

O. Qodirov, A. Boydedayev

FIZIKA KURSI

3-qism

Kvant fizika

*O'zbekiston respublikasi Oliy va o'rta maxsus
ta'lim vazirligi tomonidan bakalavriat ta'lim
yo'nalishi talabalari uchun o'quv qo'llanma
sifatida chop etishga tavsiya qilingan*

Alisher Navoiy nomidagi O'zbekiston

Milliy kutubxonasi nashriyoti

Tashkent, 2005
www.ziyouz.com Kutubxonasi

Taqrizchi:

Z.Kanakov, fizika-matematika fanlari nomzodi, dosent

XX asr boshlariga kelib, klassik fizika (Niyuton mexanikasi, klassik elektrodinamika, klassik statistik fizika) bir qator hodisalarni, jumladan nurlanish va yorug'likning zarra-to'lqin tabiatini atomning barqarorligi va undagi jarayonlarni tushuntirolmazligi ma'lum bo'lib qoldi. Bu hodisalarning mohiyatini tushunish kvant fizikaning yaratilishiga olib keldi.

Tabiatshunoslikning asosi – kvant fizikani o'rganish tabiat va texnika fanlari yo'nalishidagi talabalar uchun davr talabidir.

Qodirov, Olimjon.

Q 53 Fizika kursi: Bakalavriat yo'nalishidagi oliy texnika o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv qo'llanma. Q.3. Kvant fizikasi/ O. Qodirov, A. Boydedayev. —T.: Alisher Navoiy nomidagi O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti, 2005. –232 b.

ББК 22.314 я73

© Alisher Navoiy nomidagi O'zbekiston
Milliy kutubxonasi nashriyoti, 2005-yil

So‘zboshi

Tabiatshunoslik va texnika fanlari rivojlanishiga ijobiy ta’sir ko’rsatayotgan fizika fanini o’rganish juda muhimdir. Darhaqiqat, hayotimizning barcha sohalarida: sanoatda, texnikada, zamonaviy kompyuter va axborot texnologiyasida fizika fanining ahamiyati beqiyosdir.

XIX asr oxirida klassik fizika: mexanika, elektr va magnitizm nazariyasi hamda juda ko’p zarralardan tashkil topgan sistema fizikasi molikulyar fizika va termadinomika kashf etib bo’lindi.

XX asr boshlarida zamonaviy fizika: nisbiylik nazariyasi va kvant fizika yaratila boshlandi. Nisbiylik nazariyasida tezligi yorug’lik tezligiga yaqin bo’lgan holatlarda klassik mexanikaning asosiy tushunchalarini, jumladan vaqt, fazo tushunchalarini tubdan qayta qaralishi taqozga etildi.

Klassik sirini va nisbiylik nazariyasi haqidagi (Davlat ta’lim standartiga muvofiq) materiallardan keyin fizika kursida kvant fizikasi o’rganiladi.

Mazkur o’quv qo’llanma fizika kursining kvant fizika bo’limini bayon qilishga qaratilgan bo’lib, unda nurlanish va moddaning fizik tabiati, ularning o’xshashligi va farqi, atom va yadro tuzilishlarining hozirgi zamon tasavvurlari, radioaktiv hodisalar va boshqalar haqida bayon etilgan. Bunda klassik fizika tushunchalari mikroolamini tavsiflash uchun tatbiq etib bo’lmasligi, mikroolamga xos diskretlikni tavsiflovchi qonuniyatlar mavjudligi, olamning fizik manzarasi, mikroolamga oid boshqa mavzular bayon etildi. Shuningdek, texnika Oliy o’quv yurtlari talabalariga mos tarzda olamning fizik manzarasi qisqacha bayon etildi.

Biz mazkur kitobda hodisalar va jarayonlarning mazmunini, mohiyatni tavsiflashga ko’proq harakat qildik, matematik amallarga imkoni boricha kamroq o’rin berdik.

Ushbu o’quv qo’llanmani yozishda Namangan muxandislik pedagogika institutida o’qilgan ma’ruzalar matni asos qilib olindi, Toshkent Davlat pedagogika universitetida o’qilgan ma’ruzalar matnidan keng foydalanildi.

Qo’llanma oliy texnika o’quv yurtlari talabalariga mo’ljallangan; undan boshqa oliy o’quv yurtlari, jumladan pedagogika universiteti va institutlarining talabalari ham foydalanishi mumkin.

Ushbu qo’llanmani o’qib chiqib, foydali fikr va mulohazalar bildirgan dosent Z.Kanakovga o’zimizning minnatdorchiligimizni bildiramiz.

Mualliflar

V QISM. KVANT FIZIKA

5.1. KVANT FIZIKANING ASOSIY TUSHUNCHALARI

5.1.1. Plank gipotezasi. Mikrozarra holatining diskretligi

5.1.2. Atom holati diskretligining tajribalarda tasdiqlanishi

5.1.3. Yorug'likning kvant xossalari

5.1.4. Kvant holat va noaniqlik munosabati

5.1.5. Lui-de-Broyl gipotezasi. Mikrozarralarning to'liqin xossalari

5.1.6. Mikrozarralar to'liqin xususiyatlarining tajribalarda tasdiqlanishi

5.1.7. Mikrozarra holati va uni tavsiflash



«Agar to'liqin materiyaga korpuskulyarlik xossalari tegishli bo'lsa, nima uchun biz teskarisini kutishga haqli emasmiz: korpuskulyar materiyaga to'liqin xossasi tegishli emas? To'liqlilik yoki korpuskulyarlikdan qat'i nazar har qanday moddiy borliqqa yagona bo'lgan qonun nima uchun mavjud emas?»

Lui-De-Broyl,
Nobel mukofoti
sovrindori

5.1.1. Plank gipotezasi. Mikrozarra holatining diskretligi

Klassik fizikaning inqirozi va kvant fizikaning yaratilishi. Tabiatning mikroalam sohasidagi hodisalari, ya'ni atom, yadro va elementar zarralar fizikasi bilan shug'ullanuvchi fan, hozirda kvant fizika nomi bilan ataladi. Boshqacha aytganda, kvant fizika tabiatning eng umumiy qonunlari, kvant hodisalarni o'rganuvchi fandır. Kvant hodisalarning umumiy (matematik) nazariyasi kvant mexanika deyiladi.

XX asr boshlariga kelib, klassik fizika qonunlari cheklanganligi va ularni qayta ko'rib chiqish, umumlashtirish zarurligi sezildi. Chunki bu davrga kelib, fizikada juda ko'p yangiliklar, kashfiyotlar tajribalar asosida tasdiqlangan edi. Ayniqsa, eng kichik elementar zaryadlangan zarra – elektronning mavjudligi, atomning tarkibiy tuzilishi va hokazolar tajribada isbotlangan edi.

Klassik fizikaning cheklanganligi dastlab, katta tezliklarda, ya'ni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda xatoliklarga, qiyinchiliklarga olib kelishida aniqlandi. Oxir-oqibatda bu qiyinchiliklarni hal etish nisbiylik nazariyasining yaratilishiga olib keldi.

Klassik fizika nuqtai nazaridan zarrani tavsiflash uchun uning fazodagi holati (koordinati) va tezligi hamda ularning vaqtga bog'lanishining berilishi yetarli. Mikrozarralarni tavsiflashda bunday usul to'g'ri emas ekan, ya'ni klassik fizika qonunlarining cheklanganligi, ularni mikrozarralarga qo'llash qiyinchiliklarga olib kelishida aniq bo'ldi. Bu qiyinchiliklarning hal etilishi keyinchalik kvant fizikaning yaratilishiga olib keldi.

Kvant fizikaning yaratilishiga o'sha davrdagi olimlar o'rtasida hal etilmayotgan quyidagi muammolar turtki bo'lgan edi:

1. Kvant tushunchalarga olib kelgan muammolardan biri atomning barqarorligidir. Atom yadro va uning atrofida harakatlanuvchi elektronlarga ega ekanligi tajribalarda isbotlandi. Agar shunday bo'lsa, klassik fizika tasavvurlariga asosan, elektron yadro atrofida tezlanishli harakat qilar ekan, u elektromagnit to'lqin tarqatib nurlanishi natijasida energiyasining kamayishi hisobiga oxir-oqibatda yadroga tushishi kerak (10^{-9} sek davomida). Lekin bunday hol tabiatda kuzatilmaydi. Bu klassik fizika tushunchalarini mikrozarralarga qo'llab bo'lmasligini ko'rsatadi.

2. Yorug'lik ta'sirida moddalardan elektronlar ajralib chiqishida, ya'ni fotoeffekt hodisasida klassik tushunchalar bilan izohlab bo'lmaydigan oddiy qonuniyat mavjudligini tajriba ko'rsatadi. Fotoeffekt hodisasida nurlanish ta'sirida ajralib chiqayotgan elektronlarning kinetik energiyasi

nurlanish intensivligiga bog'liq bo'lmay, faqat chastotaga bog'liq, ya'ni chastotaga mutanosibliigi aniqlandi. Bu klassik tasavvurlarga zic haqiqatdir.

3. Tajriba ko'rsatadiki, har qanday temperaturasi yuqori bo'lgan jism nurlanishga ega. XIX asr oxirlariga kelib tajriba va nazariy hisoblashlar bilan mutlaq qora jism nurlanishiga oid bir necha qonunlar kashf etildi. Lekin klassik tasavvurlarga asoslangan bu qonunlar mutlaq qora jism nurlanishiga oid muammoni to'la hal eta olmadi.

Bunday muammolarning hal etilishiga olib keluvchi kvant tushunchani dastlab nemis olimi Plank kiritgan. U mutlaq qora jism nurlanishiga oid muammoni hal etishda energiya ulushlari diskret qiymatlarga – energiya kvantlariga ega va bu energiya kvanti chastotaga bog'liq, ya'ni chastotaga mutanosib degan fikrga asoslandi:

$$E = h \nu$$

Bu klassik fizika tasavvurlaridan farqli yangi g'oya ediki, bunda h –Plank doimiyliigi deb ataluvchi kattalik bo'lib, klassik fizikada bunday doimiylik mavjud emasdir.

Keyinchalik fotoeffekt hodisasida ham, atomning barqarorligini tushuntirishda ham va boshqa hodisalarda ham bu kattalik o'zini namoyon qilishi aniqlandi.

Shunday qilib, fanga birinchi marta nurlanish energiyasining mumkin bo'lgan diskret qiymatlarini tavsiflovchi Plank doimiyliigi kiritildi. Nurlanish energiyasining minimal ulushi kvant deb ataldi.

Plank gipotezasi. Nurlanish tabiatning keng tarqalgan hodisalaridan hisoblanadi.

Fizikada muvozanatli nurlanishdan iborat bo'lgan issiqlik nurlanishi katta ahamiyatga ega. Temperaturalari bir xil bo'lgan muvozanatli nurlanishda jism vaqt birligida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi. Termodinamika nuqtai nazaridan nurlanayotgan jism temperaturasi, bosimi, hajmi bo'lgan muhitdir. Muvozanatli nurlanishning asosiy tavsiflovchi kattaligi spektral zichlik bo'lib, spektral zichlik deganda energiyaning chastota spektri bo'yicha taqsimlanishini tushunamiz. Boshqacha aytganda, muvozanatli nurlanishning spektr tarkibini $\rho(\omega, T)$ funksiya yordamida tavsiflash qulaydir. Bu funksiya ω chastotali nurlanish berilgan T temperaturada umumiy nurlanishning qancha qismini tashkil etishini ko'rsatadi.

Ma'lumki, Kirxgof qonuniga asosan nurlanish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati hamma jismlar uchun bir xil qiymatga ega, ya'ni o'zgarmas kattalik bo'lib, chastota va temperaturaning funksiyasidan iborat,

$$\rho(\omega, T) = \frac{\varepsilon_A}{A_\omega} \quad (1)$$

Bu funksiyani bilgan holda, nur yutish qobiliyati birga teng bo'lgan mutlaq qora jismlar uchun ($A_\omega = 1$) nurlanish qobiliyati

$$\varepsilon_A = \rho(\omega, T) \quad (2)$$

ga teng bo'lishini topamiz. Shunday qilib, mutlaq qora jism nurlanishini o'rganish masalasi $\rho(\omega, T)$ funksiyaning ko'rinishini aniqlashdan iborat bo'lgan masalaga aylanadi. Shuning uchun ham $\rho(\omega, T)$ funksiyaning ko'rinishini aniqlash klassik fizikada nurlanish qonunlarini o'rganishda asosiy masala hisoblanadi.

Klassik fizika issiqlik nurlanishini tushuntirishda klassik tasavvurlar nuqtai nazaridan hal qilib bo'lmaydigan qiyinchilikka duch keldi.

Klassik tasavvurlarga asoslanib hosil qilingan Reley-Jins formulasi kichik chastotalarda tajriba natijalariga mos kelsa-da, katta chastotalar sohasida tajriba natijalariga zid keladi. Xuddi shuningdek, klassik tasavvurlarga asoslangan Vin aniqlagan nurlanish energiyasining spektral zichligi ifodasi ham yuqori chastotali sohalarda tajribaga mos keladi. Lekin kichik chastotalar sohasida tajriba natijalaridan keskin farq qiladi.

Mutlaq qora jism nurlanishini klassik nazariy yo'l bilan tushuntirish uchun qilingan ishlar masalani umumiy holda hal qilib berolmadi. Faqat temperatura va chastotaning chekli sohasidagina tajribalarga mos kelar edi. Boshqacha aytganda, klassik fizika tushunchalari asosida mutlaq qora jism nurlanishini bir tomonlama tavsiflash, ya'ni spektrning chekli sohasidagina Reley-Jins va Vin qonunlari asosida tushuntirish imkoniga ega bo'lindi (nemis olimi Vin issiqlik nurlanishi qonunlarini ochganligi uchun 1911-yili Nobel mukofotini olgan).

XIX asr oxiri va XX asr boshlariga kelib fizika fani olamni to'ldirgan efirga nisbatan Yer tezligini aniqlashga oid Maykelson-Morli tajribasini va mutlaq qora jism nurlanishini tushuntirishda qiyinchilikka duch kelgan edi. Ma'lumki, birinchisi nisbiylik nazariyasining yaratilishiga, ikkinchisi kvant nazariyasining yaratilishiga sabab bo'ldi.

1900-yil 14-dekabr – M. Plank nemis fiziklar jamiyatida nurlanishning spektral zichligini aniqlashga oid yangi g'oyasi haqida ma'ruza qilgan kun kvant fizikaga asos solingan kun hisoblanadi. Ko'p o'tmay 1905-yili Eynshteyn nisbiylik nazariyasini yaratdi.

Nurlanish va nur yutish qobiliyatiga ega bo'lgan moddiy jismni biror berk qobiq ichiga joylashtiraylik. Moddiy jismning temperaturasi qobiq temperaturasidan farqli bo'lib, vaqt o'tishi bilan temperaturalari tenglashadi. Boshqacha aytganda, nurlanish va nur yutish hisobiga moddiy jism bilan qobiq o'rtasida termodinamik muvozanatli holat ro'y beradi.

Termodinamika qonunlariga asoslanib, Kirxgof bunday muvozanatli holat birdan-bir holat ekanligini, spektral taqsimlanish funksiyasi bilan bu holatni aniq tavsiflash mumkinligini hamda bu taqsimlanish qobiq o'lchami, shakli va undagi moddaning tabiatiga bog'liq bo'lmay, faqat qobiq temperaturasi va nurlanish chastotasiga bog'liq bo'lishini ko'rsatib berdi.

Klassik tasavvurlarga, ya'ni termodinamika va klassik statistik fizika qonunlariga tayanib Vin, Reley-Jins aniqlagan spektral zichlik ifodalari tajribaga mos kelmaganligi uchun Plank bu masalani hal qilishga boshqacha yondashdi. Ma'lumki, spektral taqsimlanish moddiy jism tabiatiga bog'liq emas. Shuning uchun u moddiy jismni ossillyatorlar to'plami deb qaradi va ossillyatorlar bilan nurlanish o'rtasidagi energiya almashinishidan yuzaga kelgan termodinamik muvozanatli holatga oid spektral zichlik ifodasini aniqladi. Bunda u ossillyator va nurlanish orasidagi energiya almashinish klassik tasavvurlardan boshqacha tarzda bo'lishi kerak deb hisobladi. Aks holda, klassik tasavvurlarga asoslansa Vin, Reley-Jinslar aniqlagan qonuniyatga olib kelishi kerak.

Plank ossillyator va nurlanish o'rtasidagi termodinamik muvozanatli holatni tavsiflovchi spektral zichlik ifodasi tajribaga mos kelishi uchun klassik tasavvurlardan butunlay farq qiluvchi quyidagi postulatni aytadi: ossillyator faqat chekli, diskret energiyaga ega bo'lgan nurlanish tarqatadi. Nurlanish energiyasi chastotaga proporsionaldir.

1900-yili M. Plank birinchi bo'lib mutlaq qora jism nurlanishini tushuntiruvchi spektral zichlikning yangi ifodasini, ya'ni nurlanishni butun spektrlar sohasi bo'yicha tavsiflash mumkinligini, bu bilan har ikki chegaraviy holni ham tushuntira oladigan, tajriba natijalariga mos keluvchi nurlanish energiyasining taqsimlanish qonunining yangi ifodasini aniqladi (M. Plank 1918-yili fizika sohasidagi ishlari uchun Nobel mukofotini olgan).

