

**O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta Maxsus ta'lim vazirligi  
Mirzo Ulug'bek nomidagi O'zbekiston Milliy Universiteti**

**YADRO FIZIKASI  
Ma'ruzalar matni**

**Toshkent-2000**

Fizikaning “Yadro fizikasi” bo’limi bo’yicha yozilgan mazkur ma’ruzalar matni bakalavrlar uchun mo’ljallangan bo’lib, unda yadro fizikasining nazariy asoslari, uning maqsadi, vazifalari va ahamiyati ochib berilgan

Ushbu ma’ruzalar matni universitetlarning fizika fakul’teti talabalari va o’qituvchilari uchun ham foydalidir.

Ma’ruzalar matni Mirzo Ulug’bek nomidagi  
OzMU-uslubiy kengashi tomonidan  
nashrga tavsiya etilga (28 iyun 1999 yil  
3-sonli bayoni)

*Tuzuvchilar*

docent Z.Kanokov  
docent A.Karaxodjaev  
docent A.Inoyatov

*Taqrizchi*

*Ma’sul muharrir*

docent A.S. Rakhmatov

## KIRISH

Atom yadrosi fizikasi, yadroni ichki tuzilishini uni tashkil etuvchi zarralarning o'zaro ta'sirlashuvini, zarralarni bir – biriga aylanishini, turg'un va radioaktiv yadrolarni  $10^{-12} - 10^{-13}$  sm masofada bo'ladigan juda ko'p boshqa fizik xossalarni o'rganuvchi murakkab ko'p tarmoqli fandır. Fizika fanining boshqa sohalariga qaraganda yosh va eng jadal sur'atda rivojlangan yadro fizikasi fani insoniyat hayotida, fan va texnikaning rivojlanishida juda muhim ahamiyatga ega bo'lib kelmoqda.

Hozirgi kunda yadro fizikasining har bir tarmog'i o'z navbatida tarmoqlarga ega bo'lgan mustaqil fan sifatida o'rganilib, rivojlantirilib kelmoqda. Bularga yadro modellari, yadro reaksiyalari, radioaktivlik va yadro nurlanishlarini moddalar bilan ta'sirlashuvi, yadro elektronikasi, yadro energetikasi, og'ir ionlar fizikasi va o'ta og'ir elementlarni sintez qilish, kosmik nurlar fizikasi, elementar zarralar va ularning strukturasi kabi o'nlab sohalarni kiritish mumkin.

Ushbu ma'ruza matni yadro fizikasi fanini o'rganishda qo'llanma bo'lib emas, balki yo'l ko'rsatuvchi qisqacha dastur bo'lib xizmat qilishi mumkin.

Matnda keltirilgan adabiyotlardan samarali foydalanish, o'z ustida ko'proq ishlash va boshqa qo'shimcha adabiyotlardan foydalanish natijasidagina talaba yadro fizikasi fani bo'yicha yetarlicha tushuncha va bilimga ega bo'la oladi.

O'zaro kuchli ta'sirlashuvchi neytronlar va protonlardan iborat sferik yoki deformatsiyalangan yadrolarni xususiyatlarini o'rganishda turli yadro modellaridan foydalaniladi.

Og'ir ionlarni tezlatuvchi tezlatgichlarning barpo qilinishi yadro reaksiyalari sohasida yangi davrni ochib berdi. Hozirgi kunda og'ir ionlar fizikasi, og'ir ionlar bilan bo'ladigan yadro reaksiyalari va tabiatda mavjud bo'lmagan o'ta og'ir elementlarni sun'iy sitez qilish jadal sur'atda rivojlanmoqda.

Yerdagi asosiy energiya manbai bo'lgan quyosh energiyasi quyoshda kechadigan termoyadro reaksiyalari natijasida hosil bo'ladi.

Yadro tuzulishi qonuniyatlarini va yadro kuchlarini o'rganish astrofizika fanida ham muhim ahamiyatga egadir.

Hozirgi zamon nazariy yadro fizikasi oldidagi eng asosiy vazifa yadro kuchlarini tugallangan nazariyasini yaratishdir. Bu masalani hal qilinishi elementar zarralar fizikasi uchun dolzarb muammo hisoblanadi.

## ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI

1. *Atom yadrosi haqidagi dastlabki ma'lumotlar.*
2. *Yadroning tarkibi. Elektr va barion zaryadi.*
3. *Izotop, izobar, izoton, izomer va "ko'zgu" yadrolar.*
4. *Yadrolarning o'lchami va zichligi.*
5. *Yadrolarning bog'lanish energiyasi.*
6. *Yadrolarning barqarorligi.*
7. *Yadrolarning energiya sathlari.*
8. *Yadroning spini, magnit momenti.*
9. *Yadroning shakli.*
10. *Statistika va juftlik.*

Atom markazida og'ir musbat zaryadli yadroning mavjudligini 1906 – 1912 yillarda Rezerford va uning xodimlari  $\alpha$  – zarraning yupqa oltin va boshqa metallar qatlamidan o'tishini o'rganish jarayonida kashf qiladilar. Rezerford tajribasiga ko'ra bir necha MeV energiyali  $\alpha$  – zarralar yupqa metal qatlamidan o'tayotganida ba'zi birlari katta burchak ostida orqaga sochiladi, ko'p qismi esa ta'sirlashmay o'tib ketadi. Masalan,  $1,8 \cdot 10^9 \text{ sm/s}$  tezlikka ega bo'lgan  $\alpha$  – zarralar  $6 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$  qalinlikdagi oltin qatlamidan o'tganda o'rtacha har 20 000 tadan bittasigina o'z yo'nalishini o'zgartirib  $90^\circ$  burchakka sochilgan. Bu natijadan Rezerford, atomning massasi tekis taqsimlanmagan bo'lib, balki uning asosiy qismi atom markazida joylashgan og'ir yadroga degan fikrga keladi.

Agar biz  $\alpha$  – zarra bilan yadro o'rtasidagi elektrostatik ta'sirni hisobga olsak  $E = 5 \text{ MeV}$  energiyali  $\alpha$  – zarra yadroga  $R = \frac{2e^2 Z}{E} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ sm}$  masofagagina yaqinlashadi ya'ni shu energiyali  $\alpha$  – zarralar uchun elektrostatik ta'sir o'rinli bo'lib, bundan quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin

- a) Yadroning o'lchamlari atom o'lchamlaridan qariyb  $10^4$  marta kichik;
- b) Yadroni o'ta jipsligini ta'minlovchi yadro kuchlarining ta'sir radiusi juda kichkina bo'lib ular  $2 \cdot 10^{-12} \text{ sm}$  dan ham kichikdir;
- c) Yadro ham atom kabi kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysinadi va diskret spektrlarga ega;

Atom yadrosi hossalarini tarfsiflovchi fizik kattaliklarni odatda yadrolar uchun ta'luqli bo'lgan statik va qo'zg'algan yadrolarda hamda yemirilish va reaksiya jarayonlarida namoyon bo'luvchi dinamik kattaliklarga ajratish mumkin.

### ***Yadroning asosiy statik kattaliklari quyidagilar:***

- a) Yadro tarkibini tafsiflovchi kattalik; atom soni A;

b) Mexanik kattaliklar; bog'lanish energiyasi  $E_{bog'}$ , spini va haqiqiy kvant mexanik kattalik bo'lgan juftlik.

c) Yadro shakli va o'lchamini tafsiflovchi kattaliklar; nosferiklik  $\delta R/R$  va yadro radiusi  $R$ .

d) Yadroning elektromagnit xossalari tafsiflovchi kattaliklar; elektr zaryadining taqsimlanishi, o'rtacha radiusi  $R_e$ , dipol magniti momenti  $\mu$ , elektr kvadrupol momenti  $Q$ .

e) Yadrolar bo'ysinadigan statistika.

Atom yadrosi proton ( $p$ ) va neytron ( $N$ ) lardan iborat elementar zarralardan tashkil topgan. Protonning massasi  $M_p = 1,67239 \cdot 10^{-24}$  g ga, neytronning massasi esa  $M_n = 1,67470 \cdot 10^{-24}$  g ga teng. Protonning zaryadi musbat bo'lib, bitta elektronning zaryadiga qiymat jihatidan teng va ishorasi qarama – qarshidir. Neytron esa zaryadsiz zarrachadir. Proton va neytron o'zaro kuchli yadro kuchlari orqali ta'sirlashadi va shu ta'sirlashuv natijasida har – xil yadrolarni tashkil qiladi.

Proton va neytronlarning kuchli ta'sirga nisbatan xususiyatlari aynan bir xil, faqat ular bir – biridan juda oz miqdorda massasi bilangina farq qiladi. Shuning uchun yadro fizikasida bu ikki zarrani bir zarra, ya'ni nuklonning ikki holati deb qaraladi. Nuklon deganda biz proton va neytronni tushunamiz.

Atom elektr zaryadi nol bo'lgan neytral zarra, shuning uchun yadrodagi musbat zaryadlar soni ya'ni protonlar soni atomdagi elektronlar soniga teng bo'ladi. Yadrodagi nuklonlarning umumiy soni  $A$  bilan belgilanadi.

$$A = Z + N \quad (1)$$

Yadroni belgilashda  ${}_Z X^A$  ko'rinishidagi yozuvdan foydalaniladi, bunda  $X$  – kimyoviy elementning belgisi. Masalan,  ${}_4 Be^9$  deganda  $Z=4$ ,  $A=9$  bo'lgan Bereliy yadrosi tushuniladi.

Neytron va proton elektr zaryadidan boshqa yana barion zaryadiga ham ega bo'lib, u proton uchun ham neytron uchun ham birga teng, ya'ni  $B_p = B_n = 1$ . Yadroning barion zaryadi odatda ularning tarkibidagi nuklonlarning to'la soniga teng bo'ladi.

Tarkibidagi proton va neytronlarning soniga qarab yadrolar izotop, izobar, izoton, va "ko'zgu" yadrolar deb ataluvchi sinflarga ajratiladi.

Protonlari soni bir xil ammo har xil massa soniga ega bo'lgan atom yadrolari izotoplar deb ataladi. Masalan, tabiatda kislorodning uchta  ${}_8 O^{16}$ ,  ${}_8 O^{17}$ ,  ${}_8 O^{18}$  turg'un izotoplari, kremniyning ham uchta  ${}_{14} Si^{28}$ ,  ${}_{14} Si^{29}$ ,  ${}_{14} Si^{30}$  turg'un izotoplari uchraydi va hakazo.

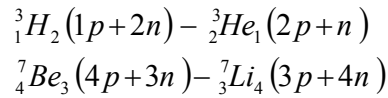
Massa soni bir xil bo'lgan ammo protonlar soni har xil bo'lgan atom yadrolari izobar yadrolar deyiladi. Masalan,  ${}_1 H^3$ ,  ${}_2 H^3$ ,  ${}_3 Li^7$ ,  ${}_4 Be^7$  va hakazo.

Bir xil neytronlar soniga ega bo'lgan har xil  $Z$  li yadrolar izotonlar deyiladi. Masalan  ${}_1 H^2$ ,  ${}_2 H^3$ ,  ${}_2 He^4$ ,  ${}_3 Li^5$ , va hakazo.

Bir xil massa sonlariga va bir xil  $Z$  ga ega bo'lishlariga qaramay radioaktiv xususiyatlari bilan bir – biridan farq qiluvchi yadrolar izomer yadrolarga misol bo'ladi. Izomerlar – bu aynan bir turdagi, lekin turli energetik holatlarda bo'lgan yadrolardir.

Bitta protoni neytron bilan almashgan yoki aksincha bitta neytroni proton bilan

almashtirilgan yadrolar “ko’zgu” yadrolar deb ataladi. Masalan



“Ko’zgu” yadrolarning xususiyatlari bir – biriga ancha yaqin lekin ulardan biri ko’pincha radioaktiv bo’ladi.

Yadroni o’lchami deganda biz uni qandaydir R radiusli sfera sifatida tasavvur qilishimiz kerak. Lekin yadro murakkab kvantomexanik sistema bo’lganligi uchun u aniq biror chegaraga ega emas. Shuning uchun yadroning radiusini aniqlash bo’yicha qilingan tajribalarda yadroda sochilayotgan zarraning turiga qarab yadro radiusi uchun olingan natija ham har xil kattalikka ega bo’ladi.

Yadro musbat zaryadlangan sfera deb tasavvur qilinganligi sababli uni elektr zaryadi taqsimoti radiusini o’rtacha kvadrati  $R_{el}$  ni o’lchash ko’proq ma’noga egadir. Chunki elektr zaryadiga ega zarra yadro bilan elektromagnit ta’sir orqali ta’sirlashadi va bu nazariy hisoblash uchun har tomonlama qulaydir.  $R_{el}$  - ni o’lchashning eng qulay usullaridan biri bu yuqori energiyali elektronlarning yadroda sochilish jarayonini o’rganadi. Bu elementlarning energiyasi 100 MeV dan katta bo’lgandagina ular yadroning ichidagi elektr va magnit maydoning taqsimotini ya’ni form – faktorini o’lchashga imkon beradi.

$R_{el}$  ni o’lchashni yana bir yo’li mezoatomlarning spektrlarini o’lchash usulidir. Manfiy zaryadli  $\mu$  – mezon elektrondan 207 marta og’ir bo’lganligi sababli va u yadro kuchlari ta’sirida ishtirok atmasligi sababli yadro tomonidan qamrab olinib mezoatomini hosil qiladi. Elektroniga nisbatan 207 marta og’ir bo’lganligi sababli uchun  $\mu$  – mezonning aylanish orbitasi 207 marta yadroga yaqin bo’ladi va ko’p xollarda yadro ichidan o’tadi. Shu sababli bunday atomlarning spektrini o’rganish yadro haqida ko’proq ma’lumot olishga imkon beradi.

Zaryadlangan zarralarning yadroda sochilishi ko’proq yadrodagi protonlarning taqsimoti haqida ma’lumot bersa, yadro kuchlari ta’sirida ishtirok etuvchi zarralar  $\pi$  – mezonlarning sochilishi yadro kuchlarining ta’sir radiusini aniqlashga imkon beradi. O’lchangan natijalarga ko’ra yadroning radiusini quyidagi ifoda yordamida aniqlash mumkin

$$R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

bu yerda  $r_0 = (1.2-1.6)10^{-13} \text{ cm}$

Yuqori energiyali elektronlarning proton va neytronlarda sochilishi, ulardagi elektromagnit zaryadlarning taqsimlanish radiusi  $0,8 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$  ekanligini ko’rsatadi.

Agarda yadroni sferik shakilda deb olsak uning hajmini quyidagi ifoda yordamida topamiz

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \text{ sm}^3 \quad (3)$$

Yadrodagi hajm birligidagi nuklonlar soni bir xil desak u holda nuklonlar konsentratsiyasi quyidagicha bo’ladi

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \approx 10^{38} \text{ nuklon/sm}^3$$

Bundan foydalanib yadroning o'rtacha zichligini aniqlashimiz mumkin

$$\rho = n \cdot m.a.b. = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{sm}^3} \quad (4)$$

Yadro kvant mexanik sistema bo'lganligidan yadroning shakli degan atama ma'noga ega emas. Yadroning nazariy hisoblariga tog'ri keladigan va tajribalarda tasdiqlanadigan eng oddiy shakli aylanma ellipsoid shakliga o'xshaydi. Yadro shaklining deformatsiya parametri  $\beta$  – bilan tavsiflanadi

$$\beta = \frac{\Delta R}{R}$$

bunda  $2R$  – simmetriya o'qining uzunligi,  $R(R - \Delta R)$  – unga tik o'qning uzunligi yoki  $\Delta R$  – ellipsoidning katta  $a$  va kichik  $b$  o'qlarining  $(a - b)$  farqi.

Yadroni proton va neytronlarga batamom parchalash uchun zarur bo'lgan energiyaga bog'lanish energiyasi  $E_{bog'}$ , deyiladi. Yadro mustahkamligini ta'minlovchi bu asosiy kattalikni bilgan holda biz istalgan parchalanish uchun zarur energiyani hisoblab topishimiz mumkin. Masalan,  ${}_Z X^A$  yadrodan protonni ajratib olish uchun zarur energiya bu,  ${}_Z X^A$  va  ${}_{Z-1} X^{A-1}$  yadrolarning bog'lanish energiyalari ayirmalariga teng, ya'ni

$$E_p = E_{bog'}(Z, A) - E_{bog'}(Z-1, A-1) \quad (5)$$

Shu yadrodan  $\alpha$  – zarrachani ajratish uchun esa

$$E_{bog'} = E_{bog'}(Z, A) - E_{bog'}(Z-2, A-4) - E_{bog'}(\alpha) \quad (6)$$

bu yerda  $E_{bog'}(\alpha)$  –  $\alpha$  zarraning bog'lanish energiyasi bo'lib, uning o'rniga ko'p hollarda solishtirma bog'lanish energiyasi  $E_{bog'}/A$  dan ham foydalaniladi.

