

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

**МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ
ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ**

“ЯДРО ФИЗИКАСИ” КАФЕДРАСИ

Таълим йўналиши: 5140200 – Физика

ҲАМРОЕВА ЮЛДУЗ САЛИМ ҚИЗИ

“КЛАСТЕР РАДИОКТИВЛИК” мавзусидаги

БИТИРУВ МАЛАКАВИЙ ИШИ

Битирувчи: Ю. Ҳамроева
Илмий раҳбар: доцент Рузимов Ш.М.

ТОШКЕНТ – 2018

МУНДАРИЖА

КИРИШ	3
1-БОБ. РАДИОАКТИВЛИК	4
1.1. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи	8
1.2. Радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари	9
1.3. Кетма – кет парчаланиш	11
1.4. Алфа-парчаланиш ва унинг назарияси.....	12
1.5. Бета- парчаланиш.....	15
1.6. Ядро гамма- нурланиши.....	21
2 БОБ. КЛАСТЕР РАДИОАКТИВЛИК	25
2.1. Кластер радиоактивлик.....	25
2.2. Қўшалок бета-парчаланишлар.....	38
2.3. Нейтрон радиоактивлик.....	41
2.4. Радиоактив парчаланиш жараёнларини синфларга бўлиш.....	47
ЯКУН ВА ХУЛОСАЛАР	48
АДАБИЁТЛАР РЎХАТИ	50

КИРИШ

Узоқ вақт давомида радиоактив парчаланишлар турларининг сони учтадан (спонтан бўлиншлар билан тўртта) ошмасдан келди. Йигирманчи асрнинг охирларига келиб, янги турдаги ноёб радиоактив парчаланишлар бирин кетин кашф этила бошланди. Буларнинг кашф этилиши “ноёб” (“экзотик”) ядроларнинг(нейтронлар сони ўта ортиқча ва нейтронлар сони ўта кам бўлган ядролар) синтез қилиниши билан боғлиқдир. Ушбу ядроларни синтез қилиш жараёнида янги турдаги радиоактив парчаланишлар, яъни: ядродан кечиккан нейтрон ва протонлар чиқиши, икки нейтронли парчаланишлар, кечиккан бўлинишлар, тўлиқ ионланган атомларнинг парчаланиши, кластер парчаланишлар ва ҳ.к. тажрибада аниқланилди. Мазкур йўналишларда назарий тадқиқотлар олиб борилиб, бир неча янги моделлар яратилди. Бу моделлар ноёб парчаланишлар ҳали аниқланмаган ядроларни олдиндан кўрсатиб берди. Бу ядроларнинг кўпчилиги кейинчалик тажрибада ўз исботини топди.

Ноёб парчаланишларни тадқиқ қилиш муҳим фундаментал аҳамиятга эга бўлиб, бу тадқиқотлар ядро энергетик паст ҳолатлар спини ва жуфтлигини аниқлашга имкон беради. Кластер ёндашиш, ўта оғир ядролар ва актиноидларда альтернатив жуфтлик ротацион полосаларини содда ифодалашга имкон беради. Янги ноёб ядроларни синтез қилиш ва ноёб радиоактив парчаланишларни ўрганиш, на фақат ядронинг фундаментал хусусиятларини, балки бизни қуршаб турган коинотни ҳам англашга имкон беради.

Мазкур битирув малакавий ишдан мақсад, ҳозирги кунда ўқув қўлланмаларда келтирилмаган ноёб радиоактив парчаланишлар бўйича махсус ядро маълумотлар марказларининг сайтлари ва илмий адабиётлардан маълумот тўплаш ва таҳлил қилишдан иборат. Шунингдек, ушбу маълумотлар асосида ўқув электрон қўлланма ишлаб чиқиш.

I-БОБ. РАДИОАКТИВЛИК

Мазкур бўлимда радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи, радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари, кетма – кет парачаланиш, алфа-парчаланиш ва унинг назарияси, бета - парчаланиш, ядронинг гамма - нурланиши мавзуларига тўхталиб ўтилан. Бу боб [1-7] адабиётлар асосида тайёрланган.

1.1. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи.

Ядронинг ўз – ўзидан бир ёки бир нечта зарралар чиқариб парчаланиши (емирилиш) ҳодисасига радиоактивлик деб аталади. Радиоактивлик ҳодисаси юз берадиган ядроларга радиоактив ядролар дейилади. Радиоактив бўлмаган ядроларни эса турғун (стабил) ядролар дейилади. Радиоактив парчаланиш жараёнида ядронинг масса сони A ва заряди Z ўзгаради.

Радиоактив парчаланиш юз бериши учун энергетик шарт бажарилиши зарур, яъни радиоактив парчаланаётган ядронинг массаси парчаланишда ҳосил бўлган зарралар ва бўлақларнинг массалари йиғиндисидан катта бўлиш шarti. Радиоактивликнинг зарурий лекин етарли бўлмаган шартидир.

Радиоактив парчаланиш унинг содир бўлиш вақти, нурланаётган зарралар тури, уларнинг энергияси, агар бир нечта зарралар чиқаётган бўлса, уларнинг ўзаро учиб чиқиш бурчаклари, бошланғич ва охири ҳолатдаги ядроларнинг спинларининг йўналиши ҳамда учиб чиқувчи зарраларнинг спинларини йўналишлари билан тавсифланади.

Радиоактив ядроларнинг яшаш вақтлари секунддан йил оралиғида ётади. Одатда секунддан йилгача бўлган вақт радиотехник усулда, секунддан кичиги эса ядронинг энергетик сатҳи кенглигини ўлчаган ҳолда муносабатдан фойдаланиб топилади. Радиоактив ядроларнинг яшаш вақти емирилишда ажралган энергияга боғлиқдир. Агарда бу энергия кичик бўлса,

яшаш вақти кескин ортади, лекин бу ҳолда яшаш вақти бошланғич ва охири ҳолатдаги ядроларнинг спинлари фарқига кучли боғлиқ бўлади.

Ҳозирги кунда қуйидаги кўринишдаги парчаланишлар маълум:

- α -парчаланиш (${}^4_2\text{He}$ ядроларнинг чиқиши);
- β -парчаланиш ($e^\pm, \nu_e, \bar{\nu}_e$);
- γ - парчаланиш;
- спонтан (ўз-ўзидан) бўлиниш;
- нуклонлар чиқиши (битта протон ёки нейтрон, иккита протон);
- кластерлар чиқиши (${}^{12}\text{C}$ дан ${}^{32}\text{S}$ гача бўлган ядролар).

Биз фақат α , β ва γ -парчаланишларни кўриб чиқамиз.

Радиоактив парчаланиш ҳар доим экзотермик, яъни энергия ажралиши билан юз берадиган жараён дир. Радиоактив парчаланишда ажралган E энергия қуйидаги муносибат билан аниқланилади:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s m_s c^2 + E. \quad (1.1)$$

Бу ерда M_i , M_f , M_s – мос равишда бошланғич ядро, охири ядро ва учиб чиқаётган зарралар массаларидир.

1.2. Радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари.

Радиоактив парчаланишлар статистик ҳодиса ҳисобланади. Муайян радиоактив моддадаги барча атомлар айна бир вақтда парчаланмайди. Уларнинг баъзиларида бу жараён жуда қисқа вақтда бўлса, бошқаларида эса жуда узоқ вақт давомида содир бўлади. Бундан радиоактив парчаланиш ҳодисаси статистик ҳодиса эканлиги, яъни нотурғун ядрони қачон парчаланишни олдиндан айтиш мумкин эмаслиги ва бу жараён эҳтимоллик қонунилари асосида ўтиши келиб чиқади. Ушбу жараённи тавсифловчи катталикларда энг муҳими бу вақт бирилиги ичида парчаланиш эҳтимоллиги, яъни парчаланиш доимийси λ ҳисобланилади. Агарда N та бир хил турғун бўлмаган ядроларни олсак, у ҳолда бирлик вақт ичида ўртача λN та

парчаланилади. Бу катталиқ активлик дейилади. Активлик шу радиоактив ядролардан иборат припаратнинг нурланиш интенсивлигини кўрсатади. Активлик бу радиоактив ядроларнинг парчаланиш тезлиги.

Халқоро СИ системасида активлик бирилиги қлиб, 1 секунддаги парчаланишлар сони қабул қилинган, яъни 1 парчаланиш/с. Бу бирлик Беккерель (Бк) деб ҳам айтилади. 1 Бк=1 парч./с. Бундан ташқари қуйидаги системадан ташқари бирликлар қўлланилади:

$$1 \text{ Резерфорд} = 1 \text{ Рд} = 10^6 \text{ Бк}; 1 \text{ Кюри} = 1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}; 1 \text{ мКи} = 10^{-3} \text{ Ки}.$$

Радиоактив парчаланиш доимийси λ вақтга боғлиқ эмас. Бунинг маъноси шуки, атом ядроси учун ўртача яшаш вақти мавжуд бўлиб, ядронинг ёши тушунчаси мавжуд эмас.

Агарда t вақтда кўп сонли N та радиоактив ядро мавжуд бўлса ва dt вақт ичида ўртача dN та ядро парчаланса, яъни:

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (1.2)$$

бу ерда манфий ишора радиоактив ядроларнинг умумий сонини камайишини кўрсатади. $t = t_0 = 0$ да $N(t_0) = N_0$ эканлигини ҳисобга олиб (4.2) ифодани интеграллаймиз ва қуйидаги формулани оламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.3)$$

Бу радиоактив парчаланишнинг асосий қонунини ифодаловчи формуладир. Бу ердан кўринадики, радиоактив ядролар сони вақт ўтиши билан экспоненциал қонун бўйича камайиб боради.(1.2) га кўра активлик $A = \lambda N$ ёки

$$A = - \frac{dN}{dt}, \quad (1.4)$$

бўлади. Бу ердан яққол кўринадики, активлик бу парчаланиш тезлиги экан.

Радиоактив парчаланишлар ҳодисасида муҳим бўлган яна бир катталиқ бу ярим емирилиш ёки парчаланиш давридир. Ярм парчаланиш даври деб, радиоактив ядроларнинг ярими парчаланиши учун кетган вақтга

айтилади ва $T_{1/2}$ белгиланилади. Ярим парчаланиш давридан сўнг радиоактив ядролар сони икки баравар камайганлигидан, λ ва $T_{1/2}$ орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} , \quad (1.5)$$

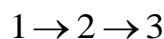
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Ядроларнинг ўртача яшаш вақти:

$$\tau = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (1.6)$$

1.3. Кетма – кет парчаланиш.

Кўпчилик ҳолларда радиоактив ядронинг парчаланиш натижасида ҳосил бўлган иккинчи ядро ҳам радиоактив бўлиб қолади, яъни 1 радиоактив ядро парчаланиши натижасида 2 чи ядро ва бу парчаланиши натижасида 3 ядро ва ҳ.к. радиоактив ядролар ҳосил бўлади:



Бу ҳолда биринчи ядронинг сонининг ўзгариши N_1 , иккинчи ядроларнинг сонини ўзгаришини эса N_2 деб белгилаб оламиз ва ушбу ўзгаришларни ифодаловчи қуйидаги дифференциал тенгламалар системасини ҳосил қиламиз:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 , \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (1.7)$$

Бу тенгламаларнинг маъноси қуйидагича: 1 – ядронинг сони унинг парчаланиши ҳисобига камаяди, 2 – ядронинг сони ҳам ўзининг парчаланиши ҳисобига камаяди, аммо шу билан бирга 1 – ядронинг парчаланиши ҳисобига ортади. $t=0$ да биринчи ядронинг сони N_{10} та, иккинчи ядронинг сони эса $N_{20}=0$ бўлсин, яъни шу бошланғич шартларни ҳисобга олиб, (1.7) тенгламалар системасини ечамиз, яъни:

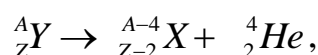
$$\begin{cases} N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (1.8)$$

(4.8) га кўра тўла активлик $N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2$ вақтга қуйидагича боғланган

$$N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2 = \lambda_1 N_{10} \left\{ e^{-\lambda_1 t} \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - e^{-\lambda_2 t} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right\} \quad (1.9)$$

1.4. Алфа-парчаланиш ва унинг назарияси.

Оғир ядроларнинг ўз – ўзидан α -зарралар чиқариб парчаланишига α -парчаланиш ҳодисаси дейилади. Бу ҳолда ядронинг масса сони 4 бирликка, атом сони эса 2 бирликка камаяди, яъни:



бу ерда ${}^A_Z Y$ - бирламчи ядро, ${}^{A-4}_{Z-2} X$ - иккиламчи ёки ҳосилавий ядро.