Plank ilgari surgan faraz-gipoteza(ilmiiy taxmin)ga ko'ra, nurlanish chastotaga proporsional, ya'ni

$$\epsilon = \hbar\omega \quad (3)$$

energiyali kvant shaklida bo'ladi va muvozanatli nurlanishni chiziqli ossillyatorlar to'plamidan iborat deyilsa, ossillyatorlar faqat tanlangan holatlarda bo'ladi. Bu holatlarda ular ixtiyoriy qiymatlar emas, faqat diskret qiymatlarga ega, ya'ni $\epsilon = \hbar\omega$ ga karrali bo'lgan energiyali holatlarda bo'ladi:

$$\epsilon_n = n\epsilon = n\hbar\omega, \quad n=0,1,2,\dots \quad (4)$$

Odatda proporsionallik koeffitsiyenti \hbar Plank doimiyligi deyiladi.

Aslida $h = 2\pi\hbar$ kattalik Plank doimiyliigi bo'lib, ko'pincha har ikkalasidan ham foydalaniladi. Ularning son qiymatlari:

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ j} \cdot \text{s}, \quad \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ j} \cdot \text{s} \text{ larga tengdir.}$$

Zarraning klassik fizika bo'yicha va Plank gipotezasi bo'yicha kvant holatlarga to'g'ri kelgan energiyalarining, ya'ni ossilyator energiyalarining o'rtacha qiymatini aniqlaylik.

Biror kattalikni, masalan energiyaning o'rtacha qiymati taqsimlanish funksiyasi orqali quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{E} = \int E dw \quad (5)$$

Bu yerda dw – energiyaning $E, E+dE$ sohasidagi E qiymatga ega bo'lish ehtimoli bo'lib, Bolsman taqsimlanishidan

$$dw = C e^{-E/kT} dE \quad (6)$$

ga tengdir. (6) dan C o'zgarmas kattalikni normallashtirish shartidan foydalanib topamiz:

$$\int dw = 1 = C \int e^{-E/kT} dw$$

Bundan:

$$C = \frac{1}{\int e^{-\frac{E}{kT}} dE}$$

ni topib (6)ga qo'ysak:

$$dw = \frac{e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int e^{-\frac{E}{kT}} dE}$$

yoki buni hisobga olib (5)ni quyidagicha yozamiz:

$$\bar{E} = \frac{\int E e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int e^{-\frac{E}{kT}} dE} \quad (7)$$

(7) energiyaning o'rtacha qiymatini aniqlovchi asosiy formula bo'lib, uni hisoblashda energiya uzluksiz qiymatlarga ega deb hisobladik. Agar energiya uzlukli-diskret qiymatlar qabul qiladi desak, integralni yig'indi bilan almashtirib, energiyaning o'rtacha qiymati uchun

$$\bar{E} = \frac{\sum_n E_n e^{-\frac{E_n}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{E_n}{kT}}} \quad (8)$$

ifodani hosil qilamiz.

Endi energiyaning o'rtacha qiymatini aniqlaylik. Bu yerda energiya uzluksiz qiymatlar qabul qiluvchi klassik hol va Plank gipotezasiga ko'ra,

energiya faqat diskret qiymatlar qabul qiluvchi kvant hollar ko'rsatiladi.

1. **Klassik hol** $\alpha = 1/kT$ almashtirish bajarib (7)ni quyidagicha yozamiz:

$$\bar{E} = \frac{\int e^{-\alpha E} e^{-\alpha E} dE}{\int e^{-\alpha E} dE} \quad (9)$$

(9) formulani

$$\frac{d}{d\alpha} \int e^{-\frac{E}{kT}} dE = - \int E e^{-\frac{E}{kT}} dE$$

$$Z = \int e^{-\alpha E} dE$$

ifodalardan foydalanib, quyidagicha yozish mumkin:

$$\bar{E} = -\frac{1}{Z} \cdot \frac{dZ}{d\alpha} = -\frac{1}{d\alpha} \ln Z$$

yoki

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha E} dE = \frac{1}{\alpha}$$

ko'rinishdagi aniq integral (Puasson integrali) dan foydalanib

$$\bar{E} = -\partial \left(\ln \frac{1}{\alpha} \right) / \partial \alpha = \frac{1}{\alpha}$$

ga tengligi va nihoyat qayta $\alpha = 1/kT$ almashtirish orqali

$$\bar{E} = kT \quad (10)$$

ga teng bo'lishini aniqlaymiz. Shunday qilib, klassik fizika tasavvurlari asosida energiyaning o'rtacha qiymati kT ga teng, ya'ni klassik mexanikadagi har bir erkinlik darajalar soniga $(1/2) kT$ energiya mos keladi, degan natijaga ega bo'lamiz.

2. **Kvant hol.** Plank gipotezasiga asosan energiya faqat diskret qiymatlarga ega bo'lib, energiyaning o'rtacha qiymati uchun (8)ni yozish mumkin:

$$\bar{E} = \frac{\sum n \hbar \omega e^{-\frac{n \hbar \omega}{kT}}}{\sum e^{-\frac{n \hbar \omega}{kT}}}$$

Bu yerda $\alpha = (\hbar \omega)/(kT)$ almashtirish bajarib, yuqoridagi ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\bar{E} = \hbar \omega \frac{\sum n e^{-n\alpha}}{\sum e^{-n\alpha}}$$

Bu ifodani

$$\hbar\omega \frac{\partial}{\partial \alpha} \sum e^{-n\alpha} = -\hbar\omega \sum n e^{-n\alpha}$$

$$Z = \sum e^{-n\alpha}$$

lardan foydalanib quyidagi shaklga keltiramiz:

$$\bar{E} = -\hbar\omega \frac{1}{Z} \cdot \frac{dZ}{d\alpha} = -\hbar\omega \frac{\partial \ln Z}{\partial \alpha}$$

yoki

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\alpha} = \frac{1}{1 - e^{-\alpha}}$$

formuladan foydalanib:

$$\bar{E} = -\hbar\omega \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln\left(\frac{1}{1 - e^{-\alpha}}\right) = \frac{\hbar\omega}{e^{\alpha} - 1}$$

ga tengligini va $\alpha = (\hbar\omega)/(kT)$ almashtirish yordamida

$$\bar{E} = \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (12)$$

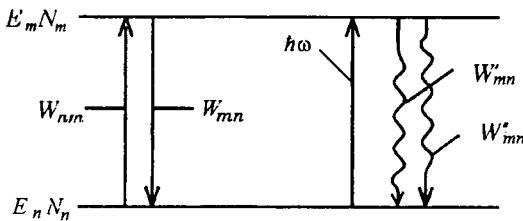
ekanligini topamiz. Bu bilan Plank gipotezasi asosida klassik natijadan farqli xulosa kelib chiqishini ko'ramiz. Shu bilan birga \hbar nolga intilganda, ya'ni uzluksiz qiymatlarda $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$ deb olib bu natija klassik holga aylanishini ko'rsatish mumkin.

Plank formulasi. Plank gipotezasiga ko'ra, atom diskret energiyali kvant holatlardagina bo'ladi. Soddalik uchun atomni ikkita energetik sathga ega va bunda faqat bitta chastotali nurlanishni yutadi yoki chiqarishi mumkin deylik. Atomning ma'lum holatlarda bo'lishi haqida gapirilganda har doim energiyaning diskret qiymatlariga ega bo'lgan stasionar holatlarning mavjudligi ko'zda tutiladi.

Yorug'likning nurlanishi, xususan atomlarning nur sochishi va nur yutish jarayoni kvant tasavvurlarga asosan, ularning bir energetik sathdan (bir holatdan) ikkinchi bir energetik sathga (holatga) o'tishi bilan tushuntiriladi.

Atomlarni quyi energetik holatdan yuqori energetik holatga, uyg'ongan holatga biror tashqi ta'sir, masalan, gazlarni qizdirish, elektr razryadi va boshqa usullar bilan o'tkazish mumkin. Bunday holatda atomning qancha vaqt bo'lishini aniq aytish qiyin. Atom uyg'ongan holatga o'tgan bo'lsa, bu holatda ma'lum vaqt bo'lgach, oxir-oqibatda $\hbar\omega$ energiyali yorug'lik kvanti chiqarish bilan o'z-o'zidan quyi energiyali holatga albatta o'tadi. Lekin bu o'tish ham tasodif hodisa bo'lib, ehtimolli ma'noga ega. Shuning uchun ular statistik qonuniyatlar asosida o'rganiladi.

Muvozanatli holatda bo'lgan bir atomli gazdan iborat elektromagnit



5.1.1 - rasm

maydon nurlanishini tekshiraylik. 5.1.1-1-rasmda ikki energetik sathli holatlarda nurlanish tufayli sathlararo o'tishlar ko'rsatilgan. Holatlarni n, m lar bilan, ularga mos energiyalarni E_n, E_m bilan

belgilaylik. Faraz qilaylik $E_m > E_n$ n - holatdagi zarralar soni N_n , m - holatdagi zarralar soni N_m ga teng bo'lsin. Vaqt birligi ichida bir holatdan ikkinchi holatga o'tish ehtimolligini dW bilan belgilaylik. O'tishlar nur yutish (n holatdan m holatga o'tish) yoki nurlanish (m holatdan n holatga o'tish) bilan ro'yi beradi. Bunda m holatdan n holatga o'tishdagi nurlanish (nur sochish) tashqi ta'sir, ya'ni majburiy nurlanish tufayli yoki o'z-o'zidan spontan nurlanish bilan ro'yi bergani uchun birinchisi majburiy, ikkinchisi spontan nurlanish deyiladi. Demak, $E_n \rightarrow E_m$ o'tishda yutilish jarayoni, $E_m \rightarrow E_n$ o'tishda spontan yoki majburiy nurlanish jarayoni ro'yi beradi.

Aytaylik, n holatdan m holatga atom ω chastotali nurlanish ta'sirida, ya'ni $h\omega$ energiyali foton yutib o'tsin. Bunday o'tish ehtimolligi W_{nm} berilgan chastotadagi nurlanishning spektral zichligiga proporsional bo'ladi:

$$W_{nm} = B_{nm} \rho(\omega, T) \quad (13)$$

Bu yerda B_{nm} - proporsionallik koeffitsiyenti.

Ma'lumki, m holatdan n holatga o'tish o'z-o'zidan yoki majburiy nurlanish bilan amalga oshadi. Bunday o'tishda majburiy o'tish ehtimolligi ham nurlanishning spektral zichligiga proporsional bo'ladi:

$$W'_{mn} = B_{mn} \rho(\omega, T) \quad (14)$$

o'z-o'zidan o'tish ehtimolligini:

$$W''_{mn} = A_{mn} N_m \quad (15)$$

ga teng deylik.

Ehtimollik ta'rifiga asosan $n \rightarrow m$ o'tish ehtimolligi

$$W_{nm} = N_{nm} / N_n \quad (16)$$

$m \rightarrow n$ o'tish ehtimolligi

$$W'_{mn} = N_{mn} / N_m \quad (17)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda N_{nm} - n -holatdan m -holatga o'tishlar soni, N_{mn} - m -holatdan n -holatga o'tishlar soni. (13), (14), (15)larni hisobga olib (16), (17) larni quyidagicha yozamiz:

$$N_{nm}/N_n = B_{nm} \rho(\omega, T) \quad (18)$$

$$N_{nm}/N_m = B_{mn} \rho(\omega, T) + A_{mn} N_m \quad (19)$$

Bulardan vaqt birligi ichida o'tishlar soni

$$N_{nm} = N_n B_{nm} \rho(\omega, T) \quad (20)$$

$m \rightarrow n$ o'tishlar soni

$$N_{nm} = N_m [B_{mn} \rho(\omega, T) + A_{mn}] \quad (21)$$

larga tengligini topamiz.

Faraz qilaylik, nurlanish bilan yutilish jarayonida muvozanatli holat ro'y bersin. Bunday muvozanatli holatda vaqt birligi ichidagi yutilishlar soni ($n \rightarrow m$) nurlanishlar soniga ($m \rightarrow n$) teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, energiya almashinishidan iborat bo'lgan muvozanatli holat ro'y bergandagina nurlanish energiyasining spektr bo'yicha taqsimlanishi aniq bajariladi. Bunday muvozanatli holat uchun

$$N_{nm} = N_{mn}$$

yoki

$$N_n B_{nm} \rho(\omega, T) = N_m [B_{mn} \rho(\omega, T) + A_{mn}] \quad (22)$$

tenglikni hosil qilamiz. Ikkinchi tomondan muvozanatli holat uchun Boltsman taqsimlanishiga asosan E_n energiyali holatlar uchun

$$N_n = C e^{-E_n/kT}$$

E_m energiyali holatlar uchun

$$N_m = C e^{-E_m/kT}$$

ifodalarni yoza olamiz. Bularni hisobga olsak (22)ni shunday yozish mumkin:

$$C e^{-E_n/kT} B_{nm} \rho(\omega, T) = C e^{-E_m/kT} [B_{mn} \rho(\omega, T) + A_{mn}]$$

Tenglikning har ikki tomonini o'zgarmas C kattalikka bo'lib:

$$e^{-E_n/kT} B_{nm} \rho(\omega, T) = e^{-E_m/kT} [B_{mn} \rho(\omega, T) + A_{mn}] \quad (23)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda B_{nm} , B_{mn} , A_{mn} lar Eynshteyn koeffitsiyentlari deyiladi. (23)ning har ikki tomonini $\rho(\omega, T)$ ga bo'lib,

$$e^{-E_n/kT} B_{nm} = e^{-E_m/kT} [B_{mn} + (A_{mn}/\rho(\omega, T))] \quad (24)$$

ifodani hosil qilamiz. $T \rightarrow \infty$ bo'lganda $\rho \rightarrow \infty$ bo'lishidan oxirgi ifodadan

$$B_{nm} = B_{mn} \quad (25)$$

ekanligi kelib chiqadi. Endi (25)ni hisobga olib (24)ni shunday yozish mumkin:

$$e^{-E_n/kT} B_{nm} \rho(\omega, T) = e^{-E_m/kT} [B_{mn} \rho(\omega, T) + A_{mn}]$$

yoki

$$(e^{-E_n/kT}/e^{-E_m/kT} - 1)B_{nm} \rho(\omega, T) = A_{mn} \quad (26)$$

shaklga keltiramiz. Bundan spektral zichlikning

$$\rho(\omega, T) = (A_{mn}/B_{nm})(1/(e^{(E_m - E_n)/kT} - 1))$$

ga teng bo'lishini topamiz. Eynshteyn energiyaning diskretligi haqidagi Plank gipotezasidan foydalanib, E_m energiyali holatdan E_n energiyali holatga $\hbar\omega$ kvant energiyali nurlanish bilan o'tadi, ya'ni

$$E_m - E_n = \hbar\omega$$

deb hisobladi. Buni hisobga olib (26)ni quyidagicha yozamiz:

$$\rho(\omega, T) = (A_{mn}/B_{nm})(1/(e^{\hbar\omega/kT} - 1)) \quad (27)$$

(27) formulani yuqori temperaturalarda, ya'ni $kT \gg \hbar\omega$ larda Reley-Jins formulasidan iborat bo'lishi kerak degan fikrga asoslanib Eynshteyn juda muhim natijaga erishdi. Buning uchun $e^{\hbar\omega/kT}$ ni qatorga yoyib

$$e^{\hbar\omega/kT} = 1 + (\hbar\omega/kT) + \dots$$

ga asosan yuqori temperaturalarda, ya'ni (27)ni

$$\rho(\omega, T) = (A_{mn}/B_{nm})(1/(e^{\hbar\omega/kT} - 1)) = (A_{mn}/B_{nm})(1/(1 + \hbar\omega/kT - 1))$$

yoki

$$\rho(\omega, T) = (A_{mn}/B_{nm})(kT/\hbar\omega) \quad (28)$$

ko'rinishda yoza olamiz. (28) ifoda Reley-Jins

$$\rho(\omega, T) = (\omega^2 kT)/\pi^2 c^3 \quad (29)$$

formulasiga mos kelishi uchun koeffitsiyentlar

$$A_{mn}/B_{nm} = \hbar\omega^3/\pi^2 c^3 \quad (30)$$

ga teng bo'lishi kerak. Endi (30)ni hisobga olib (28)ni quyidagicha yozamiz:

$$\rho(\omega, T) = [\hbar\omega^3/\pi^2 c^3](1/(e^{\hbar\omega/kT} - 1)) \quad (31)$$

(31) mutlaq qora jismning muvozanatli nurlanishida spektral zichligini ifodalaydi. U temperatura va chastotaga bog'liq. Boshqacha aytganda, temperatura va chastotaning 0 dan ∞ gacha oralig'ida tajriba natijalariga mos keluvchi mutlaq qora jism nurlanish energiyasining spektr bo'yicha taqsimlanish funksiyasining ifodasidir. Uni dastlab M. Plank aniqlagan. Shuning uchun (31) Plank formulasi deyiladi.

5.1.2. Atom holati diskretligining tajribalarda tasdiqlanishi

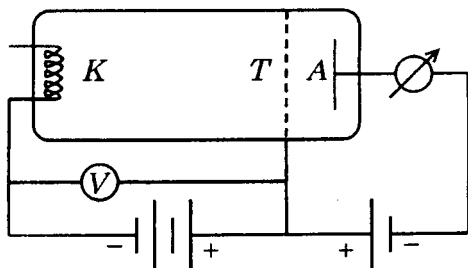
Plank mutlaq qora jism nurlanishi muammosini hal etishda energiyaning diskret qiymatlar qabul qilishi, ya'ni kvant tushunchani kiritish bilan fizikada mutlaq yangi fikr aytgan edi. Tezda bu fikrlar tajribada tasdiqlandi va fizikaning ko'pgina sohalariga tatbiq etilib rivojlantirildi.

Plankning kvant gipotezasiga asoslanib, Eynshteyn 1905-yili fotoeffekt hodisasini tushuntirdi va yorug'lik kvanti foton haqidagi tushunchani kiritish bilan yorug'likning kvant nazariyasiga asos soldi.

1913-yili kvant haqidagi gipotezani atom tuzilishiga tatbiq etgan N. Bor yarim klassik, yarim kvant nazariyasi bilan mikroolam hodisalarini sodda izohlashga erishdi.