Massa bilan to'la relyativistik energiya orasidagi  $E = mc^2$  ifodadan foydalanib, bog'lanish energiyasini quyidagicha yozish mumkin

$$E_{bog'}(Z, A) = (Z M_p + N M_n - M_{Z,A})c^2 \quad (7)$$

Bog'lanish energiyasi ko'p hollarda massaning atom birligi (m.a.b) bilan o'lchanadi. Massaning atom birligi uglerod atomi massasining 1/12 qismiga tengdir, ya'ni 931,44 MeV yoki  $1,6582 \cdot 10^{-24}$ . Ko'p adabiyotlarda massa deffektining jadvali keltiriladi. Shuning uchun amaliy hisoblashlarda ushbu ifodadan foydalanish qulaydir

$$E_{bog'} = Z \Delta_p + (A - Z) \Delta_n - \Delta \quad (8)$$

bu yerda  $\Delta_p$ ,  $\Delta_n$  va  $\Delta$  vodorod atomi, neytron va ko'rilayotgan atom uchun  $(M - A)$  massa deffektlari. Masalan,  $\alpha$  – zarra uchun  $E_{bog'}$  ni hisoblaylik

$$E_{bog'}(\alpha) = 2 M_p c^2 + 2 M_n c^2 - M c^2 = (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) m.a.b. \approx 28,3 \text{ MeV}$$

Yadroning massa deffekti

$$\Delta = \frac{M(Z, A)}{\frac{1}{12} M(c^{12})} - A \quad (9)$$

Yadroning bog'lanish energiyasini hisoblashda yana quyidagi yarim emperik ifodadan ham foydalaniladi

$$E_{bog'} = 15,75A - 17,8A^{\frac{2}{3}} - 0,71Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - 23,7 \frac{(A-27)^2}{A} - 34 \frac{8}{A^{\frac{3}{4}}} \quad (10)$$

Bu ifodani Vaytszeker formulasi deyiladi. Biz bunga yadroning tomchi modeli mavzusida batafsilroq to'xtalamiz.

Yadrolarning barqarorligi  $Z$  va  $N$  ning juftligiga, shuningdek  $A$  ning juftligiga bog'liq bo'ladi. Juft  $Z$  ga ega bo'lgan barqaror protonlarning soni 211 ta, toq  $Z$  ga ega bo'lganlarining soni esa 55 ta. Toq  $Z$  li elementlar barqaror izotoplarining soni ikkitadan oshmaydi. Juft  $Z$  va juft  $N$  ga ega bo'lgan yadrolar barqaror yadrolardir.

Protonlar soni (yoki neytronlar soni) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 ga teng yadrolar o'ta barqaror bo'lib tabiatda ko'p uchraydi. Bu yadrolar "sehrli" yadrolar deyiladi.

Yadroning asosiy holatiga mumkin bo'lgan energiyalarning eng kichigi to'g'ri keladi. Tashqi ta'sir natijasida yadro asosiy holatidan energiyasi kattaroq bo'lgan qo'zg'olgan holatlarga (sathlarga) o'tishi mumkin. Qo'zg'alish energiyasi yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasidan katta bo'lgan holda esa yadro alohida nuklonlarga parchalanadi. Qo'zg'lish energiyasi kichikroq bo'lganda esa yadrolarning ko'pchilligi  $\alpha$ - kvantlar chiqarib, ma'lum diskret qiymatli energiyalarga ega bo'lgan quyi holatlarga o'tadi. Har bir qo'zg'algan holat ma'lum bir yashash davriga ega.

Ma'lumki mikrozaralar o'zlarining ichki harakat miqdori momentlariga ega. Bu ichki moment mikrozaraning spini deyiladi. Spinning asosiy xususiyatlaridan biri uning diskret qiymatlarni qabul qilishidir.

$$J^2 = \hbar^2 j(j+1) \quad (11)$$

bu yerda  $j = 0; \frac{1}{2}; 1; \frac{3}{2}; \dots$  butun yoki yarim butun son. To'la moment  $J$  ning biror o'qdagi proeksiyasi, masalan  $J_z$ , berilgan  $J$  ning  $2J+1$  qiymatini qabul qiladi, ya'ni

$$J_z = \hbar j, \hbar(j-1), \dots$$

Bunday moment birligi sifatida  $\hbar$  ni qabul qilish yadro fizikasida qulaylik tug'diradi.

Yadroni tashkil qiluvchi proton va neytronlarning spinlari  $\frac{1}{2}\hbar$  ga teng. Ular yadroda harakat qilganliklari tufayli  $l$  orbital momentga ham ega bo'ladi. Shuning uchun nuklonlarning to'la harakat miqdori momenti,  $j$  spini va orbital momentlarining parallel yoki antiparallel bo'lishiga qarab  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  yoki  $\vec{j} = \vec{l} - \vec{s}$  bo'lishi mumkin. Demak, yadroning to'la momenti alohida nuklonlar harakat miqdori momentlarining yigindisiga teng bo'lishi kerak.

$$\vec{I} = \sum_A \vec{I}_A \quad (12)$$

Mavjud yadrolarning spinlari uchun quyidagi qonuniyatlar kuzatilgan;



a) A – juft bo'lganda spin har doim butun, A – toq bo'lganda esa yarim butun son bo'ladi.

b) Hamma juft yadrolarning asosiy holatidagi spini nolga teng.

Har bir noldan farqli spinga ega bo'lgan yadrolar magnit dipol momenti  $\vec{\mu}$  – ga ega bo'ladi. Bu magnit momentining yo'nalishi spini yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi ya'ni  $\vec{\mu} = g\vec{s}$ . Nuklonning magnit momenti uni xususiy va orbital magnit momentlaridan iborat bo'ladi

$$\vec{\mu} = g_e \vec{l} + g_s \vec{s} = \vec{\mu}_e + \vec{\mu}_s \quad (13)$$

bu yerda  $g_e$  va  $g_s$  - nuklonlar orbital va spin giromagnit ko'paytma.

Proton uchun  $g_e^p = 1$ , neytron uchun  $g_e^n = 0$ ; proton uchun  $\mu_s^p = 2,79276 Mv$ , neytron uchun  $\mu_s^n = -1,91314 Mv$ ,  $g_s^n = 3,8263$

Yadroning magnit momentini (13) kabi

$$\vec{\mu} = g_l \vec{l} \quad (14)$$

deb yozish mumkin. Bu yerda  $g_l$  - yadro uchun gidromagnit ko'paytma. Shunday qilib yadroni magnit momentini topish uchun  $g_l$  ni bilish kerak. Qobiq modeliga asoslangan holda  $g_l$  ni  $g_l$  va  $g_s$  orqali ifodalash mumkin. U holda

$$\mu_{ya} = \left( g_e \pm \frac{g_s - g_e}{2I - 1} \right) I \quad (15)$$

Bu ifodadagi minus ishora  $I = l - \frac{1}{2}$  hol uchun, plyus ishora esa  $I = l + \frac{1}{2}$  uchun tegishlidir.

Masalan toq protonli yadrolar uchun

$$\begin{aligned} \mu_{ya} &= \left( 1 - \frac{2,92}{I+1} \right), & I = l - \frac{1}{2} & \text{ uchun} \\ \mu_{ya} &= \left( 1 + \frac{2,92}{I} \right), & I = l + \frac{1}{2} & \text{ uchun} \end{aligned} \quad (16)$$

Toq neytronli yadrolar uchun esa

$$\begin{aligned} \mu_{ya} &= \frac{1,91}{I+1} I, & I = l - \frac{1}{2} & \text{ uchun} \\ \mu_{ya} &= \frac{1,91}{I} I, & I = l + \frac{1}{2} & \text{ uchun} \end{aligned} \quad (17)$$

Bu formulalardan ko'rinib turibdiki, toq protonli va toq neytronli yadrolarning magnit momentlari  $l$  bilan  $s$  ning o'zaro yo'nalishlariga qarab ikki xil qiymatga ega bo'lishi mumkin. Haqiqatdan tajribada toq  $A$  li yadrolarning magnit momentlari (16) va (17) ifodalar bilan aniqlanuvchi egri chiziqlar orasida yotishini Shmidt ko'rsatib berdi.

Yarim butun spinga ega bo'lgan barcha zarralar Fermi – Dirak statistikasiga bo'ysinadi va ular uchun Pauli prinsipi o'rinalidir. Bunday zarralar qisqa qilib fermionlar deb ataladi.

Butun spinli barcha zarralar uchun Boze – Eynshteyn statistikasi o'rinli bo'ladi va bunday zarralarni qisqacha bozonlar deb ataladi.

Kvant mexanikasida mikrozaralarning holati, holat funksiyasi  $\Psi(\vec{r}, t)$  bilan beriladi. Bu funksiyaning kvadrati fazoning  $\vec{r}$  nuqtasida  $t$ - vaqtda zarraning bo'lish ehtimolligini bildiradi

$$W(\vec{r}, t) = \int I \Psi(\vec{r}, t) I^2 dV$$

Bu ehtimollik zarra koordinatalarining o'ng yoki chap koordinatalar sistemasida o'lachga bog'liq emas. O'ng koordinatalar sistemasidan chap koordinatalar sistemasiga o'tganda  $\vec{r}$  vektorning ishorasi teskariga o'zgaradi, ya'ni  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ . Shunday qilib

$$I \Psi(\vec{r}, t) I = I \Psi(-\vec{r}, t) I$$

Bu ikki kompleks funksiya bir – biridan  $e$  ko'paytma bilangina farqlanadi

$$\Psi(-\vec{r}, t) = e \Psi(\vec{r}, t)$$

yoki

$$\Psi(-\vec{r}, t) = \pm \Psi(\vec{r}, t)$$

chunki  $e^{i\alpha} = \pm 1$ .

Demak koordinatalarning ishorasini o'zgartirganda funksiyaning ishorasi o'zgarsa toq funksiya, o'zgarmasa juft funksiya deyiladi. Juftlik  $P$  bilan belgilanadi va juft sistema uchun  $P=1$ , toq sistema uchun  $P=-1$  bo'ladi. Mikrozaralar uchun bu kvant soni katta ahamiyatga egadir.

Har bir zarra ikki juftlikka ham ega bo'ladi. Masalan proton uchun  $P=1$  ga  $\pi$ - mezon uchun esa  $P=-1$  ga teng.

Orbital momentga ega zarra uchun to'la juftlik

$$P = P_{o_z} (-1)^e$$

bu yerda  $P_{o_z}$  – zarraning ichki jufti.

### **Savollar:**

1. Rezerford tajribasini tushuntirib bering.
2. Yadroning tarkibini tashkil qiluvchi zarralar va ularning o'zaro ta'sirlashuvi.
3. Yadroning bog'lanish energiyasi, stabil va radioaktiv yadrolar. Yadroning asosiy va uyg'ongan holatlari.
4. Yadroning spini, magnit momenti, elektr kvadrupol momenti nima?
5. Kvant statistikasi, bozonlar va fermionlar.
6. Juftlik va uning saqlanish qonunlari.

### **YADRO KUCHLARI**

1. Nuklonlar o'rtasidagi o'zaro yadroviy ta'sirlashuv.
2. Deytronning asosiy holati.
3. Sekin neytronlarning protonda sochilishi.
4. Yadro kuchlarining spinga bog'liqligi.
5. Protonlarning protonda sochilishi.
6. Izotop spini. Izotop invariantlik.

Yadroni tashkil etuvchi zarralar neytronlar va protonlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir yadroviy kuchlar deb ataluvchi kuchlar orqali sodir bo'ladi. Bu kuchlar zarralarning elektr zaryadiga bog'liq bo'lmaydi. Yadro kuchlari haqida aniqroq ma'lumotni ikki nuklondan iborat sistemani o'rganish ya'ni nuklonni nulonda sochilishi va neytron va protondan iborat eng sodda sistema deytronni xossalari o'rganish yo'li bilan olish mumkin.

Neytron – protonning bog'langan holati deytronning mavjudligini, yadroviy kuchlarining o'zaro tortishishi harakteriga ega ekanligini ko'rsatadi. Deytronning bog'lanish energiyasining kichikligi (2,23 MeV) va yadrosining bog'lanish energiyasini kattaligi (28 MeV) shuni ko'rsatadiki yadroviy kuchlarning ta'sir doirasining radiusi  $2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$  ekan.

Agarda yadro potensialini kengligi  $2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$  bo'lgan bo'lsa u holda deytron uchun potensial o'raning effektiv chuqurligi 30 MeV bo'ladi. Solishtirish uchun ikkita proton o'rtasidagi kulon ta'sir potentsiali  $2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$  masofada 0,7 MeV ekanligini keltirish yetarlidir.

Norelyativistik holda yadroviy kuchlar ta'sirlashoyotgan zarralarning tezligiga bog'lik bo'lmagan potentsiallar orqali ifodalanishi mumkin. Bu potensial faqat zarralar orasidagi masofagagina bog'liq bo'lmay, balki ularning spinlarining yo'nalishiga ham bog'liq bo'ladi.

Deytronlarning elektr kvadrupol momentining mavjudligi yadroviy kuchlarning markaziy emasligini ko'rsatadi. Yana zarralarning o'zaro sochilishi jarayonidagi qutblanishi ular orasidagi ta'sirda spin – orbital ta'sirini yetarlicha rol o'ynashini ko'rsatadi.

Turg'un yadrolarning mavjudligini yadroviy kuchlarni tortishuvchi ekanligini ko'rsatsa, katta energiyali nuklonlarning bir – birida sochilishi kichik masofa ya'ni  $0,4 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$  da ular o'rtasida itaruvchi kuchlarning paydo bo'lishini ko'rsatadi.

Ko'zgu yadrolarining xossalariidan ikkita protonning o'zaro ta'sirlashuvi ikkita neytronning o'zaro ta'sirlashuvi bilan bir xil ekanligi kelib chiqadi. Yadroviy kuchlarning bu xossasi yadro kuchlarining zaryadiga bog'liq emaslik xassasi yadro kuchlarining izotop invariantligi ham deyiladi. Izotop invariantlik deganda ikki juft nuklonlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir har doim bir xil bo'ladi.

1935 – yilda Yapon olimi Yukava yadro kuchlarining muayyan nazariyasini taklif qilgan va nuklonlar o'rtasida yadro kuchlarini tashuvchi oraliq zarralar ya'ni mavjud ekanligini oldindan aytib bergan. Keyinchalik bu zarralar tajribada kashf etildi va ular mezonlar deb ataladi.

Proton va neytrondan iborat eng sodda yadro bu deytronidir. Bu yadroning bog'lanish energiyasi

$$E_{bog'} = 2,226 \pm 0,003 \text{ MeV} \quad (1)$$

Deytronni keyingi tavsiflovchi kattaliklari: spini, magnit momenti, elektr kvadrupol momenti.

Molekulyar deyteriyi spektrini intensivligini o'rganish orqali topilgan spinning qiymati 1 ga teng. Deytronning magnit momenti esa, proton va neytronlarning magnit momentlari yig'indisiga yaqin songa teng

$$\mu_d = 0,8574 \quad (2)$$

Deytronning elektr kvadrupol momenti  $Q = 2,82 \cdot 10^{-27} \text{ sm}^2$  ga teng.

Deytronning magnit momenti aktivligi ya'ni uni deyarli proton va neytron magnit

momentlari yig'ndisiga tengligi elektr kvadrupol momentining kichikligi uni asosiy holatini sferik simmetriligidan dalolat beradi. Bundan esa proton va neytron o'rtasidagi yadroviy kuchlarning ham kariyib sferik simmetriligidan kelib chiqadi.

Deytronni qo'zg'algan holati mavjud emas. Chunki agarda orbital momenti noldan farqli bo'lgan ( $l \neq 0$ ) qo'zg'algan holati mavjud bo'lganda edi, u holda  $l=1$ , ya'ni  $p$  holatda yotgan bo'lar edi. Bu degan so'z deytron bog'langan holda mavjud emas degan ma'noni bildiradi.

Sekin neytronlarni molekulyar vodorodda sochilishini quyidagi potensial yordamida o'rganish mumkin

$$V(\vec{r}) = \left( \frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \right) a \delta(\vec{r}), \quad \vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p \quad (3)$$

bu yerda  $\mu$  – proton va neytronning keltirilgan massasi,  $\vec{r}_n, \vec{r}_p$  – neytron va protonning radius vektori,  $a$  – sochilishning uzunligi. Bu kattalik oldindan sochiluvchi zarralarning spinlariga bog'liq deb olinadi.

Neytron va protonlarni spinlarini ifodalash uchun Pauli matritsalarini  $\vec{\sigma}_n$  va  $\vec{\sigma}_p$  larni kiritamiz. Neytron va protonlarning spinlarining yig'ndisi

$$\vec{S} = \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_n + \vec{\sigma}_p) \quad (4)$$

Bundan  $\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p$  operatorining xususiy qiymatlari triplet va singlet holatlar uchun mos ravishda 1 va 3 ga teng. Shuning uchun

$$P_l = \frac{1}{4}(3 + \vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p), \quad P_s = \frac{1}{4}(1 - \vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p) \quad (5)$$

operatorlarini triplet va singlet holatlarini ajratuvchi proeksion operatorlar deb qarash mumkin. Haqiqatda bu operatorlarning xususiy qiymatlari quyidagicha;

$$P_l = 1, \text{ agarda } S = 1 \text{ bo'lsa, } P_l = 0, \text{ agarda } S = 0 \text{ bo'lsa}$$

$$P_s = 0, \text{ agarda } S = 0 \text{ bo'lsa, } P_s = 0, \text{ agarda } S = 0 \text{ bo'lsa}$$

Yadro kuchlarining spiniga bog'liqligini hisobga oluvchi sochilishning uzunliklari  $P_l$  va  $P_s$  operatorlar orqali ifodalash mumkin

$$a = a_l P_l + a_s P_s = \frac{1}{4}(3a_l + a_s) + \frac{1}{4}(a_l - a_s) \vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p \quad (6)$$

Vodorod molekulasidagi protonlarning spini  $\vec{\sigma}_1$  va  $\vec{\sigma}_2$  larni yo'nalishiga qarab molekulaning holati  $s = \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) = 0$  bo'lsa paravodorod,  $s = 1$  bo'lsa ortovodorod holatlar deyiladi.