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

$$M(A, Z) \geq M(A-4, Z-2) + M({}^4_2 He) \quad (1.10)$$

яъни бирламчи ядронинг массаси (энергияси) ${}^{A-4}_{Z-2} X$ ҳосилавий ядронинг ва α -зарра массалари йиғиндисидан катта бўлиши керак. Унинг ядосининг энергияси α -парчаланишда бўлақларнинг кинетик энергиялари сифатида ажралиб чиқади.

$$E_\alpha = \left[M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - ({}^4_2 He^4) \right] c^2 = T_\alpha + T_{мя} \quad (1.11)$$

бу ерда $T_{мя}$ - тепки ядронинг кинетик энергияси. Агар парчаланувчи ядро нисбатан тинч ҳолда бўлса, $|\vec{P}_\alpha|$ ва $|\vec{P}_{\delta y}|$ импулслар тенглигидан ҳосилавий тепки ядро кинетик энергияси

$$\frac{T_{мя}}{T_\alpha} = \frac{M_\alpha}{M_{мя}} \quad (1.12)$$

га ёки (1.11) га кўра

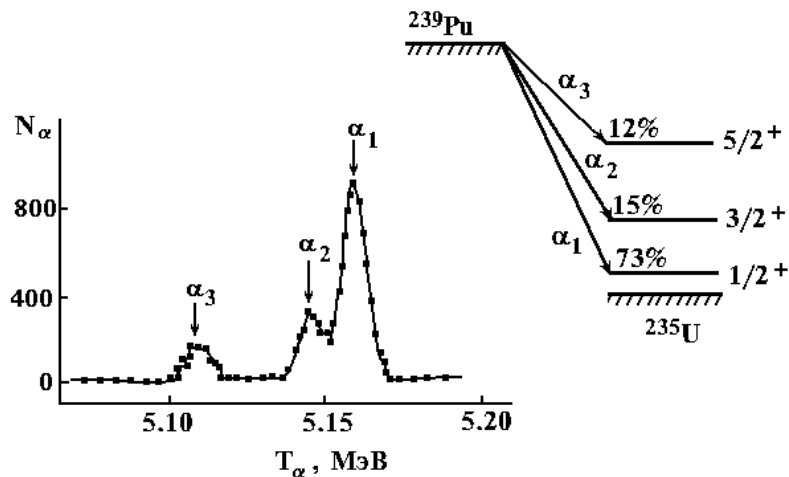
$$E_{\alpha} = T_{\alpha} \left(1 + \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{мя}}} \right) \quad (1.13)$$

бундан

$$T_{\alpha} = E_{\alpha} \frac{M_{\text{мя}}}{M_{\text{мя}} + M_{\alpha}} \quad (1.14)$$

бу ерда $M_{\text{тя}}$ - тепки ядро массаси. Шундай қилиб, α -парчаланиш натижасида ажраладиган кинетик энергиянинг асосий қисмини α -зарра олиб кетади, жуда кам қисми ($\sim 2\%$ га яқин) қисминигина ҳосилавий ядро олиб кетади.

Маълум бир навдаги ядролардан чиқаётган α -зарралар энергиялари бир хил бўлади. Аниқ ўлчашлар шуни кўрсатдики, ядродан чиқаётган α -зарралар спектри нозик структурага, яъни бир бирига жуда яқин бўлган энергиялардан иборат экан. Альфа-зарралар спектри охириги ядронинг на фақат асосий ҳолатда, балки уйғонган ҳолатларда ҳам ҳосил бўлиши билан боғлиқ. Яъни α -спектр ядро сатҳлар ҳақида ахборот беради. 1.2 – расмда плутоний ^{239}Pu ядросининг α -парчаланиш схемаси келтирилган.



1.2 – расм. Плутоний ^{239}Pu ядросининг α -парчаланиш схемаси.

Ядро ичидан мусбат зарядланган протонларнинг қолган протонлар ўртасидаги кулон таъсир кучлари итарилувчи бўлиб, у мусбат потенциал энергияга мос келади.

Потенциал тўсиқ баландлиги ядро заряди ва радиусга боғлиқ. Бу оғир ядроларда 9,5 МэВ га яқин.

Ядродан учиб чиқадиган α -зарра қарийиб 6 МэВ энергияга эга бўлиши керак. Демак зарра ядро доирасидан ташқарига чиқа олмайди. Бу масалага классик физика қонунлари нуқтаи назаридан қаралганда шундай бўлади. Алфа-нурланиш ҳодисасини квант механикаси нуқтаи назаридан туриб тушунтириш мумкин. Мазкур механикага кўра тўлқин зарра, зарра эса тўлқин хусусиятга эга бўлади. Агар биз α -зарраларни потенциал тўсиқдан ўтаётганда тўлқин хусусиятини намоён қилади деб қарасак, у ҳолда потенциал тўсиқни шаффоф бўлмаган муҳит сифатида қарашимиз мумкин. Тўлқиннинг бундай муҳитдан ўтиш эҳтимоллиги мавжуд бўлиб, аммо у жуда кичик. Ушбу эҳтимоллик ўтиш учун зарур бўлган энергия ва зарранинг нисбий кинетик энергияси орасидаги фарқнинг камайиши билан жуда тез, яъни экспоненциал равишда ортиб боради. Энергияси потенциал тўсиқдан кам бўлган зарра, гарчи тўсиқда ҳеч қандай тешик ёки туннел бўлмаса ҳам, гўё тунелдан ўтаётгандек бўлади. Ҳақиқатда ҳам зарра қалин тўсиқ орқали ўтади. Бу эффест туннел эффекти дейилади ва бу фақат микродунё ходисаларига хосдир. Классик физикада бундай ходисалар йўқ.

Тўсиқ қалинлигини d деб ва тўсиқ баландлигини U деб белгилаймиз. Агарда зарранинг энергияси E бўлса, унинг де – Бройл тўлқин функцияси

$$\Psi_0(r) = e^{ip\frac{r}{\hbar}} = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2EM}r} \quad (1.15)$$

Тўсиқ ичида эса

$$\Psi_{12}(k) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)r}\right) \quad (1.16)$$

Заррани тўсиқдан ташқарида бўлиш эҳтимоллиги

$$\left| \frac{\Psi_1(r_1)}{\Psi_0(r_2)} \right|^2 = e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)}d} \quad (1.17)$$

бу нисбат

$$D = \exp \left[- \frac{i}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)}d \right] \quad (1.18)$$

Исталган шаклдаги тўсиқ учун эса

$$D = \exp \left[- \frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr \right] \quad (1.19)$$

бўлади ва α -зарранинг тўсиқдан ўтиш коэффициенти емирилиш доимийси билан боғланиши куйидагича

$$\lambda = \frac{v}{R} \exp \left[- \frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr \right] \quad (1.20)$$

бу ерда α - зарранинг тезлиги, R - ядро радиуси.

Агарда α -зарра ядродан l - бурчак моментига эга бўса, у ҳолда α -зарра марказдан қочма энергияга ҳам эга бўлади, яъни

$$U_{m,q} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2 M_\alpha r^2} \quad (1.21)$$

Бу энергия қолган энергия билан қўшилиб потенциал тўсиқ баландлигини орттиради. Лекин марказдан қочма энергиянинг таъсири унчалик катта бўлмайди.

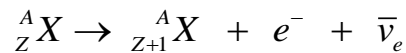
1.5. Бета- парчаланиш.

Ядронинг ўз –ўзидан электрон (позитрон) ва антинейтрино (нейтрино) чиқариб, парчаланиш ҳодисасига бета-парчаланиш дейилади. Бета-парчаланишда ядро масса сони ўзгармайди, яъни парчаланиш натижасида изобар ядро ҳосил бўлади. Бета-парчаланишнинг уч хил тури мавжуд. Ушбу ҳолда ядро ичидаги нуклонлар айланиши ва β -парчаланиш турига мос келувчи энергетик шартлар куйидаги кўринишда бўлади:

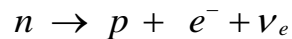
1. β^- -парчаланиш ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), $M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e$,
2. β^+ -парчаланиш ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), $M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e$,
3. e^- -қамраш ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$), $M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1)$.

Ушбу β -парчаланиш турлари билан алохида-алохида танишиб ўтамиз.

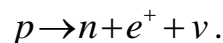
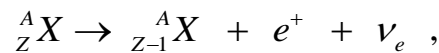
β^- -парчаланиш. Мазкур турдаги парчаланишда ядро заряди биттага ортади, ядродан электрон ва антинейтрино чиқиб кетади, яъни:



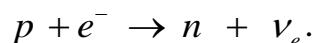
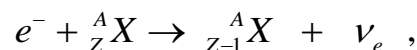
β^- -парчаланишда ядрогаги нейтронлардан бири протонга айланади:



β^+ -парчаланиш. Бу ҳолда ядрогаги протонлардан бири нейтронга айланади ва ядро заряди биттага камаяди. Бунда ядродан позитрон ва нейтрино чиқади:



e^- -қамраш. Бета-парчаланишга e^- -қамраш ходисаси ҳам киради. Кўпчилик ҳолларда K -қамраш ҳам дейилади. Бунда ядро K -қобикдаги битта электронни ўзига ютиб(қамраб) олади ва унинг заряди биттага камаяди. Ушбу ҳодисада ядрогаги битта протон нейтронга айланади ва ядродан нейтрино чиқиб кетади, яъни:



Бета-парчаланиш вақти $T_{1/2}(\beta) = 0.1 \text{ с} - 10^{17} \text{ йил}$ интервалида бўлади.

α -парчаланиш ядро кучлари таъсирида юз бериб, нисбатан қисқа вақт юз беради ($3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ гача). Бета-парчаланишлар кучсиз ўзаро таъсир натижасида юз берганлиги сабабли. Ушбу таъсирнинг кичик интенсивликка эга бўлганлиги сабабли, нейтроннинг яшаш вақти катта бўлади ($\approx 15 \text{ мин}$). Бета-парчаланишда ажралиб чиқадиган энергия мос келган энергияли (0.78

МэВ) γ -парчаланишнинг юз бериш вақти эса ўртача 10^{-12} с ни ташкил қилади.

Бета-парчаланиш энергияси:

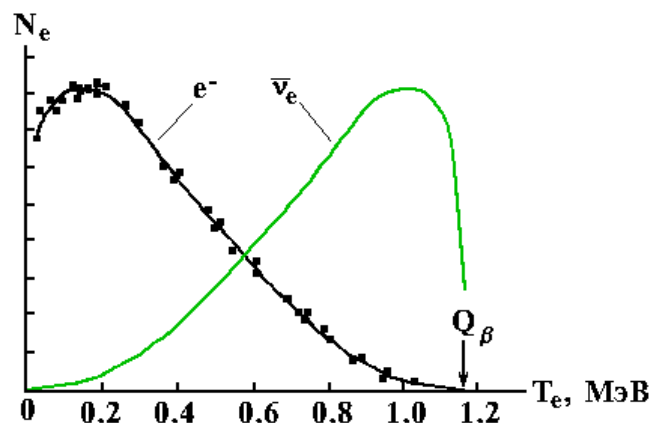
$$Q_{\beta^{\pm}} = [M(A,Z) - M(A,Z \mp 1) - m_e]c^2,$$

$$Q_e = [M(A,Z) - M(A,Z-1) + m_e]c^2.$$

Ушбу ажралиб чиқадиган энергияси 18.61 кэВ (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) дан 13.4 МэВ (${}^{12}_5\text{B} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$) гача бўлган интервалда ётади.

Бета-парчаланишда Кулон тўсиқининг таъсирини муқокама қилиб ўтирмаса ҳам бўлади. У фақат ядро ичида ҳосил бўладиган позитрон учун мавжуд. Бу ерда энг муҳими, ноаниқлик муносибати ядро ичида e^{\pm} узоқ қолиб кетишини тақиқлашидир.

β^{\pm} -парчаланишларда учта маҳсулотлар ҳосил бўлиб, улар орасида энергия бўйича тақсимот эҳтиёрий бўлади. Бунда ҳар бир маҳсулотнинг энергетик спектри узлуксиз бўлади (1.3-расм). e^- -қамрашда иккита маҳсулот ҳосил бўлиб, спектри узлуксиздир. β^{\pm} -спектрларнинг узлуксизлиги 1930 йилда Паулини номаълум массаси жуда ҳам кичик ва ярим бутун спинга эга бўлган нейтрал зарра мавжудлиги ғоясига туртки берди. Ушбу ғояга аосан β^{\pm} -парчаланишда энергиянинг бир қисмини мазкур зарра олиб кетади. Бу заррага, 1932 йилда нейтрон кашф этилгандан кейин Э.Ферми “нейтрино” (“нейтронча”) деб ном беради.



1.3-расм.



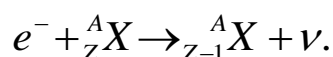
парчаланишда ҳосил бўладиган электрон
ва нейтриноларнинг энергетик
спектрлари.