Plank gipotezasiga ko'ra, atom diskret holatlarga ega bo'lsa-da, bu mantiqiy fikr tajribalarda bevosita tasdiqlanishi kerak edi. Haqiqatda, ko'p o'tmay, 1913-yili D. Frank va G. Gers o'tkazgan tajribalar atom holati diskretligining bevosita tasdig'i bo'ldi. Tajriba atomning aniq diskret qiymatli energiyalarga ega bo'lgan holatlarda bo'lishini ko'rsatdi.

Frank-Gers tajribasi. Frank-Gers tajribasi quyidagi g'oya, fikrga asoslangan. Zarralarning to'qnashuvi elastik va noelastik bo'lib, elastik to'qnashishda zarralarda hech qanday energiya almashinishi ro'y bermaydi. Boshqacha aytganda, energiyaning saqlanish qonuniga asosan mutlaq elastik to'qnashishda zarralarning energiyalari (tezliklari) o'zgarmaydi. Faqat ularning harakat yo'nalishlari o'zgaradi, xolos. Noelastik to'qnashishda zarralarda energiya almashinishi ro'y beradi. Bunday zarralarning noelastik to'qnashishida energiya birinchisidan ikkinchisiga yoki ikkinchisidan birinchisiga uzatilishi mumkin. Masalan, elektron atom bilan noelastik to'qnashganda o'zining energiyasining bir qismini atomga beradi. Aksincha, atom «uyg'ongan» holatda bo'lsa elektron bilan to'qnashishida unga ma'lum bir qism energiyasini berishi mumkin.

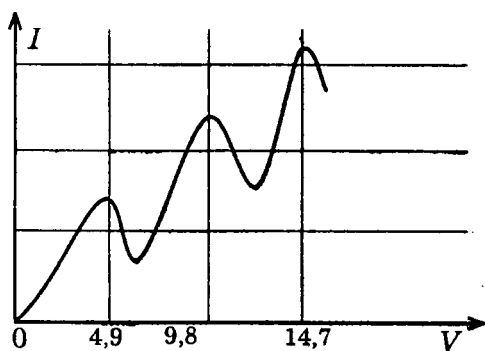


5.1.2-1-rasm

Klassik tasavvurlarga asosan elektronning atom bilan to'qnashishida bergan energiyasi ixtiyoriy qiymatlar qabul qilishi mumkin.

Kvant tasavvurlarga asosan elektronning atom bilan to'qnashishida bergan energiyasi ixtiyoriy qiymatlarga ega bo'lmay, balki atomning ma'lum holatlariga mos energiyalar ayirmasi shaklidagi diskret qiymatlar bilan aniqlanadi.

Boshqacha aytganda, elektron atom bilan to'qnashganda yo'qotgan energiyasi uzlukli-diskret bo'lishi kerak. Aksincha, yo'qotilgan energiya diskret bo'lmasa, atomdagi statsionar holatlar bo'lmasligi kerak. Atom holatining diskretligi faqat holat energiyalarining ayirmasi diskret



5.1.2-2-rasm

qiymatlar qabul qilishi bilangina tushuntiriladi. Demak, elektronning atom bilan noelastik to'qnashuvida bergan energiyasini aniqlash mumkin bo'lsa, unga qarab atom holatining diskretligini baholash mumkin bo'ladi.

Tajriba quyidagicha bo'lgan. Triod shaklida olingan idish simob bug'lari bilan to'ldirilgan. Bunda katoddan

chiqqan elektronlar simob atomlari mavjud bo'lgan katod-to'r oralig'ida tezlashtiriladi. To'r-anod oralig'idagi kuchsiz elektr maydoni ($\sim 0,5$ V) ta'sirida elektronlar harakati sekinlashtiriladi (5.1.2-1-rasm).

O'tkazilgan tajribalar chizmada ko'rsatilgani kabi anod zanjiridagi tok kuchi bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish monoton o'sib boruvchi maksimum va minimumlar hosil qilishini ko'rsatdi. Dastlab kuchlanishning ortib borishi bilan zanjirdagi tok kuchi $I = \alpha V^{3/2}$ qonuniyat bo'yicha ortib boradi. Tok kuchining ortishi kuchlanish 4,9 voltga yetguncha davom etadi. Kuchlanish 4,9 V ga yetganda tok kuchi maksimal qiymatga erishadi. Yana tezlashtiruvchi kuchlanishning ortib borishi bilan tok kuchi kamayib va ortib borishi, ya'ni kuchlanishning 4,9 V, 9,8 V, 14,7 V qiymatlarida tok kuchi maksimal qiymatlar qabul qilishi kuzatilgan (5.1.2-2-rasm). Elektronlar katod bilan to'r oralig'idagi tezlashtiruvchi kuchlanish ta'sirida olgan energiyalari $\varepsilon = 4,9$ V ga yetguncha simob atomlari bilan bo'ladigan to'qnashishlari elastik bo'ladi, energiyalari o'zgarmaydi. Bunday energiyali elektronlar to'rdan o'tib A anodga yetib boradi, zanjirda maksimal tokni hosil qiladi. Elektronlar energiyasi 4,9 V ga yetganda, simob atomi bilan noelastik to'qnashadi. Bunda elektron energiyasining hammasini yoki bir qismini atomga beradi. Natijada energiyasi kamaygan elektronlar (kichik tezlikdagi elektronlar) to'r anod oralig'idagi sekinlashtiruvchi sohadan o'tib keta olmaydi va anod toki kamaya boradi.

Katod va to'r oralig'idagi kuchlanishning ortib borishida elektronlar energiyasi 9,8 eV ga yetganda, simob atomlari bilan ikkinchi marta noelastik to'qnashishi mumkin. Bunda birinchi noelastik to'qnashishdan keyin sekinlashtiruvchi sohadan o'tib ketishga yetarli energiyali elektronlar yana tok kuchining ortishiga sabab bo'ladi.

Kuchlanishning yana ortishi bilan elektronlarning energiyasi $14,7 \text{ eV}$ ga yetgach simob atomlari bilan yana noelastik to'qnashishi ro'y beradi. Bunda tok kuchi yuqoridagi kabi navbatdagi maksimumga erishadi.

Tok kuchining o'zgarishini tasvirlovchi egri chiziqning bunday ko'rinishda bo'lishi faqat atomlar energiyaning diskret qiymatlar qabul qilishi mumkin degandagina to'g'ri tushuntiriladi. Haqiqatan ham atomning har bir holatiga mos energiyalari E_1, E_2, E_3, \dots ga teng desak, atom faqat $\Delta E_1 = E_2 - E_1, \Delta E_2 = E_3 - E_2, \dots$ ga teng energiyalarni qabul qilishi kerak. Bu esa tajribaga mos keladi.

Atomlar elektronlar bilan to'qnashib undan ΔE ga teng energiya oladi va uyg'ongan holatga o'tadi. Bunday atom tezda $\Delta E = \hbar\omega$ ga teng yorug'lik kvanti chiqarib, asosiy holatga qaytadi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan, elektron atom bilan to'qnashganda qancha energiya yo'qotsa, uyg'ongan atom nurlanishida shunday energiyali yorug'lik kvantini chiqarib, asosiy holatiga o'tadi. Bu modda va nurlanish jarayonida energiyaning o'zaro almashinishi kvant kattaliklar bilan amalga oshishini ko'rsatadi.

Shtern va Gerlax tajribasi. Ma'lumki, elementar zarralar, shu jumladan, atomlar magnit momentiga ega. Atomlarning magnit momentlarini tajribada dastlab Shtern va Gerlax aniqlashgan. 1922-yili Shtern va Gerlax o'tkazgan tajriba yana bir bor atom holati diskretligini isbotladi. Tajribada atom va molekullarning magnit maydonga nisbatan joylanishi (fazoviy kvantlanishi) diskret qiymatlar bilan aniqlanishi kuzatildi.

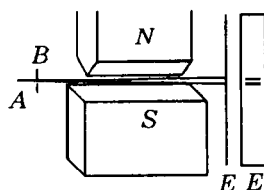
Tajriba quyidagi fikrga, atom va molekullardan iborat zarralarning bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan o'tishida yoyilishi, chetlanishni aniqlashga asoslangan. Biror B tirqish orqali o'tgan kumush atomlarining ma'lum dastasi kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan o'tkaziladi 5.1.2-3-rasm. Bu zarralar yuqori temperaturali A manbadan bug'lanish natijasida uchib chiqqan kumush atomlaridir.

Tashqi magnit maydon shunday tanlanadiki, bunda biri o'tkir qirrali, ikkinchisi yassi shakldagi magnit qutblar bir jinsli bo'lmagan kuchli magnit maydonni hosil qiladi. Bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tuvchi kumush atomlarining yo'nalishlari o'zgarib, ikkiga ajralishini ekranda kuzatish mumkin.

Bir jinsli bo'lmagan magnit maydonning kumush atomlariga ta'siri

$$F_m = P_m (dB/dZ) \cos\alpha \quad (1)$$

ga teng bo'lib, bu yerda P_m – magnit momentining Z yo'nalishi bo'yicha qiymati, B – magnit maydon



Nizomiy 5.1.2-3 rasm

induksiyasi, α – maydon yo‘nalishi bilan P_m vektori yo‘nalishi orasidagi burchak. Magnit maydon yo‘nalishi Z o‘qi yo‘nalishida bo‘lib, faqat shu yo‘nalishdagina magnit maydonning bir jinsli bo‘lmasligi ta‘minlangan.

Atom magnit momentiga ega. Atomlarda bu magnit momentlar ikki sababga ko‘ra, birinchidan, elektronlarning orbital aylanma harakatidan, ikkinchidan, elektron o‘z xususiy magnit momentga ega ekanligidan vujudga keladi.

Formuladan ko‘rinadiki, kumush atomlarining magnit maydondan o‘tishida og‘ishi atomning magnit momentining mavjudligiga, maydonning bir jinslimasligiga, magnit moment bilan maydon yo‘nalishi orasidagi burchakka bog‘liq. Bu yerda dB/dZ kattalikni bilgan holda, og‘ish burchagiga qarab magnit momentini aniqlash mumkin. Har bir atomning bir jinsli bo‘lmagan maydondan o‘tishida og‘ishi ekranda kuzatilar ekan, klassik tasavvurlarga asosan, kumush atomlari hamma yo‘nalishlarda og‘ishi mumkin bo‘lib, yoyilib ketishi kerak, ya‘ni ekranda ingichka yo‘lli iz qoldirishi lozim. Tajribada bu yo‘llar bir necha chiziq'larga ajralishi aniqlandi. Masalan, kumush atomlari bilan qilingan tajribada ikkita simmetrik chiziq'larga ajralishi aniqlandi. Temir atomlarida to‘qqizta chiziq kuzatiladi. Atom dastalarining alohida chiziq'larga ajralishi ularning magnit maydon yo‘nalishida magnit momentlari faqat ma‘lum vaziyatlarda joylanishi bilan tushuntiriladi.

Tajriba burchak kattaliklari uzluksiz qiymatlar emas, balki uzlukli qiymatlar qabul qilganda, ya‘ni atomlar fazoda magnit momentlari

$$m/n = \cos\alpha \quad (2)$$

shartni qanoatlantiruvchi holatlardagina joylanishini ko‘rsatdi.

Bu yerda m – magnit kvant soni bo‘lib, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_\alpha$ qiymatlar qabul qiladi, n_α – orbital kvant soni ($n_\alpha = 0, 1, 2, 3 \dots n-1$). α – magnit momenti bilan maydon hosil qilgan burchakdir; n – bosh kvant son ($n=1,2,3,\dots$)

Kvant mexanikada impuls momenti

$$L_m = m\hbar \quad (3)$$

formula bilan kvantlanadi. Bu yerda m – magnit kvant son, \hbar – Plank doimiyligi.

Elektromagnitizmdan ma‘lumki, magnit moment bilan impuls momenti

$$P_m = eL_m/2m_e c \quad (4)$$

bog‘lanishga ega. Bu yerda e – elektron zaryadi, m_e – elektron massasi. (3) ni (4) ga qo‘yib

$$P_m = em\hbar/2m_e c = \mu m \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. (5) formuladagi

$$\mu_0 = e\hbar/2m_e c \quad (6)$$

o'zgarimas kattalik Bor magnitoni deyiladi.

Demak, zarralarning magnit momenti Bor magnitoniga karrali bo'lishi kelib chiqadi.

Bularning hammasi atom holati diskret kattaliklar bilan aniqlanishini, ya'ni Plankning kvant g'oyasi tajribaga mos kelishini ko'rsatadi.

Tajribalar kvant energiyaning bo'linmas, eng kichik bo'lagi ekanligini, bundan esa, energiya almashinishi uzluksiz bo'lmay, diskretli ma'noga ega ekanligini to'la tasdiqladi. Shu bilan birga tajribalar kvant o'tishlar tabiatning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, ehtimolli ma'noga ega ekanligini ko'rsatadi.

5.1.3. Yorug'likning kvant xossalari

Eynshteyn gipotezasi. Yorug'likning kvant nazariyasi Plankning nurlanish energiyasi chastotaga proporsional degan g'oyasiga asoslanadi. Bu g'oyaga asosan, nurlanish $\hbar\omega$ ga teng diskret energiya tarqaladi. Eynshteyn yorug'likning korpuskulyar tabiatiga aniqlik kiritib, yorug'lik diskret zarralar – yorug'lik kvantlaridan iborat degan gipotezani berdi. Bunday fikrga Eynshteyn mutlaq qora jism nurlanish energiyasining fluktuatsiyasini o'rganish asosida kelgan edi. U nurlanish har biri $\hbar\omega$ ga teng bo'lgan $n = E/\hbar\omega$ ta yorug'lik kvantlaridan iborat bo'lishi kerak va bu yorug'lik kvanti butunligicha nurlanishi, yutilishi mumkin, deb hisobladi. Keyinchalik bu yorug'lik kvantlari fotonlar deb ataldi. Elektromagnit nurlanishning elementar zarrasi, yunoncha yorug'lik degan ma'nodagi so'zdan kelib chiquvchi foton termini, dastlab, amerikalik olim G. N. Lyuis tomonidan 1929-yili fanga kiritilgan.

Yorug'likning har bir kvant zarralari – fotonlar chastotaga bog'liq holda

$$\varepsilon = \hbar\omega \quad (1)$$

tenglik bilan aniqlanuvchi energiyaga ega bo'ladi. Masalan, ko'rinuvchi yorug'lik fotonlarining energiyasi $\sim 10^{-14} J$ atrofida bo'ladi.

Ma'lumki, nisbiylik nazariyasiga asosan, m massali zarra energiyasi

$$\varepsilon = mc^2 \quad (2)$$

ga teng.

Foton yorug'lik zarrasi bo'lib, u yorug'lik tezligida tarqaladi. Fotonning tinchlikdagi massasi noldan farqli desak $v = c$ bo'lganda

$m_r = m_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ formulaga asosan $m_r \rightarrow \infty$ bo'ladi. Bunday bo'lishi

mumkin emas. Shuning uchun yorug'lik tezligida harakatlanuvchi fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng. U faqat yorug'lik tezligidagina mavjud bo'lib, yorug'lik kvanti hisoblanadi.

Nisbiylik nazariyasidan ma'lumki, zarraning energiyasi impuls bilan quyidagi bog'lanishga ega:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (4)$$

Bu ifodani tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lgan foton uchun ($m_0=0$)

$$E = c P \quad (5)$$

ga teng deb yoza olamiz. Bundan

$$P = E/c = \hbar\omega/c \quad (6)$$

ekanligini topamiz. Bu foton impulsidir. (6)ni $k = \omega/c$ to'lqin soni orqali shunday yozamiz:

$$P = \hbar\omega/c = \hbar k \quad (7)$$

yoki (7)ni impuls yo'nalishida (yorug'lik tarqalishi yo'nalishida) bo'lgan to'lqin vektorini kiritib, foton impulsining vektor ko'rinishidagi ifodasini hosil qilamiz:

$$\vec{P} = \hbar \vec{k} \quad (8)$$

Foton moddiy zarralar kabi energiyaga, impulsiga ega (elektr zaryadga, magnit momentga, dipol momentga ega emas). Yorug'lik kvanti – foton haqidagi Eynshteyn gipotezasining to'g'riligi tezda tajribalarda tasdiqlandi. Bote, Ioffe va boshqalar tomonidan o'tkazilgan tajribalar hamda fotoeffekt, Kompton effekti, yorug'lik oqimining fluktuatsiyalanishi kabi juda ko'p hodisalar yorug'lik kvantlari haqidagi g'oyani to'la tasdiqladi. Biz bularning ba'zilarini bilan qisqacha tanishib o'tamiz.

Yorug'lik bosimi. Kvant tushunchalar asosida yorug'lik bosimi oson tushuntiriladi. Foton impulsiga ega desak, vaqt birligida tushayotgan fotonlarning birlik yuzaga ta'siri yorug'lik bosimini hosil qiladi, deb hisoblash mumkin. Birlik vaqt ichida birlik yuzaga tik tushayotgan fotonlar soni N ga teng deylik (ba'zan bu oqim zichligi deyiladi). Bunda jism fotonlarni butunlay yutishi yoki butunlay qaytarishi yoki qisman yutib, qisman qaytarishi mumkin. Lekin tabiatda yorug'likni qisman yutib, qisman qaytaruvchi jismlargina mavjud. Jismlardagi yorug'likni (fotonlarni) qaytarish qobiliyatlarini tavsiflovchi kattalik – qaytarish koeffitsiyentini ξ bilan belgilaymiz. Bunday jismlar fotonlarning ξN qismini qaytaradi, $(1 - \xi)N$ qismini yutadi. Bitta foton impulsi

$$P = \epsilon/c$$

ga, qaytgan fotonlar impulsi

$$\xi \cdot N \cdot \epsilon/c$$

ga teng. Lekin qaytgan fotonlar, xuddi zarralar idish devoriga urilib qaytishida jismga ikki marta ortiq impuls bergani kabi, fotonlar sirtga ikki marta katta impuls beradi, ya'ni fotonlarning sirdan qaytganda bergan impulsi $2\xi N\epsilon/c$ ga teng bo'ladi.