Sekin neytronlarni para va ortovodorodda elastik sochilishining kesimi quyidagicha bo'ladi

$$\begin{cases} \sigma_{para} = \frac{16}{9} \pi (3a_l + a_s)^2 \\ \sigma_{orto} = \frac{16}{9} \pi [(3a_l + a_s)^2 + 2(a_l - a_s)^2] \end{cases} \quad (7)$$

Vodorod molekulasining asosiy holati bu paravodorod holatidir. Shuning uchun tajribada sekin neytronni paravodorodda sochilishidan (7) ga ko'ra  $|3a_l + a_s|$  ni aniqlab olish mumkin. Protonlarni – protonlarda sochilishini o'rganishda biz ularni elektr zaryadiga ega ekanligini bundan esa ularni bir – birida sochilishi jarayonida yadroviy kuchlardan tashqari yana kulon kuchlarini ham hisobga olishimiz kerakligi kelib chiqadi. Bu hol uchun yozilgan Shredinger tenglamasida  $\xi = \frac{e^2}{\hbar g}$  kulon parametri deb ataluchi had hisobga olinadi. Bu yerda  $g$  – protonning nisbiy harakat tezligi.

Yadro kuchlarini hisobga olinmagan holda proton – proton sochilishi kesimi quyidagicha bo'ladi

$$\sigma_k(g) = \left(\frac{e^2}{\mu g^2}\right)^2 \left[ \frac{1}{\sin^4\left(\frac{g}{2}\right)} + \frac{1}{\cos^4\left(\frac{g}{2}\right)} - \frac{\cos \xi \ln \operatorname{tg}^2\left(\frac{g}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{g}{2}\right) \cos^2\left(\frac{g}{2}\right)} \right] \quad (8)$$

Yadroviy kuchlarni hisobga olgan holda esa

$$\sigma(g) = \sigma_k(g) - \left[ \frac{2}{\xi} \sin \delta \left[ \frac{\cos\left(\delta + \xi \ln \sin^2\left(\frac{g}{2}\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{g}{2}\right)} + \frac{\cos\left(\delta + \xi \ln \sin^2\left(\frac{g}{2}\right)\right)}{\cos^2\left(\frac{g}{2}\right)} \right] + \frac{4}{\xi^2} \sin^2 \delta \left( \frac{e^2}{\mu g^2} \right)^2 \right] \quad (9)$$

bu yerda  $\delta$  – sochilish fazasi deyiladi.

Protonlarni protonlarda sochilishini differensial kesimi  $90^\circ$  burchakka nisbatan inersiya markazida simmetrikdir. Yadroviy va kulon kuchlari o'rtasidagi interferensiya manfiy xarakterga ega. Chunki kulon kuchlari itaruvchi, yadro kuchlari esa tortuvchi. Shuning uchun katta burchaklarda yadroviy kuchlarning hissasi katta bo'ladi.

Neytron va proton bir – biridan faqat zaryadi bilan farq qilib qolgan xossalari bo'yicha bir – biriga o'xshash zarradir. Masalan, ularning ikkalasi ham  $\frac{1}{2}$  spinga ega, massalari qariyb bir xil. Yadro tarkibida virtual  $\pi$  mezonlarni chiqarib bir – biriga aylanib turadi.  $\beta$  yemirilish natijasida bir – biriga aylanadi. Eng asosiysi yadroviy o'zaro ta'sirlashuvi ikkala zarra uchun ham bir xildir, ya'ni yadroviy ta'sir elektr zaryadiga bog'liq emas. Bu xossaga yadro kuchlarining izotopik invariantligi deyiladi.

Proton va neytronni umumlashtirib nuklon deb ataladi. Nuklon spini, fazoviy koordinatalaridan tashqari zaryad fazosida ham koordanatasiga ega desak, u holda proton va neytron o'sha koordinatani ikkita qiymatiga to'g'ri keladigan holat bo'ladi. Buni tushunish uchun zaryad fazosida  $\vec{r}$  vektorini kiritamiz. U oddiy fazodagi spin vektori kabi  $\frac{1}{2}$  qiymatni qabul qiladi desak, uni proeksiyalari  $+\frac{1}{2}$  va  $-\frac{1}{2}$  bo'ladi. Bu vektorini izotopik spin vektori deb ataymiz

$$\vec{i} = \frac{1}{2} \vec{\tau} \quad (10)$$

Izotop spin vektorining  $Z$  o'qidagi proeksiyasi  $\pm \frac{1}{2}$  ga teng,  $+\frac{1}{2}$  protonga,  $-\frac{1}{2}$  neytronga to'g'ri keladi.

Nuklonlar sistemasi uchun izotop spin o'sha sistemadagi zarralarning izotop spinlari yig'indisidan iborat bo'ladi

$$\vec{T} = \sum_i \vec{i}_i \quad (11)$$

bu yerda  $\vec{i}_i$  – alohida nuklonning izotop spini. (11) dagi izotop spinining xususiy qiymati  $T(T+1)$  ga teng. Bunda  $T$  – sistemaning to'la izotop spini. Agarda  $A$  – juft bo'lsa,  $T$  0 dan  $\frac{A}{2}$  gacha bo'gan qiymatlarni qabul qiladi. Har bir  $T$  uchun  $T_z$  ni  $2T+1$  ta qiymati mavjud bo'ladi.

Izotop yadroni fazoviy kuchlarga nisbatan izotoplagidan yadro kuchlarini izotop spini  $T$  ni yo'nalishiga bog'liq emasligi kelib chiqadi. Bu yadro kuchlarini izotop invariantligi deyiladi.

### **Savollar:**

1. Yadroviy kuchlarning tasnifi.
2. Deytron va uning xususiyatlari.
3. Yuqori va quyi energiyali nuklonlarning o'zaro sochilishi.
4. Izoton spin va izotop invariantlik.

## **RADIOAKTIVLIK**

1. Radioaktivlik hodisasining umumiy tasnifi.
2. Radioaktiv parchalanishning asosiy qonunlari.
3. Ketma – ket parchalanish.
4. Alfa parchalanish va uning nazariyasi.
5. Beta parchalanish. Beta – spektr va neytrino.
6. Yadroning gamma nurlanishi.
7. Gamma o'tishlar tasnifi. Tanlash qoidalari.
8. Gamma kvantlarining rezonans sochilishi.
9. Myossbauer effekti.

Bir yadroning o'z – o'zidan bir yoki bir nechta elementar zarralar chiqarib yemirilish hossasiga radioaktivlik deyiladi. Bunday yemirilishga uchraydigan yadrolarni radioaktiv yadrolar deyiladi. Radioaktiv bo'lmagan yadrolarni esa turg'un yadrolar deyiladi. Radioaktiv yemirilish jarayonida yadroning massa soni va zaryadi o'zgaradi.

Radioaktiv yemirilayotgan yadroning massasi yemirilishda hosil bo'lgan zarralar va

bo'laklarning massalari yig'indisidan katta bo'lish sharti radioaktivlikning zaruriy lekin yetarli bo'lmagan shartidir.

Radioaktiv yemirilish uni sodir bo'lish vaqti nurlanayotgan zarralar turi, ularning energiyasi, ularning o'zaro uchib chiqish burchaklari, boshlang'ich va oxirgi holatdagi yadrolarning spinlarining yo'nalishi hamda uchib chiquvchi zarralarning spinlarini yo'nalishlari bilan tavsiflanadi.

Radioaktiv yadrolarning yashash vaqtlari  $10^{-19}$  sekunddan  $10^{22}$  yil oralig'ida yotadi. Odatda  $10^{-19}$  sekunddan  $10^{22}$  yilgacha bo'lgan vaqt radiotexnik usulda,  $10^{-19}$  sekunddan kichigi esa yadroning energetik sathi kengligini o'lchagan holda  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$  munosabatdan foydalanib topiladi. Radioaktiv yadrolarning yashash vaqti yemirilishda ajralgan energiyaga bog'liqdir. Agarda bu energiya kichik bo'lsa yashash vaqti keskin ortadi, lekin bu holda yashash vaqti boshlang'ich va oxirgi holatdagi yadrolarning spinlari farqiga kuchli bog'liq bo'ladi.

Tabiatda proton, ikki protonli yemirilish, juda og'ir yadrolarda kulon effekti oshib borganligi sababli  $\alpha$  – yemirilish ehtimoli, spontan bo'linish  $\beta^+$ ,  $\beta^-$ ,  $\gamma$  – yemirilish,  $k$  – qamrab olish va  $F$  – parchalanish kabi radioaktiv yemirilishlar mavjuddir.

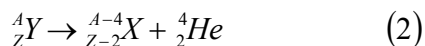
Radioaktiv yemirilish har doim enzotemik jarayon bo'lib, unda ajralib chiqqan energiya  $E \geq 0$  bo'ladi, ya'ni

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s m_s c^2 + E \quad (1)$$

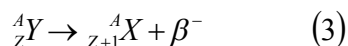
bo'ladi.

Muayyan radioaktiv moddadagi barcha atomlar ayni bir vaqtda parchalanmaydi. Ularning ba'zilarida bu jarayon juda qisqa vaqtda bo'lsa, boshqalarida esa juda uzoq vaqt davomida sodir bo'ladi. Bundan radioaktiv yemirilish hodisasi statistik hodisa ekanligi, ya'ni noturg'un yadroni qachon yemirilishini oldindan aytish mumkin emasligi va bu jarayon ehtimollik qonuni asosida o'tishi kelib chiqadi. Bu qonunning mohiyati teng vaqt ichida umumiy atomlarning teng ulushi parchalanadi. Odatda barcha atomlarning yarmi parchalanadigan vaqt parchalanish tezligining o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. U yarim parchalanish (yemirilish) davri ( $T_{1/2}$ ) deb atalib, berilgan radioaktiv izotopning xarakterli xususiyati hisoblanadi.

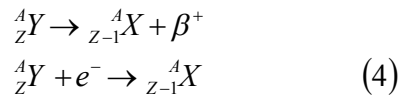
Radioaktiv parchalanish natijasida izotoplarning o'zgarishi, Fayans va Soddi tomonidan 1913 – yilda yaratilgan siljish qoidalariga muvofiq yuz beradi. Bu qoidani quyidagicha yozish mumkin



ya'ni  $\alpha$  – yemirilishda davriy sistemadagi ikki katak chaproqdagi elementning izotopi hosil bo'ladi. Agar quyidagi



$\beta$  – yemirilishda esa bir katak o'ngdagi elementning izotopi hosil bo'ladi.  $\beta^+$  – parchalanishda yoki elektron qamrash jarayonida bir katak chapdagi elementning izotopi hosil bo'ladi



Radioaktiv yemirilishni ifodalovchi tabiiy statistik kattalik o'lchami  $s^{-1}$  bo'lgan  $\lambda$  – doimiydir.  $\lambda$  – ni radioaktiv parchalanish doimiysi deyiladi. Agarda  $N$  ta bir xil turg'un bo'lmagan yadrolarni olsak, u holda birlik vaqt ichida o'rtacha  $\lambda N$  ta yemiriladi. Bu  $\lambda N$  kattalik aktivlik deyiladi. Aktivlik shu radioaktiv yadrolardan iborat preparatning nurlanish intensivligini ko'rsatadi. Hozirgacha foydalaniladigan birliklari

$$1 \text{ kyuri} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ yemir/sek}$$

$$1 \text{ mkyuri} = 10^{-3} \text{ kyuri}$$

$$1 \text{ mkkkyuri} = 10^{-6} \text{ kyuri}$$

Xalqoro SI sistemasida 1 sekunddagi yemirilishlar soni qabul qilingan. Yana bitta sistemadan tashqari birlik – rezerforddir.

$$1 \text{ rd} = 10^6 \text{ yemir/sek}$$

Radioaktiv yemirilish doimiysi  $\lambda$  vaqtga bog'liq emas. Buning ma'nosi shuki atom yadrosi uchun o'rtacha yashash vaqti mavjud bo'lib, yadroning yoshi tushunchasi mavjud emas. Agarda  $t$  vaqtda ko'p sonli  $N$  ta radioaktiv yadro mavjud bo'lsa va  $dt$  vaqt ichida o'rtacha  $dN$  ta yadro yemirilsa

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (5)$$

bu yerda manfiy ishora radioaktiv yadrolarning umumiy sonini kamayishini ko'rsatadi.  $t=t_0$  da  $N(t_0) = N_0$  ekanligini hisobga olib (5) ni integrallasak

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6)$$

Bu radioaktiv yemirilishning asosiy qonunini ifodalovchi tenglamadir. (5) ga ko'ra aktivlik  $A = \lambda N$  yoki

$$A = -\frac{dN}{dt} \quad (7)$$

bo'ladi. Yarim parchalanish davridan so'ng radioaktiv yadrolar soni 2 baravar kamayganligidan  $\lambda$  va  $T$  orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (8)$$

Yadrolarning o'rtacha yashash vaqti

$$\tau = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (9)$$

Bundan  $T_{1/2} = 0,693\tau$  ekanligi kelib chiqdi.

Ko'p hollarda biror radioaktiv yadroning parchalanishidan hosil bo'lgan ham radioaktiv bo'ladi. Bunda yemirilish ketma – ket hosil bo'ladi, ya'ni



Bu holda birinchi yadroning sonining o'zgarishi  $N_1$ , ikkinchi yadrolarning sonini o'zgarishini  $N_2$  desak



$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (11)$$

Bu tenglamalarning ma'nosi quyidagicha: 1 – yadroning soni uning yemirilishi hisobiga kamayadi, 2 – yadroning soni ham o'zining yemirilishi hisobiga kamayadi. Lekin 1 – yadroning yemirilishi hisobiga ortadi.  $t=0$  da birinchi yadroning soni  $N_{10}$  ta, ikkinchi yadroning soni esa  $N_{20}=0$  bo'lsin, ya'ni shu boshlang'ich shartlarni hisobga olib, (11) tenglamalar sistemasini yechamiz

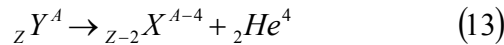
$$\begin{cases} N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (12)$$

(12) ga ko'ra to'la aktivlik  $N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2$  vaqtga quyidagicha bog'langan

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

### ALFA YEMIRILISH

Og'ir yadrolarni o'z – o'zidan  $\alpha$  – zarralarni chiqarish hodisasiga  $\alpha$  – yemirilish deyiladi. Bu holda yadroning massa soni 4 birlikka, atom soni esa 2 birlikka kamayadi



Alfa yemirilish energetik jihatdan mumkin bo'lishi uchun ushbu tengsizlik bajarilishi kerak

$$M(A, Z) \geq M(A-4, Z-2) + M({}_2 He^4) \quad (14)$$

ya'ni uni yadrosi  ${}_Z Y^A$  ning massasi (energiyasi) hosilaviy yadro ( ${}_{Z-2} X^{A-4}$ ) ning va  $\alpha$  – zarra massalari yig'indisidan katta bo'lishi kerak. Uning yadosining energiyasi  $\alpha$  – parchalanishda bo'laklarning kinetik energiyalari sifatida ajralib chiqadi.

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2 He^4)] c^2 = T_\alpha + T_{\text{ya}} \quad (15)$$

bu yerda  $T_{\text{ya}}$  – turtki yadroning kinetik energiyasi. Agar parchalanuvchi yadro nisbatan tinch holda bo'lsa,  $|\vec{P}_\alpha|$  va  $|\vec{P}_{\text{ya}}|$  impulslar tengligidan hosilaviy turtki yadro kinetik energiyasi

$$\frac{T_{\text{ya}}}{T_\alpha} = \frac{M_\alpha}{M_{\text{ya}}}$$

ga yoki (15) ga ko'ra

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

bundan

$$T_\alpha = E_\alpha \frac{M_{\text{ya}}}{M_{\text{ya}} + M_\alpha} \quad (16)$$

bu yerda  $M_{\text{ya}}$  – turtki yadro massasi.

Shunday qilib, kinetik energiyaning asosiy qismi  $\alpha$  – zarra, ozgina ( $\approx 2\%$  ga yaqin) qisminigina hosilaviy yadro olib ketadi.

Berilgan yadro tomonidan chiqarilayotgan  $\alpha$  – zarralar bir xil energiyaga ega bo'ladi yoki bir nechta monoenergetik guruhlariga bo'linadi. Agar barcha  $\alpha$  – zarralar bir xil energiyaga ega bo'lsa o'tish beqaror yadroning ma'lum sathidan odatda hosil bo'luvchi yadroning asosiy holatiga ega bo'ladi. Agar bir yadroning parchalanishida bir necha guruh  $\alpha$  – zarralar kuzatilsa,  $\alpha$  – o'tish hosil bo'luvchi yadroning turli qo'zg'algan sathlariga to'g'ri kelib, ular o'z navbatida  $\gamma$  – kvant chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi.  $\alpha$  – yemirilishda chiqariladigan  $\alpha$  – zarralarning energiyalari 1,5 MeV ( $^{142}\text{Ce}$ ) dan 11.7 MeV ( $^{212}\text{Po}$ ) gacha oraliqda yotadi.

Yadro ichidan musbat zaryadlangan protonlarning qolgan protonlar o'rtasidagi kulon ta'sir kuchlari itariluvchi bo'lib, u musbat potensial energiyaga mos keladi.

Potensial to'siq balandligi yadro zaryadi va radiusga bog'liq. Bu og'ir yadrolarda 9,5 MeV ga yaqin.

Yadrodan uchib chiqadigan  $\alpha$  – zarra qariyb 6 MeV energiyaga ega bo'lishi kerak. Demak zarra yadro doirasidan tashqariga chiqa olmaydi. Bu masalaga klassik fizika qonunlari nuqtai nazaridan qaralganda shunday bo'ladi. Alfa nurlanish hodisasini kvant mexanikasi nuqtai nazaridan turib tushuntirish mumkin. Mazkur mexanikaga ko'ra to'lqin zarra, zarra esa to'lqin xususiyatga ega bo'ladi. Agar biz  $\alpha$  – zarralarni potensial to'siqdan o'tayotganda to'lqin xususiyatini namoyon qiladi deb qarash u holda potensial to'siqni shaffof bo'lmagan muhit sifatida qarashimiz mumkin. To'lqinning bunday muhitdan o'tish ehtimolligi mavjud lekin u juda kichik. Ushbu ehtimollik o'tish uchun zarur bo'lgan energiya va zarraning nisbiy kinetik energiyasi orasidagi farqning kamayishi bilan juda tez ya'ni eksponential ravishda ortib boradi. Energiyasi potensial to'siqdan kam bo'lgan zarra, garchi to'siqda hech qanday teshik yoki tunnel bo'lmasa ham, go'yo tuneldan o'tayotgandek bo'ladi. Haqiqatda zarra qalin to'siq orqali o'tadi. Bu effect tunnel effekti deyiladi va bu faqat mikroduyo hodisalariga xosdir. Klassik fizikada bunday hodisalar yo'q.