Нейтрино модда билан жуда кучсиз таъсирлашади ва уни кузатиш жуда қийин. Унинг қаттиқ муҳитда югуриш йўли $\approx 10^{15}$ км. Фақат 1956 йилдагина Райнес ва Коуэнлар томонидан нейтрино мавжудлиги экспериментал тасдиқланган ва унинг модда билан ўзаро таъсир кесими ($\sigma \approx 10^{-43}$ см²) баҳоланди.

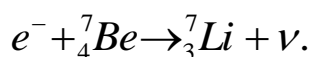
2004 йилда «Physical Review Letters» («Физика обзори хатлари») журналида япон физик олимларининг биринчи марта радиоактив элементлар ядроларининг табиий парчаланиш тезлигини ҳеч қандай экстремаль таъсирга дучор қилмасдан сезиларли оширишга эришилганлиги ҳақида мақола босилиб чиқди. Юзаки ўқилган на фақат оммобоп китоб, балки ядро физикаси бўйича дарслик Цутомо Отсуки ва унинг касибдошларининг ушбу иши соғлом фикрга зид деган тасаввур ҳосил қилиши мумкин. Ҳақиқатдан ҳам радиоактивлик ҳодисаси асосида ҳам атом ядроси ичида кечадиган динамик жараён ётади ва унга инсоннинг таъсир қилишга кучи етмайди. Албатта стабил(турғун) изотопни (масалан уни нейтронлар билан нурлантириш орқали) радиоактив изотопга айлантириш мумкин, аммо ҳосил бўлган маҳсулотнинг парчаланиш тезлигини экспериментаторнинг хоши эмас балки унинг хусусий хоссалари белгилайди. Ниҳоят қандай қилиб олимлар тоғ жинслари ва органик қолдиқлар санасини аниқлашда радиоактив усулдан фойдаланишлари мумкин эди, агарда улар ҳар қандай радиоактив изотопнинг ярим парчаланиш даври доимий ва ҳар ерда ва доимо ўзгармаслигига қатъий ишонч ҳосил қилмаганда?

Айрим атом ядролари ўзининг хусусий ички қобиғидаги электронларини ўғирлаб олар экан. Бу жараён назарий 1936 йилда япон олимлари Хидерик Юкава ва Шоичи Саката томонидан олдиндан айтилган ва икки йилдан кейин тажрибада америкалик олим Луис Альварес томонидан

топилган. У физикавий адабиётларда электрон қамраш деган номни олди. қисман бундай турдаги радиоактив парчаланишга(бу турдаги парчаланишлар бета парчаланишга киради ва уни бета парчаланишнинг бир тури деб қаралади) бериллий-7 ҳам дучор бўлган бўлиб, унинг ядроси атом электрон қобиғидаги бир электронни ўзига «тортиб» олади ва литий ядросига айланади. Тўртта протон ва учта нейтрондан иборат бўлган бериллий ядроси қобиқдаги битта электрон ўзига ютиб олиб, учта протонли ва тўртта нейтронли литий ядросига айланади. Позитрон парчаланиши каби протонлардан биттаси нейтронга айланади:



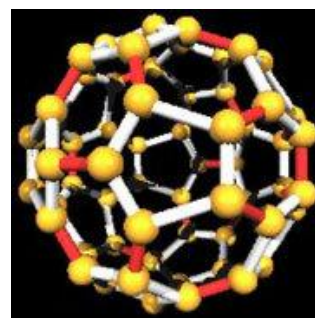
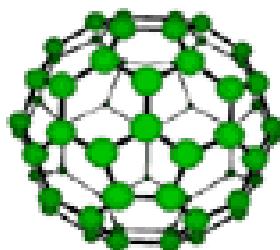
Бу ифодани бериллий-7 учун ёзамиз:



Энди яна нарироққа борамиз. Электрон қамраш эҳтимоллиги, ядро яқинидаги электронлар зичлигига боғлиқ бўлиб, у ошиши билан электрон қамраш эҳтимоллиги ошади. Бундан электрон қамрашни амалга ошириш имкониятига эга бўлган радиоактив элементлар ядросининг ўртача яшаш вақти, улар ушбу элементнинг соф намунаси таркибига кириши ёки унинг химиявий бирикмалар таркибига киришига қараб ўзгариши мумкин. Бу хулоса тажрибада текширилган ва тасдиқланган, шу билан бирга яшаш вақтининг силжиши(ёки таъбир жойиз бўлса ярим парчаланиш даври) бундай ҳолларда фоиз улишларини ташкил этади. Бинобарин, бу группа радиоактив элементлар шак-шубҳасиз саналарни радиоизотоп усулида аниқлаш учун атом саоти сифатида қўллаш мумкин эмас.

Шунча ўзоқ, аммо зарур киришдан кейин Тохоку университети Ядро физика лабораторияси ва Иокогамедаги Миллий университети физика факультети ходимларининг ишлари ҳақида хикоя қилиш қийин эмас. Улар бериллий-7 атомларини фуллеренов деб номланган деярли сферик олтмиш атомдан иборат молекула ички қисмига ҳайдаб киргишига мувофиқ

бўлишди. Натижада бериллий ядроси атрофидаги электрон зичлиги ошган ва бу эса ўз навбатида радиоактив парчаланиш суръатини ошишига олиб келди. Соф металл бериллий намунасининг 1275 соатни ташкил қилса, асирга тушган атомлар ярим парчаланиш даври эса 1264 соатга тенг. Фарқи тахминан 0,85% ни ташкил этади. Бир қарашда бу миқдор кам бўлиб кўриниши мумкин. Аммо бу ҳали бошланиши бўлиб, янги молекулаларнинг топилиши бу жараёнларни янада тезлаштиради. Фуллерен ҳақида қисқача маълумот: Фуллеренлар бу дейарли сферик бўлган, ўнлаб атомлардан иборат углерод молекулалари(1.4-расм). Биринчи 60-атомли фуллерен молекулалари 1985 йилда яратилган. 60-атомли фуллерен қирралари бу 20 та дейарли идеал тўғри олтибурчак ва 12 та беш бурчак. Кейинчалик 76, 78, 84, 90 ва ҳатто бир неча юзлаб атомли фуллеренларни ҳам олишга муяссар бўлишди.



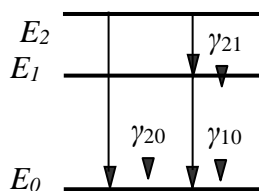
1.4-расм.

Ядро парчаланиш тезлигини ўзгартириш нима учун керак? табиий деган савол тўғилиши мумкин. Ядро қуролларини синаш ва радиацион қархоналарда(ядро реакторларида) юз берган авариялар натижасида атроф муҳитда радиоактив ифлосланишлар юз бермоқда. Бунда асосан иккита техноген радионуклидлар яъни цезий-137 ва стронций-89 биосферага катта ҳавф солиши мумкин. Ушбу радионуклидларнинг ярим емирилиш даври жуда катта бўлиб, улар инсон учун ҳафсиз ҳолга тушуши учун 300 йил керак бўлади. Масалан Украинанинг Чернобиль шаҳрига инсонлар қайтадан кириша ва ҳаёт кечириши учун ҳам шунча йил зарур(бу ерда авария 1986 йилда юз берган). Биз юқорида баён қилган тажриба ушбу муаммони ҳал қилишга қўйилган биринчи қадам десак муболаға бўлмайди. Агар олимлар

техноген радионуклидларнинг ярим парчаланиш даврини камайтиришга эришсалар, инсоният олдида турган радиоэкология муоммоларни ҳал қилган бўлар эдилар.

1.6. Ядро гамма- нурланиши.

Гамма нурланишлар (γ -нурланишлар), бу ядронинг ўз-ўзидан юқори энергетик сатҳдан исталган бир пастки энергетик сатҳга ўтганда электромагнит нурланишлар квантини чиқариш ходисасидир. Равшанки, бунда ядронинг A ва Z катталиклари ўзгармайди. Атом электронларнинг ўтиши натижасида ҳосил бўладиган рентген ва ёруғлик нурлари квантларидан фарқли равишда, ядро чиқараётган фотонларнинг номи γ -квантлар дейилади. Гамма-квантларнинг нурланиши, ядро ортиқча энергиясини чиқаришининг асосий жараёни ҳисобланади. Бунда шундай шарт бажаилиши керакки, ушбу энергия нуклонларнинг боғланиш энергиясидан ошмаслиги лозим.



1.5-расм. γ - ўтишлар схемаси

Гамма-квантлар чиқиши билан содир бўладиган ўтишларга радиацион ўтишлар дейилади. Радиацион ўтишлар бир қаррали, яъни ядро бирданига асосий ҳолатга ўтади (1.5-расмда γ_{20} ўтиш) ёки каскад ўтиш, яъни бунда кетма-кет ўтишлар содир бўлади, натижада ядродан бир нечта γ - квантлар чиқиб кетади (1.5-расмда γ_{21} ва γ_{10} ўтишлар).

Гамма-квант энергияси, радиацион ўтиш бўлаётган энергетик сатҳлар энергиялар фарқи орқали аниқланилади:

$$E = h\nu = E_i - E_j$$

Энергия ва импульс сақланиш қонунларига асосан:

$$E = E_\gamma + T_{\text{яд}} \quad 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{\text{яд}} \quad (1.22)$$

бу ерда $T_{\text{яд}}$ ва $P_{\text{яд}}$ – мос ҳолда тепки ядронинг кинетик энергияси ва импульси, P_γ – γ -квант импульси. Юқоридаги (3.6.2) тенгламалардан қуйидагини оламиз:

$$T_{\text{яд}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{яд}}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2}$$

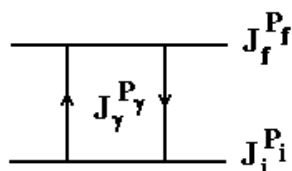
Шундай қилиб, $T_{\text{яд}} = (10^{-6} \div 10^{-5}) E$, яъни γ -квант ядро ўйғонган ҳолат энергиясининг жуда катта қисмини олиб кетади. Гамма-квантларнинг спектри дискрет бўлади.

Гамма–нурлар радиоактив парчаланишнинг иккинчи даражали махсули ҳисобланади. Альфа ёки бета-зпарчаланишлар натижасида радиоактив элемент ўзгаради. Кўпинча бундай ўзгаришдан вужудга келадиган ядролар кўзгалган ҳолатда бўлади. Бу унинг энергияси нормал ҳолдагисига нисбатан кўпроқ эканлигидан далолат беради. Мазкур ортикча энергия гамма – нурлар шаклида чиқиб кетади. Гамма-квантларининг массаси нолга тенг бўлганлигидан улар l орбитал моментга эга бўлмайди. Шунинг учун фотонларнинг ҳолатини белгилашда мультипол тушунчасидан фойдаланилади. Бу ҳолат, электромагнит майдоннинг мультиполи $L\hbar$ ва жуфтлиги π -бўлган ҳолатдир. Мультиполлар $L=1$ бўлганда дипол, $L=2$ бўлганда квадрупол, $L=3$ бўлганда октупол ва ҳ.к. номлар билан аталади.

Ядролардан чиқиётган γ -квантларнинг энергиялари кэВ дан бир неча МэВ гача бўлади. Шунга мос равишда келтирилган узунлиги $2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ м атрофида бўлади.

Ядроларнинг радиатцион ўтишларида мос келадиган электромагнит майдон нурланишларининг баъзи бир хусусиятларини эслатиб ўтамиз. Ядро,

спини I_i ва жуфтлиги π_i (айрим ҳолларда P_i кўринишда ҳам белгиланилади) бўлган ҳолатдан, спини I_f ва жуфтлиги π_f бўлган ҳолатга ўтишида энергияси $h\nu$ бўлган гамма-квант нурланган бўлсин(1.6-расм).



1.6-расм. Ядро радиацион ўтишлар.

Электромагнит майдон нурланишини муайян L мультиполлик билан характерлаш мумкин. Мазкур мультиполликка эга бўлган квант томонидан олиб кетиладиган ҳаракат миқдори моменти $L\hbar$ га тенг бўлади. L бўйича танлаш қоидаси қуйидагича:

$$| I_i - I_f | \leq L \leq | I_i + I_f |$$

Нурланишнинг тури жуфтлик бўйича танлаш қоидаларидан аниқланади. Жуфтлик ўзгармаса ($\Delta\pi=+1$), M_1, E_2 ва ҳ.к.(магнит дипол, электр квадрупол, ва ҳ.к.). Жуфтлик ўзгарса ($\Delta\pi=-1$), E_1, M_2 ва ҳ.к. (електр дипол, магнит квадрупол ва ҳ.к.) нурланиш юз беради ва қисқача қуйидагича белгиланади:

$$\Delta\pi=(-1)^L \text{ нурланишнинг } EL \text{ тури учун}$$

$$\Delta\pi=(-1)^{L-1} \text{ нурланишнинг } ML \text{ тури учун}$$

Атомлардаги каби ядро ҳам резонанс ютилиш содир бўлади. Ядронинг энергетик сатҳи билан γ -нурлар энергияси қандай аниқликда мос келганда резонанс ютилиши кузатилишини ҳисоблаймиз. Маълумки, ядронинг энергетик сатҳлари, сатҳнинг табиий кенглиги деб аталувчи Γ – катталиқка эга ва у ядронинг шу ҳолатда яшаш вақтига қуйидагича боғланган:

$$\Gamma\Delta t \approx \hbar$$

Масалан, ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросининг 14 кэВ уйғонган ҳолати 10^{-17} с яшаш вақтига эга. У 14 кэВ гамма-квант чиқариб ўзининг асосий ҳолатига қайтади. Бундай ҳолатда сатҳ кенглиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\Gamma = \Delta E = \frac{\hbar}{t} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

Темир ядросида резонанс ютилиши кузатилиши учун γ -квант энергияси $3/2$ сатҳ энергияси билан юқорида ҳисобланган ΔE энергия аниқлигида мос келиши шарт.