Fotonlarning yutilgan qismi $(1 - \xi)N\epsilon/c$ ga teng impuls beradi. Jismga fotonlar tomonidan berilgan natijali impuls

$$P = 2\xi N\epsilon/c + (1 - \xi)N\epsilon/c = (1 + \xi)E/c \quad (9)$$

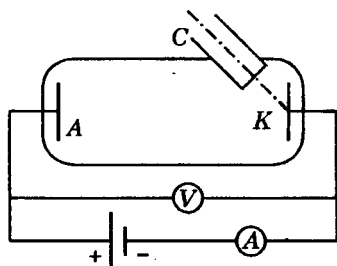
ga teng bo'ladi. Vaqt birligida birlik yuzaga tushayotgan fotonlar $E = Ne$ ga teng energiyaga ega deb yorug'likning jism sirtiga bergan bosimi

$$P = (1 + \xi)E/c \quad (10)$$

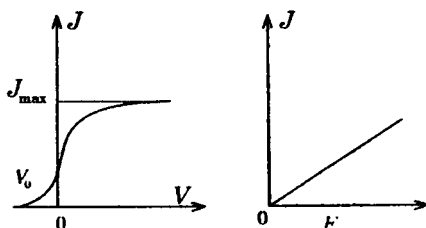
ga teng ekanligini topamiz.

Yorug'lik bosimini dastlab 1901-yili P. N. Lebedev tajribada qattiq jismlarda, keyinchalik gazlarda o'rgandi. U o'tkazgan tajribalar asosida yorug'lik bosimini o'lchashga erishdi. Tajribalar (10) formulaning to'g'riligini tasdiqladi.

Fotoeffekt. Yorug'lik kvantlari haqidagi g'oyaning to'g'riligini tasdiqlovchi hodisalardan biri fotoeffektidir. Bu hodisani dastlab 1887-yili Gers tajribada rux sharchalar oralig'ini ultrabinafsha nurlar bilan yoritib, ular oralig'ida elektr uchqunlarining chiqishi osonlashganligini kuzatib aniqlagan edi.



5.1.3-1-rasm



5.1.3-2-rasm

Keyinchalik Stoletov bu hodisani mukammal tekshirdi. Gers, Galvaks, Stoletov, Lenard (F. Lenard 1905-yili katod nurlar tadqiqotlari uchun Nobel mukofotini olgan) va boshqalar o'tkazgan tajribalarda moddalarning yorug'lik ta'sirida manfiy zaryadlangan zarralar – elektronlar chiqarishi aniqlandi. Shuning uchun yorug'lik ta'sirida moddadan elektronlar chiqarilishi **fotoeffekt** deb ataldi. Ko'pincha yorug'lik ta'sirida qattiq yoki suyuq moddalardan elektronlar chiqishi **tashqi fotoeffekt** deb ataladi.

Yorug'lik ta'sirida fotoeffekt hodisasini kuzatish qurilmasi 5.1.3-1-rasmda ko'rsatilgan bo'lib, bunda vakuum hosil qilingan idish ichiga A anod va K katod o'rnatilgan. Ular oralig'ida potentsiallar ayirmasi hosil qilingan. Zanjirda tok A ampermetr yordamida aniqlanadi. Qurilmadagi kvarsdan qilingan C teshik orqali K katod ultrabinafsha nurlar bilan yoritilmaganda zanjirda tok bo'lmashligini, tok faqat katod ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda hosil bo'lishini ko'rsatadi. Demak, tokning hosil bo'lishini ultrabinafsha nurlar katoddan elektronlar chiqarishi bilan izohlash mumkin.

Tajribalar yordamida yorug'lik intensivligi, potentsiallar farqi va zanjirdagi tok kuchlari o'rtasidagi qonuniyatli bog'lanishlar aniqlandi. Berilgan intensivlikda tok kuchining kuchlanishga bog'liqligi chizmada voltamper egri chizig'i bilan tasvirlanadi. Voltamper egri chizig'i 5.1.3-2-rasmda ko'rsatilgan bo'lib, uning o'ziga xos ikkita xususiyati muhim ahamiyatga ega. Birinchidan, berilgan intensivlikda potentsiallar farqini orttira borish bilan tok kuchi ham ortib, shunday qiymatga erishishi mumkinki, bundan keyin kuchlanish ortishi bilan tok kuchi ortmay qoladi 5.1.3-2-rasm. Odatda zanjirda hosil bo'lgan bunday tok to'yinish toki deyiladi. Undan foydalanib, berilgan intensivlikda katoddan chiqqan barcha elektronlar sonini aniqlash mumkin. Ikkinchidan, kuchlanishni kamaytirib $V=0$ bo'lganda ham zanjirdagi tok nolga teng bo'lmashligini, u faqat kuchlanishning ma'lum to'xtatuvchi potentsial deb ataluvchi qiymatida nolga aylanishini ko'rsatadi. Kuchlanishning bunday qiymatida katoddan chiqqan barcha elektronlar to'xtatuvchi potentsialni – anod va katod oralig'idagi elektr maydonni yengib o'tolmaydi. Bu shart elektronlarning boshlang'ich kinetik energiyasi to'xtatuvchi maydon energiyasiga (eV_0) teng bo'lganda bajariladi:

$$mv^2/2 = eV_0 \quad (11)$$

Demak, (11) formulaga asosan tok kuchi nolga teng bo'lgan to'xtatuvchi potentsialni bilgan holda, elektronlarning maksimal tezligini (energiyasini) aniqlash mumkin.

Tajribalar asosida fotoeffekt hodisasining quyidagi qonuniyatlari aniqlangan:

1. Vaqt birligida ajralib chiqayotgan elektronlar soni yorug'lik intensivligiga proporsional (berilgan chastotada zanjirdagi tok intensivlikka bog'liqligi 5.1.3-2 b-rasmda berilgan).

2. Katoddan ajralib chiquvchi elektronlar tezligi (energiyasi) yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmay, faqat chastota va katod yasalgan modda tabiatiga bog'liq.

Bulardan tashqari, o'tkazilgan tajribalardan fotoeffekt hodisasini

o'rganish asosida juda muhim bo'lgan to'yinish tok kuchi tushayotgan yorug'lik oqimiga proporsional bo'lishi, har bir modda uchun fotoeffektning qizil chegarasi mavjudligi va fotoeffekt inersiyasiz ro'y berishi kabi xulosalar olingan.

Klassik tasavvurlarga asosan fotoeffektning yuqoridagi qonunlarini tushuntirib bo'lmaydi. Chunki, klassik tushunchalarga asosan, elektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga proporsional bo'lishi kerak va bu fikr tajribaga mos kelmas edi.

Fotoeffekt yorug'lik kvantlari – fotonlar yordamida quyidagicha tushuntiriladi. Metalldagi elektronlar o'z-o'zidan metallni tashlab chiqib ketolmaydi. Elektronni metalldan chiqarish uchun ma'lum ish bajariladi. Bu ish chiqish ishi deyiladi. $\epsilon = \hbar\omega$ energiyali foton metallga tushib, elektron bilan to'qnashishida unga o'z energiyasini beradi. Natijada elektron energiyasi yetarli bo'lganda metalldan chiqib keta oladi va ma'lum tezlikka ega bo'ladi. Boshqacha aytganda, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, foton energiyasi elektronni metalldan chiqarishga (chiqish ishi A ga) va ma'lum kinetik energiyaga ($mv^2/2$) ega bo'lishiga sarflanadi:

$$\hbar\omega = mv^2/2 + A \quad (12)$$

Odatda (12) ifoda fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi.

(Eynshteyn fizika sohasidagi ishlari uchun 1921-yili Nobel mukofotini olgan). (12) dan juda muhim natija

$$mv^2/2 = \hbar\omega - A \quad (13)$$

ya'ni, elektron tezligi chastotaga proporsional bo'lishi kelib chiqadi (ikkinchi qonun).

Agar yorug'lik intensivligi yorug'lik oqimidagi fotonlar soniga proporsional desak, ajralib chiquvchi elektronlar fotonlar soniga proporsional bo'lgani uchun vaqt birligida ajralib chiqqan elektronlar soni yorug'lik intensivligiga proporsional bo'lishi kelib chiqadi (birinchi qonun).

Foton energiyasi elektronni metalldan chiqarishga yetmasa, fotoeffekt ro'y bermaydi. Haqiqatan ham (12) formuladan $mv^2/2 = 0$ bo'lganda

$$\omega_0 = A/\hbar \quad (14)$$

chastotadan kichik chastotalarda fotoeffekt kuzatilmaydi. Fotoeffekt hodisasi chastotaning ma'lum ω_0 qiymatidan katta qiymatlarida ro'y beradi va aksincha $\omega_0 > \omega$ bo'lganda fotoeffekt kuzatilmaydi. Shuning uchun bu chastota chegaraviy chastota yoki fotoeffektning qizil chegarasi deyiladi.

Tajribada (14) formuladan foydalanib, fotoeffektning qizil chegarasini bilgan holda, metallardagi chiqish ishlarini aniqlab yoki chiqish ishlarini

bilgan holda, fotoeffektning qizil chegarasini aniqlash mumkin. O'tkazilgan tajribalarda (Milliken) to'xtatuvchi potensial

$$V_T = k\omega - B \quad (15)$$

qonuniyatga bo'ysunishi aniqlangan. Bu yerda k , B – o'zgarmas kattaliklar. (11)ni hisobga olib (12)ni shunday yozamiz:

$$\hbar\omega = eV_T + A$$

yoki bundan

$$V_T = \hbar\omega/e - A/e \quad (16)$$

ga tengligini topamiz: (15) va (16)larni taqqoslab $B = A/e$ bo'lganda

$$k = \hbar/e \quad (17)$$

ekanligi aniqlanadi. Bu yerda k – tajribada aniqlanadigan kattalik, e – elektron zaryadi. Demak, e ni bilgan holda, k ni o'lchash bilan Plank doimiyligini aniqlash mumkin. Milliken, Lukirskiy va boshqalar o'tkazgan tajribalar (17) tenglikning to'g'riligini to'la tasdiqladi.

Fotoeffekt hodisasidan fan va texnika hamda turmushning juda ko'p sohalorida foydalaniladi. Hozirgi vaqtda fotoeffekt televideniye, tovushli kino, yorug'lik signalizatsiyasi, spektral analiz, yorug'lik sochilishlarini kuzatishda, astrofizik kuzatishlarda, avtomatik qurilmalar, quyosh energiyasidan foydalanish va boshqa sohalarda keng qo'llaniladi.

Kompton effekti. Klassik nazariyaga ko'ra, sochilgan nurlanishning chastotasi tushuvchi nurlanish chastotasiga teng bo'ladi. Rentgen nurlarining turli moddalardan sochilishini o'rganib, Kompton 1923-yili yorug'likning kvant nazariyasida muhim bo'lgan ajoyib hodisani kashf etdi. U sochilgan nurlar tarkibini tekshirib, unda dastlabki nurlarning to'liq uzunliklaridan farqli bo'lgan nurlanishlar borligini aniqladi. Kompton o'tkazgan tajribalari asosida quyidagi xulosalarga keldi:

1. Sochilgan nurlanishda dastlabki chastotaga (to'liq uzunlikka) mos va undan kichik chastotali (katta to'liq uzunliklardagi) nurlanishlar mavjud.

2. Chastotalar (to'liq uzunliklar)dagi farq sochilish burchagiga bog'liq, ya'ni

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta) \quad (18)$$

qonuniyatga bo'ysunadi. Bu yerda λ , λ' – tushuvchi va sochiluvchi nurlanishning to'liq uzunliklari, λ_0 – o'zgarmas kattalik, θ – sochilish burchagi.

Tajribalar orqali aniqlangan bu xulosalarni klassik nazariya asosida tushuntirish mumkin emas. Chunki, klassik tushunchalarga ko'ra, yorug'lik elektromagnit to'liq deb qaralganda, elektronni shu to'liq

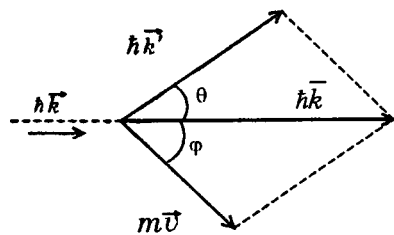
chastotasida tebranishga majbur etadi. Bunday chastotada tebranuvchi elektron faqat shu chastotali elektromagnit to'liqlar tarqata oladi. Demak, klassik tasavvurlarga ko'ra, $\omega = \omega'(\lambda = \lambda')$, ya'ni sochiluvchi nurlanish chastotasi (to'liqin uzunligi) tushuvchi nurlanish chastotasi (to'liqin uzunligida) bo'ladi.

Endi kvant tasavvurlarga asoslanib bu hodisani to'g'ri tushuntirish mumkinligini ko'rsataylik. Agar yorug'lik $\hbar\omega$ energiyali $\hbar k$ impulsga ega bo'lgan fotonlar deyilsa, Kompton effektini foton bilan elektronning to'qnashishidan iborat jarayon deb qarab, uni ham sifat jihatidan, ham miqdor jihatidan tushuntirish mumkin.

Fotonlar elektronlar bilan to'qnashishida o'zining harakat yo'nalisini (tezligini, ya'ni impulsini) o'zgartiradi. Boshqacha aytganda, to'qnashishda foton bir qism energiyasini elektronga berib, o'z energiyasini o'zgartirish hisobiga foton dastlabki energiyasi $\epsilon = \hbar\omega$ dan kichik $\epsilon_0 = \hbar\omega_0$ energiyaga ega bo'ladi. Shuning uchun $\epsilon > \epsilon_0$ yoki bundan $\omega > \omega_0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu esa tajribada kuzatilgan sochilgan nurlar tarkibida $\lambda' > \lambda$ to'liqin uzunligidagi nurlanishlar mavjudligini tasdiqlaydi.

Kompton effekti kvant tushunchalar asosida miqdor jihatdan quyidagicha tavsiflanadi. Foton bilan elektron to'qnashishiga energiya va impuls saqlanish qonunlarini tatbiq qilib, Kompton effektini miqdoriy tavsiflash mumkin.

Atomdagi elektronlar energiyasiga nisbatan rentgen nurlarining kvant energiyasi yetarli katta bo'lgani uchun, elektron energiyasini hisobga olmaslik darajada kichik deb olish mumkin. Shuning uchun bunday elektronlar impulslari nolga teng bo'lgan erkin va tinch zarralar deb qaraladi. Fotonning tinch deb hisoblangan elektron bilan noelastik to'qnashuvi 5.1.3-3-rasmda tasvirlangan.



5.1.3-3-rasm

Fotonning to'qnashishgacha va to'qnashishdan keyingi impulslari $P = \hbar k$, $P' = \hbar k'$ elektronning to'qnashishgacha impulsi nolga teng va to'qnashishdan keyingi impulsi mv ga teng deylik. Fotonning to'qnashishgacha va to'qnashishdan keyingi energiyalari $\epsilon = \hbar\omega$, $\epsilon' = \hbar\omega_0$ ga teng, elektronning to'qnashishgacha va to'qnashishdan keyingi energiyalari $E = m_0c^2$, $E_k = mc^2$ ga teng bo'lsin. Impuls va energiyaning saqlanish qonuni foton va elektron to'qnashish jarayoni uchun

$$\hbar\vec{k} = \hbar'\vec{k}' + m\vec{v} \quad (19)$$

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + mc^2 \quad (20)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

(19)dan foton va elektron to'qnashish jarayoni uchun

$$(mv)^2 = (\hbar k)^2 + (\hbar k')^2 - 2\hbar k k' \cos\theta \quad (21)$$

deb yoza olamiz. (21) ni $k = \omega/c$ ekanligini hisobga olib shunday shaklga keltiramiz:

$$(mvc)^2 = (\hbar\omega)^2 + (\hbar\omega')^2 - 2\hbar\omega\omega'\cos\theta \quad (22)$$

(20)ni shunday yozish mumkin :

$$mc^2 = \hbar\omega^2 - \hbar\omega'^2 + m_0c^2 = \hbar(\omega - \omega') + m_0c^2$$

Oxirgi tenglikni kvadratga ko'tarib

$$(mc^2)^2 = (m_0c^2)^2 + \hbar^2(\omega - \omega')^2 + \hbar^2m_0c^2(\omega - \omega')$$

(23)

ko'rinishda yozamiz. (23)dan (22)ni ayirib

$$(mc^2)^2 - (mvc)^2 = (m_0c^2)^2 - 2\hbar^2\omega\omega'(1 - \cos\theta) + 2\hbar m_0c^2(\omega - \omega') \quad (24)$$

ifodani hosil qilamiz.

Nisbiylik nazariyasidagi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

ifodadan foydalansak, yuqoridagi tenglikning chap tomoni shunday yoziladi.

$$(mc^2)^2 - (mvc)^2 = m^2c^4(1 - v^2/c^2) = m_0^2c^4$$

Buni hisobga olib (24)ni yozish mumkin :

$$m_0^2c^4 = (m_0c^2)^2 - 2\hbar^2\omega\omega'(1 - \cos\theta) + 2\hbar m_0c^2(\omega - \omega')$$

yoki

$$\hbar^2\omega\omega'(1 - \cos\theta) = m_0c^2(\omega - \omega')$$

ko'rinishga keladi.