To'siq qalinligini  $d$  deb va to'siq balandligini  $U$  deb belgilaymiz. Agarda zarraning energiyasi  $E$  bo'lsa uning de – Broyl to'lqin funksiyasi

$$\Psi_0(r) = e^{ip\frac{r}{\hbar}} = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2EM}r} \quad (17)$$

To'siq ichida esa

$$\Psi_{12}(k) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)r}\right) \quad (18)$$

Zarrani to'siqdan tashqarida bo'lish ehtimolligi

$$\left|\frac{\Psi_1(r_1)}{\Psi_0(r_2)}\right|^2 = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)d}} \quad (19)$$

bu nisbat

$$D = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)d}\right] \quad (20)$$

Istalgan shakldagi to'siq uchun esa

$$D = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr\right] \quad (21)$$

bo'ladi va  $\alpha$  – zarraning tosiqdan o'tish koeffitsienti yemirilish doimiysi bilan bog'lanishi quyidagicha

$$\lambda = \frac{v}{R} \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr\right] \quad (22)$$

bu yerda  $v$   $\alpha$  – zarraning tezligi,  $R$  – yadro radiusi.

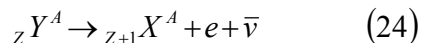
Agarda  $\alpha$  – zarra yadrodan  $l$ - burchak momentiga ega bo'sa, u holda  $\alpha$  – zarra markazdan qochma energiyaga ham ega bo'ladi, ya'ni

$$U_{m,q} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M_\alpha r^2} \quad (23)$$

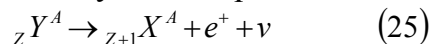
Bu energiya qolgan energiya bilan qo'shib potensial to'siq balandligini orttiradi. Lekin markazdan qochma energiyaning ta'siri unchalik katta bo'lmaydi.

### BETA – YEMIRILISH

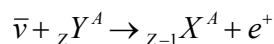
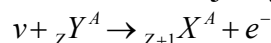
Yadroning o'z – o'zidan elektron va yengil neytral zarra antineytronni chiqarib, massa soni saqlangan holda atom soni bir birlikka ortiq bo'lgan yadroga aylanishi beta parchalanish hodisasi deyiladi



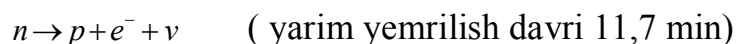
Bu hollarda ya'ni  $\beta^-$  – yemirilishda yadroning neytronlaridan biri protonga aylanadi. Ikkichi xil  $\beta^-$  – yemirilish, ya'ni  $\beta^+$  – yemirilishda yadroning protonlaridan bittasi neytronga aylanadi. Bunda yadrodan pozitron va neytron chiqadi



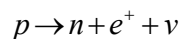
$\beta^-$  – yemirilishga yaqin bo'lgan jarayonlarga yana quyidagilarni kiritish mumkin, ya'ni neytron va antineytronning yadro bilan ta'sirlashuv jarayonlari



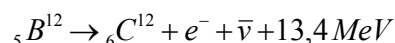
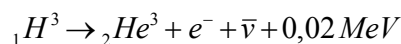
$\beta^-$  – yemirilish yadrodagi kuchsiz o'zaro ta'sir natijasida kechadigan yemirilish bo'lib, u nuklon ichida kechadi. Bu erkin neytronni  $\beta^-$  – aktivligidan ham ko'rinib turibdi.



$\beta^+$  – yemirilishda yadro ichidagi bitta proton yemiriladi



$\beta^-$  – yemirilishda chiqadigan energiyaning qiymati har – xil bo'ladi, masalan



Zaryadi  $Z$  va massa soni  $A$  bo'lgan yadro uchun  $\beta^-$  – parchalanish sharti quyidagicha yoziladi

$$M(Z, A) > M(Z+1, A) + M_e \quad (26)$$

yoki atom massalari orqali yozsak

$$M_{at}(Z, A) > M_{at}(Z + 1, A) \quad (26^1)$$

Mazkur parchalanishda

$$E_{\beta^-} = [M_{at}(Z, A) - M_{at}(Z + 1, A)]c^2 \quad (27)$$

energiya ajralib chiqadi.

$\beta^+$  – parchalanish uchun yuqoridagi ifodalar mos ravishda quyidagicha bo'ladi

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e \quad (28)$$

$$M_{at}(Z, A) > M_{at}(Z - 1, A) + 2m_e \quad (28^1)$$

$$E_{\beta^+} = [M_{at}(Z, A) - M_{at}(Z - 1, A) - 2m_e]c^2 \quad (29)$$

Agarda atom massalari  $M(Z, A) \leq M(Z + 1, A)$  va  $M_{at}(Z, A) \leq M_{at}(Z - 1, A) + 2m_e$  shartni qanoatlantirsa, bunday yadrolar  $\beta^-$  va  $\beta^+$  yemirilishga nisbatan barqaror bo'ladi.

Yadro har doim diskret miqdorda energiyaga ega bo'lgan  $\alpha$  – zarralar va  $\gamma$  – nurlar sochadi. Shu sababli  $\beta$  – nurlanishda ham aynan shu hol kuzatilishi kerak edi. Lekin tajriba natijalarining ko'rsatishicha muayyan izotop yadrosi chiqaradigan elektronlar noldan to ma'lum bir maksimal qiymatgacha bo'lgan uzluksiz energiya spektriga ega ekan.

Bundan tashqari,  $\beta$  – parchalanishda faqat yadro bilan  $\beta$  – zarra qatnashadi degan dastlabki fikr ham yadro spinini o'lchash natijalariga butunlay to'g'ri kelmaydi.  $\beta$  – parchalanishda spinining butun yoki yarim son qiymati hosilaviy yadroda saqlanadi, ya'ni

spin ( $l$ ) butun songa o'zgaradi. Masalan,  $^{24}_{Na} \xrightarrow{\beta^+} Mg$  parchalanishda  $\Delta l$  spin o'zgarishi  $\hbar$  ga teng. Tabiiyki, spin  $\frac{\hbar}{2}$  bo'lgan bitta elektron o'zgarishi vujudga keltira olmaydi. Bu muommoni yechish uchun Shvetsariyalik olim Wolfgang Pauli quyidagicha mulohaza yuritdi: parchalanish vaqtida energiyasi va harakat miqdori kichik bo'lgan neytral zarra ham ishtirok etadi. Enriko Fermi bu zarrani "neytrino" deb atadi. Hozirgi vaqtda neytrino, antineytrinoning tabiatda mavjudligini va ular leptonlarning turiga qarab turlicha bo'lishini tajribada aniqlagan. Demak  $\beta$  – yemirilishda har doim elektron yoki pozitrondan tashqari  $\frac{\hbar}{2}$  spinli neytral zarra  $\nu$  hosil bo'ladi.

## YADROLARNING GAMMA NURLANISHI

Gamma – nurlar radioaktiv parchalanishning ikkinchi darajali maxsuli hisoblanadi. Alfa yoki  $\beta$  – zarralarning nurlanishi natijasida radioaktiv element o'zgaradi. Ko'picha bunday o'zgarishdan vujudga keladiga izotop qo'zg'algan holatda bo'ladi. Bu uning energiyasi normal holdagisiga nisbatan ko'proq ekanligidan dalolat beradi. Mazkur ortiqcha energiya gamma – nurlar deb ataluvchi elektromagnit nurlanish shaklida chiqib ketadi. Gamma kvantlarining massasi nolga teng bo'lganligidan ular  $l$  – orbital momentga ega bo'lmaydi. Shuning uchun fotonlarning holatini belgilashda mul'tipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu

holat elektromagnit maydonning mul'tipoli  $L\hbar$  va juftligi  $\pi$  – bo'lgan holatdir. Mul'tipollar  $L=1$  bo'lganda dipol,  $L=2$  bo'lganda kvadrupol,  $L=3$  bo'lganda oktopol va h.k. nomlar bilan ataladi.

Yadrolardan chiqiyotgan  $\gamma$  – kvantlarning energiyalari keV dan bir necha Mev gacha bo'ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan uzunligi  $2 \cdot 10^{-10} - 5 \cdot 10^{-14} m$  atrofida bo'ladi.

Yadrolarning radiatsion o'tishlarida mos keladiga elektromagnit maydon nurlanishlarining ba'zi bir xususiyatlarini eslatib o'tamiz. Energiyasi  $h\nu$  bo'lgan  $\gamma$  – kvant yadro spini  $I_i$  va juftligi  $\pi$  bo'lgan holatdan  $I_f$  va juftligi  $\pi_f$  bo'lgan holatga o'tishida nurlanib chiqsin. Elektromagnit maydon nurlanishini muayyan  $L$  mul'tipollik bilan harakatlash mumkin. Mazkur mul'tipollikka ega bo'lgan  $\gamma$  – kvant tomonidan olib ketiladigan harakat miqdori momenti  $L\hbar$  gat eng bo'ladi.  $L$  bo'yicha tanlash qoidasi quyidagichadir

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f| \quad (30)$$

Nurlanishning turi juftlik bo'yicha tanlash qoidalaridan aniqlanadi. Juftlik o'zgarmsa ( $\Delta\pi = +1$ ),  $M_1, E_2$  va h.k. (magnit dipol, elektr kvadrupol, va h.k.). Juftlik o'zgarsa ( $\Delta\pi = -1$ ),  $E_1, M_2$  va h.k. (elektr dipol, magnit kvadrupol va h.k.) nurlanish yuz beradi va qisqacha quyidagicha belgilanadi

$$\Delta\pi \begin{cases} (-1)^L & \text{nurlanishning } EL \text{ xili uchun} \\ (-1)^{L-1} & \text{nurlanishning } M1 \text{ xili uchun} \end{cases}$$

Atomlardagi kabi yadroda ham rezonans yutilish sodir bo'ladi. Yadroning energetik sathi bilan  $\gamma$  – nurlar energiyasi qanday aniqlikda mos kelganda rezonans yutilishi kuzatilishini hisoblaymiz. Ma'lumki, yadroning energetik sathlari sathning tabiiy kengligi deb ataluvchi  $\Gamma$  – kattalikka ega va u yadroning shu holatda yashash vaqtiga quyidagicha bog'langan

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

Masalan,  ${}_{26}^{57}Fe$  yadrosining 14 keV uyg'ongan holati  $10^{-17} s$  yashash vaqtiga ega. U 14 keV  $\gamma$  – nur chiqarib o'zining asosiy holatiga qaytadi. Bunday holatda sath kengligi

$$\Gamma = \Delta E = \frac{\hbar}{t} \approx 6 \cdot 10^{-9} eV \text{ bo'ladi.}$$

Temir yadrosida rezonans yutilishi kuzatilishi uchun  $\gamma$  – nurlar energiyasi 3/2 sath energiyasi bilan yuqorida hisoblangan  $\Delta E$  energiya aniqligida mos kelishi shart.

1958 – yilda nemis fizigi R. Myossbauer tomonidan tajribada bitta yadro  $\gamma$  – kvant chiqarsa boshqa xuddi shunday yadro bu  $\gamma$  – kvantini rezonans yutilishini ko'rsatadi. Bu effekt "Myossbauer effekti" deb nomlanadi.

Hozirgi zamon fizikasining ko'p sohalarida chastotalarni Myossbauer effektidan foydalanib o'lchash usuli keng qo'llanilmoqda. Bu effektidan foydalanib qator yadrolardagi  $\gamma$  – nurlanishlarning o'ta nozik tuzulishini tekshiriladi.

### **Savollar:**

1. Radioaktivlik va uning ta'rifi.
2. Radioaktivlik turlari.
3. Aktivlik nima?
4. Radioaktivlikning asosiy qonunlari.
5. Alfa – yemrilish va uning nazariyasi.
6. Beta – yemrilish. Beta – yemrilish spektri.
7. Gamma – nurlanish.
8. Tanlanish qonunlari.
9. Ketma – ket yemrilish nima?
10. Yarim yemrilish davri va yemrilish doimiysi.
11. Gamma – kvantlarining rezonans sochilishi.
12. Myossbauer effekti.

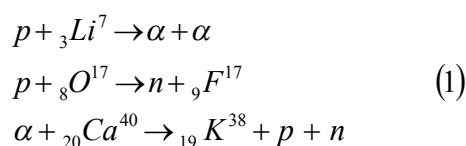
## **YADRO REAKSIYALARI**

1. *Yadro reaksiyalarining ta'rifi.*
2. *Yadro reaksiyalarining kinematikasi.*
3. *Yadro reaksiyalaridagi saqlanish qonunlari.*
4. *Yadro reaksiyalarining ko'ndalang kesimi.*
5. *Yadro reaksiyalarining mexanizmlari.*
6. *Bevosita o'zaro ta'sirli yadro reaksiyalari.*
7. *Fotoyadro va elektrtoyadro reaksiyalari.*
8. *Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari.*

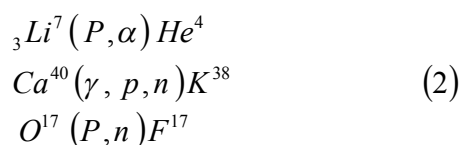
Yadro reaksiyasi deganda biz keng ma'noda ikkita elementar zarraning, ikkita yadroning yoki elementar zarra bilan yadroning o'zaro to'qnashib, kuchli ta'sir ishtirokida ularning ichki xususiyatlarini va yangi zarralar yoki yadrolarning tug'ulishi bilan bog'liq bo'lgan jarayonni tushunamiz.

Yadro reaksiyalari sodir bo'layotganda odatda og'irroq yadro tinch holda turadi. Yengilroq zarra yoki yadro unga uchib kelib to'qnashadi. Shuning uchun tinch turgan yadroni nishon yadro, uchib keluvchi yadroni yoki zarrachani snaryad deb ataladi.

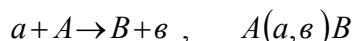
Yadro reaksiyalarini ifodalashda adabiyotlarda quyidagi ko'rinishlardan foydalaniladi. Masalan



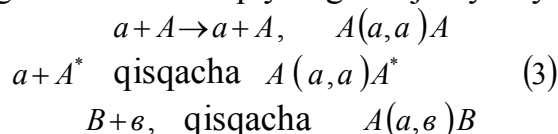
Yoki qisqacha qilib ushbu shaklda yozishimiz mumkin, ya'ni:



Umumiy holda yozsak



Yadro reaksiyasi sodir bo'lganda umuman quyidagicha jarayon yuz berishi mumkin:



Birinchi jarayon elastik sochilishi, bu reaksiyada dastlabki yadroning holati o'zgarmaydi. Ikkinchi jarayon noelastik sochilish bo'lib, bunda A yadroning ichki holati o'zgaradi, ya'ni u  $A^*$  holatga o'tib qoladi. Uchunchi  $A(a, \epsilon)B$  jarayonda nishon yadroning  $a$  zarra bilan to'qnashuvida boshqa  $B$  yadro va  $\epsilon$  zarra paydo bo'ladi. Mana shu kabi jarayonlarni yadro reaksiyalari deyiladi.

Yangi izotoplarning xususiyatlarini o'rganishda, yangi zarralarni hosil qilishda, yadro energiyasini olishda, radioaktiv izotoplarni olishda yadro reaksiyalarining zaruriyati juda kattadir.

Yadro reaksiyalarida ham ma'lum miqdorda energiya yutilishi yoki energiya ajralib chiqishi mumkin. Bu energiyani  $Q$  bilan belgilasak,

$$Q = E(A, a) - E(B, \epsilon)$$

yoki

$$Q = [(m_a + m_A) - (m_\epsilon + m_B)]c^2$$

bu yerda  $m_A, m_a, m_\epsilon, m_B$  reaksiyadan oldingi va keyingi zarralarning massalari,  $c$  – yorug'lik tezligi. Agarda  $Q \leq 0$ , ya'ni energiya ajralib chiqsa reaksiya enzotermik reaksiya, agar  $Q \geq 0$ , ya'ni energiya yutilishi bilan o'tsa reaksiya endotermik reaksiya deb ataladi.

Reaksiyaga kirishayotgan zarralarning turiga qarab reaksiyalarni neytral zarralar va gamma kvantlar ta'sirida, hamda zaryadli zarralar ta'sirida ro'y beradigan reaksiyalar deb yuritiladi.

Ta'sirlashuv mexanizmiga qarab zarralar ikki sinfga: kompaund yadro hosil qilib boradigan reaksiyalarga va bevosita o'zaro ta'sirli reaksiyalarga bo'linadi.

Yadro reaksiyalari fizikasida saqlanish qonunlari muhim ahamiyatga ega. Shu saqlanish qonunlaridan eng muhimlari quyidagilar:

1. Zaryadning saqlanish qonuni. Bu qonunga ko'ra beistisno har bir yadro reaksiyalarida reaksiyaga kirishuvchilarning to'la elektr zaryadi reaksiya maxsulotlarining to'la elektr zaryadiga teng.

2. Nuklonlarning to'la sonining saqlanish qonuni. Agarda yadro reaksiyasi jarayonida antinuklonlar qatnashsa yoki tug'ilmasa, reaksiyaga kirishuvchi nuklonlarning to'la soni reaksiya o'tishi jarayonida saqlanadi. Bu qonun ba'zan barion zaryadining saqlanish qonuni ham deb ataladi.

