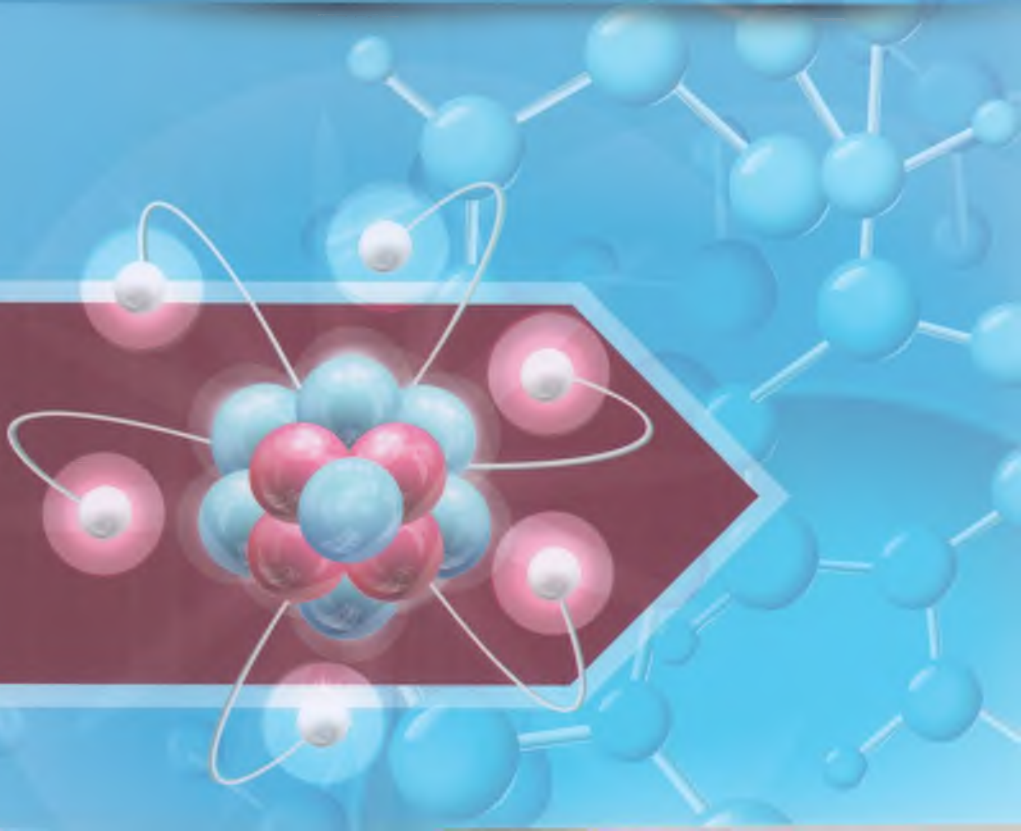


S. Polvonov, E. Bozorov, Z. Kanokov

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI



**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

**MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI O'ZBEKISTON
MILLIY UNIVERSITETI**

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI FANLAR AKADEMIYASI
YADRO FIZIKASI INSTITUTI**

POLVONOV Satimboy Rajapovich
BOZOROV Erkin Xojiyevich
KANOKOV Zakirjon

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan Oliy
o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv qo'llanma sifatida tavsiya etilgan*

**Toshkent
«GO TO PRINT»
2020**

UO‘K: 539.1(075)
KBK 22.383ya7
P 63

S.R. Polvonov, E.X. Bozorov, Z. Kanokov. Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi. O‘quv qo‘llanma –T.: «Go To Print»,2020, 208 bet.

O‘quv qo‘llanmada atom yadrosining asosiy xususiyatlari, yadro kuchlari, yadro modellari, radioaktiv parchalanishning asosiy qonunlari, yadro reaksiyalari, yadro nurlanishlarning modda bilan o‘zaro ta’siri, elementar zarralar klassifikatsiyasi, elementar zarralar va saqlanish qonunlari bayon etilgan.

Ushbu o‘quv qo‘llanma atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi sohasidagi mutaxassislar, doktorantlar hamda oliy o‘quv yurtlari bakalavrlari va magistrantlari uchun mo‘ljallangan.

«Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi» fanidan ma’ruza va amaliy mashg‘ulotlarni o‘tkazish, mazkur mashg‘ulotlarda topshiriqlarni bajarishga doir o‘quv qo‘llanma O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim Vazirligi tomonidan tasdiqlangan o‘quv rejasiga binoan tayyorlangan.

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligining 2018-yil 27-martdagi 274-sonli buyrug‘iga asosan, O‘zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasi tomonidan litsenziya berilgan nashriyotlarga nashr qilishga ruxsat berildi.

Ro‘yxatga olish raqami 274-318

UO‘K: 539.1(075)
KBK 22.383ya7

Taqrizchilar: O‘zMU fizika fakulteti “Yadro fizikasi” kafedrasida professori, O‘zRFA akademigi

T.M. Mo‘minov

O‘zRFA akad. “Fizika-Quyosh” ilmiy ishlab chiqarish birlashmasi “Yuqori energiyalar fizikasi” laboratoriyasi bosh ilmiy xodimi, fizika – matematika fanlari doktori, professor

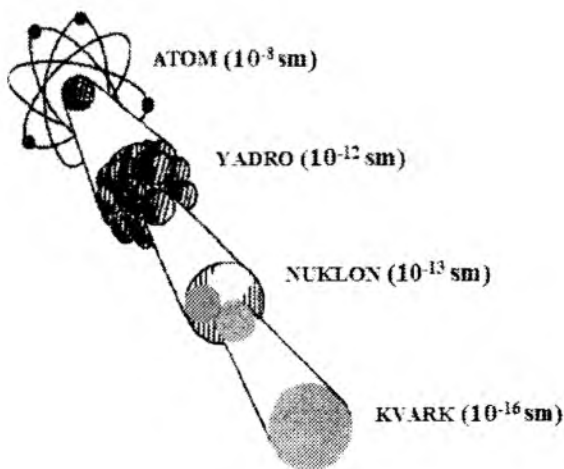
S.L. Lutpullayev

Tosh PTI “Tibbiy va biologik fizikasi, informatika va informatsion texnologiyalar” kafedrasida mudiri, fizika – matematika fanlari nomzodi, dotsent

D.A. Qarshiyev

KIRISH

Yadro fizikasi, bu zamonaviy fizikaning eng yirik bo'limlaridan biri bo'lib, u atom yadrosining tuzilishi va xususiyatlarini, zarralar xususiyatlari va o'zaro aylanishlarini o'rganuvchi fandır. Yadro fizikasi, zamonaviy yadro energetikasi va yadro texnologiyalarining ilmiy negizi hisoblanadi. Yadro fizikasi, fan va texnikaning ko'pgina tarmoqlarida keng qo'llanilmoqda. Keyingi vaqtlarda yadro fizikasi, tibbiyotning turli sohalarida qo'llanishi juda jadallashib ketdi desak mubolag'a bo'lmaydi. Buning natijasida yadro tibbiyoti deb nomlangan yangi yo'nalish va fan vujudga keldi. Ionlovchi nurlanishlar manbai va radioaktiv indikatorlar metodlari qo'llanilmagan ilmiy izlanishlar yoki ishlab chiqarishlar sohalarini topish qiyindir. Bu metodlar qo'llanilib amalga oshirish uchun mo'ljallangan muammolar soni doimo oshib bormoqda. Bundan tashqari, yadro fizikasi arxeologiya, geologiya va boshqa sohalarda ham qo'llanilib kelmoqda.



Yadro fizikasi o'rganadigan obyektlar.

Yadro fizikasida juda ham kichik masofadagi va bitta zarraga to'g'ri keluvchi juda katta energiyalardagi hodisalar va jarayonlar o'rganiladi. Yadro fizikasi o'rganadigan obyektlar va o'lchamlar rasmda keltirilgan. Bu atom yadrosi va elementar zarralar, ya'ni atomga nisbatan ham kichik obyektlardir. Yadro fizikasi o'rganadigan hodisalar yuz beradigan masofaning eng yuqori chegarasi bu atom o'lchami, ya'ni 10^{-8} sm.

Alohida mikrozaralar energiyasining eng pastki chegarasi bu atomdagi elektronning bog'lanish energiyasidir. Bu ma'noda yadro fizikasi subatom hodisalar fizikasi hisoblanadi.

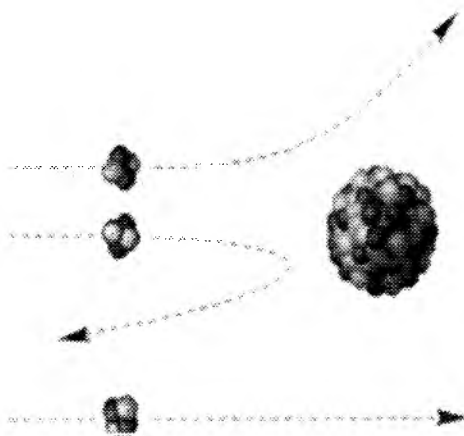
Mazkur o'quv qo'llanmada atom yadrosi va elementar zarralar fizikasining quyidagi bo'limlari bayon qilinadi: atom yadrosining asosiy xususiyatlari, yadro kuchlari, yadro modellari, radioaktivlik, yadro reaksiyalari, yadro nurlanishlarining modda bilan o'zaro ta'siri, elementar zarralar. Ushbu bo'limlar orqali atom yadrosining xususiyatlari, tuzilishi, yadro reaksiyalari, alfa va beta – parchalanishlar, gamma-nurlanishlar, atom yadrolarning o'zaro aylanishlari yoritilgan.

I BOB

ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI

1.1-§. Yadro tarkibi. Elektr va barion zaryad

Ingliz fizigi Ernest Rezerford va uning shogirdlari atom tuzilishini o'rganish maqsadida turli element atomlarini o'sha vaqtda eng kuchli va eng tez uchar atom snaryadlari bo'lgan alfa-zarralar bilan bombardimon qildilar. Alfa zarralarning oltin folgada sochilishiga qarab, E. Rezerford atom markazida massasi katta bo'lgan yadro borligini aniqlaydi, ya'ni u ayrim zarralarning katta burchaklarga sochilishini kuzatadi. Demak, zarralar o'z yo'lida o'z massasidan ham katta bo'lgan zarra bilan to'qnashadi va o'z harakat yo'nalishini o'zgartiradi. Ushbu zarrani E. Rezerford atom yadrosi deb nom berdi va tajriba natijalarini E. Rezerford 1911-yilda e'lon qildi.



1.1-rasm. Alfa-zarralarning yadrolarda sochilishi.

1932-yili rus fiziklari D.D. Ivanenko va Y.D. Gapon birinchi bo‘lib barcha elementlarning atom yadrolari neytron va protonlardan iborat degan fikrni aytganlar. Nemis fizigi V. Geyzenberg bu gipotezani nazariy jihatdan isbotlab berdi. Proton va neytronning massalari bir-biriga yaqin bo‘lib, elektron massasidan taxminan 2000 marta katta, ya‘ni $M_p=1836,15m_e$, $M_n=1838,68m_e$. Proton musbat zaryadlangan zarracha va uning absolyut qiymati elektron zaryadiga teng. Neytron esa elektr zaryadi yo‘q zarrachadir. Atom yadrosining tarkibiga kirgan bu zarralarni *nuklonlar* degan umumiy nomda ham yuritiladi. Nuklon so‘zi lotincha bo‘lib, u *yadro* degan ma‘noni bildiradi.

Proton va neytronlarni atom yadrosida ushlab turadigan kuchga *yadro kuchi* deyiladi.

Yadrodagi protonlar soni Z elementning tartib nomeriga, proton va neytronlarning umumiy soni esa massa soniga teng:

$$A=Z+N \quad (1.1)$$

bunda, A – massa soni, Z – protonlar soni, N – neytronlar soni. Turli yadrolarni belgilashda odatda ${}_Z^AX$ ko‘rinishdagi belgilashlardan foydalaniladi. Bunda tartib nomeri Z bo‘lgan kimyoviy elementning simvoli. Masalan, ${}_4^9Be$ ifoda $Z=4$ va $A=9$ ya‘ni 4 ta proton va 5 ta neytrondan iborat bo‘lgan berilliy atom yadrosini belgisi. Yadrolarni ayrim hollarda *nuklidlar* ham deyiladi.

Tekshirishlar shuni ko‘rsatdiki, tabiatda bitta elementning massasi turlicha bo‘lgan atomlari mavjud bo‘lishi mumkin ekan. Masalan, xlorning massasi 35 va 37 bo‘lgan atomlari uchraydi. Bu atomlarning yadrolarida protonlar soni bir xil, lekin neytronlarning soni turlicha bo‘ladi.

Protonlar soni Z bir xil, biroq massa sonlari turlicha, ya‘ni N neytronlari soni turlicha bo‘lgan yadrolarga *izotoplar* deyiladi. Masalan, vodorod uchta izotopga ega, ya‘ni ${}_1^1H$, ${}_1^2H$ va ${}_1^3H$.

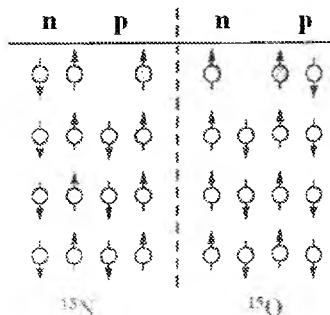
Massa sonlari bir xil bo‘lib, protonlar soni har xil bo‘lgan yadrolarga *izobar yadrolar* deyiladi. Masalan ${}_6^{11}C$ va ${}_5^{11}B$.

Agar neytronlar soni, ya'ni N bir xil bo'lsa, bunday yadrolarga **izotonlar** yoki **izoton yadrolar** deyiladi. Masalan $^{19}_{10}\text{Ne}$ va $^{18}_9\text{F}$. Bu yadrolar 1.2-rasmdagi diagrammada yaqqol ko'rinadi.

Z	^1N - стабил (turg'un) nuklidlar							$^{18}_{10}\text{Ne}$	$^{19}_{10}\text{Ne}$	$^{20}_{10}\text{Ne}$	$^{21}_{10}\text{Ne}$	$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{23}_{10}\text{Ne}$	$^{24}_{10}\text{Ne}$	
9								$^{17}_9\text{F}$	$^{18}_9\text{F}$	$^{19}_9\text{F}$	$^{20}_9\text{F}$	$^{21}_9\text{F}$			
8	Izobarlar ($A = \text{const}$)							$^{14}_8\text{O}$	$^{15}_8\text{O}$	$^{16}_8\text{O}$	$^{17}_8\text{O}$	$^{18}_8\text{O}$			
7								$^{12}_7\text{N}$	$^{13}_7\text{N}$	$^{14}_7\text{N}$	$^{15}_7\text{N}$	$^{16}_7\text{N}$	$^{17}_7\text{N}$		
6				^6_6C	$^{10}_6\text{C}$	$^{11}_6\text{C}$	$^{12}_6\text{C}$	$^{13}_6\text{C}$	$^{14}_6\text{C}$	$^{15}_6\text{C}$					
5				^8_5B	^9_5B	$^{10}_5\text{B}$	$^{11}_5\text{B}$	$^{12}_5\text{B}$	$^{13}_5\text{B}$					Izotonlar ($N = \text{const}$)	
4			^6_4Be	^7_4Be	^8_4Be	^9_4Be	$^{10}_4\text{Be}$								
3			^5_3Li	^6_3Li	^7_3Li	^8_3Li								Izotoplar ($Z = \text{const}$)	
2		^3_2He	^4_2He												
1	^1_1H	^2_1H	^3_1H											^9_1C - nostabil nuklidlar	
N	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

1.2-rasm. Yengil yadrolar nuklidlari misolida tuzilgan proton-neytron diagrammasi.

Agar yadrodagi hamma neytronlarni protonlarga almashtirilsa, va hamma protonlarni neytronlarga almashtirilsa, u holda "ko'zgu" yadrolar hosil bo'ladi. Masalan $^{15}_7\text{N}$ yadro $^{15}_8\text{O}$ yadrosiga nisbatan "ko'zgu" yadro bo'lib qoladi (1.3-rasm). Asosiy holatdagi "ko'zgu" yadrolarning energiyalari Kulon o'zaro ta'sir energiyasi bilan farq qiladi.

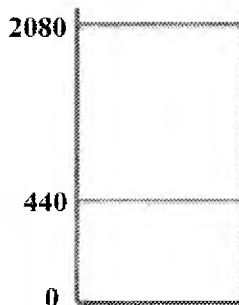


1.3-rasm. Ko'zgu yadrolar.

“Ko‘zgu” yadrolarga quyidagi yadrolarni misol qilib keltirish mumkin: 3_1H - 3_2He , 7_4Be - 7_3Be va h.k. Hamma vaqt “ko‘zgu” yadrolardan biri radioaktiv bo‘ladi.

Bir xil massa sonlariga ega bo‘lib, bir-biridan radioaktivlik xususiyatlari bilan farq qiluvchi yadrolarga *izomer yadrolar* deyiladi. Izomerlar bu bir turdagi, ammo turli energetik holatlarda bo‘lgan yadrolardir. Ayrim hollarda yadroning uzoq yashovchi uyg‘ongan holatiga *izomer holat* deb ham ta’rif beriladi.

Atom yadrosida mikroduyoga xos bo‘lgan kvant qonuniyatlar yaqqol namoyon bo‘ladi. Yadro ham atom kabi diskret energetik sathlarga ega bo‘ladi. Demak, diskret energetik spektrga ega. Yadroning energetik sathlarini rasmdagi ko‘rinishda tasvirlash qabul qilingan. Ushbu rasmda natriy atom yadrosining quyi energetik sathlari misol sifatida keltirilgan. Bu yerda har bir gorizontaal chiziq ma’lum



bir energetik sathga mos kelib, ularning asosiy holatdan boshlab hisoblangan energiyasi chap tamonda (energiya keV larda) keltirilgan. Eng pastki chiziq asosiy holatga mos keladi. Ushbu rasmdan ko‘rinadiki, natriy yadrosini birinchi uyg‘ongan holatga o‘tkazish (uyg‘otish) uchun kamida 440 keV energiya zarur bo‘ladi. Haqiqatdan ham agar natriy nishonini alfa-zarralar bilan bombardimon qilinsa, 440 keV energiyadan kichik qiymatlarda α zarralar bilan yadro orasida elastik to‘qnashish sodir bo‘ladi. Agar α zarralar energiyasi 440 keV dan katta bo‘lsa, to‘qnashish noelastik bo‘ladi va yadro birinchi uyg‘ongan sathga o‘tadi. Hamma o‘rta va og‘ir yadrolar uchun eng pastki energetik sath bilan asosiy holat orasidagi interval bir necha o‘nlab (ba’zan yuz) keV larni tashkil qiladi. Yengil yadrolar uchun sathlar orasidagi o‘rtacha interval yanada kattalashib, u megaelektronlarni tashkil qiladi.

1.2-§. Yadroning massasi va bog‘lanish energiyasi

Yadro massasi uning eng muhim xarakteristikalaridan biridir. Tarkibi (A, Z) bo‘lgan yadro massasi $M(A, Z)$ bilan, unga mos kelgan

atom massasi esa M_{at} bilan belgilanadi. Yadro fizikasida, atom fizikasidagi kabi massa o'lchash uchun massa atom birligi (m.a.b.) keng qo'llaniladi:

$$1 \text{ m.a.b.} = \frac{1}{12} M({}_{6}^{12}\text{C})$$

$$1 \text{ m.a.b.} = 1,6605 \times 10^{-27} \text{ kg}, \quad (1.2)$$

Bu birlik shuning uchun ham qulayki, uning kattaligi nuklon massasiga yaqindir:

protonning tinchlikdagi massasi:

$$m_p = 1,0073 \text{ m.a.b.} = 1,6726 \times 10^{-27} \text{ kg},$$

neytronning tinchlikdagi massasi:

$$m_n = 1,0087 \text{ m.a.b.} = 1,6749 \times 10^{-27} \text{ kg},$$

Har qanday jism massasi va uning to'liq energiyasi orasidagi bog'lanish quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (1.3)$$

bu yerda, $c = 2,998 \times 10^8$ m/s – yorug'lik tezligi,

m – relyativistik massa,

m_0 – tinchlikdagi massa.

Bu Eynshteynning mashhur munosabati massa va energiya orasidagi aloqani ifodalaydi. Bunga asosan yadro fizikasida energiyani o'lchagani kabi, massani o'lchashda ham elektronvolt (eV) energiya o'lchov birligidan foydalaniladi:

$$1 \text{ keV (kiloelektronvolt)} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1 \text{ MeV (megaelektronvolt)} = 10^6 \text{ eV}$$

$$1 \text{ GeV (gigaelektronvolt)} = 10^9 \text{ eV}.$$

Eslatib o'tamiz, 1eV deb, zaryadi e elementar zaryadga teng bo'lgan zarra 1 V potentsiallar farqini o'tganda ega bo'ladigan energiyaga aytiladi.

1 m.a.b. va 1 eV lar orasidagi aloqani tiklaymiz. (1.3) formuladan:

$$1 \text{ m.a.b.} = 1,6605 \times 10^{-27} \times (2,998 \times 10^8)^2 = 1,492 \times 10^{-10} \text{ J},$$

ta'rifdan elektronvolt:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}.$$

Shunday qilib, oxirgi munosabatdan

$$1 \text{ m.a.b.} = \frac{1,492 \times 10^{-10}}{1,602 \times 10^{-19}} = 931,5 \times 10^6 \text{ eV} = 931,5 \text{ MeV,}$$

Bunga asosan

$$m_p = 1,0073 \text{ m.a.b.} = 1,6726 \times 10^{-27} \text{ kg} = 938,2 \text{ MeV,}$$

$$m_n = 1,0087 \text{ m.a.b.} = 1,6749 \times 10^{-27} \text{ kg} = 939,5 \text{ MeV.}$$

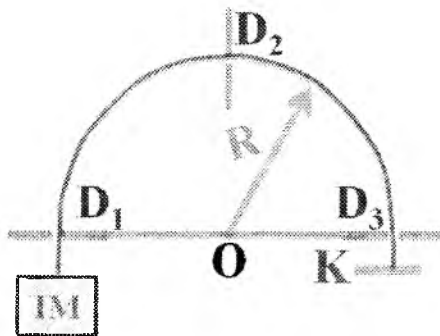
Yadro fizikasida odatda yadro massasidan emas, balki atom massasidan foydalaniladi. Bunga sabab, yengil elementlarni hisobga olmaganda, yadro massasini u bilan bog'liq bo'lgan elektronlarsiz bevosita o'lchab bo'lmasligidir. Neytral atom massasi, massani zamonaviy o'lchash metodlarining aniqlik chegarasida, yadro va elektronlar massalarining yig'indisiga teng. Garchi tamoyilda atom massasi quyidagiga teng bo'lishiga qaramasdan:

$$M_{am}(A, Z) = M(A, Z) + Z \cdot m_e + \sum_i w_i \quad (1.4)$$

bu yerda, $\sum w_i$ – elektronlar bog'lanish energiyasi, $\sum w_i \approx 13,6 \text{ eV}$.

Shunday qilib, elektronlarning yadroga bog'lanish energiyasi atom massasidan 10^7 marta kichik va amalda atom massasiga ta'sir qilmaydi.

Atomlar massalarini *mass-spektrometr* deb nomlangan asbob yordamida aniqlaniladi. Mass-spektrometr tuzilish sxemasi 1.4-rasmda tasvirlangan.



1.4-rasm. Mass-spektrometr tuzilish sxemasi.

Ionlar manbaida (*IM*) m massasi o'lchash zarur bo'lgan atomlarning musbat ionlari hosil bo'ladi. Zaryadi q_i bo'lgan ionlar

tirqish orqali IM va D_1 orasida qo'yilgan U potentsiallar farqi natijasida hosil bo'lgan elektr maydonga kelib tushadi. Ushbu elektr maydondan o'tgandan keyin quyidagi kinetik energiyaga ega bo'ladi:

$$\frac{m \mathcal{G}^2}{2} = qU \quad (1.5)$$

Zarracha induksiyasi B bo'lgan bir jinsli magnit maydonga \mathcal{G} tezlik bilan kirib keladi. Magnit maydon induksiya vektori chizma tekisligiga perpendikulyar bo'lib, biz tomonga yo'nalgan. Magnit maydonda ionga Lorens kuchi ta'sir qiladi:

$$F = q \mathcal{G} B \quad (1.6)$$

Ushbu kuch O nuqtaga yo'nalgan markazga intilma tezlanish hosil qiladi, natijada ion radiusi R bo'lgan aylana bo'ylab harakat qiladi. Shunday qilib, quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$\frac{m \mathcal{G}^2}{R} = q \mathcal{G} B \quad (1.7)$$

(1.6) va (1.7) ifodalardan \mathcal{G} tezlikni yo'qotib, ion massasining absolyut qiymati quyidagiga teng ekanligini topamiz:

$$m = \frac{qR^2 B^2}{2U} \quad (1.8)$$

D_1 , D_2 va D_3 diafragmalar vaziyati (o'rni) bo'yicha zarur bo'lgan aylana radiusi beriladi. U va B kattaliklarni tanlab olish orqali ionlar dastasini K kollektorga tushishiga erishiladi. Kollektorda ionlar maksimal toki bo'yicha qayd qilinadi. Shunday qilib, ion radiusi R bo'lgan aylana harakatlanayotganligi aniqlaniladi va ion massasi hisoblab topiladi. Agar ionizatsiyalanish zarrasi, ma'lum bo'lsa, ion massasidan elektron qobiqlardagi elektronlarning yig'indi massasini ayrish orqali yadro massasini aniqlash mumkin.

Yadro bog'lanish energiyasi. Yadro bu nuklonlarning bir-biri bilan o'zaro bog'langan tizimi. Bog'langan holatlar faqat nuklonlar tizimini cheklangan hajmda ushlab turuvchi tortishishuvchi yadro kuchlari ta'siri ostida paydo bo'lishi mumkin. Bog'langan holatlarining turg'unligini, nuklonlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashuvchi tizimi sifatidagi yadroning minimum to'liq energiyaga ega bo'lishi

ta'minlaydi. Massa soni A bo'lgan nuklonlar tizimining yadroga birlashishigacha, ya'ni bir-biri bilan yadro tortishish kuchlarni hisobga olmaydigan masofada joylashgan tizimning to'liq energiyasi W_1 quyidagiga teng bo'ladi:

$$W_1 = \sum_i m_i c^2 \quad (1.9)$$

bu yerda, m_i – yadro hosil bo'ladigan nuklonlar massasi.

Nuklonlarni yadroga birlashtirgandan keyin uning massasi M va to'liq energiyasi quyidagiga teng bo'lib qoladi:

$$W_2 = M c^2 \quad (1.10)$$

Tizimning energiya o'zgarishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = M c^2 - \sum_{i=1}^A m_i c^2 \quad (1.11)$$

Tortishish kuchining ishi, tizimini energiyasi kichik bo'lgan holatga o'tishiga sabab bo'ladi, shuning uchun $\Delta W < 0$ kattalik yadro hosil bo'lganda ajralib chiqadigan va yadroni o'rab turgan fazoga tarqaluvchi energiyaga teng bo'ladi. Aksincha, yadroni parchalash va nuklonlarni erkin holatda deb hisoblab bo'ladigan masofagacha uzoqlashtirish uchun $|\Delta W|$ energiya zarur bo'ladi. Quyidagi kattalikka bog'lanish energiyasi deyiladi:

$$\Delta W_{bog'} = W_1 - W_2 = \sum_{i=1}^A m_i c^2 - M c^2 \quad (1.12)$$

Ushbu ifoda har qanday inersial sanoq sistemada o'rinlidir. Turg'un yadro uchun bog'lanish energiyasi musbat va u yadroni, uni tashkil qilgan hamma nuklonlarga ajratish uchun sarf bo'ladigan energiyaga teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, yadroni proton va neytronlarga batamom parchalash uchun zarur bo'lgan energiyaga ***bog'lanish energiyasi*** deyiladi. Yuqoridagi (1.4) ifoda massa soni A va zaryadi Z bo'lgan yadro uchun yozamiz:

$$W_{bog'}(A, Z) = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M(A, Z)] \cdot c^2 \quad (1.13)$$

Bu ifodada quyidagi kattalik ***massa defekti*** deyiladi:

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - M(A, Z)$$

Massa defekti m.a.b. larda o'lchanadi.

Amaliy hisoblashlarda yuqorida keltirilgan (1.13) formula noqulaylik tug'diradi. Chunki tajribada yadro massasi emas, balki atom $M_{at}(A, Z)$ massasi aniqlaniladi. Shu sababli, jadvallarda atom massalari keltiriladi. Elektronlar soni Zm_e tengligini hisobga olib, yuqorida bog'lanish energiyasi uchun keltirilgan formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$W_{bog'}(A, Z) = [Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_n - M_{at}(A, Z)] \cdot c^2$$

Massa atom birligidan energiya birligiga o'tsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$W_{bog'}(A, Z) = [Z \cdot M_u({}_1^1H) + (A - Z) \cdot M_u(n) - M_u(A, Z)] \cdot 931,5$$

Ushbu holda bog'lanish energiyasi MeV larda aniqlanadi. Hozirgi kunda bu kattalik ma'lum bo'lgan hamma nuklidlar uchun yuqori aniqlikka ega bo'lgan mass-spektrometrik usuli bilan aniqlangan. Quyidagi jadvalda ayrim yadrolarning bog'lanish energiyalari keltirilgan:

1.1-jadval.

Ayrim yadrolarning bog'lanish energiyalari.

Yadro	$W_{bog'}$, MeV	Yadro	$W_{bog'}$, MeV
2H	2,2	${}^{131}Xe$	1103,5
${}^{12}C$	92,2	${}^{208}Pb$	1636,5
${}^{16}O$	127,6	${}^{238}U$	1801,7

Hisoblashlar uchun quyidagi formuladan ham foydalaniladi:

$$E_{bog'} = Z \cdot \Delta_H + (A - Z) \cdot \Delta_n - \Delta$$

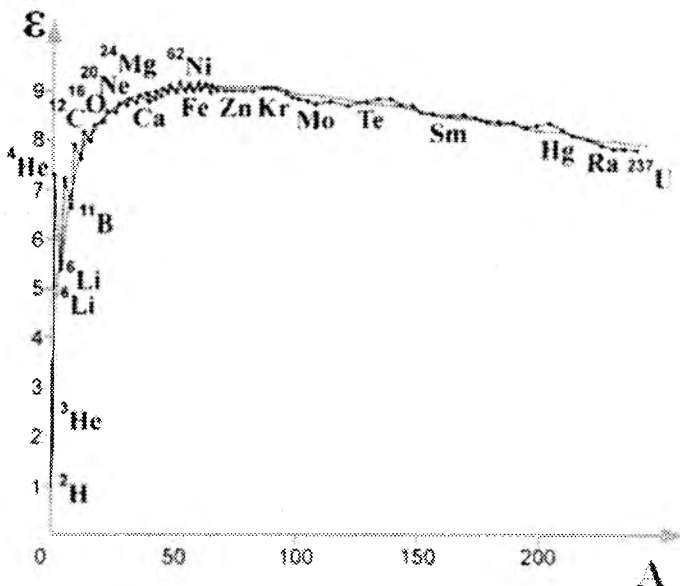
bu yerda, $\Delta_H, \Delta_n, \Delta$ – vodorod atomi, neytron va ushbu yadroga mos keluvchi atom massa defektleri. Massa defekti, atom massasi (m.a.b. lardagi) bilan massa soni A orasidagi ayirmadir, ya'ni $\Delta = M - A$.

Solishtirma bog'lanish energiyasi. Yadrodagi nuklonlarning bog'lanish intensivligini xarakterlovchi kattalik sifatida bog'lanish energiyasi noqulay kattalik hisoblanadi. Bunga sabab, ushbu kattalik nuklonlar sonining oshishi bilan oshib boradi. Bu maqsad uchun

ko'proq solishtirma bog'lanish energiyasi $\varepsilon(A,Z)$ deb nomlangan kattalik mos keladi. Solishtirma bog'lanish energiyasi, bog'lanish energiyasining massa soniga nisbatiga teng, ya'ni:

$$\varepsilon(A,Z) = \frac{W_{bog'}}{A} \quad (1.14)$$

Bu kattalik yadroning turg'unligini to'liq ifodalaydi va uning mustahkamlik o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'lanishi 1.5-rasmda keltirilgan. Bu rasmdan ko'rinadiki, ko'pchilik yadrolar uchun solishtirma bog'lanish energiyasi 8 MeV atrofida.



1.5-rasm. Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'lanishi.

Massa defektining massa soniga nisbatiga solishtirma massa defekti deb ataladi, ya'ni:

$$f = \frac{\Delta}{A}$$

${}_Z X^A$ yadrodan neytronni ajratib olish uchun zarur energiya bu, ${}_Z X^A$ va ${}_Z X^{A-1}$ yadrolarning bog'lanish energiyalari ayirmalariga teng, ya'ni:

$$W_n = W_{bog}(Z, A) - W_{bog}(Z, A-1)$$

${}_Z X^A$ 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:

$$W_p = W_{bog}(Z, A) - W_{bog}(Z-1, A-1) \quad (1.15)$$

1935-yilda K. Veyszekker tajriba natijalariga asosan yadroni suyuq tomchi deb qarab, yadro bog'lanish energiyasi uchun yarimemperik formulasi yaratdi. Yadroning siqilmasligi, nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv qisqa masofada katta parametr bilan bo'lishligi, solishtirma bog'lanish energiyasining doimiyligi yadro moddasining suyuq tomchiga o'xshaydi deyishlikka asos bo'ladi.

Yadro bog'lanish energiyasini aniqlash uchun quyidagi yarim emperik formula yoki Veyszekker formulasidan foydalanamiz:

$$E_{bog} = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta \frac{\lambda}{A^{3/4}} \quad (1.16)$$

bu yerda

$$\delta = \begin{cases} \text{juft} - \text{juft} \text{ yadrolar} & \text{uchun} & +1 \\ \text{toq} - \text{juft} \text{ yadrolar} & \text{uchun} & 0 \\ \text{toq} - \text{toq} \text{ yadrolar} & \text{uchun} & -1 \end{cases}$$

Ushbu (1.16) formuladagi koeffitsiyentlar qiymati quyidagiga teng:

$$\begin{aligned} \alpha &= 15,75 \text{ MeV}, & \beta &= 17,8 \text{ MeV}, \\ \gamma &= 0,71 \text{ MeV}, & \xi &= 94,8 \text{ MeV}, \\ \lambda &= 34 \text{ MeV} \end{aligned}$$

1.3-§. Yadro spini va magnit dipol momenti

Atom yadrosi massa, zaryadga ega bo'lish bilan birga harakat miqdori momenti — spinga va unga bog'liq bo'lgan magnit momentga ham ega bo'lish kerak. Yadroning spinga ega bo'lishligini 1928-yilda Pauli bashorat qilgan edi. Haqiqatan ham, yadroning spinini spektral chiziqlarning o'ta nozik strukturasi bilan tushuntirildi. Birinchi spektral chiziqlarning o'tanozik strukturasi 1891-yilda Maykelson o'zining interferometrida kuzatdi, keyinchalik Fabri va Pero, Lummer (1860-1925), Gerks (1878-1960) davom ettirdi.

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

$$J^2 = h^2 j(j+1)$$

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

$$J_z = hj, h(j-1), \dots$$

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 yig'indisiga teng bo'lishi kerak.

$$\vec{I} = \sum_A \vec{I}_A$$

Mavjud yadrolarning spinlari uchun quyidagi qonuniyatlar kuzatilgan;

- Massa soni A juft bo'lgan yadrolarning spini har doim butun. A – toq bo'lganda esa, spini yarim butun son bo'ladi.
- Juft-juft yadrolarning asosiy holatdagi spini nolga teng bo'ladi.
- Ma'lum bo'lgan hamma turg'un yadrolarning asosiy holatdagi spini $9/2$ dan katta bo'lmaydi.

Har biri 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

$$\vec{\mu} = g_e \vec{l} + g_s \vec{s} = \vec{\mu}_e + \vec{\mu}_s \quad (1.17)$$

Bu yerda g_e va g_s – nuklonlar orbital va spin giromagnit ko'paytmasi.

Proton uchun $g_e^p = 1$, neytron uchun $g_e^n = 0$; proton uchun $\mu_s^p = 2.79276\mu_N$, neytron uchun $\mu_s^n = -1.91314\mu_N$, $g_s^n = 3.8263$.

Yadroning magnit momentini (1.17) kabi

$$\vec{\mu} = g_l \vec{I}$$

deb yozish mumkin. Bu yerda g_l – yadro uchun giromagnit 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

$$\mu_{ya} = \left(g_e \pm \frac{g_s - g_e}{2I - 1} \right) I \quad (1.18)$$

Bu ifodadagi manfiy ishora $I = l - \frac{1}{2}$ hol uchun, musbat ishora esa $I = l + \frac{1}{2}$ ga tegishlidir. Masalan toq protonli yadrolar uchun

$$\mu_{ya} = \left(1 - \frac{2,92}{I+1} \right), \quad I = l - \frac{1}{2} \quad \text{uchun} \quad (1.19)$$

$$\mu_{ya} = \left(1 + \frac{2,92}{I} \right), \quad I = l + \frac{1}{2} \quad \text{uchun}$$

Toq neytronli yadrolar uchun esa

$$\mu_{ya} = \frac{1,91}{I+1} I, \quad I=l-\frac{1}{2} \quad \text{uchun} \quad (1.20)$$

$$\mu_{ya} = \frac{1,91}{I} I, \quad I=l+\frac{1}{2} \quad \text{uchun}$$

Bu formulalardan ko‘rinib turibdiki, toq protonli va toq neytronli yadrolarning magnit momentlari l bilan s ning o‘zaro yaqinlashishlariga qarab ikki xil qiymatga ega bo‘lishi mumkin. Haqiqatdan tajribada toq A li yadrolarning magnit momentlari (1.16) va (1.17) ifodalar bilan aniqlanuvchi egri chiziqlar orasida yotishini Shmidt ko‘rsatib berdi.

1.4-§. Yadro o‘lchami va zichligi

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 o‘tkazilgan 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‘rganishdir. Bu elementlarning energiyasi 100 MeV dan katta bo‘lgandagina, ular yadroning ichidagi elektr va magnit maydonning taqsimotini, ya‘ni form – faktorini o‘lchashga imkon beradi.

Ko‘pchilik usullar bilan o‘tkazilgan o‘lchashlarning natijalariga ko‘ra, yadroning radiusini quyidagi ifoda yordamida aniqlash mumkin:

$$R = r_0 \cdot A^{1/3}$$

bu yerda $r = (1,25-1,6) \text{ fm}$; $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m} = 10^{-13} \text{ sm}$.

Yuqori energiyali elektronlarning proton va neytronlarda sochilishi, ulardagi elektromagnit zaryadlarning taqsimlanish radiusi $0,8 \cdot 10^{-15} \text{ sm}$ ekanligini ko'rsatadi.

Agarda yadroni sferik shaklda deb olsak, uning hajmini quyidagi ifoda yordamida aniqlaniladi:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \cdot A \text{ [m}^3\text{]}$$

Yadrodagi hajm birligidagi nuklonlar soni bir xil desak, u holda nuklonlar konsentratsiyasi quyidagicha bo'ladi:

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

Bundan foydalanib yadroning o'rtacha zichligini aniqlashimiz mumkin, ya'ni:

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

Energiyasi $T_e > 500 \text{ MeV}$ bo'lgan tez elektronlarning sochilishini o'rganishga asoslangan yadro strukturasi tadqiq qiluvchi zamonaviy usulni qo'llash, yadro ichidagi yadro materiyasining taqsimotini baholashga imkon beradi.

Yadro strukturasi tavsiflashning ikkita modeli taklif etilgan:

Gauss modeli:

$$\rho(r) = \left(\frac{3}{2\pi a^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{3r^2}{2a^2} \right) \quad (1.21)$$

bu yerda, a – o'rtacha kvadratik radius.

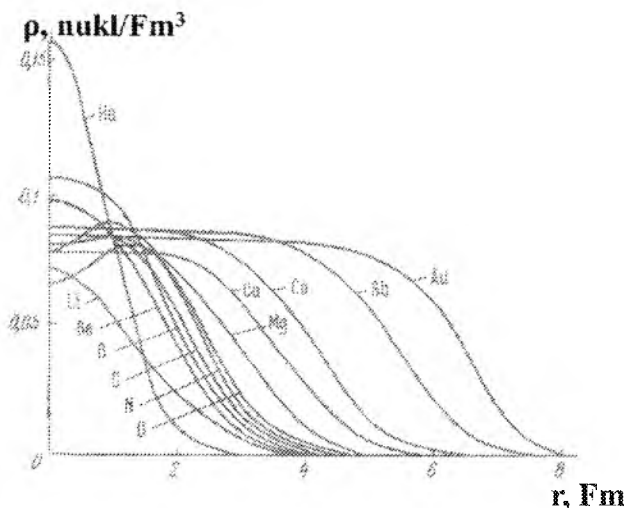
Fermi modeli:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{1/2}}{\delta} \right)} \quad (1.22)$$

bu yerda: $R_{1/2}$ – yadro markazidan yadro zichligi ikki marta kamayadigan nuqtagacha bo‘lgan masofa;

δ – yadro moddasi zichligining kamayish tezligini tavsiflovchi parametr;

ρ_0 – yadro markaziy qismidagi yadro moddasining zichligi.



1.6-rasm. Atom yadrosida zaryad taqsimoti.

1.5-§. Atom yadrosining elektr kvadrupol momenti

50-yillarning boshlariga qadar yadrolarning shakli masalasi deyarli muhokama qilinmagan edi. Eng past energetik holatlarda yadroning shakli shu davrlarda asosiy model hisoblangan tomchi modeliga muvofiq, albatta sferik bo‘lishi kerak, deb qabul qilingan. Faqat 1950 yili R. Reynuoter va 1951 yilda A.Bor va B. Motelsonlar ko‘pchilik yadrolarning shakli sferik shakldan sezilarli darajada chetlanishi haqidagi gipotezani ilgari surdilar va asoslab berishdi.

Atom yadrolarining shaklini va yadro fizikasining boshqa qator masalalarini tadqiq qilishda yadroning elektr kvadrupol momenti deb nomlangan kattalik muhim ahamiyatga egadir. Yadroning elektr

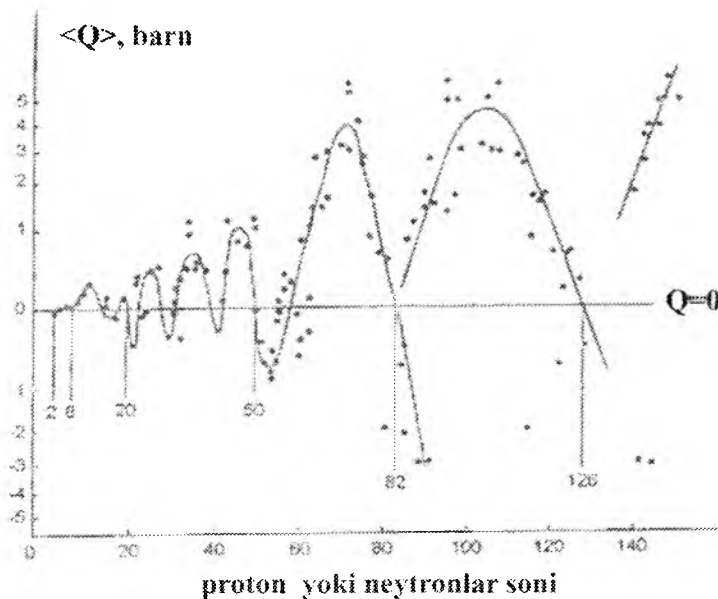
kvadrupol momenti (Q) bu atom yadrosidagi zaryad taqsimotining sferik simmetrik shakldan chetlanishini tavsiflovchi kattalikdir. U ko'pchilik hollarda barn deb ataluvchi birlikda o'lchanadi ($1\text{barn}=10^{-24}\text{ sm}^2$).

Atom yadrosining elektr kvadrupol momenti ikki ko'rinishga ega, ya'ni xususiy (ichki) kvadrupol momenti (Q_0) va kuzatiladigan (tashqi) kvadrupol momenti (Q). Yadroning asosiy holatida ushbu kattaliklar quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0$$

bu yerda I – yadro spini.

Yadroning kuzatiladigan kvadrupol momenti o'rtacha qiymatlarining nuklonlar soniga bog'lanishi 1.7-rasmda ko'rsatilgan.



1.7-rasm. Kuzatiladigan kvadrupol momenti $\langle Q \rangle$.

Yadro kvadrupol momenti quyidagi xususiyatlarga ega:

1. Sehrli yadrolar ($Z, N = 2, 8, 20, 50, 82, 126$) kvadrupol momentlari nolga teng. Sehrli yadrolar sferik shakldagi yadrolar hisoblanadi.

2. Ularning qiymatlari sehrli yadrolardan uzoqlashganda ortib boradi va sehrli yadrolar orasidagi diapozonning o'rtasida maksimal qiymatga erishadi.

3. Cho'zilgan yadrolarning kvadrupol momentlari eng katta qiymatlarga ega bo'ladi. Cho'zilgan yadrolarning soni siqilgan yadrolar soniga nisbatan kamdir.

Bevosita hisoblashlar orqali bir jinsli zaryadlangan ellipsoidning xususiy kvadrupol momenti quyidagi ifoda bilan aniqlanishini ko'rsatish mumkin:

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(a^2 - b^2),$$

bu yerda a va b – mos ravishda ellipsoidning katta va kichik yarim o'qlari.

Ichki kvadrupol moment yadro bilan bog'langan koordinatalar sistemasida zaryad yoki protonlar taqsimotining sferik shakldan chetlanishini aniqlaydi. Nuklonlar taqsimotining sferik shakldan chetlanishini ifodalash uchun deformatsiya parametri β deb nomlangan kattalik kiritilgan:

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \cdot \frac{\Delta R}{R} \approx 1,06 \frac{\Delta R}{R},$$

bu yerda R - radius, ΔR – deformatsiyalangan yadroning katta va kichik yarim o'qlari farqi. Agar yadrodagi neytronlar va protonlar taxminan bir xil bo'lsa, u holda Q_0 bilan deformatsiya parametri β o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta.$$

Kuzatiladigan elektr kvadrupol momentlarini tajribada o'lchash uchun magnit dipol momentlarini o'lchashda qo'llanilgan usullardan foydalaniladi.

1.6-§. Statistika va juftlik

Yarim butun spinga ega bo'lgan barcha zarralar Fermi – Dirak statistikasiga bo'ysunadi va ular uchun Pauli prinsipi o'rinlidir. Bunday zarralarga *fermionlar* deb ataladi.

Butun spinli barcha zarralar uchun Boze – Eynshteyn statistikasi o'rinli bo'ladi va bunday zarralarni *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'lchashiga 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'zgaransa 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 π - mezon uchun esa $P=-1$ ga teng.

Orbital momentga ega zarra uchun to'la juftlik

$$P = P_{ij}(-1)^j$$

bu yerda P_{ij} –zarraning ichki jufti.

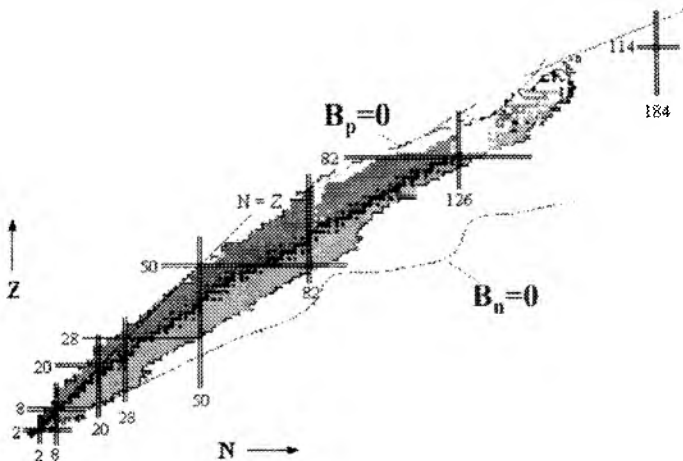
1.7-§. Turg'un va uzoq yashovchi yadrolarning NZ – diagrammasi

Hozirgi kunda 3000 nuklid (yoki yadro) mavjud. Shartli ravishda ma'lum bo'lgan yadrolarni ikkiga bo'lish mumkin:

1. Turg'un (stabil) va uzoq yashovchi ($T_{1/2} > 2 \cdot 10^5$ yil) yadrolar. Bularning soni 283 ga teng.

2. Radioaktiv yadrolar. Bularning soni 2500 dan ortiq.

1.8-rasmda turg'un (stabil) va uzoq yashovchi yadrolarning NZ-diagrammasi keltirilgan. Bu diagramma *Segre diagrammasi* ham deb ataladi.



1.8-rasm. Turg'un va uzoq yashovchi yadrolarning NZ-diagrammasi.

Ushbu diagrammada absissa o'qi bo'ylab neytronlar soni va ordinata o'qi bo'yicha protonlar soni bilan farq qiluvchi yadrolar

joylashtirilgan. Yengil yadrolar sohasida izotoplar $N=Z$ chiziq bo'ylab joylashadi. Og'ir yadrolar uchun $N>Z$. Bunga Kulon o'zaro ta'siri sababchi bo'ladi. Kulon o'zaro ta'siri hisobga olinmasa hamma stabil yadrolar uchun $N\approx Z$ bajarilgan bo'lar edi. Diagrammadagi B_n va B_p – neytron va protonni ajratib olishi uchun zarur bo'lgan energiya (nuklonni yadrodan uzib olish uchun zarur bo'lgan minimal energiya).

$B_n=B_p=0$ holat, yadroga biriktirayotgan nuklon yadro tomonidan qamrab olinmaydigan vaziyatni anglatadi. Ya'ni yadro $B_n=0$ va $B_p=0$ chiziqdan tashqarida uzoq mavjud bo'la olmaydi. $B_n=0$ va $B_p=0$ chiziqlar orasida nuklonlar ajratib olish energiyasi noldan katta bo'lgan nuklidlar sohasi joylashgan bo'lib, ularning soni 5000 - 6000 ta yadro bo'lishi mumkin. Bu son sun'iy yo'l bilan olinishi mumkin bo'lgan yadrolar sonini ko'rsatadi. Diagramma ichida yadrolarning radioaktivligiga oid ham grafik keltirilgan bo'lib, bunda yadrodagi protonlar yoki neytronlar soni o'zgarganda qanday radioaktiv yadrolar hosil bo'lishi ko'rsatilgan.

Masalan, protonlar soni oshganda yadro neytron “defitsit” yadro bo'ladi va unda β^+ -parchalanish sodir bo'ladi. Aksincha yadroda neytronlar soni oshganda yadro proton “defitsit” yadro bo'ladi va unda β^- -parchalanish sodir bo'ladi. Og'ir yadrolar sohasida α -parchalanish va bo'linish jarayonlari sodir bo'ladi. O'ta og'ir yadrolarda bo'linish jarayoni α -parchalanish jarayoniga nisbatan ustunlik qiladi.

II BOB YADRO KUCHLARI

2.1-§. Yadro kuchlari xususiyatlari

Yadro o'lehamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori bo'lgan o'zaro itarishish kuchi ta'sir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa, kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga yetadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodagi protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki, yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining ta'siri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{gr} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} N$$

ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan 10^{36} marta kichik. Shuning uchun, barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Yadrolar katta bog'lanish energiyasiga ega bo'lganliklari uchun ularda katta intensivlikka ega bo'lgan o'zaro ta'sir mavjudligini ko'rsatadi. Yadro ichidagi nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir tortishish xususiyatiga ega bo'lib, u kulon o'zaro ta'sirdan ancha katta bo'ladi. Nuklonlar orasidagi ushbu o'zaro ta'sirni **kuchli o'zaro ta'sir** deb ataladi. Kuchli o'zaro ta'sir maydonini yadro kuchlari xarakterlaydi.

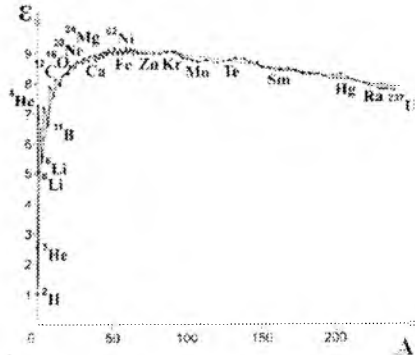
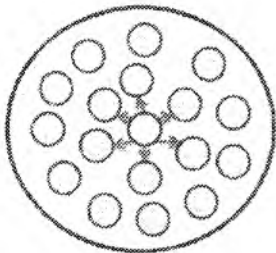
Yadro kuchlari quyidagi xususiyatlarga ega:

1. Tortishish xususiyati. Bu xususiyat neytron va protonlardan tashkil topgan stabil yadrolarning mavjudligidan kelib chiqadi.

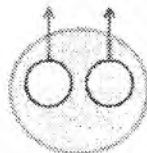
2. Yadro kuchlari qisqa masofada ta'sir qilishadi. Ularning ta'sir masofasi 10^{-15} m yoki 1 fm (femtometr).

3. Yadro kuchlari tabiatda eng katta intensivlikka ega bo'lgan kuchdir. U elektromagnit o'zaro ta'sirga nisbatan 100-1000 marta katta bo'ladi.

4. Yadro kuchlari to'yinish xususiyatiga egadir. Yadro bog'lanish energiyasi W yadrodagi nuklonlar soniga A proporsional bo'lib, u A^2 proporsional emasligidan ushbu kuchning to'yinish xususiyati kelib chiqadi. Nuklonlar faqat yondosh nuklonlarga ta'sir qiladi. To'yinish xususiyati yadro kuchlarining qisqa masofada ta'sir qilishidan kelib chiqadi.



5. Yadro kuchlari nuklonlarning spin yo'nalishiga ham bog'liq bo'ladi. Buni deytron misolida ham ko'rish mumkin. Spinlari antiparallel bo'lgan bunday tizim mavjud emas.



$$\vec{s}_p + \vec{s}_n = \vec{1}.$$

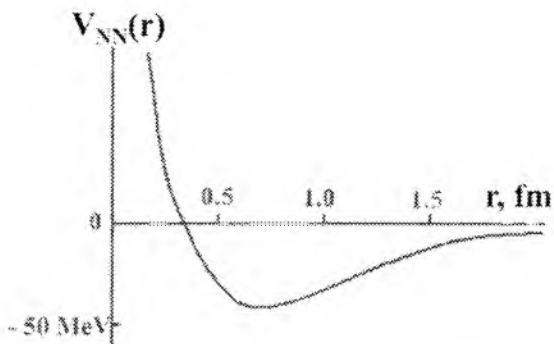
6. Yadro kuchlari nomarkaziy kuch hisoblanadi (kulon kuchi markaziy kuchdir).

