейдің энергияларына әсері т.б. 1960 жылы Паунд және Ребка  $Fe^{57}$  ядросында  $\gamma$ -сәулелердің резонанстық жұтылуын пайдаланып лабораториялық жағдайда

Эйнштейннің жалпы салыстырмалы теориясы болжаған фотондар жиілігінің гравитациялық ығысуын бақылап, өлшеді. Эффект сәулелер көзі сәулелер жұтқыштан небарлығы 21 м. алыстағанда-ақ байқалды.



Пішімі 60x84 1/12  
Көлемі 31 бет 2,6 шартты баспа табағы  
Таралымы 20 дана.  
Ш.Есенов атындағы КМТЖИУ  
Редакциялық - баспа бөлімінде басылды.  
Ақтау қаласы, 27 ш/а.