3. Energiya va impulsning saqlanish qonunlari. Bu qonunlar klassik fizikada, kvant nazariyasida ham bir xil shaklda saqlanadi. Faqat norelyativistik holatdan relyativistik holatga o'tgandagina shaklan o'zgaradi

$$\begin{cases} E_{1rel} + E_{2rel} = E_{1rel}^1 + E_{2rel}^1 + \dots + E_{nrel}^1 \\ \vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}_1^1 + \vec{P}_2^1 + \dots + \vec{P}_n^1 \end{cases} \quad (5)$$

bu yerda  $E_{1rel}, E_{2rel}, \vec{P}_1, \vec{P}_2$  – to'qnashuvchi zarralarning energiya va impulslari. (5) ifodalar istalgan inersial sistema uchun yozilgan. Masalan, laboratoriya sistemasida  $\vec{P}_2 = 0$ , inersiya markazi sanoq sistemasida esa  $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = 0$  bo'ladi.  $E_{nrel} = c\sqrt{m_n c^2 + P_n^2}$  zarralarning to'la energiyasi, agarda to'la energiyadan  $mc^2$  – tinchlikdagi energiyasini ayirib tashlasak zarraning kinetik energiyasini olamiz.

$$T = E_{rel} - mc^2 \quad (6)$$

Foton uchun to'la energiya kinetik energiyaga teng

$$T_\gamma = cP = E_{\gamma rel}$$

Norelyativistik holda  $P^2 \ll m^2 c^2$ , kinetik energiya

$$T = \frac{P^2}{2m}$$

Ekzotermik reaksiya, elastik sochilish kabi istalgancha kichik energiyada ham bo'lishi mumkin. Endotermik reaksiyaning energetik jihatdan ketishi uchun zarur bo'lgan to'qnashuvchi zarralarning minimal kinetik energiyasi shu reaksiyaning ostona energiyasi deyiladi.

Energiya va impulsning saqlanish qonunlarini birgalikda ko'rib, endotermik reaksiyaning o'tish sharoitini aniqlashimiz mumkin. Laboratoriya sistemasida nishon – yadro harakatsiz holatda bo'lganligi sababli zarra va nishon yadrodan iborat sistemaning to'la impulsi zarraning impulsiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\vec{P}_A = 0, \quad \vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_a \neq 0$$

demak, zarra va nishon – yadrodan iborat sistema laboratoriya sistemasida harakatda bo'ladi. Uning inersiya markazining impulsi

$$\vec{P}_1 = (m_a + M_A)v_1^2 = \vec{P}_a = m_a \vec{v}_a$$

va bu harakatga tegishli kinetik energiya

$$T_1 \frac{1}{2}(m_a + M_A)v_1^2 = \frac{P_1^2}{2(m_a + M_A)} = \frac{P_a^2}{2(m_a + M_A)} = \frac{m_a}{m_a + M_A} T_a \quad (7)$$

Endotermik reaksiya energiyasi

$$|Q| = T_a - T_1 = T_a - \frac{m_a}{m_a + M_A} T_a = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_a \quad (8)$$

Zarra kinetik energiyasining (8) tenglik bajariladigan qiymati reaksiya ostonasi deb yuritiladi, ya'ni



$$T_{ost} = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right) |Q| \quad (9)$$

Shunday qilib, ostona reaksiyasi har doim reaksiya energiyasidan katta bo'lar ekan. Agarda nishon – yadroning massasi tushuvchi zarralarning massasidan juda katta bo'lsa, ya'ni  $m_a \gg m_A$ ,  $T_{ost} = |Q|$  ostona energiyasi reaksiya energiyasiga teng bo'lar ekan.

Quyi energiyalarda bo'ladigan yadro reaksiyalarining o'tishi uchun harakat miqdorining saqlanish qonuni katta ahamiyatga ega. Masalan,  $a + A \rightarrow B + e$  reaksiya uchun

$$\vec{J}_1 = \vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_e + \vec{J}_B + \vec{l}_{eB} = \vec{J}_2 \quad (10)$$

$\vec{J}_a$ ,  $\vec{J}_e$ ,  $\vec{J}_A$ ,  $\vec{J}_B$  – tegishli zarralar yadrolarning spinlari,  $\vec{l}_{aA}$ ,  $\vec{l}_{eB}$  – nisbiy harakat uchun orbital vektori momenti.

Yadro reaksiyalari jarayonida yana qator aniq va taqribiy bajariladigan saqlanish qonunlari mavjud. Bularan juftlik va izotop spinning saqlanish qonunlarini ko'rib chiqaylik. Yadro reaksiyalari jarayonida juftlikning saqlanish qonuni juda katta aniqlik bilan bajariladi va u quyidagicha ifodalanadi

$$\pi_a \pi_A (-1)^{l_{aA}} = \pi_e \pi_B (-1)^{l_{eB}} \quad (11)$$

$\pi_a$ ,  $\pi_e$ ,  $\pi_A$ ,  $\pi_B$  – tegishli zarra va yadrolarning ichki juftlari.

Yadro reaksiyalari kuchli ta'sir ostida kechadigan jarayon bo'lganligi sababli izotopik spinning saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi, ya'ni

$$T_a + T_A = T_e + T_B \quad (12)$$

Yadro reaksiyalarida qatnashayotgan zarralarning to'qnashishini miqdoriy jihatdan ifodalash uchun kesim deb ataluvchi kattalikdan foydalaniladi. Kesim birligi yuza birligi bilan bir xil, odatda  $sm^2$  bilan o'lchanadigan kattalik bo'lib, u ikkita to'qnashuvchi zarrachalarning o'zaro ta'sirlashuv ehtimolligini tafsiflaydi. Odatda to'la kesimni  $\sigma$ , differensial kesimni  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  bilan

ifodalanadi.  $n_1$  zarrachasi bo'lgan zarralar dastasi  $\frac{n_2}{s}$  ta zarrali  $s$  – yuzali plastinkadan o'tayotganda ta'sirlashuvchi zarralarning soni  $N$  ushbu ifoda bilan aniqlanadi

$$N = \frac{n_1 n_2 \sigma}{s} \quad (13)$$

To'la kesim elastik va noelastik to'qnashishlar yig'indisiga teng

$$\sigma_{to'la} = \sigma_{el} + \sigma_{noel}$$

Boshlang'ich va oxirgi holatlarda ikkita zarra qatnashadigan reaksiya  $a + A \rightarrow B + e$  differensial effektiv kesim orqali to'la tavsiflanadi.  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  ga  $d\Omega = \sin \nu d\nu d\varphi$  fazoviy burchak

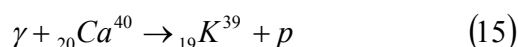
ichida sochilishning differensial effektiv kesimi.

Differensial kesim kelib tushyotgan zarrachaning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Agarda to'qnashuvchi zarralarning spinlari yo'q bo'lsa yoki ularning spinlari betartib yo'nalishda bo'lsa differensial effektiv kesim faqat burchakka bog'liq bo'ladi, ya'ni

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (14)$$

Differensial kesimning bu ko'rinishda bog'lanishi burchak bo'yicha taqsimot deyiladi. Ko'p hollarda integral kesim, ya'ni burchak bo'yicha integrallangan  $\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$  ifodadan foydalaniladi. Agarda reaksiyaning oxirgi holatlarida ikkitadan ortiq zarracha qatnasha, differensial kesim bog'liq bo'ladigan kattaliklarning soni ham oshadi.

Tajribada effektiv kesim emas, balki yadro reaksiyalarining chiqishi o'lchanadi. Reaksiyaning chiqishi effektiv kesimdan farqli bo'lib, u ma'lum bir fizik sharoitda eksperimental qurulma yordamida har bir reaksiya aktiga mos qayd qilinadigan zarralar sonidir. Masalan,



Reaksiyani ko'raylik bunda protonlarning har – xil burchak ostida uchib chiqishi  $F(Q)$  o'lchanadi. Bu yerda biz quyidagi holatlarni e'tiborga olishimiz zarur:

a) Tezlatgichdan chiqayotgan  $\gamma$  – kvantlarning energiya bo'yicha taqsimoti  $f(E)$  bilan beriladi, ya'ni kvantlar dastasidagi fotonning energiyasi  $E$ ,  $E+dE$  oraliqda yotadi.

b) (15) – asosiy reaksiyadan tashqari yana boshqa ko'p jarayonlar bo'lishi mumkin. Masalan,  ${}_{19}\text{K}^{39}$  – yadro asosiy holatda emas balki  ${}_{19}\text{K}^{39*}$ ,  ${}_{19}\text{K}^{39**}$  kabi uyg'ongan holatlarda tug'ulishi mumkin.  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$  yadrosidagi  $p$  – protondan tashqari neytron ham uchib chiqishi mumkin. Demak, biz protonni qayd qilayotganimizda uni urib chiqargan  $\gamma$  – kvantining energiyasini aniq bilmaymiz, reaksiyani aniq qanday ekanligini ham bilmaymiz, umuman olganda bo'layotgan jarayonlarni yig'indi effektini aniqlaymiz xalos. Shuning uchun reaksiyaning chiqishi  $F(v)$  bo'ladigan hamma murakkab jarayonlar effektiv kesimlari bilan bog'langan

$$F(v) = \int dE f(E) \sum_i \frac{d\sigma_i(E)}{d\Omega} \quad (16)$$

$a + A \rightarrow B + e$  ko'rinishidagi reaksiyaning kesimi  $\sigma_{ae}$  ning kvant nazariyasi asosida keltirib chiqarilgan ifodasi quyidagicha

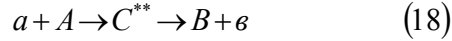
$$\sigma_{ae} = |M_{ae}|^2 \frac{P_e^2}{v_a v_e} (2j_e + 1)(2j_B + 1) \quad (17)$$

ko'rinishida yoziladi. Bu yerda  $v_a$ ,  $v_e$  lar mos ravishda  $a$  va  $e$  zarralarning tezliklari.  $P_e$  –  $e$  zarraning impulsi,  $j_e$ ,  $j_B$  lar mos ravishda  $e$  va  $B$  zarralarning spinlari,  $M_{ae}$  – sistemaning  $a + A$  holatdan  $B + e$  holatga o'tish matritsa elementi yoki jarayon ehtimolligining amplitudasi.

Yadro reaksiyalarining kechish jarayonlari juda ko'p. shulardan eng asosiylari bo'lgan kompaund yadro mexanizmi va turg'un o'zaro ta'sir mexanizmi bilan tanishamiz.

Kompaund yadro mexanizmiga ko'ra yadro reaksiyasi ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda nishon yadro bilan zarraning birikmasi  $C^{**}$  holat hosil bo'ladi.  $C^{**}$  holat har doim kuchli qo'zg'algan holatda bo'lganligi sababli, ikkinchi bosqichda bu yadro  $B + e$  zarralarga

parchalanadi, ya'ni



Kompaund yadroning mavjud bo'lishi kesmi uchun quyidagi ifodani yozamiz

$$\sigma_{ae} = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{\frac{R}{\tilde{\lambda}}} (2l+1) P_l \eta_l \quad (19)$$

bu yerda  $\tilde{\lambda}$  – tushayotgan zarraning de – Broyl to'liq uzunligi,  $P_l$  – nishon – yadroning kulon va markazdan qochma kuchlarini  $a$  – zarra tomonidan o'ta bilishlik ehtimolligi,  $\eta_l$  – emperik kattalik,  $l$  – orbital moment va  $R_e = \tilde{\lambda} e$ .

Kichik energiyalarda qo'zalgan kompaund yadrolarda faqat  $\Gamma_\gamma$  – radiatsion kenglik noldan farqli bo'ladi. Radiatsion kenglik  $\Gamma_e$  ni bilgan hola biz jarayonning o'rtacha vaqtini topishimiz mumkin

$$\tau_\gamma = \frac{\hbar}{\Gamma_\lambda} \quad (20)$$

Kompaund yadro mexanizmining asosiy xususiyatlaridan biri shuki  $C^{**}$  yadroning  $B + \epsilon$  ga yemirilish jarayoni uni  $a + A$  to'qnashuvda paydo bo'lish jarayoniga bog'liq bo'lmaslikdir. Shuning uchun  $a + A \rightarrow C^{**} \rightarrow B + \epsilon$  reaksiyani kesmi  $\sigma_{ae}$  ni kompaund yadroni hosil bo'lish kesmi  $\sigma_{ac}$  va uni  $\epsilon$  – kanal bo'yicha parchalash ehtimolligi  $\frac{\Gamma_e}{\Gamma}$  ni ko'paytmasi shaklida yozish mumkin

$$\sigma_{ae} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_e}{\Gamma}$$

bu yerda  $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_\epsilon + \Gamma_\gamma + \dots$  kompaund yadro energetik sathining to'la kengligi  $\Gamma_a, \Gamma_\epsilon, \Gamma_\gamma, \dots$  esa porsial kengliklar deyiladi.

Kompaund yadroning energetik sathlari orasidagi masofa energiya sathining kengligidan katta bo'lsa, reaksiyaning kechishi rezonans xarakterga ega bo'ladi, ya'ni reaksiyaning kesimini energiyaga bog'liqligi rezonans harakterda bo'ladi.

Agarda sathlar juda qalin joylashgan bo'lsa, u holda istalgan kichik energiyada reaksiya o'tadi va bu reaksiya rezonans harakterga ega bo'lmaydi.

Kvant mexanikasida rezonans xarakterga ega bo'lgan reaksiyalar uchun kesim quyidagicha bo'lishligi isbotlangan

$$\sigma_{ae} = \pi \tilde{\lambda}_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_e}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma}{4}} \quad (20)$$

bu Breyt – Vinger formulasi deyiladi.

Bu formuladan ko'rinadiki rezonansning o'tkirligi  $\Gamma$  – ning kattaligiga bog'liq. Kompaund yadro hosil bo'lishi reaksiyaning kesimi

$$\sigma_{ac} = \pi \tilde{\lambda}_c^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_c}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma}{4}} \quad (21)$$

$E = E_0$  bo'lganda elastik sochilish uchun  $\sigma_{aa}$  quyidagicha bo'ladi

$$\sigma_{aa} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a^2}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma_a^2}{4}} \quad (22)$$

Noelastik sochilish uchun esa

$$\sigma_{as} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_s}{\Gamma^2} \quad (23)$$

O'ta yuqori energiyalarda ( $T_a \geq 100 \text{ MeV}$ ) yadro reaksiyalari uchun kompaund yadro modeli to'g'ri bo'lmay qoladi. Bunday energiyalarda  $a$  zarra nishon yadroga kinetik energiyasini hammasini berib ulgurmay yadrodan o'tib ketadi.

Agarda yadro reaksiyalari juda qisqa vaqt  $10^{-21} - 10^{-22}$  sekund ichida o'tsa bunday yadro reaksiyalarini bevosita o'zaro ta'sirli yadro reaksiyalari deyiladi. Bunday reaksiyalarda nishon yadro bilan to'qnashayotgan zarra o'sha nishon yadroning faqat bitta nukloni bilan to'qnashadi va butun energiyasini o'sha zarrachaga beradi. Natijada yadroning bu nukloni asosan oldinga uchib chiqadi, ya'ni olgan impulsi yo'nalishi bo'yicha. Bu nuklonlarning energiyasi katta bo'ladi. Masalan,  $(n, n)$  reaksiyada chiqqan neytronlarning energiyasi tushuvchi neytronlarning energiyasiga yaqin bo'ladi.

Yadro reaksiyalarining bu maxanzimida yadro nishondan proton va neytronlarning chiqish ehtimolligi qaryib bir xil bo'ladi, chunki tushuvchi zarraning energiyasi katta bo'lganligi sababli kulon to'sig'ining ahamyati kam bo'lib qoladi.

Bevosita o'zaro ta'sirli yadro reaksiyalari istalgan yadroda istalgan zarracha ta'sirida bo'ladi. Natijada yakka nuklonlar, nuklonlar jufti,  $\alpha$  zarralar, deytron, triton va boshqa murakkab yadrolar ham paydo bo'lishi mumkin.

Eng ko'p o'rganilgan yadro reaksiyalariga quyidagilarni kiritish mumkin, ya'ni

$$A(n, n)B, \quad A(n, p)B, \quad A(p, n)B, \quad A(p, p)B$$

Agarda nishon yadro bilan to'qnashayotgan zarracha deytron bo'lsa, uning bitta nukloni nishon yadro bilan bevosita ta'sirlashib, yadro tomonidan yutiladi. Qolgan ikkinchi nuklon esa o'z yo'nalishi bo'yicha harakatini davom ettiradi. Bu reaksiyaga uzulish yoki stripping deyiladi. Bu reaksiyaga teskari reaksiya ya'ni tushayotgan nuklon nishon yadrodan bitta yoki ikkita nuklonni ilib olib chiqib ketadi. Bunday reaksiyaga ilish – pikap reaksiya deyiladi, mos ravishda ular quyidagicha yoziladi

$$A(d, n)B, \quad A(d, p)B, \quad A(p, d)B, \quad A(n, d)B$$

Yadro nishoni yuqori energiyali nuklonlar yoki yadrolar bilan to'qnashtirilganda u bir nechta bo'laklarga parchalanib ketishi mumkin, ya'ni yadro – nishon portlaydi. Qayd qiluvchi asboblarda bu portlash ko'p nurli yulduzlarni hosil qilinganligi uchun uni yulduz hosil qiluvchi reaksiyalar deyiladi.

Yuqori energiyali zarralar bilan o'tkazilgan tajribalar ko'rsatishicha yadro – nishon o'zini qisman shaffof jism sifatida tutar eken. Buni tushuntirish uchun yadroning unga tushayotgan zarra bilan o'zaro ta'sirini kompleks potensial orqali ifodalash mumkin. Bunda yadro kompleks sindirish ko'rsatgichga ega bo'lgan bir jinsli muhit sifatida qaraladi

$$n = ik \quad (24)$$

Ko'rsatgichning haqiqiy qismi yadroga tushayotgan zarralarning energiyasiga mos to'liq uzunlik muhitida necha marta o'zgarishini, mavhum qismi esa tushayotgan to'liq qanday uzunlikda bo'lganda yutilishini ko'rsatadi. Bunday model optik model deb ataladi. Yutilish, sochilish va qisman o'tish yadroning optik xususiyatlariga va unga tushayotgan zarralar oqimining energiyasiga bog'liq.