7. Yadro kuchlari nuklonlar zaryadiga bog'liq emas. Neytron bilan neytron, neytron bilan proton va proton bilan proton orasidagi o'zaro ta'sir bir xil bo'ladi.

$$n - n \equiv n - p \equiv (p - p)_{\text{yadro}}$$

Nuklon-nuklon o'zaro ta'sir potentsiali.

Ko'p sonli eksperimentlar natijalari shuni ko'rsatdiki, nuklon-nuklon o'zaro ta'sir potentsiali radial bog'lanishga ega bo'lib uning ko'rinishi 2.1-rasmda keltirilgan.



2.1-rasm. Nuklon-nuklon o'zaro ta'sir potentsiali radial bog'lanishi.

Rasmdan ko'rinadiki, $r_{NN} > 0.3$ fm masofada potentsial manfiy (ya'ni nuklonlar orasida tortishish kuchi ta'sir qiladi). $r_{NN} < 0.3$ fm masofada tortishish kuchi itarish kuchiga almashadi. Bu grafikdan ko'rinadiki nuklonlar orasidagi masofa 1,5 fm ga yaqinlashsa yadro kuchlari paydo bo'ladi va u tortishish xususiyatiga ega bo'lganligi uchun ular orasidagi masofa kamayib boradi. Nuklonlar orasidagi masofa 0,5 fm dan kichik bo'lsa, ular orasida itarish kuchlari vujudga keadi.

2.2-§. Yadro kuchlarining mezon nazariyasi

Zamonaviy tasavvurga asosan kuchli o'zaro ta'sirni *mezon* deb nomlangan zarrachalar amalga oshirar ekan. Ushbu jarayonni tushunishdan oldin elektromagnit o'zaro ta'sir qanday amalga oshishini ko'rib chiqamiz. Bizga ma'lumki zaryadlangan zarrachalar o'zaro elektromagnit maydon orqali o'zaro ta'sirlashadi.

Kvant elektrodinamikasiga asosan, elektromagnit maydon fotonlar to'plamidan iborat. Masalan, 2 ta elektronning elektromagnit o'zaro ta'sirini ko'rib chiqamiz. Elektron doimiy

ravishda o'zidan foton chiqaradi va yutadi. Natijada elektron atrofida foton shubasi(buluti) hosil bo'ladi. 2 ta elektron o'zaro ta'sir qilganda ular orasida fotonlar almashishi yuz beradi. Bu fotonlar bizga ma'lum bo'lgan real fotonlardan farq qiladi va virtual fotonlar deb ataladi. Virtual zarrachalar deb, mavjudlik vaqtida aniqlab bo'lmaydigan zarrachalarga aytiladi. Tinch turgan elektron o'zidan foton chiqaradi va yutadi. Tinch turgan elektron energiyasi, elektron va foton energiyalari yig'indisidan kichik bo'ladi:

$$e^- \leftrightarrow e^- + \hbar\omega \quad (2.1)$$

(2.1) tenglamada energiya saqlanish qonuni buzilayotganga o'xshaydi. Ammo virtual foton uchun bu o'rinli emas. Geyzenberg noaniqligiga asosan virtual foton mavjud bo'lgan Δt vaqt ichida ΔE energiya noaniqligi vujudga keladi: $\Delta t \Delta E \sim \hbar$. Binobarin, elektron tomonidan chiqarilayotgan virtual foton ushbu elektron yoki boshqa elektron tomonidan $\Delta t = \hbar/E$ vaqt ichida yutilsa, energiya saqlanish qonunini buzilishini kuzatib bo'lmaydi. Agarda elektronga qo'shimcha energiya uzatilsa, virtual foton haqiqiy fotonga aylanib qolishi mumkin.

Virtual fotonning qanday masofagacha ta'sir qilishini ko'rib chiqamiz.

$$l = c \Delta t = c\hbar/E = c\hbar/\hbar\omega = c/\omega$$

$\omega \rightarrow 0$ dan cheksizlikkacha o'zgarishi mumkin. Bu yerdan elektromagnit o'zaro ta'sir masofasi 0 dan cheksizlikkacha davom etishi mumkin.

1935-yilda yapon olimi Xideki Yukava (1907-1981) nuklonlar orasidagi kuchli o'zaro ta'sirni tashuvchi zarralar mavjud bo'lib, ularga og'ir fotonlar deb nom bergan. Ushbu zarrachalarning massasi elektron va nuklonlar massasining o'rtasida joylashgani uchun *mezon* deb nom berilgan. "Mezon" so'zi yunoncha bo'lib, "oraliq, o'rta" degan ma'noni bildiradi. 1947-yilda ingliz olimi Pauer va italyan olimi Okkialini kosmik nurlar tarkibida yangi zarracha, ya'ni π -mezonlarni kashf etishdi. Ushbu zarracha Yukava tomonidan 12 yil oldin aytilgan zarracha bo'lib chiqdi.

π -mezonlar 3 xil bo'ladi: π^+ , π^- , π^0

$$q_{\pi^\pm} = |e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

$$q_{\pi^0} = 0$$

$$m_{\pi^\pm} = 273 m_c \quad (140 \text{ MeV})$$

$$m_{\pi^0} = 264 m_e (135 \text{ MeV})$$

π – mezonlar spini: $S = 0$

Yashash vaqti: $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$

$$\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

$$\tau_{\pi^0} = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ s} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

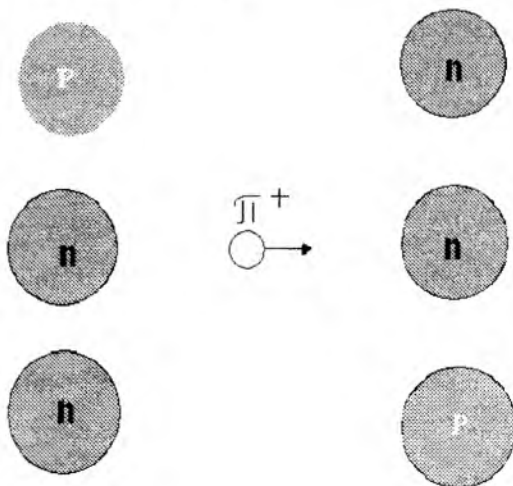
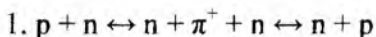
Demak, nuklonlar doimiy ravishda o'zidan π -mezonlarni chiqarib va yutib turadi. Natijada uning atrofida mezonlar shubasi (buluti) hosil bo'ladi. 2 ta nuklon virtual π -mezonlar orqali o'zaro ta'sir qiladi.

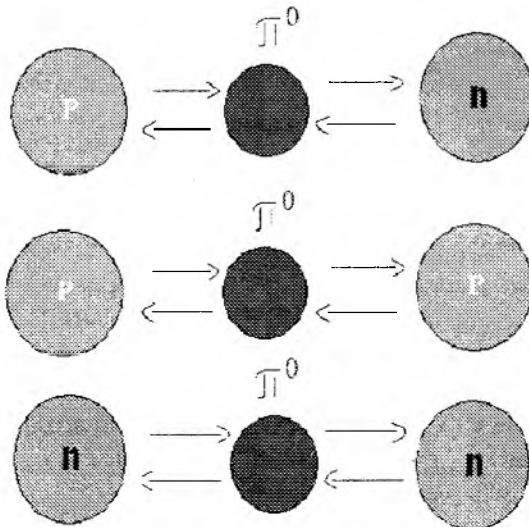
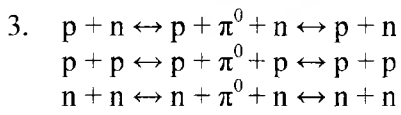
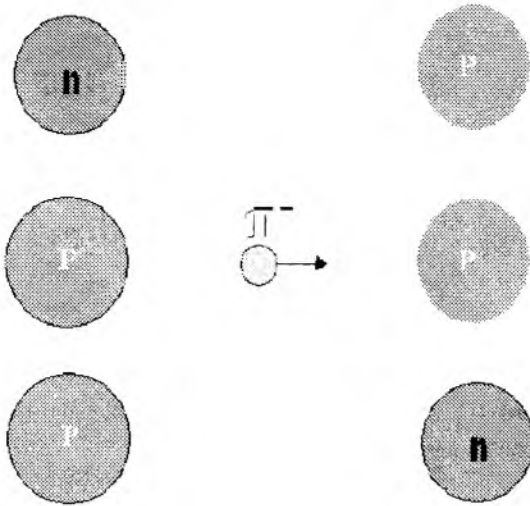
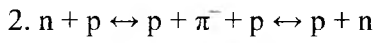
Bizga ma'lumki, elektrodinamik o'zaro ta'sirni tashuvchi zarrachalar, ya'ni fotonlarning ta'sir masofasi 0 dan ∞ gachadir. Ya'ni elektromagnit kuchlar to'yinmagan kuchlar hisoblanadi. Agar o'zaro ta'sirni tashuvchi zarrachalar tinchlikdagi massaga ega bo'lsa, ularning ta'sir masofasi kamayadi:

$$r = c \Delta t_{\max} = c\hbar/E_{\min} = c\hbar/mc^2 = \hbar/mc = \lambda_c$$

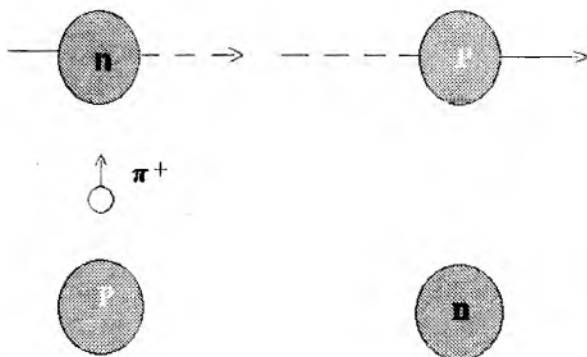
bu yerda, r – ta'sir masofasi, λ_c – zarraning kompton to'lqin uzunligi. Agar zarracha π -mezon bo'lsa, $r \sim 10^{-15}$ m atrofida bo'ladi.

Nuklonlar orasida kuchli o'zaro ta'sirning amalga oshish jarayoni bilan tanishib chiqamiz. Bu jarayon quyidagi 3 ta jarayon orqali amalga oshadi:





Ushbu 3 ta jarayondan birinchisi tajribada kuzatilgan, ya'ni:



Neytronni – p nuklon va uning atrofida aylanuvchi π^- -mezon ko‘rinishida tasavvur qilish mumkin.

$$\mu_n = -1,91 \mu_B \quad \mu_p = +2,71 \mu_B \quad \mu_B = e\hbar/2M_p c$$

2.3-§. Izotopik spin

Yadro o‘zaro ta’sir kuchining xususiyatlarini o‘rganish shuni ko‘rsatadiki, nuklonlarning o‘zaro yadroviy ta’siri zaryadga bog‘liq bo‘lmas ekan, ya’ni proton bilan proton, proton bilan neytron va neytron bilan neytron orasidagi yadroviy o‘zaro ta’sir bir xil bo‘lar ekan.

$$(n - n) \equiv (p - p)_{\text{yadro}} \equiv (n - p)$$

Boshqacha so‘z bilan aytganda, proton va neytronlar aynan o‘xshash zarracha hisoblanadi. Shuning uchun ham bu zarrachalarga **nuklonlar** deb nom berilgan. Neytron va protonning aynan o‘xshash xususiyatini ifodalash uchun izotopik spin vektori deb nomlangan kattalik qabul qilingan.

Bundan tashqari neytron va protonlar massalari bir-biriga yaqin, spinlari teng, bir xil statistikaga bo‘ysunadi, nuklonlar yadro ichida bir-birlariga o‘tib turadilar. Ko‘zguli yadrolarning spin, juftliklari, uyg‘onish energiyalari deyarlik bir xil.

Nuklonlarning ta'sirlashuvi zaryadga bog'liq bo'lmasligi yana qo'shimcha erkinlik darajasiga ega ekanligini ko'rsatadi. Ya'ni yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarra (nuklon) bo'lishi mumkin, zaryadli (proton) yoki zaryadsiz (neytron) ko'rinishida. Agar yadro ta'sirlashuvida elektromagnit ta'sirlashuvni inobatga olmasak protonni neytrondan farq qilib bo'lmaydi. U holda ikki zaryad holatdagi dublet deb qarash mumkin.

Nuklonlarning zaryad holatini xarakterlash uchun Geyzenberg tomonidan izotopik spin kvant sonini kiritildi. Izotopik spin T qandaydir izotopik fazada deb qaraladi. Bu kvant soni ham orbital va spin kvant sonlari kabi $N=2T+1$ qiymatga ega bo'ladi.

Izotopik fazada zarra hamma vaqt koordinata boshida, zarra aylanishi mumkin, lekin ilgari lab harakat qilmaydi. Zarra impuls va orbital momentga ega emas, spinga o'xshash harakat miqdori momentga ega. Bu momentga (hech qanday oddiy momentga aloqasi yo'q) *izotopik spin* deyiladi.

Izotopik spin kvantlashuvi spin kvantlashuvi kabidir. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin. $T=0, 1, 3/2, \dots$. Izotopik fazada $2T+1$ proyeksiyaga ega bo'ladi. Bu aynan bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik spinning biror ξ -o'qqa proyeksiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T=0$ bo'lsa, bitta zaryad holat – singlet, $T=1/2$ bo'lsa $N=2 \cdot 1/2 + 1 = 2$ – dublet, $T=1$ bo'lsa 3 ta zaryad holati – triplet holatlar bo'ladi.

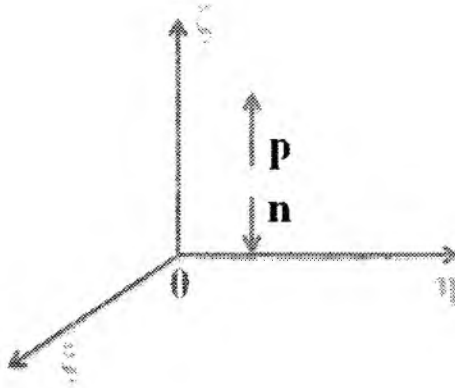
Izotopik spin vektorning formal izotopik fazodagi proyeksiyasi (proton va neytron uchun) quyidagiga teng (2.2-rasm):

$$T_{\xi} = +1/2 \quad \text{proton uchun,}$$

$$T_{\xi} = -1/2 \quad \text{neytron uchun.}$$

Izotopik spin nuklon uchun $T=1/2$, $N=2T+1=2$ ikkita zaryad holati bo'lishi mumkin. T ning ξ -o'qqa proyeksiyalari $T_{\xi}=+1/2$ protonga mos keladi, $T_{\xi}=-1/2$ esa neytronga mos keladi.

π -mezonlar uchun izotopik spin $T=1$ demak, $N=2 \cdot 1 + 1 = 3$ aynan bir xil π -mezonlardan uchta bo'lishi kerak. Proyeksiyalari $T_{\xi}=1(\pi^-)$, $T_{\xi}=0(\pi^0)$, $T_{\xi}=-1(\pi^+)$ zaryad holatlariga mos keladi.



2.2-rasm. Izotopik spin.

Izotopik spinning o'zgarish chegarasi:

$$|(N - Z) / 2| < T < A / 2.$$

Asosiy holatda yadroning izotopik spini uni tashkil qilgan nuklonlarning izotopik spinlarining algebrik yig'indisiga teng bo'ladi. Yadroning izospini quyidagicha aniqlanadi:

$$T_z = \frac{Z - N}{2} = \frac{2Z - A}{2}$$

va

$$\vec{T} \geq \left| \frac{2Z - A}{2} \right|$$

bu yerda $\vec{T}_{\max} = A / 2$.

Yadroviy o'zaro ta'sir xarakteri nuklon xiliga, ya'ni izotopik spin vektorining proyeksiyasiga bog'liq bo'lmagani uchun u faqat T vektorning kattaligi bilan aniqlanadi. Demak, yadroviy o'zaro ta'sir izotopik fazodagi turli yo'nalishlarga nisbatan invariant ekan. Yadroviy kuchning bunday xususiyati uning izotopik invariantlik xususiyati deb ataladi.

Kuchli o'zaro ta'sirlarda izotopik spin saqlanish qonuni bajariladi. Elektromagnit o'zaro ta'sirda izotopik spin proyeksiyasi saqlanadi.

2.4-§. Paulining umumlashgan prinsipi

Yuqorida nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi va boshqa tajriba natijalari asosida proton va neytron yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarralar ekanligi, nuklonlar fermion zarralar bo'lganligi sababli Pauli prinsipiga bo'ysunishi kerak. Umuman nuklonlar oddiy fazoda siljishlarga to'g'ri keladigan uzluksiz x, y, z – koordinatalar bo'yicha va bitta spin holati hamda zaryadli holatiga mos keluvchi beshta erkinlik darajasiga egadir. Pauli prinsipiga ko'ra ikkita aynan bir xil zarralar to'lqin funksiyalari zarralar almashinuviga antisimmetrik bo'lishi lozim. Bu esa koordinata, spin va izotopik spin proyeksiyalar to'lqin funksiyalarining simmetrik yoki antisimmetrikligiga bog'liq.

Koordinatalar to'lqin funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrikligi orbital kvant soni l -ga bog'liq, l -juft bo'lsa ($M: s; d$ -holatlarda $l=0,2,\dots$) simmetrik, l ning toq qiymatlarida ($M: p; f$ -holatlarda $l=1,3,\dots$) antisimmetrik. Spinlar proyeksiyasi to'lqin funksiyalari spinlar yig'indisi nol bo'lsa, antisimmetrik, agar birga teng bo'lsa simmetrik. Haqiqatdan ham Pauli prinsipi bo'yicha bir energetik holatda ikkita aynan bir xil zarra spinlari parallel holda bo'la olmaydi. Spinlari yig'indisi nol bo'lsa, u holda spinlar yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, bunday holat ruxsat etiladi.

Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari quyidagi 2.1-jadvalda keltirilgan:

2.1-jadval.

Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari.

Ikki nuklon sistemasi	T_{ξ}	T	Izotopik spin holatlari
n-n	+1	1	$1(\uparrow) 2(\uparrow)$
p-p	-1	1	$1(\downarrow) 2(\downarrow)$
n-p	0	1	$1/\sqrt{2}[1(\uparrow) 2(\downarrow) + 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$
n-p	0	0	$1/\sqrt{2}[1(\uparrow) 2(\downarrow) - 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$

Bu yerda 1,2-raqamlar bilan nuklonlar belgilangan strelka yo'nalishi izospin yo'nalishi. 1-3 qatorlarda simmetrik triplet holatlar, 4-qatorda antisimmetrik singlet holat.

Nuklonlar ta'sirlashuvlari S-holatda kechayotgan bo'lsin: u holda to'liq funksiyalari antisimmetrik bo'ladi.

1) p-p-ta'sirlashuvda $T=1, I=0, S=0$. Izotopik spin to'liq funksiyasi simmetrik, chunki $T=1$ ga teng, $I=0$ bo'lgani uchun koordinata funksiyasi ham simmetrik, spin funksiyasi $S=0$ bo'lgani uchun antisimmetrik ikkita bir xil proton s-holatda spinlari parallel holda bo'la olmaydi, albatta antiparallel bo'lishi kerak. Demak, $\psi_T \rightarrow \psi_I (I=0), \psi_S \rightarrow -\psi_S (S=0), \psi_\tau \rightarrow \psi_\tau (T=1) (-1)^{I+S-T} = (-1)^{0+0+1} = -1$.

n-n-ta'sirlashuv ham p-p-ta'sirlashuv kabi bo'ladi.

2) Xuddi shuningdek, n-p ta'sirlashuvda ($T=1, I=0, S=0$) izotopik spin funksiyasi simmetrik, chunki n, p lar uchun $T=1/2$ o'rin almashtirish bilan T-o'zgarmaydi, spinlari antiparallel holatda, shuning uchun spin to'liq funksiyasi antisimmetrik bo'ladi. Shunday qilib, $\psi_T \rightarrow \psi_I (I=0)$ – simmetrik, $\psi_S \rightarrow -\psi_S (S=0)$ – antisimmetrik, $\psi_\tau \rightarrow \psi_\tau (T=1)$ simmetrik bo'ladi.

$$(-1)^{I+S-T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

3) n-p – ta'sirlashuv spinlari bir xil yo'nalgan $T=0; I=0; S=1$, u holda

$$(-1)^{I+S-T} = (-1)^{0+1-0} = -1.$$

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, S-holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta'sirlashuv to'liq funksiyalari antisimmetrik Pauli prinsipini qanoatlantiradi.

Bu qoidani faqatgina S-holat uchungina emas, balki istalgan holatlar uchun ham qo'llash mumkin. M: P-holat ($I=1$) bo'lsa, koordinatalar to'liq funksiyasi antisimmetrik, agar $T=0$ (izotopik spin funksiyasi antisimmetrik) bo'lsa, spin funksiyasi $S=0$ (simmetrik) bo'lishi; $T=1$ (simmetrik) bo'lsa, spin funksiyasi $S=1$ (simmetrik) bo'lishi lozim, ya'ni:

$$(-1)^{I+S-T} = (-1)^{I+S-0} = -1 \quad S=0$$

$$(-1)^{I+S-T} = (-1)^{I+S-1} = 1 \quad S=1$$

Shunday qilib, nuklonlar ta'sirlashuvini koordinata, spin va izotopik spin kvant sonlari orqali ifodalab, Paulining umumlashgan prinsipiga bo'ysunishini ko'rsatish mumkin.

III BOB

ATOM YADRO MODELLARI

3.1-§. Yadro modellari

Ma'lumki, atom yadrosi, o'zaro kuchli ta'sirlashuvchi proton va neytronlardan iborat murakkab kvantomexanik sistemadir. Bunday murakkab zarra bo'lgan atom yadrosining to'la nazariyasini yaratish uchun biz yadrodagi nuklonlarning o'zaro ta'sir kuchlarini tabiati va hossalarini mukammal bilishimiz zarur. Lekin hozirgi kunda bu kuchlarning tabiatini va xossalarini to'la tushuntirib beruvchi yagona nazariya yaratilgan emas. Buning asosiy sabablaridan biri ko'p zarrali klassik yoki kvant sistemalar muammosining yechilmaganligidir. Yadrolarning tasvirlovchi kattaliklarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto massa soni- A ning kichik qiymatlari, ya'ni yengil yadrolarning to'la xossalarini hisoblashga ham yetmaydi. Shuning uchun real yadrolarning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatidan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarini tavsiflovchi kattaliklarini hisoblashga to'g'ri kelmoqda.

Yadro xususiyatlari haqidagi masalani ma'lum darajadagi yaqinlashuv bilan matematik talqin qilishga va soddalashtirishga olib keladigan shu kabi har qanday fizik tasavvurlar, farazlar to'plami "model" deb ataladi. Bunday soddalashtiruvchi faraz va tasavvurlarga asoslangan har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosasi va umumlashuvidan iboratdir. Mutlaqo ravshanki, har qanday oddiy model murakkab kvant mexanik sistema bo'lmish barcha yadrolarning xususiyatlarini hammasini aks ettira olmaydi. Shuning uchun yadroning umumlashgan va tugallangan nazariyasi va modeli mavjud emas va har bir model qo'llanish sohasiga qarab chegara-

langan bo‘ladi. Yadro modelining “kuchi” uning qator yadrolar to‘plamining qancha ko‘p xossalarini tajribada kuzatiladigan qiymatlariga yaqin bo‘lgan qiymatlarini nazariy hisoblab berishida va ularni oldindan aytib berilishida (bashoratida) ko‘rinadi.

Har bir modelning qo‘llanish chegarasi mavjud bo‘lib, u yoki bu modelni tadbqiq etish mumkinligi haqida uning xossalarini tajribadan aniqlangan yadro xususiyatlarini tushuntirishdagi yutuqlari va kamchiliklari solishtirilgandan keyingina hukm chiqarish mumkin. Yadro strukturasi modelлари asosan ikki yo‘nalishda rivojlangan. **Birinchi yo‘nalish** – kuchli o‘zaro ta‘sir modelлари, 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, kollektiv va umumlashgan yadro modelлари 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 modelلarni kiritish mumkin.

Yadro modelلarining turlari. Endi yadroning ko‘p ishlatiladigan ba‘zi zamonoviy modelلariga to‘xtalib o‘taylik.

Yadroning gidrodinamik (tomchi) modeli 1936-yilda N.Bor tamonidan taklif qilingan. Yadroning tomchi modeli yadrodagi nuklonلarning ba‘zi xossalarini suyuqlik tomchisidagi molekullarning xossalariga o‘xshashligiga asoslangan. Masalan yadrodagi nuklonلarning o‘zaro ta‘sir potensiali suyuqlikdagi molekullarning o‘zaro ta‘sir potensiali kabi qisqa ta‘sirni ifodalovchi potensial bo‘lib, ta‘sir kuchlari to‘yinganlik xossasiga egadir. Tomchining hajmi undagi zarralar soniga proporsional. Yadroning suyuqlik tomchisidan asosiy farqi shundaki, yadro zaryadga ega siqilmaydigan suyuqlik bo‘lib, u kvant mexanikasi qonunlariga bo‘ysunadi. Bu modelga quyida batafsilroq to‘xtalamiz.

Yadroning qobiq modeli. Yadro fizikasi rivojlanishining dastlabki davrida kuzatishlar shuni ko‘rsatdiki, tarkibidagi neytron

yoki protonlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 (sehrli sonlar) bo'lgan yadrolar davriy jadvalda ularning yon atrofidagi boshqa elementlarning yadrolariga nisbatan mustahkamligi va turg'un izotoplarning ko'pligi hamda tabiatda ko'p tarqalganligi bilan ajralib turar ekan. Agarda yadrodagi neytronlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo'lsa bu yadrolarning neytronlarni qamrab olish kesimi juda kichik bo'ladi, agarda yadrodagi protonlar soni 2, 8, 20, 50, 82 ga teng bo'lsa bu yadrolarni protonlarni qamrab olish kesimi juda kichik bo'lar ekan. Bu holat atom fizikasidagi inert gazlarning atomlariga o'xshash holatni eslatadi. Ma'lumki, inert gazlar boshqa elementlar bilan juda qiyin kimyoviy reaksiyaga kirishadi, bu atomlarning qobiq tuzilishiga ega ekanligi va inert gazlarning tashqi qobiqlari elektronlar bilan butunlay to'ldirilganligi bilan tushuntiriladi.

M. Geppert-Maer, I.X.D. Yensen, 1950-yilda shu o'xshashlikdan kelib chiqib, yadroning qobiq modelini taklif qilishdi. Yadrodagi barcha nuklonlar birgalikda markaziy-simmetrik $V(r)$ potensialni hosil qiladi va har bir nuklon o'zaro bog'liq bo'lmagan holda shu potensial maydonda harakat qiladi. Bu potensialga spin-orbital ta'sir potentsiali ham qo'shilgan.

Ko'p elektronli atomlardagi elektronlar markaziy Kulon maydonida harakat qilib, diskret energetik sathlarni (qobiqlarni) Pauli prinsipiga ko'ra to'ldirib borani kabi, yadrodagi nuklonlar ham diskret energetik sathlarni Pauli prinsipini xisobga olingan holda to'ldirib boradi va go'yoki yadroning qobiqlarni hosil qiladi. Asosiy holatdagi yadroning qobiqlari eng quyi energetik sathdan boshlab to'ldiriladi, bunda bitta kvant holatda bitta proton va bitta neytron joylashishi mumkin. Qobiqlari nuklonlar bilan butunlay to'ldirilgan yadrolar mustahkam bo'ladi. Yadroning qobiq modelidagi asosiy faraz-bu nuklonlarning markaziy maydondagi mustaqil harakati bo'lib, bu gidrodinamik (tomchi) modeli g'oyasiga ziddir. Shuning uchun bu model tomchi model asosida tushuntirilgan yadroning xarakteristikalari bo'lmish, bog'lanish energiyasi, massasini hisoblashda kerakli natijani bermaydi.

Yadroning qobiq modeli yadroning spini, magnit momenti, turli yadrolarning mustahkamligini, ularning ba'zi xossalarni davriy o'zgarishini yaxshi tushuntiradi. Ushbu model yengil va o'rta yadro-

larni hamda yadrolarning asosiy (uygʻonmagan) holatlarini tushuntirishda yaxshi natija beradi. Qobiq model sehrli sonlarning toʻgʻri qiymatlarini olish bilan birga boshqa yana baʼzi toq yadrolarning xossalarni tushuntirishda foydalaniladi. Model deformatsiyalangan yadrolarning xossalarni tushuntirishda ayniqsa muhim oʻringa egadir.

Ogʻir ionlar bilan 30-40 MeV/nuklon energiyalarda kechadigan yadro reaksiyalari va ogʻir elementlarni yadrolarini sintez qilish boʻyicha eksperimental natijalarni tushuntirishda ham yadroning qobiq modeli katta ahamiyatga egadir.

Yadroning kollektiv modeli – ushbu modelda yadroni barcha qobiqlari toʻldirilgan mustahkam ichki qism - oʻzak va oʻzak nuklonlari hosil qilgan markaziy maydonda harakat qiluvchi tashqi nuklonlardan tuzilgan deb tasaavur qilinadi. Oʻzak tashqi nuklonlar taʼsiri natijasida oʻz shaklini oʻzgartirishi mumkin, yaʼni tebranadi. Oʻzakning harakati gidrodinamik tenglamalar yordamida ifodalangani. Tashqi nuklonlar esa bu nuklonlar bilan oʻzaro taʼsirlashuv natijasida oʻzgaruvchi oʻzak maydonida harakat qiladi.

Qoʻzgʻalish energiyasining kichik qiymatlarida ($E_{qo'z} < 4$ MeV) qator yadrolarda energetik sathlarning ketma-ketligi kuzatiladi, bu sathlarni yadro sirtining garmonik tebranishi yoki deformatsiyalangan yadroning butunligicha aylanishi natijasida hosil boʻlgan deb izohlash mumkin. Bunday harakatlar yadroning kollektiv erkinlik darajasi bilan bogʻliq. Bu energetik sathlarning kollektiv harakat bilan bogʻliqligi esa sathlar orasidagi katta kvadrupol momentiga ega boʻlgan elektromagnit oʻtishlarning intensivligini yuqoriligidan koʻrinadi. Nuklonning yadrodan chiqib ketish ostona energiyasidan uygʻonish energiyasi katta boʻlganda yadroning kollektiv sathlari yadro reaksiyalari kesimlarida keng pik sifatida namoyon boʻladi va ular gigant multipol rezonanslar deyiladi. Ulardan eng kattasi bu gigant dipol rezonanslardir. Sferik simmetrik juft-juft yadro sirtlarining tebranma harakat energetik spektrlarini besh oʻlchovli garmonik ossilyator modeli asosida tushuntirish mumkin. Bunda sirtning tebranishi agarda amplitudasi kichik boʻlsa, suyuq tomchi sirtining garmonik tebranishi kabi qaraladi. Juft-juft yadrolarning aylanma harakat energetik spektrini esa aksial-simmetrik rotator

modeli asosida tushuntirish mumkin. Neytronlarning protonlarga nisbatan tebranishi bilan bog'liq bo'lgan gigant rezonanslarni gidrodinamik model asosida ifodalanadi.

Yadroning umumlashgan modeli O.Bor va B.Mottelson tomonidan taklif qilingan ushbu model yadrodagi kollektiv va ichki erkinlik darajalarning o'zaro ta'sirlashishini hisobga oladi. Uyg'ornish energiyasi katta bo'lganda holat zichligi murakkab va katta bo'ladi buni ifodalashda odatda statistik fizika usullaridan foydalaniladi. Bu model yadroning statistik modeli deyiladi va u asosan temperatura, entropiya, fluktuatsiya kabi makroskopik tushunchalarga asoslanadi. Yadrolarning bu xarakteristikallari asosan yadro reaksiyalarini tushuntirishda ishlatiladi.

Tashqi nuklonlarning ta'siri natijasida yadroning o'zagi deformatsiyalanadi va u nosferik-cho'zilgan yoki siqilgan ellepsoid shaklga ega bo'ladi va buning asosida ba'zi yadrolarning katta kvadrupol momentga ega bo'lishi tushuntiriladi. Deformatsiyalangan yadro deformatsiya o'qiga perpendikulyar o'q atrofida aylanma harakat qilishi mumkin, bu esa uyg'ongan yadroning aylanma harakat spektrini tushuntiradi. Umumlashgan modelda yadroning to'la spini tashqi nuklonlarning harakat miqdori momentlari bilan deformatsiyalangan o'zakning harakat miqdori momentlari yig'indisidan iborat bo'ladi. Bu modelda yadroning bir zarrali va kollektiv energetik sathlari tushunchasi kiritilgan va ularning energiyasi, spini va juftligini aniqlash mumkin.

3.2-§. Tomchi modeli

Endi biz yadroning eng avvalgi modeli bo'lgan tomchi modeliga batafsilroq to'xtalib o'tamiz.

Eng dastlabki yadro modellaridan biri, 1936-yilda N.Bor tomonidan taklif qilingan Tomchi modelidir. Bu model yadro reaksiyalarining ba'zi xossalari hamda og'ir yadrolarning qo'zg'almagan ya'ni asosiy holatini va ularni bo'linishini tushuntirish uchun 1939-yilda N.Bor va D.Uiler ulardan mustasno ravishda Y.I.Frenkel tomonidan muvaffaqiyatli qo'llanilgan. Tomchi modeli asosan og'ir yadrolar uchun qo'llaniladi. Yadroni

tomchi deb qarashga uning quyidagi xossalari asos bo'lib xizmat qiladi.

1. Yadro moddasining zichligi hamma yadrolar uchun bir xil bo'lib, suyuqlik tomchisining zichligi kabi uning o'lchamiga bog'liq emas va uning kattaligi $\rho=10^{14} \text{ g/sm}^3$ ga teng bo'lib, uni hech bir makroskopik jism (neytron yulduzlar zichligini hisobga olmasa) zichligi bilan solishtirib bo'lmaydi. Yadroning zichligini bunchalik katta bo'lishiga sabab uning massasini juda kichik hajmda mujassamlashganligidadir. Makroskopik jismni zichligini hisoblashda biz uning massani yadrolarning hajmlari yig'indisiga bo'lmay, balki uning hajmidan juda katta bo'lgan hajmga bo'lamiz va shuning uchun kichik qiymatni olamiz.

2. Yadrodagi nuklonlarning o'zaro ta'sir kuchlari qisman, bir qarashda, suyuq tomchining tashkil qilgan molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlariga o'xshab ketadi. Ma'lumki, bu kuchlar qisqa ta'sir etuvchi bo'lib, kichik ta'sir radiusiga ega, shuning uchun molekula tomchidagi hamma molekulalar bilan ta'sirlashmay, balki faqat o'z atrofidagi chekli molekulalar bilangina ta'sirlashadi. Xuddi shu kabi yadroda ham nuklonlar hamma nuklonlar bilan emas balki, qisqa ta'sirlashuv kuchlarining ta'sir doirasi ichida yotgan nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bundan tashqari yadro kuchlari to'yinganlik xususiyatiga ega. Turg'un holatidagi yadroning nuklonlari orasiga ma'lum masofa mos keladi. Natijada, xuddi suyuq tomchidagi kabi, nuklonlari maxsus holatga ega bo'lgan, yadroning sirt qatlami mavjud bo'ladi. Uyg'onmagan holatdagi yadro, odatda sferik shaklga yaqin shaklda bo'ladi, shuning uchun uning sirtiga yaqin nuklonlar qatlami qo'shimcha sirt energiyasiga ega bo'ladi.

3. Suyuqlik tomchisidagi molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlari gaz atomlari orasidagi ta'sir kuchlariga nisbatan juda katta bo'lganligi sababli molekulalar orasidagi to'qnashuvlar soni ham juda ko'p bo'ladi, ya'ni molekulalarning erkin yugurish yo'li tomchining o'lchamiga nisbatan juda kichik bo'ladi. Yadroning tomchi modelida ham nuklonlarning o'zaro kuchli bog'langanligi sababli ularning erkin yugurish yo'li yadroning radiusiga nisbatan juda kichik bo'ladi. Natijada nuklonlarning o'zaro to'qnashishlar soni ham juda ko'p bo'ladi va ularning harakatlari mustaqil bo'lmay, balki o'zaro bog'liq bo'lib qoladi.

4. Yadrodagi nuklonlar o'zaro kuchli ta'sir orqali bog'langan bo'lishiga qaramay, ular tinimsiz harakatda bo'ladi va o'zaro ko'p marta to'qnashib turadi. Yadroning asosiy holatdagi energiyasi minimal qiymatga ega bo'lib, u tashqi ta'sir natijasida diskret o'zgaradi va birorta uyg'ongan holatiga o'tadi. Yadrodagi nuklonlarning o'zaro kuchli bog'langanligi sababli bu qo'zg'alish energiyasi hamma nuklonlarning orasida tez taqsimlanadi va qo'zg'algan yadroning sirti, xuddi g'alayonlangan suyuq tomchi sirti kabi, intensiv tebrana boshlaydi. Nuklonlarning ko'p marta to'qnashishlar natijasida ma'lum bir vaqtda, fluktuatsiya hisobiga ortiqcha energiya sirtiga yaqin bitta nuklonda mujassamlashishi mumkin va agarda bu energiya nuklonlarning o'rtacha bog'lanish energiyasidan katta bo'lsa, u nuklon yadrodan uchib chiqib ketishi mumkin. Shunday qilib, nuklonning yadrodan bu holda chiqishi. molekullarning suyuq tomchi sirtidan bug'lanishiga o'xshaydi. Yadrodagi nuklonlarning soni, tomchidagi molekullar soniga nisbatan farqli o'laroq, chekli bo'lganligi sababli energiyaning fluktuatsiyasining ehtimolligi $\frac{1}{\sqrt{A}}$ ga mutanosib bo'ladi. Bundan yadro qancha og'ir bo'lsa, bu ehtimollik shuncha kichkina bo'lishi va yadroning tabiiy radioaktiv yemirilishiga moyilligi kelib chiqadi.

5. Suyuqlik tomchisidagi kabi yadroda ham kuch markazi mavjud bo'lmay, bu kuch vazifasini sirt taranglik kuchi o'ynaydi. Shuning uchun uyg'onmagan holatdagi yadroning va tomchining shakli sferik bo'ladi. Demak, sferik yadroning sirt energiyasi ham minimal bo'lib, uning shakli sferadan og'sa, sirt energiyasi ham yetarlicha katta bo'ladi.

Endi real yadroning xossalari o'rtasidagi farqlarga to'xtalib o'taylik.

1. Molekullar orasidagi ta'sir kuchlari elektromagnit ta'sir tabiatiga ega. Yadroviy ta'sirlashuv esa qisqa ta'sir xususiyatiga ega bo'lgan maxsus turdagi kuch bo'lib, uni elektromagnit ta'sirga keltirish yoki u orqali tushuntirib berish mumkin emas. Yadroviy ta'sirning masofaga bog'liqligi ham elektromagnit ta'sirnikidan qat'iy farq qiladi va u nuklonlarning kvant holatlariga ham bog'liqdir.

2. Suyuq tomchining qismlarini harakatini klassik fizikaning dinamik qonunlari yordamida ifodalash mumkin. Yadrodagi nuklonlarning soni kam bo'lganligi sababli ularning harakatlari har doim kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi va shuning uchun klassik qonunlarini qo'llash mumkin emas.

3. Tajriba kuzatuvlari natijasiga ko'ra tomchi modeli yordamida nuklonlarning bog'lanish energiyasini yetarlicha katta aniqlikda hisoblovchi yarim empirik formula birinchi bo'lib nemis olimi Veytszekker tomonidan yozilgan bo'lib, u 100 dan ortiq og'ir yadrolarning bog'lanish energiyalarini to'g'ri qiymatlarini beradi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon_{bog'} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{1/3} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + a_5 A^{-3/4} \delta \quad (3.1)$$

Bu yerda $a_1 \dots a_5$ va δ – doimiy kattaliklar bo'lib, ularning qiymatlari quyidagilarga teng:

$$\begin{aligned} a_1 &= 15.75 \text{ MeV}; & a_2 &= 17.8 \text{ MeV}; \\ a_3 &= 0.71 \text{ MeV}; & a_4 &= 23.7 \text{ MeV}; \\ a_5 &= 34 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$\delta = 1$ agarda A, Z va N juft sonlar bo'lsa,

$\delta = 0$ agarda A toq ya'ni Z juft, N toq, yoki Z toq N juft bo'lsa,

$\delta = -1$ agarda A juft ya'ni Z toq, N toq bo'lsa.

Ushbu formula Z va N larning berilgan qiymatlari asosida 1 % dan kichik aniqlikda yadrolarning bog'lanish energiyalari yoki massalarini hisoblash imkonini beradi.

Endi (3.1) ifodaga kirgan har bir hadlarga alohida to'xtalib o'taylik. Ifodadagi birinchi had yadro kuchlarining to'yinganlik xossasidan kelib chiqadi, ya'ni har bir nuklon faqat atrofidagi eng yaqin nuklon bilan ta'sirlasha oladi. Natijada ko'p nuklonli yadrolarning bog'lanish energiyasi nuklonlar soni o'zgarganda massa soni A ga mutanosib ravishda o'zgaradi va bu had hajmiy had ham deyiladi.

(3.1) ifodaning ikkinchi hadi yadro sirt taranglik energiyasining yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasiga ta'sirini ifodalaydi. Haqiqatdan ham, yadro sirtidagi nuklonlar qolgan boshqa

ichkaridagi nuklonlar tomonidan tortishish kuchi ta'sirida bo'lganligi sababli qolgan nuklonlarga nisbatan qo'shimcha energiyaga ega bo'ladi. Bu energiya yadro sirti yuziga mutanosib bo'ladi.

(3.1) ifodaning uchinchi hadi yadrodagi protonlarning Kulon ta'sirlashish energiyasi bilan bog'liq. Bu modelda protonlarning zaryadi sfera ichida tekis taqsimlangan deb qaraladi.

(3.1) ifodaning to'rtinchi va beshinchi hadlari – yadrodagi nuklonlarning ichki tuzilishini va yadroning qobiq tuzilishini hisobga olish natijasida hosil bo'lgan bo'lib, mos ravishda simmetriya va juftlashish hadlari deyiladi.

Yadroning tomchi modeli og'ir yadrolarning massalarini aniqlash bilan birga ularning α , β radioaktiv yemirilish xossalari va og'ir yadrolarning bo'linish sabablarini tushuntirib beradi. Ya'ni, agar protonlarning kulon itarishish energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta bo'lsa yadro sirt deformatsiyasiga nisbatan barqaror bo'la olmay qoladi va o'z-o'zidan ikki bo'lakka parchalanib ketadi. Yadroning bo'linishiga nisbatan barqarorlik sharti:

$$\frac{Z^2}{A} < 46,52 \quad (3.2)$$

bu tajriba natijalariga mos keladi.

Tomchi modelini yadroni qo'zg'algan holati xossalari tushuntirishda foydalanish yaxshi natijalar bermaydi.

Hozirgi kunda og'ir ionlar ishtirokida kechadigan yadro reaksiyalarining ba'zi xususiyatlarini tushuntirishda ham yadroning bu modeli ko'proq ishlatiladi.

Yadroning tomchi modeli qator yadrolarning bog'lanish energiyasi yoki massalarini hisoblashda yaxshi natijalar bergan bo'lishiga qaramasdan uning imkoniyatlari chegaralangan. Bu modelda yadroning shakli, sirti va sirt tarangliklari kabi tushunchalardan foydalanilgan, lekin bu tushunchalar kvant mexanik sistemalar uchun qo'llanilishi mumkin emas.

3.3-§. Fermi – gaz modeli

Yadroning qobiq modelini ko'rib chiqishdan oldin uning eng sodda ko'rinishi bo'lgan Fermi-gaz modeliga to'xtalib o'taylik. Bu

modelga ko'ra yadro o'zaro ta'sirlashmaydigan nuklonlarning ideal gazidan iborat deb qaraladi.

Yadroni tashkil qiluvchi nuklonlar $\hbar/2$ spinga ega bo'lib, ular Fermi - Dirak statistikasiga bo'ysunadi. 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. Mikrozarralarning Pauli prinsipiga amal qiluvchi bunday sistemasi aynigan *Fermi – gaz* deb ataladi. Aynigan Fermi – gazida nuklonlar qariyb 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

$$E_f = \frac{P_f^2}{2M} \quad (3.3)$$

maksimal impuls

$$P_f = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0} \quad (3.4)$$

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. (3.3) foydalanib bir nuklonga to'g'ri keladigan o'rtacha energiyani hisoblab chiqish mumkin

$$\langle E \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{P_f} \frac{P}{2m} dp = \frac{3}{5} E_f^n \quad (3.5)$$

$$E_f^n = \frac{\hbar^2}{2M r_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{\frac{2}{3}} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{\frac{2}{3}} MeV \quad (3.6)$$

bu yerda (3.6) formula $n=Z$ bo'lsa protonlar, $n=A-Z$ bo'lsa neytronlar uchun o'rinli bo'ladi.

Shunday qilib, $\langle E \rangle = 20,4 \text{ MeV}$ 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.

Yadroning ushbu modeli eng sodda model bo'lib, u yadroning ba'zi xarakteristikalarini tez baholash bo'yicha hisoblashlarda qo'llaniladi.

3.4-§. Qobiq modeli

Bir zarrali modelda o'zaro ta'sirlashmaydigan nuklonni yadrodag hamma nuklonlar tomonidan hosil qilgan potensial maydonidagi harakati ko'riladi. Bunday potensial o'rada harakat qilayotgan 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 pastki 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 ko'proq tarqalganligi 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 yadrodag 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 potentsial o'raning chuqurligi yadro ichida deyarli doimiy va chegarada keskin ravishda nolga tushadi. Potentsialning shakli taxminan quyidagi taqsimot bilan beriladi:

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

bu yerda yuqoridagi ifodadan, a – diffuziya masofasi ($a \approx 0,510 \cdot 10^{-13} sm$), $R = 1,33 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13} sm$, $U_0 \approx 50 MeV$. Lekin bu potentsial 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 potentsial o'ra va garmonik ossillyator potentsiallaridan foydalaniladi. Nuklonlarni yadroda sochilishini tajribada o'rganilishi shuni ko'rsatadiki, ossillyator potentsiali ko'proq yengil yadrolar uchun qo'l kelsa, to'g'ri burchakli potentsial o'ta og'ir yadrolarni xossalarini o'rganish uchun ko'proq qo'l kelar ekan. Real yadro potentsiali esa bu potentsiallar orasida yotgan potentsial 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

$$V(r) = \frac{m\omega_0^2 r^2}{2} - V \quad (3.7)$$

bu yerda, m – nuklon massasi, ω_0 – klassik ossillyatorning tebranish chastotasi.

Shredinger tenglamasi

$$\left(-\frac{\Delta}{2m} + V(r) - E \right) \Psi = 0 \quad (3.8)$$

Yuqoridagi (3.7) uchun quyidagi yechimga egamiz

$$\Psi_{nel} = \frac{U_{ne}(r)}{r} Y_{el}(\vartheta, \varphi) \quad (3.9)$$

Sferik funksiya $Y_{el}(\vartheta, \varphi)$ orbital moment l^2 va uning Z o'qidagi proyeksiyasi l_z ning xususiy funksiyasidir. (3.5) ning radial kesimi $U_{ne}(r)$ quyidagi tenglamani qanoatlantiradi

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} U_{ne} = 0. \quad (3.10)$$

Bu tenglamaning xususiy qiymati quyidagiga teng

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega_0 - V, \quad (3.11)$$

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 keluvchi 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'ladi.

Berilgan N da aynigan holatigacha zarralarning maksimal soni

$$n_N = \sum_e 2(2l+1) = (N+1)(N+2) \quad (3.12)$$

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

$$\sum_N n_N = \frac{1}{3} (N_0+1)(N_0+2)(N_0+3) \quad (3.13)$$

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 proyeksiyasi 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'ng orbital moment qo'yiladi. Pastki indeks to'la moment j ni qiymatini ko'rsatadi. Masalan, $\frac{2d_s}{2}$ 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.

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

3.1-jadval.

Garmonik ossilloyator cheksiz chuqur o'rasidagi bitta zarrali holatlari.

N	E_n / W_0	(n, l) - holatlar	n_N	$\sum_N n_N$
0	3/2	1s	2	2
1	5/2	1p	6	8
2	7/2	2s 1d	12	20
3	9/2	2p 1f	20	40
4	11/2	3s 2d 1g	30	70
5	13/2	3p 2f 1h	42	112
6	15/2	4s 2d 2g 1i	56	168

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.

Bu sohada ko‘p urinishlardan so‘ng nuklonni spinini hisobga olish zarrurligi topildi va kuchli spin - orbital ta‘sir quyidagi potensial orqali hisobga olinadi:

$$V_{es} = -V_{es}(r) \vec{l} \vec{s} \quad (3.14)$$

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

$$\vec{j}^2 = (\vec{l} + \vec{s})^2 = l^2 + s^2 + 2(\vec{l}, \vec{s}) \quad (3.15)$$

tenglikdan foydalanamiz va (3.13) potensialning takroriy qismlari uchun quyidagi holatlarga ega bo‘lamiz

$$(\vec{l}, \vec{s}) = \frac{1}{2} (j^2 - l^2 - s^2) = \begin{cases} \frac{1}{2} l, & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} (l + 1), & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3.16)$$

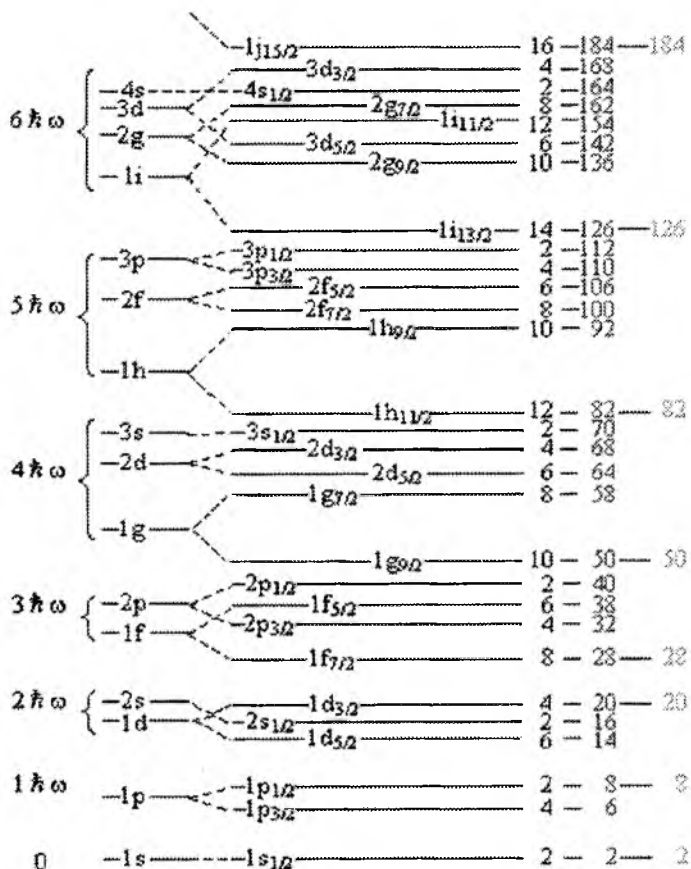
Shunday qilib, energiya sathlarining $l + \frac{1}{2}$ va $l - \frac{1}{2}$ sathlargacha ajralishi nuklon spini va uning orbital momentining o‘zaro ta‘siridan ekan. Spin orbital ta‘sirini hisobga olganda hamma “sehrli sonlar” ni osongina olish mumkin.

Spin - orbital ta‘sir hisobga olinganda to‘lqin funktsiya quyidagicha bo‘ladi

$$\Psi_{n_{eji}}(r, \vartheta, l) = \frac{U_{n_{eji}}(r)}{r} Y_{eji}(\vartheta, \varphi)$$

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

Spin - orbital ta‘sirining mavjudligi ko‘pgina tajribalar orqali isbotlangan bo‘lib, bunga sathlarning $j = l - \frac{1}{2}$ bo‘yicha parchalanish misoldir. Ayniqsa, bu parchalanish tugallangan va to‘ldirilgan qobiqdan tashqari bitta nukloni bo‘lgan yoki bitta nukloni yetishmaydigan yadrolarda aniq ko‘riladi.



3.1-rasm. Qoʻbiq potensialida bitta zarrali sathlar.

Vuds-Sakson potensialida sathlarni tasvirlash sxemasi keltirilgan boʻlib, bunda chapda spin-orbital oʻzaro taʼsirni hisobga olmagan holda, oʻngda esa hisobga olgan holda. Shaki qavslar bitta qoʻbiqqa kirgan sathlarni birlashtiradi. Qora rangda bir sondagi nuklonlar uchun vakant oʻrinlar soni berilgan, koʻk rang bilan zarralar toʻliq soni berilgan, qizil rang bilan esa "sehrli" sonlar koʻrsatilgan.

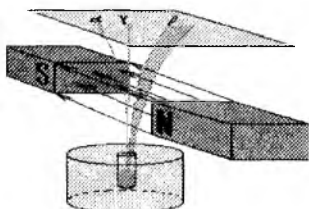
Spin - orbital parchalanish (tilinish) orbital harakat miqdori l ning ortishi bilan ortib boradi. Shuning uchun sathlarning tilinishi

l lari katta bo'lgan og'ir yadrolarda muhimroq ahamiyat 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. (3.9) formulaga ko'ra $N=3$ qobiqni to'la to'ldiruvchi nuklonlar soni 40 ta, bunga yaqinroq "sehrli son" esa 3.1-rasmda $1g_{9/2}$ holatning xillanishi 10 ekanligi ko'rsatilgan. $1g_{9/2}$ 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 $1h_{11/2}$ 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. $1i_{13/2}$ energiya sathi pasayib $N=5$ qobiqqa kirib qoladi va unga 14 nuklon qo'shilib 126 "sehrli" nuklonlar sonini hosil qiladi. Ushbu mulohazalar 3.1 - rasmda, ya'ni proton va neytronlar uchun spin-orbital o'zaro ta'sir hisobga olingan holdagi yadro sathlarining diagrammasida o'z aksini topgan.

IV BOB RADIOAKTIVLIK

4.1-§. Radioaktivlik hodisasining umumiy tavsifi



4.1-rasm. Nurlarning
og'ishi.