1958 – йилда немис физиги Р. Мёссбауер томонидан тажрибада битта ядро квант чиқарса бошқа худди шундай ядро бу квантини резонанс ютилишини кўрсатади. Бу эффект “Мёссбауер эффекти” деб номланади.

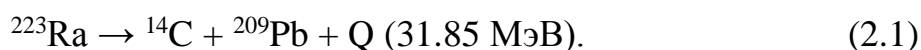
Ҳозирги замон физикасининг кўп соҳаларида частоталарни Мёссбауер эффектдан фойдаланиб ўлчаш усули кенг қўлланилмоқда. Бу эффектдан фойдаланиб, қатор ядролардаги γ -нурланишларнинг ўта нозик тузулишини текширилади.

II БОБ. КЛАСТЕР РАДИОКТИВЛИК

Мазкур бобда ҳозирги кунда жуда кам учрайдиган радиоактив парчаланишлар ёки ноёб (экзотик) парчаланишлар деб номланган парчаланишлар бўйича таҳлил қилинган маълумотларни берамиз. Ноёб радиоактив парчаланишларнинг бир неча турлари мавжуд бўлиб, биз асосан кластер парчаланишларга батафсил тўхталамиз. Бошқа турлар бўйича қисқача маълумот берамиз.

2.1. Кластер радиоактивлик

Радиоактив ядро тамонидан α -зарра чиқариш ҳодисаси бизга яхши маълум. Радиоактив ядро ўз-ўзидан гелий атом ядросидан фарқли қандайдир бошқа атом ядросини чиқариши мумкинми? Бу саволга ижобий жавоб 1984 йилда берилди. Бир-биридан мустақил ҳолда илмий тадқиқот олиб бораётган Англиядаги ва Россиядаги икки гуруҳ тамонидан ^{223}Ra радиоактив парчаланишда ^{14}C ядроси учиб чиқишини кузатишган, яъни:



Бу турдаги парчаланишларга кластер парчаланишлар ёки кластер радиоактивлик деб ном берилди [8-10]. Кластер радиоактивлик, кластер парчаланиш – ядроларнинг ўз-ўзидан α -заррага нисбатан оғирроқ бўлган ядро фрагментлари (кластерлар) чиқариш ҳодисаси. Ҳозирги вақтда асосий ҳолатдан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{30}Mg , ^{32}Si ва ^{34}Si турдаги кластерлар чиқарадиган ^{114}Ba дан ^{241}Am гача бўлган 25 та ядро экспериментал аниқланди.

Кластер парчаланишлар жуда катта сондандаги оғир изотоплар учун кинематик рухсат этилган. Аммо купчилик ҳолларда бундай жараёнларнинг эҳтимоликлари жуда ҳам кичик бўлиб, ҳозирги кунда мавжуд бўлган экспериментал қурилмаларнинг имкониятлар чегарасида бу ҳодисаларни кузатиш имконияти мавжуд эмас. Бу потенциал тўсиқларнинг кенглиги ёки баландлиги ошиши билан шаффофлик экспоненциал камайиши билан

боғлиқдир. Учиб чиқаётган кластер ва иккиламчи ядро нисбий ҳаракатининг Q энергияси 28 дан 94 МэВ гача ўзгаради ва у ҳамма ҳолда V_B потенциал тўсиқнинг баландлигидан сезирали даражада кичик бўлади. Шундай қилиб, кластер парчаланиш ҳам альфа-парчаланиш каби классик физикадаги потенциал тўсиқ орқали зарранинг ўтиши тақиқланган, тунель эффекти сабабли содир бўлар экан. Кластер парчаланишни, баъзи бир маънода ядронинг альфа-парчаланиш ва спонтон бўлиниши орасидаги оралик жараён сифатида ҳам қараш мумкин. Кластер радиоктивлик, 1984 йилда Оксфорд университети тадқиқотчилари тамонидан кашф этилган. Улар миллиард (10^9) альфа-парчаланишга ўртача бир марта тўғри келадиган радиий ^{223}Ra ядросидан углерод ^{14}C ядроси чиқишини қайд қилганлар[8].

Кластер парчаланишлар ва уларнинг бирламчи ядро асосий парчаланиш модига (турига) нисбатан парчаланиш эҳтимолликлари 2.1-жадвалда келтирилган [8-14]. Оғир ядролар соҳасида асосий парчаланиш моди (ёки тури) бу альфа-парчаланиш ҳисобланади. Шу сабабли, бу жадвалда тажрибада кузатиладиган кластер парчаланишлар альфа-парчаланишга нисбат келтирилган. Бу жадвалда бирламчи ядро, учиб чиқаётган кластерлар, парчаланиш энергияси Q , кластер чиқиш эҳтимоллигининг альфа-зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбати λ_C/λ_α , кластер нисбий чиқишнинг ярим парчаланиш даврлари келтирилган. Бу жадвални таҳили шуни кўрсатадики, баъзи бир ядроларда нейтронларнинг катта миқдорда ошиқча бўлиши нейтронга бой бўлган енгил нуклидларнинг эмиссиясига (чиқишига) имкон беради

Тажрибалардан ^{14}C ядро учиб чиқиш эҳтимоллиги, α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбатан дейарлик 10 тартибга кичик эканлиги аниқланди. Атом ядросидан учиб чиққан ^{14}C ядроси, ярим ўтказгичли детекторларнинг $\Delta E-E$ телескопида қайд қилинган. ^{14}C ядро учиб чиқиш эҳтимолиги, α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбатан қуйидагига тенг эканлиги аниқланилди: $\lambda_C/\lambda_\alpha = (8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$.

Кластер парчаланишлар ва уларнинг бирламчи ядро асосий парчаланишга нисбатан эҳтимоллиги [8-14].

Бирламчи ядро	Учиб чиқаётган кластерлар	Q, МэВ	λ_C/λ_α	T _{1/2} , йил
¹¹⁴ Ba	¹² C	-	$\sim 3,0 \cdot 10^{-5}$	-
²²¹ Fr	¹⁴ C	31.28	$8,14 \cdot 10^{-13}$	$> 2 \cdot 10^8$
²²¹ Ra	¹⁴ C	32.39	$< 1,2 \cdot 10^{-13}$	$> 7,4 \cdot 10^6$
²²² Ra	¹⁴ C	33.05	$(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$ $(3,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$ $3,07 \cdot 10^{-10}$	
²²³ Ra	¹⁴ C	31.85	$8,5 \cdot 10^{-10}$ $(8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$ $(7,6 \pm 3,0) \cdot 10^{-10}$ $(5,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-10}$ $(4,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-10}$ $(6,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$	
²²⁴ Ra	¹⁴ C	30.54	$6,1 \cdot 10^{-10}$ $(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$	$(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^8$
²²⁶ Ra	¹⁴ C	28.21	$2,9 \cdot 10^{-11}$ $(3,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-11}$ $(2,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-11}$	

2.1-жадвал давоми

Бирламчи ядро	Учиб чиқаётган Кластерлар	Q, МэВ	λ_C/λ_α	$T_{1/2}$, йил
^{225}Ac	^{14}C	30,47	$6 \cdot 10^{-12}$ $<4 \cdot 10^{-13}$	$>7 \cdot 10^{10}$
^{228}Th	^{20}O Ne	-	$1 \cdot 10^{-13}$?	-
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	$5,6 \cdot 10^{-13}$ $(5.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$
^{231}Pa	^{23}F ^{24}Ne	51,84 -	$<4 \cdot 10^{-14}$ $9,97 \cdot 10^{-15}$ $1,34 \cdot 10^{-11}$	$>8 \cdot 10^{17}$
^{232}U	^{24}Ne ^{28}Mg	62.31	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-12}$ $2 \cdot 10^{-12}$ $1,18 \cdot 10^{-13}$	$(3.4 \pm 0.8) \cdot 10^{13}$
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg	60.50 60.85	$(7.5+2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3+2.3) \cdot 10^{-13}$ $1,3 \cdot 10^{-15}$	
^{234}U	^{28}Mg ^{24}Ne ^{26}Ne	74.13 58.84 59.47	$1 \cdot 10^{-13}$ $(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $9 \cdot 10^{-14}$ $<4 \cdot 10^{-12}$	

2.1-жадвал давоми

Бирламчи ядро	Учиб чиқаётган кластерлар	Q, МэВ	λ_c/λ_α	$T_{1/2}$, йил
^{235}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg ^{29}Mg	55.96 56.75 72.20	$8 \cdot 10^{-12}$ $< 5 \cdot 10^{-12}$ $1,8 \cdot 10^{-12}$	$> 9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne ^{26}Ne ^{28}Mg ^{30}Mg	57.36 58.11 72.20	$9 \cdot 10^{-12}$ $2 \cdot 10^{-13}$	$> 1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{32}Si ^{28}Mg ^{30}Mg	91.21 75.93 77.03	$1,38 \cdot 10^{-16}$ $5,62 \cdot 10^{-17}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$ $\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$< 1.3 \cdot 10^{-13}$ $6 \cdot 10^{-15}$	$> 5 \cdot 10^{16}$
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	$1,8 \cdot 10^{-14}$	$> 5 \cdot 10^{19}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$2,6 \cdot 10^{-13}$	$> 9 \cdot 10^{16}$
^{242}Cm	^{34}Si	-	$1 \cdot 10^{-16}$	-

Кластер радиоактивлик кашф этилишига олиб келувчи ҳал қилувчи омил бу радиоактив парчаланувчи изотопни танлаш бўлди. Энергия бўйича максимал устунлика эга бўлади, агар кластер парчаланиш натижасида икки марта сеҳли ^{208}Pb изотопига яқин изотоп ҳосил бўлса. Бунда кластернинг потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги ошади, бу эса маълум бир кластернинг ҳосил бўлиши билан боғлиқ бўлган парчаланиш эҳтимоллигини оширади. Тез орада ^{14}C ядронинг спонтан учиб чиқиши ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra изотопларда аён бўлди. Ҳозирги вақтда кластер радиоактивлик аниқланган 10 дан ортиқ изотоплар маълумдир. ^{14}C ядро чиқиши билан бир қаторда ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si изотоплар чиқишилари ҳам кузатилади.

Оғир кластернинг чиқиш эҳтимоллигининг α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбати $\sim 10^{-10}$ – 10^{-13} интервалда жойлашган. Аммо айрим ҳолларда, масалан $^{28,30}\text{Mg}$ изотопларнинг чиқиш эҳтимолликлари 10^{-17} гача етиб бориши мумкин.

Кластер радиоактивлик табиатини тушунмоқ учун ушбу ҳодисани α -парчаланиш ва кучли ассимметрик ядро бўлинишлари билан солиштириш табиийдир.

Атом ядроси бўлинишида, ядрога катта ўзгариш содир бўлади ва у иккита бўлакка бўлинади. Бўлиниш содир бўлади, агар бўлинишдан олдин у кучли деформацияланган ва чўзилган бўлса. Узилиш моментида деформация параметри мувозанат қийматидан икки марта катта бўлади. Узилиш (бўлиниш) натижасида кучли ўйғонган деформацияланган бўлақлар ҳосил бўлади. Уларнинг учиб кетиш жараёни потенциал тўсиқ усти ёки атрофида бўлар экан. 2.1-расмда бир неча изотоплар учун ярим парчаланиш даври логарифмининг бўлиниш параметрига Z^2/A боғланиши келтирилган. Бўлиниш параметри қанча катта бўлса, оғир ядроларнинг ўз-ўзидан бўлиниши шунча асон бўлади. Агар $Z^2/A > 46,56$ шарт бажарилганда ҳар қандай ядро беқарор бўлиб, спонтан парчаланиш имкониятига эга бўлади. Z^2/A катталиқнинг ортиб бориши билан ядроларнинг спонтан бўлиш

эҳтимоллиги ҳам ортиб, ядронинг ярим парчаланиш даврининг камайиши янги трансурани элементларни синтез қилишга маълум чегара қўяди. 2.1-расмдан кўринадик, ушбу боғланиш спонтан бўлиниш учун одатда “чўққисимон” кўринишга эга бўлади, шу билан бир вақтда кластер радиоактивлик учун бўлиниш параметри ошиши билан ярим парчаланиш даври кескин камаяди.