Sindirish ko'rsatgichiga mos ravishda potensial o'ra uchun ham kompleks ifoda qabul qilingan

$$U = u + iW \quad (25)$$

Optik potensial mavhum qismining kattaligi noelastik jarayonlarning ko'ndalang kesimiga bog'liq. Yutulish bo'lmaganda optik potensialning mavhum qismi nolga teng bo'ladi.

Yuqoro energiyali  $\gamma$ - kvantlarning yadrolar bilan to'qnashishi natijasida proton, neytron, deytron va boshqa zarralarning hosil bo'lishiga olib keladigan jarayonlarga fotoyadro reaksiyalari deyiladi.

Kichik energiyali fotonlar yadroning faqat to'la zaryadi bilan ta'sirlashadi va yadroviy tomson sochilishiga doir ifodasi quyidagicha yoziladi

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Ze^2}{2mc^2} (1 - \cos^2 \nu) \quad (26)$$

bu yerda  $\nu$  boshlang'ch yo'nalishiga nisbatan sochilish burchigi.

Gamma kvantlarining rezonans sochilishiga doir effektiv kesim quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin

$$\sigma = \frac{\lambda_\gamma (2I+1)}{8\pi(2I_0+1)} \frac{\Gamma_\gamma^2}{(E_\gamma - E_0) + \frac{\Gamma_\gamma^2}{4}} \quad (27)$$

bu yerda  $\Gamma$  - yadro sathining to'la kesimi,  $E_\gamma$  va  $\lambda_\gamma$  - mos ravishda  $\gamma$ -kvant energiyasi va to'liq uzunligi,  $I$  va  $I_0$  - qo'zg'olgan va asosiy holatlarining momentlari,  $E$  - rezonans ro'y beradigan sath energiyasi,  $\Gamma_\gamma$  - qo'zg'olgan holatdan asosiy holatga bevosita  $\gamma$  - o'tishga doir parsial kenglik.

Yuqori energiyali elektronlarni yadroda yoki alohida nuklonlarda sochilish reaksiyasi shu yadroning yoki nuklonlarning ichidagi elektr zaryadi yoki nuklonlarning taqsimlanishini olishda katta ahamyatga ega. Bu qanday amalga oshirilishini ko'rib chiqamiz. Agarda elektronlarning to'liq uzunligi  $\lambda$  yadroning o'lchami  $R$  dan kichik bo'lsa, u holda elektron uchun bu yadro nuqtaviy yadro sifatida ko'rinadi. Agarda elektronning energiyasi katta, ya'ni  $\lambda$  to'liq uzunligi  $R$  dan kichik bo'lsa, u holda elektron yadroning ichki tuzulishini ko'ra oladi. Ravshanki, elektronning to'liq uzunligi  $\lambda$ , uning energiyasiga quyidagicha bog'langan

$$\lambda = \frac{\hbar c}{E} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E(\text{MeV})} \text{sm} \quad (28)$$

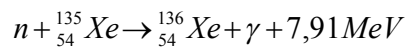
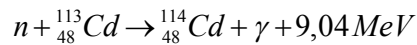
Bundan ko'rinib turibdiki yadro strukturasi o'rganish uchun elektronlarning energiyasi 100 MeV dan kichik bo'lmasligi kerak.

Neytron neytral zarra bo'lganligidan, energiyasi qanday bo'lishidan qat'iy nazar u yadroda yutiladi va yadro reaksiyasini amalga oshiradi. Shuning uchun ham neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalari yadro fizikasining rivojlanishida katta rol o'ynaydi.

Neytronlar ishtirokida bo'ladigan yadro reaksiyalarining kasimi neytron energiyasiga kuchli bog'liq, hamda – nishon yadroning  $Z$  va  $A$  sig'a ham bog'liq bo'ladi.

Neytronlar energiyasiga qarab yuqoro energiyali va past energiyali neytronlarga ajraladi. Sekin neytronlar o'z navbatda "sovuq", "issiq" va "rezonans" neytronlarga bo'linadi.

Sekin neytronlar ishtirokida asosan elastik sochilish va ekzotermik reaksiyalar sodir bo'lishi mumkin va eng ko'p tarqalgan ekzotermik jarayon radiatsion qamrab olish  $A(n, \gamma)B$  bo'ladi. Masalan



Neytronlarning energiyasi ortishi bilan turli xil endotermik reaksiyalarning amalgam oshishi imkoniyati paydo bo'ladi.

### **Sovollar:**

1. Yadro reaksiyalari va ularning tasnifi.
2. Energiya va impulsning saqlanish qonunlari.
3. Yadro reaksiyalari jarayonida saqlanuvchi kvant sonlar.
4. Reaksiyaning ko'ndalang kesimi ta'rifi va ifodalari.
5. Yadro reaksiyalari turlari.
6. Fotoyadro reaksiyalari.
7. Neytral zarralar bilan kechadigan reaksiyalar.
8. Optik potensial va optik model.
9. Rezonans sochilish va uning effektiv kesimi.

## **YADRO MODELLARI**

1. *Yadro modellarining zaruriyligi.*
2. *Tomchi modeli.*
3. *Fermi – Gaz modeli.*
4. *Qobiq modeli.*

Yadrodagi nuklonlarning o'zaro ta'sir kuchlarining aniq ko'rinishini yo'qligi, yadrodagi nuklonlarning harakat tenglamalarining murakkabligi, hozirgi kvant mexanikasi aparatining murakkabligi yadro xususiyatlarini yetarli darajada tahlil qilish imkoniyatini bermaydi. Yadro xarakteristikalarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto  $A \approx 10$  bo'lgan yengil yadrolarga ham yetmaydi. Shuning uchun real yadrolarning

xarakteristikalarini emas balki matematik va fizik jihatdan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarni hisoblashga to'g'ri keladi.

Yadro xususiyatlari haqidagi masalani ma'lum darajadagi yaqinlashuv bilan matematik talqin qilishga va soddalashtirishga olib kelaldigan shu kabi har qanday fizik tasavvurlar, farazlar to'plami "model" deb ataladi. Har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosasi va umumlashtiruvidan iboratdir. Mutlaqo ravshanki, har qanday oddiy model murakkab kvant mexanik sistema bo'lmish yadro xususiyatlarining hammasini aks ettira olmaydi. Shuning uchun yagona model mavjud emas. Har bir modelning qo'llanish chagarasi mavjud.

Yadro modellari ikki xil boshqa – boshqa yo'nalish asosida yaratilgan. Birinchi yo'nalish kuchli o'zaro ta'sir modellarining yaratilishi bilan harakterlanadi. Bu modelga ko'ra yadro o'zaro kuchli ta'sir etuvchi va o'zaro kuchli bog'lanishda bo'lgan zarralar majmui sifatida tasavvur qilinadi. Bu guruhga Fermi – Gaz modeli, potensial o'ra modeli, qobiqlar modeli, umumlashtirilgan yoki kollektiv modellarini kiritish mumkin.

Eng dastlabki yadro modellaridan biri Nils Bor tomonidan taklif qilingan tomchi modelidir. Bu modelda yadro zichligi juda katta ( $\approx 10^{14} \text{ g/sm}^3$ ) bo'lgan siqilmaydigan suyuqlik tomchi deb qaraladi. Yadro hajmining undagi nuklonlar soniga proporsionalligi va turli yadrolarda nuklonlar bog'lanish energiyasining taxminan doimiyligi yadro moddasi bilan suyuqlik tomchisining o'xshashligidan darak beradi. Suyuqlikning tashqi ta'sirlarga uchramagan tomchisi sirt tarangligi tufayli sfera shaklida bo'ladi.

Istalgan yadroning va bog'lanish energiyasining yarim emperik formulasini chiqarishda, yadrolarning zarralarini nurlash va bo'linishga turg'unligini oldindan aytib berishda, shuningdek bu jarayonlarda ajraladigan energiyalarini hisoblashda tomchi modeli juda foydalidir. Bu model asosida yadrolarning bo'linishini tushuntirish oson. Agar protonlarning kulon parchalanish energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta bo'lsa  $E_k \geq 2E_\alpha$  shartini qanoatlantiradigan yadro sirt deformatsiyasiga nisbatan borqaror bo'lolmay qoladi va o'z – o'zidan ikki bo'lakka parchalanib ketadi. Yadroning bo'linishga nisbatan barqarorlik sharti

$$\frac{Z^2}{A} < 46,52 \quad (1)$$

Bu tajriba natijalariga mos keladi. Tomchi modelini yadroning qo'zg'olgan holati hossalari tushuntirishda foydalanish yaxshi natijalar beradi.

Yadroni tashkil qiluvchi nuklonlar  $\frac{\hbar}{2}$  spinga ega bo'lib, ular Fermi – Dirak statistikasiga bo'ysinadi. Fermionlar uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lib, bu prinsipga ko'ra Fermionlar bir vaqtning o'zida bir xil holatlarga ega bo'la olmaydi, ya'ni aynan bir xil holatda, bir energetik sathda spin yo'nalishlari bilan farq qiladigan faqat ikkita proton yoki ikkita neytron bo'lishi mumkin. Mikrozaralarning Pauli prinsipiga amal qiluvchi bunday sistemasi aynigan Fermi – Gaz deb ataladi. Aynigan Fermi – Gazida nuklonlar qaryib bir – biri bilan to'qnashmaydi va o'zaro ta'siri ham juda kuchsiz deb qaraladi.

Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli prinsipiga ko'ra yadroning o'rtacha maydoni hosil qilgan potensial o'rada eng pastgi sathdan tortib Fermi energiya sathi deb

ataladigan  $E_f$  sathgacha bo'lgan hamma sathlarni ketma – ket egallaydi. Nuklonning maksimal kinetik energiyasi quyidagiga teng

$$E_f = \frac{P_f^2}{2M} \quad (2)$$

maksimal impuls

$$P_f = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0} \quad (3)$$

bu yerda  $r_0 = (1,2-1,4)10^{-15} m$ .

Shunday qilib, Fermi – Gaz modelida asosiy holatda yadroning nuklonlari noldan boshlab Fermi energiyasigacha bo'lgan barcha energiya sathlarini egallaydi. (2) foydalanib bir nuklonga to'g'ri keadigan o'rtacha energiyani hisoblab chiqish mumkin

$$\langle E \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{P_f} \frac{P}{2m} dp = \frac{3}{5} E_f^n \quad (4)$$

$$E_f^n = \frac{\hbar^2}{2M r_0^2} \left( \frac{n}{A} \right)^{\frac{2}{3}} \approx 54 \left( \frac{n}{A} \right)^{\frac{2}{3}} MeV \quad (5)$$

bu yerda (5) formula  $n=Z$  bo'lsa protonlar,  $n=A-Z$  bo'lsa neytronlar uchun o'rinli bo'ladi.

Shunday qilib,  $\langle E \rangle = 20,4 MeV$  ekanligini topamiz. Nuklonlarning tinch holatdagi energiyasi 1000 MeV bo'lganligi uchun  $\langle \frac{\sigma}{c} \rangle \approx \frac{20,4}{1000} \approx 0,2$ , ya'ni Fermi – Gaz modeli bo'yicha qilingan hisob – kitoblar nuklonlarning norelyativistik talqinini tasdiqlaydi.

Nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchining murakkabligi hamda hatto eng soda ko'rinishdagi kuch uchun ham ko'p sonli kuchli ta'sirlashuvchi zarralar sistemasini xususiyatlarini hisoblash ancha qiyinligi yadroning to'la nazariyasini yaratishda to'sqinlik qiladi. Yana shuni alohida ta'kidlash kerakki ko'rilayotgan zarralar sistemasida g'alayonlanish nazariyasini qo'llab ko'p zarrali yadro muammosini yechish mumkin bo'lgan kichik parametr mavjud emas. Shu sababli yadro nazariyasini yaratishda real yadrolarning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatdan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarning xususiyatlarini hisobga olishga to'g'ri keladi.

Ko'pincha yadro modeli tajriba natijalariga asoslangan holda tanlab olinadi, so'ngra bu modelga mos keluvchi turli taxminlar ishlab chiqariladi. Yadro xususiyatlari haqidagi masalani ma'lum darajadagi yaqinlashuv bilan matematik talqin qilishga va soddalashtirishga olib keladigan har qanday fizik tasavvurlar, farazlar to'plami “model” deb ataladi. Har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosiasi va umumlashuvidan iboratdir. Mutlaqo ravshanki har qanday oddiy model murakkab kvantmexanik sistema bo'lmish yadro xususiyatlarining hammasini aks ettira olmaydi. Har bir modelning qo'llanish chegarasi mavjud bo'lib, u yoki bu modelni tadbiq etish mumkinligi haqida uning hossalari tajribadan aniqlangan yadro xususiyatlarini tushuntirishdagi yutuqlari va kamchiliklari solishtirilganda keyingina hukm chiqarish mumkin. Yadro strukturasi modellari asosan ikki yo'nalishda rivojlangan. Birinchi yo'nalish – kuchli



o'zaro ta'sir modellari . bu modelga ko'ra yadro o'zaro kuchli ta'sir etuvchi va o'zaro kuchli bog'lanishda bo'lgan zarralar majmuasi sifatida tasavvur qilinadi. Bu guruhdagi modellarga – suyuq tomchi modeli, alfa zarra modeli, birikma yadro modeli kiradi. Ikkinchi yo'nalish – erkin zarralar modelidir. Bu modellarda qabul qilinishiga har bir nuklon yadroning boshqa nuklonlarining o'rtachalashtirilgan maydonida deyarli bog'liqsiz erkin ravishda harakatlanadi. Bu guruhga Fermi – Gaz modeli, potensial o'ra modeli, umumlashtirilgan yoki kollektiv modeli va optik modellarni kiritish mumkin.

### YADRONING QOBIQ MODEL

Bir zarrali modelda o'zaro ta'sirlashmaydigan nuklonni yadrodagi hamma nuklonlar tomonidan hosil qilgan potensial maydonidagi harakati ko'riladi. Bunday potensial o'rada harakat qilyotgan nuklonlarning energetik orbitasi sezilarli energetik oraliq bilan ajralib to'plangan holda qobiqlar hosil qiladi. Bunday modelga qobiq model deb ataladi.

Yadro xususiyatlarini ifodalashda nima uchun bunday model, ya'ni mustaqil zarralar modeli qo'llaniladi?

Qator eksperimental ishlarda yadroning eng pastgi qo'zg'algan holati energiyasining massa soniga davriy bog'liqligi aniqlangan. Yadro spinlari, magnit va kvadrupol momentlarini o'lchash ularning yadroni tashkil etuvchi nuklonlar soniga ham bog'liqligini ko'rsatadi. Protonlar yoki neytronlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo'lgan yadrolar barqaror bo'lib, tabiatda tabiatda ko'proq tarqaganligi ma'lum bo'ldi. N va Z lar 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo'lganda, yadroning qator xossalari o'zgarishi shunchalik kuchli bo'ladiki, fiziklar bu sonlarga “sehrli sonlar” deb atadilar. Sehrli sonlarning mohiyati yadroning qobiq modeli asosida tushuntiriladi.

Yadro massasining zichligi katta ( $2 \cdot 10^{14} \text{ g/sm}^3$ ) bo'lishiga qaramasdan, nuklonlar yadro ichida bir – biri bilan to'qnashmay, o'zaro moslashgan holda harakat qiladi deb faraz qilinadi.

Mayer va Yensinning keyingi nazariy ishlar bilan tasdiqlangan gipotezasiga ko'ra yadrodagi har bir nuklon bir – biridan mustasno boshqa nuklonlar tomonidan hosil qilingan o'rtacha effektiv kuch maydonida harakat qiladi. Bu potensial maydonning harakati, xususan uning simmetriyasi nuklonlarning yadro ichidagi fazoviy taqsimotiga esa o'z navbatida, nuklonlarning soniga va ular o'rtasidagi ta'sirlashuv qonuniyatiga bog'liqdir. Tajribalarning ko'rsatishicha, yadroning o'rtacha maydon potentsiali yadrodagi modda taqsimotiga mos kelar ekan. Nuklon uchun potensial o'raning chuqurligi yadro ichida deyarli doimiy va chegarada keskin ravishda nolga tushadi. Potensialning shakli taxminan quyidagi taqsimot bilan beriladi

$$U(r) = U_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (3.1)$$

bu yerda  $a$  – diffuziya masofasi ( $a \approx 0,510 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$ ),  $R = 1,33 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13} \text{ sm}$ ,  $U_0 \approx 50 \text{ MeV}$ . Lekin bu potensial bilan qilinadigan hisoblar juda ko'p mehnat talab qiladi. Shuning uchun ba'zan soddaroq potentsiallardan foydalaniladi. Ko'p hollarda, sferik – simmetrik to'g'ri burchakli potensial o'ra va garmonik ossillyator potentsiallaridan foydalaniladi. Nuklonlarni yadroda sochilishini tajribada o'rganilishi shuni ko'rsatadili, ossillyator potentsiali ko'proq

yengil yadrolar uchun qo'l kelsa, to'g'ri burchakli potensial o'ta og'ir yadrolarni xossalarini o'rganish uchun ko'proq qo'l kelar ekan. Real yadro potentsiali esa bu potentsiallar orasida yotgan potensial bo'lishi mumkin. O'rtacha yadro potentsiali tezlikka bog'liq bo'lishi kerak. Odatda potentsialning tezlikka bog'liq qismi nuklonni massasini effektiv massa bilan almashtirish yo'li bilan kinetik energiyaga kiritilib yuboriladi. Bu holda o'rtacha yadro potentsiali statik potentsialligicha qoladi. Cheksiz chuqur sferik ossillyator potentsial o'rasi uchun sathlarning ketma – ketligini ko'rib chiqaylik

$$V(r) = \frac{m\omega_0^2 r^2}{2} - V_0 \quad (3.2)$$

bu yerda  $m$  – nuklon massasi,  $\omega_0$  – klassik ossillyatorning tebranish chastotasi.