Radioaktivlikning kashf etilishi atom tuzilishi haqidagi ta'limot taraqqiyotida katta ahamiyatga ega bo'ldi. Radioaktivlikni (lotinchadan radio — *nurlanish*, radius — *nur* va activus — *ta'sirchan*) 1896-yilda fransuz olimi Anri Bekkerel kashf etdi. A. Bekkerel uran metalli birikmalari bo'lgan ruda ko'zga ko'rin-

maydigan, ammo fotoplastinkaga ta'sir qiladigan maxsus nurlar chiqarishini payqadi. Agar qorong'i uyda bir parcha uran rudasi fotoplastinka ustiga bir necha kun qo'yilsa, so'ngra plastinka ochilsa, unda ruda parchasining tasviri tushib qoladi. Radioaktivlik hodisasini Bekkerel ana shu yo'l bilan topgan. Bekkerel kashfiyotidan ko'p o'tmasdanoq bunday ko'zga ko'rinmas nurlarni boshqa moddalar ham chiqarishi aniqlangan. Barcha bunday moddalar *radioaktiv moddalar* deb, moddalarning bunday nurlar chiqarish xususiyati esa *radioaktivlik* deb atala boshlangan. Radioaktivlik hodisasini o'rganish sohasida fransuz olimlari Mariya Sklodovskaya-Kyuri va Pyer Kyurilar katta xizmat ko'rsatdilar. Ular bir necha tonna uran rudasini qayta ishlab, u vaqtgacha ma'lum bo'lmagan metallardan bir grammga yaqin miqdorda topishgan. Bu metallning radioaktivligi uranning radioaktivligidan bir necha million marta ortiq bo'lgan. Olimlar bu metallni radiy deb atashgan (radiy — nurlı demakdir, lotincha radius — *nur* so'zidan olingan). Olimlar, radioaktivlik parchalanishiga tabiatdagi qanday kuchlar ta'sir eta oladi, uni tezlashtiradi yoki sekinlashtiradi? Degan savolga

javob izlay boshladilar. Diqqat bilan o'tkazilgan tekshirishlar juda yuqori yoki juda past temperaturalar ham, kuchli elektr va magnit maydonlari ham, yuqori bosim va tezlanishlar ham, kuchli kimyoviy reaktivlar ham radiyning energiya sochish xususiyatiga ta'sir eta olmasligini ko'rsatdi. Shuning uchun Pyer va Mariya Kyurilarning quyidagi tajribasi zo'r qiziqish uyg'otdi. Ular radiy donachasini magnit maydoniga qo'yib, dastavval bir jinsli bo'lgan radioaktiv nurlar dastasi maydon ta'sirida ikki dastaga ajralishini payqadilar. Bu dastalardan birida radioaktiv zarrachalar oldingi yo'nalishda to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanadi, ikkinchisida esa bir tomonga og'ib, o'z yo'lini o'zgartiradi. Nurlarning og'ish yo'nalishi va burchagiga qarab, og'uvchi nurlar manfiy zarralar oqimi ekanligi ishonch hosil qilish mumkin. Juda sinchiklab tekshirishlar bu nurlarning elektronlar ekanligini ko'rsatdi. Uchib chiqayotgan elektronlarning tezliklari xilma-xil bo'lib chiqdi. Magnit maydon ta'sirida og'uvchi dastada tezliklari yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanuvchi elektronlar ham uchraydi. Radioaktiv nurlarning magnit maydonida og'maydigan qismi qanday tabiatga ega ekanligini aniqlashgina qoldi. Ingliz fizigi Ernest Rezerford bu masalani hal qilishga kirishdi. Avvalo, Rezerford ancha kuchli magnit maydonni olib, er-xotin Kyurilar tajribasini takrorlab ko'rishga ahd qiladi. Bunda u diqqatga sazovor bo'lgan quyidagi faktni payqadi. Radioaktiv nurlarning Pyer va Mariya Kyurilar tajribasida magnit maydoni ta'sirida og'maydigan qismi kuchli magnit maydonda ikkita dastaga ajralishi ma'lum bo'ldi. Bu dastalardan biri magnit maydon ta'sirida mutlaqo og'may, to'g'ri chiziq bo'ylab boradi, ikkinchisi esa elektronlarning og'ish yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga bir oz og'di. Rezerford o'z tajribasi natijalarini tahlil qilib, radioaktiv nurlarning bu qismi musbat zaryadlangan zarrachalar oqimidan iborat degan xulosaga keladi. Ushbu tajribadagi nurlar dastalariga yunon alifbosining dastlabki uchta harfining nomi berilgan: alfa (α)-nurlar, beta (β)-nurlar va gamma (γ)-nurlar. Tajriba natijalarini tahlili shuni ko'rsatdiki, alfa-nurlar geliy atomining yadrolari oqimi, beta-nurlar tez harakatlanayotgan elektronlar oqimi, elektr va magnit maydonida hech yoqqa og'maydigan gamma-nurlar esa elektromagnit

nurlanish bo'lib, elektromagnit to'liqlar shkalasida rentgen nurlardan keyin joylashgan.

Radioaktivlik parchalanish hodisasining tarixini umumlashtirib quyidagi ketma-ketlikda keltirish mumkin:

- 1896-yilda A. Bekkerel uran radioaktivligini kashf qilgan.
- 1898-yilda Mariya Skladovskaya-Kyuri va Shmidtlar toriyning radioaktivligini kashf etadi.
- 1898-yilda Pyer va Mariya Kyurilar poloniy va radiylarni kashf etganlar.
- 1899-yilda Rezerford tamonidan alfa- va beta-nurlanishlar identifikatsiya qilingan.
- 1900-yilda Villard tomonidan gamma-nurlanishning tabiatini aniqlaydi.
- 1902-yilda Rezerford va Soddilar tomonidan radioaktiv parchalanish qonuni kashf etilgan.
- 1917-yil Gan tomonidan izomeriyaga birinchi qadam qo'yilgan.
- 1928-yilda Gamov, Gerni, Kondonalar tomonidan alfa-radioaktivlik nazariyasi yaratilgan.
- 1930-yilda alfa-spektrning strukturasi o'rganilgan.
- 1933-yilda Frederik va Iren Jolio-Kyurilar sun'iy radioaktivlikni kashf etganlar.
- 1934-yilda E. Fermi tomonidan beta-parchalanish nazariyasi yaratilgan.
- 1935-yilda I. Kurchatov va boshqalar tomonidan sun'iy radioaktiv yadrolarning izomeriyasi kashf etildi.
- 1935-yilda Alvarets K-qamrash hodisasini kashf etgan.

Yadroning o'z - o'zidan bir yoki bir nechta zarralar chiqarib parchalanishi (yemirilish) hodisasiga *radioaktivlik* deb ataladi. Radioaktivlik hodisasi yuz beradigan yadrolarga *radioaktiv yadrolar* deyiladi. Radioaktiv bo'lmagan yadrolarni esa *turg'un (stabil) yadrolar* deyiladi. Radioaktiv parchalanish jarayonida yadroning massa soni A va zaryadi Z o'zgaradi.

Radioaktiv parchalanish yuz berishi uchun energetik shart bajarilishi zarur, ya'ni radioaktiv parchalanayotgan yadroning massasi parchalanishda hosil bo'lgan zarralar va bo'laklarning

massalari yig'indisidan katta bo'lish sharti. Radioaktivlikning zaruriy, lekin yetarli bo'lmagan shartidir.

Radioaktiv parchalanish uning sodir bo'lish vaqti, nurlanayotgan zarralar turi, ularning energiyasi, agar bir nechta zarralar chiqayotgan bo'lsa, 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 sekunddan yil orali-g'ida yotadi. Odatda sekunddan yilgacha bo'lgan vaqt radiotexnik usulda, sekunddan kichigi esa yadroning energetik sathi kengligini o'lcagan holda 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.

Biz faqat α , β va γ -parchalanishlarni ko'rib chiqamiz.

Radioaktiv parchalanish har doim ekzotermik, ya'ni energiya ajralishi bilan yuz beradigan jarayondir. Radioaktiv parchalanishda ajralgan E energiya quyidagi munosabat bilan aniqlaniladi:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s m_s c^2 + E \quad (4.1)$$

Bu yerda M_i , M_f , M_s – mos ravishda boshlang'ich yadro, oxirgi yadro va uchib chiqayotgan zarralar massalaridir.

4.2-§. Radioaktiv parchalanish jarayonlarini sinflarga bo'lish

Hozirgi kunda quyidagi ko'rinishdagi parchalanishlar ma'lum:

- α -parchalanish (${}^4_2\text{He}$ yadrolarning chiqishi);
- β -parchalanish (e^+ , ν_e , $\bar{\nu}_e$);
- γ -parchalanish;
- spontan (o'z-o'zidan) bo'linish;
- nuklonlar chiqishi (bitta proton yoki neytron, ikkita proton);
- klasterlar chiqishi (${}^{12}\text{C}$ dan ${}^{32}\text{S}$ gacha bo'lgan yadrolar).

Hozirgi kunda ma'lum bo'lgan hamma radioaktiv parchalanishlar jarayonlarini sinflarga bo'lib chiqildi. Ushbu ma'lumotlar 4.1-jadvalda keltirilgan.

4.1-jadval.

Radioaktiv parchalanishlar turlari.

Parchalanish turi	Parchalanishda ishtirok etuvchi zarralar	Ikkilamchi nuklid
<i>Yadro chiqishi bilan sodir bo'ladigan</i>		
α -parchalanish	Yadrodan chiqqan α -zarra	(A-4, Z-2)
Protonlar chiqishi	Yadrodan chiqqan proton	(A-1, Z-1)
Neytronlar chiqishi	Yadrodan chiqqan neytron	(A-1, Z)
Qo'sh neytron emissiyasi	Yadrodan bir vaqtda chiqqan qo'sh neytron	
Spontan bo'linish	Yadro ikki yoki bir necha kichik yadrolarga parchalanadi	
Klaster parchalanishlar	Yadrodan α -zarradan katta ammo birlamchi yadrodan kichik bo'lgan yadro	(A-A1, Z-Z1) + (A1,Z1)
<i>Beta parchalanish turlari</i>		
β^- - parchalanish	Yadro elektron va antineytrino chiqaradi	(A, Z+1)
β^+ - parchalanish	Yadro pozitron va neytrino chiqaradi	(A, Z-1)
Elektron qamrash	Yadro orbital elektronni qamrab oladi va neytrino chiqaradi.	(A, Z-1)
Qo'shaloq β^- - parchalanish	Yadro ikkita elektron va ikkita antineytrino chiqaradi	(A, Z+2)
Qo'shaloq elektron qamrash	Yadro ikkita orbital elektronni qamrab oladi va ikkita neytrino chiqaradi.	(A, Z-2)

4.1-jadvalning davomi

Pozitron emissiyasi bilan sodir bo'ladigan elektron qamrash	Yadro orbital elektronni qamrab oladi va bitta pozitron va ikkita neytrino chiqaradi.	(A, Z-2)
Qo'shaloq pozitron chiqadigan parchalanish	Yadro ikkita pozitron va ikkita neytrino chiqaradi.	(A, Z-2)
<i>Gamma-nurlanishlar (yadro holatlari orasidagi o'tish)</i>		
Gamma-parchalanishlar	Uyg'ongan yadro yuqori energiyali foton (gamma-nurlar) chiqaradi.	(A, Z)
Ichki konversiya	Uyg'ongan yadro o'z energiyasini orbital elektronga beradi va uni atomdan chiqarib yuboradi.	(A, Z)

4.3-§. Radioaktiv parchalanishning asosiy qonunlari

Radioaktiv parchalanishlar statistik hodisa hisoblanadi. Muayyan radioaktiv moddada 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 parchalanish hodisasi statistik hodisa ekanligi, ya'ni noturg'un yadroni qachon parchalanishni oldindan aytish mumkin emasligi va bu jarayon ehtimollik qonunlari asosida o'tishi kelib chiqadi. Ushbu jarayonni tavsiflovchi kattaliklarda eng muhimi bu vaqt birligi ichida parchalanish ehtimolligi, ya'ni parchalanish doimiysi λ hisoblaniladi. Agarda N ta bir xil turg'un bo'lmagan yadrolarni olsak, u holda birlik vaqt ichida o'rtacha λN ta parchalanadi. Bu kattalik **aktivlik** deyiladi. Aktivlik shu radioaktiv yadrolardan iborat preparatning nurlanish intensivligini ko'rsatadi. Aktivlik bu radioaktiv yadrolarning parchalanish tezligi.

Xalqoro SI sistemasida aktivlik birligi qilib, 1 sekunddagi parchalanishlar soni qabul qilingan, ya'ni 1 parchalanish/s. Bu birlik Bekkerel (Bk) deb ham aytiladi. 1 Bk=1 parch./s. Bundan tashqari quyidagi sistemadan tashqari birliklar qo'llaniladi:

1 Rezerforddir=1 Rd = 10^6 Bk;
 1 Kyuri=1Ku= $3,7 \cdot 10^{10}$ Bk;
 1 mKu= 10^{-3} Ku;
 1 mkKu= 10^{-6} Ku.

Radioaktiv parchalanish doimiysi λ 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 parchalansa, ya'ni:

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (4.2)$$

bu yerda, manfiy ishora radioaktiv yadrolarning umumiy sonini kamayishini ko'rsatadi. $t = t_0 = 0$ da $N(t_0) = N_0$ ekanligini hisobga olib (4.2) ifodani integrallaymiz va quyidagi formulani olamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

Bu radioaktiv parchalanishning asosiy qonunini ifodalovchi formuladir. Bu yerdan ko'rinadiki, radioaktiv yadrolar soni vaqt o'tishi bilan eksponensial qonun bo'yicha kamayib boradi. (4.2) ga ko'ra aktivlik $A = \lambda N$ yoki

$$A = - \frac{dN}{dt} \quad (4.4)$$

bo'ladi. Bu yerdan yaqqol ko'rinadiki, aktivlik bu parchalanish tezligi ekan.

Radioaktiv parchalanishlar hodisasida muhim bo'lgan yana bir kattalik bu yarim yemirilish yoki parchalanish davridir. *Yarim parchalanish davri* deb, radioaktiv yadrolarning yarimi parchalanishi uchun ketgan vaqtga aytiladi va $T_{1/2}$ belgilanadi. Yarim parchalanish davridan so'ng radioaktiv yadrolar soni ikki barobar kamayganligidan, λ va $T_{1/2}$ orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

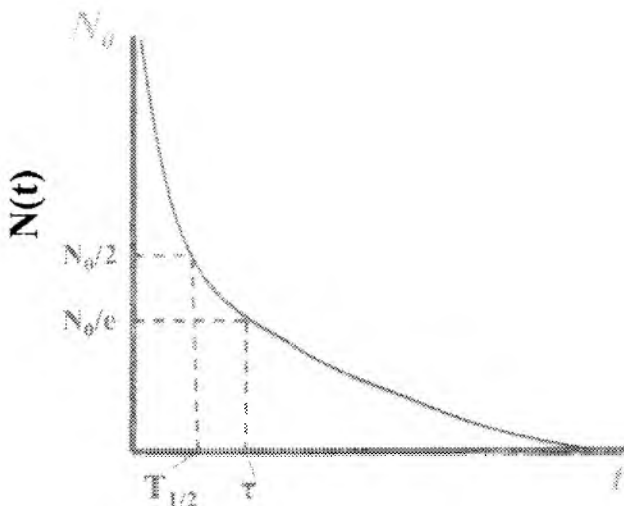
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (4.5)$$

Yadrolarning o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (4.6)$$

Radioaktiv yadrolarning o'rtacha yashash vaqti parchalanish doimiysiga teskari proporsionaldir.



4.2-rasm. Radioaktiv parchalanishning eksponensial qonuni. Parchalanmagan yadrolar soni vaqt o'tishi bilan eksponenta bo'yicha kamayadi. Bu yerda yarim parchalanish davri $T_{1/2}$ va o'rtacha yashash vaqti $\tau=1/\lambda$ keltirilgan.

Yuqorida keltirilgan (4.3) ifodaga (4.6) ifodani qo'yamiz va quyidagi formulani olamiz:

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

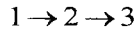
Agar $t=\tau$ bo'lsa, u holda

$$N = N_0 / e$$

Demak, yadroning bir o'rtacha yashash vaqti davomida yadrolar soni e marta kamayadi.

4.4-§. Ketma - ket parchalanish

Ko'pchilik hollarda radioaktiv yadroning parchalanish natijasida hosil bo'lgan ikkinchi yadro ham radioaktiv bo'lib qoladi, ya'ni 1 radioaktiv yadro parchalanishi natijasida 2 chi yadro va bu parchalanishi natijasida 3 yadro va h.k. radioaktiv yadrolar hosil bo'ladi:



Bu holda birinchi yadroning sonining o'zgarishi N_1 , ikkinchi yadrolarning sonini o'zgarishini esa N_2 deb belgilab olamiz va ushbu o'zgarishlarni ifodalovchi quyidagi differensial tenglamalar sistemasini hosil qilamiz:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (4.7)$$

Bu tenglamalar ma'nosi quyidagicha: 1 – yadroning soni uning parchalanishi hisobiga kamayadi, 2 – yadroning soni ham o'zining parchalanishi hisobiga kamayadi, ammo shu bilan birga 1 – yadroning parchalanishi hisobiga ortadi. Bu tenglamalar sistemasini yechamiz va quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (4.8)$$

$t=0$ da birinchi yadroning soni N_{10} ta, ikkinchi yadroning soni esa $N_{20}=0$ bo'lsin, u holda (4.8) tenglamalar sistemasini quyidagi ko'rinishga keladi, ya'ni:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (4.9)$$

Agar $N_{20} = 0$ va $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) bo'lsa, $t \ll T_2$ vaqt uchun (4.9) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4.10)$$

Demak, $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) bo'lgan holda radioaktiv yadrolarning parchalanish qonuni ikkilamchi yadroning parchalanish doimiysi bilan xarakterlanar ekan. Agar $t \gg T_2$ ya'ni $\lambda_2 t \gg 1$ bo'lganda (4.10) ifoda o'zining chegaraviy qiymatiga yaqinlashadi:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2} = \text{const} \quad (4.11)$$

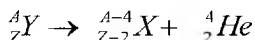
Agar $t > 10T_2$ bo'lsa, (4.11) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (4.12)$$

Bu ifoda asriy muvozanat tenglamasi deb ataladi. Bunda vaqt birligi ichida hosil bo'layotgan ikkilamchi yadrolar soni parchalanayotgan birlamchi yadrolar soniga teng degan ma'noni beradi. Bunga misol qilib, radiy parchalanishi natijasida radon hosil bo'lgan jarayonini keltirish mumkin.

4.5-§. Alfa-parchalanish va uning nazariyasi

Og'ir yadrolarning o'z - o'zidan α -zarralar chiqarib parchalanishiga *α -parchalanish hodisasi* deyiladi. Bu holda yadroning massa soni 4 birlikka, atom soni esa 2 birlikka kamayadi, ya'ni:



bu yerda, ${}^A_Z Y$ - birlamchi yadro, ${}^{A-4}_{Z-2} X$ - ikkilamchi yoki hosilaviy yadro. 1896-yilda A. Bekkerel aynan α -parchalanishni aniqlagan.

Alfa-parchalanish energetik jihatdan mumkin bo'lishi uchun ushbu tengsizlik bajarilishi kerak:

$$M(A, Z) \geq M(A-4, Z-2) + M({}^4_2 \text{He}) \quad (4.13)$$

ya'ni birlamchi yadroning massasi (energiyasi) ${}^{A-4}_{Z-2} X$ hosilaviy yadroning va α -zarra massalari yig'indisidan katta bo'lishi kerak. Uning yadosining energiyasi α -parchalanishda bo'laklarning kinetik energiyalari sifatida ajralib chiqadi.

$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2^4\text{He})]c^2 = T_\alpha + T_t \quad (4.14)$$

bu yerda, T_t – tepki yadroning kinetik energiyasi. Agar parchalanuvchi yadro nisbatan tinch holda bo'lsa, quyidagi tenglik o'rinli bo'ladi.

Bundan

$$T_t = T_\alpha M_\alpha / M_t \quad (4.15)$$

ga yoki (4.14) ga ko'ra

$$Q_\alpha = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_t} \right) \quad (4.16)$$

bundan

$$T_\alpha = Q_\alpha \frac{M_t}{M_t + M_\alpha} \quad (4.17)$$

bu yerda, M_t – tepki yadro massasi. Shunday qilib, α -parchalanish natijasida ajraladigan kinetik energiyaning asosiy qismini α -zarra olib ketadi. juda kam ($\sim 2\%$ ga yaqin) qisminigina hosilaviy yadro olib ketadi.

Alfa-parchalanishning o'ziga xos empirik xususiyatlari mavjud, ya'ni:

- α -parchalanish faqat og'ir yadrolarda yuz beradi ($Z > 83$). Noyob elementlar sohasida ($Z > 60$) ham uncha katta bo'lmagan α -aktiv yadrolar guruhi ham mavjud.

- α -zarralar energiyasi asosan 2-9 MeV interval ichida, yarim parchalanish davri esa $3 \cdot 10^{-7}$ sek (${}_{84}^{212}\text{Po}$) - $2.4 \cdot 10^{15}$ yil (${}_{60}^{144}\text{Nd}$) interval ichida joylashgan.

Geyger-Nettol qonuni

1911-yilda Jon Mitchel NETTOL va Gans Geygerlar alfa-aktiv yadrolarning yarim parchalanish davri bilan alfa-zarralar energiyasi orasidagi, bog'lanishni, ya'ni Geyger - Nettol qonunini kashf qildilar.

$$\lg T = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (4.18)$$

bu yerda, C, D – doimiy kattaliklar bo'lib, A massa soniga va Z ga esa kuchsiz bog'liq. Agar logarifim o'nli va energiya MeV larda

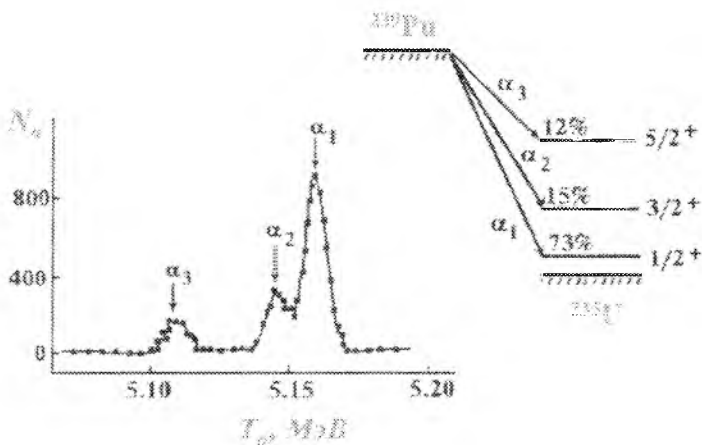
ifodalansa, u holda yuqoridagi ifodadan o'lichansa, C va D doimiy kattaliklar quyidagiga teng bo'ladi:

Z = 84 uchun C = -50,15; D = 128,8 bo'ladi;

Z = 90 uchun C = -51,94; D = 139,4 bo'ladi.

Geyger - Nettol qonuni juft-juft yadrolar uchun yaxshi bajariladi.

Ma'lum bir navbatdagi yadrolardan chiqayotgan α -zarralar energiyalari bir xil bo'ladi. Aniq o'lchashlar shuni ko'rsatdiki, yadrodan chiqayotgan α -zarralar spektri nozik strukturaga, ya'ni bir biriga juda yaqin bo'lgan energiyalardan iborat ekan. Alfa-zarralar spektri oxirgi yadroning nafaqat asosiy holatda, balki uyg'ongan holatlarda ham hosil bo'lishi bilan bog'liq. Ya'ni α -spektr yadro sathlar haqida axborot beradi. 4.3-rasmda plutoniy ^{239}Pu yadrosining α -parchalanish sxemasi keltirilgan.



4.3 - rasm. Plutoniy ^{239}Pu yadrosining α -parchalanish sxemasi.

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 radiusiga bog'liq. Bu og'ir yadrolarda 9,5 MeV ga yaqin.

Yadrodan uchib chiqadigan α -zarra qariyb 6 MeV energiyaga ega bo'lishi kerak. Demak, zarra yadro doirasidan tashqariga chiqi olmaydi. Bu masalaga klassik fizika qonunlari nuqtayi nazaridan qaralganda shunday bo'ladi. Alfa-nurlanish hodisasini kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan turib tushuntirish mumkin. Mazkur mexanikaga ko'ra to'liqin zarra, zarra esa to'liqin xususiyatga ega bo'ladi. Agar biz α -zarralarni potensial to'siqdan o'tayotganda to'liqin xususiyatini namoyon qiladi deb qarajak, u holda potensial to'siqni shaffof bo'lmagan muhit sifatida qarashimiz mumkin. To'liqinning bunday muhitdan o'tish ehtimolligi mavjud bo'lib, ammo 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 eksponensial 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 effekt 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'liqin funksiyasi

$$\Psi_0(r) = e^{ip\frac{r}{\hbar}} = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2EM}r} \quad (4.19)$$

To'siq ichida esa

$$\Psi_{12}(k) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)r}\right) \quad (4.20)$$

Zarrani to'siqdan tashqarida bo'lish ehtimolligi

$$\left|\frac{\Psi_1(r_1)}{\Psi_0(r_2)}\right|^2 = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)d}} \quad (4.21)$$

bu nisbat

$$D = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)d}\right] \quad (4.22)$$

Istalgan shakldagi to'siq uchun esa

$$D = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr\right] \quad (4.23)$$

bo'ladi va α -zarraning tosiqdan o'tish koeffitsiyenti yemirilish doimiyisi bilan bog'lanishi quyidagicha

$$\lambda = \frac{v}{R} \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr\right] \quad (4.24)$$

bu yerda, α – zarraning tezligi, R – yadro radiusi.

Agarda α -zarra yadroda l – burchak momentiga ega bo'lsa, u holda α -zarra markazdan qochma energiyaga ham ega bo'ladi, ya'ni

$$U_{m,q} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2 M_\alpha r^2} \quad (4.25)$$

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

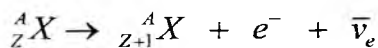
4.6-§. Beta- parchalanish

Yadroning o'z - o'zidan elektron (pozitron) va antineytrino (neytrino) chiqarib, parchalanish hodisasiga beta-parchalanish deyiladi. Beta-parchalanishda yadro massa soni o'zgarmaydi, ya'ni parchalanish natijasida izobar yadro hosil bo'ladi. Beta-parchalanishning uch xil turi mavjud. Ushbu holda yadro ichidagi nuklonlar aylanishi va β -parchalanish turiga mos keluvchi energetik shartlar quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

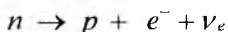
1. β^- -parchalanish ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), $M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e$,
2. β^+ -parchalanish ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), $M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e$, (4.26)
3. e-qamrash ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$), $M(A, Z) + m_e > M(A, Z-1)$.

Ushbu β -parchalanish turlari bilan alohida-alohida tanishib o'tamiz.

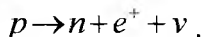
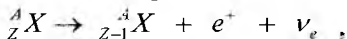
β -parchalanish. Mazkur turdagi parchalanishda yadro zaryadi bittaga ortadi, yadrodan elektron va antineytrino chiqib ketadi, ya'ni:



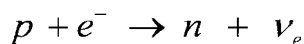
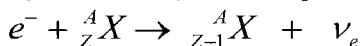
β -parchalanishda yadrodagi neytronlardan biri protonga aylanadi:



β^+ -parchalanish. Bu holda yadrodagi protonlardan biri neytronga aylanadi va yadro zaryadi bittaga kamayadi. Bunda yadrodan pozitron va neytrino chiqadi:



e-qamrash. Beta-parchalanishga e-qamrash hodisasi ham kiradi. Ko'pchilik hollarda K-qamrash ham deyiladi. Bunda yadro K-qobiqdagi bitta elektronni o'ziga yutib (qamrab) oladi va uning zaryadi bittaga kamayadi. Ushbu hodisada yadrodagi bitta proton neytronga aylanadi va yadrodan neytrino chiqib ketadi, ya'ni:



Beta-parchalanish vaqti $T_{1/2}(\beta) = 0.1 \text{ s} - 10^{17} \text{ yil}$ intervalida bo'ladi. α -parchalanish yadro kuchlari ta'sirida yuz berib, nisbatan qisqa vaqt yuz beradi ($3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ gacha). Beta-parchalanishlar kuchsiz o'zaro ta'sir natijasida yuz berganligi sababli. Ushbu ta'sirning kichik intensivlikka ega bo'lganligi sababli, neytronning yashash vaqti katta bo'ladi ($\approx 15 \text{ min}$). Beta-parchalanishda ajralib chiqadigan energiya mos kelgan energiyali (0.78 MeV) γ -parchalanishning yuz berish vaqti esa o'rtacha 10^{-12} s ni tashkil qiladi.

Beta-parchalanish energiyasi:

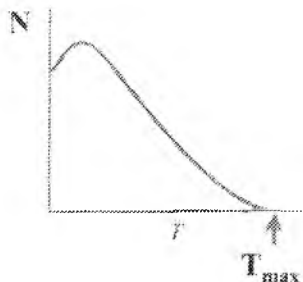
$$Q_{\beta^+} = [M(A, Z) - M(A, Z+1) - m_e]c^2, \quad (4.27)$$

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

Ushbu ajralib chiqadigan energiyasi 18.61 keV (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^{-} + \bar{\nu}_e$) dan 13.4 MeV (${}^{12}_6\text{B} \rightarrow {}^{12}_5\text{C} + e^{-} + \bar{\nu}_e$) gacha bo'lgan intervalda yotadi.

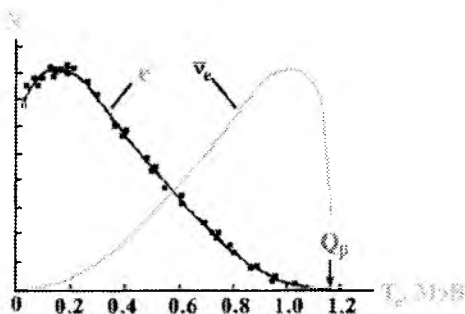
Beta-parchalanishda Kulon to'sig'ini muhokama qilib o'tirmasa ham bo'ladi. U faqat yadro ichida hosil bo'ladigan pozitron uchun mavjud. Bu yerda eng muhimi, noaniqlik munosabati yadro ichida e^{\pm} uzoq qolib ketishini taqiqlashidir. β^{\pm} -parchalanishlarda uchta mahsulotlar hosil bo'lib, ular orasida

energiya bo'yicha taqsimot ixtiyoriy bo'ladi. Bunda har bir mahsulotning energetik spektri uzluksiz bo'ladi. 4.4-rasmda beta-parchalanishning spektri keltirilgan. Beta-zarralarning kinetik energiyasi T_{\max} beta-parchalanish energiyasiga yaqin bo'ladi, ya'ni $T_{\max} = E_{\beta}$.



4.4-rasm. Beta-parchalanish spektri.

4.5-rasmda ${}^{210}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Po} + e^{-} + \bar{\nu}_e$ parchalanishda hosil bo'ladigan elektron va neytrinolarning energetik spektrlari keltirilgan. Elektron-qamrashda ikkita mahsulot hosil bo'lib, spektri uzluksizdir. β^{\pm} -spektrlarning uzluksizligi 1930-yilda Paulini noma'lum massasi juda ham kichik va yarim butun spinga ega bo'lgan neytral zarra mavjudligi g'oyasiga turtki berdi. Ushbu g'oyaga asosan β^{\pm} -parchalanishda energiyaning bir qismini mazkur zarra olib ketadi. Bu zarraga, 1932-yilda neytron kashf etilgandan keyin E.Fermi "neytrino" ("neytroncha") deb nom beradi.



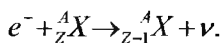
4.5-rasm. ${}^{210}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Po} + e^{-} + \bar{\nu}_e$ parchalanishda hosil bo'ladigan elektron va neytrinolarning energetik spektrlari.

Neytrino modda bilan juda kuchsiz ta'sirlashadi va uni kuzatish juda qiyin. Uning qattiq muhitda yugurish yo'li $\approx 10^{15}$ km. Faqat 1956-yildagina Raynes va Kouenlar tomonidan neytrino mavjudligi eksperimental tasdiqlangan va uning modda bilan o'zaro ta'sir kesimi (10^{-43} sm²) baholandi.

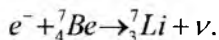
2004-yilda «Physical Review Letters» («Fizika obzori xatlari») jurnalida yapon fizik olimlarining birinchi marta radioaktiv elementlar yadrolarining tabiiy parchalanish tezligini hech qanday ekstremal ta'sirga duchor qilmasdan sezilarli oshirishga erishilganligi haqida maqola bosilib chiqdi. Yuzaki o'qilgan na faqat ommabop kitob, balki yadro fizikasi bo'yicha darslik Sutomo Otsuki va uning kasbdoshlarining ushbu ishi sog'lom fikrga zid degan tasavvur hosil qilishi mumkin. Haqiqatan ham radioaktivlik hodisasi asosida ham atom yadrosi ichida kechadigan dinamik jarayon yotadi va unga insonning ta'sir qilishga kuchi yetmaydi. Albatta stabil(turg'un) izotopni (masalan, uni neytronlar bilan nurlantirish orqali) radioaktiv izotopga aylantirish mumkin, ammo hosil bo'lgan mahsulotning parchalanish tezligini eksperimentatorning xohishi emas, balki uning xususiy xossalari belgilaydi. Nihoyat, qanday qilib olimlar tog' jinslari va organik qoldiqlar sanasini aniqlashda radioaktiv usuldan foydalanishlari mumkin edi, agarda ular har qanday radioaktiv izotopning yarim parchalanish davri doimiy va har yerda hamda doimo o'zgarmasligiga qat'iy ishonch hosil qilmaganda?

Ayrim atom yadrolari o'zining xususiy ichki qobig'idagi elektronlarini o'g'irlab olar ekan. Bu jarayon nazariy 1936-yilda yapon olimlari Xiderik Yukava va Shoichi Sakata tomonidan oldindan aytilgan va ikki yildan keyin tajribada amerikalik olim Luis Alvares tomonidan topilgan. U fizikaviy adabiyotlarda elektron qamrash degan nomni oldi. Qisman bunday turdagi radioaktiv parchalanishga(bu turdagi parchalanishlar beta parchalanishga kiradi va uni beta parchalanishning bir turi deb qaraladi) berilliy-7 ham duchor bo'lgan bo'lib, uning yadrosi atom elektron qobig'idagi bir elektronni o'ziga «tortib» oladi va litiy yadrosiga aylanadi. To'rtta proton va uchta neytrondan iborat bo'lgan berilliy yadrosi qobiqdagi bitta elektron o'ziga yutib olib, uchta protonli va to'rtta

neytronli litiy yadrosiga aylanadi. Pozitron parchalanishi kabi protonlardan bittasi neytronga aylanadi:

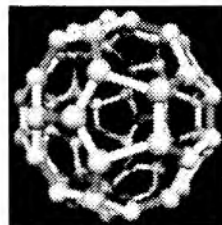
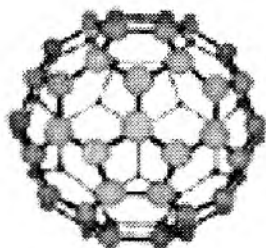


Bu ifodani berilliy-7 uchun yozamiz:



Elektron qamrash ehtimolligi, yadro yaqinidagi elektronlar zichligiga bog'liq bo'lib, u oshishi bilan elektron qamrash ehtimolligi oshadi. Bundan elektron qamrashni amalga oshirish imkoniyatiga ega bo'lgan radioaktiv elementlar yadrosining o'rtacha yashash vaqti, ular ushbu elementning sof namunasi tarkibiga kirishi yoki uning kimyoviy birikmalar tarkibiga kirishiga qarab o'zgarishi mumkin. Bu xulosa tajribada tekshirilgan va tasdiqlangan, shu bilan birga yashash vaqtining siljishi (yoki ta'bir joyiz bo'lsa yarim parchalanish davri) bunday hollarda foiz ulushlarini tashkil etadi. Binobarin, bu guruh radioaktiv elementlar shak-shubhasiz sanalarni radioizotop usulida aniqlash uchun atom soati sifatida qo'llash mumkin emas. Shuncha uzoq, ammo zarur kirishdan keyin Toxoku universiteti Yadro fizika laboratoriyasi va Iokogamedagi Milliy universiteti fizika fakulteti xodimlarining ishlari haqida hikoya qilish qiyin emas. Ular berilliy-7 atomlarini **fullerenlar** deb nomlangan deyarli sferik oltmish atomdan iborat molekula ichki qismiga haydab kirgizishga muvofiq bo'lishdi. Natijada berilliy yadrosi atrofidagi elektron zichligi oshgan va bu esa o'z navbatida radioaktiv parchalanish sur'atini oshishiga olib keldi. Sof metall berilliy namunasining 1275 soatni tashkil qilsa, asirga tushgan atomlar yarim parchalanish davri esa 1264 soatga teng. Farqi taxminan 0,85% ni tashkil etadi. Bir qarashda bu miqdor kam bo'lib ko'rinishi mumkin. Ammo bu hali boshlanishi bo'lib, yangi molekulalarning topilishi bu jarayonlarni yanada tezlashtiradi. Fulleren haqida qisqacha ma'lumot: Fullerenlar bu deyarli sferik bo'lgan, o'nlab atomlardan iborat uglerod molekulalari (4.6-rasm). Birinchi 60-atimli fulleren molekulalari 1985-yilda yaratilgan. 60-atimli fulleren qirralari bu 20 ta deyarli ideal to'g'ri oltiburchak va 12 ta besh burchakdan iborat. Keyinchalik 76, 78, 84, 90 va hatto bir necha yuzlab atomli fullerenlarni ham olishga muvassar bo'lishdi.

Yadro parchalanish tezligini o'zgartirish nima uchun kerak? Degan tabiiy savol tug'ilishi mumkin. Yadro qurollarini sinash va radiatsion karxonalarda (yadro reaktorlarida) yuz bergan avariya natijasida atrof-muhitda radioaktiv ifloslanishlar yuz bermoqda. Bunda asosan ikkita texnogen radionuklidlar, ya'ni seziiy-137 va stronsiy-89 biosferaga katta xavf solishi mumkin.



4.6-rasm. O'nlab atomlardan iborat uglerod molekulalari.

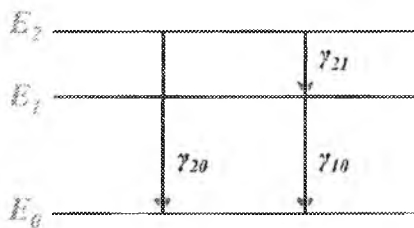
Ushbu radionuklidlarning yarim yemirilish davri juda katta bo'lib, ular inson uchun xavfsiz holga tushishi uchun 300 yil kerak bo'ladi. Masalan, Ukrainaning Chernobil shahriga insonlar qaytadan kirishishi va hayot kechirishi uchun ham shuncha yil zarur (bu yerda avariya 1986 yilda yuz bergan). Biz yuqorida bayon qilgan tajriba ushbu muammoni hal qilishga qo'yilgan birinchi qadam desak mubolag'a bo'lmaydi. Agar olimlar texnogen radionuklidlarning yarim parchalanish davrini kamaytirishga erishsalar, insoniyat oldida turgan radioekologiya muammolari hal qilgan bo'lar edilar.

4.7-§. Yadroning gamma-nurlanishi

Gamma nurlanishlar (γ -nurlanishlar), bu yadroning o'z-o'zidan yuqori energetik sathdan istalgan bir pastki energetik sathga o'tganda elektromagnit nurlanishlar kvantini chiqarish hodisasidir. Ravshanki, bunda yadroning A va Z kattaliklari o'zgarmaydi. Atom elektronlarning o'tishi natijasida hosil bo'ladigan rentgen va yorug'lik nurlari kvantlaridan farqli ravishda, yadro chiqarayotgan fotonlarning nomi γ - *kvantlar* deyiladi. Gamma-kvantlarning nurlanishi, yadro ortiqcha energiyasini chiqarishining asosiy

jarayoni hisoblanadi. Bunda shunday shart bajarilishi kerakki, ushbu energiya nuklonlarning bog'lanish energiyasidan oshmasligi lozim.

Gamma-kvantlar chiqishi bilan sodir bo'ladigan o'tishlarga radiatsion o'tishlar deyiladi. Radiatsion o'tishlar bir karrali, ya'ni yadro birdaniga asosiy holatga o'tadi (4.7-rasmda γ_{20} o'tish) yoki kaskad o'tish, ya'ni bunda ketma-ket o'tishlar sodir bo'ladi, natijada yadrodan bir nechta γ - kvantlar chiqib ketadi (4.7-rasmda γ_{21} va γ_{10} o'tishlar).



4.7-rasm. γ – o'tishlar sxemasi.

Gamma-kvant energiyasi, radiatsion o'tish bo'layotgan energetik sathlar energiyalar farqi orqali aniqlaniladi:

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

Energiya va impuls saqlanish qonunlariga asosan:

$$E = E_\gamma + T_{yad} \quad 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{yad} \quad (4.28)$$

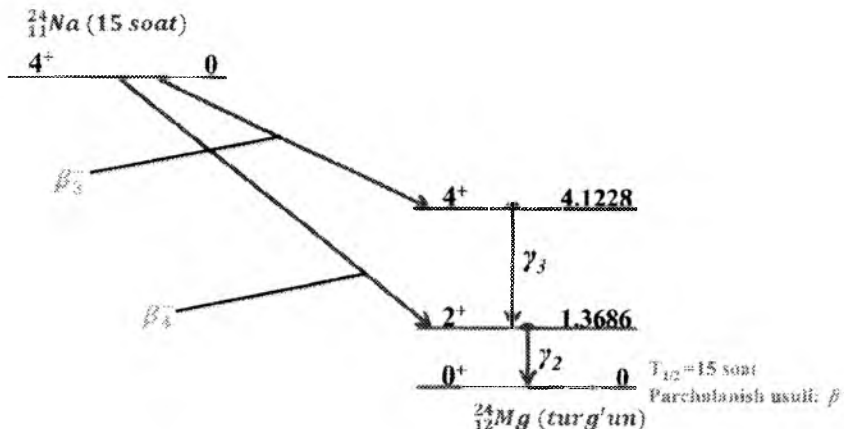
bu yerda, T_{yad} va P_{yad} – mos holda tepki yadroning kinetik energiyasi va impuls, P_γ – γ -kvant impuls. Yuqoridagi (4.28) tenglamalardan quyidagini olamiz:

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

Shunday qilib, $T_{yad} = (10^{-6} \div 10^{-5}) E$, ya'ni γ - kvant yadro uyg'ongan holat energiyasining juda katta qismini olib ketadi. Gamma-kvantlarning spektri diskret bo'ladi.

Gamma-nurlar radioaktiv parchalanishning ikkinchi darajali maxsuli hisoblanadi. Alfa yoki beta-parchalanishlar natijasida

radioaktiv element o'zgaradi. Ko'pincha bunday o'zgarishdan vujudga keladigan yadrolar qo'zg'algan holatda bo'ladi. Bu uning energiyasi normal holdagisiga nisbatan ko'proq ekanligidan dalolat beradi. Mazkur ortiqcha energiya gamma - nurlar shaklida chiqib ketadi. Bunga misol qilib ${}_{11}^{24}\text{Na}$ yadrosining parchalanishi keltirilgan. Natriy-24 beta parchalanishi natijasida ${}_{12}^{24}\text{Mg}$ yadrosi hosil bo'ladi (4.8-rasm).



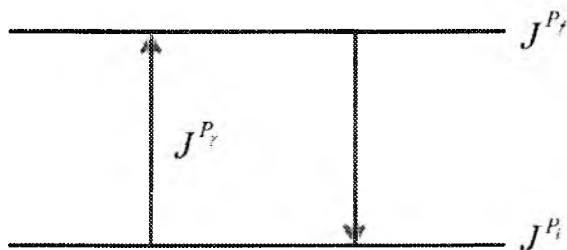
4.8-rasm. ${}_{11}^{24}\text{Na}$ yadroning β -parchalanishda hosil bo'ladigan γ -nurlanish.

Gamma-kvantlarining massasi nolga teng bo'lganligidan ular l orbital momentga ega bo'lmaydi. Shuning uchun fotonlarning holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat, elektromagnit maydonning multipoli $L\hbar$ va juftligi π -bo'lgan holatdir. Multipollar $L=1$ bo'lganda dipol, $L=2$ bo'lganda kvadrupol, $L=3$ bo'lganda oktupol va h.k. nomlar bilan ataladi.

Yadrolardan chiqayotgan γ -kvantlarning energiyalari keV dan bir necha MeV gacha bo'ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan uzunligi $2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ m atrofida bo'ladi.

Yadrolarning radiatsion o'tishlarida mos keladigan elektromagnit maydon nurlanishlarining ba'zi bir xususiyatlarini eslatib o'tamiz. Yadro, spini I_i va juftligi π_i (ayrim hollarda P_i ko'rinishda ham belgilaniladi) bo'lgan holatdan, spini I_f va juftligi π_f bo'lgan

holatga o'tishida energiyasi $h\nu$ bo'lgan gamma-kvant nurlangan bo'lsin (4.9-rasm).



4.9-rasm. Yadroda radiatsion o'tishlar.

Elektromagnit maydon nurlanishini muayyan L multipollik bilan harakatlash mumkin. Mazkur multipollikka ega bo'lgan kvant tomonidan olib ketiladigan harakat miqdori momenti $L\hbar$ ga teng bo'ladi. L bo'yicha tanlash qoidasi quyidagicha:

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

Nurlanishning turi juftlik bo'yicha tanlash qoidalaridan aniqlanadi. Juftlik o'zgarmasa ($\Delta\pi=+1$), M_i, 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.

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

$$G\Delta t \approx \hbar$$

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

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

Temir yadrosida rezonans yutilishi kuzatilishi uchun γ -kvant energiyasi $3/2$ sath energiyasi bilan yuqorida hisoblangan ΔE energiya aniqligida mos kelishi shart.

1958 - yilda nemis fizigi R. Myossbauer tomonidan tajribada bitta yadro kvant chiqarsa, boshqa xuddi shunday yadro bu 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 effektdan foydalanib, qator yadrolardagi γ -nurlanishlarning o'ta nozik tuzilishini tekshiriladi.

4.8-§. Ichki konversiya elektronlar

Yadro o'z energiyasini gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo'li, konversion elektronlar chiqarishidir. Bunda uyg'ongan yadro o'z energiyasini qobiq elektronlariga beradi, natijada elektron chiqib ketadi, bu elektronga *konversion elektron* deyiladi. Ichki konversiya jarayoni gamma-nurlanish bilan raqobatlashadi.

Konversion elektronlar energiyasi β -spektr energiyasidan farqli ravishda monoxromatik bo'ladi. Yadro uyg'onish energiyasi (E_u) konversion elektron kinetik energiyasi (T_e) va elektronning atom qobig'i ionizatsiya energiyasiga (I) sarf bo'ladi.

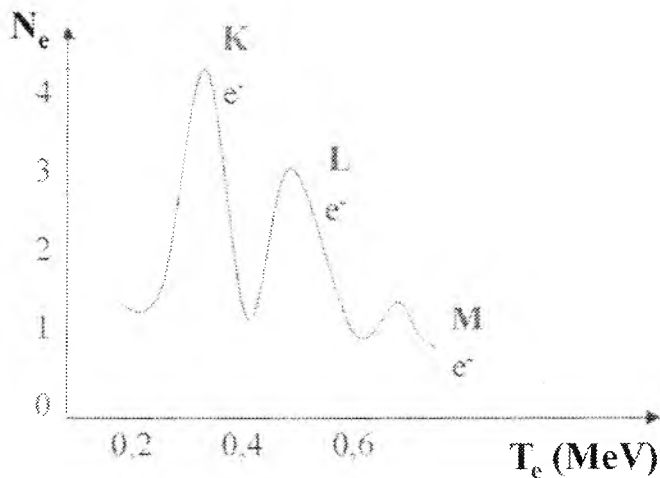
$$E_u = T_e + I$$

Konversiya virtual fotonlar bilan amalga oshadi. Konversiya hodisasini kuzatish uchun to'la ionlashgan atom bo'lishi kerak, bu xil tajribalar o'tkazilgan emas.

Konversiya elektronlari yadrodan γ -chiqishi yoki chiqmasa ham kuzatila beradi. Ichki konversiya jarayoni albatta, xarakteristik rentgen nurlanishi yoki Oje elektronlarining chiqishi bilan kuzatiladi. Rentgen nurlanish chiqishi ichki konversiyaga ko'ra atom qobig'idan elektron chiqib ketsa, chiqqan elektronning o'rniga keyingi qobiqda joylashgan elektron o'tadi, natijada xarakteristik rentgen nurlanishi hosil bo'ladi.

Ichki konversiya tufayli uyg'ongan holatga o'tib qolgan atomning uyg'onish energiyasi atom qobig'idagi tashqi elektronlar-

ning birortasiga berilishi, bu bilan elektron chiqib ketishi mumkin, bu elektronga *Oje elektron* deb ataladi.



4.10 - rasm. Konversiya spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko'ra to'g'ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlar.

Ichki konversiya intensivligi ichki konversiya koeffitsiyenti α bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsiyenti deb konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga nisbatiga aytiladi:

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}$$

Alohida qobiqlardan chiquvchi konversion elektronlar sonining N_K , N_L , γ -kvantlar soniga nisbati parsial (qism) ichki konversiya koeffitsientlari deb ataladi:

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}, \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \quad \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma} \quad \dots$$

To'la ichki konversiya koeffitsienti, parsial ichki konversiya koeffitsiyentlari yig'indisidan iborat:

$$\alpha_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Ichki konversiya koeffitsiyenti $10^{-4} < \alpha < 10^2$ chegarasida o'zgaradi.

Ichki konversiya koeffitsiyenti:

1. O'tish energiyasi oshishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimolligi oshadi.

2. Yadro zaryadi Z ohsa ichki konversiya koeffitsiyenti ham oshadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'Ichami oshadi (kattalashadi), K -qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K -elektronlarning va yadro to'liqin funksiyalarining qoplanishi oshadi.

3. Qobiq tartibi oshishi bilan ichki konversiya koeffitsiyenti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimolligi kamayadi.

4. Multipol o'tishlar tartibi oshishi bilan koeffitsiyenti oshadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimolligi kamayadi.

Agar o'tish energiyalari kichik multipol o'tishlar L katta bo'lsa, gamma-o'tishlarni payqash juda qiyin bo'lib qoladi, bunday hollarda kerakli ma'lumot qobiq ichki konversiya koeffitsientlarini

solishtirish yo'li bilan olinadi. $\frac{K}{L} = \frac{N_K}{N_L}$, bunda $N_L = N_{L_1} + N_{L_2} + N_{L_3}$;

yoki $\frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_2}}; \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}}; \frac{\alpha_{L_3}}{\alpha_{L_4}}$ nisbatlaridan foydalaniladi.

Ichki konversiya koeffitsiyentiga ko'ra yadroning energiya holatlari, harakat miqdori momenti, nurlanish multipolliklarini o'rganish mumkin.

Yadro gamma-kvant va ichki konversiya elektronlari chiqarishdan tashqari, agar o'tish energiyasi $E > 1,02$ MeV dan yuqori bo'lganda, elektron-pozitron jufti (e^- , e^+) hosil qilishi bilan ham uyg'onish energiyasini yo'qotadi. Bunda yadro dastlab virtual foton chiqaradi, bunda foton elektron-pozitron juftiga aylanadi va yadrodan konversion elektronlar kabi chiqib ketadi. Lekin shuni alohida ta'kidlash lozimki, hosil bo'lgan elektron atom qobig'idagi elektron emas.

Juft konversiya koeffitsiyenti $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ ehtimoli ichki konversiya koeffitsiyentidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolligi ortishi bilan kamayadi.

Yuqoridagi o'tishlardan tashqari dastlabki va oxirgi holat spinlari $I_b = I_0 = 0$ bo'lganda bu holatlar orasida bitta kvant chiqishi ta'qiqlangan ikkita kvant chiqish ehtimoli juda kichik bo'ladi.

Umuman olganda bunday, holatlarda harakat miqdori momentisiz ichki konversiya elektronlari, elektron-pozitron jufti va harakat miqdori momentiga ega bo'lgan ikki fotonli o'tishlar bo'lishi mumkin.

Ikki fotonli o'tishlar ehtimoli juda kichik hisoblanadi.

4.9-§. Myossbauer effekti va uning qo'llanilishi

Yadrolarning gamma-nurlanishlari Myossbauer effekti deb, nomlangan qiziq bir hodisa bilan bog'langan. Mazkur effektini 1958-yilda nemis fizigi R.Myossbauer kashf qilgan va bu kashfiyot uchun 1960-yilda fizika bo'yicha Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan. Myossbauer effekti deb, gamma-kvantlarning rezonans yutilishiga aytiladi. Bu effekt yorug'lik kvantlarining atomda rezonans yutilishining yadroviy analogiyasi hisoblanadi.

Yadrodan chiqqan gamma-kvant, u yadroning E uyg'onish energiyasining hammasini olib ketmaydi. Bu energiyaning bir qismi yadroning T_{yad} tepki energiyasiga sarflanadi:

$$E_{chiqan} = (E - T_{yad}) < E \quad (4.29)$$

Yadroni E energiyagacha uyg'otish uchun unga energiyasi quyidagiga teng bo'lgan gamma-kvant yutishi lozim:

$$E_{yutil} = (E + T_{yad}) > E \quad (4.30)$$

sababi, energiya va impuls saqlanish qonuniga asosan gamma-kvant energiyasining bir qismi yadro harakatlanish energiyasiga sarf bo'ladi. Natijada chiqarilgan va yutilgan gamma-kvant energiyasi $2T_{yad}$ kattalikka mos tushmaydi.

Kvant fizikasi nuqtai nazaridan qaraganda har bir uyg'ongan energetik sath cheksiz nozik emas, balki u ΔE tabiiy kenglik deb nomlangan kenglikka ega. Tabiiy kenglik G bilan belgilanadi. 4.11-rasmda energetik sath va chiziqning tabiiy kengliklari keltirilgan. Tabiiy kenglik noaniqlik munosabati orqali aniqlanadi.

Rezonans yutilish shartini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

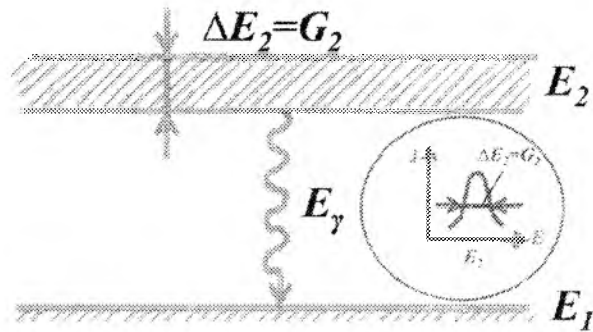
$$G > 2T_{yad} \quad (4.31)$$

bu yerda

$$G = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4.32)$$

G – energetik sathning tabiiy kengligi, τ – uyg‘ongan holatda yadroning yashash vaqti.

Uyg‘ongan holatda yadroning τ yashash vaqti qanchalik kichik bo‘lsa, uning mazkur holatdagi energiyasining noaniqligi shunchalik katta bo‘ladi. Aksincha, uyg‘ongan yadroning τ yashash vaqti qanchalik katta bo‘lsa, energiyasining qiymati shunchalik aniq va gamma-kvantning monoxromatlilik darajasi katta bo‘ladi.



4.11-rasm. Uyg‘ongan holat sath va chiziqining tabiiy kengliklari.