Альфа-парчаланиш, бўлиниш жараёнидан бир неча белгилари бўйича кескин фарқ қилади:

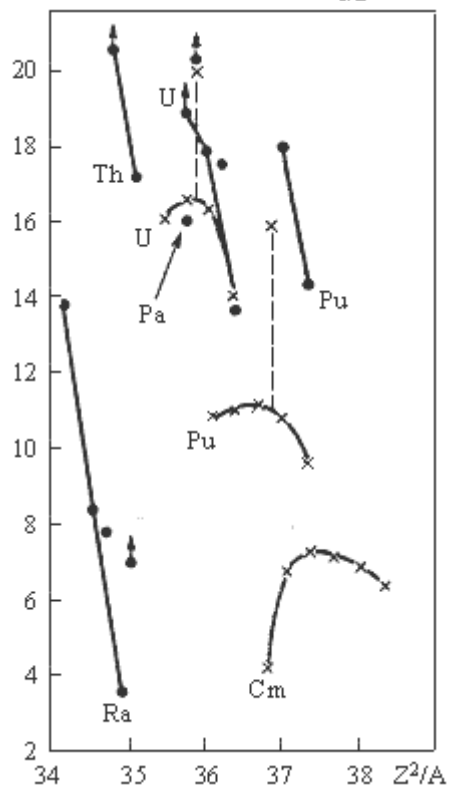
1. α -парчаланиш тўсиқ ости жараёни.
2. Дастлабки (ёки бошланғич) ядро α -зарра ва иккиламчи ядрога парчаланганда, иккиламчи ядро асосий ёки кучсиз уйғонган ҳолатда ҳосил бўлади.
3. α -парчаланиш натижасида ядрога катта ўзгаришлар содир бўлмайди.

Кластер парчаланиш доимийси λ ёки ярим парчаланиш даври $T_{1/2}$, вақт бирлигида ядро сиртида кластер ҳосил бўлиш эҳтимоллиги w ва D потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимолликлари орқали аниқланилади:

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = wD. \quad (2.2)$$

2.2-расмда кластер радиоактивлик парциал ярим парчаланиш даврининг Кулон потенциал тўсиқи шаффофлиги (тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги) логарифмига боғланиши келтирилган. Бу ерда солиштириш учун α -парчаланишга оид боғланиш ҳам келтирилган. Расмдан кўринадик, ҳамма ҳоллардаги кластерлар ва α -парчаланиш учун чизикли боғланишлар кузатилади.

Альфа-парчаланиш ва спонтан бўлиниш жараёнларини ўрганиш шуни кўрсатдики, иккала ҳолда ҳам ҳал қилиувчи омил бўлиб, α -зарра ёки оғиррок кластерларнинг потенциал тўсиқдан ўтиши ҳисобланади. Келтирилган далиллар шуни кўрсатадики, кластер парчаланишлар кўпроқ α -парчаланиш ходисасига ўхшашдир.



2.1-расм.Кластер радиоактивлик(нукталар) ва спонтан бўлиниш(крестик) ҳолларида ярим парчаланиш логарифмининг Z^2/A бўлиниш параметрига боғланиши.

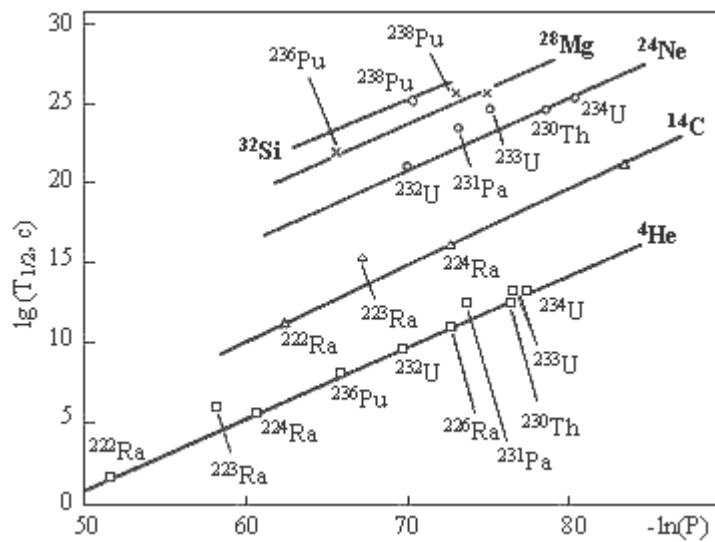
Бу хўлосага кўшимча далил сифатида дастлабки ядродан учиб чиқаётган кластерларнинг $E_{кин}$ кинетик энергиясини экспериментал ўлчашларни келтириш мумкин. Ушбу кинетик энергия куйидаги ифода билан аниқланилади:

$$E = Q(F_t/F_i), \quad (2.3)$$

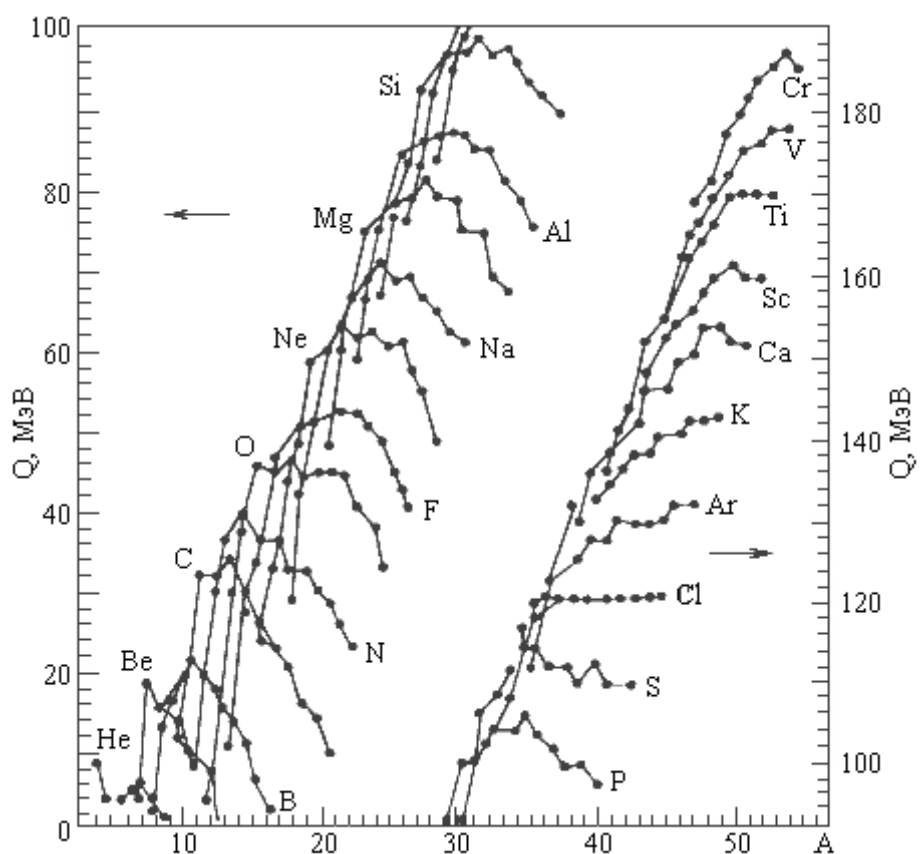
бу ерда Q – кластер парчаланиш энергияси, F_i – дастлабки (ёки бирламчи) ядро массаси, F_t – иккиламчи ёки парчаланишдан кейин ҳосил бўлган ядро массаси. Яъни, кластерлар асосан асосий ҳолатда ҳосил бўлади. Чиқаётган кластерларнинг массаси ошиши билан (2.3) муносибатдан баъзи бир четланишлар, оғирроқ кластерлар чиқаришида α -парчаланиш механизмидан узоқ давом этувчи механизмга ўтишга далолат беради. Шундай қилиб, ушбу ҳолда ҳам α -парчаланиш жараёнидаги каби асосий омиллардан бири бўлиб парчаланиш энергияси ҳисобланади. Кўпчилик оғир ядролар иккита ядрога, яъни, $A \rightarrow A_1 + A_2$ парчаланишга энергетик жиҳатдан нотурғун бўлар эканлар. Бунда парчаланиш энергияси куйидагига тенг бўлади:

$$Q = [M(A) - M(A_1) - M(A_2)]c^2. \quad (2.4)$$

Яъни, Q катталик, катта сонли A_1 ва A_2 ларнинг турли комбинациялари учун мусбат бўлар экан. Аммо, A_1 ва A_2 масса сонларининг фақат баъзи бир бирикмаси кучли ажралиб турган булади ва парчаланишда айнан ушбу брикмалар ҳосил бўлади. Парчаланиш энергиясига берк қобиклар кучли таъсир кўрсатади. Кластер парчаланиш энергияси яққол кўринадиган максимумга эга бўлиб, бу максимум нейтронлар билан тўлган қобик ва $N = 8, 14, 20$ енгил фрагментлар ости қобиклари боғлангандир. Бу 2.3-расмда аниқ кўриниб турибди. Бу расмда кластер парчаланиш энергияси Q нинг, ^{208}Pb ҳосил бўлишига олиб келувчи турли парчаланишлар учун чиқаётган кластерлар массаларига боғланиши кўрсатилган. Энг катта эҳтимолликдаги чиқишлар сеҳрли сонли фрагментларга тўғри келади. Энг катта чиқишлар $A_1 = 208$ ($Z_1 = 82$, $N_1 = 126$) ва $A_2 = 14, 24, 28, 34$ ($N_2 = 8, 14, 20$) ларда жойлашган.



2.2-расм. Кластер радиоактивлик парциал ярим парчаланиш даврининг Кулон потенциал тўсиғи шаффофлиги (тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги) логарифмига боғланиши



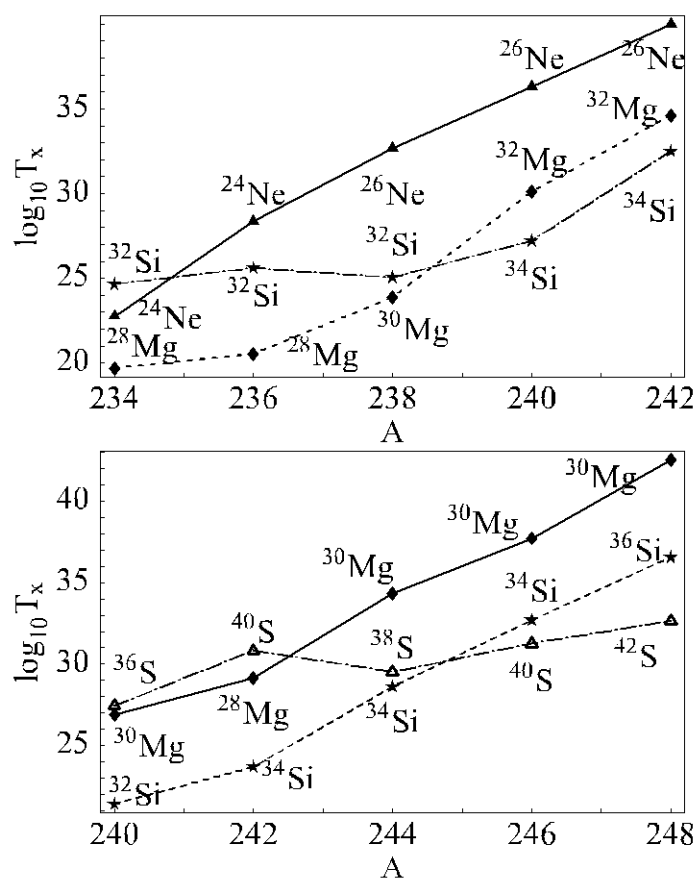
2.3-расм. ^{208}Pb оғир фрагменти ҳосил бўлишига олиб келувчи турли парчаланишлар учун кластер Q парчаланиш энергиясининг чиқётган кластер масса сонига боғланиши.