Shredinger tenglamasi

$$\left( -\frac{\Delta}{2m} + V(r) - E \right) \Psi = 0 \quad (3.3)$$

Yuqoridagi (3.2) uchun quyidagi yechimga egamiz

$$\Psi_{net} = \frac{U_{ne}(r)}{r} Y_{et}(\vartheta, \varphi) \quad (3.4)$$

Sferik funksiya  $Y_{et}(\vartheta, \varphi)$  orbital moment  $l^2$  va uning  $Z$  o'qidagi proeksiyasi  $l_z$  ning xususiy funksiyasidir. (3.4) ning radial kesimi  $U_{ne}(r)$  quyidagi tenglamani qanoatlantiradi

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} U_{ne} = 0 \quad (3.5)$$

Bu tenglamaning xususiy qiymati quyidagiga teng

$$E_N = \left( N + \frac{3}{2} \right) \hbar\omega_0 - V_0 \quad (3.6)$$

bu yerda  $N=0,1,2,\dots$  ya'ni  $N=2n+l-2$ ,  $n$  – radial funksiyasi  $U_{ne}(r)$  ning tugunlar soni. Har bir xususiy qiymat  $E_n$  ga  $l$  ning har – xil qiymatlariga to'g'ri keluchi xususiy funksiya to'g'ri kelganligi sababli  $E_n$  – ayniganidir. Agarda  $N$  juft son bo'lsa,  $l$  ham juft ya'ni  $0, 2, 4, \dots, N$ . Agarda  $N$  toq son bo'lsa,  $l$  ham toq ya'ni  $1, 3, 5, \dots, N$  bo'adi.

Berilgan  $N$  da aynigan holatigacha zarralarning maksimal soni

$$n_N = \sum_e 2(2l+1) = (N+1)(N+2) \quad (3.7)$$

$N=0$  dan  $N=N_0$  gacha qobiqlarini to'ldiruvchi zarralarning to'lsa soni

$$\sum_N n_N = \frac{1}{3} (N_0+1)(N_0+2)(N_0+3) \quad (3.8)$$

Garmonik ossillyatorning sathlari holatini quyidagi to'rtta kvant sonlar tavsiflaydi: orbital moment  $l(0, 1, \dots)$ , to'la moment  $j(l + \frac{1}{2})$  va  $l - \frac{1}{2}$  qiymatlarni qabul qiladi. To'la moment proeksiyasi  $m$ ,  $-j$  dan  $+j$  gacha bo'lgan  $2j+1$  qiymatga ega.  $n$  berilgan son  $l$  da sathlar  $1, 2, 3, \dots$  tartibini ko'rsatadi.  $l$  ning berilgan qiymati uchun quyidagicha belgilash qabul qilingan

$$l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$$

$$s, p, d, f, g, h, i, k, l, m, n$$

Sathlarni belgilashda oldin  $n$ , so'ngra orbital moment qo'yiladi. Pastki indeks to'la moment  $j$  ni qiymatini ko'rsatadi. Masalan,  $2d_{\frac{5}{2}}$  yozuv berilgan sath uchun  $n=2, l=2, j=\frac{5}{2}$  ekanligini ko'rsatadi. Jumladan bu sath 6 karra turlangan, chunki bu holda  $2j+1=6$ .

Quyidagi jadvalda ossillyatorning  $N=0$  dan  $N=6$  gacha bo'lgan qobiqlar sathlar energiyasi, har bir aynigan holatga to'g'ri keladigan zarralarning maksimal soni  $n_N$  va ularning to'la soni  $\sum_N n_N$  keltirilgan.

Jadvaldan ko'rinishicha garmonik ossillyator uchun yadrolarda nuklonlar soni 2, 8, 20, 70, 112, 168 bo'lgandagina turg'un qobiqlar vujudga keladi.

Dastlabki uchta 2, 8, 20 sonlar "sehrli sonlar" ga to'g'ri keladi. Bundan "sehrli sonlar" ni hammasini bera oladigan yangi potensial shaklini topishimiz zarurligi aniqlanadi.

No	$E_n / W_0$	$(n, l)$ – holatlar	$n_N$	$\sum_N n_N$
0	$\frac{3}{2}$	1s	2	2
1	$\frac{5}{2}$	1p	6	8
2	$\frac{7}{2}$	2s 1d	12	20
3	$\frac{9}{2}$	2p 1f	20	40
4	$\frac{11}{2}$	3s 2d 1g	30	70
5	$\frac{13}{2}$	3p 2f 1h	42	112
6	$\frac{15}{2}$	4s 2d 2g 1i	56	168

Bu sohada ko'p urinishlardan so'ng nuklonni spinini hisobga olish zarurligi topildi va kuchli spin – orbital ta'sir quyidagi potensial orqali hisobga olinadi

$$V_{es} = -V_{es}(r) \vec{l} \vec{s} \quad (3.9)$$

bu yerda  $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$ ,  $\vec{s}$  – nuklon spini.

$$V_{es}(r) \approx \frac{1}{2} \frac{dV(r)}{dr}$$

Spin – orbital kuchlar sathlarining to'la momenti  $j$  bo'yicha aynishini bekor qiladi. Endi

$$\vec{j}^2 = (\vec{l} + \vec{s})^2 = l^2 + s^2 + 2(\vec{l}, \vec{s}) \quad (3.10)$$

tenglikdan foydalanamiz va (3.9) potensialning takroriy qismlari uchun quyidagi holatlarga ega bo'lamiz

$$(\vec{l}, \vec{s}) = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2) = \begin{cases} \frac{1}{2}l, & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}(l+1), & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3.11)$$

Shunday qilib, energiya sathlarining  $l + \frac{1}{2}$  va  $l - \frac{1}{2}$  sathlargacha ajralishi nuklon spini va uning orbital momentining o'zaro ta'siridan ekan. Spin orbital ta'sirini hisobga olganda hamma “sehrli sonlar” ni osongina olish mumkin.

Spin – orbital ta'sir hisobga olinganda to'la funksiya quyidagicha bo'ladi

$$\Psi_{nejt}(r, \vartheta, l) = \frac{U_{nlj}(r)}{r} Y_{ejt}(\vartheta, \varphi)$$

$$Y_{ejm} = \sum_{m_e, m_s} \langle l m_e \left(\frac{1}{2}\right) m_s | j m \rangle Y_{em_e}(\varphi, \vartheta) \chi_{\frac{1}{2}}(m_s)$$

Spin – orbital ta'sirining mavjudligi ko'picha tajribalar oraqali isbotlangan bo'lib, bunga sathlarning  $j = l = \frac{1}{3}$  bo'yicha parchalanish misolidir. Ayniqsa bu parchalanish tugallangan va to'ldirilgan qobiqdan tashqari bitta nukloni bo'lgan yoki bitta nukloni yetishmaydigan yadrolarda aniq ko'riladi.

Spin – orbital parchalanish (tilinish) orbital harakat miqdori  $l$  ning ortishi bilan ortib boradi. Shuning uchun sathlarning tilinishi  $l$  lari katta bo'lgan og'ir yadrolarda muhimroq ahamyat kasb etadi. Ya'ni berilgan  $l$  ning qiymatida  $j = l + \frac{1}{2}$  li sath  $j = l - \frac{1}{2}$  li sathdan pastda yotadi. U sath uchun aynish darajasi  $2j + 1 = 2l + 2$  bo'ladi. Momenti  $j = l - \frac{1}{2}$  bo'lgan yuqoridagi sath karrali aynigan bo'ladi. (3.8) formulaga ko'ra  $N = 3$  qobiqni to'la to'ldiruvchi nuklonlar soni 40 ta, bunga yaqinroq “sehrli son” esa 50.  $lg_{\frac{9}{2}}$  holatidagi nuklonlar soni 10 ta bo'lib,  $lg_{\frac{9}{2}}$  sathli energiyasi spin orbital kuchlar ta'sirida kamayadi va ossilyatorning  $N = 3$  qobig'iga kirib qoladi. Shuning uchun unda nuklonlarning to'la soni 50 ga yetib, to'g'ri “sehrli” qobiqni to'ldiruvchi sonni olamiz. Xuddi shunday mulohazalarni  $lg_{\frac{11}{2}}$  sath ustida ham yuritish mumkin. Bu sath uchun zarra soni 12 ga teng. Energiyasi bo'yicha ozgina pastga siljib  $N = 4$  bo'lgan ossilyator qobig'iga kirib qoladi va bu sath 82 “sehrli” songa olib keladi.  $lg_{\frac{13}{2}}$  energiya sathi pasayib  $N = 5$  qobiqqa kirib qoladi va unga 14 nuklon qo'shilib 126 “sehrli” nuklonlar sonini hosil qiladi.

**Savollar:**

1. Yadro modellari va ularning zarurligi.
2. Tomchi modeli va uning yutuq va kamchiliklari.
3. Fermi – Gaz modeli.
4. Bir zarrali qobiq modeli.
5. Sehrli sonlar va Mayer sxemasi.
6. Spin – orbital ta'sir.
7. Nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir potentsiallari.

## ELEMENTAR ZARRALAR

1. *Elementar zarralar haqida asosiy tushunchalar.*
2. *Elementar zarralarning kvant sonlari va ularning saqlanishi.*
3. *Elementar zarralarning fundamental o'zaro ta'sir turlari.*

Elementar zarralar fizikasi butun dunyo fiziklari tomonidan fizikaning boshqa sohalariga nisbatan chuqur va butun dunyo miqiyosida o'rganilayotgan fan bo'lib, ilmiy natijalari fan va texnikaning juda ko'pgina sohasida o'zining amaliy taqbiqini topdi.

Elementar zarralar deganda odatda boshqa tarkibiy qismlarga ajralmaydigan zarralarni tushunamiz.

Bunday zarrachalar sifatida elektron ( $e$ ), foton ( $\gamma$ ), neytrino ( $\nu$ ) va yana boshqa neytronlarni hamda kvarklarni qarash mumkin. Neytrino ( $\nu$ ), foton ( $\gamma$ ), elektron ( $e$ ) va proton ( $p$ ) lar yashash davri juda katta bo'lgan turg'un zarrachalar bo'lib, elektron uchun uning qiymati  $\tau_e = 10^{22}$  yil, proton uchun esa  $\tau_p = 10^{30}$  yil ekanligi tajribada aniqlangan.

Bulardan boshqa yana bir nechta yuzta zarralar mavjud bo'lib ularning yashash davrlari  $10^{-22}$  sekunddan  $10^{-6}$  sekund oralig'ida yotadi. Bulardan ko'plari  $10^{-20}$  vaqtdan kam yashaydi va ular rezonanslar deb ataladi.

Faqat elementar zarrachalargagina tegishli bo'lgan xususiyatlardan bu ularning o'zaro ta'siri natajasida yangi zarralar tug'ulishidir. Yetarlicha katta energiyaga ega bo'lgan ikkita zarrachalar to'qnashganda ko'p yangi zarralar tug'uladi. Bunday zarrachalarning soni yuzdan ham ortiq bo'lishi tajribada kuzatilgan. Bu zarralarning hammasi butgul yangi va mustaqil zarrachalar bo'lib, dastlabki to'qnashayotgan zarrachalarning tashkil etuvchi bo'lagimasdir. Shu sababli noturg'un zarrachalarning yemirilishi natijasida ham, ularga nisbatan yengil zarrachalar tug'iladi va bu zarralar ham yemirilayotgan zarrachalarning tarkibiy qismi bo'lmay, balki yemirilish jarayonida tug'ilayotgan yangi zarrachalardir.

Mavjud hamma elementar zarralar turli jarayonlarda ishtirok etadi va bu jarayonlarda ular orasida o'zaro ta'sir asosan to'rtta turda bo'lib, ular gravitatsiya, elektromagnit, kuchsiz va kuchli ta'sirlardir.

Gravitatsiya ta'sirida hamma elementar zarralar ishtirok etadi. Chunki gravitatsiya maydoning manbai to'rt o'lchovli energiya – impuls tenzoridir. Xususiy holda tinch turgan zarra uchun uning massasi maydon manbai bo'ladi.

Elektromagnit maydon manbai esa to'rt o'lchovli elektromagnit tok vektoridir. Tinch turgan zarra uchun bu vektorning nolinci tashkil etuvchi noldan farqli bo'lib, u zarraning elektr zaryadiga teng bo'ladi. Elektr zaryadga ega bo'lmagan neytral zarralar  $n$  – neytron va  $\gamma$  – neytrino elektromagnit maydon bilan o'zlarining murakkab strukturaga ega ekanligi yoki kvant effektlari mavjudligi hisobiga ta'sirlashadi. Bu jihatdan elektronmagnit ta'sir gravitatsiya ta'siriga nisbatan chegaralangan bo'lib, bunda faqat elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralar ishtirok etadi.

Kuchsiz ta'sir ham elektromagnit ta'sir kabi ma'lum doirada chegaralangan ta'sirdir.

Kuchli ta'sirga kelsak, unda faqat adronlar deb ataluvchi zarralar ishtirok etadi. O'z navbatida adronlar ham ikki guruhga bo'linadi: barionlar – yarin butun spinli zarralar va mezonlar – butun spinli zarralar. Barionlar qatoriga nuklonlar va antinuklonlar hamda massasi nuklonning massasidan katta bo'lgan giperonlar va rezonanslar kiradi.

Hozirgi vaqtda kuchli ta'sirda ishtirok etmaydigan oltita fermion mavjuddir. Bular leptonlar deb ataladigan ushbu zarrachalar – elektron ( $e$ ), myuon ( $\mu$ ), tay-lepton ( $\tau$ ) va ularga mos keluvchi  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  neytronlar.

Yuqorida keltirilgan o'zaro ta'sir ta'sir kuchlarining kuchli ta'sir jadalligiga (intensivligiga) nisbatan keltirilgan jadalligini quyidagi jadvalda keltirilgan.

№	O'zaro ta'sir turi	Ta'sirning solishtirma jadalligi	Ta'sir kuchi radiusi
1	Kuchli	1	$10^{-13}$ sm
2	Elektromagnit	$10^{-4}$	$\infty$
3	Kuchsiz	$10^{-24}$	$10^{-11}$
4	Gravitatsiya	$10^{-40}$	$\infty$

Misol sifatida ikkita proton orasidagi elektromagnit ta'sir kuchi bilan gravitatsiya ta'sir kuchi orasidagi nisbatni ko'rib chiqaylik.

$$F_{gra} = \gamma \frac{M_p}{r^2} = \frac{6,7 \cdot 10^{-8} \cdot (2 \cdot 10^{-24})^2}{r^2} = \frac{2,7 \cdot 10^{-55}}{r^2}$$

$$F_{el} = \frac{e^2}{r^2} = \frac{(5 \cdot 10^{-10})^2}{r^2} = \frac{2,5 \cdot 10^{-19}}{r^2}$$

Bu kuchlarning nisbati  $\frac{F_{gra}}{F_{el}} \approx 10^{-36}$  ga teng, ya'ni gravitatsiya ta'sir elektromagnit ta'sirdan  $10^{-36}$  marta kuchsiz ekan.

Bu nisbatning qiymati boshqa zarrachalar uchun boshqacha, ya'ni kichik yoki katta bo'lishi mumkin. Bu unchalik katta ahamyatga ega emas, chunki bizni bu sonni absolyut kattaligi emas balki solishtirish uchun ko'rgazmaligi qiziqtiradi.

Elementar zarralar uchun har bir zarrani tafsiflovchi kvant sonlari to'plami mavjud. Elementar zarralar ishtiroki bilan bo'ladigan jarayonlarda bu kvant sonlarining saqlanish qonunlarining ahamyati beqiyos kattadir. Buning sabablaridan biri faqat elementar zarralarning dunyosigagina ta'luqli bo'lgan ko'pgina saqlanish qonunlarining mavjudligi,

ikkinchisi hozirgacha elementar zarralarning tugallangan to'la nazariyasining yo'qligi va uchunchidan mikrodunyoga o'tish bilan saqlanish qonunlari mikrodunyodagiga qaraganda effektiv va aniq bajariladi.

Misol sifatida protonning nima sababdan barqaror ekanligini ko'rib chiqaylik. Energiya va elektr zaryadining saqlanish qonunlariga ko'ra  $p \rightarrow e^+ + \gamma$  yemirilish man etilmagan, lekin bunday yemirilish boshqa kvant soni, ya'ni protonga ta'luqli bo'lgan barion zaryadining (proton uchun  $B=1$  ga teng) saqlanish qonunining bajarilayotganligi tufayli bu yemirilish sodir bo'lmaydi. Shu sababli elektr zaryadining saqlanish qonunining buzilishi  $e \rightarrow \nu + \gamma$  yemirilishni bo'lishiga to'sqinlik qiladi.

Barcha og'ir barionlar – giperonlar va rezonanslar ketma – ket yemirilish natijasida oxirida protonhosil bo'lishi bilan to'xtaydi. Buning ma'nosi barionlar ichida eng yengil proton bo'lib, barion zaryadi yemirilayotgan bariondagi proton sonini ifodalaydi.

Masalan  $\Omega^-$  – giperonni yemirilishini ko'raylik. Bu giperonni massasi 1672 Mev ga teng bo'lib, uning yemirilish kanallaridan biri quyidagicha

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$$

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

Bu yerda dastlabki omega-minus –giperon ( $\Lambda^0$ )-lambda nol giperonga va  $k^-$ -mezoniga yemiriladi,  $\Lambda^0$ -giperon esa o'z navbatida neytron, e-elektron va neytronga yemiriladi.