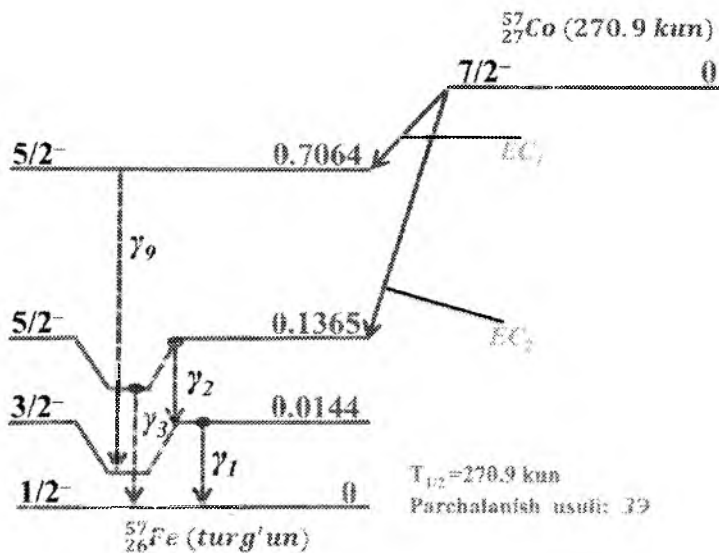
Misol tariqasida 129 keV energiyali uyg‘ongan holatga va $\tau \approx 10^{-10}$ s o‘rtacha yashash vaqtiga ega bo‘lgan ^{191}Ir yadrosini olamiz. (4.32) formula bo‘yicha mazkur energetik sathning kengligini aniqlaymiz:

$$G = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{0,66 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}}{10^{-10} \text{ s}} = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (4.33)$$

Yadro olgan tepki energiyasi (4.34) formula bo‘yicha aniqlanadi:

$$T_{yad} = \frac{E^2}{2M_{yad} \cdot c^2} = 0,047 \text{ eV} \quad (4.34)$$

Bu hisoblashlarni ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ yadrosi uchun ham ko'rib chiqamiz. ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ yadrosi ${}^{57}_{25}\text{Co}$ yadrosining β -parchalanishi natijasida uyg'ongan holatda hosil bo'ladi (4.12-rasm).



4.12-rasm. ${}^{57}\text{Co}$ radionuklidining parchalanish sxemasi. MD – Myossbauer o'tishi.

Uning gamma-kvantining energiyasi $E_\gamma = 14,4 \text{ keV}$ va yashash vaqti $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ energetik sathning kengligini (4.32) formula bo'yicha aniqlaymiz:

$$G = \frac{\hbar}{\tau} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (4.35)$$

Yadro olgan tepki energiyasi:

$$T_{yad} = \frac{E^2}{2M_{yad} \cdot c^2} = 0,002 \text{ eV} \quad (4.36)$$

Demak, keltirilgan ikkita misolda ham yadro tepki energiyasi nurlanish chizig'ining tabiiy kengligidan ancha katta ekan. Boshqacha so'z bilan aytganda, yadro tomonidan chiqarilgan gamma-kvantni shu turdagi yadro yuta olmas ekan. Bu esa erkin

atomda yadro rezonansi sodir bo'lishini inkor qiladi. Ta'kidlab o'tamiz, optik o'tishlarning energiyasi yadro o'tishlariga nisbatan 10^4 marta kichik va (4.31) shart optik yutilishlar uchun o'rinli bo'ladi. Agar tepki energiyasi qiymatini chiziqning tabiiy kengligi kattaligigacha kamaytirishga erishilsa, unda gamma-kvant energiyasini quyidagicha nisbiy aniqlik bilan o'lchash mumkin bo'lar edi:

$$\frac{G}{E_\gamma} = \frac{\hbar}{E_\gamma \cdot \tau} \approx 10^{-12} - 10^{-14} \quad (4.37)$$

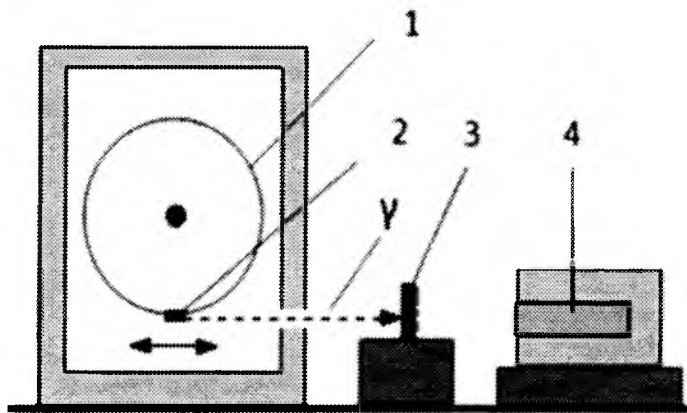
Kristall strukturaga ega bo'lgan qattiq jismlardagi bog'langan atomlardan biriga energiya uzatilishi, uni o'rab turgan katta sonli atomlarning xaotik tebranishini yuzaga keltiradi, ya'ni kristallning ichki energiyasini oshiradi. Bitta yadroning γ -kvant chiqarishi yoki yutishi natijasida kristalldagi atomlar katta jamoasining tartibli tebranishi yuzaga kelishi kichik ehtimolikka ega bo'lsa kerak. Ammo temperatura kamaytirilsa, alohida atomlarning tebranishlari eksponensial kamayadi. Bunda kristalldagi alohida bitta atomning ega bo'lishi mumkin bo'lgan tebranma kinetik energiyasi (4.37) ifodadagi tepki energiyasidan kichik bo'ladi. Endi katta miqdordagi atomlar ($\sim 10^8 \div 10^9$) birdamlik bilan (muvofiqlashtirilgan) yagona bir butun tizim bo'lib tebranish imkoniyatiga ega bo'lishadi. Kristall tepki impulsini o'ziga olgan holda ega bo'ladigan kinetik energiya qiymati, alohida bir atomning massasiga nisbatan kristall o'ta katta massaga ega bo'lganligi sababli e'tiborga olmasa ham bo'ladigan darajada kichikdir. Ushbu holda kristallga berilgan tepki energiya juda kichik bo'ladi, nurlanayotgan va yutilayotgan gamma-kvant energiyasi o'zgarmaydi. Kristall oladigan tepki energiyasini baholaymiz:

$$R = \frac{p_{yad}^2}{2 \cdot 10^8 M_{yad}} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad (4.38)$$

bu yerda p_{ya} , M_{ya} va T_{ya} – mos holda “teпки” olgan yadro impuls, massasi va kinetik energiyasi. Bu yerdan ko'rinadiki, chiqayotgan va yutilayotgan gamma-kvantlarning energiyasi teng bo'ladi, ya'ni rezonans hodisa kuzatiladi. Myossbauer manba va yutkichni suyuq azot temperaturasigacha sovutib, birinchi marta gamma-kvantlar-

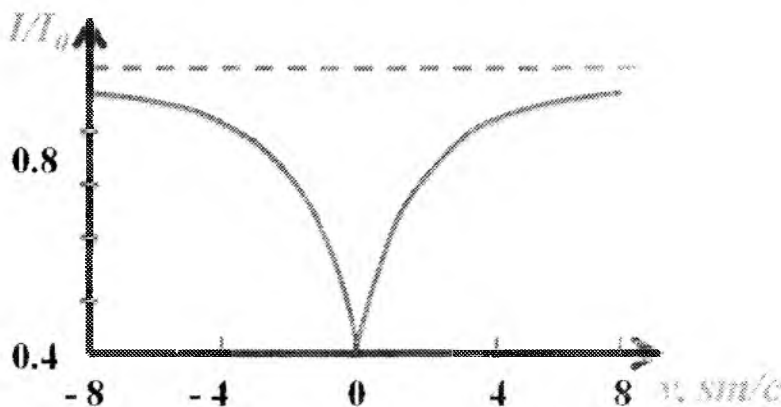
ning chiqishi va yutilishlarini tepkisiz kuzatgan va gamma-kvantlar energiyasini nihoyatda yuqori aniqlikda o'lchash imkoniyati mavjudligini isbotlagan. Keyinchalik, Myossbauer effektini ^{57}Fe ($E_\gamma = 14,4 \text{ keV}$, $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$) va ^{119}Sn ($E_\gamma = 23,9 \text{ keV}$, $\tau = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ s}$) yadrolardagi kichik energiyali gamma-o'tishlar uchun xona temperaturasida ham kuzatish mumkinligi aniqlandi. Hozirgi vaqtda bu effekt nuklidlar yadro fizikasi va qattiq jismlar fizikasi masalalarida ham tez-tez qo'llanilmoqda.

Gamma-kvantlarning rezonans yutilishi bo'yicha tajriba sxemasi 4.13-rasmda keltirilgan: 2 – gamma-nurlanish manbai, 3 – yutgich va 4 bitta chiziq bo'ylab joylashgan gamma-nurlanishlar detektori. Manba qanday yadrolardan tashkil topgan bo'lsa, yutgich ham shunday yadrolardan tashkil topgan bo'ladi.



4.13-rasm. Myossbauer tajribasi.

Gamma-nurlanishlar manbai 1 silindrga joylashtirilgan bo'lib, bu silindr tebranma harakat qiladi. Ushbu tebranma harakat natijasida manba yutgichga davriy ravishda yaqinlashib va uzoqlashib turadi. Bunda Doppler effekti hisobiga gamma-nurlanish chastotasi o'zgaradi. Yutilish qiymatining o'zgarish effektini kuzatish uchun manba va yutgichlarni bir biriga nisbatan bir necha mm/s tezlik bilan siljitish harakatlantirish yetarli ekan. Myossbauer tajribasida olingan yutilish egri chizig'i 4.14-rasmda keltirilgan.



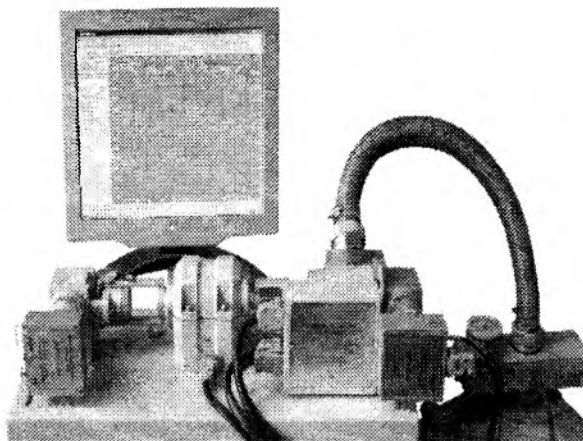
4.14-rasm. Myossbauer tajribasida olingan yutilish egri chiziq.

Myossbauer effekti asosida Myossbauer spektroskopiyasi deb nomlanuvchi yangi yoʻnalish vujudga keldi. Bunda radioaktiv manbadan chiqqan monoxromatik gamma-nurlanishlarni yutgichda rezonans yutilishi sodir boʻladi. Absorbtsion Myossbauer spektroskopiyasida (metodning koʻp qoʻllaniladigan turlaridan biri) namuna yutgich gamma-kvantlar bilan “yoritiladi”, yaʼni nurlantiriladi. Gamma-nurlanishlar manbai sifatida temir-57, iridiy-191 va boshqa Myossbauer radioizotoplari qoʻllaniladi. Namuna-yutgichdan keyin detektor joylashtiriladi. Bu detektor yordamida gamma-kvantlarning namunadagi yutilish koeffitsiyentlari aniqlanadi. Namuna ham xuddi shunday (^{57}Fe , ^{191}Ir va h.k.) yadrolardan tashkil topgan boʻlishi lozim.

4.15-rasmda MS1104Em turdagi ekspress Myossbauer spektrometri keltirilgan. Ushbu spektrometr xona temperaturasidan 85 K gacha boʻlgan temperaturalarda transmission va emission Myossbauer oʻlchashlarni amalga oshirish uchun moʻljallangan.

Hozirgi kunda yadroviy gamma-rezonans metodi fizikaviy materialshunoslikda, geologiyada, kimyoda va biologiyada keng qoʻllanilmoqda.

Masalan biologiyada oqsil tarkibida temir moddasi mavjud boʻlgan guruhlarning xususiyatlarini tahlil qilishda keng qoʻllaniladi.

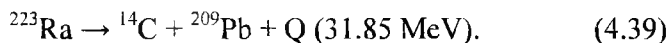


4.15-rasm. MS-1104Em turdagi Myosbauer spektrometri.

Bu metodning katta taassurot qoldiradigan qo'llanilishi, 1960-yilda Paund va Rebkilar tomonidan o'tkazilgan tajriba hisoblanadi. Bu tajribada laboratoriya sharoitida umumiy nisbiylik nazariyasida aytib o'tilgan gamma-kvantlarning gravitatsion siljishi o'lchangan.

4.10-§. Klaster radioaktivlik

Radioaktiv yadro tomonidan α -zarra chiqarish hodisasi bizga yaxshi ma'lum. Radioaktiv yadro o'z-o'zidan gely atom yadrosidan farqli qandaydir boshqa atom yadrosini chiqarishi mumkinmi? Bu savolga ijobiy javob 1984-yilda berildi. Bir-biridan mustaqil holda ilmiy tadqiqot olib borayotgan Anglyadagi va Rossiyadagi ikki guruh olimlar tomonidan ^{223}Ra radioaktiv parchalanishda ^{14}C yadrosi uchib chiqishini kuzatishgan, ya'ni:



Klaster radioktivlik, klaster parchalanish – yadrolarning o'z-o'zidan α -zarraga nisbatan og'irroq bo'lgan yadro fragmentlari (klasterlar) chiqarish hodisasidir. Hozirgi vaqtda asosiy holatdan ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{30}Mg , ^{32}Si va ^{34}Si turdagi klasterlar

chiqaradigan ^{114}Ba dan ^{241}Am gacha bo'lgan 25 ta yadro eksperimental aniqlandi.

Klaster parchalanishlar juda katta sonlardagi og'ir izotoplar uchun kinematik ruxsat etilgan. Ammo ko'pchilik hollarda bunday jarayonlarning ehtimolliklari juda ham kichik bo'lib, hozirgi kunda mavjud bo'lgan eksperimental qurilmalarining imkoniyatlari chegasida bu hodisalarni kuzatish imkoniyati mavjud emas. Bu potensial to'siqlarning kengligi yoki balandligi oshishi bilan shaffoflik eksponensial kamayishi bilan bog'liqdir. Uchib chiqayotgan klaster va ikkilamchi yadro nisbiy harakatining Q energiyasi 28 dan 94 MeV gacha o'zgaradi va u hamma holda V_B potensial to'siqning balandligidan sezilarli darajada kichik bo'ladi. Shunday qilib, klaster parchalanish ham alfa-parchalanish kabi klassik fizikadagi potensial to'siq orqali zarraning o'tishi taqiqlangan, tunel effekti sababli sodir bo'lar ekan. Klaster parchalanishni, ba'zi bir ma'noda yadroning alfa-parchalanish va spontan bo'linishi orasidagi oraliq jarayon sifatida ham qarash mumkin. Klaster radioaktivlik, 1984-yilda Oksford universiteti tadqiqotchilari tomonidan kashf etilgan. Ular milliard (10^9) alfa-parchalanishga o'rtacha bir marta to'g'ri keladigan radiy ^{223}Ra yadrosidan uglerod ^{14}C yadrosi chiqishini qayd qilganlar.

Klaster parchalanishlar va ularning birlamchi yadro asosiy parchalanish modiga (turiga) nisbatan parchalanish ehtimolliklari 4.2-jadvalda keltirilgan. Og'ir yadrolar sohasida asosiy parchalanish turi bu alfa-parchalanish hisoblanadi. Shu sababli, bu jadvalda tajribada kuzatiladigan klaster parchalanishlar alfa-parchalanishga nisbat keltirilgan. Bu jadvalda birlamchi yadro, uchib chiqayotgan klasterlar, parchalanish energiyasi Q , klaster chiqish ehtimolligining alfa-zarra chiqish ehtimolligiga nisbati λ_S/λ_α , klaster nisbiy chiqishning yarim parchalanish davrlari keltirilgan. Bu jadvalni tahlili shuni ko'rsatadiki, ba'zi bir yadrolarda neytronlarning katta miqdorda ko'proq bo'lishi neytronga boy bo'lgan yengil nuklidlarning emissiyasiga (chiqishiga) imkon beradi

Tajribalardan ^{14}C yadro uchib chiqish ehtimolligi, α -zarra chiqish ehtimolligiga nisbatan deyarlik 10 tartibga kichik ekanligi aniqlandi. Atom yadrosidan uchib chiqqan ^{14}C yadrosi, yarim o'tkazgichli detektorlarning ΔE -E teleskopida qayd qilingan. ^{14}C yadro

uchib chiqish ehtimoligi, α -zarra chiqish ehtimoligiga nisbatan quyidagiga teng ekanligi aniqlanildi: $\lambda_C/\lambda_\alpha = (8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$.

4.2-jadval.

Klaster parchalanishlar va ularning birlamchi yadro asosiy parchalanishga nisbatan ehtimolligi.

Birlamchi yadro	Uchib chiqayotgan klasterlar	Q, MeV	λ_C/λ_α	$T_{1/2}$, yil
^{114}Ba	^{12}C	-	$\sim 3,0 \cdot 10^{-5}$	-
^{221}Fr	^{14}C	31.28	$8,14 \cdot 10^{-13}$	$> 2 \cdot 10^8$
^{221}Ra	^{14}C	32.39	$< 1.2 \cdot 10^{-13}$	$> 7.4 \cdot 10^6$
^{222}Ra	^{14}C	33.05	$(3.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-10}$ $(3.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$ $3,07 \cdot 10^{-10}$	
^{223}Ra	^{14}C	31.85	$8,5 \cdot 10^{-10}$ $(8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$ $(7.6 \pm 3.0) \cdot 10^{-10}$ $(5.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-10}$ $(4.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-10}$ $(6.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{224}Ra	^{14}C	30.54	$6,1 \cdot 10^{-10}$ $(4.3 \pm 1.2) \cdot 10^{-11}$	$(2.3 \pm 0.6) \cdot 10^8$
^{226}Ra	^{14}C	28.21	$2,9 \cdot 10^{-11}$ $(3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-11}$ $(2.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-11}$	
^{225}Ac	^{14}C	30,47	$6 \cdot 10^{-12}$ $< 4 \cdot 10^{-13}$	$> 7 \cdot 10^{10}$
^{228}Th	^{20}O Ne	-	$1 \cdot 10^{-13}$?	-
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	$5,6 \cdot 10^{-13}$ $(5.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$
^{231}Pa	^{23}F ^{24}Ne	51,84 -	$< 4 \cdot 10^{-14}$ $9,97 \cdot 10^{-15}$ $1,34 \cdot 10^{-11}$	$> 8 \cdot 10^{17}$
^{232}U	^{24}Ne	62.31	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-12}$	$(3.4 \pm 0.8) \cdot 10^{13}$

	^{28}Mg		$2 \cdot 10^{-12}$ $1,18 \cdot 10^{-13}$	
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg	60.50 60.8 5	$(7.5+2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3+2.3) \cdot 10^{-13}$ $1,3 \cdot 10^{-15}$	
^{234}U	^{28}Mg ^{24}Ne ^{26}Ne	74.13 58.84 59.47	$1 \cdot 10^{-13}$ $(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $9 \cdot 10^{-14}$ $< 4 \cdot 10^{-12}$	
^{235}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg ^{29}Mg	55.96 56.75 72.20	$8 \cdot 10^{-12}$ $< 5 \cdot 10^{-12}$ $1,8 \cdot 10^{-12}$	$> 9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne ^{26}Ne ^{28}Mg ^{30}Mg	57.36 58.11 72.20	$9 \cdot 10^{-12}$ $2 \cdot 10^{-13}$	$> 1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{32}Si ^{28}Mg ^{30}Mg	91.21 75.93 77.03	$1,38 \cdot 10^{-16}$ $5,62 \cdot 10^{-17}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$ $\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$< 1.3 \cdot 10^{-13}$ $6 \cdot 10^{-15}$	$> 5 \cdot 10^{16}$
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	$1,8 \cdot 10^{-14}$	$> 5 \cdot 10^{19}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$2,6 \cdot 10^{-13}$	$> 9 \cdot 10^{16}$
^{242}Cm	^{34}Si	-	$1 \cdot 10^{-16}$	-

Klaster radioaktivlik kashf etilishiga olib keluvchi hal qiluvchi omil bu radioaktiv parchalanuvchi izotopni tanlash bo'ldi. Energiya bo'yicha maksimal ustunlikka ega bo'ladi, agar klaster parchalanish natijasida ikki marta ^{208}Pb izotopiga yaqin izotop hosil bo'lsa. Bunda klasterning potensial to'siqdan o'tish ehtimolligi oshadi, bu esa ma'lum bir klasterning hosil bo'lishi bilan bog'liq bo'lgan parchalanish ehtimolligini oshiradi. Tez orada ^{14}C yadroning spontan uchib chiqishi ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra izotoplarda ayon bo'ldi.

Hozirgi vaqtda klaster radioaktivlik aniqlangan 10 dan ortiq izotoplar ma'lumdir. ^{14}C yadro chiqishi bilan bir qatorda ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si izotoplar chiqishilari ham kuzatiladi.

Og'ir klasterning chiqish ehtimolligining α -zarra chiqish ehtimolligiga nisbati $\sim 10^{-10} - 10^{-13}$ intervalda joylashgan. Ammo ayrim hollarda, masalan $^{28,30}\text{Mg}$ izotoplarning chiqish ehtimolliklari 10^{-17} gacha yetib borishi mumkin.

V BOB

YADRO REAKSIYALARI

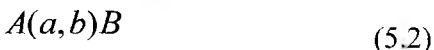
5.1-§. Yadro reaksiyalarining asosiy tushunchalari va ta'rifi

Yuqori energiyali mikrozaralar yoki yengil yadrolarning yadro bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida yadro ichki holatining o'zgarishi yoki yangi yadro hosil bo'lish jarayoniga *yadro reaksiyasi* deyiladi. Yadro bilan o'zaro ta'sirlashayotgan mikrozaralar turiga qarab yadro reaksiyalari bir qancha turlarga bo'linadi: (n,γ) , (n,p) , (γ,n) , (p,n) , (α,n) h.k.

Yadro reaksiyalarning eng ko'p tarqalgani bu yengil **a** zarra bilan **B** yadro orasidagi o'zaro ta'sirlashishi natijasida zarra va yadro hosil bo'lishidir, ya'ni



yoki qisqacha



Zarralar sifatida neytron (n), proton (p), α -zarra, deytan (d) va γ -kvant olish mumkin.

Yadro reaksiyalarini xarakterlash uchun quyidagi kattaliklar qo'llaniladi: yadro reaksiya chiqishi (Y) va kesimi (σ), reaksiya energiyasi (Q), ostona energiyasi (E_{ost}) va reaksiya natijasida hosil bo'lgan zarralarning energetik va burchak taqsimotlari.

Reaksiya energiyasi Q harfi bilan belgilanadi va $E_{01} - E_{02}$ ayirmaga son jihatdan teng, ya'ni:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (5.3)$$

bu yerda $E_{01} - E_{02}$ - zarralar tinchlikdagi energiyasi, T_1 va T_2 esa kinetik energiyasi.

Bu kattaliklarni A (a,b) B reaksiya uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2 \quad (5.4)$$

$$E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2 \quad (5.5)$$

$$T_1 = T_A + T_a \quad (5.6)$$

$$T_2 = T_B + T_b \quad (5.7)$$

Agar $Q > 0$ bo'lsa, yadro reaksiyasida energiya ajraladi va *ekzoenergetik reaksiya* deyiladi. Agar $Q < 0$ bo'lsa, yadro reaksiyasida energiya yutiladi va *endoenergetik reaksiya* deyiladi.

5.2-§. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari

Yadro reaksiyalarida quyidagi saqlanish qonunlari bajariladi:

1. Elektr zaryadi saqlanish qonuni.
2. Massa soni yoki barion zaryadinig saqlanish qonuni.
3. Energiya saqlanish qonuni.
4. Impuls saqlanish qonuni.

Barion va elektr zaryadlarining saqlanish qonunlari.

Yadro reaksiyasiga kiruvchilarning to'la elektr zaryadi, reaksiya mahsulotlarining to'la elektr zaryadiga teng. Bu *elektr zaryadining saqlanish qonuni* deyiladi. Xuddi shunday reaksiyasiga kiruvchi nuklonlarning to'la soni (massa soni), reaksiya mahsulotlarining to'la soniga (massa soniga) teng bo'ladi. Bu massa sonining (*barion zaryadning saqlanish qonuni*) deyiladi.

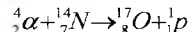
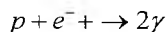


$$Z \ 1+1 \rightarrow 2+0$$

$$Z \ 0+4 \rightarrow 4+0$$

$$B \ 2+2 \rightarrow 3+1$$

$$B \ 0+9 \rightarrow 8+1$$



$$Z \ 1-1 \rightarrow 0$$

$$Z \ 2+7 \rightarrow 8+1$$

$$B \ 1-0 \rightarrow 0$$

$$B \ 4+14 \rightarrow 17+1$$

Energiya saqlanish qonuni va impuls saqlanish qonuni

Yadro reaksiyalarini yopiq sistemada deb qarash mumkin, chunki atom qobigi 10^{-8} sm, yadro o'lchamidan (10^{-13} sm) uzoqda

va kimyoviy bog'lanish energiyasidan katta, qisqa masofada kuchli ta'sirlashuvchi nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvdan cheksiz kichik. Yopiq sistemada energiya va impuls saqlanadi

$$a+A \rightarrow B+b$$

$$m_a c^2 + M_a c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + M_B c^2 + T_b + T_B$$

$$E_1 + T_1 = E_2 + T_2 \quad Q = E_1 - E_2 = T_2 - T_1$$

bu yerda

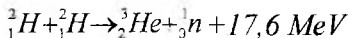
$E_1 = m_a c^2 + M_a c^2$, $E_2 = m_b c^2 + M_B c^2$
tinch holat massalariga to'g'ri keluvchi energiyalar.

$T_1 = T_a + T_A$, $T_2 = T_b + T_B$ – kinetik energiyalari.

Q –reaksiya energiyasi.

$Q=0$ elastik sochilish $T_1 = T_2$.

Agar $Q>0$ bo'lsa $T_2 > T_1$ – ekzoenergetik reaksiya. $T_2 > T_1$ bo'lib, bunda tinch holat energiyasi harakat energiyasiga aylanadi. Ekzoenergetik reaksiyada zarra yadro to'sig'ini yengib yadroga kira olsa yetarli. Masalan:

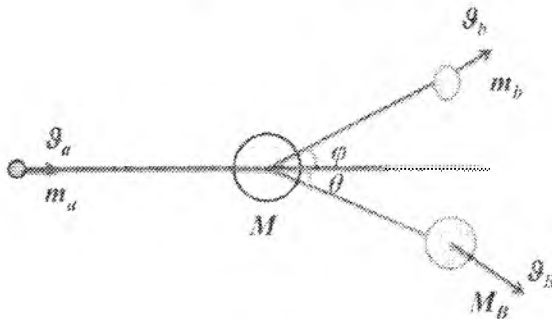


$Q<0$ bo'lsa $T_2 < T_1$ – endoenergetik reaksiya zarra kinetik energiyasi hisobidan tinch holat energiyasi oshadi. Reaksiyaga kiruvchi zarralarning to'la impulsi reaksiya mahsuloti zarralarining to'la impulsiga teng bo'ladi.

$$p_a + p_A \rightarrow p_B + p_b$$

Odatda $p_A=0$ bo'ladi (laboratoriya sistemasiga ko'ra). Shuning uchun $p_a \rightarrow p_B + p_b$

$$\frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{m_b v_b^2}{2} + \frac{m_B v_B^2}{2} - Q$$



$$m_a \mathcal{G}_a = m_b \mathcal{G}_b \cos \phi + m_B \mathcal{G}_B \cos \theta$$

$$0 = m_b \mathcal{G}_b \sin \phi - m_B \mathcal{G}_B \sin \theta$$

Endotermik reaksiyada tushayotgan zarra kinetik energiyasi zarraning tinchlikdagi energiyasiga aylanar ekan, tushuvchi zarra kinetik energiyasi reaksiya energiyasidan katta bo'lishi kerak.

Laboratoriya sistemasida $p_A=0$ sababli, nishon-yadro va zarradan iborat sistemaning to'la impulsi zarraning impulsiga teng

$$p_A=0 \quad p_a+p_A=p_a \neq 0$$

Demak, zarra va nishon-yadro laboratoriya sistemasida harakatda bo'ladi. Uning inersiya markazining impulsi

$$p_I = (m_a + m_A) \cdot \mathcal{G} = p_a = m_a \mathcal{G}$$

Kinetik energiyasi

$$T_I = \frac{1}{2} (m_a + m_A) \mathcal{G}_I^2 = \frac{p_I^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a^2 \mathcal{G}_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a}{(m_a + m_A)} T_a$$

Zarraning kinetik energiyasi – T_a ortishi bilan uning ma'lum qiymatidan boshlab endotermik reaksiya jarayoni boshlanadi. Bu qiymatga endotermik reaksiya ostonasi deyiladi. Zarra kinetik energiyasining T_I - qismi sistema kinetik energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa yadro va zarralardan iborat sistemani qo'zg'alish energiyasiga ya'ni, reaksiya energiyasiga sarflanadi.

$$|Q| = T_a - T_I = T_a - T_a \frac{m_a}{(m_a + m_A)} = T_a \frac{m_A}{(m_a + m_A)}$$

bu reaksiya ostonasi deyiladi.

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

Reaksiya ostonasi qiymat jihatdan har doim reaksiya energiyasi Q dan katta .

Lekin ko'p hollarda nishon-yadro massasi – m_A zarra massasiga nisbatan katta bo'ladi $m_A \gg m_a$ bunday holda $T_{ost} = |Q|$ bo'ladi. Fotonlar bilan bo'ladigan endotermik reaksiyada $T_{ost} = |Q|$ - ga teng, chunki foton uchun $m_a=0$. Ostona energiyasi yengil yadrolarda katta, og'ir yadrolarda kamayib boradi.

Yadro reaksiyalarida harakat miqdor momenti (impuls momenti) saqlanish qonuni

Yadro reaksiyalarida to'liq harakat miqdori momenti (impuls momenti) saqlanadi. $a + A \rightarrow b + B$ yadro reaksiyasi uchun uni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f$$

bu yerda, \vec{J}_i, \vec{J}_f – boshlang'ich va oxirgi holatlardagi to'liq harakat miqdor momenti bo'lib, u quyidagiga teng:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_A + \vec{J}_a + \vec{L}_a \quad \text{va} \quad \vec{J}_f = \vec{J}_B + \vec{J}_b + \vec{L}_b$$

bu yerda, $\vec{J}_A, \vec{J}_a, \vec{J}_B, \vec{J}_b$ – a, A, b, B zarralar (yadrolar) spini, \vec{L}_a – a zarraning A ga nisbatan orbital momenti, \vec{L}_b – b zarraning B ga nisbatan orbital momenti. Yadro spini \vec{J} – bu spin va orbital momentlarning vektor yig'indisi bo'lgani uchun:

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{l}_1 + \vec{s}_2 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{s}_A + \vec{l}_A$$

bu yerda, \vec{s}_i – yadroni tashkil etgan nuklonlar spinlari, \vec{l}_i – ularning orbital momentlari.

Orbital momentlar faqat butun qiymatlar qabul qiladilar. $l = 0$ uchun zarra nisbiy harakatini ifodalovchi to'liq funksiyasi sferik-simmetrik, $l \neq 0$ uchun bu funksiya sochilish burchagiga bog'liq bo'ladi.

\vec{J} vektor uchun bir vaqtda $|\vec{J}|^2 = J(J + 1)$ modulining kvadrati va ixtiyoriy o'qdag J_z proyeksiyasi aniq bo'ladi. J_z proyeksiya J dan $-J$ gacha bo'lgan diapozondagi har xil qiymatlarni qabul qiladi. Ikki kvant vektorning $\vec{J}_1 + \vec{J}_2$ yig'indisi quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

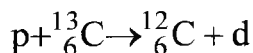
$$|J_1 - J_2|, |J_1 - J_2 + 1|, \dots, J_1 + J_2 - 1, J_1 + J_2.$$

Harakat miqdori momentining saqlanish qonunining yadro reaksiyalarga qo'llanilishi yadro reaksiyasining yuz berish ma'lum bir tanlash qoidalarini bo'ysunishini ko'rsatadi. Masalan, yadro momentlari nolga teng bo'lgan holatlar orasida o'tish yuz berganda gamma-nurlanishlar chiqarish jarayoni mumkin emas. Sababi – gamma-kvant butun qiymatli moment olib ketadi. Yadro reaksiyalarda harakat miqdori momentining saqlanish qonuni o'zini qanday namoyon qiladi.

1-masala. Agar protonning orbital momenti nolga teng bo'lsa, (p,d) uzib olish reaksiyasidagi deytронning orbital momentini qabul qiladigan qiymatlari aniqlansin.

Yechish:

Uzib olish reaksiyasi



Ushbu reaksiya uchun harakat miqdorining saqlanish qonuni quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\bar{1}}{2} + \frac{\bar{1}}{2} = 0 + \bar{1} + \bar{1}_d \Rightarrow I_d = 0, 1, 2$$

Shunday qilib, deytронning orbital momentining qabul qiladigan qiymatlari mos holda quyidagilar: 0, 1 va 2.

2-masala. Agar uchib kelayotgan α -zarraning orbital momenti $l_\alpha = 0$ ga teng bo'lsa, ${}^{27}\text{Al}(\alpha, t)$ ${}^{28}\text{Si}$ reaksiyada hosil bo'ladigan tritiyning l_t orbital momenti aniqlansin.

Yechish:

Mazkur reaksiya quyidagi ko'rinishga ega:



Yadro spinlarining qiymatlari:

$$J_{\text{Al}} = 5/2, \quad s_t = 1/2, \quad J_{\text{Si}} = 0.$$

Kirish kanali uchun harakat miqdor momentini yozamiz:

$$\bar{J}_i = \bar{s}_\alpha + \bar{J}_{\text{Al}} + \bar{l}_\alpha = 5/2$$

Harakat miqdori saqlanish qonunidan quyidagi kelib chiqadi:

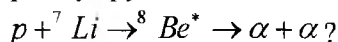
$$\bar{J}_i = \bar{J}_f = \bar{s}_t + \bar{J}_{\text{Si}} + \bar{l}_t$$

Bu yerdan, momentlar qo'shish qoidasiga asosan tritiy orbital momentining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarini olamiz:

$$l_t = \frac{5}{2} + \frac{1}{2} = 3, 2.$$

Shunday qilib, mazkur reaksiyada tritiy orbital momenti qabul qilishi mumkin qiymatlar mos holda quyidagiga teng: 3 i 2.

3-masala. Protonning orbital harakat miqdori momentlarini qanday qiymatlari uchun quyidagi reaksiya yuz berishi mumkin?



Yechish: $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$ reaksiyada qatnashayotgan zarralarning spinlarini yozib chiqamiz: $J^P : 1/2^+ \quad 3/2^- \quad 0^+ \quad 0^+$
 Reaksiyadan keyingi, ya'ni oxirgi holatdagi juftlik:

$$P_f = P_\alpha P_\alpha (-1)^{l_\alpha} = (-1)^{l_\alpha}$$

Ikkita bir xil bozonni (α -zarra) to'liqin funksiyasi fazoviy aks ettirilganda o'zgarmaydi, ya'ni to'liqin funksiya bozonlarni o'rnini almashtirishga nisbatan simmetrik bo'lishi kerak. Shunga ko'ra, l_α -juft son. Oxirgi holatda sistemaning to'la momenti $J_f = l_\alpha$ va mos ravishda faqat juft sonlarni qabul qiladi. Demak, oraliq yadro ${}^8\text{Be}$ ikkita alfa zarraga parchalanishi uchun uning holati musbat juftlikka va spini juft qiymatga ega bo'lishi kerak. Boshlang'ich holatdagi juftlik ham musbat bo'lishi kerak.

$$P_{Be} = (+1) = P_i = P_p \cdot P_{Li} (-1)^{l_p} = (+1)(-1)(-1)^{l_p}$$

Shunday qilib, juftlikni saqlanish qonuni bajarilishi uchun, uchib kelayotgan protonning orbital momenti toq qiymatlarni qabul qilishi kerak $l_p = 1, 3, \dots$

4-masala. Agar neytronning orbital momenti $l_n = 0$ bo'lsa, ${}^{15}\text{N}(n,d){}^{14}\text{C}$ reaksiya natijasida hosil bo'lgan deytронning l_d orbital momenti aniqlansin.

Yechish:

Boshlang'ich holatda

$$\vec{J}_i = \vec{J}_N + \vec{s}_n + \vec{l}_n = \vec{1} + \vec{1} + \vec{0} = \vec{0}, \vec{1},$$

$$P_i = P_N P_n (-1)^{l_n} = (+1)(-1)(-1)^0 = -1.$$

Oxirgi holatda

$$\vec{J}_f = \vec{J}_C + \vec{s}_d + \vec{l}_d = \vec{0} + \vec{1} + \vec{l}_d,$$

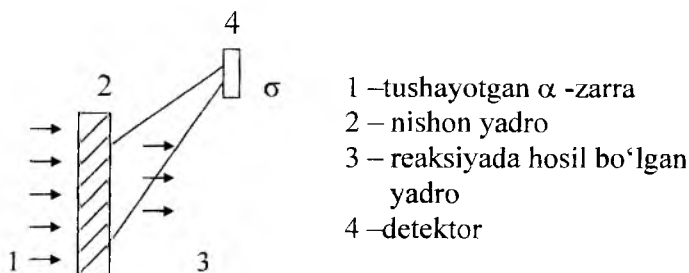
$$P_f = -1 = P_C P_d (-1)^{l_d} = (+1)(+1)(-1)^{l_d} = (-1)^{l_d}.$$

Momentlar saqlanish qonunidan deytрон orbital momentining qabul qiladigan qiymatlari $l_d = 0, 1, 2$ ekanligi kelib chiqadi.

5.3-§. Yadroviy reaksiyalarining kesimi va chiqishi

Yadro reaksiya kesimi – ikkita o‘zaro ta’sirlashuvchi zarralar tizimining ma’lum bir oxirgi holatga o‘tish ehtimolligini bildiruvchi kattalik hisoblanadi. Oddiy holda bu kattalik reaksiya yuz berish ehtimolligidir.

Tajriba sxemasi:



Yadro o‘zaro ta’sir ehtimolligini, zarralar oqimining dastasi yo‘lida joylashgan yadroning effektiv yuzasi orqali aniqlash qabul qilingan. Dasta o‘qiga perpendikulyar joylashgan nishonning birlik yuzasiga kelib tushayotgan zarralar sonini N_0 orqali belgilaymiz. Ushbu yuzada n ta yadro bo‘lsin. U holda o‘zaro ta’sirlar soni quyidagi munosabat bilan aniqlaniladi:

$$N = N_0 \sigma n$$

bu yerda, σ – reaksiya to‘liq kesimi. Kesim kattaligi, yadro geometrik yuzasidan bir necha tartibga farq qiladi.

$$n = \frac{\rho d N_A}{A} \quad (5.8)$$

bu yerda, ρ – nishon moddasining zichligi, d – nishon qalindligi, N_A – Avogadro soni, A – massa soni.

Turli chiqish kanallardagi reaksiyalar (masalan, (p,n), (p,d) va h.k.) kesimlari parsial kesimlar deyiladi. To‘liq kesim, ma’lum bir energiyada yuz berishi mumkin bo‘lgan parsial reaksiyalar kesimlarining yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$\sigma = \sum \sigma_b$$

bu yerda, σ_b – parsial kesim.

Kesim o'lchov birligi qilib barn qabul qilingan bo'lib, $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ sm}^2$ ga teng.

Qo'yilgan masalaga va tajriba sharoitlariga qarab, integral, differensial va ikki marta differensial kesimlar tushunchalari qo'llaniladi.

$a + A \rightarrow b + B$ reaksiya integral kesimi deb quyidagi kattalikka aytiladi:

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0},$$

bu yerda, n – birlik yuzadagi nishon zarralar soni, N_0 – nishonga kelib tushgan a zarralar soni, dN_b – reaksiya mahsuli bo'lgan b zarralar soni.

$a + A \rightarrow b + B$ reaksiya differensial kesimi deb quyidagi kattalikka aytiladi:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\varepsilon_b},$$

bu yerda, n – birlik yuzadagi nishon zarralar soni, N_0 – nishonga kelib tushgan a zarralar soni, $dN_b/d\varepsilon_b$ – energiyasi $\varepsilon_b - (\varepsilon_b + d\varepsilon_b)$ diapazondagi, reaksiya mahsuli bo'lgan b zarralar soni.

$a + A \rightarrow b + B$ reaksiya ikki marta differensial kesimi deb quyidagi kattalikka aytiladi:

$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b},$$

bu yerda, n – birlik yuzadagi nishon zarralar soni, N_0 – nishonga kelib tushgan a zarralar soni, $dN_b/d\Omega d\varepsilon_b$ – energiyasi $\varepsilon_b - (\varepsilon_b + d\varepsilon_b)$ diapazondagi va θ qutb va φ azimutal burchaklar bilan xarakterlanuvchi $d\Omega$ fazoviy burchak ichiga uchib kirgan reaksiya mahsuli bo'lgan b zarralar soni.

Yadro reaksiyalarining chiqishi. Yadro reaksiyalarining chiqishi deganda ma'lum bir fizik sharoitda eksperimental qurilma yordamida har bir reaksiya aktiga mos qayd qilinadigan zarralar soni tushiniladi.

Agar yupqa nishonga tushayotgan zarralar oqimining zichligi N ($N = n_a v_a$) nishon- 1m^2 yuzasidagi yadrolar soni N_s zarralarning yutilish va sochilish kesimi σ_i bo'lsa, u holda shu yupqa nishonning birlik yuzasida sodir bo'ladigan reaksiyalar soni $\Pi_i = \sigma_i N_s N$, bo'ladi. Tushayotgan zarralarni, oqim zichligiga bo'lsak, yupqa nishon uchun reaksiya chiqishi $Y_i = \sigma_i N_s$ bo'ladi. 1m^3 hajmdagi atomlar soni yuzasi 1m^2 , qalinligi 1m bo'lgan nishondagi yadrolar soniga teng ekanligini hamda yuzasi 1m^2 bo'lgan X -qalinligidagi nishonda

$$N_s = \frac{\rho_0 X}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{26} \text{ yadro/m}^2$$

Yadro mavjudligini hisobga olsak, reaksiya chiqishi

$$Y_i = \frac{\sigma_i \rho_0 X}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{26}$$

ρ_0 – nishon moddasining zichligi, A – esa atom massasi.

5.4-§. Yadro reaksiyalarning yuz berish mexanizmi

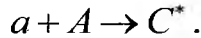
Yadro reaksiyalarning yuz berish jarayoni asosan ikki xil mexanizm orqali tushuntiriladi, ya'ni oraliq (kompaund) yadro mexanizimi va bevosita o'zaro ta'sir mexanizmlari.

Oraliq yadro mexanizmi. 1936-yilda Nils Bor tomonidan taklif etilgan oraliq yadro mexanizmiga binoan yadro reaksiyalari ikki bosqichda yuz beradi.

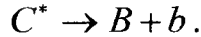


V. Geyzenberg va N. Bor.

Birinchi bosqichda yuqori energiyali gamma-kvantlar yadroga yutiladi va uygʻongan holatdagi oraliq C^* yadro hosil boʻladi:

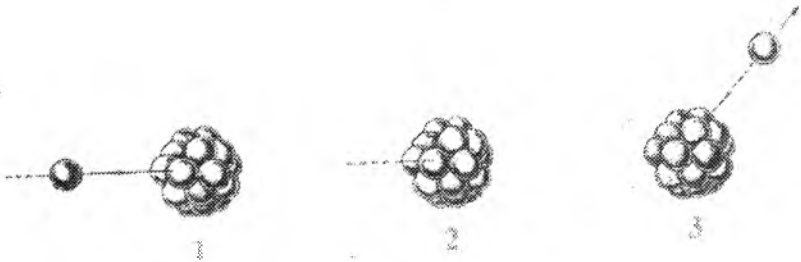


Ikkinchi bosqichda oraliq yadro quyidagi sxema boʻyicha parchalanadi:



b zarracha neytron, proton, deytron va boshqa zarralar boʻlishi mumkin.

Yadro reaksiyasining yuz berish jarayonini quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:



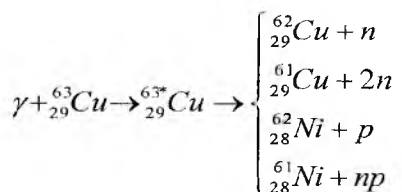
5.1-rasm. Oraliq yadro mexanizmining yuz berish bosqichlari.

Yadroga yutilgan a -zarra energiyasi nuklonlar orasida juda tez taqsimlaniladi. Natijada a -zarra olib kirgan energiyaning qiymati yadrodagi nuklonlarning bogʻlanish energiyasidan katta boʻlishiga qaramasdan, nuklonlardan bittasi ham yadrodan chiqib ketish uchun zarur boʻlgan energiyaga ega boʻlmaydi. Shu sababli uygʻongan C^* oraliq yadro kvazistatsionar sistema kabi yadro vaqtiga ($\sim 10^{-22}$ s) nisbatan uzoq vaqt ($\sim 10^{-14}$ s) yashaydi. Yadro vaqti deb, tez neytronning (~ 10 MeV) yadro radiusiga teng boʻlgan masofani bosib oʻtish uchun kerak boʻlgan vaqtga aytiladi, yaʼni

$$\Delta t = \frac{R_{z1}}{v_n} \approx \frac{1,4 \cdot 10^{-12} \text{ sm}}{4 \cdot 10^9 \text{ sm/s}} \approx 10^{-22} \text{ s} .$$

Oraliq yadro yashash vaqti davomida ($\sim 10^{-14}$ s) yadro juda ko'p marta energiya taqsimoti yuz beradi. Binobarin, oraliq yadro hosil bo'lishi va uning parchalanishi bir-biriga bog'liq bo'lmagan yadro reaksiyasining ikkita bosqichidan iborat. Bunda yadro qanday hosil bo'lganini "esdan" chiqaradi va uning parchalanishi hosil bo'lish usuliga bog'liq emas.

Oraliq yadroning u yoki bu parchalanish turi uyg'onish energiyasiga, harakat miqdori momentiga va boshqa oraliq yadroni tavsiflovchi parametrlarga bog'liq bo'lib, oraliq yadro qanday yo'llar bilan vujudga kelganiga bog'liq emas. Shuning uchun yadro reaksiyasining ikkinchi bosqichi oraliq yadro har xil ko'rinishda parchalanishi mumkin. Masalan:



Zamonaviy dunyoqarashga asosan, jarayon boshida yadrodagi nuklonlar orasida taqsimlangan oraliq yadroning uyg'onish energiyasi, ko'p sonli qayta taqsimlanishlardan keyin statistik qonunga asosan birorta zarraga yig'ilib qolishi mumkin. Ortiqcha energiya olgan ushbu zarracha oraliq yadrodan chiqib ketishi mumkin. Reaksiyaning ikkinchi bosqich (etap) $C^* \rightarrow B + b$, α -parchalanishni eslatadi. Farqi, ushbu holda kuchli uyg'ongan C^* yadro parchalanadi.

Bevosita reaksiya mexanizmi. Fotoprotonlar, ya'ni (γ, p) fotoyadro reaksiyasi natijasida hosil bo'ladigan protonlarning energetik va burchak taqsimotlarini o'rganish, ushbu reaksiyalar ikkita mexanizm bo'yicha yuz berishi, ya'ni oraliq yadro mexanizmi va bevosita yadro reaksiyasi mexanizmlari mavjudligini ko'rsatdi. Ayrim hollarda birinchisini bug'lanish mexanizmi, ikkinchisi esa fotoeffekt mexanizmi ham deyiladi. Bevosita reaksiya (fotoeffekt) mexanizmida γ -kvantlar energiyasining asosiy qismini "sirtida" joylashgan protonga beradi va ushbu proton, γ -kvantlar olib kelgan

energiya nuklonlar orasida taqsimlanmasdan oldin yadrodan uchib chiqib ketadi. Mazkur protonning maksimal energiyasi quyidagiga teng:

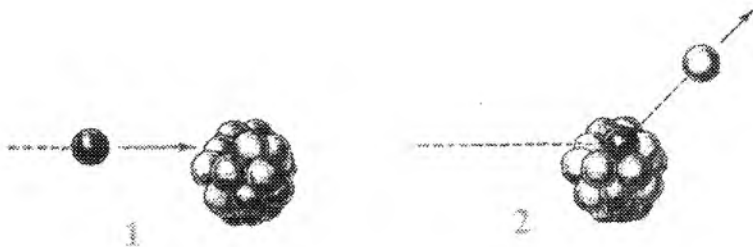
$$(T_p)_{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p,$$

bu yerda ε_p – protonning bog‘lanish energiyasi.

Shunday bevosita ajralib chiqqan protonlar yordamida (γ, p) fotoyadro reaksiyasi chiqishining oraliq yadro mexanizmidagi kutilayotgan chiqishiga nisbatan oshishini va uchib chiqayotgan protonlarning burchak taqsimotidagi anizotropiyani ham tushuntirish mumkin.

Protonlarni bevosita “uzib” olish γ -kvantlar yutilish kesimining faqat ma’lum bir qismiga javob beradi. Ammo (γ, p) reaksiya uchun u muhim ahamiyatga ega bo‘lishi mumkin. Bunda sirtida joylashgan protonlar uchun kulon baryerining roli bug‘lanish protonlari uchun kulon baryeri rolidan ancha kichikligi bilan bog‘liq.

Bevosita o‘zaro ta’sir mexanizmi og‘ir yadrolardagi reaksiyalarda o‘ta muhim ahamiyatga ega bo‘ladi. Bunga sabab ushbu yadrolarda kichik energiyali bug‘lanish protonlarga qarshilik qiluvchi Kulon to‘sig‘ining kattaligidir.



5.2-rasm. Bevosita o‘zaro ta’sir mexanizmi yuz berish bosqichlari.

5.5-§. Fotoyadro reaksiyalar

Fotoyadro reaksiyasi deb, yuqori energiyali gamma-kvantlarning yadro bilan o‘zaro ta’sirlashuvi natijasida yadrodan proton,

neytron, deytron va boshqa zarralarning chiqib ketish jarayonlariga aytiladi. Fotoyadro reaksiyasini yadro fotoeffekti deb ham aytiladi. Fotoyadro reaksiyasini umumiy ko'inishda quyidagi yozish mumkin



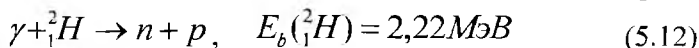
yoki qisqacha



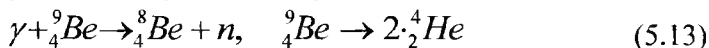
Yadrodan chiqayotgan zarralar turiga qarab fotoyadro reaksiyalari quyidagi turlarga bo'linadi: (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$, (γ, d) , (γ, α) va h.k. Hozirgi kunda eng yaxshi o'rganilgan reaksiyalar: (γ, n) va (γ, p) . Bu reaksiyalar endotermik bo'lgani uchun, ushbu reaksiya yuz berish uchun, γ -kvantlarning energiyasi ushbu zarrani yadrodan ajratish uchun zarur bo'lgan energiyadan katta bo'lishi kerak, ya'ni

$$E_\gamma > \varepsilon_n(\varepsilon_p, \varepsilon_\alpha) \quad (5.11)$$

Yadro fotoeffekti birinchi marta 1934-yilda Chedvik va Goldxaberlar tomonidan deytronni fotoparchalanish misolida kuzatilgan:



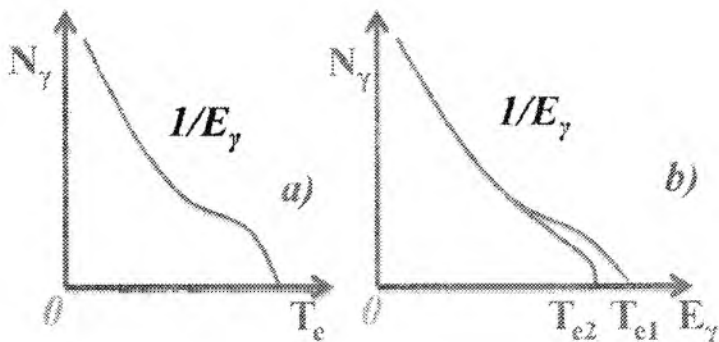
Tajribada ${}_{81}^{208}\text{Tl}$ radionuklididan chiqayotgan energiyasi $E_\gamma = 2,62$ MeV ga teng bo'lgan gamma-kvantlardan foydalanilgan. Keyinchalik tabiiy radioaktiv elementlar gamma-kvantlari ta'sirida bo'ladigan yana bir fotoyadro reaksiyasi kuzatildi.



Ushbu reaksiya bilan tabiiy radioaktiv elementlarning gamma-kvantlari ta'sirida yuz beradigan fotoyadro reaksiyalarning ro'yxati cheklanadi. Boshqa hamma yadrolarda nuklonning ajralish energiyasi radioaktiv yadrolar chiqarayotgan gamma-kvantlarining energiyasidan katta bo'lganligi sababli fotoyadro reaksiyasi yuz bermaydi.

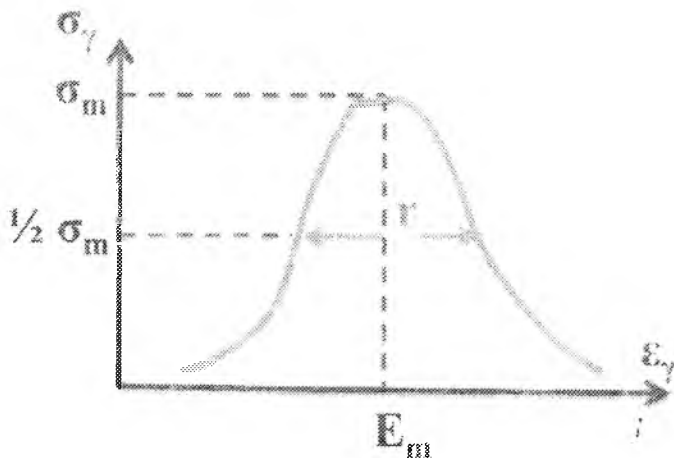
Yuqori energiyali gamma-kvantlarni olish imkoniyati faqat yuqori energiyali elektron tezlatgichlarni yaratgandan keyingina paydo bo'ldi. Elektron tezlatgichlarda (betatron, mikrotron va chiziqli elektron tezlatgich) yuqori energiyali gamma-kvantlarni rentgen trubkasida tormozli rentgen nurlar hosil qilishiga o'xshash

vaziyatda hosil qilinadi, ya'ni yuqori energiyagacha tezlatilgan monoxromatik elektronlar Z katta bo'lgan elementdan (W,Pb) tayyorlangan nishonga kelib tushadi va unda tormozlanadi. Natijada tormozli gamma-nurlar hosil bo'lib, ularning spektri uzluksizdir. Ushbu spektr 5.3-rasmda ko'rsatilgan. Tormozli gamma-nurlanishlar maksimal energiyasi tormozlanayotgan elektronlarning kinetik energiyasiga teng bo'lib, intensivligi esa energiyaga teskari proporsional ravishda kamayadi. Shunday qilib, elektronlarning tormozlanishi natijasida berilgan maksimal energiyali uzluksiz gamma-kvantlar spektrini olish mumkin ekan.