$\omega = 2\pi c/\lambda$ ekanligidan foydalanib, oxirgi tenglikni

$$\lambda - \lambda' = (2\pi\hbar/m_0c)(1 - \cos\theta) \quad (25)$$

yoki

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = (h/m_0c)(1 - \cos\theta) = \lambda_0(1 - \cos\theta) \quad (26)$$

shaklga keltiramiz. Bu yerda

$$\lambda_0 = h/m_0c \quad (27)$$

kattalik m_0 massali zarraning Kompton to'lqin uzunligi deyiladi. (26) ni hisobga olsak, (25) ifoda tajribada aniqlangan (18) formulaning o'zi-

dir. Demak, (25)dan ko'rinadiki, sochilgan nurlanishdagi to'liqin uzunliklar farqi sochilish burchagiga bog'liq bo'lib, tajribaga mosdir.

(26)ga h , m_0 , c qiymatlarini qo'yib, Kompton to'liqin uzunligi, elektron uchun

$$\lambda_k = h/m_0c = 2,4262 \cdot 10^{-10} \text{ sm} = 0,02426 \text{ \AA}$$

ga teng ekanligini aniqlaymiz. Ba'zan

$$\lambda_0 = h/m_0c = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ sm} = 0,0038 \text{ \AA}$$

ga teng kattalik ham m_0 massali zarraning Kompton to'liqin uzunligi deyiladi.

(25) formulaning to'g'riligini tajribada tekshirgan amerikalik olim Kompton ko'mir (grafit) va boshqa moddalarda rentgen nurlarning sochilishini o'rganib, komptoncha siljish atomga kuchsiz bog'langan elektronlarda yaxshi kuzatilishini aniqlagan. Boshqacha aytganda, komptoncha siljish foton energiyasi atomdagi elektronning bog'lanish energiyasidan yetarli katta bo'lgandagina ro'y beradi. Atom bilan kuchli bog'langan elektronlardagi sochilishni xuddi atomning o'zidagi sochilishga o'xshatilsa, komptoncha siljish ro'y bermaydi, ya'ni sochilgan nurlanishda to'liqin uzunliklar o'zgarishsiz qoladi.

Kompton effekti elektronlardagina emas, balki boshqa zarralar, masalan, proton, neytronlarda ham ro'y berishi mumkin.

5.1.4. Kvant holat va noaniqlik munosabati

Bizga ma'lumki, biror fizik hodisa o'rganilar ekan, uning holati va harakat tenglamasining berilishi bu hodisani to'la tavsiflashga imkon beradi. Shu ma'noda holat tushunchasi fizikada muhimdir. Masalan, mexanik (dinamik) holat, makroskopik sistema holati, elektromagnit maydon holati, kvant holat va boshqalar.

Mexanika nuqtai nazaridan sistema holati unga tegishli koordinata va impulsning (tezliklarining) berilishi bilan to'la aniqlanadi. Boshqacha aytganda, klassik mexanikada zarra holati bir vaqtda o'lchanuvchi kattaliklar koordinata va impulsning berilishi bilan aniqlanadi.

Kvant mexanikada sistema holati, ya'ni mikrozarra holati klassik mexanikadagi zarra holati tushunchasidan butunlay farq qiladi. Bu farq, birinchidan, mikrozarralarning o'ziga xos xususiyatlarga ega bo'lishidan, ikkinchidan, klassik mexanikaga oid tasavvurlarimiz bilan mikrozarralarni tavsiflash mumkin emasligidan kelib chiqadi. Dastlab, mikrozarralarning o'ziga xos xususiyatlari nimalardan iboratligini ko'rib o'taylik.

1. Klassik fizikada asosiy dinamik kattaliklar: energiya, impuls, impuls momenti kabilar uzluksiz qiymatlar qabul qiladi. Makroskopik hodisalarda uzluksizlik oshkor holda namoyon bo'lgani kabi, mikro-olamdagi hodisalarda uzluksizlik, ya'ni mikrozarraga xos kattaliklarning kvantlanishi – diskret qiymatlarni qabul qilishi uning o'ziga xos muhim xususiyatidir.

2. Klassik fizika nuqtai nazaridan zarra aniq bir tezlikka ega va fazoda aniq bir joyni egallaydi. Mikrozarra esa ham zarra, ham to'liqin xususiyatiga ega bo'lib, agar uni to'liqin deb qarajak, fazoda yassi monoxromatik to'liqin sifatida chegaralanmagan bo'ladi. Zarra deb qaralsa, fazoning biror nuqtasida lokallashgan bo'ladi. Zarralar bo'linmas, to'liqin esa bunday xossaga ega emas. Bunday hollarda klassik fizikadagi trayektoriya tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi. Demak, mikrozarralarning o'ziga xos muhim xususiyatlaridan yana biri uning to'liqin tabiatli bo'lishidir.

Tabiatning kvant xususiyatiga ega bo'lishini birinchi marta 1900-yili nemis olimi M. Plank aytgan. Uning fikricha (u aytgan postulatga asosan) ossillyatorlarning mumkin bo'lgan barcha holatlaridan faqat energiyasi

$$E_n = n\hbar\omega$$

ga teng bo'lganlarigina real, mavjud bo'ladi. Bu yerda $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ \hbar – Plank doimiysi. Ossillyatorlarning bunday holatlari, ya'ni energiyasi $E_n = n\hbar\omega$ ga teng bo'lgan holatlari uning kvant holatlari deyiladi.

Tabiatning zarra-to'liqin xususiyatli bo'lishini dastlab 1924-yili fransuz olimi Lui-De-Broyl aytgan bo'lib, uning fikricha, har qanday moddiy zarra to'liqin tabiatli bo'ladi. Lui-De-Broyl g'oyasiga ko'ra, m massali, p impulsiga ega bo'lgan zarralarga foton uchun yozilgan formulalar $\epsilon = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ ni tatbiq etib

$$\lambda = h/p, \omega = E/\hbar$$

ifodalar olinadi. Bu yerda $h = 2\pi\hbar$.

Shunday qilib, mikrozarralar klassik fizika tushunchalaridan farqli kvant tabiatli zarralar bo'lishi bilan birga, ularga to'liqin tabiatli zarralar deb qaraladi.

Mikrozarralarning kvant holatlari qanday aniqlanishini keyinga qoldirib (bu alohida mavzu), zarraning diskretlik xususiyatidan foydalanib, kvant mexanikada muhim bo'lgan noaniqlik munosabati bilan tanishaylik. Bunga sabab, mikrozarra holatini tushunish uchun avval noaniqlik munosabatining ma'nosini tushunish kerak. Buning uchun noaniqlik munosabatini Plank gipotezasi asosida keltirib chiqaramiz. Bu bilan biz mexanik tushunchalarning qo'llanilish chegarasini ham ko'rsatgan bo'lamiz.

Har qanday makroskopik jism juda ko'p mayda zarralar – atomlar va molekullardan tuzilgan. Mexanika nuqtai nazaridan bunday makrosistema juda ko'p erkinlik darajasiga ega bo'lgan sistema deb qaraladi.

Agar sistemani bitta erkinlik darajasiga ega, ya'ni X o'qida tebranma harakat qilayotgan garmonik ossillyator deb hisoblasak, uning holati X va R_x

koordinatalardan iborat bo'lgan ikki o'lchamli fazoning birgina nuqtasi bilan aniqlanadi. Bunday fazo sirtidan iboratdir. Sistema ikkita va uchta erkinlik darajasiga ega bo'lganda uning holatini to'rt va olti o'lchovli fazoning birgina nuqtasi bilan tasvirlash mumkin bo'lib, u faqatgina fikran tasavvur etiladi.

Umuman sistema har biri 3 ta erkinlik darajasiga ega bo'lgan N ta zarradan iborat bo'lsa, uning holati $3N$ koordinatalar va $3N$ impuls-lar-ni berilishi bilan aniqlanadi.

N zarradan iborat bunday sistemaning holatini $3N$ ta koordinata va $3N$ ta impulsdan iborat $6N$ o'lchovli fazoning birgina nuqtasi yordamida tasvirlash mumkin. Odatda bunday fazo shu sistemaning fazaviy fazosi deyiladi. Fazaviy fazoning har bir nuqtasi sistemaning ma'lum bir mexanik, dinamik holatiga mos keladi.

Sistema holatining o'zgarishi fazaviy fazoda ma'lum bir fazoviy trayektoriya bilan tasvirlanadi.

Erkinlik darajasi birga teng bo'lgan garmonik ossillyatorning fazaviy fazodagi trayektoriyasini tekshiraylik. Ma'lumki, chiziqli garmonik ossillyator $F = -kx$ kuch ta'sirida tebranma harakat qiladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan uning harakat tenglamasi

$$ma = -kx \quad (1)$$

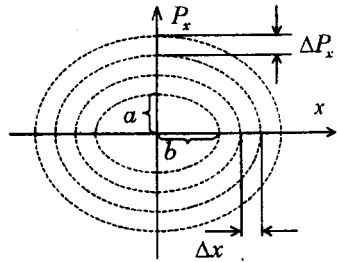
ko'rinishda bo'ladi. Bunda $a = \ddot{x}$, $\omega^2 = k/m$ belgilashlar kiritib, harakat tenglamasi (1)ni quyidagicha yozamiz.

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0$$

Bu tenglamani

$$x = A \sin(\omega t + a) \quad (2)$$

ko'rinishdagi garmonik tebranma harakat ifodasi qanoatlantiradi. Bunda A – tebranish amplitudasi, a – boshlang'ich faza. Bunday garmonik tebranma harakat qilayotgan ossillyatorning to'la energiya E ifodasi quyidagicha:



5.1.4-1-rasm

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2}$$

yoki

$$E = \frac{P_x^2}{2m} + \frac{kx^2}{2} \quad (3)$$

bunda $P_x = mv_x$. Fazaviy fazodagi fazaviy trayektoriyani topish uchun oxirgi ifodani

$$\frac{P_x^2}{2mE} + \frac{x^2}{2E/k} = 1$$

ko'rinishda yozamiz. (3) tenglama P_x, x ikki o'lchovli fazaviy fazodagi fazaviy trayektoriyani ifodalaydi. Bu yarim o'qlari $a = \sqrt{2mE}$, $b = \sqrt{2E/k}$ bo'lgan ellips tenglamasidir (5.1.4-1-rasm). Xususiyl holda, agar $a = b$ bo'lsa, u aylana tenglamasidan iborat bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, garmonik ossillyatorning ikki o'lchovli fazaviy fazodagi fazaviy trayektoriyasi ellipsdan iborat ekan. Ellips bilan chegaralangan yuza $S = \pi ab$ formula bilan aniqlanadi. Bu formulaga a, b larning qiymatlarini qo'yib

$$S = 2\pi E \sqrt{m/k}$$

yoki $\omega^2 = k/m$ ga asosan

$$S = 2\pi E/\omega \quad (4)$$

ni hosil qilamiz.

(4) formuladan ko'rinadiki, garmonik ossillyator energiya qiymatlarining har biriga unga mos aniq bir ellips bilan chegaralangan yuza to'g'ri keladi.

Klassik mexanikada P_x, x kattaliklar ixtiyoriy qiymatlar qabul qilgani uchun (3)ga asosan, energiya ham ixtiyoriy qiymatlarni qabul qiladi, ya'ni energiya uzluksiz qiymatlarga ega. Binobarin, (4)ga asosan, klassik mexanika nuqtai nazaridan ellips yuzi ham ixtiyoriy uzluksiz qiymatlar qabul qilishi kerak.

Kvant mexanikada garmonik ossillyator energiyasi

$$E_n = \hbar\omega(n+1/2) \quad (5)$$

ifoda bilan aniqlanadigan diskret qiymatlar qabul qiladi. Bunda \hbar – Plank doimiyligi, $n=0, 1, 2, 3, \dots$ butun sonlar qabul qiluvchi kvant son. (5) ni (4) ga qo'yib

$$S_n = 2\pi\hbar\omega(n+1/2) = h(n+1/2) \quad (6)$$

ifodani topamiz. Bunda $h = 2\pi\hbar$ ham Plank doimiysidir. (6) formuladan

ko'rinadiki, $n = 0$ ga teng bo'lgandagi kvant holatga mos ellips yuzi $S_0 = h/2$.

$n = 1$ ga teng bo'lgandagi kvant holatga mos ellips yuzi $S_1 = 3h/2$, $n=2$ ga teng bo'lgandagi kvant holatga mos ellips yuzi $S_2 = 5h/2$ va hokazolar kabi bo'ladi.

(6) formuladan n va $n-1$ holatlarga mos ellips yuzalarining ayirmasi

$$\Delta S_n = S_n - S_{n-1} = h \quad (7)$$

Plank doimiysi h ga teng ekanligi kelib chiqadi.

Demak, garmonik ossillyatorning har qanday ikki kvant holatiga mos fazaviy fazo hajm (sirt) elementlarining ayirmasi h Plank doimiysiga karrali.

Garmonik ossillyatorning fazaviy fazo hajm (misolimizda sirt) elementini ΔS ni $\Delta S = \Delta P_x \Delta x$ ko'rinishda yozish mumkin. Binobarin, (7)dan quyidagi xulosa kelib chiqadi: birinchidan, fazaviy fazodagi eng kichik hajm elementi h ga teng va bundan kichigi yo'q. Fazaviy fazo hajm elementi h ga karrali ekan, unga mos holat va uni xarakterlovchi kattaliklar diskret qiymatlar qabul qiladi. Ikkinchidan, eng kichik hajm elementi h ga teng bo'lsa, har qanday fazaviy fazo hajmi h ga teng va undan katta bo'lib, bunday fazaviy fazo hajm elementi uchun (misolimizda sirt yuzi uchun)

$$\Delta P_x \Delta x \geq h \quad (8)$$

bo'ladi.

Erkinlik darajasi birga teng bo'lgan garmonik ossillyatorning fazaviy fazodagi har qanday hajm elementi uchun yozilgan (8) ifodani umumlashtirib, erkinlik darajasi 3 ga teng bo'lganda :

$$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \Delta x \Delta y \Delta z \geq h^3$$

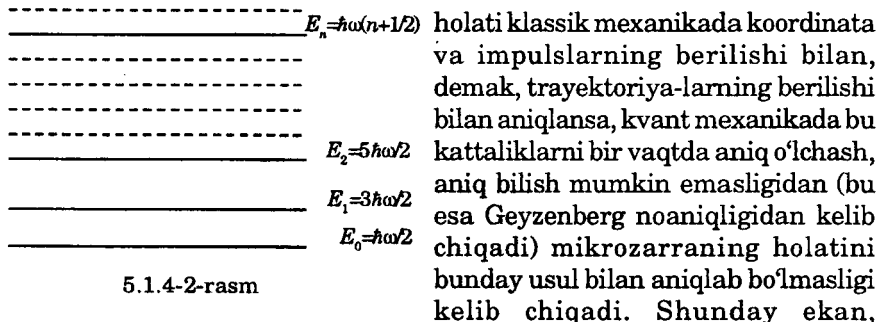
erkinlik darajasi $3N$ ga teng bo'lganda esa

$$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \dots \Delta x \Delta y \Delta z \geq h^{3N}$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Demak, fazaviy fazoning hajm elementi h ga yoki umumiy holda h^{3N} ga karrali ekan, unga mos holatlar va holatlarni tavsiflovchi kattaliklar diskret qiymatlarni qabul qilishi kelib chiqadi. (8) ifoda kvant mexanikaning asoslaridan biri bo'lib, Geyzenberg noaniqligi deyiladi (Geyzenberg 1932-yili fizika sohasidagi ishlari uchun Nobel mukofotini olgan).

Yuqorida qayd etilganidek, Geyzenberg noaniqligining ma'nosini bilmasdan turib, mikrozarra holatini tushunish mumkin emas. Zarra



5.1.4-2-rasm

mikrozarra holatlarini va unga mos keluvchi kattaliklarning diskret qiymatlari boshqa usul bilan kvant mexanika asosida aniqlanadi.

Kvant mexanikada garmonik ossillyatorning energiya sathlari 5.1.4-2 -rasm E_0, E_1, E_2 , ning har biriga, (6)ga asosan mos ravishda ellips bilan chegaralangan yuza (sirt) to'g'ri kelishini biz yuqorida aytdik. Ossillyator energiyasining diskret qiymatlari $E_0, E_1, E_2, \dots, E_n$ orasida real holatlar mavjud emas. Bu ikki qo'shni ellips bilan chegaralangan yuza (sirt) $\Delta S = h$ dan kichik yuza elementi $\Delta P_x \Delta X$ mavjud emasligidan kelib chiqadi.

Impuls va koordinatalarni aniqlashdagi noaniqliklar ΔP_x va Δx larni kiritsak, ularning ko'paytmasi $\Delta P_x \Delta x$ real holatni ifodalash uchun kamida h ga teng yoki h dan katta bo'lishi shart, ya'ni (8)dan iborat bo'ladi:

$$\Delta P_x \Delta x \geq h$$

Bu tenglik yoki tengsizlik, klassik mexanikadagi trayektoriya tushunchasini inkor etadi. Shu bilan birga trayektoriya tushunchasi asos bo'lgan klassik mexanika qonunlari, qat'iy aytganda, inkor etiladi.

Shunday qilib, diskretlik xususiyatidan Geyzenberg munosabatiga keldik. U asosida klassik mexanika diskret xossalarni tavsiflashga ojiz ekanligini aniqladik. Shuni ham aytish lozimki, agar kvant son yetarli katta bo'lsa, energiya E uzluksiz o'zgaradi deb qabul qilinishi mumkin: haqiqatan

$(E_n - E_{n-1})/E_n = (S_n - S_{n-1})/S_n = 1/(n + 1/2) \rightarrow 0, n \rightarrow \infty$ bo'lganda, ya'ni bu holda kvant hol klassik mexanika holiga o'tadi.