Кластер парчаланишларни назарий тушунтириш учун турли моделлар таклиф этилган. Ушбу моделлар ёрдамида кейинги ва ҳали кашф этилмаган кластер парчаланишларни олдиндан башорат қилинмоқда. Тажрибалар шуни кўрсатдики, ушбу моделлар билан кластер парчаланиш параметрларини ҳисобланган натижалари, тажриба натижалари билан яхши мос тушар экан. Кластер парчаланиш моделлардан энг охиригиларидан бир ёрдамида ҳисобланган ярим парчаланишлар даври б-жадвалда келтирилган. Шунингдек, бу жадвалда тажрибада олинган натижалар ҳам солиштириш учун алоҳида устунда келтирилган. Ушбу модел Бирлашган ядро тадқиқотлар институти (Россия) ходимлар Г.Г. Адамян, С.Р. Куклин ва Н.В. Антоненколар тамонидан таклиф этилган [11,12]. Мазкур модил асосида ҳисобланган ярим парчаланиш даврининг дастлабки(бирламчи) ядро масса сонига боғланиши 2.4-расмда келтирилган. Бу ерда неон, магний ва кремний кластерларининг плутонийдан (юқори график), ва магний, кремний ва олтингугурт кластерларининг кюрийдан (пастки график) чиқиши учун боғланиш келтирилган [12]. 2.2-жадвалда кластер радиоактивлик учун

2.2-жадвал

Кластер радиоактивлик учун тажрибада ўлчанган ярим парчаланиш даври билан назарий ҳисобланган [11,12] ярим парчаланиш даврларни солиштириш

$A \rightarrow A_x + A_f$	Q, МэВ	$T_{1/2}^{exp}, c$	$T_{1/2}, c$
$^{222}Ra \rightarrow ^{14}C + ^{208}Pb$	33,05	$1,7 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{11}$
$^{228}Th \rightarrow ^{20}O + ^{208}Pb$	44,73	$5,4 \cdot 10^{20}$	$5,1 \cdot 10^{20}$
$^{232}U \rightarrow ^{24}Ne + ^{208}Pb$	62,32	$2,5 \cdot 10^{20}$	$2,7 \cdot 10^{19}$
$^{234}U \rightarrow ^{26}Ne + ^{208}Pb$	59,48	$1,2 \cdot 10^{25}$	$2,1 \cdot 10^{25}$
$^{236}U \rightarrow ^{30}Mg + ^{206}Hg$	72,51	$3,8 \cdot 10^{27}$	$8,3 \cdot 10^{27}$
$^{236}Pu \rightarrow ^{28}Mg + ^{208}Pb$	79,85	$3,5 \cdot 10^{21}$	$3,4 \cdot 10^{20}$
$^{238}Pu \rightarrow ^{32}Si + ^{206}Pb$	91,20	$1,9 \cdot 10^{25}$	$1,1 \cdot 10^{25}$
$^{242}Cm \rightarrow ^{34}Si + ^{208}Pb$	96,52	$1,4 \cdot 10^{23}$	$4,8 \cdot 10^{23}$



2.4-расм. Ҳисобланган ярим парчаланиш даврининг дастлабки(бирламчи) ядро масса сонига боғланиши. Бу ерда неон (қора учбурчак), магний (қора ромб) ва кремний(юлдузча) кластерларининг плутонийдан (юқори график), ва магний, кремний ва олтингугурт (ёруғ учбурчаклар) кластерларининг кюрийдан (пастки график) чиқиши учун. Нуқталар ёнида энгил кластерларнинг масса сони кўрсатилган [11,12].

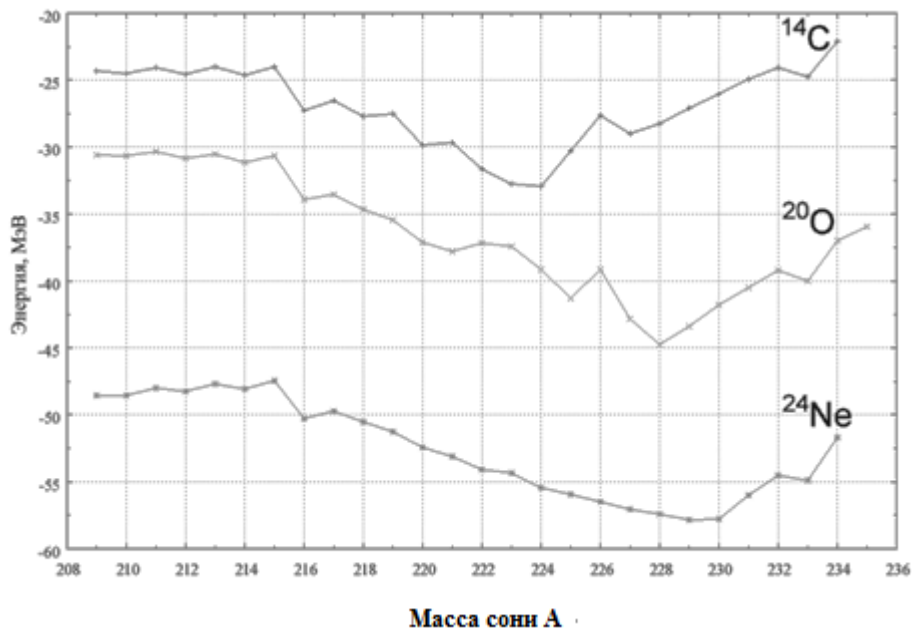
тажрибада ўлчанган ярим парчаланиш даври билан назарий ҳисобланган [11,12] ярим парчаланиш даврларни солиштирилган. Бу ердан кўринадики, мазкур модели асосида бажарилган ҳисоблашлар, тажрибада олинган

маълумотлари билан қониқарли даражада мос тушар экан. Бу жадвалдан кўринадикки, бирламчи ядронинг масса сони ошганда реакция энергияси ҳам ошади. Ушбу ҳолни тажрибада олинган ва 2.3-расмда келтирилган ^{208}Pb оғир фрагменти ҳосил бўлишига олиб келувчи турли парчаланишлар учун кластер Q парчаланиш энергиясининг чиқаётган кластер масса сонига боғланишида ҳам кўриш мумкин.

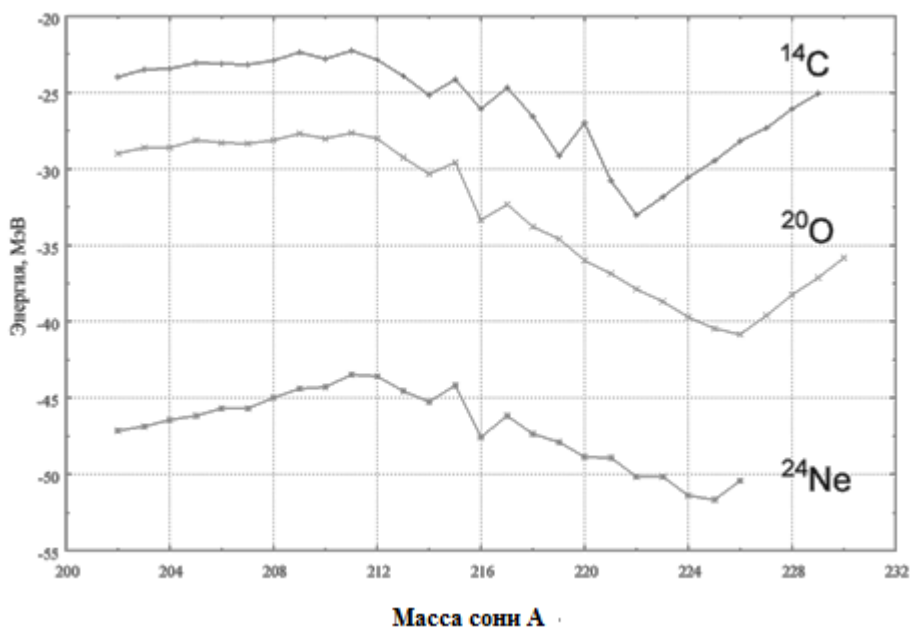
Битта элемент изотопларидан кластерларнинг чиқиши, масса сонига A га қандай боғлиқ бўлишини 2.5 ва 2.6-расмлардан кўриш мумкин. 2.5-расмда торий ^{90}Th ($A = 209-234$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергиясининг масса сонига боғланиши келтирилган. Ушбу энергия ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерлар учун масса сони ошиши билан камайиб боради ва маълум нуқтадан кейин яна ошиши бошланади. Бу нуқта енгилроқ кластерлар учун кичик масса сонларида кузатилади. Кластерлар оғирлашган сайин бу нуқта масса сонининг катта қийматларига тўғри келади. Бу ҳолатни 2.6-расмда ҳам кузатиш мумкин. Бу расмда радий ^{88}Ra ($A = 202-230$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергиясининг масса сонига боғланиши кўсатилган.

2.2. Қўшалок бета-парчаланишлар

Қўшалок бета-парчалаишлар, бу кучсиз ўзаро таъсир сабаб бўлган ва ядро заряди иккига ўзгарадиган атом ядроларнинг радиоактив парчаланишларидир. Қўшалок бета-парчалаишлар 2β - ва $\beta\beta$ -парчаланишлар кўринишларда бўлади. [16-17]

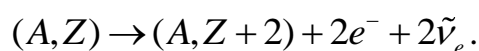


2.5-расм. Торий $_{90}\text{Th}$ ($A = 209\text{--}234$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергияси.



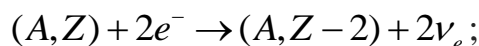
2.6-расм. Радий $_{88}\text{Ra}$ ($A = 202\text{--}230$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергияси.

Қўшалок бета-парчаланишда ядро заряди иккига ва иккита электрон чиқиши содир бўлади:

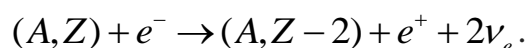


Бошқа 2β - парчаланишнинг бошқа турида ядро заряди икки бирликка камаяди.

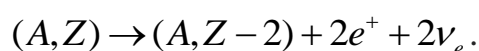
Булардан ташқари кўшалок электрон камраш (2ε камраш), яъни:



Электрон камрашнинг яна бир ноёб тури бу позитрон ва иккита нейтрино чиқиши блан содир бўладиган камрашдир:



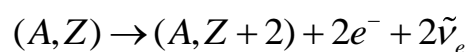
Позитрон парчаланишнинг ҳам кўшалок парчаланиши мавжуд, яъни:



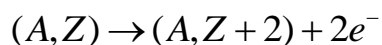
Кўшалок бета-парчалаишлар бу ҳамма радиоактив жарёнлари ичида энг кам учрайдиган тури ҳисобланади. Ҳозирги кунда 11 нуклидда мазкур жараён юқори ишончиликда кузатилган бўлиб, уларнинг ярим парчаланиш даври $7 \cdot 10^{18}$ йилдан ортиқ, ^{128}Te изотопининг ярим парчаланиш даври $(3,5 \pm 2,0) \cdot 10^{24}$ йилни ташкил қилиб, бу бугунги кунда ҳамма радиоактив изотоплар ичида мутлоқ рекорд ҳисобланади.

Шуни ҳам таъкидлаб ўтиш керакки, тасдиқланган кузатишлар фақат 2β -парчаланишга таълуқлидир. Кўшалок камрашлар фақат бария-130 изотопида кузатилган ва унинг ярим парчаланиш даври $(2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{24}$ йилни ташкил қилади. Ушбу парчаланишлар на фақат иккиламчи ядронинг асосий ҳолатига балки уйғонган ҳолатида ҳам амалга ошиши мумкин. Бундай ҳолларда бир ёки бир неча гамма-квант ёки конверсион электронлар нурланиши содир бўлади.

Ҳозирги кунда назария бўйича иккита кўшалок бета-парчаланишлар мавжуд бўлиб, биринчиси юқорида келтирилди, яъни:



Икинчиси эса экзотик бўлиб, бунда нейтрино ҳосил бўлмайди ва нейтриносиз парчаланиш дейилади:



Бугунги кунда фақат икки нейтриноли қўшалок бета-парчаланиш мавжудли аишонч билан аниқланган. Нейтриносиз парчаланиш эса аниқланмаган.

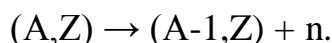
Қўшалок бета-парчаланиш юз бераётган радионуклидлар жуда катта ярим-парчаланиш даври эга бўлади деб кутилган эди. Бу тажрибаларда тасдиқланилди.

Қўшалок бета-парчаланишларни ўрганиш орқали нейтрино тинчликдаги массага эгами ёки йўқми деган саволга ҳам жавоб бериши мумкин. Бу фактор бизнинг коинотимизнинг келажакдаги космологик сценариясини танлашда ҳам муҳим аҳамиятга эгадир.

2.3. Нейтрон радиоактивлик

Биз маълум бўлган N-Z диаграмманинг ўнг тамонида турғун ядролардан кейин нейтрон ортиқ ёки ортиқча нейтронли (нейтронлар сони ортиқ) бўлган ядролар жойлашган. Ушбу соҳа ҳозирги кунда етарлича урганилмаган. Ядро модели тамонидан олдиндан айтилган (башорат қилинган) мавжуд бўлиши мумкин бўлган 3 мингта ядро айнан ушбу соҳада жойлашган бўлиб, ҳозирги кунда бу ядролар топилмаган.

Нейтрон радиоактивлик чегарасида жойлашган ортиқча нейтронли энгил ядролар учун (neutron drip-line) (A, Z) ядронинг асосий ҳолатдан нейтрон чиқариб парчаланиши кузатилади [13-15]. Бунда масса сони A бирга камаяди, ядро заряди эса ўзгармайди:



Ҳозирги кунда аниқланган нейтрон радиоактив ядролар ~20.