5.3-rasm. Tormozli nurlar spektri: a) energiyasi T_e bo'lgan elektronlar hosil qilgan spektr; b) energiyalari T_{e1} va T_{e2} bo'lgan elektronlar hosil qilgan spektrlar.

Gamma nurlanishlar energiyasini o'zgartirish imkoniyati paydo bo'lgandan keyin (γ, n) va (γ, p) reaksiyalar kesimlarining γ -kvantlar energiyasiga bog'lanishini o'rganish imkoniyatlari ham paydo bo'ldi. Ko'pchilik hollarda reaksiya kesimining zarralar energiyasiga bog'lanish grafigini $\sigma=f(E)$ uyg'onish funksiyasi ham deyiladi. Ushbu bog'lanishlarni o'rganishlar natijasida juda qiziq hodisa aniqlandi, ya'ni $\sigma(\gamma, n)$ va $\sigma(\gamma, p)$ kattaliklar ostona energiyasidan boshlab sekin osha boshlaydi va $E_\gamma=10$ MeV energiyalarda bor-yo'g'i 1 mbarn qiymatga erishadi, ammo $E_\gamma \approx 15 \div 25$ MeV energiyalarda ko'pchilik o'rganilayotgan yadrolar uchun umumiy, o'ziga xos bo'lgan rezonans manzara kuzatiladi (5.4-rasm).



5.4-rasm. Gigant rezonansi.

Ushbu rezonans manzara quyidagi kattaliklar bilan xarakterlanadi:

G – rezonans yarim kengligi;

σ_m – kesimning maksimal qiymati;

E_m – rezonans cho‘qqisining o‘rni.

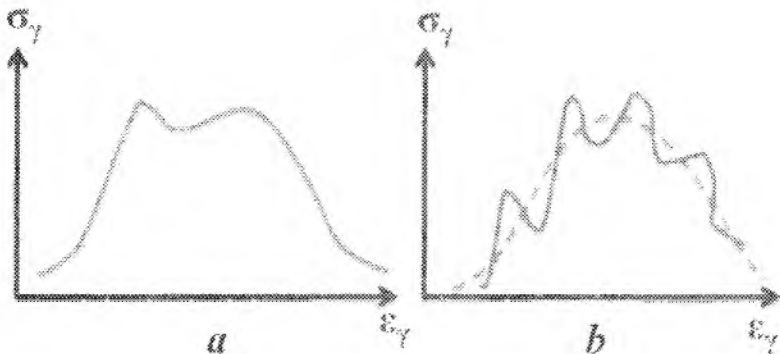
Ushbu rezonansning o‘ziga xos tomonlaridan biri uning yarim kengligining kattaligi va holatining (rezonans energiyasining) massa soniga A ga quyidagicha bog‘liqligidir:

$$E_m = k \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$$

Ko‘pchilik yadrolar uchun rezonans kengligi 4–10 MeV ni tashkil qiladi. Katta qiymat qabul qilgani uchun “gigant” rezonansi deyiladi. Ushbu rezonansning to‘liq nomi – gigant dipol rezonansi deyiladi.

Gigant rezonansi o‘rni massa soni A oshishi bilan monoton ravishda kamayadi. 20–25 MeVdan (yengil yadrolarda) 13 MeV gacha (og‘ir yadrolarda).

Keyingi kuzatishlar shuni ko‘rsatdiki, gigant rezonanslar sohasida yutilish egri chizig‘i monoton bo‘lmasdan, balki ma‘lum bir strukturaga ega ekan. Gigant dipol rezonansining nozik strukturasi 5.5-rasmda keltirilgan.



5.5-rasm. Gigant dipol rezonansining nozik strukturasi:
a–deformatsiyalangan yadrolar uchun; *b*–sferik yadrolar uchun

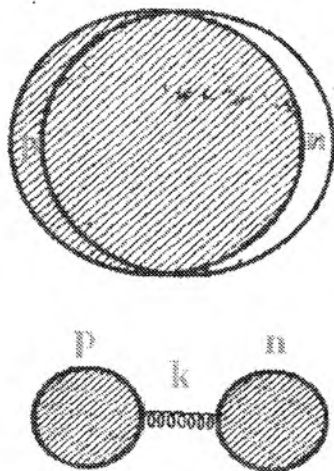
Gigant dipol rezonansini tushuntirish uchun rus olimi A.B.Migdal va amerikalik olimi Goldxaberlar γ -kvantlar elektromagnit maydoni ta'sirida yadro tebranishlari modelini taklif etganlar. Bu hodisani sifat jihatidan quyidagicha tushuntirish mumkin: Energiyasi E_γ bo'lgan γ -kvantlar quyidagiga teng bo'lgan to'liq uzunligiga ega bo'ladi:

$$\lambda = \frac{hc}{E_\gamma} = \frac{1,2 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma},$$

bu yerda λ – sm larda, E_γ – MeV larda, ya'ni $E_\gamma = 10 \div 20$ MeV energiyalar sohasida $\lambda \gg R_Y$. Yadro bilan ta'sirlashayotgan bu elektromagnit to'liq elektr maydon kuchlanganligi tomonidan barcha protonlarga elektrostatik kuch bilan ta'sir etadi va ularni neytronlarga nisbatan siljishga olib keladi. Proton va neytron orasida tortishuv kuchlari mavjudligi tufayli neytronlarga nisbatan siljigan protonlar muvozanat holatiga tomon qaytadi va yadro mexanik sistemaning davriy harakatini eslatadigan tebranma harakatga keladi (dipol tebranishlar) (5.6-rasm).

Ishqalanish mavjudligi tufayli tebranishlar asta-sekin so'nadi va tartibli tebranishlar tartibsiz issiqlik harakatiga aylanadi, natijada

qo'zg'algan kompaund yadro hosil bo'ladi. Agar tashqi davriy kuchlar chastotasi sistemaning xususiy tebranishlar chastotasiga mos kelsa, tebranishlar amplitudasi keskin oshishi bilan bog'liq bo'lgan rezonans hodisasi kuzatiladi. Bu gigant dipol rezonansdagi kesimning oshishiga mos keladi. Yadro prujina o'rini protonlar va neytronlar yadro tortishi kuchlari bajaradi.



5.6-rasm. Proton va neytron orasida tortishuv kuchlari.

Fotoyadro reaksiyalarni o'rganish ham fundamental ham amaliy ahamiyatga egadir.

Fotoyadro reaksiyalari asosan quyidagi yo'nalishlarda qo'llaniladi:

- Yadro strukturasi va xususiyatlarini o'rganishda;
- Radioaktiv izotoplarni olishda;
- Gamma-aktivatsion analizda;
- Tez neytronlar olishda.

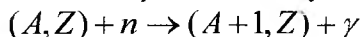
Keyingi uchta yo'nalish fotoyadro reaksiyalarini amaliy qo'llanilishi hisoblanadi. Gamma-aktivatsion analiz, yangi radioaktiv izotoplar olish va ularning fan hamda texnikada qo'llanilishlarini yadro texnologiyalari deb nomlangan fan o'rganadi.

5.6-§. Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalar

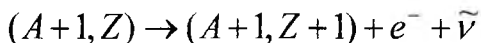
Yadroga kelib tushayotgan neytron energiyasiga bog'liq holda har xil turdagi yadro reaksiyalari sodir bo'lishi mumkin. Bu reaksiyalar bilan tanishib o'tamiz.

Neytronlar radiatsion qamrashi

Neytronlar ta'siri ostida yuz beradigan yadro reaksiyalari ichida eng ko'p tarqalgani bu radiatsion qamrash reaksiyasi, ya'ni (n, γ)



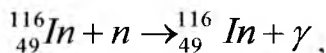
Bu reaksiya natijasida β^- -radioaktiv $(A + 1, Z)$ yadro hosil bo'ladi va u quyidagi sxema bo'yicha parchalanadi:



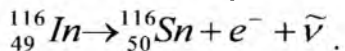
(n, γ) ko'rinishdagi yadro reaksiyalarida neytron yutilishi va undan keyin γ -kvant chiqishi bilan yuz bergani uchun bu reaksiyalarini ***radiatsion qamrash reaksiyasi*** deyiladi.

Radiatsion qamrash reaksiyasi katta ehtimollik bilan energiyasi 0 dan 500 keV gacha bo'lgan sekin neytronlar ta'siri ostida yuz beradi. Shuning uchun ham ushbu reaksiya neytronlarni detektirlash uchun keng qo'llaniladi.

(n, γ) – reaksiyaga misol qilib energiyasi 1,46 eV bo'lgan neytronlarning indiy yadrosi tomonidan qamrab olishi jarayonini keltirish mumkin:

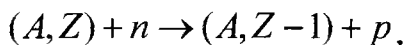


Bu jarayon natijasida hosil bo'lgan ${}^{116}_{49}\text{In}$ radioaktiv izotopi $T_{1/2}=54$ min yarim parchalanish davri bilan parchalanadi:



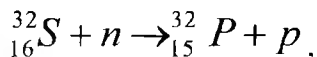
Protonlar hosil bo'lishi bilan yuz beradigan reaksiyalar

Energiyasi $T_n \approx 0,5 \div 10$ MeV bo'lgan neytronlar ta'siri ostida ko'pincha (n, p) turdagi reaksiya yuz beradi:



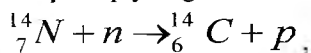
Odatda (n,p) turdagi reaksiya energiya yutilishi bilan yuz beradi, ya'ni $Q > 0$ mabodo $Q < 0$ bo'lsa, u holda $|Q| \approx 1$ MeV. Ammo reaksiya natijasida hosil bo'ladigan protonlar Kulon to'sig'ini yengib yadrodan chiqib ketishi uchun neytronlar yetarlicha katta energiyaga ega bo'lishi lozim.

(n,p) turdagi reaksiyaga misol qilib, ostonaga ega bo'lgan quyidagi reaksiyani keltirish mumkin:



bu reaksiya energiyasi $Q \approx -0,92$ MeV ga teng.

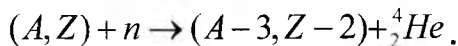
Hatto issiqlik neytronlari ta'siri ostida yuz beradigan reaksiyalar mavjud bo'lib, bunga misol qilib quyidagini keltirish mumkin:



bu reaksiya energiyasi $Q \approx 0,6$ MeV ga teng bo'lib, u yengil yadrolarda yuz beradi. Bunga sabab, ushbu yadrolarda Kulon to'sig'i hosil bo'lgan protonlar uchun uncha katta bo'lmaganidadir.

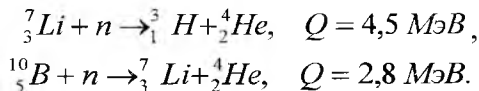
Alfa-zarralar hosil bo'lishi bilan yuz beradigan reaksiyalar

Yadro fizikasida (n,α) turdagi reaksiyalar keng qo'llaniladi:

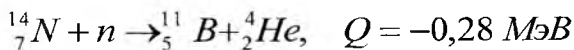


(n,α) turdagi reaksiyalar samarali kechishi uchun energiyalari 0,5 dan 10 MeV bo'lgan neytronlar zarur bo'ladi. Ammo ayrim hollarda ushbu reaksiya katta ehtimollik bilan sekin neytronlarda ham yuz beradi.

Bunday reaksiyaga misollar:

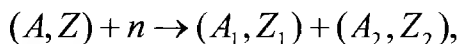


(n,α) turdagi endoenergetik reaksiyalar misol qilib quyidagi reaksiyani keltirish mumkin:



Bo‘linish reaksiyasi

Og‘ir yadrolarni (${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{92}\text{U}$, transuran elementlar) energiyasi $T_n > 1$ MeV bo‘lgan neytronlar bilan (uranning ayrim izotoplarida va transuran elementlarda hatto issiqlik neytronlarida sodir bo‘ladi) og‘ir yadrolarni nurlantirilganda o‘rtacha massalar nisbati $2/3$ nisbatni qanoatlatiruvchi ikkita yadro bo‘lagi hosil bo‘ladi:



bu yerda

$$A_1 + A_2 = A + 1; \quad Z_1 + Z_2 = Z;$$

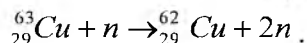
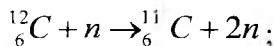
$$\bar{A}_1 : \bar{A}_2 \approx 2 : 3.$$

Bunday turdagi reaksiyalarni bo‘linish reaksiyasi deyiladi va (n, f) belgilaniladi.

Bo‘linish reaksiyalari yadro energiyasini olishda keng qo‘llaniladi.

Ikki va undan ortiq nuklonlar hosil bo‘luvchi reaksiyalar

Energiyasi $T_n > 10$ MeV bo‘lgan neytronlar ta’siri ostida detektorlash sifatida keng qo‘llaniladigan $(n, 2n)$, (n, pn) , $(n, 3n)$ va boshqa turdagi reaksiyalar sodir bo‘ladi. Bunday reaksiyalarga quyidagi misollarni keltirish mumkin:



Bu reaksiyalarning ostona energiyalari mos holda 20 va 10 MeV.

$(n, 2n)$ turdagi reaksiyalarning ostona energiya kattaligi, bitta neytronga nisbatan ikkita neytronni yadrodan chiqarish uchun katta energiya sarflashidadir. Mazkur turdagi yadro reaksiyalari neytron aktivatsion analizda ham keng qo‘llaniladi.

Neytronlarning noelastik sochilishi

Energiyasi bir necha yuz kiloelektronvolt bo‘lgan neytronlar yadroga tushgandan keyin uni uyg‘ongan holatga o‘tkazishi va keyin

undan yana kamroq energiya bilan chiqib ketishi mumkin. Bu yerda kelib tushgan neytron chiqib ketishi shart emas, balki boshqa bir neytron ham chiqib ketishi mumkin. Bunday jarayon neytronlarning noelastik sochilishi deyiladi.

Neytronlarning elastik sochilishi

Biz to'xtalmoqchi bo'lgan oxirgi jarayon bu neytronlarning elastik sochilishidir. Ma'lumki elastik sochilishi natijasida yadro oldingi holatida qoladi. Neytron esa inersiya markazidagi sanoq sistemaga nisbatan boshlang'ich kinetik energiyasini saqlaydi (laboratoriya sanoq sistemasiga nisbatan esa neytron va yadro yig'indi kinetik energiyasi saqlanadi). Ushbu turdagi reaksiyalar amaliy yadro fizikasida keng qo'llaniladi.

5.7-§. Zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar

Zaryadlangan zarralar ishtirokida yadro reaksiyalar quyidagi turdagi reaksiyalar sodir bo'ladi: quyidagi yadro reaksiyalari sodir bo'lishi mumkin: (p,γ) , (p,n) , (p,α) , (d,p) , (t,n) , $({}^3\text{He},n)$, $({}^3\text{He},p)$, $({}^3\text{He},\alpha)$, (α,n) , (α,p) , $(\alpha,\gamma n)$ va h.k.

Aktivatsiya qiluvchi zarralar sifatida asosan vodorod va geliy izotoplarining yadrolari qo'llaniladi, ya'ni: proton p, deytron d, triton t, geliy-3 (${}^3\text{He}$) va α -zarralar.

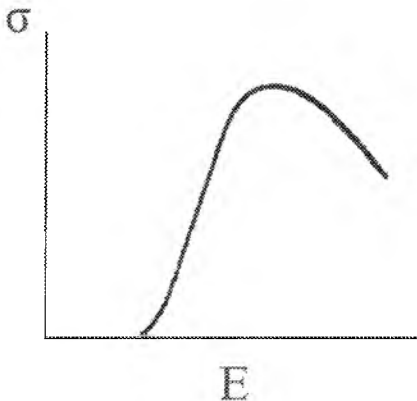
Zaryadlangan zarralar ishtirokida yadro reaksiyalarda quyidagi ikkita faktorni hisobga olish lozim;

- Kulon to'sig'i.
- Zaryadlangan zarralarning kimyoviy element atomlaridagi elektronlar bilan o'zaro ta'siri.

Zaryadlangan zarralar atom yadrolari bilan o'zaro ta'sirlashganda Kulon potensialini hisobga olishga to'g'ri keladi. Sababi musbat zaryadlangan zarra, musbat zaryadlangan yadro bilan o'zaro ta'sirlashganda Kulon potensialini ushbu o'zaro ta'sirni amalga oshirishga to'sqinlik qiladi va buning natijasida zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalari ostona energiyasiga ega bo'ladi. Zaryadlangan zarra yadro bilan o'zaro ta'sirlashishi uchun uning energiyasi potensial to'siq energiyasidan katta bo'lishi lozim.

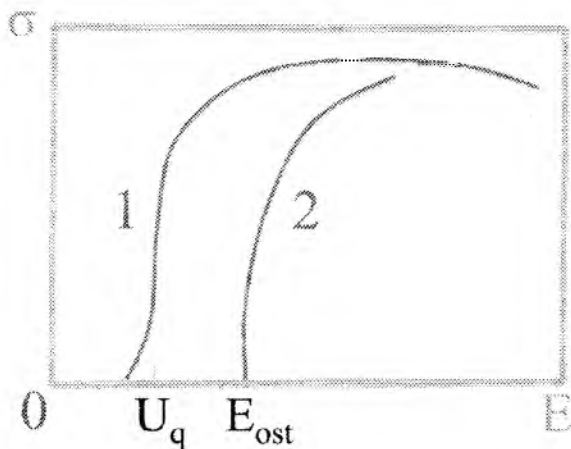
Ma'lumki energiyasi potensial to'siqning balandligidan kichik bo'lgan zarralar ham tunnel effekti hisobiga yadro ichiga kirishi va yadro reaksiyasini amalga oshirishi mumkin. Ammo bunday jarayonlarning ehtimolliklari juda ham kichik bo'lgani uchun amalda hisobga olinmaydi. Zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar kesimining zarra energiyasiga bog'lanishi, ya'ni uyg'onish funksiyasi umumiy ko'rinishi 5.7-rasmda keltirilgan. Zarralarning kichik energiyalarida kulon to'sig'i, zarraning yadroga tushishiga to'sqinlik qiladi, buning natijasida reaksiya kesimi kichik bo'ladi.

Zarralar energiyasi oshishi bilan Kulon to'sig'ining shaffofligi (zarralarning o'tish ehimolligi) oshadi va bunga mos holda reaksiya kesimi ham oshadi. Reaksiya kesimi maksimum qiymatga, zarra energiyasining taxminan Kulon to'sig'ining balandligiga teng bo'lganda erishadi. Energiyaning keyingi oshishida reaksiya kesimi kamayadi. Bunga sabab, energiya oshishi bilan raqobatlanuvchi reaksiyalar paydo bo'ladi. Umuman olganda, energiya oshishi bilan yadro reaksiyalarning kanallari soni oshadi.



5.7-rasm. Reaksiya kesimining zaryadlangan zarra energiyasiga bog'lanishi.

Ekzotermik va endotermik reaksiyalar kesimlarining zaryadlangan zarralarning energiyalariga bog'lanishi 5.8-rasmda keltirilgan. Bu yerda U_q – Kulon to'sig'ining balandligi, E_{ost} – reaksiya ostonaga energiyasi.



5.8-rasm. Ekzotermik va endotermik yadro reaksiyalarining uyg'onish funksiyalari.

Zaryadlangan zarralar bilan aktivatsion analiz o'tkazganda yana bir muhim omilni hisobga olish lozim, ya'ni zaryadlangan zarralarning kimyoviy element atomlaridagi elektronlar bilan o'zaro ta'siri. Buning natijasida zaryadlangan zarralar o'z energiyasini muhit atomlarini uyg'otishga va ionizatsiya qilishga sarflaydi va energiyasini tez yo'qotadi. Zaryadlangan zarralar manbai sifatida asosan siklotron va chiziqli tezlatgichlar qo'llaniladi. Ushbu qurilmalar yordamida katta energiyali va yuqori intensivlikka ega bo'lgan zarralar oqimini olish mumkin.

Siklotron bu norelyativistik og'ir zaryadlangan zarralarni (protonlar, ionlar) tezlatuvchi siklik tezlatgich bo'lib, bunda zarralar doimiy va bir jinsli magnit maydonda harakatlanadi. Ushbu zarralarni tezlatish uchun esa yuqori chastotali elektr maydon qo'llaniladi. Elektr maydon chastotasi o'zgarmas bo'ladi. Siklotronda protonlar 25 MeV gacha, α -zarralar 50 MeV gacha tezlatiladi.

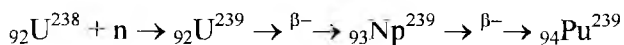
Hozirgi kunda O'zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining Yadro fizikasi institutida U-150-II tipdagi siklotron mavjud bo'lib, bu tezlatgichda fundamental yadro fizikasi, radiatsion materialshunoslik, yadroviy radiokimyoy, radiobiologiya va tibbiyot sohalarida ilmiy tadqiqotlar olib borilmoqda. Ushbu tezlatgichda protonlar - 8 - 22 MeV, deyttronlar 10 - 20 MeV, ionlar - 20 - 40 MeV va alfa-zarralar -

25 – 50 MeV energiya diapazonlarida tezlatiladi. Mazkur tezlatgichda ko'p yillar davomida zaryadlangan zarralar ishtirokidagi aktivatsion analiz ham amalga oshirib kelingan.

5.8-§. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor

U^{230} yadrosi bo'linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan 82÷84% i bo'linish parchalarining energiyasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar (2÷3%), nurlanish (5÷6%), elektronlar (3÷4%) va neytrinolar(5–6%) ning energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Har bir yadro bo'linganda, taxminan 200 MeV energiya ajraladi. Solishtirish maqsadida oddiy ximiyaviy reaksiyalarda (masalan, yonish jarayonida) ajraladigan energiyaning har bir atomga to'g'ri keladigan ulushi atigi bir necha eV ekanligini eslaylik. Demak, yadro bo'linishida ximiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko'p energiya ajraladi. Shuning uchun og'ir yadrolarning bo'linish hodisasi kashf qilinishi bilanoq, bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo'llari izlana boshlandi. Bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so'ng o'z-o'zidan davom eta bo'lsin, ya'ni reaksiya zanjir xarakterga ega bo'lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga og'ir yadroning bo'linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bo'linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o'z navbatida yangi yadrolarning bo'linishiga sababchi bo'ladi. Natijada 6 - 9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarni bo'linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Shu tariqa bo'linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nihoyatda tez ortib boradi. Bayon etilgan tarzda rivojlanadigan jarayon - zanjir reaksiyadir. Hisoblarning ko'rsatishicha, birinchi yadro bo'lingandan keyin $7,5 \cdot 10^{-7}$ s vaqt o'tgach $10^{24} \div 10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo'ladi) reaksiyada qatnashgan bo'ladi. Reaksiyaning bunday o'ta shiddatli tusda o'tishi portlash demakdir. Lekin bu mulohazalarda barcha neytronlar yangi yadrolarning bo'linishiga sabab bo'ladi, degan farazdan foydalanildi. Aslida neytronlar boshqa yadrolar

tomonidan yutilishi, lekin bu yadro bo'linmasligi mumkin. Yoxud neytronlar bo'linuvchi yadrolar bilan to'qnashmasdan reaksiya sodir bo'ladigan hajm (ya'ni aktiv zona) dan chiqib ketishi mumkin. Natijada zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Demak, zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo'linishi tufayli hosil bo'lgan neytronlarning o'rta hisobda bittadan ortig'i yangi bo'linishni vujudga keltirishi shart. Umuman, zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi ko'payish koeffitsiyenti K_k ning qiymati bilan xarakterlanadi. Ko'payish koeffitsiyenti - biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarda hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K_k > 1$ bo'lsa, zanjir reaksiya rivojlanadi. $K_k < 1$ da reaksiya so'nadi. $K_k = 1$ bo'lganda reaksiya bir me'yorda davom etadi. Shuning uchun ko'payish koeffitsiyentining qiymatiga ta'sir etuvchi faktorlarni o'zgartirish yo'li bilan zanjir reaksiya tezligini boshqarish mumkin. Zanjir reaksiyalarda uran yoki plutoniyning izotoplaridan foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99,282% U^{238} izotop, 0,712% U^{235} izotop va 0,006% U^{234} izotop bor. Tez neytronlar ta'sirida bu izotoplarning barchasi bo'linadi, sekin neytronlar esa faqat U^{235} izotopning bo'linishiga sabab bo'la oladi. Energiyasi 1 MeV dan kichik neytronlar U^{238} yadrosi tomonidan tutiladi va U^{239} hosil bo'ladi. Lekin U^{239} izotop β^- -yemirilish natijasida Np^{239} ga, u esa Pu^{239} ga aylanadi, ya'ni



Pu^{239} ham, xuddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta'sirida bo'linadi. Bundan tashqari U^{235} va Pu^{239} yadrolarning bo'linishida hosil bo'ladigan neytronlar sonining o'rtacha qiymatlari (ν) mos ravishda 2,46 va 2,90 ga teng. Demak, U^{235} yoki Pu^{239} yadrolaridan foydalanib zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun imkoniyatlar mavjud. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan chiqib ketishini kamaytirish lozim. O'z-o'zidan ravshanki, aktiv zonaning hajmi (bo'linuvchi moddaning massasi shu hajmga proporsional) qanchalik kichik bo'lsa, undan chiqib ketadigan neytronlar soni shunchalik ko'p bo'ladi. Shuning uchun aktiv zona hajmini kattalashtirib borilsa, uning biror qiymatida zanjir reaksiyani amalga oshishi uchun yetarli sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday hajmdagi bo'linuvchi moddaning massasini *kritik massa*

(m_{kr}) deb ataladi. Masalan, sof U^{235} dan tashkil topgan bo‘linuvchi modda uchun $m_{kr} \sim 9$ kg.

Shunday qilib, bo‘linuvchi modda massasining qiymati $m < m_{kr}$ bo‘lgan holda neytronlarning ko‘payish koeffitsiyenti $K_k < 1$ bo‘ladi, shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. Aksincha, $m > m_{kr}$ shart bajarilganda $K_k > 1$ bo‘ladi (lekin $K_k \leq v$), natijada zanjir reaksiya rivojlanadi.

Bo‘linish reaksiyasini boshlab berish uchun kerak bo‘ladigan birinchi neytronlar esa bo‘linuvchi modda ichida doimo “adashib” yurgan bo‘ladi. Masalan, massasi 1 kg bo‘lgan uranda spontan bo‘linish tufayli sekundiga taxminan 20 neytron vujudga keladi. Bundan tashqari kosmik nurlar ta’sirida ham doimo turli zarralar qatori neytronlar ham vujudga kelib turadi.

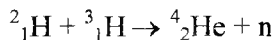
Boshqariladigan bo‘linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo‘llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko‘payish koeffitsiyenti K_k ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo‘lishi kerak. U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktorning quvvati orta boshlaydi. Kerakli quvvatga erishilganda K_k ning qiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo‘lishi kerak. *Bu holda zanjir reaksiya o‘zgarmas tezlik bilan davom etadi, natijada reaktor statsionar rejimda ishlay boshlaydi.* Bo‘linish zanjir reaksiyasining anchagina variantlari mavjud. Biz hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiqlik neytronlar ta’sirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz. Reaktorning asosiy elementi - bo‘linuvchi moddadir. Zamonaviy reaktorlarda bo‘linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi. Issiqlik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Shuning uchun bo‘linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlatish yo‘li bilan issiqlik neytronlarga aylantiriladi. Odatda, sekinlatkichlar sifatida grafit yoki og‘ir suv (D_2O) dan, ba’zan esa oddiy suv (H_2O) dan ham foydalaniladi. Reaktorning aktiv zonasi sekinlatkich modda bilan to‘ldirilgan. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo‘linuvchi modda bo‘laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o‘zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar

(masalan, bor yoki kadmiy) dan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko'proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo'li bilan K_k ning qiymatini o'zgartirishga erishiladi. Stasionar rejimda ishlayotgan reaktorning aktiv zonasidagi neytronlar soni normadan ozgina chetga chiqishi (ya'ni K_k ning qiymati 1 dan ozgina farqlanishi) bilanoq, maxsus avtomatik qurilma boshqaruvchi sterjenlarni kerakli tomonga siljitadi.

Yadroviy energiyadan foydalanishga asoslangan qurilmalarning asosiy qismi yadroviy reaktordir. Misol tariqasida atom elektr stantsiya (AES) ning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Zanjir bo'linish reaksiyasida ajralayotgan energiya aktiv zonani aylanib yuradigan issiqlik eltuvchiga o'tadi. Issiqlik eltuvchi bu energiyani issiqlik almashgichdagi suvga beradi, natijada suv bug'ga aylanadi. Bug' esa o'z navbatida generatorning tarkibiy qismi bo'lgan turbinani harakatga keltiradi. Turbinadan o'tgach bug' kondensorda suvga aylanib, yana issiqlik almashgichga boradi. Shu tarzda yadroviy energiya elektr energiyaga aylantiriladi.

5.9-§. Termoyadroviy reaksiyalar

Nafaqat og'ir yadrolarning bo'linish tufayligina emas, balki juda yengil yadrolarni birlashtirish (yadrolar sintezi) usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin, degan fikrga kelamiz. Masalan, deyteriy va tritiyning sintezida α -zarra va neytron hosil bo'ladi, ya'ni



Mazkur reaksiyaning energiyasini esa quyidagi ifoda orqali hisoblaylik:

$$Q = [(m_{\text{H2}} + m_{\text{H3}}) - (m_{\text{He4}} + m_n)] c^2 \sim 17,6 \text{ MeV}$$

Demak, reaksiya ekzotermik va unda qatnashayotgan har bir nuklonga to'g'ri keluvchi energiya $\sim 3,5 \text{ MeV}$ ga teng. Taqqoslash maqsadida U^{238} ning bo'linishida ajraladigan energiyaning bitta nuklonga mos keluvchi ulushi $\sim 0,85 \text{ MeV}$ ligini eslaylik.

Yadrolar sintezi amalga oshishi uchun ular bir-biri bilan yadroviy kuchlarning ta'siri seziladigan masofa ($r \sim 10^{-15} \text{ m}$) gacha yaqinlashishi kerak. Lekin yadrolarning bu darajada yaqinlashishiga kulon itarishish kuchlari tufayli ular orasida vujudga keladigan

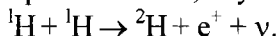
potensial to'siq qarshilik ko'rsatadi. Bu to'siqni yengish uchun H^2 va H^3 ning sintez reaksiyasida yadrolar

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1.16 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3.14 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-15}} J \approx 0,7 \text{ MeV}$$

energiyaga ega bo'lishi kerak. Demak, to'qnashayotgan yadrolarning har birini kinetik energiyasi $\sim 0,35$ MeV bo'lsa, yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshadi. U holda yadrolar sintezi issiqlik harakatning energiyasi (ya'ni $3kT/2$) tufayli sodir bo'lishi uchun yadrolarni qanday temperaturagacha qizdirish lozim? degan savolga javob topaylik. Hisoblardan ko'rinishicha bu temperatura $2 \cdot 10^9$ K bo'lishi kerak. Mazkur temperaturani amalda hosil qilish bo'lmaydi. Lekin bunchalik yuqori temperaturaga hojat ham bo'lmasa kerak. Bu fikr quyidagi ikki sababga asoslanadi:

1) ixtiyoriy T temperaturadagi gaz molekullari tezliklarining qiymati Maksvell taqsimotiga bo'ysunadi. Shu sababli Maksvell taqsimotini xarakterlovchi grafikning "dumi" ga mos keluvchi tezliklar bilan xarakterlanadigan yadrolar issiqlik harakat energiyasining qiymatlari $3kT/2$ dan ancha katta bo'ladi;

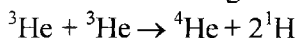
2) tunnel effekt tufayli yadrolar birikishi uchun lozim bo'ladigan kinetik energiyaning qiymati kulon to'sig'i balandligidan kichik ham bo'lishi mumkin. Shuning uchun H^2 va H^3 yadrolarining $\sim 10^7$ K temperaturada ham yetarlicha intensiv birikishi kuzatiladi. *Yadrolar sintezi yuqori temperaturalarda sodir bo'lganligi uchun uni termoyadroviy reaksiya deb ham ataladi.* Bu qadar yuqori temperatura yulduzlarda jumladan, quyoshda mavjud. Quyosh nurlanishining spektrini o'rganish asosida yulduzlar tarkibi, asosan vodorod va geliydan hamda ozgina miqdordagi (~ 1 % cha) uglerod azot va kisloroddan iborat, degan xulosaga kelingan. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarning sintezi, ya'ni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi. Bu reaksiyalarning variantlaridan biri proton proton (pp) siklidir. Mazkur sikldagi birinchi reaksiyada ikki proton birikib, deyttonni hosil qiladi:



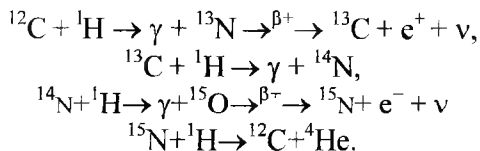
Ikkinchi bosqichda



reaksiya amalga oshadi. Shundan so'ng



reaksiyada geliy yadrosi va ikki proton hosil bo'ladi. Bundan tashqari Bete tomonidan taklif etilgan uglerod sikli amalga oshishi mumkin. Mazkur sikl quyidagi to'rt bosqichda o'tadi:



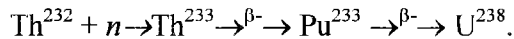
Bu siklda ham geliy yadrosi hosil bo'ladi. Bundan tashqari siklning birinchi bosqichidagi C^{12} yadrosi ham vujudga keladi. U yana yangi siklni boshlaydi. Boshqacha aytganda, C^{12} yadrosi uglerod siklida "yadroviy katalizator" vazifasini o'taydi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, uglerod sikli pp-siklga nisbatan yuqoriroq temperaturalarda o'tadi. Zamonaviy tasavvurlarga asosan, quyosh energiyasining manbai asosan pp-sikldir.

5.10-§. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari

Yadroviy energetika istiqbollari. Yadroviy sintez reaksiyasi, hozircha, boshqarilmaydigan tarzda amalga oshirilishi mumkin. Boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish uchun, asosan quyidagi qiyinchilikni yengish kerak. "Termoyadroviy yoqilg'i" ning temperaturasini $\sim 10^8$ K gacha qizdirish, ya'ni quyosh temperaturasidan taxminai 10 marta yuqori temperaturalarni olish usulini topish lozim. Bunchalik yuqori temperaturalar zarurligining sababi nimada? Masala shundaki, sun'iy ravishda termoyadroviy reaksiya sodir bo'ladigan qurilmaning hajmi chegaralangan, natijada undan issiqlik yo'qolishi ham quyoshdagidan ancha katta bo'ladi, albatta. Shuning uchun sun'iy ravishda hosil qilinadigan "mitti quyosh" temperaturasi quyoshnikidan ancha yuqori bo'lishi lozim. "Termoyadroviy yoqilg'i" bunday yuqori temperaturalarda termoyadroviy plazmaga aylanadi.

Hozirgi vaqtda dunyoning 16 mamlakatida 100 dan ortiq atom elektrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiy elektr

quvvati $4 \cdot 10^7$ kVt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Buning sababi shundaki, dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70% i neft va gazni yoqish hisobiga olinmoqda. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zapaslari uzog'i bilan 50 yilga etadi. Ko'mirmi yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzog'i bilan 500 yil davomida olib turish mumkin. Bu raqamlar insoniyatning energiya ta'minotida vujudga kelgan muammoni xarakterlaydi. Bu muammoni hal qilishda yadroviy energetikaga muhim rol ajratilgan. Hozirgi vaqtda AES larning reaktorlarida, asosan, U^{235} dan foydalanilmoqda. Lekin U^{238} dan tez neytronlar ta'sirida Pu^{239} hosil qilish mumkin. Bu jarayon ko'paytirgich reaktorlarda amalga oshadi. Natijada bunday reaktorlarda ikki jarayon, ya'ni yadroviy bo'linish va yangi "yoqilg'i" - plutoniy hosil bo'ladi. Ko'paytirgich reaktorlardan foydalanib yana bir "yoqilg'i" ni hosil qilish mumkin:



U^{233} va Pu^{239} larda xuddi U^{235} ga o'xshash, issiqlik neytronlar ta'sirida bo'linish reaksiyasi amalga oshadi. Mutaxassislarning fikricha, boshqariladigan bo'linish reaksiyalari uchun kerak bo'ladigan "yoqilg'i" lardan shu tarzda foydalanilsa, ular insoniyat energiyaviy ehtiyojlarini bir necha yuz yil davomida to'ldira olar ekan.

Termoyadroviy reaksiyani boshqarish muammosi xal bo'lgan taqdirda insoniyat uchun energiya tanqisligi xavfi butunlay yo'qolgan bo'ladi, chunki okean suvlaridagi "Termoyadroviy yoqilg'i" ning zapaslari juda katta.

VI BOB

YADRO NURLANISHLARNING MODDA BILAN O‘ZARO TA’SIRI

Ushbu mavzuning asosiy maqsadi: Zaryadlangan mikrozaralar yoki γ -kvantlar oqimi modda orqali o‘tganda qanday jarayonlar yuz berishini o‘rganishdan iborat.

Mikrozarralarning modda orqali o‘tish mexanizimiga qarab, quyidagi uchta guruhga bo‘linadi:

- 1) Zaryadlangan og‘ir zarralarning modda orqali o‘tishi;
- 2) Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o‘tishi;
- 3) γ -kvantlarning modda orqali o‘tishi.

Yadro nurlanishlari modda orqali o‘tganda asosan elektromagnit o‘zaro ta’sir yuz beradi.

Zaryadlangan yengil zarralarga elektron va pozitron kiradi. Zaryadlangan og‘ir zarralar guruhiga esa qolgan hamma mikrozaralar (ion, α -zarra, deytрон, proton va h.k.) kiradi.

6.1-§. Zaryadlangan og‘ir zarralarning modda orqali o‘tishi

Zaryadlangan og‘ir zarralarning modda bilan o‘zaro ta’siri quyidagicha:

Zarra modda ichidan o‘tganda, u o‘z Kulon maydoni bilan atom elektronlarini “turtadi” (“turtki” beradi) yoki “surib” o‘tadi. Buning hisobiga zarra o‘z energiyasini asta-sekin yo‘qotadi. Modda atomlari esa yo ionizatsiyalanadi, yo bo‘lmasa uyg‘ongan holatlarga o‘tadilar. Demak, zarra energiyasini modda atomlarini uyg‘otishga va ionlashga sarflar ekan. Kulon kuchlarining uzoqdan ta’sir qilish xususiyati hisobiga modda orqali uchib o‘tayotgan zarra, juda ko‘p miqdordagi elektronlar bilan o‘zaro ta’sirlashadi (turtib o‘tishga

ulguradi). Modda orqali o'tayotgan zarraning massasi elektron massasiga nisbatan katta bo'lganligi sababli, u elektron bilan to'qnashganda o'z yo'lidan juda kichik miqdorda chetlashadi. Harakat davomida bunday to'qnashishlar juda ko'p bo'lib, bunday xaotik yo'nalishdagi to'qnashishlar bir-birini kompensatsiyalaydi. Shu sababli zaryadlangan og'ir zarralarning moddagi trayektoriyasi deyarlik to'g'ri chiziq bo'ladi.

Zaryadlangan og'ir zarralarning modda orqali o'tishini quyidagi fizik kattaliklar orqali tavsiflaniladi:

- yo'l birligida energiya yo'qotishi yoki solishtirma ionizatsion yo'qotish $-\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$.

- zarraning moddadagi to'liq yugurish yo'li – R .

Bizga ma'lumki, zaryadlangan og'ir zarralar modda orqali o'tganda, energiyasini asosan modda atomlarini uyg'otishga va ionlashga sarflaydi. Bu energiya yo'qotish jarayonlarini umumlashtirib, ionizatsion yo'qotish deyiladi. Solishtirma ionizatsion yo'qotishni quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin ($v \ll c$ hol uchun):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)} \quad (6.1)$$

bu yerda, n – muhitning 1 sm^3 hajmidagi elektronlar soni yoki konsentratsiyasi;

Z – zarralar o'tayotgan modda (yoki muhit) ning atom nomeri;

$I(Z)$ – muhit atomlarining o'rtacha ionizatsiya potentsiali, ya'ni $13,5 \cdot Z \text{ eV}$

m_e – elektronning tinchlikdagi massasi;

v – zarra tezligi;

ze – zarra zaryadi.

(6.1) formuladagi logarifm ostidagi kasr surati, ya'ni $2m_e c^2$, tezligi $v \ll c$ bo'lgan og'ir zarra tomonidan qo'zg'almas elektronga yuzma-yuz to'qnashganda beriladigan maksimal kinetik energiya, ya'ni

$$\Delta T_{\max} = 2m_e v^2 \quad (6.2)$$

(6.1) formula o'rinli bo'ladi, faqat $E \sim I(Z)$ shart bajarilganda. Endi ushbu formuladan kelib chiqadigan xulosalarga to'xtalib o'tamiz. (6.1) formuladan ko'rinadiki, ionizatsion yo'qotish asosan quyidagi kattaliklarga bog'liq bo'ladi:

- zarra tezligiga;
- zarra massasiga;
- hajmidagi elektronlar soni yoki konsentratsiyasiga;
- o'rtacha ionizatsion potensialga.

Buni ifoda ko'rinishda yozsak:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx Z^2 n_e \varphi(v). \quad (6.3)$$

Bunda o'rtacha ionizatsion potensialga bog'lanish logarifmik ravishda, ya'ni kuchsiz bog'langan. Hajm birligidagi elektronlar soni n modda zichligiga ρ proporsionaldir:

$$n = \frac{Z \rho N_A}{A}, \quad (6.4)$$

bu yerda, N_A – Avogadro soni;

A – massa soni;

Z – atomdagi elektronlar soni.

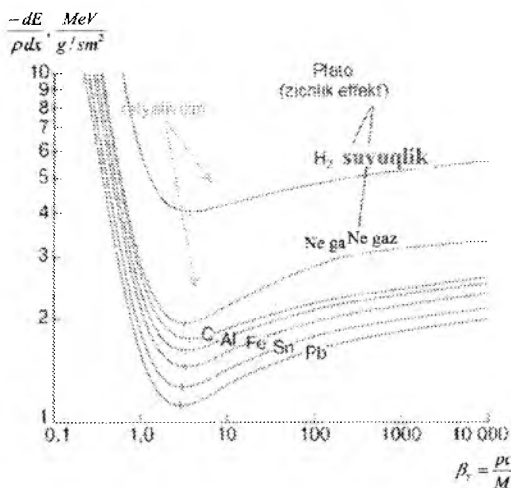
Demak, ionizatsion yo'qotish modda zichligiga to'g'ri proporsional ekan. (6.1) formuladan kelib chiqadiki, zarralarning katta energiyalarida ($v \rightarrow c$ bo'lganda), ionizatsion yo'qotish monoton ravishda kamaya borishi kerak. Ammo amalda bu hol kuzatilmaydi yoki (6.1) formula aniq bo'lmay qoladi. Bu yerdan kelib chiqadiki, yuqori energiyalarda bu formula aniq bajarilmas ekan. Ushbu holni hisobga olib relyativistik hollar uchun quyidagi formula o'rinli bo'lar ekan:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (6.5)$$

bu yerda $\beta = \frac{v}{c}$.

(6.5) formuladan ko'rinadiki, zarra energiyasi oshishi bilan ionizatsion yo'qotish oldin juda tez kamayadi (energiyaga teskari proporsional ravishda), ammo yorug'lik tezligiga yaqinlashgan sayin bu kamayish sekinlashib, sekinlashib boradi. Bu (6.5) formulaning maxrajida deyarlik o'zgarmas kattalik, ya'ni $g^2 \approx c^2$.

Ammo qavs ichidagi hadlardan ko‘rinadiki, zarraning ba’zi bir yuqori energiyalaridan boshlab, dE/dx kattalik asta-sekin (logarifmik ravishda) o‘sadi, undan keyin to‘yinishga chiqadi (6.1-rasmga qarang).



6.1-rasm Ionizatsion yo‘qotish.

6.2-§. Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o‘tishi

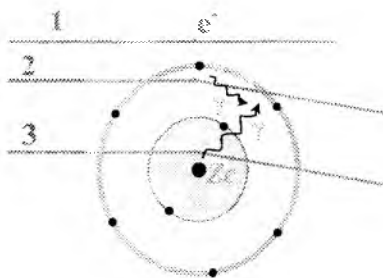
Zaryadlangan yengil zarralar, ya’ni elektron va pozitronlarning modda orqali o‘tishi barcha zaryadlangan zarralarning modda orqali o‘tishida keskin farq qiladi. Bunga asosiy sabab, elektron va pozitronlarning massalarining kichikligidir. Moddaga uchib kelayotgan elektronlarning massasi kichikligidan, modda ichidagi har to‘qnashishda impulsleri katta o‘zgaradi. Buning oqibatida berilgan yo‘nalishga nisbatan yo‘nalishlari ancha o‘zgaradi. Elektronlar trayektoriyalari to‘g‘ri chiziq bo‘lmaydi.

Elektronlar ham modda orqali o‘tganda boshqa zaryadlangan zarralar kabi, o‘z energiyasini atomlarni uyg‘otishga va ionizatsiyaga sarflaydi. Bundan tashqari elektron energiyasini radiatsion effektga sarflaydi. Radiatsion effekt yoki radiatsion yo‘qotishda elektron, atom qobig‘idagi elektronning yoki yadroning Kulon

maydonida tormozlanishi natijasida uzluksiz spektrga ega bo'lgan tormozli nurlar hosil qiladi. Bu holda moddaga uchib kirgan elektron o'z energiyasining bir qismini mazkur jarayon natijasida yo'qotadi.

Demak, elektronlar modda orqali o'tganda energiyasini quyidagi effektlarga sarflaydi:

1. Ionizatsiyaga yo'qotishga.
2. Radiatsion yo'qotishga.



6.2-rasm.

1 - elektron atomni uyg'ongan holatga o'tkazadi yoki ionizatsiyalaydi.

2 va 3 lar hollarda radiatsion yo'qotish, ya'ni:

2 - elektron atom elektronlarining Kulon maydonida tormozlanadi va tormozli nurlar chiqaradi.

3 - elektron atom yadrosining Kulon maydonida tormozlanadi va tormozli nurlar chiqaradi.

Zaryadlangan zarralar atom yadrosining va atom elektronlarining elektr maydonida tez tormozlanishi natijasida radiatsion (yoki tormozli) nurlanishlar chiqaradi. Energiyani nurlanishga yo'qotishi $(dE/dx)_{nurl}$ tezlanish kvadratiga proporsionaldir, ya'ni \ddot{x}^2 . Zaryadlar qiymati teng bo'lgan zarralarning yadro bilan Kulon o'zaro ta'siri kuchi bilan bir xil bo'lgani uchun,

$$\left(a = \ddot{x}^2 \approx \frac{1}{m^2} \right)_{z=const},$$

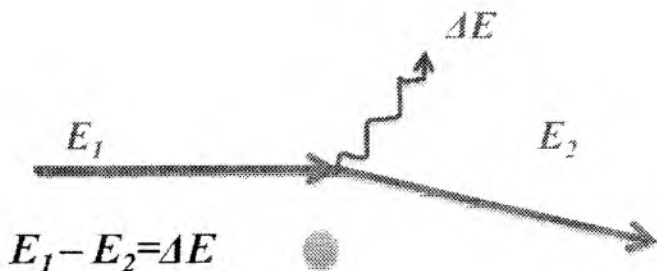
va

$$\left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{nur}} \right]_{Z=\text{const}} \approx 1/m^2$$

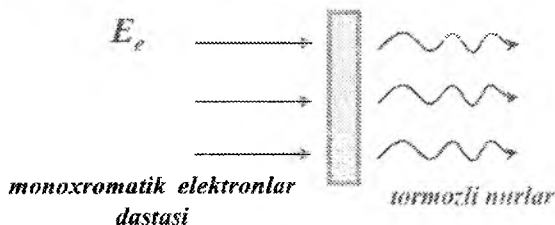
Demak, zaryadlari bir xil bo'lgan zarralar uchun energiyaning nurlanishga sarflanishi, zarra massasining kvadratiga teskari proporsional bo'lar ekan. Ayniqsa, bu jarayon zaryadlangan yengil zarralar, ya'ni elektronlar uchun juda sezilarli yo'qotish bo'ladi. Zaryadlangan og'ir zarralar uchun bu effektini hisobga olmasa ham bo'ladi.

Elektronlar uchun radiatsion yo'qotish moddadagi atomlar konsentratsiyasiga, yadro zaryadiga va elektronlar kinetik energiyalariga bog'liq bo'ladi:

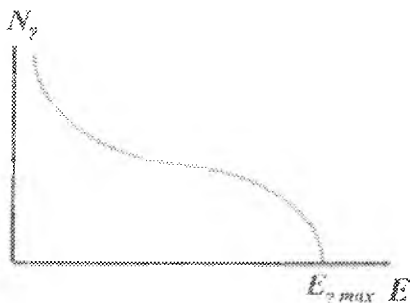
$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} \approx Z^2 n T_e$$



6.3-rasm. Yadro maydonida elektron tormozlanishi.



6.4-rasm. Tormozli nurlar hosil bo'lish sxemasi.



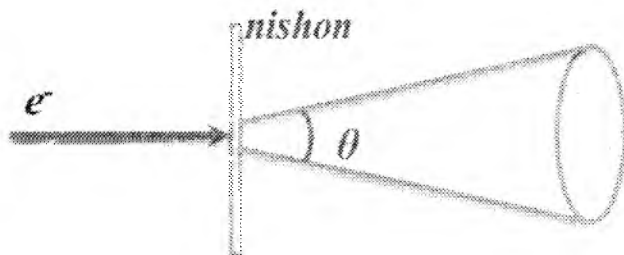
6.5-rasm. Tormozli nurlar spektri.

Monoxromatik elektronlar dastasi yupqa nishonga kelib tushsin. Nishon qalinligi shunchalik kichikki, unda ionizatsion yo‘qotish va atom elektronlar bilan ko‘p marta to‘qnashishlarini hisobga olmasak ham bo‘ladi. Bunda energiyaning spektri uzluksiz bo‘ladi.

Tormozli nurlanishlar quvvati (W_t) quyidagi formula bo‘yicha hisoblanadi:

$$W_{torm} = 1,9 \cdot 10^3 (E_e - 0,511) Z^2 \rho di / A \quad (6.6)$$

bu yerda, W_{torm} – tormozli nurlanishlar quvvati, Vt ; E_e – nishonga tushayotgan elektronlar energiyasi, MeV ; Z va A – mos holda atom zaryadi va massa soni; ρ – modda zichligi, kg/m^3 ; d – nishon qalinligi, m ; i – elektronlar toki, A .



6.6-rasm. Tormozli nurlar burchak taqsimoti.

Konus uchining burchagi:

$$\theta \approx \frac{m_0 c^2}{E_e} \approx \frac{0,511}{E_e} \quad (6.7)$$

Bu yerdan ko'rinadiki, elektronning energiyasi oshishi bilan tormozli nurlar dastasi siqiladi.

Elektronlarning kichik energiyalarida energiyani ionizatsion yo'qotishi ustun bo'ladi. Yuqori energiyalarda esa radiatsion yo'qotishi ustunlikka erishadi. Radiatsion yo'qotishning roli Z ning qiymati katta bo'lgan moddalarda katta bo'ladi. Ionizatsion yo'qotish, radiatsion yo'qotish bilan tenglashadigan energiyasi kritik energiya deyiladi E_{kr} va bu kattalik quyidagi munosabat bilan aniqlaniladi:

$$E_{kr} = \frac{800}{Z} \quad (6.8)$$

bu yerda, E_{kr} – MeV larda o'lchanadi.

Oxirgi formulada Pb uchun $E_{kr} \approx 10 \text{ MeV}$, Al uchun $E_{kr} \approx 62 \text{ MeV}$ $E_e \gg E_{kr}$ bo'lganda ionizatsion yo'qotishni hisobga olmasa ham bo'ladi va elektron o'z energiyasini faqat tormozli nurlanishga sarflaydi. Bunda elektronlar energiyasi eksponensial qonun bo'yicha kamayadi. Elektron energiyasi radiatsion yo'qotish natijasida e marta kamayadigan masofadagi radiatsion uzunlik X_0 deyiladi:

$$E_e = E_e^0 \exp \frac{-x}{X_0} \quad (6.9)$$

Kritik energiyani baholashda quyidagi taxminiy munosabatdan foydalanish qulaydir:

$$\frac{(-dE/dx)_{rad}}{(-dE/dx)_{ion}} \approx \frac{ZE(\text{MeV})}{800} \quad (6.10)$$

Nurlanishga sarf bo'ladigan energiya yoki radiatsion yo'qotish muhit atom yadrolarining zaryadiga Z ga, atomlar konsentratsiyasi n ga va elektronlar kinetik energiyalariga proporsional ekan:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx Z^2 n T_e \quad (6.11)$$

Agar elektron egri trayektoriya bo'yicha harakatlanayotgan bo'lsa, ya'ni tezlanish bilan harakatlansa, u nurlanadi (nurlanish chiqaradi). Haqiqatan ham tajribalar ko'rsatadiki, aylanma orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektronlar dastasining katta diapazoni elektromagnit nurlanishlar chiqaradi (radiodiapazondan yumshoq γ – nurlanishlargacha bo'lgan oraliqda). Birinchi marta bu nurlanishlar astronomik kuzatishlarda, keyin esa elektronlarning halqali tezlatkichlari – sinxrotronlarda kuzatilgan va to'liq o'rganilgan. Shuning uchun ham bu nurlanishni sinxrotron nurlanishlar deyiladi. Ushbu nurlanishlar fan va texnikada keng qo'llanilmoqda.

6.3-§. Vavilov – Cherenkov nurlanishi

1934-yili akademik S.I.Vavilov va shogirdi P.A.Cherenkov uran tuzlari eritmalarining gamma nurlar ta'sirida lyuminestsensiyasini o'rganishda yangi bir nurlanishni kashf etdi. Odatda nurlanish atom va molekulalarda qobiq elektronlarning bir energetik holatidan ikkinchisiga o'tishi natijasida hosil bo'ladi va ularning nurlanishi $\tau=10^{-8}$ s davom etadi. Nurlanish intensivligi tashqi parametrlarga muhit tozaligiga, temperatura o'zgarishlariga bog'liq bo'ladi. Lekin bu yangi Vavilov-Cherenkov nurlanishi tashqi parametrlarga bog'liq emas, bu nurlanishlarning quyidagicha o'ziga xos xususiyatlarga ega ekanligi aniqlandi:

1) Nurlanish magnit maydonida kuchli qutblanadi, demak nurlanishni gamma kvantlar emas, balki zaryadli zarralar vujudga keltiradi;

2) Nurlanish intensivligi muhit zaryadi Z ga bog'liq emas, demak bu radiatsion nurlanish emas;

3) Nurlanish uni hosil qilayotgan birlamchi zarra yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida hosil bo'ladi;

Vavilov-Cherenkov nurlanishini 1937-yili I.E.Tamm va I.M.Franklar klassik elektrodinamika nazariyasi asosida tushuntirib berdilar.

Klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qilayotgan zaryadli zarra nurlanish hosil qilmasligi kerak. Aks holda energiya va impulsning quyidagi sharti bajarilishi lozim

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur} \quad (6.12)$$

(6.12) sharti vakuum uchun bajarilmaydi, lekin muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lsa bajariladi. Haqiqatdan, massasi $m \neq 0$ bo'lmagan vakuumda erkin harakatlanayotgan zarraning to'la energiyasi

$$E_{zarra} = \sqrt{m_0 c^4 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.13)$$

(6.13)ni differensiallasak

$$dE_{zarra} = \frac{1}{2} (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{-\frac{1}{2}} 2pc^2 dp = \frac{c^2 p dp}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}$$

bundan

$$\frac{dE_{zarra}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m_0 c^2}{m} = \mathcal{G} \quad (6.14)$$

Ikkinchi tomondan vakuumda elektromagnit nurlanish uchun

$$E_{nur} = pc \quad (6.15)$$

differensiallasak $dE_{nur} = c dp$ yoki

$$\frac{dE_{nur}}{dp} = c \quad (6.16)$$

Har doim $\mathcal{G} < c$, shuning uchun $\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} < \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur}$ bo'ladi. Ya'ni energiya va impuls saqlanish qonuni vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakatlanayotgan zaryadli zarra o'z energiyasi va impulsini elektromagnit nurlanishga sarflashini ta'kidlaydi.

Agar zarra harakati muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lganda zarraning muhitdagi tezligi \mathcal{G} yorug'likning shu muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lishligi $\mathcal{G} > c' = \frac{c}{n}$, zarra o'z energiyasini nurlanishga sarflashi mumkin bo'ladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishi qayiqni suvda tez suzib orqasidan tarqatgan to'lqiniga o'xshaydi. Qayiq tezligi tarqalayotgan to'lqin tezligidan katta bo'lsa to'lqin tarqalishi kechikadi. Qayiq orqasidan kengayib boruvchi to'lqin fronti (qanot) hosil bo'ladi. Qayiq tezligi to'lqin tarqalish tezligidan kichik yoki teng bo'lsa, bunda to'lqin fronti kuzatilmaydi.

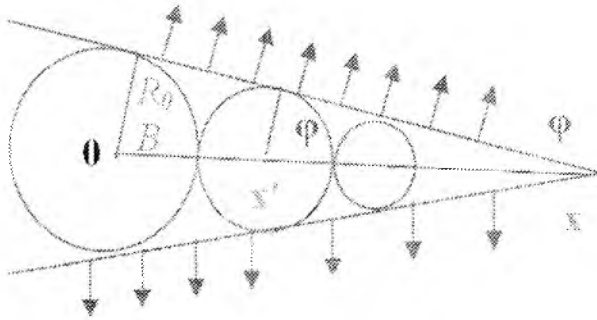
Xuddi shuningdek, o'ta tez zaryadli zarra muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lgan muhitda tarqalishidan zarra elektr maydoni ta'sirida o'z yo'li atrofidagi muhit atomlarini qutblaydi. Zarra tezligi elektromagnit maydonning muhitdan tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lgani uchun o'ta tez zarra o'tib ketadi, qutblangan dipol kechikib qoladi. Kechikkan dipol kechikish o'qi bo'yicha nurlaydi.

Zarra tezligi $\mathcal{G} \leq c$ bo'lganda zarra o'rniga nisbatan muhit atomlarining qutblanishi simmetrik natijalovchi maydon nol dipol nurlanishlar bir-birini so'ndiradi. Zarra tezligi $v > c' = \frac{c}{n}$ bo'lganda muhit kechikkan dipollari kogerent nurlanishlarni hosil qiladi.

Bu nurlanish tarqalish burchagi quyidagicha topiladi. Zaryadli zarra $n > 1$ sindirish ko'rsatkichli muhitda chapdan o'ngga $\mathcal{G} > c' = \frac{c}{n}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (6.7- rasm)

Zarra t-vaqtdan so'ng $x = \mathcal{G}t$ nuqtada bo'ladi. Bu vaqt ichida zarra hosil qilgan nurlanishlar to'lqin fronti Ax chizig'ida yotadi. Chunki $x=0$ nuqtada hosil bo'lgan to'lqin t vaqtda $R_0 = c't$ masofani, x nuqtada hosil bo'lgan nurlanish esa $R_x = c'(t-x/\mathcal{G})=0$ masofani o'tadi. Hosil bo'lgan to'lqin fronti 2φ burchakli konus tomonlaridan iborat va

$$\sin \varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{\mathcal{G}t} = \frac{c'}{\mathcal{G}} = \frac{1}{n\beta}$$



6.7-rasm. Vavilov-Cherenkov nurlanishi vujudga kelish sxemasi. 1-muhitda harakatlanayotgan zarra vujudga keltirgan nurlanish to'liqlarining fronti bo'lib, u zarra tezligi vektoriga φ burchak ostida yo'nalgan bo'ladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishining tarqalish yo'nalishini belgilovchi burchak 6.7-rasmdan $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ga teng ekanligi ko'rinib turibdi, u quyidagi shartdan topiladi.

$$\cos\Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (6.17)$$

Shunday qilib, Vavilov-Cherenkov nurlanishi 2Θ burchakli konus ichida tarqaladi. Bu nurlanishning aniq burchak yo'nalishiga ega bo'lishidan foydalanib, zarraning muhitdagi tezligi β ni aniqlash mumkin. (6.17) dan zarra tezligini aniqlash sohasi oralig'i $\frac{1}{n} \geq \beta \geq 1$. $\beta = \frac{1}{n}$ da $\theta = 0^\circ$ nurlanish boshlanadi $\beta=1$ da $\theta = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$ nurlanish maksimum burchakka erishadi. Masalan

suv uchun ($n=1,33$) $\beta_{\min} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,33} = 0,75$ da Vavilov-Cherenkov nurlanishi hosil bo'ladi. Elektron uchun bu shart

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,5 \left(\frac{1}{\sqrt{1-(0,75)^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ MeV} \quad \text{dan}$$

boshlab bajariladi.

Elektron uchun suvda nurlanishning maksimum burchagi

$$\cos\theta_{\max} = \frac{1}{n} = 0,75 \quad \theta = 41,5^\circ$$

Tamm-Frank nazariyasiga ko'ra chastotasi ν dan $\nu + d\nu$ ga qadar oraliqda bo'lgan Vavilov-Cherenkov nurlanishidagi fotonlar soni

$$N(\nu) = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (6.18)$$

(6.18) formulaga ko'ra, hosil bo'lgan fotonlar soni birlamchi zarra zaryadining kvadratiga va zarra tezligiga bog'liq, β ning ortishi bilan $N(\nu)$ 0 dan $4\pi^2 \frac{e^2 z^2}{hc^2} (1 - \frac{1}{h^2})$ ga qadar ortadi va u nurlanish chastotasiga bog'liq emas. $E = h\nu$ bo'lgani uchun asosiy nurlanish energiyasi yuqori chastotali yoki qisqa to'liqlik spektr sohasida yotadi. Shuning uchun ham Vavilov-Cherenkov nurlanishi ko'k binafsha rangli nurlanishdan iborat bo'ladi.

Zarraning nurlanishiga sarflaydigan energiyasi kam, shunga qaramasdan bu effekt o'ta tez zarralar tezliklarini, yo'nalishlarini qayd qilishlikda keng qo'llanilmoqda.

6.4-§. Gamma-nurlarning modda bilan o'zaro ta'siri

Gamma-kvant zaryadga ega bo'lmagani uchun muhit atomlarini bevosita ionizatsiya qila olmaydi.

Gamma-kvantlar dastasi modda orqali o'tganda ularning soni yoki intensivligi eksponensial qonun bo'yicha kamayadi, ya'ni:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (6.19)$$

yoki

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.20)$$

bu yerda, N_0 , I_0 – qalindligi x bo'lgan modda qatlamiga kelib tushayotgan γ – kvantlar soni yoki intensivligi;

N , I – ushbu qatlamdan o'tgan γ – kvantlar soni yoki intensivligi;

μ – yutilish koeffitsiyenti, m^{-1} .

Yutilish koeffitsiyentidan tashqari, μ/ρ ga teng bo'lgan massaviy yutilish koeffitsiyenti tushunchasi ham qo'llaniladi. Bu yerda ρ – modda zichligi.

Agar γ -kvantlar yutilishi bir necha har xil jarayonlar hisobiga bo'lsa, u holda har bir jarayonning mos holda o'z μ_i yutilish koeffitsiyentlari bo'ladi. Yuqorida keltirilgan yutilish koeffitsiyenti hamma μ_i koeffitsiyentlar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (6.21)$$

Bu yerdagi μ va μ_i kattaliklar o'lchami m^{-1} (sm^{-1}).

Fotoyadro reaksiyalarini hisobga olmaganda γ -kvantlarning modda orqali o'tganda quyidagi jarayonlar yuz beradi:

1. Fotoeffekt.
2. Kompton effekti.
3. Elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi.

1. Fotoeffekt.

Bu jarayonda γ -kvant butun energiyasini uchragan atom elektronlaridan biriga beradi. Ushbu holda γ -kvant butunlay yo'q bo'ladi, elektron esa atomdan quyidagi energiyaga ega bo'lib chiqib ketadi:

$$E_e = E_\gamma - I, \quad (6.22)$$

bu yerda, I – atomning ionizatsiya potentsiali,

E_e – fotoeffekt natijasida chiqqan elektronning kinetik energiyasi,

E_γ – γ -kvant energiyasi.

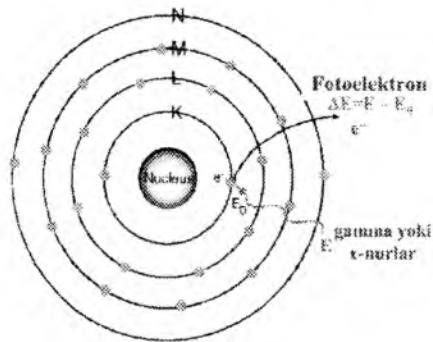
Fotoeffekt $E_\gamma > I$ shart bajarilganda yuz beradi, ifodani umumiy holda yozamiz:

$$E_e = E_\gamma - I_i, \quad (6.23)$$

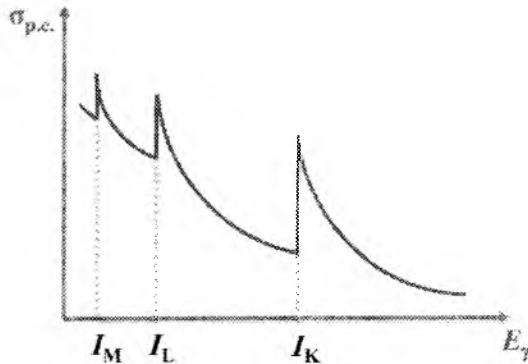
bu yerda I_i – atomning i -qobiqdagi ionizatsiya potentsiali.

$E_\gamma < I_k$ shart bajarilgan fotoeffekt, faqat L -, M - va h.k. qobiqlarda yuz beradi. K – qobiqda esa yuz bermaydi. $E_\gamma < I_L$ shart bajarilgan fotoeffekt faqat M -, N - va h.k. qobiqlarda yuz beradi. K – va L – qobiqlarda esa yuz bermaydi. Shuni ham ta'kidlab o'tish kerakki, fotoeffekt faqat bog'langan elektronlarda yuz beradi. Erkin elektronlarda esa yuz bermaydi. Buni energiya va impuls saqlanish qonunlari yordamida isbotlash mumkin.

Atomdagi fotoeffekt hodisasi, xarakteristik rentgen nurlar yoki Oje elektronlarning hosil bo'lishi bilan birgalikda yuz beradi. 6.8-rasmda fotoeffekt kesimining γ -kvantlar energiyasiga bog'lanishi keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, γ -kvantlarning katta energiyalarida kesim juda kichik bo'ladi. Bu energiyalarga nisbatan elektronlar bog'lanish energiyalari kichik bo'ladi va elektron deyarlik erkin bo'ladi. Gamma-kvantlar energiyasi E_γ kamayishi bilan kesim oldin $1/E_\gamma$ qonun bo'yicha, keyin $1/E_\gamma^{7/2}$ qonun bo'yicha oshib boradi.



6.8-rasm. Fotoelektronlar hosil bo'lishi.



6.9-rasm. Fotoeffekt kesimining γ -kvantlar energiyasiga bog'lanishi. Atomning elektron qobiqlaridagi ionizatsiya energiyalariga teng bo'lgan energiyalarda keskin sakrash kuzatiladi.

2. Kompton effekti

Gamma-kvantlar, erkin yoki kuchsiz bog‘langan elektronlar bilan o‘zaro ta’sirlashganda, energiyasining faqat bir qismini elektronga berish jarayoni yuz beradi. Bunda sochilish burchagiga qarab, elektron noldan maksimal qiymati quyidagiga teng bo‘lgan sohadagi turli energiyalarni qabul qiladi:

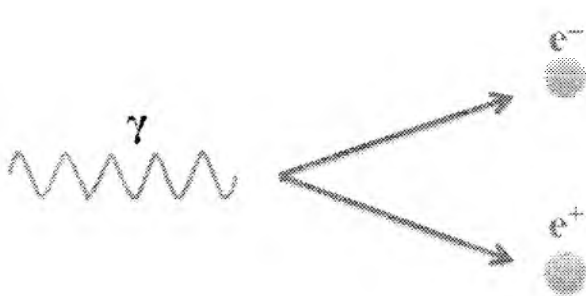
$$E_{\max} = \frac{E_{\gamma}}{1 - \frac{m_0 c^2}{2E_{\gamma}}} \quad (6.24)$$

bu yerda, m_0 – elektronning tinchlikdagi massasi, c – yorug‘lik tezligi ($m_0 \cdot c^2 = 0,511 \text{ MeV}$).

3. Elektron-pozitron juftining hosil bo‘lishi

Gamma-kvantlarning yetarlicha yuqori energiyalarida ($E_{\gamma} > E_0$) fotoeffekt va Kompton effektlari bilan bir qatorda uchinchi bir jarayon, ya’ni γ -kvantlarning modda bilan o‘zaro ta’sirlashishi natijasida elektron-pozitron juftining hosil bo‘lishi yuz beradi.

Elektron-pozitron jufti hosil bo‘lishi bo‘shliqda yuz bermaydi, ushbu jarayon yuz berishi uchun u yadro yoki elektron yaqinida yoki maydonidagina yuz beradi.



6.10-rasm. Elektron-pozitron jufti hosil bo‘lish sxemasi.

Yadro Kulon maydonida elektron-pozitron jufti hosil bo‘lishi uchun quyidagi shart bajarilish lozim:

$$E_\gamma > 2mc^2 = 1,02 \text{ M}\text{eV}$$

Atom qobig'idagi elektronlarning Kulon maydonida elektron-pozitron juftining hosil bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$E_\gamma = 4mc^2 = 2,04 \text{ M}\text{eV}$$

Elektron-pozitron jufti hosil bo'lish kesimi γ -kvantlar energiyasiga murakkab bog'langan. Agar elektronlarning ekranlovchi ta'sirini hisobga olmaganda, $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ energiya intervalida kesim quyidagiga teng bo'ladi:

$$\sigma = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (6.25)$$

Kichik energiya va katta Z larda elektron-pozitron juftining yadro maydonida hosil bo'lish kesimi, uning elektron maydonida hosil bo'lish kesimidan taxminan ming marta katta bo'ladi.

Gamma-kvantlar modda orqali o'tganda fotoeffekt, kompton effekt va elektron-pozitron jufti hosil bo'lish effektlariga energiyasini sarflaydi. Gamma-kvantlarning moddada to'liq yutilish koeffitsiyenti, yuqorida ko'rib chiqilgan uch jarayon yutilish koeffitsiyentlar yig'indisiga teng, ya'ni:

$$\mu = \mu_f + \mu_{komp} + \mu_{juft}$$

yoki ushbu jarayonlarni yuz berish kesimlar orqali ifodalasak:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_k + \sigma_j.$$

Kichik energiyalar sohasida fotoeffekt jarayoni ustunlik qiladi, o'rta va yuqori energiyalar sohasida esa Kompton effekti yuz berish kesimi osha boradi, fotoeffekt kesimi kamaya boradi.

$E_\gamma > 2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$ energiyalardan boshlab elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi jarayoni boshlanadi. Yuqori energiyalar sohasida asosan Kompton effekti va elektron-pozitron jufti hosil bo'lish jarayonlari yuz beradi.

VII BOB

ELEMENTAR ZARRALAR

Qadim zamonlardan inson o'zini o'rab turgan olamni o'rganish va bilishga intilib kelgan. Shu o'rinda barcha mavjud narsalarning asosi bo'lgan elementar tashkil etuvchilar va ularning o'zaro bir-birlari bilan bo'ladigan munosabatlari - o'zaro ta'sirlari to'g'risidagi qarashlar doimo inson aqlini band qilib kelgan.

Fizikaning elementar zarralar fizikasi bo'limi mikroduyoda, ya'ni elementar zarralar fizikasida ro'y beradigan barcha jarayonlarni, ularning xarakteristikalarini, o'zaro bir-biriga aylanishlarini. ular orasidagi o'zaro ta'sir turlarni o'rganadi.

7.1-§. O'zaro ta'sir turlari va elementar zarralar klassifikatsiyasi

Elementar zarra deb, hozirgi vaqtda ma'lum bo'lgan materiyaning eng mayda zarrachasiga aytiladi. Elementar zarra boshqa hech qanday mayda zarradan tashkil topmagan bo'lishi kerak. Elementar so'zi lotincha "boshlang'ich, oddiy, asosiy" degan ma'noni anglatadi. Elementar zarralarning o'ziga xos xossalardan biri ularning o'zaro aylanishidir.

Hozirgi kunda antizarralar bilan birgalikda 350 lar atrofida elementar zarralar bizga ma'lum. Elementar zarralar orasida 4 ta o'zaro ta'sir ko'rinishi mavjud: kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion (bu yerda ularning intensivligi kamayib borish tartibida sanab o'tilgan). O'zaro ta'sir intensivligini, o'zaro ta'sir konstantasi (doimiysi) orqali xarakterlash (ifodalash) qabul qilingan. U o'lchamsiz kattalik bo'lib, berilgan turdagi o'zaro ta'sir natijasida yuz beradigan jarayon ehtimolligini ifodalaydi. Konstantaning qiymatlar nisbati, nisbiy ehtimollikni beradi.

Kuchli o‘zaro ta’sir. Bu turdagi o‘zaro ta’sir yadrodagi nuklonlar aloqasini ta’minlaydi. Kuchli o‘zaro ta’sir konstantasi qiymati 10 ga teng. Ushbu o‘zaro ta’sir paydo bo‘ladigan masofa taxminan 10^{-15} m.

Elektromagnit o‘zaro ta’sir. O‘zaro ta’sir konstantasi $1/137 \approx 10^{-2}$. Ta’sir radiusi cheklanmagan, ya’ni $r = \infty$.

Kuchsiz o‘zaro ta’sir. Bu o‘zaro ta’sir hamma turdagi β - parchalanishlar, (e-qamrash), ko‘p elementar zarralar parchalanishlarini, shuningdek neytrinoning modda bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirlashuvlarini o‘z ichiga oladi. O‘zaro ta’sir konstantasi 10^{-14} kattalik tartibida. Kuchsiz o‘zaro ta’sir qisqa ta’sir qiluvchidir, ya’ni ta’sir masofasi cheklangan.

Gravitatsion o‘zaro ta’sir. O‘zaro ta’sir konstantasi 10^{-39} tartibdagi qiymatga egadir. Ta’sir masofasi cheklanmagan, ya’ni $r = \infty$. Ushbu o‘zaro ta’sir ostida hamma elementar zarralar bo‘ladi. Lekin mikroduyo jarayonlarida, ushbu o‘zaro ta’sir sezilarli rol o‘ynamaydi.

Ushbu jadvalda o‘zaro ta’sir konstantalari va ta’sirlar hisobiga parchalanadigan zarralar yashash vaqti keltirilgan.

7.1-jadval

O‘zaro ta’sir turlari	O‘zaro ta’sir konstantasi	Yashash vaqti, t
Kuchli	1	10^{-23}
elektromagnit	10^{-2}	10^{-23}
kuchsiz	10^{-14}	10^{-8}
gravitatsion	10^{-39}	-

Elementar zarralar odatda 4 ta sinfga bo‘linadi. Ulardan birinchisi sinfga faqat bitta zarra, *foton* kiradi. Ikkinchi sinfni *leptonlar*, uchinchi sinfni *mezonlar* va nihoyat to‘rtinchi sinfni esa *barionlar* hosil qiladi. Mezonlar va barionlar ko‘pincha birgalikda kuchli o‘zaro ta’sir qiluvchi zarralar sinfi bo‘lgan *adronlar* deb nomlanuvchi zarralar sinfini hosil qiladi.

Sanab o‘tilgan zarralar sinfining qisqa xarakteristikasini keltiramiz:

1. Fotonlar γ (elektromagnit maydon kvanti) elektromagnit o‘zaro ta’sirda ishtirok etadi. Lekin kuchli va kuchsiz o‘zaro ta’sirda

qatnashmaydi. Fotonlar massa va zaryadi nolga teng. Spini 1 ga teng, ya'ni bozondir.

2. Leptonlar, lotincha "leptos" so'zidan olingan bo'lib, "yengil" degan ma'noni anglatadi. Bular qatoriga kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydigan zarralar, ya'ni elektronlar (e^- , e^+), myuonlar (μ^- , μ^+), og'ir tau-lepton (τ^- , τ^+), shuningdek elektron neytrino (ν_e , $\bar{\nu}_e$), myuon neytrino (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) va tau-neytrino (ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$) lar kiradi. Hamma leptonlar 1/2 spinga ega bo'lib, fermion hisoblanadi va kuchsiz o'zaro ta'sirga ega. Bularga elektronlar va myuonlar kiradi. Leptonlarning barion zaryadi nolga teng bo'lib, lepton zaryadga egadir.

3. Mezonlar bu kuchli o'zaro ta'sir qiluvchi nostabil (noturg'un) zarralar bo'lib, barion zaryadi nolga teng. Bular qatoriga mezonlar yoki pionlar (π^+ , π^- , π^0), K-mezonlar yoki kaonlar (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0) va eta-mezon (η) kiradi. Mezonlarning lepton zaryadi nolga teng. Hamma mezonlarning spini nolga teng, ya'ni ular bozonlar hisoblanadi.

Mezonlarning leptonlardan farqi shundan iboratki, kuchli va elektromagnit (agar zaryadlangan bo'lsa) o'zaro ta'sirda ham qatnashadilar.

4. Barionlar sinfi o'ziga nuklonlar (p,n) va massasi nuklonlar massasidan katta bo'lgan nostabil zarralar – giperonlar (Λ , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^-) ni birlashtiradi. Hamma barionlar kuchli o'zaro ta'sirga egadir. Hamma barionlar spini 1/2 ga teng bo'lib, ular fermion hisoblanadi. Protondan tashqari hamma barionlar nostabil zarralar hisoblanadi. Barion parchalanganda boshqa zarralar qatori albatta barion hosil bo'ladi, ya'ni barion zaryad saqlanish qonuni bajariladi.

Yuqorida sanab o'tilgan zarralardan tashqari, ko'p sonli kuchli o'zaro ta'sir qiluvchi qisqa yashovchi zarralar ham topilgan bo'lib, ularni *rezonanslar* deyiladi. Bu zarralar ikki yoki undan ortiq elementar zarralardan hosil bo'lgan rezonans holatlardir. Rezonanslar yashash vaqti taxminan 10^{-23} – 10^{-22} sekundga teng.

Mezon va barionlar kuchli o'zaro ta'sirda qatnashuvchi zarralar bo'lgani uchun ularni bitta sinfga birlashtirib, adronlar deb ham nomlanadi. Adron so'zi yunoncha "adros" so'zidan olingan bo'lib, ya'ni *yirik, katta* degan ma'noni anglatadi.

Olamning asosi nimadan iborat, ya'ni atrofimizni o'rab turgan barcha mavjudotlar qanday tuzilgan degan savol qadim zamonlardan odamlar ongini band qilib kelgan. Bu savolga birinchi bo'lib, yunon faylasuflari javob berishga harakat qilishgan. Ulardan birlari olam 4 ta unsur-havo, suv, tuproq va olovdan tashkil topgan (Anaksimen) deyishsa, boshqalari esa olam strukturaga ega bo'lmagan va eng kichik bo'linmas atomlardan (Demokrit) tuzilgan degan g'oyalarni ilgari surishgan. XIX asrda Mendeleev tomonidan elementlar davriy jadvalining tuzilishi, ma'lum ma'noda faylasuflar g'oyalarni tasdiqladi. Lekin olamni Mendeleev jadvali elementlari orqali tushuntiradigan bo'lsak, uning juda murakkabligini sezamiz. Bu kimyoviy elementlar xossalari taktirorlanishi, ularning asosida yanada fundamental tuzilmalar borligini bildiradi.

XIX asr oxirida aniqrog'i 1896-yili A.Bekkerel tomonidan radioaktivlik hodisasining ochilishi va bu hodisaning keyinchalik keng ko'lamda o'rganilishi elementar zarralar fizikasida katta yutuq bo'ldi. Shu yildan boshlab, to 1932-yilgacha atom tuzilishi to'laligicha o'rganib bo'lindi va 1932-yildan keyingi davr yadro fizikasi erasi deb ataladigan bo'ldi. Endi to 1932-yilgacha bo'lgan muhim yutuqlarni sanab o'tamiz.

1. Barcha moddalar 10^{-10} m o'lchamli neytral zarralar-atomlardan tuzilgan. Bu fakt XIX asrdayoq to'la tasdiqlangan edi.

2. Lekin atom qadimgi faylasuflar faraz qilgandek bo'linmas, strukturasisiz tuzilma bo'lmay, balkim murakkab kvant-mexanik obyektidir.

3. Atomning tarkibiy qismi uning elektron qobig'i bo'lib, uning umumiy zaryadi - Ze ga teng (1913 y. N.Bor, 1915-1916y. Zommerfeld) va shu bilan birga u atomning barcha kimyoviy va fizikaviy xususiyatlarini belgilaydi.

4. Atom markazida o'lchami $\approx 10^{-15}$ m ga teng yadro mavjud bo'lib, uning zaryadi +Ze ga teng (1911-1914 y. Rezerford).

5. Atom yadrosi Z protonlar A-Z-neytronlardan iborat, ya'ni $Zp + (A-Z)n=A$ ta zarralardan iborat.

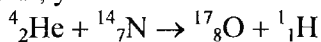
Bu tasdiq yadroning proton-neytron modelining mazmunini tashkil qiladi (1932-yili D.Ivanenko va Y.Gapon tomonidan taklif qilingan). Bungacha esa yadroning proton - elektron modeli mavjud

bo'lib, unga ko'ra yadro $Ap + (A-Z)e^- = (2A-Z)$ zarradan iborat deb qaralgan.

Elektronlarning qobiqlardagi bog'lanish energiyasi eV larda, proton va neytronlarning bog'lanish energiyasi MeV larda o'lchanadi. Shu sababli atom yadrolari turg'un tuzilmadir.

Atom tuzilishi va uning xususiyatlarini o'rganish natijasida atomni tashkil qilgan tarkibiy qismlar ham o'rganila borildi. Elektronning ochilishi 1897-yil bilan belgilanib, uni J. Tomsonning katod nurlarining q/m-solishtirma zaryadini o'lchash tajribasi bilan bog'lashadi. Lekin elektronning mavjudligini 1911-yili R.Millikenning zaryadni o'lchashi bilan to'la tasdiqlandi.

1919-yili E.Rezerford $^{14}_7\text{N}$ -azot atomining ^4_2He - α zarralar bilan to'qnashishidan hosil bo'lgan ^1_1H -vodorod atomi azot atomiga tegishli degan fikrga keldi, ya'ni



U hosil bo'lgan vodorod atomi yadrosini proton (yunoncha protos-birinchi) deb atadi.

1920-yili Rezerford massasi protonga teng va zaryadi nolga teng bo'lgan zarracha mavjud bo'lishini bashorat qildi. Bu zarracha neytron deb ataldi va ancha izlanishlardan so'ng 1932-yili J. Chedvik tomonidan tajribada kuzatildi. U 1930-yili V. Bote va G. Beker tomonidan o'tkazilgan berilliy elementini α -zarralar bilan bombardimon qilganda qattiq neytral nurlanish hosil bo'lishi tajribasini takrorladi. Hosil bo'lgan neytral nurlanishining γ -nurlanish emas, balkim neytral massiv zarralar oqimi ekanligini tasdiqladi.

Foton atom tarkibiga kirmaydi va atomdagi elektron o'tishlarda hosil bo'ladi yoki yutiladi. Foton M. Plank tomonidan fanga kiritilgan va A. Kompton tajribalaridan keyingina elementar zarracha sifatida qabul qilindi. M. Plank jismlarning issiqlik nurlatish xususiyatini o'rganish natijasida ularning yorug'likni uzluksiz emas, balkim diskret, ya'ni porsiyalar - $E=h\nu$ - energiyali kvantlar ko'rinishida yutishi va chiqarishi to'g'risidagi tasavvurni shakllantirdi. Bu tasavvurga asoslanib, A. Eynshteyn fotoeffekt hodisasini tushuntirdi. 1922-yili A.Kompton rentgen nurlarning erkin elektronlarda sochilishida ular chastotasining o'zgarishini

kuzatdi va uning nazariyasini yaratdi. Foton to'liqin xususiyatga egaligi, tug'ilish va yutilish xossalari ularni dastlabki davrlarda zarracha deb qabul qilishga imkon bermadi. Lekin tez orada bunday xususiyatlar boshqa zarralar uchun ham xosligi ayon bo'ldi.

Graviton G-gravitatsion ta'sir tashuvchisi, elementar zarralar olamida gravitatsion ta'sirining o'ta kuchsizligi sababli, bu zarracha tajribada haligacha kuzatilmagan.

1930-yili P. Dirak tomonidan antizarralar, ya'ni har qanday zarrachaning qarama-qarshi ishorali zaryadga ega bo'lgan jufti mavjudligi aytili. 1932-yili esa K. Anderson tomonidan birinchi antizarracha - e^+ tajribada kuzatildi.

1935-yili yapon fizigi X. Yukava tomonidan yadro kuchlari tabiatini tushuntirish uchun pi-mezonlar $-\pi^+$, π^0 , π^- kiritildi. Zaryadlangan pionlar 1947-yili, neytral pion esa 1950-yili tajribada topildi. 1930-yili K. Anderson va S. Nedermayer tomonidan myuon (myu-mezon) tajribada kuzatildi. 1930-yili V. Pauli tomonidan β -parchalanishni tushuntirish maqsadida ν -neytrino tushunchasi fanga kiritildi. Va 1950-yil o'rtalaridagina bu zarracha tajribalarda kuzatildi.

Shunday qilib, 1940-yillar oxiriga kelib elementar zarralar soni 15 tagacha yetdi. Lekin koinot nurlari bilan bo'ladigan jarayonlarni o'rganish va elementar zarralarni tezlashtiruvchi texnikaning taraqqiyoti yanada yangi elementar zarralarning ochilishiga olib keldi. 1950-yillarning o'zida 15 taga yaqin yangi zarralar kashf qilindi. 1960-yillarning o'rtalariga kelib, elementar zarralar soni Mendeleyev davriy sistemasi elementlari sonidan ham oshib ketdi. Bu holat yanada soni oshib borayotgan elementar zarralarning «elementar» ligini, ya'ni haqiqatda ham strukturaga ega emasligini shubha ostiga qo'ydi. Elementar zarra deganda strukturaga ega bo'lmagan va boshqa mayda zarraga bo'linmaydigan zarra tushuniladi. Shu sababli, fiziklar hozirgacha elementar zarra deb e'tirof etilgan zarralar aslida elementar bo'lmagan yanada fundamental, bo'linmas zarralardan tashkil topgan bo'lishi mumkin degan fikrga kelishdi. Shu o'rinda elementar zarralarning hozirgi paytdagi kvarklar nuqtayi nazardan ixcham sistematikasiga kelishidan oldingi holdagi klassifikatsiyasi va o'zaro ta'sir turlariga

to'xtalib o'tamiz. Umuman, zarralar fizikasida 4 xil o'zaro ta'sir turi mavjud.

1. **Kuchli o'zaro ta'sir.** Bu ta'sirda qatnashuvchi zarralar adronlar deb ataladi. Bu o'zaro ta'sir proton va neytronlarni yadroda ushlab turadi. Yoki kvarklar shu kuch orqali bog'lanib adronlarni tashkil qiladi.

2. **Elektromagnit o'zaro ta'sir.** Bu ta'sirda asosan zaryadlangan zarralar qatnashadi. Lekin neytral zarralar ham o'z strukturasi ga egaligi sababli bu ta'sirda qatnashishi mumkin. Masalan, neytron murakkab strukturaga egaligi, ya'ni magnit momentiga ega bo'lgani uchun. Bu ta'sir hozirgi paytda eng yaxshi o'rganilgan ta'sir turi hisoblanadi.

3. **Kuchsiz o'zaro ta'sir.** Bu ta'sir deyarli barcha zarrachalarga xosdir. Bu ta'sir ostida sodir bo'ladigan jarayonlar ancha sekin yuz beradi. Atom yadrolarining β - parchalanishi kuchsiz o'zaro ta'sirga misol bo'ladi.

4. **Gravitatsion o'zaro ta'sir** universaldir. Bu ta'sirda barcha zarralar qatnashadi.

Har qanday o'zaro ta'sir uchta kattalik bilan xarakterlanadi. Bu kattaliklar – ta'sir intensivligi, ta'sir radiusi, ya'ni ta'sirlashish masofasi va o'zaro ta'sirlashish vaqtidir. O'zaro ta'sir mexanizmini ham hisobga olgan holda bu kattaliklar quyidagi jadvalda keltirilgan.

7.2-jadval.

№	O'zaro ta'sir	Mexzanizm	Intensivlik	Ta'sir radiusi, M	Ta'sirlashish vaqti, S
1.	Kuchli	Glyuonlar bilan (g)	$10^{-1} \div 10^1$	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-23}$
2.	Elektromagnit	Fotonlar bilan (γ)	1/ 137	∞	$\sim 10^{-20}$
3.	Kuchsiz	W^{\pm}, Z^0 - bozonlar bilan	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-17}$	$\sim 10^{-13}$
4.	Gravitatsion	Gravitonlar (G) bilan	$\sim 10^{-38}$	∞	-

Endi shu jadvaldagi kattaliklar va o‘zaro ta‘sir mexanizmini izohlab o‘tamiz. Kuchli ta‘sir proton va neytronni yadroda, hamda kvarklarni adronlarda ushlab turadi. Bu mexanizmga keyinchalik alohida ham to‘xtalib o‘tamiz. Hozirgi zamon fizikasi nuqtayi nazaridan yadroda proton va neytronlar o‘zaro π -mezonlar almashish hisobidan ushlab turiladi. Proton va neytron esa kvarklardan tuzilgan bo‘lib (shu jumladan barcha adronlar) ular, ya‘ni kvarklar shu zarralar ichida glyuonlar (inglizchadan glueyelim, kley) orqali bog‘lanib turadi. Endi proton va neytronlar orasidagi π -mezon almashish kuchlariga kelsak, bu mezonlar glyuon kuchlarining katta masofasi 10^{-15} m dan katta bo‘lgan masofadagi «qoldiq» kuchlari deb qaraladi. Endi kuchli ta‘sirning intensivligiga kelsak, α_S -«yuguruvchi» o‘zaro ta‘sir doimiysi deb ataladi va boshqa o‘zaro ta‘sir doimiyliklaridan qiymatning masofa o‘zgarishiga qarab o‘zgarishi bilan xarakterlanadi. Shu sababli α_S -«yuguruvchi» o‘zaro ta‘sir doimiysi deyiladi va 0,1 dan 10 gacha bo‘lgan oraliqda o‘zgaradi.

$$\alpha_S = 10^{-1} \div 10^1$$

bu yerda S-«strong» - kuchli degani. Bu ta‘sir aytib o‘tganimizday $\approx 10^{-15}$ m masofada namoyon bo‘ladi va o‘zaro ta‘sir vaqti $\approx 10^{-23}$ s ga teng.

Elektromagnit ta‘sir zaryadlangan va ma‘lum strukturali (mas, neytron-elektron neytral zarra bo‘lishiga qaramasdan magnit momentiga ega) zarralar orasida sodir bo‘lib, bu ta‘sir fotonlar orqali amalga oshadi. Ta‘sir intensivligi $\alpha = \frac{1}{137}$ -nozik struktura doimiysi bilan xarakterlanadi. Bu ta‘sir masofasi ∞ bo‘lib, o‘zaro ta‘sirlashish vaqti $\approx 10^{-20}$ s ga teng.

Kuchsiz ta‘sirde deyarli barcha zarralar qatnashadi va bu ta‘sir W^\pm va Z^0 -bozonlar orqali amalga oshadi. Ta‘sir intensivligi $G_F \approx \frac{10^{-5}}{m_p^2}$ - Fermi doimiysi orqali xarakterlanadi, bu yerda m_p -proton massasi. Bu o‘zaro ta‘sir masofasi $\approx 10^{-17}$ m bo‘lib, juda sust, ya‘ni $\approx 10^{-13}$ s vaqt oralig‘ida sodir bo‘ladi.

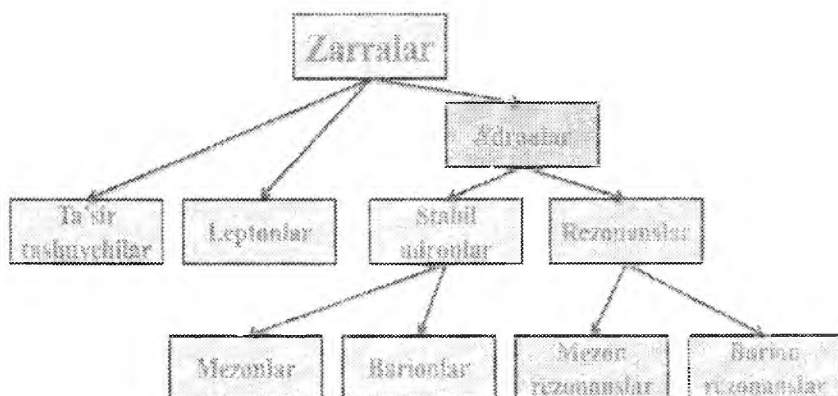
Elementar zarralar olamida gravitatsion ta‘sir juda ham sust bo‘lib, o‘zini namoyon qilmaydi, uning ta‘sir vaqti aniqlanmagan, intensivligi $\approx 10^{-38}$ ga teng, ta‘sir masofasi esa ∞ dir. Massasi Plank

massasidan, ya'ni $m_p \sim 10^{19}$ GeV dan katta jismlar uchungina gravitatsion ta'sir sezilarli bo'ladi.

Endi bevosita elementar zarralar klassifikatsiyasini qaraymiz. Kuchli ta'sirda qatnashuvchi (aniqrog'i elektromagnit va kuchsiz ta'sirda ham) elementar zarralarga adronlar deyiladi. Adronlar o'z navbatida barionlar va mezonlarga bo'linadi. Barionlar o'z navbatida nuklon (proton va neytronning umumiy nomi) lar, giperonlar va rezonanslarga bo'linadi. Giperonlar massasi protondan og'ir bo'lgan zarralardir. Ularga Λ^0 , Σ giperonlar, sigma giperonlar- Σ^+ , Σ^0 , Σ^- ksi-giperonlar Ξ^0 , Ξ^- kiradi. Giperonlarning o'rtacha yashash davri $\tau \sim 10^{-10}$ s ga teng. Rezonanslarning o'rtacha yashash davri juda kichik bo'lib, $\tau \sim 10^{-24} \div 10^{-22}$ s ga teng. Ular o'tgan asrning 60-yillarida ochilgan bo'lib, hozirda ular soni 300 dan ortiq. Nuklonlar va giperonlar yashash davri rezonanslarnikiga qaraganda ancha kattaligi uchun ular stabil zarra deb ataladi. Proton haqiqiy stabil zarra hisoblanib, hozirgi vaqtda uning yashash vaqti $\tau > 10^{34}$ yildan katta hisoblanadi. Neytron esa erkin holatda ~ 15 min atrofida yashaydi. Mezonlar ham o'z navbatida stabil va rezonans mezonlarga bo'linadi. Stabil mezonlarga π^+ , π^0 , π^- , η^0 , k^+ , k^0 , D^+ , D^0 , D_s^0 – mezonlar taalluqlidir. Ularning yashash davri $10^{-8} \div 10^{-13}$ s vaqt intervalida yotadi. Rezonans mezonlarga esa η' , ρ , ω , ϕ , k^* , D^* J/ψ kabi mezonlar misol bo'ladi. Umuman, barion va mezon rezonanslarining yashash vaqti $\tau \sim 10^{-23} - 10^{-24}$ s oralig'ida yotadi. Ular juda qisqa vaqt mobaynida yashashiga qaramasdan ma'lum spin va juftlikka ega bo'lib, ma'lum ichki kvant sonlariga ham ega va shu sababli ham ularni elementar zarralar deb qaraladi. Rezonanslar aniq massaga ega emas va uzluksiz massa spektriga ega. Shu spektrning maksimumiga to'g'ri keluvchi qiymat rezonans massasi deb qabul qilinadi. $G = \frac{\hbar}{\tau}$ ifodaga ko'ra, odatda jadvallarda rezonanslarning yashash vaqti τ o'rniga ularning parchalanish ehtimolligi-G keltiriladi. Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydigan zarralarga leptonlar deyiladi. Hozirgi paytda 3 guruh leptonlar mavjud:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \text{ va ularning antizarralari.}$$

Elektron (e^-) va ν_{es} , ν_{μ} , ν_{τ} neytrinolar stabil, μ^- -mezon va τ^- -leptonlar stabil emas. Barcha nostabil zarralarning yashash vaqti odatda jadvallarda keltiriladi. Leptonlar strukturaga ega emas. Shu ma'noda ular haqiqiy elementar-fundamental zarralardir. Masalan $\sim 10^{-18}$ m masshtabda (zamonaviy tezlatgichlarda erishish mumkin bo'lgan energiyalarda) ham elektron strukturaga ega emasligini namoyon qilgan. Elektron, μ -mezon va τ -lepton elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirda, neytrinolar esa faqat kuchsiz ta'sirda qatnashadilar. Shunday qilib, hozircha zarralar klassifikatsiyasini ko'z oldimizga keltirish uchun quyidagi jadvalni ilova qilishimiz mumkin.



Adronlar va leptonlar o'zlarining antizarrachalariga ega. Agar zarra va antizarra ustma-ust tushsa, haqiqiy neytral zarra deyiladi. Masalan, π^0 -mezon haqiqiy neytral zarradir, ya'ni $\pi^0 = \bar{\pi}^0$, lekin neytron haqiqiy neytral zarra emas $n \neq \bar{n}$. Zarralarning bu xususiyatiga keyinroq to'xtalib o'tamiz. Hozirda foton, elektron, uch turdagi neytrino va proton haqiqiy stabil zarra deb qaraladi. Endi zarralarni bir-biridan farq qiluvchi xususiyati – ularning xarakteristikalariga to'xtalib o'tamiz. Zarralarni xarakterlovchi kattaliklar-kvant sonlari saqlanish qonunlari asosida yuzaga keladi. Bu saqlanish qonunlari fazo-vaqt simmetriyasi yoki ichki fazo simmetriyalari natijasida yuzaga keladi. Ichki simmetriya o'zaro ta'sir simmetriyasini ifodalaydi va ichki kvant sonlariga olib keladi.

1. Massa

Zarraning o'ziga xos individualligini belgilovchi kattalik uning massasidir. Eynshteyn tenglamasi $E_0 = mc^2$ ga ko'ra massa megaelektronvoltlarda ifodalanadi. Har qanday o'zaro ta'sirda massa saqlanishi kerak. Massa dinamik tabiatga ega va zarralarning asosiy klassifikatsiya belgisi hisoblanmaydi. D.I.Mendeleyev ham elementar davriy jadvalini dastlab atomlar massasiga qarab tuzgan va bu urinish noto'g'ri bo'lib chiqdi.

2. Spin

Zarraning ikkinchi xarakteristik belgisi uning spinidir. J-spin \hbar birliklarida o'lchanadi va zarraning xususiy harakat miqdori momentini belgilaydi. Masalan, fotonning spini-1, gravitonniki-2, leptonlar-1/2, mezonlar-0, barionlar - 1/2, Ω - giperon - 3/2 spinga ega. Butun spinli zarralar – bozonlar, kasr spinli zarralar esa – fermionlar deb ataladi.

3. Juftlik

Zarralarning uchinchi xarakteristikasi fazoviy juftligidir. Fazoviy juftlik deganda, zarracha to'liqin funksiyasining fazo koordinatasini $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ kabi o'zgartirgandagi o'zini tutishi tushuniladi. Agar fizik kattalik komponentalari yuqoridagi o'zgartirish bajarilganda o'zgarmasdan qolsa, bu kattalik musbat juftlikka ega deyiladi va $\eta = +1$ bo'ladi, ya'ni $\psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r})$ bo'lsa. Agar ishorasini o'zgartirsa, $\eta = -1$ bo'ladi. Bunda $\Psi(-\vec{r}) = -\Psi(\vec{r})$ bo'ladi, ya'ni manfiy juftlikka ega deyiladi. Fazoviy juftlik tushunchasidan tashqari, ichki fazo juftligi tushunchasi ham mavjud. Fazoviy juftlik zarracha holatini xarakterlaydi. Ichki fazoviy juftlik esa bevosita zarrachani xarakterlaydi. Zarrachani xarakterlovchi kvant sonlari ichki fazoviy juftlik bilan bog'liqdir. Zarralar sistemasi juftligi shu sistemaga kirgan zarrachalar juftliklari ko'paytmasiga teng.

$$\eta = \eta_0(-1)^e \text{ dan}$$

$$\eta = \eta_0^{(1)} \dots \eta_0^{(N)} (1)^{e_1 + \dots + e_N}$$

bu yerda, η_0 – zarracha ichki juftligi.

$(-1)^e = \eta_e$ – uning orbital juftligi.

Gravitondan boshqa barcha bozonlar juftligi manfiy. Mezon rezonanslari esa manfiy va musbat juftliklarga ega bo'ladi. Barcha barionlar fazoviy juftligi musbat, antibarionlar esa manfiy fazoviy juftlikka ega. Jadvallarda spin va juftlik J^P kabi birgalikda beriladi. Bu xarakteristika foton uchun 1^- , graviton uchun 2^+ , pion uchun 0^- , va protonniki $\frac{1}{2}^+$ va hokazo bo'ladi.

Zarralarning biz qarab o'tgan uch xususiyati ularning «geometrik», ya'ni fazo-vaqt simmetriyasiga asoslangan xarakteristikalaridir. Zarralarning boshqa xususiyatlari ichki fazo «yashirin» simmetriyasiga asoslangan bo'lib, ichki kvant sonlariga, ya'ni saqlanuvchi kattaliklarga olib keladi.

4. Zarralarning elektr zaryadi q elektron elektr zaryadiga karrali bo'ladi. Zarralar zaryadi odatda 0 yoki 1 ga teng bo'ladi. Δ -zarralarda esa $q = +2$, ularning antizarralarida esa $q = -2$ bo'ladi.

5. Magnit moment- μ tinch turgan zarrachaning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirini xarakterlaydi va $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m}$ -magneton birliklarida o'lchanadi. Atom fizikasidan ma'lumki, zarrachaning magnit momenti uning spini bilan uzviy bog'langan va $J \geq \frac{1}{2}$ spinli zarralarga xosdir.

6. Lepton zaryadi -L leptonlar uchun +1 ga, antileptonlar uchun esa -1 ga teng. Elektron lepton zaryadi $-L_e$, myuon lepton zaryadi $-L_\mu$ va taon lepton zaryadi $-L_\tau$ mavjud bo'lib $L_e + L_\mu + L_\tau = L$ bo'ladi va lepton zaryadi saqlanishi har bir avlod leptonlar uchun alohida bajariladi.

7. Barion zaryadi- B barionlar uchun +1 ga, antibarionlar uchun esa -1 ga teng. Barion va lepton zaryadlari additiv kvant sonlari hisoblanadi. Atom yadrolari uchun barion kvant soni yadroning massa soni A ga teng bo'ladi.

8. Izospin -T izomultipletini xarakterlaydi. Bu izomultipletdagi zarralar soni $-N N=2T+1$ kabi aniqlanadi.

J spinli zarrachaning spin holatlari ham $2J+1$ kabi aniqlangan. Izospin 0 dan $3/2$ gacha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Masalan, η , Λ , Ω , va Λ_c zarralar uchun $T=0$, K, D, N va Ξ zarralar uchun

$T=1/2$ va π hamda Σ zarralar uchun $T=1$ ga teng. Δ izobar uchun $T=3/2$ ga teng.

9. Izospin proyeksiyasi $-T_3$ - T dan T gacha bo'lgan qiymatlarni qabul qiladi va zarralarning elektr zaryadini aniqlaydi. Neytron uchun $T_3 = -1/2$, proton uchun $T_3 = +1/2$, pi-mezonlarga mos ravishda $+1, 0, -1$ mos keladi, $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ - izobarlarga esa $-3/2, -1/2, +1/2$ va $+3/2$ mos keladi. Zarrachalarning elektr zaryadi $q = T_3 + \frac{1}{2}B$ formula bilan hisoblanishi mumkin.

10. Ajoyiblik kvant soni $-S$ shunday kiritilganki, ajoyib zarralarning elektr zaryadi Gell-Mann-Nishidjima munosabatini qanoatlantiradi, ya'ni

$$q = T_z + \frac{1}{2}(B + S).$$

Shu o'rinda ajoyib zarralarga to'xtalib o'tamiz, tajribalarda shu narsa ayon bo'ladiki, ayrim zarralar qisqa vaqt maboytida, ya'ni $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$ s davomida juft-juft hosil bo'ladi va juda sekin $\sim 10^{-10}$ s davomida boshqa zarralarga parchalanadi. Demak, bu zarralar kuchli ta'sir natijasida hosil bo'lib, kuchsiz ta'sir ostida parchalanadi. Bu hodisani tushuntirish uchun yangi kvant soni-qiziqlik va qiziq kvark-s fanga kiritildi. Demak, agar $\pi^- + p \rightarrow \kappa^- + \kappa^+ + n$ jarayonni qarasaq, K^- va K^+ mezonlar $S=-1$ va $S=+1$ ajoyib kvant sonli zarralar bo'lib, π^- va p uchun $S=0$. Ajoyib zarralar kuchli ta'sir ostida faqat juft, kuchsiz ta'sirda esa toq holda ham hosil bo'ladi. Bunday jarayonlarga keyinchalik yana qaytamiz.

11. Giperzaryad $-Y$ oddiy va ajoyib zarralar uchun $Y=B+S$ kabi aniqlanadi. U holda yuqoridagi Gell-Mann-Nishidjima munosabati $q = T_z + \frac{1}{2}Y$ kabi yoziladi.

S -ajoyiblik kvant soniga qaraganda giperzaryad hisoblashlarda ancha qulaydir.

12. Maftunkorlik kvant soni- S ajoyiblik kvant soni kabi fanga kiritilgan va u, d, s kvarklardan tuzilgan adronlar kabi, to'rtinchi

kvark-c qatnashgan adronlarni xarakterlaydi. D-mezon va L_c -giperonlar uchun $S=+1$, ularning antizarralari uchun esa $S=-1$ ga teng. Adronlarning kvark strukturasi qaraganimizda bu hol yanada tushunarli bo'ladi. Bu holda Gell-Mann-Nishidjima munosabati $q = T_3 + \frac{1}{2}(B + S + C)$ ko'rinishga keladi.

Giperzaryad esa $Y = B + S + C$ kabi ifodalanadi.

13. Zaryad juftligi - η_c fazo juftligi η_p - ga o'xshash bo'lib, bu kvant soni zaryad qo'shma operatori \hat{C} - ta'sirida zarracha to'lqin funksiyasi o'zgarishini aniqlaydi. \hat{C} -zaryad qo'shma operatori zarracha to'lqin funksiyasini unga mos antizarracha to'lqin funksiyasiga almashtiradi.

$$\hat{C}X = \tilde{X}$$

Bu yerda X-zarrachani (yoki uning to'lqin funksiyasini) belgilaydi. \hat{C} - operatori ermit operatoridir, ya'ni unga qo'shma operator - \hat{C}^* \hat{C} operatorga teng

$$\hat{C} = \hat{C}^* .$$

Ma'lumki, fizikada ermit operatori biror fizik kattalikni ifodalaydi. Shu sababli, o'lchashda \hat{C} operatorining xususiy qiymatlaridan biri η_c ga ega bo'lishimiz mumkin.

Ya'ni

$$\hat{C}X = \eta_c X ,$$

bu yerda

η_c - kvant soni zarrachaning zaryad juftligi deb ataladi.

$\hat{C}^2 = 1$ bo'lgani uchun $\eta_c^2 = 1$ bo'ladi.

Shu sababli, fazoviy juftlik - η_p kabi $\eta_c = +1$ yoki $\eta_c = -1$ bo'ladi. Barcha zarralar ham aniq zaryad juftligiga ega emas. Haqiqiy neytral zarralar, ya'ni o'zining antizarrasi bilan mos tushadigan zarralar aniq zaryad juftligiga egadir. Bunday zarralarga γ -foton, π^0 -mezon, η^0 -mezon, ρ^0 va ω^0 -rezonanslar va hali tajribada tasdiqlanmagan G-graviton kiradi. Bu zarrachalarning barcha «zaryad» kvant sonlari (L, B, T_z , S, C, Y) $q=0$ ga teng. Masalan,

$$\eta_c(\gamma) = -1$$

chunki $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ dan

$$\eta_c(\pi^0) = +1, \eta_c(\pi^0) = \eta_c(\gamma)\eta_c(\gamma) = (-1)(-1) = +1$$

Shu bilan birga pozitron, ya'ni e^+ va e^- dan tuzilgan neytral atom» ma'lum zaryad juftligiga ega.