Geyzenberg noaniqligining ma'nosini tushunaylik. Formuladan x, P_x lar bir vaqtda aniq qiymatga ega bo'lmaydi. Agar x aniq qiymatga ega bo'lsa, ya'ni $\Delta x = 0$ da $\Delta P_x \rightarrow \infty$ bo'ladi; P_x esa aniq bo'lmaydi. Agar P_x aniq qiymatga ega bo'lsa, ya'ni $\Delta P_x = 0$ da $\Delta x = \infty$ bo'ladi; x esa aniq qiymatga ega emas. Bundan ko'rinadiki, bir vaqtda mikrozarra uchun,

P_x , x ni aniqlab bo'lmaydi, ya'ni bir vaqtda Δx , ΔP_x lar nol bo'lmaydi. Shuning uchun koordinata va impulsni bir vaqtda aniq o'lchab bo'lmasligidan mikrozarra holatini klassik mexanikadagiday aniqlab bo'lmasligi kelib chiqadi. Geyzenberg munosabatining

$\Delta x = (P/m)\Delta t$, $E = P^2/2m$, $\Delta E = (p/m)\Delta P$
 ekanligini nazarga olib, quyidagicha

$$\Delta E \Delta t \geq h \quad (9)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda ΔE – vaqt noaniqligiga mos kelgan energiyaning noaniqligidir. Boshqacha aytganda, mikroobyektning ta'sirlashish davri, vaqti Δt qancha kichik bo'lsa, uning energiyasi qiymatidagi noaniqlik ΔE shuncha katta bo'ladi. Shunday qilib, kvant mexanika nuqtai nazaridan (9)ga asosan energiyaning saqlanish qonuni ΔE gacha aniqlik bilan bajariladi.

Geyzenberg noaniqligi asosida ba'zi misollarni qaraylik:

1. Atomdagi elektronning bog'lanish energiyasi 10 eV tartibida. Bunday energiyali elektron atom yadrosida bo'lolmasligini, ya'ni yadro hajmiga «sig'masligini» ko'rsataylik.

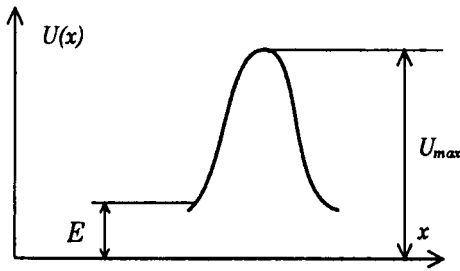
10 eV energiyaga to'g'ri kelgan impulsni $E = P^2/2m$ dan baholaylik:

$$P = \sqrt{2mE} \sim \sqrt{10^{-27} \cdot 10^{10} \cdot 10^{-12}} \text{ g} \cdot \text{sm/s} \approx 10^{-19} \text{ g} \cdot \text{sm/s}$$

(elektron massasi $m = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g}$, $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$), Geyzenberg noaniqligi (8)dan $\Delta x = h/\Delta P$. Baholash uchun $P \sim \Delta P$ deb olib, yuqoridagi formulaga asosan ($h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$) Δx uchun $\Delta x \sim 10^{-8} \text{ sm} = 10^{-10} \text{ m}$ qiymatni olamiz. Bu haqiqatan atom o'lchami tartibidagi qiymat. Demak, 10 eV energiyali elektronni 10^{-10} m masshtabli hajmda joylashtirish – lokalizatsiyalash mumkin. Yadro o'lchami 10^{-14} m tartibda, ya'ni atom o'lchamiga nisbatan 10^4 marta kichik. Demak, yadroda elektron joylashishi uchun uning impulsi 10^4 marta katta bo'lishi kerak, energiyasi esa $E = P^2/2m$ ga asosan 10^8 marta katta bo'lishi, ya'ni $10 \text{ eV} \cdot 10^8 = 10^9 \text{ eV}$ bo'lishi kerak.

Yadro reaksiyalari, jumladan, α – yemirilish, β – yemirilish va γ – nurlanish ko'rsatadiki, yadrodagi nuklonlarning har biri amalda taxminan 10^7 eV bog'lanish energiyasiga ega bo'ladi, ya'ni 10^9 eV dan 100 marta kichik bo'ladi. Demak, hatto 10^7 eV energiyali elektronni yadroga "joylash", ya'ni yadro o'lchamidagi hajmda lokalizatsiyalash mumkin emas.

2. Agar potensial baryer (to'siq) zarraning to'la energiyasi E dan baland (katta) bo'lsa, klassik tasavvurga asosan, zarra bu to'siqdan o'tolmaydi. Lekin kvant mexanika nuqtai nazaridan Geyzenberg noaniqligiga asosan zarraning to'siqdan o'tib ketish ehtimoli borligini ko'rsataylik (5.1.4-3-rasm).



5.1.4-3-rasm

Baryer tomon harakatlana-yotgan mikroobyekt, masalan elektron, baryer – elektr maydoni bilan ta'sirlasha boshlaydi. Ta'sirlashish (yashash) vaqti Δt bo'lsin, u holda Geyzenberg noaniqligiga asosan $\Delta E \geq h/\Delta t$ dan, agar $\Delta E \geq U - E$ bo'lsa, bunday mikroobyekt baryerdan (o'ng tomonga) o'tib ketishi mumkin.

Bunday o'tib ketish jarayoni tunnel effekt deyiladi.

3. Geyzenberg noaniqligidan foydalanib, atom o'lchamini baholash mumkinligini ko'rsataylik. Elektron holatini aniqlamoqchi bo'lsak, uning koordinatini aniq deganimizda impulsdagi aniqsizlik cheksizga teng bo'ladi. Aksincha, impuls aniq bo'lganda koordinatadagi aniqsizlik cheksiz bo'ladi; umuman elektronning yadro atrofida biror r masofali orbitada bo'lish ehtimolligi haqida gapirish mumkin. Agar elektronning koordinatasi va impulsini o'lchashdagi xatoliklar $\Delta x \sim r_0$, $\Delta p \sim p$ desak, $\Delta x \Delta p \approx h$ ifodani

$$p \approx h/r \quad (10)$$

deb yoza olamiz.

Vodorod atomidagi yadro harakatsiz deb olinganda, atomning to'la energiyasi elektronning kinetik energiyasi bilan elektron va yadro o'rtasidagi o'zaro ta'sir potensial energiyalarining yig'indisidan iborat bo'ladi. Yadro bilan elektron orasidagi o'zaro ta'sir kuchi Kulon kuchidan iborat bo'lib, u

$$F = e^2/r^2 \quad (11)$$

ga tengdir. Bundan yadro maydonidagi elektronning potensial energiyasi $F = -dU/dr$,

$$E_p = -e^2/r \quad (12)$$

ga teng bo'ladi. Kinetik energiyasi

$$E_k = mv^2/2$$

ga teng bo'lib, uni (11)dan foydalanib

$$E_k = mv^2/2 = P^2/2m = h^2/2mr^2 \quad (13)$$

shaklda yozamiz. Bularni hisobga olib atomning to'la energiya ifodasi-ni shunday yozamiz:

$$E = \frac{h^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{r} \quad (14)$$

Atom turg'un bo'lishi uchun uning energiyasi minimum bo'lishi kerak. Boshqacha aytganda, (14)dan r bo'yicha differensiallab nolga tenglash bilan atomning turg'un bo'lishi minimumlik shartini topamiz:

$$\frac{\partial E}{\partial r} = -\frac{h^2}{mr^3} + \frac{e^2}{r^2} = 0$$

yoki bundan

$$r = h^2/me^2 \quad (15)$$

ga tenglikni aniqlaymiz. Bu yerda h , m , e qiymatlarini (15)ga qo'yib, $r = 0,53 \cdot 10^{-10} m$ ga tengligini topamiz. Bundan esa atom o'lchami tajribadan olingan $\sim 10^{-10} m$ tartibidagi kattalikka teng degan xulosa kelib chiqadi.

Shunday qilib, mikroobyektlar (molekula, atom, elektron va shu kabilar) va ularning holatlari klassik mexanikadagi koordinata va impuls bilan aniqlanadigan zarralardan butunlay farqlidir.

5.1. 5. Lui-de-Broyl gipotezasi. Mikrozarralarning to'liqin xossalari

Fermi, Eyler, Lagranj, Gamilton ishlaridan geometrik optika va klassik mexanika qonunlarini bir xil shakldagi matematik tenglamalar bilan ifodalash mumkinligi haqidagi fikr kelib chiqadi. Lui-de-Broyl geometrik optika bilan klassik mexanika o'rtasidagi o'xshashlikni o'rganib shunday xulosaga keldi: Geometrik optikaga qaraganda to'liqin optika umumiyroq bo'lgani kabi, klassik tasavvurlardan kvant tasavvurlar umumiyroq bo'lishi hamda to'liqin va kvant tasavvurlar o'rtasida moslik va umumiylik mavjud bo'lishi kerak. 1923-yili «To'liqin va kvantlar» maqolasida Lui-de-Broyl erkin zarra harakati bilan to'liqin tarqalishi o'rtasidagi bog'lanishni ko'rsatib berdi hamda zarra harakatini ifodalovchi mexanik harakatning umumiy ifodasi bo'lgan eng kichik ta'sir (Gamilton) prinsipi bilan zarraga mos to'liqinga tatbiq etilgan Ferma prinsipi o'rtasidagi moslikni aniqlab berdi. Bunday qarash bilan zarra va to'liqin xususiyatli modda, ya'ni nurlanish(to'liqin)dan iborat bo'lgan fizik borliq(obyekt)ning bir butun nazariyasini yaratishga ilk qadam qo'yilgan edi.

Ikkinchi tomondan, yorug'lik tabiatini o'rganish sohasida qilingan tajribalar bu hodisalarni ham to'liqin, ham zarra deb qarashga majbur etdi. Yorug'likning difraksiyasi, interferensiyasi kabi hodisalarda u to'liqin

deb tushuntiriladi. Lekin fotoeffekt, Kompton effekti va boshqa hodisalarda esa yorug'lik faqat fotonlardan iborat deb qaralgandagina to'g'ri tushuntiriladi.

Lui-de-Broyl 1924-yili «Kvant nazariyasi bo'yicha tadqiqotlar» nomli doktorlik dissertatsiyasida yorug'lik ko'pgina hollarda korpuskulyar xossasini namoyon qilsa, zarra, xususan elektron tabiat simmetriyasiga asosan to'liqin xususiyatiga ega bo'lishi mumkin degan fikrni ilgari surgan edi. Shu yili Lui-de-Broyl ikki yoqlamalik – dualizm xususiyati faqat yorug'lik uchun to'g'ri bo'lmay, u umumiy ma'noga ega degan gipotezani berdi. U shu gipotezaga asoslanib, moddiy zarralar, korpuskulyar tabiatga ega bo'lishi bilan birgalikda, to'liqin tabiatga ega degan xulosaga keldi. Uning fikricha,

$$\varepsilon = \hbar\omega \quad (1)$$

$$\bar{P} = \hbar\bar{k} \quad (2)$$

energiya, impulsiga ega bo'lgan yorug'lik zarrasining harakati

$$\omega = \varepsilon/\hbar \quad (3)$$

$$\lambda = 2\pi\hbar/mv \quad (4)$$

chastota, to'liqin uzunligidagi to'liqinga mos keladi va bu xulosa barcha moddiy zarralar uchun umumiydir.

Shunday qilib, Lui-de-Broyl $\varepsilon = \hbar\omega$ energiyali $P = \hbar k$ impulsli zarra harakatini

$$\psi(r, t) = Ae^{i(\omega t - \hbar r)} \quad (5)$$

yassi to'liqinga moslashtirdi. Demak, harakatdagi moddiy zarraga mos to'liqin ifodasini hosil qilish uchun (1), (2)larni (5)ga qo'yamiz:

$$\psi(r, t) = Ae^{i(Et - \hbar r)/\hbar} \quad (6)$$

E energiya, \bar{P} impulsiga ega bo'lgan zarraning harakatini tavsiflovchi (6) to'liqin Lui-de-Broyl to'liqini deyiladi.

Zarralarning harakatini o'rganish uchun avvalo de-Broyl to'liqinining qanday xususiyatlarga ega bo'lishini aniqlash zarur (zarralar harakatini o'rganish keyinchalik ko'rib chiqiladi). Sodda uchun to'liqin X o'qi bo'ylab tarqalsin deylik. U holda (6)ni shunday yozish mumkin:

$$\psi(x, t) = Ae^{i/\hbar(Et - px)} \quad (7)$$

hamma to'liqinlarga xos bo'lgan faza va guruh tezligi tushunchalarini Lui-de-Broyl to'liqini uchun tatbiq etaylik. Ma'lumki, faza tezligi bir xil fazalarda tebranuvchi nuqtalarning geometrik o'rnini ifodalovchi sirtning ko'chish tezligidir. x yo'nalishida tarqaluvchi yassi to'liqin tenglamasini

$$\psi(x, t) = Ae^{i(\omega t - kx)} \quad (8)$$

ko'rinishda yozib olamiz. Bu yerda $(\omega t - kx)$ to'liqin fazasi, A – amplituda. Aytaylik to'liqin o'zgarmas fazada tarqalsin. Demak, vaqt o'tishi bilan faza o'zgarmasligi uchun

$$\omega t - kx = \text{const}$$

bo'lishi kerak. Buni differensiallab

$$dt - (k/\omega)dx = 0$$

yoki

$$v_f = dx/dt = \omega/k \quad (9)$$

ifodani hosil qilamiz. Odatda, o'zgarmas fazali to'liqinning tarqalish tezligi faza tezligi deyiladi. (9) faza tezligidir. Bu yerda foton uchun

$$\omega = \epsilon/\hbar = pc/\hbar = \hbar kc/\hbar = kc$$

ekanligidan

$$v_f = \omega/k = kc/k = c$$

ga tengligi kelib chiqadi. Ya'ni fotonga mos yassi to'liqin uchun fazaviy tezlik yorug'lik tezligiga tengdir,

Endi m massali v tezlikka ega bo'lgan moddiy zarra uchun faza tezligini aniqlaylik:

$$v_f = \omega/k = (\epsilon/\hbar)/(p/\hbar) = \epsilon/p = mc^2/mv = c^2/v$$

ya'ni m massali v tezlikdagi moddiy zarraga mos to'liqinning faza tezligi yorug'likning bo'shliqdagi tezligidan katta bo'lishi mumkin ekanligi kelib chiqadi. Lekin nisbiylik nazariyasiga asosan, yorug'lik tezligidan katta tezlik bo'lmasligidan bunday faza tezligi real mavjud bo'lishi haqidagi fikr ham ma'noga ega emas.

Faza tezligi to'liqin frontining harakat tezligiga yoki to'liqinning energiya tarqalish tezligiga mutlaqo bog'liq emas. U faqat fazaning ko'chish tezligini anglatadi. Shuning uchun ham yorug'lik tezligini o'lchashda o'tkazilgan barcha tajribalarda yorug'likning faza tezligi emas, balki guruh tezligi o'lchanadi.

Muhitda bir xil yo'nalishda bir necha to'liqinlar tarqalmoqda deylik. Har qanday real to'liqin sof garmonik to'liqin bo'lmay murakkab hisoblanadi. Bu murakkab real to'liqin Furye teoremasiga asosan, cheksiz ko'p garmonik to'liqinlarning qo'shilishidan, ya'ni yassi to'liqinlar to'plamidan iborat deb hisoblanadi.

Superpozitsiya natijasida hosil qilingan chekli yassi to'liqinlar to'liqin guruhi deyiladi. Boshqacha aytganda, chastotalari (to'liqin uzunliklari) va yo'nalishlari bilan juda kam farqlanuvchi ma'lum vaqtda fazoning

chekli sohasida joylashgan to'liqlar to'liqin guruhini hosil qiladi. Bunday to'liqin guruhini ikkita tebranish hosil qilsin:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A_0 \cos(\omega t - kx) + A_0 \cos[(\omega + d\omega)t - (k + dk)x]$$

yoki

$$\xi = A_0 \cos\alpha + A_0 \cos\beta = 2 A \cos\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right)$$

$$[\alpha = \omega t - kx, \beta = (\omega + d\omega)t - (k + dk)x]$$

formuladan foydalanib:

$$A = 2A_0 \cos(td\omega - xdk) / 2 \cdot \cos(\omega t - kx)$$

ifodani yoza olamiz. Bu yerda $\omega t - kx$ to'liqin fazasi,

$$A = 2A_0 \cos(td\omega - xdk) / 2 \quad (10)$$

to'liqin amplitudasi desak,

$$\xi = 2 A \cos(\omega t - kx) \quad (11)$$

hosil bo'ladi. Bu natijali tebranish endi garmonik bo'lmagan murakkab to'liqin guruhini hosil qiladi.

To'liqin guruhining amplitudasi maksimal bo'lgan nuqta to'liqin guruhining markazi, to'liqin markazining tezligi to'liqin guruhining tezligi deyiladi.

Guruh tezligini aniqlash uchun chastotalari ω , $\omega + d\omega$ va to'liqin soni k , $k + dk$ bo'lgan to'liqlarning qo'shilishidan hosil bo'lgan murakkab to'liqinni ko'raylik.

Fazaning o'zgarishligi shartidan faza tezligini aniqlaganimiz kabi amplitudaning o'zgarishlik shartidan foydalanib, guruh tezligini aniqlaylik: (10)dan

$$td\omega - xdk = \text{const}$$

yoki koordinatadan vaqt bo'yicha hosilasi guruh tezligidan iborat deb

$$v_{gr} = dx/dt = d\omega/dk \quad (12)$$

ifodani hosil qilamiz. (12) guruh tezligidir. De-Broyl to'liqinining guruh tezligi nimaga tengligini topaylik. (12) ifodani shunday yozamiz:

$$v_{gr} = d(\hbar\omega)/d(\hbar k) = dE/dp \quad (13)$$

De-Broyl to'liqiniga mos zarra ds masofada F kuch ta'sirida harakatlanar ekan, $dE = dA$ energiya sarflaydi. Bu energiya

$$dE = dA = Fds = (dp/dt) \cdot ds = vdp$$

ga teng. Bu yerda p -- zarra impulsi bo'lib, bundan

$$dE/dp = v$$

ekanligi kelib chiqadi. Buni hisobga olsak, (13)ni shunday yozamiz:

$$v_{gr} = dE/dp = v \quad (14)$$

Demak, guruh tezligi de-Broyl to'loqinini ifodalovchi zarraning mexanik tezligiga teng bo'ladi.