Нейтрон радиоактивлигида энгил ядроларнинг оғир изотоплари топилмоқда. Масалан $Z = 1$ (${}^{4,5,6}\text{H}$) ва $Z = 2$ (${}^{5,7,9,10}\text{He}$) бўлган энгил ядроларда. Нейтрон радиоактивлик $Z = 16$ бўлган ядрогача бўлган ядроларда

кузатилади. Енгил ядроларнинг оғир изотоплари, яъни, ^{26}O , ^{33}Ne , ^{36}Na , ^{39}Mg ва ^{49}S изотоплар нейтрон нурлагичлар ҳисобланади.

Ядродаги нейтронлар сони ошиши билан нейтронлар чиқариш эҳтимолликлари ошишига, симметрия энергиясининг ошиши сабаб бўлади. Симметрия энергияси қуйидагига тенг:

$$E_{\text{симм}} = 23.6(A-2Z)^2/A \quad (2.5)$$

Протон радиоактивликдан фарқли, нейтрон радиоактивликда ярим парчаланиш даври, асосан парчаланиш содир бўлганда ядродан чиқиб кетадиган нейтрон олиб кетган орбитал момент билан аниқланилади. Нейтрон зарядга эга бўлмаганлигидан унинг учун Кулон потенциал тўсиғи мавжуд эмас. Аммо унинг учун марказдан қочма потенциал тўсиқ мавжуд бўлади.

Атом ядроларининг нейтронлар чиқариб парчаланишида, бирламчи ядронинг конфигурацияси кучли ўзгариши мумкин. Бу ҳам ўз навбатида радиоактив ядроларнинг яшаш вақтининг ошишига олиб келади.

Ядро асосий ҳолатидан нейтрон чиқариши қуйидаги $Z > 8$ бўлган нейтрон ортикча изотопларда кузатилган: ^{28}F , ^{33}Ne , ^{36}Na , ^{39}Mg , ^{49}S . Бу изотопларнинг ҳаммаси тоқ сонли нейтронларга эга. 2.7–2.10-расмларда нейтрон радиоактивлиги аниқланган кимёвий элементлар ($Z = 4\div 16$) учун ҳисоблаб топилган нейтронлар ажратиб олиш энергиясининг масса сонига боғланишлари келтирилган.

2.3-жадвалда турғун изотопларнинг максимал масса сони ва нейтрон радиоактивлиги аниқланган изотоплар масса сонлар келтирилган. Ушбу маълумотлар нейтрон радиоактивлик чегараси қаердан ўтишини аниқлаш ва тушунишга имкон беради.

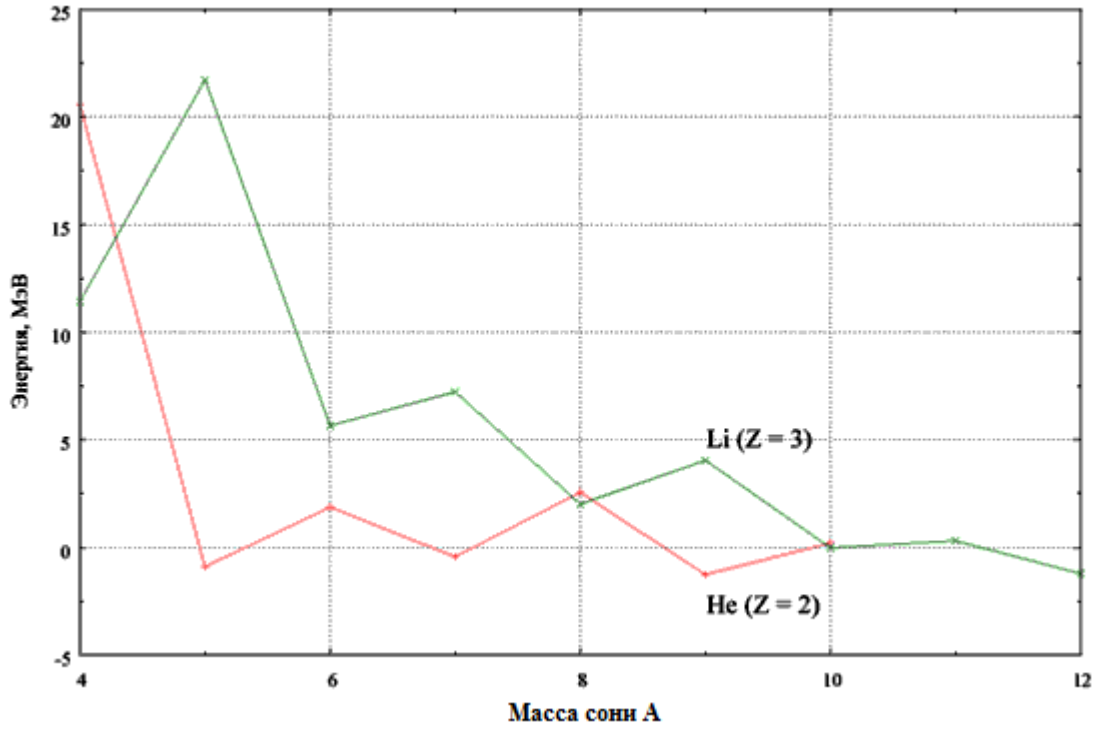
Радиоактив парчаланиш содир бўлаётган изотопларнинг масса сони ошиши билан улардан нейтронлар ажратиш энергияси ҳам камая боради. Буни 2.7-2.10- расмларда келтирилган боғланишларда ҳам кузатиш мумкин.

Бу камайиш қонуниятини элемент тартиб номери ёки ядродаги протонлар сони ошиши билан яққол намоён бўлади. Яъни, бу ерда камайиш экспоненциал қонунга яқин қонун бўйича камайиш боради.

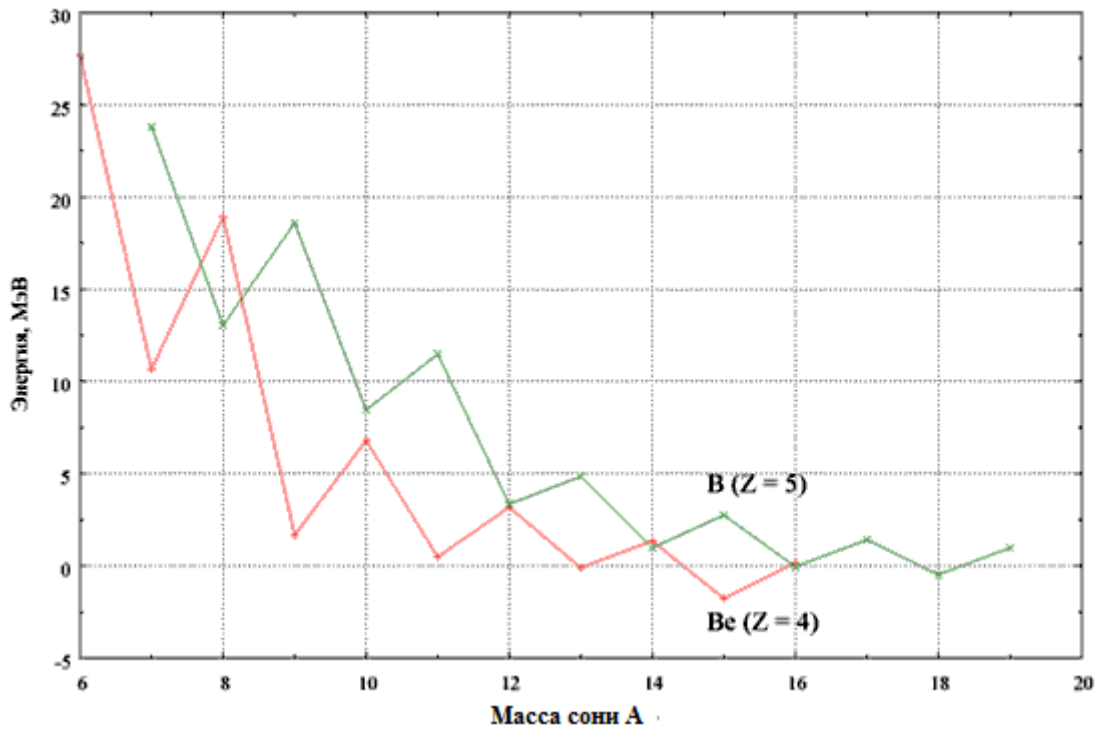
2.3-жадвал

Нейтронлар нурланувчи изотопларнинг топилиш(аниқланиш) чегараси

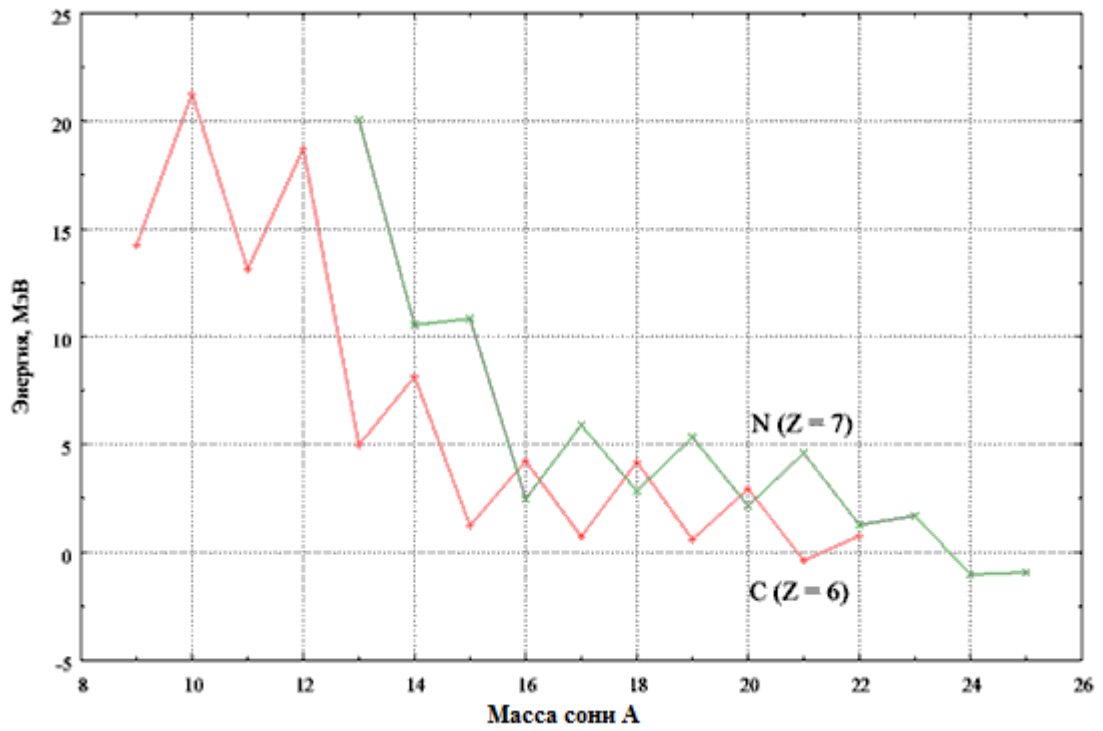
Кимёвий элементлар тартиб номери	Кимёвий элемент символи	Турғун изотоплар масса сони А	Нейтрон-- радиоактив изотоплар масса сони А
1	H	2, 3	4, 5, 6
2	He	3, 4	7, 9, 10
3	Li	6, 7	10, 12(?)
4	Be	9	13, 15(?)
5	B	10, 11	16, 18(?)
6	C	12, 13	21(?)
7	N	14, 15	17, 18(?)
8	O	16, 17, 18	25, 26, 27(?), 28(?)
9	F	19	28, 30(?)
10	Ne	20, 21, 22	33
11	Na	23	36
12	Mg	24, 25, 26	39
16	S	32, 33, 34	49



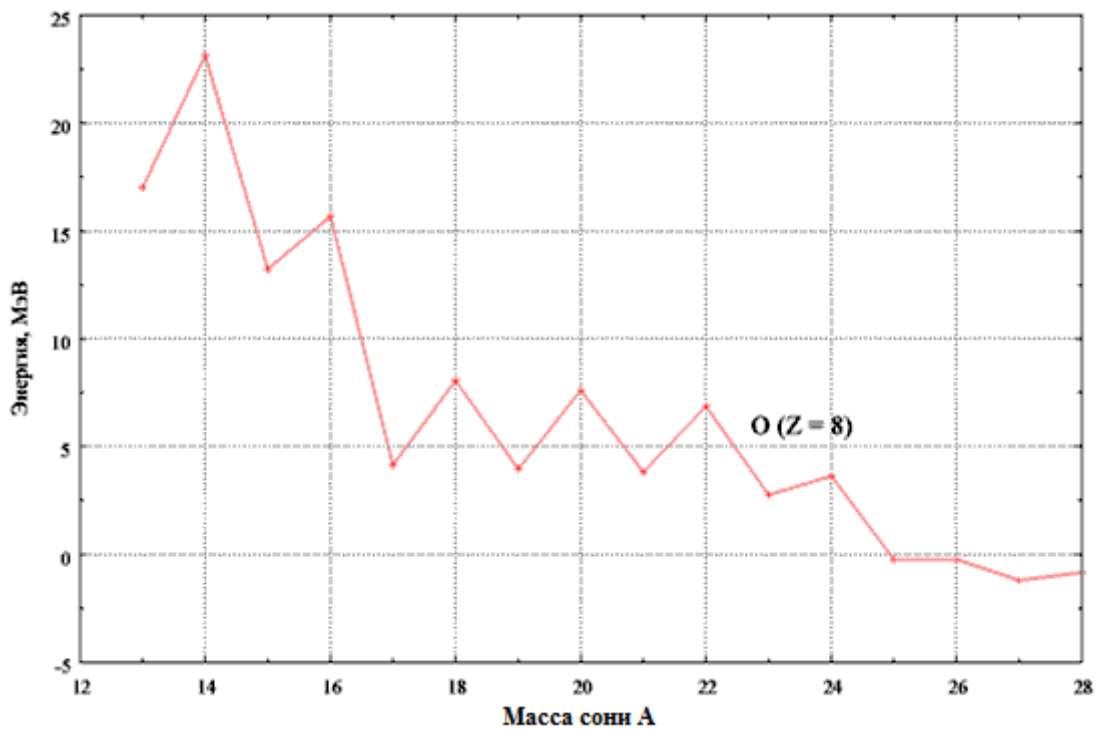
2.7-расм. He ($Z = 2$) ва Li ($Z = 3$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.