14. Har bir zarracha o'rtacha yashash vaqti τ bilan ham xarakterlanadi. Zarrachaning yashash vaqti sekunlarda ifodalanadi. Odatda rezonanslar yashash vaqti energetik birliklarda o'lchanuvchi G-parchalanish kengliklarida ham ifodalanadi. Nostabil zarracha parchalanish kanallari, odatda % larda ifodalanadi va jadvallarda keltiriladi.

Biz zarrachani xarakterlovchi kattaliklarni qarab chiqdik. Endi zarrachalar olamidagi saqlanish qonunlariga to'xtalib o'tamiz. Chunki yuqorida biz qarab chiqqan kattaliklar shu saqlanish qonunlari asosida yuzaga keladi. Birinchi qarashdayoq bu kattaliklarning ayrimlari sun'iy ravishda kiritilgan va zarrachalarga berilgan ayrim qiymatlari ixtiyoriy bo'lib ko'rinadi. Lekin qarab chiqilgan kattaliklar-kvant sonlari chuqur fizik ma'noga ega va ular barcha yoki ayrim jarayonlarda saqlanadilar. Saqlanish qonunlari boshlang'ich va oxirgi holatlarni xarakterlovchi kattaliklar orasidagi tenglikni ifodalaydi. Neter teoremasiga ko'ra saqlanish qonunlari invariantlik prinsiplari bilan bog'liqdir. Invariantlik prinsiplari o'zida simmetriyalarni mujassamlashtirgan bo'ladi. Simmetriya geometrik (fazo-vaqt xususiyatlarini izohlovchi) va ichki (o'zaro ta'sirlarning umumiy xususiyatlarini izohlovchi) simmetriyaga bo'linadi. Klassik fizikada saqlanish qonunlari fazo-vaqtning aniq simmetriya xususiyatlaridan kelib chiqadi. Harakatni ifodalovchi dinamik tenglamalar ma'lum ko'rinishga ega bo'ladi va shu tenglamalardan saqlanish qonunlari bevosita kelib chiqadi. Saqlanish qonunlari vaqt va fazodagi uzluksiz siljishlarga va fazodagi uzluksiz burilishlarga nisbatan simmetriya mavjudligidan kelib chiqadi. Shu bilan birga bu saqlanish qonunlari klassik fizikada cheklangan, ya'ni energiya, impuls va impuls momentlari saqlanish qonunlari mavjud. Endi kvant fizikasiga kelsak quyidagi farqni ko'rishimiz mumkin. birinchidan, kvant fizikasida saqlanish qonunlari klassik fizikaga qaraganda ko'proqdir. Chunki kvant fizikasida fazo-vaqtning uzluksiz almashtirishlari bilan birga,

ularning diskret almashtirishlarga nisbatan simmetriya xususiyatlari hamda klassik fizikaga xos bo'lmagan ichki fazodagi simmetriyalar ham kuchga kiradi (masalan, kuchli ta'sirning elektr zaryadiga bog'liq bo'lmisligi izospin simmetriyani yuzaga keltiradi). Ikkinchidan klassik fizikaga o'xshamagan holat yuzaga keladi, ya'ni saqlanish qonunlari ma'lum o'zaro ta'sir turida saqlanib boshqalarida saqlanmaydi, ya'ni taxminiy xarakteriga ega bo'ladi. Masalan, izospin saqlanish qonuni kuchli o'zaro ta'sirda saqlanadi, elektromagnit o'zaro ta'sirda esa buziladi. O'zaro ta'sir qanchalik intensiv sodir bo'lsa, unga shuncha ko'p saqlanish qonuni mos keladi. Yana bir holat mavjudki, kvant fizikasida ko'pincha tenglamalar noma'lum ko'rinishga ega, shu sababli ham saqlanish qonunlari muhim ahamiyat kasb etadi va faqat saqlanish qonunlarigina zarrachalar xususiyatlari to'g'risidagi ma'lumotlarni o'zida mujassamlashtirgan bo'ladi. Endi shu saqlanish qonunlarini qarab chiqamiz.

1. Universal saqlanish qonunlari. Bu saqlanish qonunlari barcha o'zaro ta'sirlarda ham o'rinli bo'lib, ularga 4- impuls $P(E_0, \vec{p})$ – saqlanish qonuni, \vec{J} -impuls momenti saqlanish qonuni, q- elektr zaryadi saqlanish qonuni, L-lepton va B-barion zaryadlari saqlanish qonunlari kiradi.

a) P-4-impuls saqlanish qonuni 4- o'lchamli Minkovskiy fazosining bir jinsligi bilan bog'liq. Ya'ni oddiy 3- o'lchovli fazo nuqtalari hamda barcha vaqt momentlarining tenglik xususiyati bilan bog'liq. Boshqacha aytganda, bu qonun dinamik tenglamalarning sanoq sistemasini fazoda va vaqt bo'yicha siljitganda kovariantligi (o'z ko'rinishini o'zgartirmasligi) dan kelib chiqadi.

$P^2 = M^2$ tenglikdan, bu saqlanish qonuni zarracha xarakteristikasi bo'lgan M-ning massasini aniqlashga olib keladi.

b) \vec{J} – impuls momenti saqlanish qonuni fazo izotropiyasi, ya'ni fazo barcha yo'nalishlarining teng kuchligidan kelib chiqadi. Ya'ni sanoq sistemasining fazodagi burilishlarga nisbatan kovariantligi natijasida yuzaga keladi. Spin-to'la impuls momenti komponentasi bunga misol bo'ladi. Atom fizikasidan ma'lumki, $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$ lekin zarralar fizikasida $S=J$, ya'ni spin J harfi bilan belgilanadi. Impuls

momenti saqlanish qonuni quyidagi qoidaga olib keladi: boshlang'ich va oxirgi holatlardagi spinlar yig'indisi teng bo'lishi kerak. Shu sababli, $n \rightarrow p + e^-$ parchalanish sodir bo'lmaydi va neytrino kashf qilingan. Neytron spini $\frac{1}{2}$ ga teng, $p + e^-$ esa 1 spinga ega.

d) q-elektr zaryadi saqlanish qonuni geometrik tabiatga ega emas va dinamik tenglamalarning kalibrovkali almashtirishlarga nisbatan kovariantligi natijasida yuzaga keladi, ya'ni

$$\Psi_\alpha(x) \rightarrow \Psi'_\alpha(x) = e^{iq_\alpha \alpha} \Psi_\alpha(X),$$

$$\Psi^*_\alpha(x) \rightarrow \Psi'^*_\alpha(x) = e^{-iq_\alpha \alpha} \Psi^*_\alpha(X),$$

bu yerda $\Psi_\alpha(x)$ -a- zarracha to'liq funksiyasi, $x = (\vec{r}, t)$, α -haqiqiy parametr, q_α - butun son bo'lib, a-zarracha zaryadini anglatadi. Kalibrovkali almashtirish koordinataga aloqasi bo'lmasdan, faqat to'liq funksiyani o'zgartiradi. Bu kalibrovkali almashtirish ichki simmetriya almashtirishlariga misol bo'la oladi. Elektr zaryadi saqlanish qonuni juda aniq bajariladi. Parchalanish sharti $m_a \geq \sum_\alpha m_\alpha$ elektronning absolyut stabilligini bildiradi, chunki undan yengil va zaryadga ega bo'lgan zarracha yo'q. Hozirgi tajribalar elektron yashash vaqti $\tau_e > 2 \cdot 10^{22}$ yil ekanligini ko'rsatmoqda.

e) L-lepton zaryadi saqlanish qonuni elektr zaryadi saqlanish qonuniga o'xshashdir.

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau$$

ya'ni har bir juft lepton zaryadi alohida saqlanishi kerak. Lepton zaryadi saqlanish qonuni juda aniq bajarilmasligi ham mumkin. Va shu sababli neytrino massasining 0 ga teng emasligi $m_\nu \neq 0$ bilan birgalikda neytrino ossilyatsiyasiga ham olib kelishi mumkin.

f) B-barion zaryadining saqlanish qonuni ham kalibrovkali invariantlik bilan bog'liqdir. Bu qonunning natijasi sifatida protonning absolyut stabilligi kelib chiqadi. Lekin zamonaviy nazariy usullar bu saqlanish qonuni ham aniq bajarilmasligini ko'rsatmoqda va shu sababli protonning yashash vaqti $\tau_p > 10^{34}$ yil deb belgilanadi. Bu qarab chiqqan saqlanish qonunlari barcha o'zaro

ta'sirlarda bajariladi. Endi har bir o'zaro ta'sirda bajariladigan spetsifik saqlanish qonunlariga to'xtalamiz.

2. Kuchli o'zaro ta'sir eng simmetrik o'zaro ta'sirdir. Bu o'zaro ta'sirda S-ajoyiblik kvant soni va \vec{T} - izospin saqlanish qonunlari o'rinalidir.

A) S-ajoyiblik kvant soni saqlanish qonuni ajoyib zarrachalarning ochilishi bilan bog'liq. Bu zarrachalar kuchli o'zaro ta'sirda hosil bo'lib, kuchsiz o'zaro ta'sir ostida parchalanadi. Ikki ta' oddiy ($S=0$) zarracha to'qnashganda bitta ($S \neq 0$) ajoyib zarracha hosil bo'lsa, unga qarama-qarshi ajoyiblik ishorali zarra ham hosil bo'lishi kerak. Masalan,

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \sum^+, \text{ ya'ni } 0 + 0 = +1 - 1$$

bo'ladi. Lekin $\pi^- + p \rightarrow \sum^+ + \pi^-$ sodir bo'lmaydi.

Chunki $0 + 0 \rightarrow -1 + 0$ sababli, barcha boshqa saqlanish qonunlari bajarilishiga qaramasdan bu jarayon kuzatilmaydi.

B) \vec{T} -izospin saqlanish qonuni izospin simmetriya, ya'ni kuchli o'zaro ta'sirning izospin almashtirishlariga nisbatan invariantligi bilan bog'liqdir. Bu saqlanish qonuni yadro kuchlarining elektr zaryadiga bog'liqmaslik xususiyatini belgilaydi. Kuchli o'zaro ta'sirda izospin saqlanish qonuni $\Delta T = 0$ va $\Delta T_z = 0$ qoidasiga olib keladi.

3. Elektromagnit o'zaro ta'sirda T-izospin saqlanmaydi. Boshqa barcha saqlanish qonunlari, shu bilan birga T_z - izospin proyeksiyasi saqlanishi bajariladi. Chunki, T_z saqlanish qonuni zaryad saqlanish qonunini ta'minlaydi. Masalan, $\sum \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ jarayonlarda $\Delta T = 1$ ga teng, ya'ni $\Delta T = 0$ qonun buziladi.

4. O'zaro kuchsiz ta'sirda 1 punktdagi barcha universal saqlanish qonunlari bajariladi. S- ajoyiblik kvant soni saqlanmaydi, aks holda eng yengil ajoyib zarralar - K-mezonlar stabil zarralar bo'lardi. Bunda $\Delta S = 0$ yoki $\Delta S = \pm 1$ bo'ladi. Birinchi holga neytronning β -parchalanishi misol bo'ladi. Shu sababli ham Ξ -giperon birdaniga oddiy zarrachalarga parchalanmaydi, chunki bu holda $S = -2$ bo'lib, faqat kaskad ko'rinishda oddiy zarrachalarga o'tishi mumkin. C-maftunlik kvant soni uchun ham shu qoidalar

o'rinlidir. T-Izospin va uning T_Z -proyeksiyasi ham saqlanmaydi. Masalan,

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \quad \Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0, \quad \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$$

O'zaro kuchsiz ta'sirda fazoviy va zaryad juftliklari ham saqlanmaydi. Bu xususiyatlarga alohida to'xtalib o'tamiz. Biz qarab chiqqan saqlanish qonunlarini ixcham ko'rinishda quyidagicha ifodalash mumkin.

1. Barcha jarayonlarda energiya va impuls momenti saqlanishi hamda

$$\Delta q = 0, \quad \Delta L_\alpha = 0, \quad \Delta B = 0$$

bo'lishi kerak.

2. Kuchli o'zaro ta'sir jarayonlarida

$$\Delta T = 0, \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 0$$

lekin qatnashuvchi barcha zarralar adron bo'lishi kerak.

3. Elektromagnit jarayonlarda

$$\Delta T \neq 0, \quad \Delta T_z = 0, \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 0$$

adronlar, zaryadlangan leptonlar, fotonlar qatnashgan holda.

4. Kuchsiz o'zaro ta'sirlarda 2 va 3 punktdagi qoidalar bajarilmaydi. Agar bu qoidalar bajarilgan bo'lib, jarayonda neytrino qatnasha ham kuchsiz jarayon hisoblanadi. Shu o'rinda saqlanish qonunlariga bog'liq bo'lmagan umumiy qoidani ham aytib o'tish o'rinli: agar ma'lum jarayonda oxirgi zarralar soni qancha kam va ular umumiy massasi qancha kichik bo'lsa, bu jarayonning sodir bo'lish ehtimolligi shuncha katta bo'ladi.

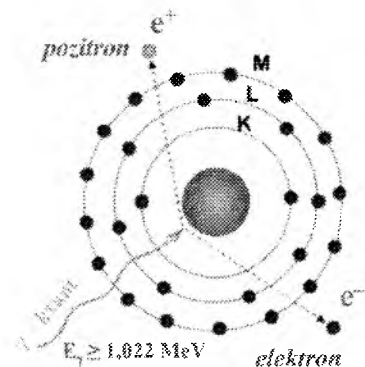
7.2-§. Zarralar va antizarralar

Ko'pchilik elementar zarralarga ularning antizarralar mos keladi. Tinchlikdagi massalari, spinlari, izotopik spinlari va yashash vaqti zarra va antizarralarda bir xil bo'ladi.

Elementar zarralar jadvali

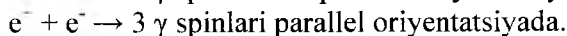
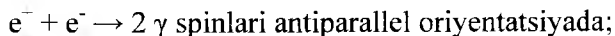
Zarralarning nomi		Belgisi		Elektron massasi birligidagi massasi	Elektron zaryadi birligidagi zaryadi	Spin $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ birlikda	Yaxshasi vaqti	
		Zarra	Anti-zarra					
Leptonlar	Foton	γ	γ	0	0	0	Doimiy	
	Elektron neytrinosi	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	$\frac{1}{2}$	Doimiy	
	Myuon neytrinosi	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$\frac{1}{2}$	Doimiy	
	Tau neytrino	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0		Doimiy	
	Elektron	e^-	e^+	1	-1	$\frac{1}{2}$	Doimiy	
	Muyon	μ^-	μ^+	207	-1	$\frac{1}{2}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	
	Tau-lepton	τ^-	τ^+	3492	-1	$\frac{1}{2}$	$1,46 \cdot 10^{-12}$	
	Pi-mezonlar (kaonlar)	π^0	π^0	264,1	0	0	$1,83 \cdot 10^{-16}$	
		π^-	π^+	273,1		0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	
	Ka-mezonlar (pionlar)	K^+	K^-	966,4	1	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$	
		K^0	\bar{K}^0	966,1		0	10^{-9}	
	Eta-nol-mezon	η^0	$\bar{\eta}^0$	1074	0	0	$2,4 \cdot 10^{-10}$	
Barionlar	Nuklonlar	Proton	P	\bar{P}	1836,1	1	$\frac{1}{2}$	Doimiy (?)
		Neytron	n	\bar{n}	1838,6	0	$\frac{1}{2}$	10^3
	Giperonlar	Giperon-hyambda	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	2183,1	0	$\frac{1}{2}$	$2,63 \cdot 10^{-10}$
			Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$	2327,6	1	$\frac{1}{2}$	$8 \cdot 10^{11}$
			Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2333,6	0	$\frac{1}{2}$	$5,8 \cdot 10^{20}$
			Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$	2343,1	-1	$\frac{1}{2}$	$1,38 \cdot 10^{10}$
		Giperon-ksi	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2572,8	0	$\frac{1}{2}$	$2,9 \cdot 10^{20}$
			Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	2580,8	-1	$\frac{1}{2}$	$1,64 \cdot 10^{10}$
		Omega-minus giperon	Ω^-	$\bar{\Omega}^+$	3273	-1	$\frac{3}{2}$	$8,2 \cdot 10^{11}$

Agar foton energiyasi $2m_e c^2$ dan kam bo'lmasa, u yadro maydonidan o'tayotganda elektron va pozitron juftini hosil qiladi (7.1-rasm).



7.1-rasm. Elektron-pozitron jufti hosil bo'lish sxemasi.

Elektron va pozitron uchrashganda annigilatsiyaga uchraydi va 2 ta yoki 3 ta fotonlar hosil bo'ladi:



Har qanday zarraning antizarrasi mavjud. Quyidagi 7.3-jadvalda zarra va antizarralar keltirilgan.

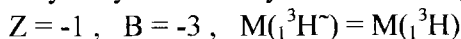
1965-yilda AQSH da birinchi antiyadro – antideytron qayd qilindi:



1970-yilda Rossiyada ilk bor antiyadro - ${}_2^3\text{He}^-$ (antigeliy – 3) aniqlandi. Bu antiyadro 2 ta antiproton va bitta antineytrondan tashkil topgan:



1973-yilda Rossiyada yana bir antiyadro – antitritiy kashf etildi:



Yakunida shuni ham ta'kidlash kerakki, hozirgi kunda Yerda (sayyoramizda) bitta ham antiatom aniqlanmagan. Bu uni tashkil qilgan zarralar kashf etilishiga qaramasdan (\tilde{p} , \tilde{n} va e^-).

Zarra	Antizarra
Elektron e^-	Pozitron e^+
elektron neytrinosi ν_e	elektron anti neytrinosi $\bar{\nu}_e$
myuon neytrinosi ν_μ	myuon antineytrinosi $\bar{\nu}_\mu$
myuon yoki myu-mezon μ^-	myuon yoki myu-mezon μ^+
pion yoki pi-mezon π^+	pion yoki pi-mezon π^-
proton va neytron p, n	antiproton va antineytron \bar{p}, \bar{n}

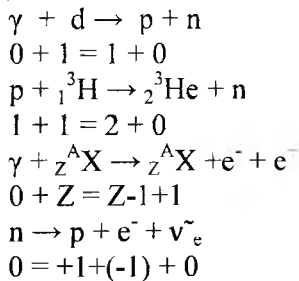
7.3-§. Elementar zarralar va saqlanish qonunlari

Elementar zarralar o‘zaro ta’sirlashganda, bir-biriga aylanishi, tug‘ilishi, yutilishi va parchalanishi mumkin. Ammo bu jarayonlar faqat ma’lum sharoitda, qat’iy saqlanish qonunlariga mos holda amalga oshadi.

Saqlanish qonunlarining fizikaviy mazmuniga to‘xtalib o‘tamiz.

1. Elektr zaryadi saqlanish qonuni.

Bu tabiatning fundamental qonunlaridan biri bo‘lib, bunga asosan istalgan berilgan sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig‘indisi o‘zgarmasdan qoladi. Ya’ni elementar zarralar ishtirokida yuz beradigan har bir reaksiyalarda, reaksiyaga kirishayotgan zarralarning elektr zaryadlari yig‘indisi, hosilaviy zarralar elektr zaryadlarining yig‘indisiga teng bo‘ladi. Misollar:



2. Barion zaryadning saqlanish qonuni.

Misollar:



$$0 + 2 = 1 + 1$$

$$4 + 14 = 17 + 1$$

3. Lepton zaryadining saqlanish qonuni.

Lepton zaryadi 3 xil bo'ladi, ya'ni L_e , L_μ va L_τ

Elektron va elektron neytrinosi uchun:

$$L_e = +1 \quad (e^-, \nu_e)$$

Pozitron va antineytrinosi uchun:

$$L_e = -1 \quad (e^+, \bar{\nu}_e)$$

Myuon lepton zaryadi: L_μ

μ^- , ν_μ uchun

$$L_\mu = +1$$

μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$ uchun

$$L_\mu = -1$$

Tau lepton zaryadi: L_τ

τ^- , ν_τ uchun

$$L_\tau = +1$$

τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$ uchun

$$L_\tau = -1$$

Misollar:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

$$+1_\mu = 1_e + 1_\mu + (-1_e)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$$

$$-1_\mu = -1_e + 1_e + (-1_\mu)$$

Elementar zarralar o'zaro ta'sirida energiya va impuls saqlanish qonuni bajariladi. Shuningdek, izotopik spin saqlanish qonuni ham bajariladi.

G'alatilik. G'alatilik saqlanish qonuni

k-mezonlar va giperonlarning xususiyatlarida g'alatilik kuzatilgan. Shuning uchun ham mazkur zarralarni "g'alati zarralar" deb nom berilgan. Bularning boshqa zarralardan farqi, g'alatiligi nimada?

1-o'ziga xosligi (fazilati). G'alati zarralar energetik qulay bo'lgan holda ham bittadan tug'ilmaydi (paydo bo'lmaydi). Masalan, giperonlar faqat k-mezonlar bilan juftlikda tug'iladi (paydo bo'ladilar), k-mezonlar esa bir-biri bilan juftlikda yoki giperonlar bilan juftlikda paydo bo'ladi. Quydagi reaksiyalar energetik yuz berish imkoniyatiga ega, lekin haqiqatda bular kuzatilmaydi:

$$n + n \rightarrow \lambda^0 + n$$

$$0 + 0 \neq -1 + 0$$

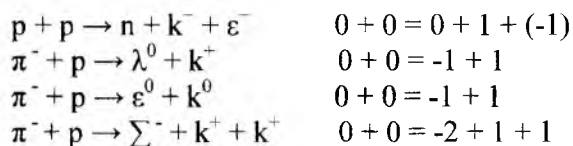
$$n + n \rightarrow \lambda^0 + n$$

$$0 + 0 \neq -1 + (-1)$$

$$p + p \rightarrow n + p + k^+$$

$$0 + 0 \neq 0 + 0 + 1 \text{ va h.k.}$$

Reaksiya yonida ushbu zarrachalar uchun g'alatilik yozilgan. Lekin quyidagi reaksiyalar imkoniyatga ega va kuzatiladi.



G'alati zarralarning bu farq qiluvchi fazilatlarini miqdor jihatdan ifodalash uchun g'alatilik S degan kvant son kiritilgan.

Har turdagi elementar zarraga aniq bir g'alatilik soni mos keladi:

7.4-jadval.

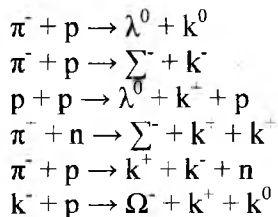
S=-3	S=-2	S=-1	S=0	S=+1	S=+2	S=+3
Ω^-	Σ^-, Σ^0	λ^0, ε^- $\varepsilon^0, \varepsilon^-$ k^-, k^0	p, n π^+, π^0, π^- η	λ^0, ε^+ $\varepsilon^0, \varepsilon^+$ k^+, k^0	Σ^-, Σ^0	Ω^-

Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydigan zarralar uchun S=0 ga teng. "G'alati" kvant soni S, barion zaryad B va Q/e = Z orasida quyidagi sodda bog'lanish mavjud:

$$S = 2 (Q / e - T_s) - B$$

bu yerda, T_s – izotopik spin proyeksiyasi

G'alatilikning saqlanish qonuniga misollar:



Fazoviy juftlikning saqlanmaslik xususiyati

Biz oldingi paragraflarda qarab o'tdikki, fazoviy juftlik -kvant soni bo'lib, u fazo o'qlarini qarama-qarshi tomon bilan almashtirish bilan bog'liq, uning saqlanishi fazoning ko'zgu simmetriyasi

sabablidir. Boshqacha qilib aytganda, juftlikning saqlanishi jarayonlarning real dunyoda hamda ko'zgudagi aks dunyoda bir xilda sodir bo'lishini bildiradi, ya'ni $\Psi' = \hat{P}\Psi$ bo'lganda \hat{P} ermit operatorining xususiy qiymati $\eta = +1$ bo'ladi. Dastlab juftlik tushunchasi Y. Vigner tomonidan 1927-yili fanga kiritildi va bu kvant soni barcha jarayonlarda qat'iy saqlanadi deb qaraldi. 1954-1956- yillari Θ - τ muammo yuzaga keldi. Ya'ni bitta qiziq zarracha ikki xil yo'l bilan parchalanadi.

$$Q^+ = \pi^+ + \pi^0, \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Shu ikki xil yo'l bilan parchalanishni e'tiborga olmasa bu zarrachalar K^+ mezonga mos keladi. $\eta_p(\kappa) = -1$ bo'lgani uchun va tekshirishlar $\eta_p(Q) = +1$, $\eta_p(\tau) = -1$ ekanligini tasdiqlagani uchun 1956-yili T. Li va Ch. Yang kuchsiz o'zaro ta'sirlarda juftlik saqlanmasligi to'g'risidagi gipotezani ilgari surishdi. Yuqoridagi misolda K^- mezon juftlik buzilishi sababli $\pi^+ + \pi^0$ ga, saqlanishi sababli esa $\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ ga parchalanishi sodir bo'ladi. Keyinchalik juftlik saqlanmasligi nafaqat K^- mezonga, balkim barcha kuchsiz o'zaro ta'sirga xos xususiyat ekanligi ayon bo'ldi. Shu sababli, kuchsiz o'zaro ta'sir lagranjini kuchsiz toklarning ko'paytmasi ko'rinishida ifodalanib, kuchsiz toklarning o'zi esa vektor va aksialvektor kattaliklarning ayirmasi ko'rinishida ifodalanadi.

$$L_w = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^+ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (V - A)_\mu (V - A)_\mu^+$$

Ikkita V-A tokning ko'paytmasi esa skalyar va psevdoskalyarning yig'indisini beradi. Skalyar qo'shiluvchi sababli K^+ - mezon juftlikni saqlagan holda 3 ta pionga, psevdoskalyar qo'shiluvchi hisobidan esa K^- -mezon juftlikni saqlamagan holda 2 ta pionga parchalanadi.

Kuchsiz o'zaro ta'sirda juftlik saqlanmasligi 1957-yili S. Vu tomonidan tajribadan tasdiqlandi. Tajribada ^{60}Co yadrolarining β^- -parchalanishdagi elektronlar burchak taqsimoti o'rganildi. ^{60}Co yadrolari spini $I=5$ bo'lib tashqi magnit maydoni ta'sirida oson oriyentatsiyasini o'zgartirish mumkin. Shu bilan birga yadrolar issiqlik harakati ta'sirini kamaytirish maqsadida namuna juda past temperaturalargacha sovitildi. P-juftlik buzilishi uchun elektronlar

burchak taqsimotida assimetriya kuzatilishi kerak, ya'ni yadrolar spini yo'nalishida va uning qarama-qarshi yo'nalishda chiqqan elektronlar soni bir-biriga mos kelmasligi kerak. Yadro spini aksial-vektor kattalik bo'lgani uchun ko'zgudagi aksida uning yo'nalishi o'zgarmaydi, elektron impulsi vektor kattalik bo'lgani uchun esa aksida o'z yo'nalishini o'zgartiradi. Tajriba elektronlarning burchak assimetriyasini tasdiqladi. Yadrolar spini yo'nalishida chiqqan elektronlar soni unga qarama-qarshi yo'nalishdagidan 40 % ga ko'pligi aniqlandi. Vu tajribasi kuchsiz o'zaro ta'sirda juftlik saqlanmasligini isbotladi va 1957-yili T. Li va Ch. Yang Nobel mukofotiga sazovar bo'ldi.

7.4-§. Kombinatsiyalangan juftlik va neytral K-mezonlar xossalari

Tabiatda ikki xil almashtirishlar mavjud: uzluksiz va diskret almashtirishlar va shu bilan birga ularga mos simmetriyalar ham. Uzluksiz almashtirishlarga fazo-vaqtdagi siljishlar va sanoq sistemasi burilishlari misol bo'ladi. Uzluksiz almashtirishlarga nisbatan simmetriyalar natijasida energiya, impuls va impuls momenti saqlanish qonunlari yuzaga keladi. Bu simmetriyalar fazo-vaqtning bir jinsligi va izotropikligidan yuzaga keladi. Diskret almashtirishlar shunday almashtirishki, bunda agar almashtirish ketma-ket ikki marta bajarilsa, sistema oldingi holatiga qaytadi. Diskret almashtirishlarga P-, C- va T- almashtirishlar kiradi. Oldingi paragrafda biz P-almashtirishni ko'rib o'tdik. Agar bu almashtirish operatorini bir marta qo'llasak, jarayonning ko'zgudagi aksini hosil qilamiz. Ikkinchi marta qo'llasak esa dastlabki jarayonga qaytib kelamiz. Demak, diskret almashtirish operatorlari uchun $\hat{P}^2 = \hat{C}^2 = \hat{T}^2 = 1$ deb yozishimiz mumkin.

Shu xususiyati bilan diskret almashtirishlar uzluksiz almashtirishlardan farq qiladi. P-almashtirishga nisbatan invariantlik (simmetriya real jarayon va uning ko'zgudagi aksi bir xil ehtimollik bilan yuz berishini bildiradi). Shunga o'xshash T-invariantlik biror jarayon va unga teskari jarayon bir xil ehtimollik bilan, C-invariantlik esa biror jarayon va undagi zarralar antizarralarga aylantirilgandagi jarayon bir xil ehtimollik bilan sodir bo'lishini

bildiradi. Endi oldingi paragrafdagi P-juftlikning buzilishini qarasaq, bu hodisa fazoning xossasi bo'lmagan, balkim zarrachaning xossasidir. Chunki fazo bir jinsli va izotropdir. Bunga misol qilib neytrinoni qarashimiz mumkin. Ma'lumki, neytrino chap spirallik xususiyatiga ega. Ya'ni spinning impuls yo'nalishiga proyeksiyasi doimo manfiydir. Shu sababli, bu zarrachaning ko'zgudagi aksi (P-almashtirishdan keyin) o'ng spiral neytrinoga o'tadi. Lekin tabiatda bunday neytrino mavjud emas. Shu sababli C-almashtirishni qo'llasak neytrino antineytrinoga o'tadi va u o'ng spirallikka egadir. Va bunday zarracha bizning real dunyomizda mavjuddir. Shunday qilib, fazoning ko'zgu simmetriyasi tiklandi. Bu g'oya 1957-yili L. Landau, A. Salam, T. Li va Ch. Yang tomonidan ilgari surilgan kuchsiz, o'zaro ta'sirda kombinatsiyalangan, ya'ni CP-juftlikning saqlanish qonunini tashkil qiladi. Kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sir \hat{P} va \hat{C} -almashtirishlarga, hamda $\hat{P}\hat{C}$ -kombinatsiyalangan almashtirishlarga nisbatan invariantdir. Kuchsiz o'zaro ta'sir \hat{P} -invariant emasligi uchun \hat{C} -almashtirish bu simmetriyani tiklaydi deb qaraldi. Ya'ni CP-juftlik kuchsiz o'zaro ta'sirda saqlanishi kerak. Kombinatsiyalangan juftlik kvant soni - η_{PC} .

$$\eta_{PC} = \eta_P \eta_C \text{ kabi aniqlanadi.}$$

$$\text{Masalan, } \eta_{PC}(\pi^0) = \eta_P(\pi^0)\eta_C(\pi^0) = (-1) \cdot (+1) = -1$$

Shu kabi elektr neytral sistemalar uchun

$$\eta_{PC}(\pi\pi) = +1$$

$$\eta_{PC}(\pi\pi\pi) = \begin{cases} -1 - \text{juft son} \\ +1 - \text{toq son} \end{cases}$$

Dastlab kuchsiz ta'sir CP- invariant deb qaraldi. Lekin 1964-yili uzoq yashovchi K mezonning 2 ta pionga parchalanishi kuzatildi.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Chunki CP- toq holatdagi K_L^0 mezon asosan $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ga parchalanardi. $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ jarayonda esa $\pi^+ \pi^-$ holat CP- juft holatdir. Shunday qilib, kuchsiz ta'sirda CP- invariantlik ham buzilar ekan. K_L^0 -mezonning $\pi^0 \pi^0$, $e^+ \nu \pi^-$, $\mu^+ \nu \pi^-$ kanallarga

parchalanishi ham CP-invariantlikning (shu bilan birga T-invariantlikning ham) buzilishini tasdiqladi. Lekin CP-invariantlikning buzilishi juda kichik (amplitudaning 10^{-3} qismini tashkil qiladi) bo'lib, faqat K_L^0 -mezon parchalanish kanallarida kuzatilmoqda. CP-invariantlik buzilishning tabiati haligacha noma'lum.

Endi neytral kaonlar xususiyatlariga to'xtalib o'tamiz. K^0 - va \bar{K}^0 - mezonlar mos holda $S = +1$ va $S = -1$ ajoyib kvant soniga ega. Shu sababli, neytral K mezonlar haqiqiy neytral zarra emas va kombinatsiyalangan juftlik ularni bir-biriga aylantiradi.

$$\hat{P}\hat{C}K^0 = \bar{K}^0, \quad \hat{P}\hat{C}\bar{K}^0 = K^0$$

Kuchli o'zaro ta'sirda S-kvant soni saqlanishi sababli K^0 va \bar{K}^0 o'zlarini alohida tutishadi.

Masalan,

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \Lambda^0 + K^0 \text{ sodir bo'ladi,} \\ \pi^- + p &\nrightarrow \Lambda^0 + \bar{K}^0 \text{ sodir bo'lmaydi.} \end{aligned}$$

Kuchsiz o'zaro ta'sirni qarasak, K^0 va \bar{K}^0 orasida farq yo'qoladi. Masalan, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (a) parchalanish sodir bo'ladi. Unga qo'shma jarayon $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (b) ham CP-invariantlik sababli, undan oldingi jarayon bilan bir xil ehtimollikda sodir bo'lishi kerak. Ya'ni K^0 va \bar{K}^0 orasidagi farq yo'qoladi. Oxirgi ikki jarayonning o'ng tomoni $\eta_{CP}(\pi\pi) = +1$ kombinatsiyalangan juftlikka ega, chap tomoni esa aniq η_{CP} juftlikka ega emas, chunki K^0 va \bar{K}^0 -mezonlar haqiqiy neytral zarralar emas. Bu muammoni tushuntirish uchun quyidagi almashtirishlarni bajaramiz.

$$\kappa^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} + \frac{K^0 - \bar{K}^0}{2}, \quad \bar{\kappa}^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} - \frac{K^0 - \bar{K}^0}{2}$$

Bu yerda $\kappa_1^0 = \frac{\kappa^0 + \bar{\kappa}^0}{\sqrt{2}}$ va $\kappa_2^0 = \frac{\kappa^0 - \bar{\kappa}^0}{\sqrt{2}}$ (v) deb belgilash kiritsak, yuqoridagi ifodalar $\kappa^0 = \frac{\kappa_1^0 + \kappa_2^0}{\sqrt{2}}$, $\bar{\kappa}^0 = \frac{\kappa_1^0 - \kappa_2^0}{\sqrt{2}}$ ko'rinishga keladi.

Endi κ_1^0 va κ_2^0 ga $\hat{P}\hat{C}$ -operatorini ta'sir ettirsak,

$$\hat{P}\hat{C}\kappa_{1,2}^0 = \hat{P}\hat{C}\frac{\kappa^0 \pm \bar{\kappa}^0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2}(\hat{P}\hat{C}\kappa^0 \pm \hat{P}\hat{C}\bar{\kappa}^0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\kappa}^0 \pm \kappa^0) = \pm \kappa_{1,2}^0$$

bo'ladi, ya'ni $\eta_{CP}(\kappa_1^0) = +1$ va $\eta_{CP}(\kappa_2^0) = -1$ Demak, κ^0 - va $\bar{\kappa}^0$ - mezonlar aniq RS-juftlikka ega bo'lmisada, ularning superpozitsiyasi κ_1^0 - va κ_2^0 - aniq PC-juftlikka ega. Shu sababli, (a) va (b) jarayonlar realdir va bunda PC-juft bo'lgan κ_1^0 komponenta ishtirok etadi. (v) ifodani r va \bar{p} , n va \bar{n} zarralar uchun yozib bo'lmaydi chunki V-va q-zaryadi saqlanish qonunlari bu zarrachalar uchun aniq bajariladi. κ^0 - va $\bar{\kappa}^0$ - mezonlar faqat S-kvant soni bilan farqlanadi va o'zaro kuchsiz ta'sirda bu kvant soni saqlanmaydi. Shu ma'noda superpozitsiya D^0 - va \bar{D}^0 - mezonlar uchun ham o'rinli bo'lishi mumkin. Bundan tashqari, agar lepton zaryadi saqlanmasa, $\nu_\alpha \leftrightarrow \bar{\nu}_\alpha$ va $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ neytrino ossilatsialari ham sodir bo'lishi mumkin. Bu hodisaga alohida to'xtalib o'tamiz. Demak, kuchli o'zaro ta'sirda neytral kaonlar κ^0 - va $\bar{\kappa}^0$ ko'rinishida, kuchsiz o'zaro ta'sirda esa κ_1^0 va κ_2^0 -holatlarda ishtirok etadi va bu ta'sirlarda kombinatsiyalangan juftlik saqlanadi.

$$\kappa_1^0 \rightarrow 2\pi(\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^0), \quad \kappa_2^0 \rightarrow 3\pi(\pi^0\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0)$$

parchalanishlar sodir bo'ladi. Lekin $\kappa_2^0 \rightarrow 2\pi$ parchalanish umuman sodir bo'lmaydi. Tajribadan 2π va 3π ga parchalanishlarda neytral K-mezonlarning yashash davri mos ravishda $\tau_{2\pi} \approx 0,9 \cdot 10^{-19}c$ va $\tau_{3\pi} \approx 5,2 \cdot 10^{-8}c$ ekanligi aniqlandi. Shu sababli κ_1^0 va κ_2^0 holatlar mos ravishda qisqa va uzoq yashovchi mezonlar deyiladi.

$$\kappa_S^0 = k_1^0, \quad k_L^0 = k_2^0$$

κ_1^0 va κ_2^0 holatlar mavjudligi 1955-yili M.Gell-Mann va A. Pays tomonidan aytilgan, κ_L^0 -holat 1957-yili L.Lederman guruhi tomonidan topilgan. Demak, κ_S^0 va κ_L^0 -holatlar nuqtayi nazaridan kombinatsiyalangan juftlik saqlanadi, ya'ni $\kappa_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $k_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ va $k_L^0 \rightarrow 2\pi$. Lekin 1964-yili $k_L^0 \rightarrow 2\pi$ jarayon J.Kronin, V.Fitch va boshqalar tomonidan tajribada kuzatildi. Bu $k_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ parchalanish kombinatsiyalangan juftlik saqlanish qonunga ko'ra taqiqlangan edi. Keyinroq esa $k_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ parchalanish kuzatildi. Bu kanallar k_L^0

barcha parchalanishlarining mos ravishda 0,22% va 0,09 % tashkil qildi. Demak, $\kappa_S^0 = k_1^0$ va $k_L^0 = k_2^0$ tengliklar o'rinli emas va

$$k_S^0 = \frac{k_1^0 + \varepsilon k_2^0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}}, \quad k_L^0 = \frac{k_2^0 + \varepsilon k_1^0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}}$$

superpozitsiya o'rinli. Tajribalar $|\varepsilon| \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$ ekanligini ko'rsatdi. Shu sababli yuqorgi superpozitsiyani

$$k_S^0 = k_1^0 + \varepsilon k_2^0, \quad k_L^0 = k_2^0 + \varepsilon k_1^0 \text{ deb yozish mumkin.}$$

CP- invariantlik buzilgan

$$k_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad k_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

parchalanishlar va ularga qo'shma

$$k_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \quad k_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu_\mu$$

jarayonlar ham tajribada kuzatildi. Bunda yuqorigi (Γ_a) va pastki (Γ_b) parchalanishlar ehtimolliklari bir-biriga teng emasligi kuzatildi.

$\frac{\Gamma_a - \Gamma_b}{\Gamma_a + \Gamma_b} = 3.30 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$, ya'ni asimetriya darajasi ε bilan bir xil tajribada va juda kichik.

Kombinatsiyalangan juftlik boshqa hodisalarda ham kuzatilish mumkin. Faqat neytral k-mezonlarda bu hodisa yetarli darajada sezilarli. Neytron dipol momenti ($-P_n = el$, $l \leq 6 \cdot 10^{-27}$ m agar mavjud bo'lsa), koinotdagi barion assimetriya (n va p lar \bar{p} va \bar{n} ga qaraganda ko'p tarqalganligi)si ham CP-invariantlik bilan bog'lanmoqda. CP-invariantlik mikroduyoda vaqt o'qi mavjudligiga ham ishora qilmoqda. CP-invariantlikning buzilishi kvark modeli doirasida olingan Kabibbo-Kabayashi-Maskva aralashishi matritsasi bilan bog'lashmoqda va uning tabiati haligacha noma'lum.

7.5-§. T-almashtirish va SPT-teorema

Biz P-va S-almashtirishlarni qarab o'tgandik. P-juftlik buzilishi κ^+ -mezonning 2π va 3π larga parchalanishida kuzatilgan edi. R-juftlik biror fizik kattalikning koordinatalar o'qlarini ko'zga akslantirgandagi o'zgarishini bildiradi.

$$x \rightarrow -x, \quad y \rightarrow -y, \quad z \rightarrow -z$$

Agar biror jarayon P-invariantlik desak, shu real jarayon va ko'zgudagi uning aksi bir xil ehtimollik bilan sodir bo'lishini bildiradi. Lekin ${}^{60}\text{Co}$ yadrosi β -parchalanish misolida P-invariantlik buzilishini ko'rib chiqdik.

S-almashtirish esa zarrachani antizarrachaga almashtiriladi. S-invariantlik biror jarayon va undagi barcha zarrachalarni antizarralarga aylantirilgan jarayon bir xil ehtimollik bilan sodir bo'lishini bildiradi. Lekin neytral K-mezonlar misolida kuchsiz o'zaro ta'sirlarda P-va PS-kombinatsiyalangan invariantlik buzilishini ko'rib chiqdik.

Diskret almashtirishlarning yana biri, bu T-almashtirishlardir. T-almashtirishda vaqt o'qi $t \rightarrow -t$ ga almashtiriladi.

T-almashtirishga nisbatan invariantlik biror jarayon va unga teskari jarayon ehtimolligi bir-biriga tengligini bildiradi.

O'tgan paragrafda qarab chiqqan $k_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ jarayon SP-kombinatsiyalangan invariantlikning buzilishini bildiradi. Shu bilan birga, bu jarayon T-invariantlikning ham buzilishini anglatadi. Chunki κ_L^0 asosan 3π holatga parchalanadi va juda o'z ehtimollik bilan 2π holatga parchalanadi. Agar endi teskari jarayonni qarasak, $\pi^0 - \pi^0 - \pi^0$ holat κ_L^0 -mezon holatining to'la yashash vaqtini ifodalay olmaydi.

7.5-jadval.

Kattalik	Operatsiya	
	\hat{P}	\hat{T}
Koordinatalar	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	$\vec{r} \rightarrow \vec{r}$
Vaqt	$t \rightarrow t$	$t \rightarrow -t$
massa	$m \rightarrow m$	$m \rightarrow m$
impuls	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$
impuls momenti	$\vec{L} \rightarrow \vec{L}$	$\vec{L} \rightarrow -\vec{L}$
kuch	$\vec{F} = -\vec{F}$	$\vec{F} \rightarrow \vec{F}$
Energiya	$E \rightarrow E$	$E \rightarrow E$
Zaryad	$e \rightarrow e$	$e \rightarrow e$
Elektr maydoni	$\vec{E} \rightarrow -\vec{E}$	$\vec{E} \rightarrow \vec{E}$
Magnit maydoni	$\vec{B} = \vec{B}$	$\vec{B} \rightarrow -\vec{B}$

Ya'ni T-invariantlik buziladi. \hat{C} va \hat{P} operatorlari ma'lum harakatni ifodalagani kabi, \hat{T} -operator t-argumentga -t ni mos qo'yadi. Ya'ni sistema boshlang'ich va oxirgi holatlarini o'zaro almashtiradi, zarrachalar impulslari va spin proyeksiyalari ishorasini o'zgartiradi.

7.5-jadvalni to'ldirishda quyidagi ifodalardan foydalaniladi.

$$\bar{P} = m \frac{d\vec{r}}{dt}; \quad \bar{L} = [\vec{r}, \bar{p}]; \quad \bar{F} = \frac{d\bar{p}}{dt}; \quad E = \frac{m\mathcal{G}^2}{2}; \quad \bar{F}_e = e\bar{e} + e[\vec{g}, \bar{B}]$$

Shredinger tenglamasida t-vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila qatnashadi va \hat{T} almashtirish uning ishorasini o'zgartiradi. Shu sababli, bu tenglamaning kovariantligini saqlash uchun to'lqin funksiyaning vaqt argumenti ishorasini o'zgartirishi bilan birga, to'lqin funksiyaning o'zi ham kompleks qo'shmasiga almashtiriladi.

$$\hat{T}\Psi(\vec{r}, t) = \Psi^*(\vec{r}, -t)$$

Shu sababli, \hat{T} -operator ermit operatori emas, ya'ni bu operatorga fizik kattalikni mos qo'yib bo'lmaydi (vaqt juftlik tushunchasi mavjud emas). Shu sababli T invariantlik qandaydir saqlanish qonunlariga olib kelmaydi.

Shunday bo'lsada, to'g'ri va teskari yo'nalishda sodir bo'luvchi jarayonlar ehtimolliklari orasidagi ma'lum munosabatga olib keladi. Mikroduyodagi barcha jarayonlar (ayrim jarayonlardan tashqari) vaqt bo'yicha qaytariluvchandir. Endi SPT-teoreмага kelsak, uni quyidagicha ta'riflashimiz mumkin: Agar biror jarayonga birdaniga \hat{C} -, \hat{P} - va \hat{T} - operatorlarni qo'llasak, hosil bo'lgan jarayon boshlang'ich jarayon bilan bir xil ehtimollikda sodir bo'ladi. Bunda alohida \hat{C} -, \hat{P} - va \hat{T} -almashtirishlarda invariantlik buzilishi mumkin, lekin bir invariantlikning buzilishi, boshqasining buzilishi hisobidan kompensatsiyalanadi, lekin uchala almashtirishdan keyin simmetriya yana tiklanadi. Haligacha SPT- invariantlik buzilgan jarayon kuzatilgan emas. Bu tasdiq 1951-55-yillarda G. Lyuders va V. Pauli isbotlagan SPT- teoremaning mazmunidir.

7.6-§. Kvarklar

Elementar zarralar deb nomlangan zarralar shu qadar ko'payib ketdiki, natijada ularning elementarligiga jiddiy shubha tug'ildi. 1964-yil Gell-Man (amerikalik olim) va undan mustaqil holda Sveyg (amerikalik olim) shunday bir gipotezani ilgari surdilarki, bunga asosan hamma adronlar (mezonlar va barionlar) kvarklar deb nomlangan 3 ta zarralardan tashkil topgan. Bu zarralarga kasr kvant sonlar yoziladi, xususan elektr zaryad mos holda 3 ta kvark uchun $+2/3$, $-1/3$, $1/3$ ga teng. Bu kvarklar odatda u (ingilizcha so'z "up" ya'ni yuqoriga), d (down – pastga) va s (strange – g'alati) harflar bilan belgilanadi. Kvarklardan tashqari 3 ta antikvark, ya'ni \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} ham mavjud. Quyidagi jadvalda kvarklarga to'g'ri keladigan xususiyatlar yozilgan (c, b, t – kvarklarni keyinroq muhokama qilamiz).

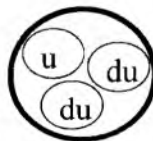
7.6-jadval.

Kvarklar turi (aromat)	Elektr zaryadi, q	Barion zaryadi, B	Spini	Jozibasi, G	Rangi
u	+2/3	+1/3	1/2	0	sariq, ko'k,
d	-1/3	+1/3	1/2	0	qizil
s	-1/3	+1/3	1/2	0	»
c	+2/3	+1/3	1/2	+1	»
b	-1/3	+1/3	1/2	0	»
t	+2/3	+1/3	1/2	0	»

Neytron uchta kvarkdan tashkil topgan, ya'ni $n \rightarrow udd$

elektr zaryad bo'yicha: $u = +2/3$, $d = -1/3$.

$$+2/3 - 1/3 - 1/3 = (+2 - 2) / 3 = 0/3 = 0$$



barion zaryad bo'yicha:

$$+1/3 + 1/3 + 1/3 = 3/3 = 1$$

spinlar oriyentatsiyasi bo'yicha: $\uparrow \downarrow \uparrow$

$$+1/2 - 1/2 + 1/2 = 1/2$$

Keyinchalik kvarklar sistemasini kengaytirishga to'g'ri keldi. Qator fikrlashlar bo'yicha qisman Pauli prinsipi bilan bo'ladigan qarama-qarshiliklarni bartaraf qilish uchun kvark rangi tushunchasi

kiritildi. Har bir kvark 3 xil rangda bo'lishi mumkin ekan. Ya'ni: sariq, ko'k va qizil. Shuni ham aytib o'tish kerakki, ushbu ranglar aralashmasi "nol" rangni, ya'ni oq rangni berishi kerak.

Adronlarda kvarklar ranglarining qo'shilishi shunday bo'lishi kerakki, bunda o'rtacha rang nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni rangsiz bo'lishi kerak. Masalan, proton tarkibiga quyidagi ranglar kiradi: u (sariq), u (ko'k) va d (qizil). Yig'indisi esa oq rang bo'ladi, ya'ni nolavoy rang.

Antikvarklar qo'shimcha ranglar (antiranglar)ga bo'yalgan bo'ladi. Ranglar yig'indisi esa "nol" rangga teng bo'ladi. Mos holda kvarklar va antikvarklardan iborat bo'lgan mezonlar ham nol rangga ega bo'ladilar.

7.7-jadval.

Kvarklar turi (aromat)	Elektr zaryadi, q	Barion zaryadi, B	Spini	Jozibasi, G	Rang
$u\bar{\sim}$	-2/3	-1/3	1/2	0	binafsha,
$d\bar{\sim}$	+1/3	-1/3	1/2	0	to'q sariq
$s\bar{\sim}$	+1/3	-1/3	1/2	0	(apelsin rangi),
$b\bar{\sim}$	-2/3	-1/3	1/2	-1	yashil
$t\bar{\sim}$	+1/3	-1/3	1/2	0	(ko'k)
	-2/3	-1/3	1/2	0	

"Rang" va "maftunkorlik" — bu kvant sonlar nomlanishi.

Mezonlar kvark-antikvark juftligidan, barionlar esa 3 ta kvarklardan hosil bo'ladi. Quyidagi jadvalda ushbu tuzilmalardan ba'zi birlari keltirilgan:

7.8-jadval.

Zarra	Tarkibi	Elektr zaryadi, q	Barion zaryadi, B	Kvark spinlarining o'zaro oriyentatsiyasi	Zarralar spini
π^+	$ud\bar{\sim}$	+1	0	$\uparrow\downarrow$	0
π^-	$u\bar{\sim}d$	-1	0	$\uparrow\downarrow$	0
p	uud	+1	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2
n	udd	0	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2

Sariq rang uchun antirang bo'lib binafsha rang, ko'k rang uchun to'q sariq (apelsin), qizil rang uchun esa yashil rang hisoblanadi.

Kvark ranglari asosan (elektr zaryadiga o'xshab) kvarklarning o'zaro tortishish va itarishish xossalari ifodalaydi.

7.10-jadval.

Rang	Antirang
sariq	binafsha
ko'k	To'q sariq
qizil	yashil

Har xil o'zaro ta'sirlar kvantlariga (elektromagnit o'zaro ta'sirlarda fotonlar, kuchli o'zaro ta'sirlarda π -mezonlar kabi) o'xshash holda kvarklar orasidagi o'zaro ta'sirni tashuvchi zarralar kiritilgan. Bu zarralar glyuonlar (inglizcha glue - kley) deb nomlangan. Glyuonlar spini 1 ga teng, tinchlikdagi massasi nolga teng. Glyuonlar bir kvarkdan ikkinchisiga rang tashiydi, natijada kvarklar birgalikda ushlab turiladi.

1974-yili, bir vaqtning o'zida AQSH ning ikki laboratoriyasida massasi juda katta bo'lgan, ya'ni 3,10 GeV bo'lgan zarra kashf etildi. Laboratoriyalardan birida yangi zarracha J bilan, boshqasida esa Ψ bilan belgilanganligi uchun, bu zarraga J/Ψ – zarra (Jey-psi-zarra) deb nom berildi. Ushbu zarraning kashf qilinishi, oldindan taklif etilgan 4 ta kvarkdan tashkil topgan zarra modelini tasdiqladi. Ushbu modelda u, d, s kvarklardan tashqari 4chi kvark ishtirok etgan bo'lib, uni c-“maftunkor” kvark deyiladi (charmed – maftunkor). Mazkur kvark uchun yangi kvant son kiritilgan bo'lib, u “maftunkorlik” C hisoblanadi. Bu son c-kvark uchun 1 ga, boshqa zarralar uchun esa nolga teng.

1976-yilda kashf etilgan ψ (ipsilon) – zarra xususiyatlarini tushuntirish uchun “b” -belgini olgan 5-kvarkni kiritilishiga olib keldi. “b” belgisi “botton”-“pastki, tub” degan ma'noni bildiradi. Tez orada yana bir kvark, ya'ni 6chi kvark mavjudligi aniqlandi. Bu kvark t harfi bilan belgilangan bo'lib, t – top (yuqori) so'zidan kelib chiqqan. Shunday qilib, hozirgi kunda kvarklar sistemasiga 6 ta navdagi (aromatdagi) kvark kirgan bo'lib, ular uch xil rangda mavjud bo'ladi. Kvarklar erkin holda uchramaydi.

7.7-§. Elementar zarralarning kvant xarakteri

Atom fizikasi kursidan biz bilamizki, mikroduyo $r \leq 10^{-8}$ m masofalarda o'zini namoyon qiladi $10^{-10} < r < 10^{-8}$ m intervalda atom va molekular fizika, $\approx 10^{-15}$ m masofa yadro va elementar zarralar fizikasi, $10^{-18} < r < 10^{-15}$ m oraliq esa yuqori energiyalar fizikasi o'rganadigan jarayonlarga xosdir. Shu sababli, elementar zarralar fizikasi jarayonlari yuqori energiyalarda sodir bo'lishini inobatga olib hozirgi zamon elementar zarralar fizikasi o'rganadigan soha $10^{-18} < r < 10^{-15}$ m intervalda yotadi deyishimiz mumkin. Bunday masofalardagi jarayonlar o'zining kvant xarakterini namoyon qiladi. Ya'ni zarralar o'zining to'liq xususiyatini namoyon qiladi. Bu o'rindagi mulohazalarni qoldirgan holda (Atom fizikasi ma'ruza matnida to'la keltirilgan) to'g'ridan-to'g'ri Shredinger tenglamasini mos holda erkin va potensial maydondagi zarra uchun yozamiz

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} E\Psi = 0,$$

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} (E - U)\Psi = 0.$$

Eslatib o'tamiz, bu tenglamalar norelyativistik $E = \frac{p^2}{2m}$ (1) tenglamadan keltirib chiqariladi.