Ma'lum to'loqin soniga mos sohada joylashgan noldan farqli amplitudali to'loqinlar guruhi to'loqin dastasi deyiladi. Guruh tezligining zarra tezligiga teng ekanligiga asoslanib, zarrani to'loqin dastasi sifatida qarash g'oyasi paydo bo'lsa-da, zarraning bir butunligi, sochilmasligi, to'loqinning esa sochilishi, yoyilishi bunday qarashni rad etadi.

Endi zarraning to'loqin tabiatidan foydalanib, kvant fizikada muhim bo'lgan noaniqlik munosabatini tushuntiraylik. (8) ko'rinishdagi yo'nalishda tarqaluvchi guruh to'loqinlarni qaraylik. Bunda guruh to'loqini, ta'rifga asosan, quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi(x, t) = \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} A(k) e^{i(\omega t - kx)} dk \quad (15)$$

(15)ni biroz o'zgartirib, integrallash bilan

$$\psi(x, t) = 2A_0(k_0) \frac{\sin \left[\left(\frac{d\omega}{dk} t - x \right) \Delta k \right]}{\frac{d\omega}{dk} t - x} e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} \quad (16)$$

ko'rinishga keltiriladi.

$$[(d\omega/dk)t - x] \Delta k = \xi \quad (17)$$

belgilash kiritib, (16)ni quyidagicha yozamiz:

$$\psi(x, t) = 2A_0 \Delta k (\sin \xi / \xi) e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} \quad (18)$$

Bu yerda (18) amplituda $\sin \xi / \xi$ ga bog'liq bo'lib, $\xi \rightarrow 0$ bo'lganda birga, $\xi \rightarrow \pi$ bo'lganda nolga teng maksimum va minimumlardan iborat to'loqin guruhini ifodalaydi.

Koordinata boshi amplitudaning maksimumiga mos nuqtada joylashgan deb hisoblaylik. Guruh o'lchami sifatida ikkita simmetrik o'ng va chap tomondagi birinchi minimum oralig'ini olamiz. Koordinatalar boshidan birinchi minimumgacha bo'lgan masofa Δx ga teng bo'lsa, guruh kengligi - o'lchami $2\Delta x$ ga teng bo'ladi. Amplituda $\xi = \pi$ nuqtada nolga - birinchi minimumga erishadi. $\xi = 0$ bo'lganda bosh maksimumga erishadi. (17)dan to'loqin guruhi $t = 0$ da bosh maksimum sohasida, ya'ni

$$\Delta x \Delta k = \Delta \xi = \pi \quad (19)$$

sohada bo'lishi kelib chiqadi. To'loqin tabiatli bu ifoda har qanday to'loqin uchun umumiydir. Guruh to'loqini de-Broyl to'loqinidan iborat deb $P_x = \hbar k_x$.

($\Delta P_x = \hbar k$) formuladan foydalanib (19)ni shunday yozamiz

$$\Delta x \Delta P_x = h\pi = \hbar/2 \quad (20)$$

Bu yerda Δx va ΔP_x lar koordinata va impulsni o'lchashdagi xatolar bo'lib, odatda (20) ifoda Geyzenberg noaniqlik munosabati deyiladi.

5.1.6. Mikrozaralar to'liqin xususiyatlarining tajribalarda tasdiqlanishi

De-Broyl g'oyasiga ko'ra, moddiy zarralar to'liqin tabiatli bo'lsa, bunday zarralarga mos kelgan de-Broyl to'liqin uzunliklari qanday qiymatlar chegarasida bo'lishi mumkin? Bunga faqat tajriba to'g'ri javob berishi mumkin bo'lib, tajribalarda bu g'oya to'g'riligi tasdiqlandi. Katta bo'lmagan tezliklarda ($v \ll c$) de-Broyl g'oyasiga ko'ra, moddiy zarralar, masalan, elektronga mos kelgan to'liqin

$$\lambda = h/mv \quad (1)$$

to'liqin uzunlikka ega bo'ladi.

Ma'lumki, elektronlarning V potensial maydondan o'tishida olgan tezligini

$$mv^2/2 = eV \quad (2)$$

tenglikdan foydalanib topamiz:

$$v = \sqrt{2eV/m} \quad (3)$$

(3)ni (1)ga qo'yib

$$\lambda = h/m \sqrt{2eV/m} = h/\sqrt{2meV} \quad (4)$$

yoki

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ j} \cdot \text{c}$ qiymatlarni (4) ga qo'yib hisoblash bilan

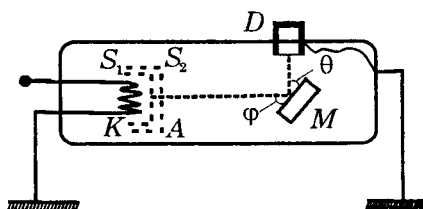
$$\lambda = \sqrt{150/V} \cdot 10^{-10} \text{ m} = 12,25 / \sqrt{V} \cdot \text{A}^0 \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda V voltlarda ifodalanadi. (5)dan ko'rinadiki V bir necha volt tartibida bo'lsa, de-Broyl to'liqin uzunligi angstremlar tartibida, masalan, 150 voltli maydonda tezlashtirilgan elektronlar uchun de-Broyl to'liqini 1 A^0 ga teng bo'ladi. Bu rentgen nurlarning to'liqin uzunliklari sohasiga mos keladi. Demak, elektron to'liqini uchun difraksiya, interenferensiya hodisalarini aniqlashda mavjud rentgen nurlar difraksiyasini hosil qilish usullaridan foydalanish mumkin. Boshqacha aytganda, kristall panjara yordamida elektron to'liqini difraksiyasini aniqlash mumkin.

Dastlab, 1912-yili Laue rentgen nurlar difraksiyasini kuzatgan edi. Umuman rentgen nurlar difraksiyasini Laue, Bregg, Debay usullaridan foydalanib kuzatish mumkin. Shuning uchun moddiy zarralarga mos

de-Broyl to'liqini hosil qilgan difraksiyani kuzatish mumkinligini tajribada aniqlash zarur edi.

Bunday tajribalardan biri Devisson va Jermerlar tomonidan 1927-yili o'tkazildi. Aslida de-Broyl g'oyasi paydo bo'lmasidan ilgari 1923-yili Devisson va Kensmanlar o'tkazgan tajribada elektronlarning kristallarda interferensiyalanishi aniqlangan edi.



5.1.6-1-rasm

Devisson va Jermer dastlab xuddi Laue tajribasiga o'xshash, so'ngra Bregg usulidan foydalanib tajribalar o'tkazdilar. Bu tajribalarda elektronlar oqimi metall sirtidan qaytishida bir necha maksimumlar hosil qilishi, ya'ni elektronlar difraksiyasi hodisasini namoyon qilishi aniqlangan. Tajriba quyidagicha bo'lgan. Havosi so'rib olingan idish ichida elektronlar hosil qiluvchi katod joylashgan bo'lib, S_1 va S_2 tirqishlarga ega bo'lgan anod vazifasini bajaruvchi to'siqlar ingichka elektronlar oqimini hosil qilib beradi (5.1.6-1-rasm). Elektronlar oqimi M kristallga tushib, undan qaytgach, D datchikka tushadi va yerga ulangan galvanometr yordamida qayd etiladi.

Tajriba elektron to'liqin tabiatli bo'lib, elektronlarning kristalldan qaytishida interferensiya manzarasini hosil qilishi rentgen nurlarning interferensiya hodisasiga o'xshashdir, degan fikrga asoslangan.

Demak, rentgen nurlari kristalldan qaytishida

$$n\lambda = 2d \sin\alpha \quad (6)$$

Vulf-Bregg shartini qanoatlantiradi va bu ifoda elektron to'liqlari uchun ham o'rinalidir. Bu yerda interferensiyalanuvchi to'liqlarning yo'l farqi $2d \sin\alpha$, ya'ni to'liqin uzunlik butun son n ga karrali ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) bo'lgandagina maksimumlar kuzatiladi.

Devisson va Jermer tajribalari ikki xil maqsadni amalga oshirishga qaratilgan. Bunda, birinchidan, bir xil energiyali (tezlikdagi), ya'ni $\lambda = h/mv$ dan bir xil to'liqin uzunlikdagi elektron to'liqini kristallga tushayotgan bo'lsa, tushish burchagini o'zgartirib, qaytish burchagi topiladi. Qaytish burchagi va kristall doimiyligini bilgan holda (6) formuladan foydalanib, to'liqin uzunlik aniqlanadi. Nihoyat $\lambda = h/mv$ de-Broyl to'liqini bilan mos kelishini aniqlash mumkin.

Ikkinchidan, kristallga tushayotgan elektron energiyasi (tezligi) o'zgartiriladi. Endi tushish burchagi o'zgarmaydi. Bu holda ham berilgan yo'nalishdagi qaytishlar (maksimumlar) ma'lum to'liqin uzunliklaridagina Vulf-Bregg shartini bajaradi. Boshqacha aytganda, elektronlarning ma'lum tezligidagina maksimumlar yuzaga keladi.

Devisson va Jermer tajribasida turli energiyali elektronlar, masalan, 54 voltli maydonda tezlashtirilgan elektronlar nikel $\alpha = 50^\circ$ kristalldan burchakli maksimumlar hosil qilib qaytishi kuzatilgan. Vulf-Bregg formulasidan foydalanilganda bunday elektronlar uchun to'liq uzunligi tajriba natijalari asosida 1,67 Å ga teng bo'ladi.

Ikkinchi tomondan (5) formulaga asosan:

$$\lambda = 12,25 / \sqrt{V} = 12,25 / \sqrt{54} = 1,67 \text{ Å}$$

Bu de-Broyl g'oyasining ajoyib tasdig'idir. Demak, de-Broyl g'oyasi to'g'ri deb olingandagina tajriba natijalari rentgen nurlar difraksiyasini aniqlovchi (6) shart natijalari bilan mos tushadi.

Keyinchalik 1928-yili Tomson va Tartakovskiy Debay usuliga asoslanib tajribalar o'tkazdilar. Bu va boshqa tajribalar elektronlarning rentgen nurlari kabi difraksiyalanishini ko'rsatdi, ya'ni de-Broyl g'oyasining ishonchli tasdig'i bo'lib qoldi.

1929-yili Shtern o'tkazgan tajribalar de-Broyl gipotezasining neytral atom va molekulalar uchun ham to'g'ri ekanligini ko'rsatdi. Bu esa de-Broyl g'oyasi har qanday moddiy zarralar: protonlar, neytronlar, atomlar, molekulalar to'liq tabiatli bo'lishining yana bir tasdig'idir.

1948-yili Fabrikant, Biberman, Sushkinlar o'tkazgan tajriba de-Broyl to'liqini alohida zarra va zarralar oqimi hosil qiladimi? degan savolga javob berishi kerak bo'lib, bunda alohida olingan zarralar ham interferensiya manzarasini hosil qilishi aniqlangan edi.

O'tkazilgan tajribalardan xulosa qilib aytish mumkinki, mikrozzarralar to'liqlar kabi difraksiya va interferensiya manzarasini hosil qiladi.

5.1.7. Mikrozarra holati va uni tavsiflash

Dastlab klassik tasavvurlarga asoslangan fazoning ma'lum sohasida yoyilgan de-Broyl to'liqlarini zarra deb qarash qabul qilingan edi. Bunday qarash zarraning harakati to'liq harakatiga, aniqrog'i, to'liq dastasi markazining harakati zarra harakatiga mos kelishiga asoslanadi. Lekin, bunday yondashish to'g'ri emas ekan. Chunki, to'liq vaqt o'tishi bilan yoyilib, sochilib ketadi. Bunga sabab to'liq dastasini hosil qilgan turli xil to'liqlar har xil tezlikda tarqalishi, ya'ni de-Broyl to'liqining (bo'shliqda ham) dispersiyalanishidir. Shuning uchun de-Broyl to'liqlari «hosil qilgan zarralar» turg'un bo'lmaydi. Har qanday moddiy zarra esa bunday xossaga ega emas.

Lui-de-Broyl g'oyasiga ko'ra, har qanday m massali moddiy zarraning harakati biror to'liqqa mos keladi. Lekin, umuman olganda; de-Broyl to'liqlari moddiy to'liq sifatida talqin qilinmaydi. Boshqacha aytganda, de-Broyl to'liqini biror maydon, masalan, elektromagnit

maydon hosil qilgan elektromagnit to'liqin sifatida qabul qilish ham mumkin emas. De-Broyl to'liqini klassik fizikadagi tasavvurlardan farqli, o'ziga xos kvant tabiatli to'liqin hisoblanadi. Haqiqatan ham, m massali zarra biror de-Broyl to'liqiniga mos kelishi yoki aksincha, de-Broyl to'liqini biror moddiy zarrani tavsiflashi, bir narsaning ikki xil zarra va to'liqin xususiyatlari orasidagi bog'lanishi

$$\varepsilon = \hbar\omega \quad (1)$$

$$\vec{P} = \hbar\vec{k} \quad (2)$$

formuladan ham kelib chiqadi. Formuladan ko'rinadiki, zarraga xos kattalik (energiya, impuls) to'liqin xususiyatli kattalik (chastota) to'liqin soni bilan bog'lanishga ega. Bunday bog'lanishda to'liqin tasavvurlardan zarra tasavvurga yoki aksincha, zarra tasavvurdan to'liqin tasavvurga o'tishda Plank doimiyligi «vositachi-ko'pri» vazifasini bajaradi.

Ma'lumki, yorug'lik nuri biror tirqish orqali o'tkazilsa, uning orqasiga qo'yilgan ekranda interferensiya manzarasi kuzatiladi. Bunda navbatlashib keluvchi qorong'i va yorug' markazlashgan (konsentrik) halqalar hosil bo'ladi. Xuddi shunday tajribani elektronlar bilan ham qilish mumkin. Tirqishga ega bo'lgan to'siqqa elektronlar oqimi tushayotgan bo'lsin. To'siq orqasida ekran, masalan, fotoplastinka qo'yilgan bo'lsa, unga tushgan elektronni fotoplastinkada qora dog'lar hosil qilishiga qarab aniqlash mumkin. Aytaylik, tirqish orqali bitta elektron o'tsin. U tirqishdan o'tib ekranning ma'lum nuqtasiga tushadi. Har safar elektron ekranning har xil joyiga borib tushadi. Har bir o'tkazilgan tajribada alohida olingan elektronning ekranning biror nuqtasiga tushishini umuman aniq aytish mumkin emas. Tajribalar yetarli ko'p o'tkazilganda yoki tirqishga tushayotgan elektronlar oqimi katta bo'lganda ekranda elektronlarning ma'lum taqsimlanishi haqida gapirish mumkin. Tajribalar elektronning ekran markaziga ko'proq tushishi va keyingi difraksiya maksimumi deb ataluvchi sohalarga ozroq, difraksiya minimumi deb ataluvchi sohalarga butunlay tushmasligi, natijada, navbatlashib joylashgan qorong'i va yorug' halqalar hosil bo'lishini ko'rsatadi. Bulardan elektronlarning ekranning turli nuqtalariga tushish ehtimolligi har xil ekanligi kelib chiqadi. Boshqacha aytganda, elektronning ekranning biror joyida topilish ehtimoli statistik ma'noga ega.

Elektromagnit to'liqin nazariyasiga asosan, jumladan, yorug'lik to'liqini uchun uning intensivligi J to'liqin amplitudasiga proporsionaldir, ya'ni

$$J \sim E^2$$

ikkinchi tomondan intensivlik J fotonlar soni N ga proporsional, ya'ni:

$$J \sim N$$

Bulardan

$$N \sim E^2$$

ekanligini aniqlash qiyin emas, ya'ni fotonlar soni amplituda kvadratika (elektr maydon kuchlanganligi E^2 ga) proporsionaldir.

Haqiqatan ham yorug'likni zarra deb qaraganimizda sirt yoritilganligi zarralar (fotonlar) oqimining zichligiga proporsional bo'ladi. To'liq deb qaralganda sirt yoritilganligi amplituda kvadrati – intensivlikka proporsionaldir. Demak, yorug'lik uchun to'liq amplitudasi-ning kvadrati zarralar (fotonlar) zichligiga proporsional bo'ladi.

Agar fotonlar soni kamayib borsa, hatto yagona foton bo'lganda ham

$$N \sim E^2$$

proporsionallik quyidagi ma'noni kasb etadi: amplituda kvadrati berilgan nuqtada (x,y,z) va ma'lum vaqtda fotonning bo'lish ehtimolligini aniqlaydi. Demak, berilgan nuqtada va berilgan vaqtda E^2 katta bo'lsa, u joyda fotonning bo'lish ehtimoli katta, agar E^2 kichik bo'lsa, fotonning u joyda bo'lish ehtimoli kichik bo'ladi.

Xuddi shuningdek, agar mikrozzarralar to'plami (ansambli) qaralayotgan bo'lsa, $|\Psi|^2$ zarralar soniga proporsional (berilgan nuqta va vaqtda), agar bitta zarra haqida masala qo'yilganda, $|\Psi|^2$ o'sha mikrozzarraning berilgan «nuqta» va vaqtda bo'lish ehtimolini aniqlaydi.

To'liq funktsiya $\Psi(x,y,z,t)$ ning bunday statistik ehtimoliy ma'nosini 1926-yili M. Born (1882–1970) tavsiya etdi.