Hozirgi kunda elementar zarralarning soni bir necha yuzdan ortiq bo'lib, ularni tafsiflovchi kattaliklari xam turlichadir, shuning uchun hammasini jamlovchi jadvallar <<Reviw of Particle Propoerties>> deb atalgan to'plami har yili chop etiladi.

Elementar zarralar fizikasida saqlanish qonunlari fizik tabiati bo'yicha uch guruhga bo'linadi. Birinchi guruh fazo-vaqtning to'rt o'lchovli geometriasi bilan bog'liq bo'lgan energiya, implus, implus momenti, spin, CR-juftlik, T-juftlikning saqlanish qonunlari kiradi. Ikkinchi guruhga odatda elektr, barion va ikki xil lepton zaryadlarining saqlanish qonunlari kiradi. Nihoyat, uchinchi guruhga faqat ba'zi o'zaro ta'sirdagina bajariladigan saqlanish qonunlari kiradi. Bular: S-g'alatlik, C-maftunlik, v-go'zallik, t-haqiqiylik kabi kvant sonlar bilan bog'liq bo'lgan saqlanish qonunlari. Bu guruh saqlanish qonunlari tarkibiy hisoblanadi. Bunday tarkibiy saqlanish qonunlarini o'rganish har hil o'zaro ta'sirlar turli hil darajadagi simmetriyaga ega bo'lishini ko'satadi. O'zaro ta'sir qanchalik kuchli bo'lsa, u shunchalik simmetrikdir, ya'ni u uchun shunchalik ko'p saqlanish qonunlari bajariladi.

Endi yuqorida sanab o'tilgan o'zaro ta'sir kuchlariga batafsilroq to'xtalib o'taylik.

## GRAVITATSIYA

Gravitatsiya ta'sirining norelyavistik nazariyasi bundan uch asr ilgari Nyuton tomonidan yaratilgan.  $m_1, m_2$  -massali ikkita jismning o'zaro gravitatsiya ta'sir patensial

$$U(r) = \gamma \frac{m_1 m_2}{r}$$

ko'rinishiga ega , bu yerda  $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ sm}^3 \text{ 2}^{-1} \text{ s}^{-2}$  gravitatsiyaning relyativistik nazariyasi Eynshteyn tomonidan yaratilgan bo'lib , u umumiy nisbiylik nazariyasi (UNN) deb ataladi. UNN Nyutonning nazariyasini o'z ichiga olgan holda, ko'pgina ajoyib hodisalarni oldindan bashorat qilish, yangi hodisalarni va effektivlarni asosli ravishda yaratib berdi. Bular ; yorug'lik nuri radioto'lqinlarning gravitatsion maydonda og'ishi , gravitatsion to'lqinlar , qora o'ralar. Hozirgi zamon kosmologiyasining rivojlanishiga UNN roli beqiyos kattadir.

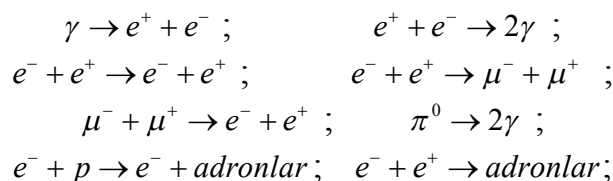
Afsuski gravitatsiyaning kvant nazariyasi hozirga qadar yaratilmagan bo'lib, bunga asosan laboratoriya sharoitidagi ikkita elementar zarra o'rtasidagi o'zaro ta'sirining juda kuchsizligi va ularning tajribada o'lchab bo'lmasligi , hamda gravitatsion ta'sir nazariyasining boshqa nazariyalarga nisbatan eng murakkabligidir. Chunki maydonning kvant nazariyasiga ko'ra shu maydon kvantining spinini oshib borishligi bilan uni relyativistik kvant nazariyasini murakkabligi ham ortib boradi . Gravitatsiya maydonning kvanti graviton deb ataladi va uning spini 2 ga teng . Bunday gravitonlar bilan almashinib ta'sirlashayotgan gravitatsiya ta'siri energiyasi ortishi bilan ortib boradi va  $E = m_{pl} c^2$  (bu yerda  $m_{pl}$  –Plank massasi  $m_{pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 1,22 \cdot 10^{19} \text{ GeV} \cdot \text{s}^{-2}$ ) bo'lganda kuchli ta'siriga aylanadi.

Xulosa qilib aytish mumkinki, gravitatsiyaning kvant nazariyasini yaratilmaganligining sababi uning laboratoriya sharoitida olinadigan energiya qiymatida juda kuchsizligi va juda katta ( $E = 10^{19} \text{ GeV}$ ) energiyada esa juda kuchsizligidir.

## ELEKTROMAGNIT TA'SIR.

Elektromagnit ta'sir bu zarralarning elektr zaryadlarini elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sir bo'lib , u boshqa o'zaro ta'sirlarga nisbatan to'laroq o'rganilgan. Chunki elektromagnit ta'sir-fizikaviy , kimyoviy biologik jarayonlarda sodir bo'ladigan hodisalarning qariyb hammasida ishtirok etadi.

Elementar zarralar olamida quyidagi jarayonlar elektromagnit ta'sir (ET) natijasida sodir bo'ladi, ya'ni



ET ning xarakteri vaqti  $t = 10^{-20}$  sek tartibida unung jadalligi  $\sigma_e = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137,2}$  bilan aniqlanadi .

ET ning manbai bo'lgan  $e^+, \mu^+$  va  $\gamma$  – fatonlarning nazariyasi kvant elektrodinamikasi fanida o'rganiladi. Kvant elektrodinamikasi mavjud fizika nazariyalar ichida eng aniqrog'idir. Chunki bu nazariyada kichik parametr  $\alpha$  -ning mavjudligi g'alayonlanish nazariyasini qo'llash imkonini berdi. Masalan elaktronning magnit maydonini nazariy



hisoblashda  $\alpha, \alpha^2, \alpha^3, \alpha^4$ , tartibli hadlar hisoblangan bo'lib, ular tajriba natijalari bilan juda mos tushadi.

Kvant elektrodinamikasida asosan zaryadli zarralar orasidagi ET ularning foton chiqarishi yoki yutishi yoki virtual fotonlar almashinuvi orqali kechadi.

$\gamma$  – Kvant elektrodinamikasining nazariyadagi ahamiyati juda katta bo'lib, shu nazariya ET-ga nisbatan murakkabroq bo'lgan kuchli va kuchsiz ta'sirlar nazariyalarini hamda buyuk birlashuv modelini yaratishda muhim ahamiyatga ega bo'ladi.

Elektronning anti zarrasi pozitronning mavjudligini ham birinchi bor kvant elektrodinamikasi asosida Dirak bashorat qilgan edi.

### ZAIF O'ZARO TA'SIR

Zaif o'zaro ta'sir (ZT) radioaktiv yadrolarning  $\beta$  – yemirilishida namoyon bo'ladi, ya'ni  $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$   $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$   $\beta$  – yemirilishning birinchi kvant nazariyasi Fermi tomonidan yaratilgan bo'lib, bunga asosan neytron va proton hosil qilgan adronlar toki bilan elektron (pozitron) va neytrino (antineytrino) hosil qilgan leptonlar toki o'rtasidagi ta'sirlar natijasi deb qaraladi. Bu ta'sir jarayonida qatnashayotgan zarralarning hammasi fermionlar bo'lganligi sababli, 4 – fermionli ta'sir deb nomlanadi. Bu ta'sirning doimiysi Fermi doimiysi bo'lib, u o'lchamlidir ya'ni

$$G = 1,436 \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{sm}^3$$

ga teng. Fermi doimiysi yadro masshtabida juda kichkina. Shuning uchun  $G_f$  – ga proporsional bo'lgan  $\beta$  – yemirilish ehtimolligi ham juda kichkina bo'ladi. Shu sababli tabiatda ZT ostida kechadigan jarayonlarning harakterli vaqtlari ham boshqa ta'sirlarga nisbatan kattadir. Masalan  $\mu$  – ikki mikrosekund yashasa, neytron taxminan 1000 sekund yashaydi.

Zaif o'zaro ta'sirni hozirgi zamon kvant maydon nazariyasiga ko'ra, ta'sirini tashuvchi zarralari uch xil  $W^+$ ,  $W^-$  va  $Z_0$  bo'lib, ular oraliq bozonlar deyiladi. Bu oraliq bozonlarning massalari proton massalatidan qaryib 80 – 100 marta katta. Shuning uchun ularning ta'sir radiusi  $10^{-15} \text{ sm}$  tartibida bo'ladi. Mikroolamda zaif o'zaro ta'sir ostida sodir bo'ladigan jarayonlarning kichik ehtimollik ega bo'lishi shu oraliq bozonlarining massalarini kattaligiga bog'liq. ZT ning xususiyatlaridan biri neytrinoning faqat shu ta'sirda ishtirok etishidir.

$W^+$  va  $Z_0$  oraliq bozonlari 1983 yili 20 yanvarda Jeneva shahrida katta ilmiy markaz (SERN) da proton va antiprotonlarning yuqori energiyali dastalarini to'qnashtirilishi jarayonida K. Rubbia va S. Van der Meer rahbarligida eksperimentda kashf qilindi.

### KUCHLI O'ZARO TA'SIR

Yuqorida biz kuchli ta'sirda faqat adronlar deb ataluvchi elementar zarralar ishtirok etishini qayd qilgan edik. Adronlar liptonlardan farqli bo'lib, ular ichki tarkibiy tuzulishga

ega bo'lgan elementar zarralardir. Adronlarning tarkibini  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $t$ ,  $b$  kvarklar tashkil qiladi. Bu kvarklar orasidagi o'zaro ta'sir kuchli o'zaro ta'sir deyiladi. Glyuonlar massasiz spini nolga teng bo'lgan zarra.

Kvarklar va liptonlar tarkibiy qismga ega bo'lmagan haqiqiy elementar zarralar. Shuning uchun ularni fundamental zarralar ham deyiladi. Kvarklar erkin holda mavjud emas. Ular adronlar ichida umirbod qamalgan holda bo'lishini hozirgi zamonda nazriy hisoblashlar orqali isbot qilingan.

Endi kvarklarning ba'zi xususiyatlariga to'xtalib o'taylik. Kvarklarning adronlardan asosiy farqi shundaki, ularning barion va elektr zaryadlari kasr sonlardan iborat. Spinlari esa  $\frac{1}{2}$  ga teng, ya'ni fermionlardir. Norelyativistik kvark modeliga ko'ra adronlar massasi 300 MeV atrofida bo'lgan kvark – antikvark juftlaridan iborat bulut bilan o'ralgan “valent” kvarklaridan tashkil topgan.

Relyativistik kvant nazariyasida bu kvarklarni massalari 5 – 10 MeV ni tashkil qiladi va ularni “yalang'och” yoki tok kvarklar deyiladi.

Proton va neyronlar eng yengil barionlar bo'lganligi sababli, ular eng yangil kvarklardan ya'ni zaryadi  $+\frac{2}{3}e$  bo'lgan  $u$  (inglizcha “up” – yuqori) va zaryadi  $-\frac{1}{3}e$  bo'lgan  $d$  (inglizcha “down” – pastki) kvarklardan tuzulgan. Proton ikkita  $u$  va bitta  $d$  kvarkdan tuzulgan. Neytron esa ikkita  $d$  va bitta  $u$  kvarklardan tuzulgan, ya'ni  $P=uud$ ,  $n=ddu$ .

Norelyativistik kvark modeliga ko'ra kvarklarning nuklondagi orbital burchak momentlari nolga teng. Ikkita  $u$  kvarkning spinlari yig'indisi 1 ga teng va bu son  $d$  kvarkning spini  $\frac{1}{2}$  bilan geometrik qo'shilib, protonni spinini beradi. Shu kabi spin  $\frac{3}{2}$  ga teng bo'lgan barion rezonanslarini ham kvark tuzulishini yozish mumkin, ya'ni

$$\Delta^{++}=uuu, \quad \Delta^+=uud, \quad \Delta^0=udd, \quad \Delta=ddd$$

Spini nolga teng adronlar ya'ni mezonlar kvark va antikvarklardan tuzuladi. Masalan

$$\pi^+=u\bar{d}, \quad \pi^-=d\bar{u}, \quad \pi^0=\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}-d\bar{d})$$

Shunday qilib, barionlar uchta kvarklardan, mezonlar esa kvark va antikvarklardan iborat ekan.

Kvark va antikvarklarning orbital burchak momentlari nolga teng va spinlari qarama – qarshi yo'nalgan bo'lganligi sababli ularning yig'indisi nolga teng, ya'ni mezonlarning spinlariga teng. Agarda spinlari parallel yo'nalgan bo'lsa ularning yig'indisi birga teng bo'ladi va ular  $p^+$ ,  $p^-$ ,  $p^0$  mezonni tashkil qiladi.

1950 – yilning boshida g'alati xususiyatli zarralarning bir guruhi qayd qilindi. Bu zarralarning g'alati xossalari ularning payda bo'lish va parchalanishida namoyon bo'ladi. Bu zarralar adronlar bo'lib, ular adronlarning to'qnashishida juft holda yoki uchlik holatida tug'uladi. Parchalanganda nuklon va pionlarga parchalanadi ya'ni kuchli ta'sir ostida tug'ulib, kuchli ta'sir ostida yemirilishiga qaramay ularning xarakterli vaqtlari  $10^{-10}$  –  $10^{-8}$  s. Bu esa o'zaro kuchli ta'sirga mos kelmaydi. Shu sababli xususiyatlarini tushuntirish uchun

$S$  – g’alilik kvant soni kiritilgan.

G’alilikka ega bo’lgan barionlarni giperonlar deb ataladi. Giperonlarni kvark tuzulishini yozish uchun g’alilikka ega bo’lgan  $S$  – kvark kiritilgan. Bu kvarkning spini  $\frac{1}{2}$ , zaryadi esa  $-\frac{1}{2}e$ , g’aliligi  $S=-1$  ga teng. Misol sifatida  $\Omega^- = sss$ ,  $\Lambda^0 = sud$ ,  $\Sigma^+ = suu$  giperonlarni va  $\kappa^+ = su$ ,  $\kappa^- = su$  mezonlarni ko’rish mumkin.

1974 – yilda Rixter va Ting tomonidan  $\frac{1}{\Psi}$  zarralar deb ataluvchi massasi 2,9 – 4, 03 GeV orasida yotgan og’ir vektor mezonlarining eksperimentda kashf qilinishi tabiatda  $c$  (inglizcha “charm” so’zidan) to’rtinchi kvarkning borligini isbot qildi. U yana “maftun” degan kvant soniga ega uning qiymati  $c = 1$  ga teng.

1976 – yilda Lederman tomonidan  $Y$  – ipsilon mezonning ochilishi beshinchi kvark  $b$  – kvarkni mavjudligini ko’rsatdi.  $b$  - kvark (“beauty” – go’zal) zaryadi  $-\frac{1}{3}e$  va go’zalligi  $b = 1$  bo’lgan kvarkdir. Uning massasi taxminan 4,8 GeV ga teng. Shu kabi massasi 18 GeV dan og’ir bo’lgan, zaryadi  $+\frac{2}{3}e$  ga teng, ya’ni  $t$  (top) kvarkning mavjudligi ham hozirgi kunda isbotlangan.

Yuqorida qayd qilingan  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$  – kvarklarning har biri uch xil kvant holarda bo’ladi. Bu kvant songa “rang” deb berilgan. Bu rang optikaviy rang bilan hech qanday aloqaga ega bo’lmay shartli ravishda kiritilgan nomdir.

Kvarklar orasidagi kuchli ta’sirning manbai rang bo’lib ularni tashib yuruvchi zarrasi glyuonlardir. Glyuonlar va kvarklarning o’zaro ta’sirini o’rganuvchi fan kvant xromodinamikasi (KXD) deb nomlanadi.

#### **Savollar:**

1. Elementar zarralar va ularni sinflarga bo’lish.
2. Elementar zarralar orasidagi fundamental ta’sirlar.
3. Elementar zarralar modellari.
4. Kvark modeli. Kvant xromodinamikasi.

## **ADABIYOTLAR**

1. R.V.Bekjonov “Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi”. Toshkent. “O’qituvchi” 1995 y.
2. Ю. Мю Широков и Н. П. Юдин “Ядерная физика”. Москва. “Наука” 1972 г.
3. А.К.Вольтер, И.И.Залюбовский “Ядерная физика”. Харьков. “Высшая школа”. 1974 г.
4. А.Г.Ситинко, В.К.Тартаковский “Лекции по теории ядра”. Москва. “Атом

издат” 1972 г.

5. Н.Ф.Нелина “Физика элементарних частиц” . Москва. “Высшая школа”.
6. Т.П.Ченг, Л.Ф.Ли “Калибровичные теории в физике элементарних частиц”. Мосва. “Мир” 1987 г .

## MUNDARIJA

Kirish.....	3
Atom yadrosining asosiy xususiyatlari.....	3
Yadro kuchlari.....	10
Radioaktivlik.....	14
Al’fa emirilish.....	16
Beta emirilish.....	18
Yadrolarning gamma nurlanishi.....	19
Yadro reaksiyalari.....	21
Yadro modellari.....	30
Yadroning qobiq modeli.....	33
Elementar zarralar.....	37
Gravitasiya.....	40
Elektromagnit ta’sir.....	40
Zaif o’zaro ta’sir.....	41
Kuchli o’zaro ta’sir.....	42
Adabiyotlar.....	44

Bosishga ruxsat etildi 16.10.2000. Hajmi 2.75 bosma taboq  
Bichimi 60x84 1/16. Addadi 100 nusxa. Buyurtma 939. M. Ulug’bek nomidagi O’zbekiston Milliy  
Universiteti bosmaxonasida chop etildi.