Lekin zarrachalar bilan bo'ladigan jarayonlar yuqori tezliklarda bo'lishini inobatga olib bu norelyativistik Shredinger tenglamasini relyativistik ko'rinishda ifodalashimiz kerak. U holda (1) tenglama $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ kabi ifodalanadi, ya'ni relyativistik ko'rinishda.

Agar (2) dan $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, $\vec{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ kabi klassik kattaliklarni

operatorlar orqali ifodalab $\nabla^2 \varphi(\vec{r}, t) - \frac{\partial^2 \varphi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - m^2 \varphi(\vec{r}, t) = 0$ yoki

$\square \varphi(\vec{r}, t) - m^2 \varphi(\vec{r}, t) = \square (-m^2) \varphi(\vec{r}, t) = 0$ tenglamaga kelamiz. Bu tenglama Shredingerning relyativistik tenglamasi yoki Kleyn-Gordon tenglamasi deyiladi. Bu tenglama 1926-yili V.Fok,

O.Kleyn, V.Gordon va E.Shredinger tomonidan topilgan. Bu yerda \square -Dalamber operatori bo'lib

$$\square = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

kabi aniqlanadi.

Kleyn-Gordon tenglamasidan, ya'ni

$$\square - m^2 = (ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m)(ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m)$$

orqali

$$(ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m)\Psi(x) = 0 \text{ yoki } (ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m)\Psi(x) = 0 \quad (3)$$

Dirak tenglamalariga kelamiz. Kleyn-Gordon tenglamasi har qanday jarayon uchun o'rinli, chunki u energiya saqlanish qonunini aks ettiradi. Dirak tenglamasi esa γ^n Dirak matritsalarini kiritilishi sababli spinor maydonlarni-spini $\frac{1}{2}$ bo'lgan zarralarni ifodalaydi. Bu uchala tenglamaning yechimi zarracha to'lqin funksiyasining topilishiga olib keladi. To'lqin funksiya esa zarracha to'g'risidagi barcha ma'lumotni o'zida mujassamlashtirgan bo'ladi. Lekin to'lqin funksiyaning kvadrati fizik ma'noga ega bo'lib, u zarrachani ma'lum sharoitda topish ehtimolligini beradi.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \text{ ifoda ikkita } E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

yechimga ega bo'ladi. Va manfiy energiyali holat antizarralar g'oyasiga olib kelgan. Bunga binoan, (3) ga ko'ra 1-tenglama pozitronni bayon qilgan va $-\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ -yechimini qanoatlantirgan. Pozitron shu tariqa birinchi marta 1930-yilda P.Dirak tomonidan nazariy yo'l bilan bashorat qilingan va 1932-yili K.Anderson tomonidan koinot nurlari tarkibida Vilson kamerasi yordamida qayd qilingan. Bunda manfiy energiyali elektron musbat zaryadli elektron holati bilan teng kuchli deb olinib uning magnit maydonidagi elektronga nisbatan qarama-qarshi tomonga og'ishi kuzatilgan. Hozirda boshqa antizarralar ham tajribada kuzatilgan.

7.8-§. Adronlar strukturasi

Oldingi mavzulardan ma'lumki, biz hozirgacha qarab o'tgan elementar zarralar asosan 3 sinfga bo'linadilar: leptonlar, ular kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydilar; adronlar-o'zaro kuchli ta'sirda ham qatnashadilar; o'zaro ta'sir tashuvchilar-foton, W^{\pm}, Z^0 - bazonlar va G-graviton. Leptonlar - haqiqiy elementar zarralar hisoblanadi. Hozirda $\cong 10^{-18}$ m masofagacha ular o'zlarini nuqtaviy zarracha kabi tutishadi va o'z ichki strukturasi namoyon qilishmaydi. Ikkinchidan, ular bor yo'g'i 6 ta $e^{-}, \nu_e, \mu^{-}, \nu_{\mu}, \tau^{-}, \nu_{\tau}$ (antizarralari bilan 12 ta) bo'lib, e^{-} va neytrinolar absolyut stabil zarralar hisoblanadi, μ^{-} -mezon va τ^{-} -leptonning yashash vaqti esa yadro vaqtiga ($\cong 10^{-22}$ s) nisbatan ancha katta. Endi adronlarga kelsak, birinchidan, ular soni ancha ko'p bir -necha yuzga teng va asosiy qismini rezonanslar tashkil qiladi. Ikkinchidan, ular elektromagnit strukturaga ega. Masalan, R va neytron magnit momentlariga ega. Shu sababdan adronlarga xos umumiy xossalar izlandi va adronlar boshqa elementar zarralardan tashkil topmaganmikan degan fikr paydo bo'ldi. Bu yo'nalishdagi birinchi model E.Fermi va Ch.Yang tomonidan 1949-yili taklif qilindi. Bu modelga ko'ra o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan p, n va ularning antizarralari fundamental zarralar deb e'lon qilindi. Lekin sal vaqt o'tib ajoyib zarralar ham tajribada kuzatilishi bilan bu model kengaytirildi. Natijada barcha mavjud adronlar p, n va Λ -qiziq zarra va ular antizarralarining ma'lum kombinatsiyalaridan tuzilgan deb qaraldi. Bu qarash 1956-yili S.Sakata tomonidan ilgari surildi va Sakata modeli deb ataladi. Lekin yangi adronlarning ochilishi va ularning bu model doirasida tushuntirib bo'lmazligi sababli Sakata modeli inqirozga yuz tutdi. Lekin shunday bo'lsada bu model adronlar strukturasi o'rganish yo'lida katta rol o'ynadi. 1964-yili M.Gell-Mann va J.Sveyg kasr zaryadli kvarklar tripletini taklif qilishdi. Hozirda bu kvarklar u-(inglizcha up-baland, chunki $T_z = +\frac{1}{2}$), d(down-past, $T_z = -\frac{1}{2}$ va s (strange-ajoyib $S \neq 0$) kvarklar deb ataladi. Ularning to'la xarakteristikalari jadvalda berilgan.

Kvark	J	η_p	B	T	T_Z	Y	S	q
u	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$+\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$
s	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$-\frac{1}{3}$

Kvarklar uchun ham Gell-Mann-Nishidjima tenglamasi $Q = T_Z + \frac{Y}{2}, Y = B + S$ o'rinli. Antikvarklar uchun J va T dan boshqa barcha xarakteristikalari qarama-qarshi ishoraga ega. Kvarklar barcha adronlar tuzilishini tushuntirish va shu bilan birga ularni oddiy, yanada umumiy simmetriyaga asoslangan prinsiplar asosida tushuntirish maqsadida kiritilgan. Bunga ko'ra barcha mezonlar kvark va antikvarklardan, barionlar esa uchta kvarkdan tuzilgan

$$M = q\bar{q}, \quad B = qq\bar{q}$$

Agar mezonlarni kvarklar nuqtayi nazaridan ifodalasak, quyidagi oktupletni keltirishimiz mumkin.

$$\begin{aligned} \pi^- &= \bar{u}d, \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u - \bar{d}d), \quad \pi^+ = \bar{d}u \\ k^0 &= \bar{s}d, \quad k^+ = \bar{s}u, \quad \bar{k}^0 = \bar{d}s, \quad k^- = \bar{u}s \\ \eta^0 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s) \end{aligned}$$

Bundan tashqari unitar singlet ham mavjud

$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s),$$

uning massasi 958 MeV, $T_Z = Y = 0$. η va η' -mezonlar uchun $S=0$, lekin ular tarkibida s-kvark mavjud. Shu sababli, bu zarralar «yashirin qiziqlik» kvant soniga ega deyiladi. Biz qarab chiqqan mezonlar-psevdoskalyar mezonlar deyiladi, chunki ular $J^P = 0^-$ kvant sonlariga ega. Bu mezonlarni tashkil qilgan kvark va antikvark spinlari antiparallel yo'nalgan bo'ladi (1S_0 -holat). Agar kvark-antikvark juftliklar 3S_1 holatda bo'lsa (kvark-antikvark spinlari parallel bo'lgan holat) 9 ta vektor mezonlar hosil bo'ladi. Vektor mezonlar kvant sonlari $J^P = 1^-$

$$\begin{aligned} \rho^- &= \bar{u}d, \quad \rho^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u - \bar{d}d), \quad \rho^+ = \bar{d}u \\ k^{*0} &= \bar{s}d, \quad k^{*+} = \bar{s}u, \quad \bar{k}^{*0} = \bar{d}s, \quad k^{*-} = \bar{u}s \\ \omega &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s) \text{ va singlet} \\ \phi &= \frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s) \text{ mezon.} \end{aligned}$$

Biz qarab o'tgan psevdoskalyar 0^- va vektor- 1^- -mezonlar orbital momenti $L=0$ ga teng. Bundan tashqari kvark-antikvark juftliklarning uyg'ongan, ya'ni $L=1$ -orbital momentga teng holatlari ham mavjud. Bu mezon rezonanslar: skalyar $-J^P = 0^+$, aksialvektor $J^P = 1^+$ va tenzor $J^P = 2^+$ -mezonlar deyiladi. Ularning kvark strukturasi yuqorigiday bo'lib, faqat massalari va kvant sonlari bilan farq qiladilar. Bu turdagi mezon rezonanslar elementar zarralar jadvallari (Particle Data Group) da keltirilgan. Aytib o'tganimizday barionlar uchta kvarkdan tuzilgan. Tarkibida 3 ta u, d va s kvarklar bo'lgan barion oktetpleti quyidagi ko'rinishda ifodalanadi.

$$n = udd, \quad p = uud$$

$$\Lambda^0 = uds$$

$$\Sigma^- = dds, \quad \Sigma^0 = uds, \quad \Sigma^+ = uus$$

$$\Xi^- = dss, \quad \Xi^0 = uss$$

Bu holda barionlar spini $J = \frac{1}{2}$ bo'lishi uchun kvarklardan birining spini qolgan ikkitasi spiniga antiparallel yo'nalgan bo'lishi kerak. Agar uchala kvarkning ham spinlari bir tomonga yo'nalgan bo'lsa, $J = \frac{3}{2}$ spinli barionlar deketpleti hosil bo'ladi.

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

$$\Sigma^{*-} = dds, \quad \Sigma^{*0} = uds, \quad \Sigma^{*+} = uus, \quad ;$$

$$\Xi^{*-} = dss, \quad \Xi^{*0} = uss$$

$$\Omega^- = sss.$$

Barionlar oktetpleti va deketpleti minimal massaga va $L=0$ -orbital momentga ega bo'lib, asosiy holat barionlarini hosil qiladi.

Mezonlar kabi barionlar ham o'z rezonans holatlariga, ya'ni orbital uyg'ongan $L \neq 0$ holatlariga ega. Barion rezonanslari oktet va deketga kirgan zarralar J -spini qiymati $9/2$ gacha bo'lgan qiymatlar qabul qiladi (barion rezonanslari Particle Data Group jadvallarida keltirilgan). Shu o'rinda yana bir ichki fazoga tegishli tushuncha bilan tanishib o'tamiz. Agar Λ^0 - va Σ^0 barionlarni qarasaq, ular bir xil kvarklardan tuzilgan. Λ^0 -barion izospini $I=0$, Σ^0 - barionniki esa $I=1$, ga teng va ular izospinlari hisobiga farqlanadilar. Endi Ω^- -giperonni qarasaq, u sss-kvarklardan iborat bo'lib, ular spinlari bir tomonga qaragan va bu kvarklar bir xil holatlarda joylashgan. Lekin kvarklar $J = \frac{1}{2}$ spinga ega bo'lganligi sababli Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunishi hamda Pauli prinsipi bajarilishi kerak. Bu holda esa Pauli prinsipi buzilib kvarklar Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunishi kelib chiqadi. Bu qarama-qarshilikni bartaraf qilish uchun kvarklar uchta holatda bo'lishi zarurligi kelib chiqdi. Bu kvant songa «rang» deyilib, u uchta qiymatga ega bo'lishi, ya'ni qizil(red), yashil (green) va ko'k (blue) holatlarda bo'lishi bashorat qilindi. Bu yerda «rang» so'zi va qizil, yashil va ko'k ranglar ko'chma ma'noda ishlatiladi hamda tabiatdagi ranglar bilan aloqasi yo'q. «Rang» va qizil, yashil va ko'k ranglar- kvant sonlari bo'lib, ichki - «rangli» fazoga tegishlidir. Tabiatda bu uch rang qo'shib oq rang hosil bo'lishi sababli, uchta kvark uch xil rangda yoki kvark-antikvark juftligi rang-anti rang holatda bo'lishi ham rangsiz adronlarni hosil qiladi. «Rang» - kvant soni kiritilishi sababli 2 ta qoida yuzaga keldi.

1. Barionlar turli rangdagi uchta kvarkdan tashkil topgan.

2. Mezonlar 3 xil rang teng miqdorda qatnashgan kvark-antikvarklardan iborat.

Shu sababli ham tabiatda «rangli» adronlar kuzatilmaydi.

Kvarklarning uch xil rangda bo'lishi yangi simmetriyaga-rangli simmetriyaga olib keldi. Ya'ni kuchli o'zaro ta'sir ichki rangli fazodagi $SU_c(3)$ - almashtirishlar gruppasiga nisbatan invariantdir. Rangli simmetriya aniq simmetriyadir. Ya'ni turli rangdagi, lekin bir turdagi kvark bir xil massaga egadir. $SU_c(3)$ -gruppada S-color-rang, 3 esa 3 xil rangni bildiradi. Rangli simmetriya nuqtayi

nazaridan yuqorida qarab chiqqan ikkita qoidamiz quyidagi yagonaga ko'rinishga keladi: barcha adronlar rangli singletlar ko'rinishida mavjud bo'lishi kerak. Ya'ni rang-kvant soni adronlar darajasida kuzatilmaydi.

Rang tushunchasi kiritilgandan keyin turli xildagi kvarklar aromat-xushbo'ylik belgilari bilan nomlandi. (flavor-aromat, xushbo'ylik). u- kvark $T_3 = +\frac{1}{2}$ kvant soni, d-kvark $T_3 = -\frac{1}{2}$ kvant soni, s-kvark esa $S=-1$ kvant sonlari bilan bog'liq. u, d, va s-kvarklar-xushbo'ylik belgilaridir. Bu kvarklar o'z navbatida uch xil rangli holatda mavjud bo'lishadi. Shu o'rinda SU(n)-simmetriya gruppallari to'g'risida ham to'xtalib o'tsak o'rinli bo'ladi. Yuqorida SU_c(3)-simmetriyaga to'xtalib o'tuvdik. Shunga o'xshash SU(n)-xushbo'ylik simmetriya gruppallari ham mavjud. Masalan, SU(2)-simmetriya gruppasi u va d-kvarklardan tuzilgan adronlarni o'zida mujassamlashtiradi. Bu yerda 2 ikkita u- va d- kvarklarni yoki $(1/2)^-$ izospini bildiradi. Chunki u va d-kvarklar izospini $(1/2)^-$ ga teng. SU(3)-simmetriya esa u, d va s-kvarklarni o'z ichiga olgan adronlarni birlashtiradi. Shunday qilib, Gell-Mann va Sveygning kvark modelida 3 xil rangli 3 ta kvark va ularning antirang va antixushbo'y partnerlari- jami 18 ta fundamental zarracha bo'lib, barcha adronlar shu 18 ta zarrachadan iborat deb qaraldi. Lekin bu u, d va s- kvarklar barcha adronlarni tushuntirib berishga yetarli bo'lmadi.

Dastlab 1974-yili J/ψ- mezon tajribada kuzatildi. Bu mezon massasi proton massasidan deyarli uch marta katta bo'lib, yashash vaqti $\tau \approx 10^{-26}$ c ga teng. J/ψ-mezonning parchalanish kanallari

$$J/\Psi \rightarrow \begin{cases} \text{adronlar} & (86\%) \\ e^+ + e^- & (74\%) \\ \mu^+ + \mu^- & (7\%). \end{cases}$$

Tez orada bu mezon to'rtinchi kvark - c- maftunkor kvarkdan tuzilgani aniq bo'ldi. $J/\Psi = \bar{c}c$, ya'ni yashirin maftunkorlik kvant soniga ega. Shundan keyin boshqa maftunkor kvant soniga ega adronlar ham kuzatildi. J/ψ-mezon-charmoniy deb ataladi. 1979 yili esa ψ(ipsilon)- mezon tajribada kuzatildi. Bu mezonni $-\bar{b}b-$

kvarklardan tuzilgan sistema deb qaraldi. b- beauty-chiroyli kvark-beshinchi kvark bo'lib, ko'pincha «bottom» - tub kvark ham deyiladi. μ - mezon-bottomiy deb ham ataladi.

1975-yili τ -lepton va unga mos ν_τ -neytrino tajribada topilgandan keyin, 6 ta leptonga mos 6 ta kvark mavjud bo'lishi va shu yo'l bilan lepton-kvark simmetriya mavjudligi bashorat qilindi. Shu yo'l bilan J/Ψ va γ -mezonlarga o'xshash $-t\bar{t}$ tajribada izlandi. Hozirda esa 6- kvark-t-truth - haqiqiy (yoki top-cho'qqi) dan tuzilgan zarrachalar ham topildi.

Barcha kvarklar massalari Particle Data Group jadvallarida keltirilgan:

$$\begin{aligned}
 m_u &= 1,5 - 5 M\text{eV}, & m_c &= 1,1 - 1,4 \Gamma\text{eV} \\
 m_d &= 3 - 9 M\text{eV}, & m_s &= 4,1 - 4,4 \Gamma\text{eV} \\
 m_g &= 60 - 170 M\text{eV}. & m_t &= 173,8 \pm 5,2 \Gamma\text{eV}
 \end{aligned}$$

7.12-jadval.

Og'ir kvarklarning xarakterlari.

Kvark	J	η_p	B	T	T_3	Y	S	C	b	t	q
c	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	0	0	$+\frac{4}{3}$	0	+	0	0	$\frac{2}{3}$
b	$\frac{1}{2}$		$+\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	0	0	1	0	$-\frac{1}{3}$
t	$\frac{1}{2}$		$+\frac{1}{3}$	0	0	$+\frac{4}{3}$	0	0	0	0	$\frac{2}{3}$

Shunday qilib, hozirda oltita kvark va ular antikvarklari orqali barcha adronlar tuzilishi tushuntiriladi. Shu sababli SU(4)-, SU(5)- va SU(6)-simmetriya gruppalari mavjud. Ya'ni 6 kvarklar soni yoki T_2 , s, c, b, t.-aromat (xushbo'ylik) kvant sonlari bo'lib T_3 u-va d-kvarklar uchun mos holda $+1/2$ va $-1/2$ qiymatlar qabul qiladi. Endi kvarklarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirini qaraymiz. Ular o'zaro glyuonlar bilan bog'langan bo'lib, kvarklar esa uch xil rangli

holatda bo'lishadi. Shu sababli glyuonlar KXD, - ya'ni o'zaro kuchli ta'sir tashuvchilari hisoblanib, ular 8 xil rangli kombinatsiyada mavjud bo'lishadi.

$$R\bar{G}, G\bar{R}, R\bar{B}, B\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{G}, \sqrt{\frac{1}{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}), \sqrt{\frac{1}{6}}(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}).$$

Ya'ni glyuonlar $SU_c(3)$ - simmetriya gruppasining rangli oktetini tashkil qiladi. Lekin $\sqrt{\frac{1}{3}}(R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G})$ - kombinatsiya $SU_c(3)$ - singlet bo'lib, rangli kvarklar orasidagi ta'sir tashuvchi vazifasini o'tamaydi. Shunday qilib, kuchli o'zaro ta'sirning ta'sir tashuvchilari soni 8 ta glyuondan iborat ekan. Shu o'rinda eslatib o'tamiz. Haqiqiy o'zaro kuchli kvarklar orasida sodir bo'ladi. Nuklonlarni yadroda ushlab turuvchi pion kuchlari esa glyuon kuchlarining yadro masshtabidagi «qoldig'i» hisoblanadi. Shu sababli ham o'zaro kuchli ta'sir intensivligi $-\alpha_s = 0,1 \div 10$ gacha o'zgaradi.

Endi kvarklar nuqtayi nazaridan qaraganda hozirgi zamon elementar zarralar klassifikatsiyasi juda oddiy ko'rinishga kelishini ko'ramiz.



$e^-, \mu^-, \tau^-, u, c, t$ 8g-glyuonlar
 $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, d, s, b$ γ -foton
 W^\pm, Z^0 - bozonlar
 G-graviton
 antizarralar

Bu jadvalga ko'ra, elementar zarralar asosan ikkiga, leptonlar va kvarklarga bo'linadi. Leptonlar va kvarklar oltita xushbo'ylikka ega

va ular uch juftlikka bo‘linadilar. Bu juftliklarga avlodlar deyiladi. Hozirgi paytda bu jadval elementar zarralar olamidagi barcha xilma-xillikni to‘liq tushuntirib bermoqda.

7.9-§. Materiya tuzilishi to‘g‘risidagi zamonaviy qarashlar

Bu mavzuda biz qarab chiqqan elementar zarralar to‘g‘risidagi barcha ma’lumotlarni qisqacha ko‘rinishda izohlab o‘tamiz.

1. Barcha moddalar yadro va uning atrofini o‘rovchi elektron qobiqdan iborat atomlardan tuzilgan. Ular o‘lchami $\approx 10^{-10}$ m.

a) Elektron qobiq moddaning barcha kimyo va fizik xususiyatlarini belgilaydi.

b) Atom yadrosi har bir kimyoviy element individualligini belgilovchi mustahkam birikma. U proton va neytronlardan tuzilgan bo‘lib, uch xil yadroviy jarayonlarda va ko‘plab yadro reaksiyalarida qatnashadi.

2. Protonlar, neytronlar va elektronlar barcha moddalar hosil bo‘lgan asosiy «G‘ishtlar» hisoblanadi. Bu uchala zarra foton, neytrinolar va antineytrinolar bilan qo‘shilib asosiy elementar zarralarni tashkil qiladi. Qolgan barcha elementar zarralar nostabil hisoblanib, laboratoriyalarda yoki koinot nurlanishlarida hosil bo‘ladi. Ular soni 400 dan ortiq.

3. Elementar zarralarning asosiy xususiyati ularning o‘zaro bir-biriga aylanishidir. Bu o‘zaro almashishlar asosan uch xil o‘zaro ta’sir orqali sodir bo‘ladi: kuchli, elektromagnit va kuchsiz o‘zaro ta’sirlar. To‘rtinchi o‘zaro ta’sir-gravitatsion ta’sir esa elementar zarralar dunyosida juda kuchsiz namoyon bo‘ladi.

4. Barcha elementar zarralar o‘zaro kuchli ta’sirda qatnashuvchilarga-adronlarga va bu ta’sirda qatnashmaydigan-foton, oraliq bozonlar va leptonlarga ajraladi.

5. Foton va leptonlar $\approx 10^{-18}$ m masofagacha o‘z ichki strukturasi ega emas. Adronlar esa strukturaga ega.

6. O‘zaro ta’sir tashuvchilar- γ , W^{\pm} , Z^0 , g va G-graviton bo‘lib, ular haqiqiy elementar zarralar hisoblanadi. Ular birlik spinga va manfiy juftlikka ega: $J^{\eta} = 1^{-}$, faqat graviton uchun $J^{\eta} = 2^{+}$.

7. Elektromagnit o'zaro ta'sir tashuvchilari - γ -foton bo'lib, uning nazariyasi kvant elektrodinamikasi hisoblanadi. Zaryadlangan yoki alohida ichki strukturaga ega bo'lgan neytral zarralar fotonlar chiqarib, yutib yoki foton almashib, bu o'zaro ta'sirda qatnashadi. Foton massasi nolga tengligi sababli bu ta'sir masofasi $r = \infty$ va intensivligi $\alpha \approx 1/137$ katta bo'lganligi sababli megadunyo, makrodunyo va mikrodunyo o'lchamlarida ham bu elektromagnit ta'sir kuchli namoyon bo'ladi. Atom va molekularlar shu o'zaro ta'sir hisobidan mavjud, ya'ni yadro va elektronlar orasidagi ta'sir elektromagnit ta'sirdir. Elastiklik, ishqalanish, sirt taranglik kabi kuchlar ham elektromagnit ta'sirning ko'rinishlaridir. Moddalarning agregat holatlari, kimyoviy o'zgarishlar, elektr, magnit va optik hodisalar ham elektromagnit ta'sir sabablidir. Endi aytib o'tganimizday, elementar zarralar bilan bo'ladigan elektromagnit ta'sir mexanizmini qaraymiz. Oddiy elektromagnit ta'sirni qarajak, bu zaryadlangan zarracha tomonidan fotonning yutilishi yoki chiqarilishidir. Bir elektron tomonidan chiqarilgan foton boshqasi tomonidan yutilishi mumkin. Bunday jarayon virtual jarayon deyiladi. Ya'ni real zarra hosil bo'lmaydi. Oraliq zarrachaga esa virtual zarracha deyiladi. Zaryadlangan zarra(elektron)ning foton bilan o'zaro ta'siri

$$H_{y.m} = j_{\mu} \cdot A^{\mu}$$

kabi ifodalanadi. Bu yerda $j_{\mu}(p, \vec{j})$ elektron toki, A^{μ} - elektromagnit maydon 4- potensiali.

Jarayonning grafik ko'rnishida ifodalanishiga Feynman diagrammasi deyiladi. Bu usul 1949-yili amerikalik fizik R.Feynman tomonidan ishlab chiqilgan.

8. Kuchsiz o'zaro ta'sir tashuvchilari $-W^{\pm}$ - va Z^0 - oraliq bozonlardir. Bu oraliq bozonlar bilan almashinishganda zarralar o'z xushbo'yiligini o'zgartiradi. Bu oraliq bozonlar faqat kuchsiz va elektromagnit o'zaro ta'sirlarda qatnashadi. Bu o'zaro ta'sir juda kichik $\approx 10^{-17}$ m ta'sir radiusiga ega. Shu sababli bu ta'sir faqat elementar zarralar olamida sodir bo'ladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirning

gamiltoniani $H_w = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^* J$ ko'rinishida ifodalanadi. Bu yerda j-tok lepton va adron toklari yig'indisidan iborat.

$$J = J_{lep} + J_{adr}$$

$G_F = 10^{-5} / m_p^2$ -Fermi doimiysi. G_F -universaldir, ya'ni leptonlar va adronlar uchun bir xil konstanta o'rinli. Shu sababli ham o'zaro kuchsiz ta'sir universaldir. Kuchsiz tok (V-A)- strukturaga ega. Shunda ikki tok ko'paytmasi skalyar va psevdoskalyarni beradi. Shu sababli ham o'zaro kuchsiz ta'sirda gamiltonianning skalyar qismi hisobidan juftlik saqlanadi, psevdoskalyar qismi hisobidan esa juftlik buziladi.

Kuchsiz o'zaro ta'sirning kichik masofada sodir bo'lishi bu ta'sir tashuvchilari $-W^\pm$ va Z^0 oraliq bozonlar massasining kattaligidan dalolat beradi

$$m_w \approx 80 \text{ GeV} \quad m_z \approx 90 \text{ GeV}$$

9. Kuchli o'zaro ta'sirda bevosita faqat kvarklar qatnashadi. Ta'sir tashuvchilari sifatida 8 ta massasi va elektr zaryadi nolga teng, rang va antirang tashuvchi glyuonlar ishtirok etishadi. Kvarklar o'zaro glyuon almashib, o'z rangini o'zgartiradi, lekin xushbo'yiligini o'zgartirmaydi. Glyuonlarning o'zi faqat kuchli o'zaro ta'sirda qatnashadi. Bu o'zaro ta'sirning ta'sir masofasi $\approx 10^{-15} \text{ m}$, ta'sir vaqti $\approx 10^{-24} - 10^{-23} \text{ s}$. Yadro kuchlari kuchli o'zaro ta'sirning bir namoyon bo'lishlaridan biridir. O'zaro kuchli ta'sir nazariyasi - kvant xromodinamikasidir. Bu nazariyaning asoslari qurilgan, lekin haligacha tugallangan nazariya ko'rinishida shakllanmagan. Kvarklar kichik masofalarda kuchsiz ta'sirlashadilar yoki deyarli ta'sirlashmaydilar. Ularning bu xususiyatiga - asymptotik erkinlik deyiladi. Katta masofalarda esa ularning bir-biriga tortilishi oshib boradi. Bu xususiyatga-konfaynment, ya'ni kvarklar va glyuonlarni adronlar doirasida ushlab turish, ularning erkin holatda kuzatib bo'lmaslik xossasi deyiladi. Ularning mavjudligini faqat bilvosita isbotlash mumkin.

GLOSSARIY

Absolyut metod – modda tarkibini bevosita tahlil qilish metodi.

Aktivatsion analiz – modda atom yadrolarini aktivatsiya qilish usulida modda kimyoviy tarkibini tahlil qilish metodi.

Atom – musbat zaryadlangan og‘ir yadro va manfiy zaryadlangan elektronlar qobiqlaridan tashkil topgan mikrozarra.

Atom yadrosi – musbat zaryadlangan protonlar va zaryadsiz neytronlardan tashkil topgan mikrozarra.

Aktivlik – radioaktiv moddalarning parchalanish tezligini tavsiflovchi kattalik. Birlik vaqt ichidagi parchalanishlar soni.

Alfa-zarra – geliy atomining yadrosi bo‘lib, ikkita proton va ikkita neytronlardan tashkil topgan.

Beta-parchalanish – yadrolarning o‘z-o‘zidan elektron (pozitron), antineytrino (neytrino) chiqarib parchalanishi.

Beta-zarra – radioaktiv modda yadrolar parchalanishi natijasida chiqarayotgan uch xil nurlanishlarning biri, ya‘ni elektron.

Betatron – elektronlarni yuqori energiyagacha tezlatuvchi qurilma.

Vodorod atom – bitta proton va bitta elektrondan tashkil topgan mikrozarra.

Gamma-nurlar – radioaktiv yadrolar parchalanishi natijasida chiqarayotgan uch xil nurlanishlarning biri. Gamma-nurlar bu qisqa to‘lqin uzunlikka ega bo‘lgan elektromagnit nurlanishlar.

Deyteriy – vodorodning tabiiy turg‘un izotopi bo‘lib, u bitta neytron, bitta proton va bitta elektrondan tashkil topgan. “Og‘ir vodorod” ham deyiladi.

Deytron – deyeriy atomining yadrosi bo‘lib, u bitta neytron va bitta proton tashkil topgan.

Ionizatsiya – elektr neytral atomlarni aktiv ionlarga aylanish jarayoni.

Ion – elektronini yo‘qotgan yoki elektron birlashtirilgan atom.

Izotop – protonlar soni bir xil bo‘lgan yadrolar. Masalan: vodoroda uchta izotop mavjud.

Izomer yadrolar – protonlar va massa sonlari bir xil bo‘lib, radioaktivlik xususiyatlari har xil bo‘lgan yadrolar.

Kvant sonlar – kvant sistemalarning (atom, yadro, molekula va h.k.) tavsiflovchi fizik kattaliklarning qabul qiluvchi qiymatlarini aniqlovchi butun yoki kasr sonlar.

Leptonlar – kuchsiz o‘zaro ta’sirda ishtirok etuvchi zarralar bo‘lib, bularga elektron, myuon, tau-lepton va neytrinolar kiradi.

Massa soni – atom yadrosini tashkil etgan nuklonlar (proton va neytronlar) soni.

Nuklon – proton va neytronlarning umumiy nomlanishi. Yadro zarrasi degan ma’noni anglatadi.

Mikrozarralar – elementar zarralar, yadro, atom, molekulalar.

Mikrotron – elektronlarni yuqori energiyagacha tezlatuvchi qurilma.

Molekula – atomlardan tashkil topgan zarracha bo‘lib, u moddaning kimyoviy xususiyatlarini belgilaydi.

Pauli prinsipi – bitta atomda 4 ta kvant soni bir xil bo‘lgan elektron mavjud bo‘lmaslik prinsipi.

Protiiy – yadrosi bitta protondan iborat bo‘lgan yengil vodorod atomi.

Radioaktivlik – yadroning o‘z – o‘zidan bir yoki bir nechta zarralar chiqarib parchalanishi (yemirilish) hodisasi.

Radioaktiv oilalar – bir biridan radioaktiv parchalanish natijasida hosil bo‘ladigan elementlar zanjiri. Tabiatda to‘rtta

radioaktiv oila mavjud.

Tritiy – vodorodning tabiiy izotopi bo‘lib, u ikkita neytron, bitta proton va bitta elektrondan tashkil topgan “O‘ta og‘ir vodorod” ham deyiladi.

Triton – tritiy atomining yadrosi bo‘lib, ikkita neytron va bitta protondan iborat.

Rentgen nurlanishlari – juda qisqa to‘lqin uzunlikka ega bo‘lgan elektromagnit nurlanishlar ($0,06 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$).

Fermionlar – spin kvant sonlari butun yarim qiymatlar qabul qiladigan zarralar.

Foton – elementar zarra, elektromagnit nurlanishlarning kvanti.

Yadro reaksiyasi – yuqori energiyali mikrozzarralar yoki yengil yadrolarning yadro bilan o‘zaro ta’sirlashishi natijasida yadro ichki holatining o‘zgarishi yoki yangi yadro hosil bo‘lish jarayoni.

Yadro reaksiya kesimi – reaksiya yuz berish ehtimolligi.

Yadro reaktori – boshqariladigan zanjir reaksiyasini amalga oshiruvchi qurilma.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Yadro reaksiyasi.
2. Yadroviy reaksiyalarining kesimi va chiqishi.
3. Yadro reaksiyalarining mexanizmi.
4. Radioaktiv yemirilish.
5. Radioaktiv yemirilishning asosiy qonunlari.
6. Ketma-ket parchalanish.
7. Alfa yemirilishi.
8. Beta yemirilishi.
9. Radioaktiv qatori va transuran elementlar.
10. Yadrolarning gamma nurlanishi.
11. Gamma-o'tishlar tavsifi. Tanlash qoidalar.
12. Aktivatsiya tenglamasi.
13. Aktivatsion analiz metodikasi
14. Ionlovchi nurlanishlarni o'lchash.
15. Miqdoriy natijalarni olish uslubiyotlari.
16. Aktivatsion analiz sezgirligi, aniqlanish va payqash chegarasi
17. Aktivatsion analiz umumiy yo'nalishi.
18. Neytron aktivatsion analiz.
19. Neytronlarning atom yadrolari bilan o'zaro ta'sirlashishi.
20. Neytronlar manbalari.
21. Issiqlik neytronlar aktivatsion analiz metodlari.
22. Neytron aktivatsion analiz aniqlash sohasi va aktivligi.
23. Monoenergetik va tormozli gamma-nurlanishlar.
24. Fotoyadro reaksiyasi.
25. Monoenergetik va tormozli nurlanishlar.
26. γ -nurlanishlar manbalari.

27. Fotoaktivatsion uslublari va qoʻllanish sohalari.
28. Fotoaktivatsion (γ -aktivatsion) analiz selektivligi va aniqligi.
29. Zaryadlangan zarralar yordamida aktivatsion analiz
30. Zaryadlangan zarralarning modda bilan oʻzaro taʼsiri.
31. Zaryadlangan zarralar manbalari.
32. Zaryadlangan zarralardagi aktivatsion analiz uslublari va aniqligi.
33. Instrumental aktivatsion analiz metodlari.
34. γ - nurlanishlar spektrometriyasi.
35. Gamma-spektrometrda olingan spektrlarni sifat va miqdoriy analiz qilish.
36. Gamma-spektrometr metodining instrumental aktivatsion analiz uchun foydalanish.
37. Instrumental aktivatsion analizning maxsus usullari.
38. Aktivatsion analizni radiokimyoviy metodlari.

TEST SAVOLLARI

1. Yarim yemirilish davri deb nimaga aytiladi?

- A) yadrolarning yarmi yemirilishi uchun ketgan vaqtga aytiladi.
- B) yadrolarning 30% yemirilish uchun ketgan vaqtiga.
- C) yadrolarning 5% yemirilish uchun ketgan vaqtiga.
- D) yadrolarning 55% yemirilish uchun ketgan vaqtiga.

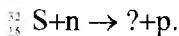
2. α -parchalanishda yadro massa soni qanchaga kamayadi?

- A) 4.
- B) 5.
- C) 10
- D) 2.

3. Beta-parchalanishda yadro massa soni qanchaga kamayadi?

- A) kamaymaydi;
- B) 2;
- C) oshadi;
- D) 3.

4. Quyidagi yadro reaksiyasi natijasida qanday yadro hosil bo'ladi?



- A) ${}_{16}^{32}\text{P}$;
- B) ${}_{16}^{32}\text{S}$;
- C) ${}_{17}^{17}\text{Se}$;
- D) ${}_{8}^{16}\text{O}$.

5. Qanday yadro reaksiyalari ostonaga energiyaga ega bo'ladi?

- A) endotermik;
- B) enzotermik;
- C) kinetik;
- D) termodinamik.

6. Detektorlar tashqi radioaktiv fondan qanday himoya qilinadi?

- A) qo'rg'oshin uycha ichiga joylashtiriladi;
- B) betonli uycha ichiga joylashtiriladi;
- C) yog'ochdan yasalgan uycha ichiga joylashtiriladi;
- D) to'g'ri javob yo'q.

7. Ekspress aktivatsion analiz o'tkazish uchun qanday radionuklidlarning gamma-chiziqlaridan va qanday qurilmalardan foydalanish lozim?

- A) qisqa yashovchi radioizotoplar, pnevmopochtalardan;
- B) uzoq yashovchi radioizotoplar, ampermetrlardan;
- C) o'ta uzoq yashovchi radioizotoplar, mikroskoplardan;
- D) uzoq yashovchi radioizotoplar, teleskoplardan.

8. Neytron generatorlarda qanday zarralar tezlatiladi?

- A) ionlarni;
- B) elektronlarni;
- C) neytronlarni;
- D) mezonlarni.

9. Neytron aktivatsion analiz usulining qanday metodlari mavjud?

- A) issiqlik neytronlarda aktivatsion analiz, rezonans neytronlarda aktivatsion analiz, tez neytronlarda aktivatsion analiz;
- B) issiqlik neytronlarda aktivatsion analiz, energetik aktivatsion analiz, gamma-kvantlarda aktivatsion analiz;
- C) o'ta uzoq yashovchi radioizotoplarda aktivatsion analiz, mikroskoplardan aktivatsion analiz, fotonlarda aktivatsion analiz;
- D) uzoq yashovchi radioizotoplar aktivatsion analiz, teleskoplardan neytron aktivatsion analiz.

10. Yadro reaksiyalarning oraliq yadro modeli kim tomonda taklif etilgan?

- A) N. Bor;
- B) I. Kurchatov;

- C) E. Rezerford;
- D) Maks Plank.

11. Aktivatsion analizda interferensiyalanuvchi yadro reaksiya deb nimaga aytiladi?

- A) bir necha reaksiya natijasida bir xil radioizotop hosil bo'lishiga;
- B) radioizotoplar hosil bo'lishiga;
- C) yadro reaktorida neytronlar hosil bo'lishiga;
- D) neytron ta'sirida reaksiya yuz berishiga.

12. Gamma-nurlanishlar modda orqali o'tganda ularning intensivligi qanday qonuniyat bo'yicha kamayadi?

- A) eksponensial;
- B) kvadrat;
- C) sochilish yuz beradi;
- D) ionizatsiya qonuni bo'yicha.

13. Gamma-spektrdagi gamma-chiziq va fotocho'qqilar qanday jarayon hisobiga hosil bo'ladi?

- A) fotoeffekt;
- B) ionizatsiya;
- C) kompton effekti;
- D) gamma-kvantlar sochilish.

14. Yuqori energiyali gamma-nurlanishlar manbalarini ko'rating.

- A) betatron, mikrotron, chizikli elektron tezlatgichlar;
- B) siklotron, radioizotop manba, ionizatsiya;
- C) sochilish, ionizatsiya, juftlik hosil bo'lishi;
- D) ionizatsiya, gamma-kvantlar yutilishi.

15. Qanday aktivatsion analiz usulida katta massali namunalarni tezkor tahlil qilish mumkin?

- A) gamma-aktivatsion usuli;
- B) neytron-aktivatsion usuli;
- C) spektral tahlil usuli;

D) gamma-yutilish usuli.

16. Oltinni tezkor tahlil qilish uchun qo‘llaniladigan fotoyadro reaksiyasini ko‘rsating.

A) $^{197}\text{Au}(\gamma, \gamma')^{197m}\text{Au}$

B) $^{197}\text{Au}(\gamma, n')^{196}\text{Au}$

C) $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n')^{194}\text{Au}$

D) $^{197}\text{Au}(\gamma, 10n')^{187m}\text{Au}$

17. Aktivatsion analiz metodlarini tavsiflovchi kattaliklarni ko‘rsating.

A) sezgirlik, aniqlanish chegarasi;

B) reaksiya chiqishi, kesim;

C) tezlik, massa;

D) gamma-kvantlar chiqishi, og‘irlik.

18. Aktivatsion analiz usullardan qaysi biri eng kichik aniqlanish chegarasiga ega?

A) neytron-aktivatsion usuli (issiqlik neytronlarda);

B) gamma-aktivatsion usuli;

C) spektral tahlil usuli;

D) neytron-aktivatsion usuli (tez neytronlarda).

19. Analitik gamma-chiziq deb qanday gamma-chiziqqa aytiladi?

A) elementni aniqlash uchun qo‘llaniladigan;

B) gamma-aktivatsion usulida qo‘llaniladigan;

C) energiyani aniqlash uchun qo‘llaniladigan;

D) neytron-aktivatsion usuli qo‘llaniladigan.

20. Tormoz nurlanishlar hosil qilish uchun nishon sifatida qanday modda qo‘llaniladi?

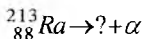
A) og‘ir metallar, W, Pt, Au va h.k;

B) yengil metallar;

C) zichligi o‘rtacha bo‘lgan moddalar;

D) Al, C, O, N elementlardan tashkil topgan moddalar.

21. Quyidagi alfa parchalanishda qanday yadro hosil bo'ladi?



- A) radon-119;
- B) fransiy-119;
- C) kurchatoviy-213;
- D) radon-213.

22. Radioaktiv yadroning o'rtacha yashash vaqti quyidagi formula bo'yicha aniqlaniladi:

$$\text{A) } \tau = \frac{1}{\lambda};$$

$$\text{B) } \tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2};$$

$$\text{C) } \lambda = \frac{A}{N};$$

$$\text{D) } \log T_{1/2} = c + \frac{D}{\sqrt{E}}.$$

23. Geyger-Nettol qonuni ifodalovchi munosabatni ko'rsating.

$$\text{A) } \log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}};$$

$$\text{B) } \tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2};$$

$$\text{C) } \bar{n} = N\lambda;$$

$$\text{D) } \tau = \frac{1}{\lambda}.$$

24. Stabil yadroning tinchlikdagi massasi m_{ya} va uni tashkil etgan protonlarning Zm_p hamda neytronlarning Nm_n tinchlikdagi massalari yig'indisi orasidagi munosabat qanday?

$$\text{A) } m_{ya} > (Zm_p + Nm_n);$$

$$\text{B) } m_{ya} < (Zm_p + Nm_n);$$

$$\text{C) } m_{ya} = Zm_p + Nm_n;$$

$$\text{D) } m_{ya} < (Zm_p + Nm_n) \cdot 100.$$

25. Beta parchalanish hodisasida Kulon to'sig'iga asosan qanday zarralarga ta'sir qiladi?

A) pozitron;

B) elektron;

C) neytron;

D) proton.

26. $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ reaksiya qanday reaksiya mexanizimi bo'yicha yuz bermoqda?

- A) oraliq yadro mexanizmi;
- B) to'g'ri yadro reaksiya mexanizmi;
- C) termoyadro reaksiyasi mexanizmi;
- D) fotoyadro reaksiyasi mexanizmi.

27. $\alpha + {}_7^{14}N \rightarrow ? + p$ reaksiya natijasida hosil bo'lgan yadroni ko'rsating.

- A) kislorod-17;
- B) azot-17;
- C) uran-27;
- D) vodorod-3.

28. $p + {}_3^7Li \rightarrow p + {}_3^7Li$ reaksiyada qanday jarayon yuz berdi?

- A) elastik sochilish;
- B) noelastik sochilish;
- C) yutilish;
- D) bo'linish.

29. Gamma-kvantlar modda orqali o'tganda qanday jarayonlar hisobiga energiyasini yo'qotadi?

A) fotoeffekt, kompton effekti, elektron-pozitron jufti hosil bo'lishi;

- B) fotoeffekt, kompton effekti, ionizatsiya;
- C) tormozli gamma-nurlanishlar hosil bo'lish, kompton effekti;
- D) asosan ionizatsiya hisobiga.

30. Fotoyadro reaksiyasi deb ... yadro bilan o'zaro ta'sirlashish jarayoniga aytiladi.

- A) yuqori energiyali γ -kvantlarning;
- B) past energiyali protonlarning;
- C) yuqori energiyali elektronlarning;
- D) past energiyali neytronlarning.

31. Radioizotoplar qanday identifikatsiya qilinadi?

- A) gamma-chiziqlar va yarim yemirilish davri bo'yicha;
- B) past energiyali gamma-kvantlar bo'yicha;
- C) detektorning effektivligi va energetik ajratish qobiliyati bo'yicha;

D) to'g'ri javob yo'q.

32. Radioaktiv fon qanday jarayonlar hisobiga vujudga keladi?

- A) kosmik nurlar va tabiiy radioizotoplar hisobiga;
- B) past energiyali protonlar va radioizotoplar hisobiga;
- C) yuqori energiyali elektronlar va mezonlar hisobiga;
- D) past energiyali neytronlar va kosmik nurlar jalasi hisobiga.

33. Protonlar soni bir xil bo'lgan yadro ... deb nomlanadi.

- A) izotop;
- B) izobar;
- C) ion
- D) izoton;

34. Massa soni bir xil bo'lgan yadro ... deb nomlanadi.

- A) Izobar;
- B) Ion;
- C) Izotop;
- D) Izoton.

35. Neytronlar soni bir xil bo'lgan yadro...deb nomlanadi.

- A) Izoton;
- V) Izobar;
- S) Izotop;
- D) Ion.

36. Z va A sonlari bir xil bo'lgan yadro...deb nomlanadi

- A) Izomer.
- V) Izobar;
- S) Izotop;
- D) Izoton;

37. Gamma spektrdagi 511 keV energiyali gamma-chiziqlar qanday jarayon hisobiga vujudga keladi?

- A) pozitronlarning annigilatsiyasi hisobiga;
- B) ionizatsiya hisobiga;
- C) kompton effekti;
- D) gamma-kvantlar sochilish.

38. Tormozli γ -nurlanish manbalarini ko'rsating.

- A) betatron, mikrotron, chiziqli elektron tezlatgichlar
- B) siklotron, kollayderlar, magnitron
- C) radioizotoplar, siklotron, neytron generator
- D) to'g'ri javob yo'q

39. Radioaktiv parchalanish yuz berayotgan radioaktiv atomlar o'rtacha soni quyidagiga teng:

- A) $dN = -\lambda N dt$;
- B) $dN = \lambda N dt$;
- C) $dN = -\lambda \ln N dt$;
- D) $dN = -\lambda / N dt$.

40. Nils Bor qanday yadro reaksiya mexanizmini taklif qilgan?

- A) kompaund yadro hosil bo'lish mexanizmi;
- B) to'g'ri reaksiya mexanizmi;
- C) uzish reaksiyasi;
- D) fotoyadro reaksiyasi.

41. Qanday reaksiyalar ostona energiyaga ega bo'ladi?

- A) endotermik reaksiyalar;
- B) ekzotermik reaksiyalar;
- C) uzish reaksiyasi;
- D) to'g'ri javob yo'q.

41. Elektronlar modda orqali o'tganda asosan qanday jarayonlar yuz beradi?

- A) ionizatsiya va radiatsion nurlanishlar;
- B) ionizatsiya va fotoeffekt;
- C) rentgen nurlanishlar va Oje elektronlari paydo bo'ladi;
- D) ionizatsiya.

42. Aktivatsion analizni amalga oshirish bosqichlari qanday?

A) analiz uchun moddani tanlash, namunani nurlanishga tayyorlash, nurlanish, aktivlikni o'lchash, natija olish

B) nurlantirish, nurlanish dozasini o'lchash, energiyani aniqlash

C) nurlanish dozasini o'lchash, namunani massasini o'lchash, namunani maydalash;

- D) to'g'ri javob yo'q.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Т.М. Muminov, А.В. Xoliqov. Sh.X. Xolmurodov. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. V. Атомная и ядерная физика. М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2002.- 784 с.
3. Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Г. Прикладная ядерная физика. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2007.
4. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т.1. Физика атомного ядра. – СПб.: Издательство “Лань”, 2009. 384 с.
5. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. Т.:Ўқитувчи,1994.576 б.
6. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, М.: Наука. 1980. – 728 с.
7. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Т.:Ўқитувчи, 1992.
8. Polvonov S.R., Kanokov Z., Ruzimov SH.M. Atom va yadro fizikasidan masalalar to'plami. O'quv qo'llanma. –T.: “UNIVERSITET”, 2017, 200 b.
9. Иродов И. Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. уч. пос. М.: Атомиздат, 1971. - 216 с.
10. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Просвещение, 1984.
11. Фрауэнфельдер Г. , Хенли Э. Субатомная физика М.: Мир, 1979. 736 с.
12. Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антоньев Н.М. Практикум по ядерной физике. М., «Высшая школа», 1975. – 197 с.
13. Вальтер А.К., Залобовский И.И. Ядерная физика. Харьков: Основа, 1991. 479 с.
14. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. - 327с.
15. Ракобольская И.В. Ядерная физика. М.: Изд-во МГУ, 1981. - 280 с.

Internet va Ziyonet saytlari:

1. <http://www.rsl.ru/>;
2. <http://www.msu.ru/>;
3. <http://www.nlr.ru/>;
4. http://el.tfi.uz/pdf/enmcoq22_uzk.pdf.
5. http://el.tfi.uz/pdf/enmcoq22_uzl.pdf.
6. <http://www.phys.msu.ru>
7. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>

QAYDLAR UCHUN

MUNDARIJA

KIRISH	3
---------------------	---

I bob. ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI

1.1-§. Yadro tarkibi. Elektr va barion zaryad.....	5
1.2-§. Yadroning massasi va bog‘lanish energiyasi.....	8
1.3-§. Yadro spini va magnit dipol momenti.....	16
1.4-§. Yadro o‘lchami va zichligi	18
1.5-§. Atom yadrosining elektr kvadrupol momenti.....	20
1.6-§. Statistika va juftlik.....	23
1.7-§. Turg‘un va uzoq yashovchi yadrolarning NZ – dia- grammasi.....	24

II bob. YADRO KUCHLARI

2.1-§. Yadro kuchlari xususiyatlari.....	26
2.2-§. Yadro kuchlarining mezon nazariyasi.....	28
2.3-§. Izotopik spin	32
2.4-§. Paulining umumlashgan prinsipi.....	35

III bob. ATOM YADRO MODELLARI

3.1-§. Yadro modellari.....	37
3.2-§. Tomchi modeli.....	41
3.3-§. Fermi – gaz modeli.....	45
3.4-§. Qobiq modeli.....	47

IV bob. RADIOAKTIVLIK

4.1-§. Radioaktivlik hodisasining umumiy tavsifi.....	54
4.2-§. Radioaktiv parchalanish jarayonlarini sinflarga bo'lish.....	57
4.3-§. Radioaktiv parchalanishning asosiy qonunlari.....	59
4.4-§. Ketma – ket parchalanish.....	62
4.5-§. Alfa - parchalanish va uning nazariyasi.....	63
4.6-§. Beta – parchalanish.....	67
4.7-§. Yadroning gamma – nurlanishi.....	72
4.8-§. Ichki konversiya elektronlar.....	76
4.9-§. Myossbauer effekti va uning qo'llanilishi.....	79
4.10-§. Klaster radiaktivlik.....	85

V bob. YADRO REAKSIYALARI

5.1-§. Yadro reaksiyalarining asosiy tushunchalari va ta'riflari	90
5.2-§. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari.....	91
5.3-§. Yadroviy reaksiyalarining kesimi va chiqishi.....	97
5.4-§. Yadro reaksiyalarining mexanizmi.....	99
5.5-§. Fotoyadro reaksiyalar.....	102
5.6-§. Neytronlar ishtirokidagi yadro reaksiyalar.....	108
5.7-§. Zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar.	111
5.8-§. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor.....	114
5.9-§. Termoyadroviy reaksiyalar.....	117
5.10-§. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari.....	119

VI bob. YADRO NURLANISHLARNING MODDA BILAN O'ZARO TA'SIRI

6.1-§. Zaryadlangan og'ir zarralarning modda orqali o'tishi..	121
6.2-§. Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o'tishi	124

6.3-§. Vavilov – Cherenkov nurlanishi.....	129
6.4-§. Gamma-nurlarning modda bilan o‘zaro ta’siri.....	133

VII bob. ELEMENTAR ZARRALAR

7.1-§. O‘zaro ta’sir turlari va elementar zarralar klassifikatsiyasi.....	139
7.2-§. Zarralar va antizarralar.....	157
7.3-§. Elementar zarralar va saqlanish qonunlari.....	160
7.4-§. Kombinatsiyalangan juftlik va neytral K-mezonlar xossalari.....	164
7.5-§. T-almashtirish va SPT-teorema.....	168
7.6-§. Kvarklar.....	171
7.7-§. Elementar zarralarning kvant xarakteri.....	174
7.8-§. Adronlar strukturasi.....	176
7.9-§. Materiya tuzilishi to‘g‘risidagi zamonaviy qarashlar	183
Glossariy	186
Nazorat savollari	189
Test savollari.....	191
Foydalanilgan adabiyotlar.....	199

S. POLVONOV, E. BOZOROV, Z. KANOKOV

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI

Muharrirlar: A.Tilavov
A.Abdujalilov
Texnik muharrir: Y.O'rinov
Musahhiha: G.Azamova
Dizayner: Y.O'rinov

Nash.lits. №7970-9851-48b3-46a5-3c39-6117-9767
28.08.2020-yil

Terishga 10.10.2020-yilda berildi. Bosishga 15.12.2020-yilda
ruxsat etildi. Bichimi: 60x84 ¹/₁₆. Ofset bosma. «Times New
Roman» garniturasini. Shartli b.t. 13,0. Nashr b.t. 12,09.
Adadi 100 nusxa. Buyurtma №9.
Bahosi shartnoma asosida.

«Go To Print» nashriyoti, Toshkent shahri,
Olmazor tumani, Siroq ko'chasi 100-uy
e-mail: go_to_print@mail.ru

«Go To Print» MCHJ bosmaxonasida bosildi.
Toshkent shahri, Shiroq ko'chasi, 100-uy.
Telefon: +99871 228-07-96, faks: +99871 228-07-95.