2.8-расм. Be ($Z = 4$) ва B ($Z = 5$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.

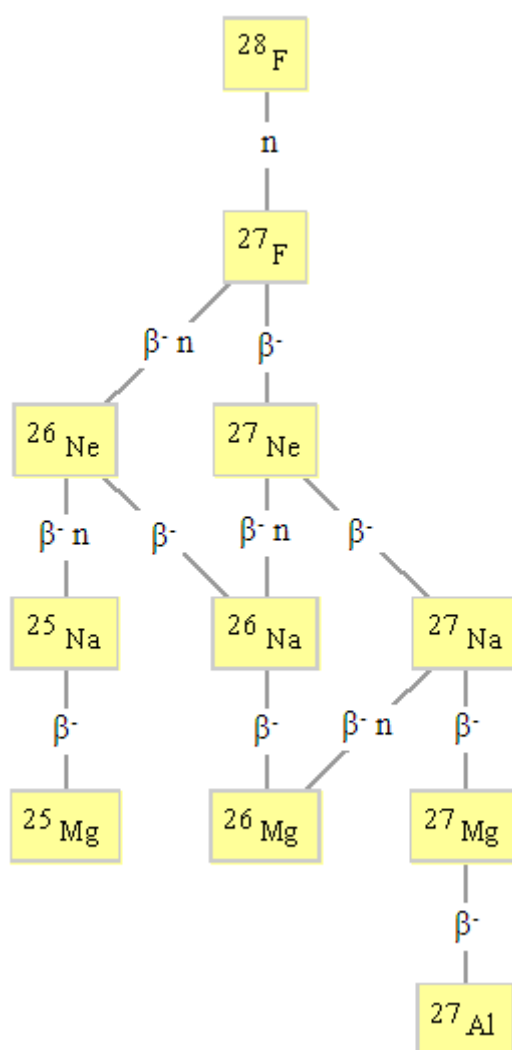


2.9-расм. C ($Z = 6$) ва N ($Z = 7$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.



2.10-расм. O ($Z = 8$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.

Нейтрон радиоактивликка мисол сифатида ^{28}F изотопнинг парчаланиши схемаси 2.11-расмда келтирилган. Фтор $\text{F}(Z = 9)$ битта ^{19}F турғун изотопга эга. ^{28}F изотопи ортиқча нейтронлар билан тўлган ва асосий ҳолатдан нейтрон чиқриб парчланади, яъни: $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$. ^{28}F изотопнинг ярим парчаланиш даври $T_{1/2} < 40$ нс. ^{28}F изотопи парчаланиши натижасида ҳосил бўлган изотоплар ҳам ортиқча нейтронлар билан тўлган бўлгани учун уларнинг асосий парчаланиш канали бу β^- -парчаланишдир. ^{27}F , ^{26}Ne , ^{27}Na изотоплар кечиккан нейтронлар чиқариб парчаланадилар.



2.11-расм. ^{28}F изотопининг парчаланиши.

2.4. Радиоактив парчаланиш жараёнларини синфларга бўлиш

Ҳозирги кунда маълум бўлган радиоактив парчаланишлар жараёнларини синфларга бўлиб чиқилди. Ушбу маълумотлар 2.4-жадвалда келтирилган.

2.4-жадвал

Радиоактив парчаланишлар турлари

Парчаланиш тури	Парчаланишда иштирок этувчи зарралар	Иккиламчи нуклид
Ядро чиқиши билан содир бўладиган		
α -парчаланиш	Ядродан чиққан α -зарра	(A-4, Z-2)
Протонлар чиқиши	Ядродан чиққан протон	(A-1, Z-1)
Нейтронлар чиқиши	Ядродан чиққан нейтрон	(A-1, Z)
Қўш нейтрон эмиссияси	Ядродан бир вақтда чиққан қўш нейтрон	
Спонтан бўлиниш	Ядро икки ёки бир неча кичик ядроларга парчаланеди	
Кластер парчаланишлар	Ядродан α -заррадан катта аммо бирламчи ядродан кичик бўлган ядро	(A-A1, Z-Z1) + (A1,Z1)
Бета парчаланиш турлари		
β^- - парчаланиш	Ядро электрон ва антинейтрино чиқаради	(A, Z+1)
β^+ - парчаланиш	Ядро позитрон ва нейтрино чиқаради	(A, Z-1)
Электрон қамраш	Ядро орбитал электронни қамраб олади ва нейтрино чиқаради. Иккиламчи ядро (ёки нуклид) уйғонган ва ностабил ҳолатда бўлади	(A, Z-1)
Қўшалок β^- - парчаланиш	Ядро иккита электрон ва иккита антинейтрино чиқаради	(A, Z+2)
Қўшалок электрон қамраш	Ядро иккита орбитал электронни қамраб олади ва иккита нейтрино чиқаради. Иккиламчи ядро (ёки нуклид) уйғонган ва ностабил ҳолатда бўлади.	(A, Z-2)
Позитрона эмиссияси билан содир бўладиган электрон қамраш	Ядро орбитал электронни қамраб олади ва битта позитрон ва иккита нейтрино чиқаради.	(A, Z-2)
Қўшалок позитрон чиқадиган парчаланиш	Ядро иккита позитрон ва иккита нейтрино чиқаради.	(A, Z-2)
Гамма-нурланишлар (ядро ҳолатлари орасидаги ўтиш)		
Гамма-парчаланишлар	Уйғонган ядро юқори энергияли фотон (гамма-нурлар) чиқаради.	(A, Z)
Ички конверсия	Уйғонган ядро ўз энергиясини орбитал электронга беради ва уни атомдан чиқариб юборади.	(A, Z)

ЯКУН ВА ХУЛОСАЛАР

Битирув ишини бажариш давомида қуйидаги ишлар амалга оширилди:

- Радиоактивлик ва радиоактив парчаланишлар бўйича назарий маълумотлар билан танишиб чиқилди.
- Интернет тизими орқали ва илмий адабиётлардан ноёб радиоактив парчаланишлар бўйича бажарилган ишлар тўпланди ва таҳлил қилинди.
- Ноёб радиоактив парчаланишлар бўйича тўпланган маълумотлар асосида бакалаврият ва магистратура таълим йўналишлари бўйича таълим олаётган талабаларга мўлжаллаб электрон қўлланма ҳам ишлаб чиқилди.

Ноёб радиоактив парчаланиш бўйича тўпланган маълумотларни таҳлил қилиш натижасида қуйидагилар аниқланилди:

- Кластер парчаланишларда баъзи бир ядроларда нейтронларнинг катта миқдорда ошиқча бўлиши нейтронга бой бўлган енгил нуклидларнинг эмиссиясига (чиқишига) имкон беради
- Оғир кластернинг чиқиш эҳтимоллигининг α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбати $\sim 10^{-10}$ – 10^{-13} интервалда жойлашган. Аммо айрим ҳолларда, масалан $^{28,30}\text{Mg}$ изотопларнинг чиқиш эҳтимолликлари 10^{-17} гача етиб бориши мумкин.
- Келтирилган далиллар шуни кўрсатадики, кластер парчаланишлар кўпроқ α -парчаланиш ҳодисасига ўхшашдир.
- Қўшалок бета-парчаланишларни ўрганиш орқали нейтрино тинчликдаги массага эгами ёки йўқми деган саволга ҳам жавоб бериши мумкин. Бу фактор бизнинг коинотимизнинг келажакдаги космологик сценариясини танлашда ҳам муҳим аҳамиятга эгадир.

- Қўшалок бета-парчаланиш юз бераётган радионуклидлар жуда катта ярим-парчаланиш даври эга бўлади деб кутилган эди. Бу тажрибаларда тасдиқланилди.
- Нейтрон радиоактивлигида енгил ядроларнинг оғир изотоплари топилмоқда. Енгил ядроларнинг оғир изотоплари, яъни, ^{26}O , ^{33}Ne , ^{36}Na , ^{39}Mg ва ^{49}S изотоплар нейтрон нурлагичлар ҳисобланади.

Малакавий битирув ишидаги таҳлиллар шуни кўрсатадики, ҳозирги кунда ноёб радиоактив парчаланишлар бўйича олиб борилаётган илмий тадқиқот ишлари бошланғич бошқича турибди десак ҳам бўлади. Ҳали бу соҳада экспериментал маълумотлар жуда ҳам кам. Бу йўналишдаги назарий тадқиқотлар ҳам шу ҳолатда. Ноёб радиоактив парчаланишларни тушунтириш учун ишлаб чиқиляётган моделлар ҳали ушбу жараённинг кўпгина масалаларини ҳал қила олмайди.

АДАБИЁТЛАР РЎХАТИ

1. Кузнецов С. И. Квантовая оптика. Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 154 с.
2. Варламов В. В., Ишханов Б. С., Комаров С. Ю. Атомные ядра. Основные характеристики: учебное пособие. — М.: Университетская книга, 2010. — 334 с.
3. Малышевский В.С. Ядерная физика твердого тела, курс лекций. – Ростов-на-Дону, 2008. –187 с.
4. Ким Д.Б., Левит Д.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие. – Братск: ФБГОУ ВПО «БрГУ», 2012. – 145 с.
5. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. I. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений.— 5-е изд., перераб. и доп.— М.: Энергоатомиздат, 1993.— 376 с.
6. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. – Т.: Ўқитувчи, 1994. -576 б.
7. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. - Т.: Ўқитувчи, 1992. - 240 б.
8. Rose, H. J. and Jones, G. A. (1984-01-19). «A new kind of natural radioactivity». *Nature* **307**: 245–247. DOI:10.1038/307245a0.
9. Baum, E. M. et al. (2002). Nuclides and Isotopes: Chart of the nuclides 16th ed.. Knolls Atomic Power Laboratory (Lockheed Martin).
10. Александров Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ.1984 т.40 с152-154/
11. Kuklin S.N., Adamian G.G., Antonenko N.V. Spectroscopic factors and cluster decay half-lives of heavy nuclei.//Phys.Rev. C.71, 014301(2005).
12. Kuklin S.N., Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. Alpha-decay fine structures of U isotopes and systematics for isotopes chains of Po and Rn.//Eur. Phys. J. 2012, A**48**, p.112-120.

13. <http://www.nndc.bnl.gov>
14. <http://www.oecd-nea.org>
15. <http://www-nds.iaea.org>
16. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A. H. Wapstra (2003). «The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties». *Nuclear Physics A* **729**: 3–128. DOI:10.1016/j.nuclphysa.2003.11.001.
17. List of Adopted Double Beta ($\beta\beta$) Decay Values. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory, 2010. Brookhaven National Laboratory Report BNL-91299-2010.
18. А.И. Болоздыня. Экспериментальная ядерная физика. Лекция №11. Экзотические виды радиоактивного распада ядер http://enpl.mephi.ru/download/lectures/lect_11.pdf
19. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Т.1, §20, стр.282-293
20. Б.С.Ишханов. Радиоактивность, <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/index.html>
21. И.Н. Бекман. Ядерная физика, Лекция 9. Экзотические типы распада, <http://profbeckman.narod.ru/YadFiz.files/L9.pdf>