Biz Ψ ning ma'nosini yanada yaxshiroq tushunish uchun faraz qilaylik, mikrozzarraning Shredinger tenglamasining yechimlari (statsionar holatlar uchun):

$$\Psi_1(x,y,z,t), \Psi_2(x,y,z,t), \Psi_3(x,y,z,t) \dots$$

va h.k. lardan iborat bo'lsin. Bu statsionar holatlarga mos energiya sathlari E_1, E_2, E_3 va h.k. lardan iborat bo'lsin.

Born aytgan Ψ funktsiyaning ma'nosiga ko'ra, $|\Psi_n(x,y,z,t)|^2 dV$ mikrozzarraning n statsionar holatidagi (x,y,z) nuqtada bo'lish ehtimolini ko'rsatadi. $(\Psi_n(x,y,z))^2$ esa o'sha zarraning dV dagi ehtimollar zichligidir, ya'ni

$$\rho \sim |\Psi|^2$$

Kvant mexanika nuqtai nazaridan vodorod atomidagi elektronni qaraylik. Elektron yadroning Kulon (markaziy) maydonida bo'lgani uchun to'liq funktsiya $\Psi(x,y,z)$ ni sferik koordinatalar sistemasida qarash qulay, ya'ni $\Psi(r,\theta,\varphi)$. Bu holda Shredinger tenglamasining yechimi

$$\Psi_{n,l,m}(r,\theta,\varphi)$$

bilan aniqlanadi. Demak, yadro atrofidagi elektronning ma'lum sohada (statsionar holatda) bo'lish ehtimoli

$$\rho_{n,l,m}(r,\theta,\varphi) = |\Psi_{n,l,m}(r,\theta,\varphi)|^2$$

ifoda orqali aniqlanadi, kvant sonlari bilan aniqlangan holatda bo'lgan elektron (r,θ,φ) nuqta atrofida bo'lish ehtimoli

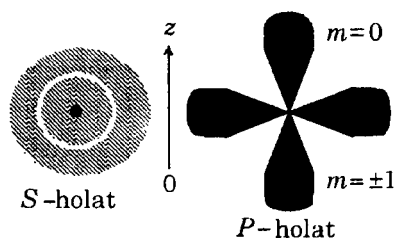
$$dW(r, \theta, \varphi) = \rho_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) dV$$

ehtimol zichligi $|\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)|^2$ bilan aniqlanadi: bunda to'liqin funksiya $\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)$ tegishli Shredinger tenglamasining yechimidir. Bunda n – bosh kvant son, l – orbital kvant son, m – magnit kvant son, ular $n=1,2,3,\dots$; $l = 0,1,2,\dots,(n-1)$; $m=0,\pm 1,\pm 2,\dots,\pm l$ qiymatlar qabul qiladi. Impuls momenti M_l va buning OZ o'qiga proyeksiyasi M_z quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi: $M_l^2 = l(l+1)\hbar^2$, $M_z = m\hbar$. Masalan, $n = 1$, $l = 1$, $m = 0$ ya'ni $\Psi_{100}(r, \theta, \varphi)$ ni, impuls momenti nol bo'lgan holatni s-holat, $l = 1$ ($m = 0, \pm 1$) bo'lgan holatni p-holat deyiladi 5.1.7-1-rasm.

Kvant mexanikada, yadro atrofida elektron ma'lum sohada (rasmga qarang) bo'lishi mumkin. Shu sohaning har bir nuqtasida elektronning bo'lish ehtimoli $\rho(r, \theta, \varphi) = |\Psi(r, \theta, \varphi)|^2$ bilan aniqlanadi.

Sohaning qaysi nuqtalarida bu funksiya katta qiymat qabul qilsa, shu nuqtalarda elektronning bo'lish ehtimoli katta bo'ladi. Ko'rsatish mumkin, p-holatning Bor orbitasiga mos nuqtalarida (ya'ni r Bor radiusi d_0 ga teng bo'lgan nuqtalarda) funksiya $\Psi(r, \theta, \varphi)$ maksimum qiymatlarga erishadi. Demak, shu nuqtalarda (Bor orbitasida) elektronning bo'lish ehtimoli katta bo'ladi. Ammo, Bor nazariyasiga zid o'laroq, elektron sohaning qolgan nuqtalarida ham bo'lishi mumkin. Elektron bo'lishi mumkin bo'lgan soha (Ψ funksiya aniqlangan soha) «elektron bulut» deb yuritiladi. Bu yerda klassik fizika bilan kvant mexanikadagi muhim farqni ta'kidlash zarur: Klassik mexanikada zarraga trayektoriya tushunchasi mansub, ya'ni unda bir qiymatli dinamik qonuniyat hukm suradi (determinizm o'rinli: kvant mexanikada mikrozarra holatini to'liqin funksiya tavsiflaydi). To'liqin funksiyaning ma'nosi ehtimolli, ya'ni mikrozarra tabiati ehtimolli ma'noga ega. Shu sababli, (mikroobyektlar) mikrozarra nazariyasi bu statistik qonuniyatlar nazariyasidir va bu nazariya bo'yicha, mikrozarra u yoki bu holatda bo'lish ehtimoli (masalan, elektronning yadro atrofida statsionar holatlardan birida bo'lish ehtimoli) shu mikrozarra tegishli Shredinger tenglamasi yechimi to'liqin funksiya φ bilan aniqlanadi.

Shunday qilib, mikroobyekt (elektron), klassik mexanikada tasavvur qilingan trayektoriyaga ega korpuskula (zarra) emas. Shuningdek, klassik fizikada tasavvur qilinganidek u (masalan, elektron – bitta zarra



5.1.7-1-rasm

haqida so'z boryapti) to'liqindan ham iborat emasligiga dalillar keltirish mumkin. U korpuskula va to'liqinning oddiy qo'shilishidan ham iborat emas. Mikroobyekt (elektron) oddiy ko'rgazmali tasavvurga sig'maydigan murakkab obyektidir.

Bu yerda yana shuni ham ta'kidlash lozimki, mikroobyektning korpuskula-to'liqin dualizmini oddiy ko'rgazmali tasavvur etib bo'lmaydi.

Har bir mikroobyekt spinga egadir. Masalan, elektron $\pm(1/2)\hbar$; foton \hbar spinga egadirlar, ya'ni elektron ikki $+1/2$ va $-1/2$ spinli holatlarda bo'ladi. Elektronning bu xususiy momenti na kattalashadi, na kichiklashadi. Uni oddiy klassik tasavvurga sig'dirib bo'lmaydi. Kvant mexanikada spin vektori faqat ikki yo'nalishnigina qabul qiladi va elektron ana shu ikki spin holatining birida bo'lishi mumkin.

Asosiy formulalar

Kirxgof qonuni:

$$\rho(\omega, t) = \varepsilon_A / A_\omega$$

Plank gipotezasi:

$$\varepsilon_n = n\hbar\omega$$

Plank formulasi:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

Yorug'lik bosimi :

$$P = (1 + \xi)E/c$$

Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi: $\hbar\omega = mv^2/2 + A$

Kompton formulasi:

$$\Delta\lambda = h(1 - \cos\theta)/m_0c$$

Kompton to'liqin uzunligi:

$$\lambda_k = h/m_0c$$

Geyzenberg noaniqligi:

$$\Delta P_x \Delta x \geq \hbar$$

Lui-de-Broyl to'liqini:

$$\psi(r, t) = A e^{i(Et - \vec{p}\vec{r})/\hbar}$$

Zarra va to'liqin orasidagi bog'lanish:

$$\varepsilon = \hbar\omega, \vec{P} = \hbar\vec{k}$$

5. 2. KVANT FIZIKANING NAZARIY ASOSLARI

5. 2. 1. Kvant fizikaning asosiy postulatları

5. 2. 2. Chiziqli operatorlar. Xususiy funksiyalar va xususiy qiymatlar

5. 2. 3. Koordinata, impuls, impuls momenti va energiya operatorlari

5. 2. 4. Shredinger tenglamasi

5. 2. 5. Energiyaning kvantlanishi

5. 2. 6. Garmonik ossillyator. Energetik sathlar

5. 2. 7. Kvant fizikada saqlanish qonunlari

«Fan kuzatiluvchi kattaliklar bilan ish ko'radi va biz obyektning, faqat unga nisbatan tashqi bo'lgan biror narsa bilan ta'sirlashishiga erishganimizdagina uni kuzatishimiz mumkin bo'ladi».

Pol Dirak,
Nobel mukofoti
sovrindori



5. 2. 1. Kvant fizikaning asosiy postulatleri

Biz kvant fizikaning asosiy tushunchalari bilan tanishdik. Endi kvant fizikani miqdoriy tavsiflash uchun uning nazariy (matematik) asoslari bilan tanishaylik.

Klassik mexanika nuqtai nazaridan har bir fizik kattalik ma'lum vaqtda fazoning biror joyidagi qiymati bilan aniqlanadi. Boshqacha aytganda, fizik kattaliklar koordinata va vaqtning funksiyasi sifatida tavsiflanadi. Shuning uchun ham klassik mexanikaning asosiy vazifasi bu kattaliklar o'rtasidagi funksional bog'lanishlarni aniqlashdan iboratdir.

Kvant mexanikada bunday emas. Bunga sabab biror fizik kattalikning fazoning biror joyida muayyan vaqtdagi son qiymati kvant mexanika nuqtai nazaridan ehtimolli ma'noga ega bo'lib, aniq qiymatga ega bo'lmaydi. Boshqacha aytganda, kvant mexanika o'rganuvchi kattalikning u yoki bu qiymatlar qabul qilish ehtimolligini «bashorat» qila oladi. Shuning uchun ham kvant mexanikada fizik kattaliklar son qiymatlari bilan emas, balki unga mos, uni tavsiflovchi operatorlar bilan aniqlanadi. Bunday fikrni dastlab, postulat sifatida ingliz olimi Dirak ta'riflagan bo'lib, u kvant mexanikaning asosiy postulati hisoblanadi (1933-yili atom nazariyasining rivojlanishida yangi yo'nalishlar ochganligi uchun Nobel mukofotini olgan). Kvant fizikaning asosini quyidagi postulatlar tashkil etadi:

1-postulat (Dirak). Zarracha harakatini ifodalovchi har bir dinamik kattalik chiziqli operator bilan tavsiflanadi. Demak, kvant mexanikada har bir fizik kattalikka chiziqli o'zaro qo'shma operator moslashtiriladi, ya'ni fizik kattalik biror operator bilan ifodalanadi, $L \rightarrow \hat{L}$. Masalan, radius-vektor r ga shunday o'zini ifodalovchi \hat{r} operatori, impuls p ga $\hat{p} = -i \hbar \nabla$ operatori va hokazolar moslashtiriladi.

Operator bajarilishi kerak bo'lgan amalni bildiruvchi belgi (simvol), amalni bajarish qoidasidir. Masalan, ko'paytirish, differensiallash, integrallash va hokazo amallarni bildiruvchi belgilashdir ($\nabla = grad = \partial/\partial r$ operator kabi). Odatda operatorlar harflar ustiga «^» belgi qo'yish bilan ifodalanadi. Demak, operator ma'lum funksiya ustida biror amalni bajarish qoidasi bo'lib, shartli ravishda

$$\varphi = \hat{L} \psi \quad (1)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu yerda \hat{L} – biror operator bo'lib ψ funksiyaga ta'siri natijasida φ funksiya hosil bo'lishini ko'rsatadi.

2-postulat. \hat{L} operatorga moslashtirilgan fizik kattalik L ning aniq o'lchash natijasida olingan qiymati shu operatorning biror xususiy qiymatidan iborat, ya'ni operator \hat{L} ning xususiy qiymatlar to'plami u bilan ifodalangan fizik kattalik L ning o'lchash natijasida olinishi mumkin bo'lgan aniq qiymatlar to'plamining o'zidir. Demak, operatorning xususiy qiymatlari haqiqiy kattaliklar bo'lishligi talab etiladi.

3-postulat (Born). Superpozitsiya prinsipiga asosan, ψ to'liq funksiyasi ψ_n funksiyalarning chiziqli yig'indisidan iborat bo'lishi kerak, ya'ni ixtiyoriy holat funksiyasi

$$\psi = \sum c_n \psi_n \quad (2)$$

qator shaklida ifodalanishi mumkin. Boshqacha aytganda, har qanday to'liq funktsiya biror fizik kattalikka moslashtirilgan operatorning xususiy funksiyalari bo'yicha qator shaklida ifodalanadi.

Kvant fizikada muhim bo'lgan bu postulatni Born tavsiya etgan bo'lib, o'lchashlarda \hat{L} operatorning L xususiy qiymatlarini olish ehtimoli $\varphi_\alpha(x)$ to'liq funktsiyani $\varphi_\beta(x)$ bo'yicha qatorga yoyishda qatordagi har bir koeffitsiyent modulining kvadratiga mutanosibdir.

Bu yerda shuni aytish lozimki, fizik kattalikka moslashtirilgan operatorning xususiy funksiyalari $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_n$ to'liq bo'lishi talab etiladi, ya'ni ixtiyoriy uzluksiz funktsiyani shu xususiy funksiyalar bo'yicha yoyish mumkin deb qaraladi:

$$\hat{L} \varphi_\beta = \beta \varphi_\beta, \quad \varphi_\alpha(x) = \sum_\beta \psi_\alpha(\beta) \psi_\alpha(x) \quad (3)$$

Demak, β to'plamning qiymatlari (o'lchash natijasida olinishi mumkin bo'lgan qiymatlari) koeffitsiyent $\psi_\alpha(\beta)$ ning kvadratiga proporsional, ya'ni $(\psi_\alpha(\beta))^2$ ga proporsional, aniqrog'i uning ehtimolini aniqlaydi.

5. 2. 2. Chiziqli operatorlar. Xususiy qiymatlar. Xususiy funksiyalar

Ma'lumki, tabiat qonunlari matematik ko'rinishda fizik kattaliklar orasidagi qonuniyatli bog'lanish – funksional shaklda ifodalanadi.

Kvant fizikada o'rganiladigan qonuniyatlar, tushunchalar klassik fizikadagi qonuniyatlar, tushunchalardan farqli bo'lgani sababli ularni tavsiflashda odatdagi matematik qoidalar, amallardan farqli bo'lgan maxsus qoidalar, amallar talab etiladi.

Umuman olganda, matematikada son, funktsiya va boshqa tushunchalar kabi operator tushunchasi ham muhim bo'lib, u kvant fizikaning nazariy asoslarini bayon etishda ham ahamiyatlidir.

Biz yuqorida kvant fizikaning birinchi postulatini ta'riflashda har bir fizik kattalikka muayyan operator moslashtirilishi va uning chiziqli hamda o'zaro qo'shma bo'lishini ta'kidlagan edik. Aslida operatorlar turli xil bo'lishi mumkin. Kvant fizikada esa operator chiziqli va o'zaro qo'shma operatorlar bilan ish ko'riladi. Bunga sabab, birinchidan kvant fizikada superpozitsiya prinsipi buzilmasligi uchun operatorlar chiziqli bo'lishi talab etiladi. Ikkinchidan, fizik kattaliklar haqiqiy son bo'lishi uchun unga mos operatorlar o'zaro qo'shma bo'lishi talab etiladi.

Bizga ma'lumki, superpozitsiya prinsipi

$$\psi(x) = c_1\psi_1(x) + c_2\psi_2(x) + \dots + c_\beta\psi_\beta(x) + \dots \quad (1)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Endi operator \hat{L} ni (1)ga ta'sir ettiraylik, ya'ni \hat{L} operatorni (1) ifodaga qo'llaylik. Agar bunda

$$\hat{L}\psi(x) = c_1\hat{L}\psi_1(x) + c_2\hat{L}\psi_2(x) + \dots + c_\beta\hat{L}\psi_\beta(x) + \dots \quad (2)$$

tenglik bajarilsa, operator chiziqli deyiladi.

Aytaylik,

$$\hat{L}\psi(x) = L\psi(x) = \varphi(x)$$

$$\hat{L}\psi_\beta(x) = L\psi_\beta(x) = \varphi_\beta(x) \quad (3)$$

bo'lsin. U holda (2)ni shunday yozish mumkin:

$$\varphi(x) = c_1\varphi_1(x) + c_2\varphi_2(x) + \dots + c_\beta\varphi_\beta(x) + \dots \quad (4)$$

(4) aynan superpozitsiya prinsipining o'zidir. Demak, kvant fizikada superpozitsiya prinsipi saqlanishi uchun, undagi operatorlar chiziqli bo'lishi shart.

Kvant fizikada chiziqli o'zaro qo'shma \hat{L} operatorga mos L kattalikning o'rtachasi \bar{L} quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{L} = \int \psi^* \hat{L} \psi dx \quad (5)$$

haqiqiy hisoblangan o'rtacha kattalikning o'zaro qo'shmasi L^* ham quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{L}^* = \int \psi \hat{L}^* \psi^* dx \quad (6)$$

Agar

$$\int \psi^* \hat{L} \psi dx = \int \psi \hat{L}^* \psi^* dx \quad (7)$$

tenglik bajarilsa, \hat{L} operator o'zaro qo'shma operator deyiladi.

Tenglik o'rinli bo'lishi uchun

$$\bar{L} = \bar{L}^* \quad (8)$$

ya'ni haqiqiy bo'lishi kerak. Biror kattalik qiymatlarining o'rtachasi haqiqiy kattalikdir. Demak, chiziqli operatorlar bilan ifodalangan fizik kattaliklar haqiqiy bo'lishi uchun bu operatorlar o'zaro qo'shma bo'lishi kerak.

Shunday qilib, fizikada har bir kattalikka ma'lum chiziqli o'zaro qo'shma operator mos qilib qo'yiladi: Boshqacha aytganda, operatorga

$$\hat{L}\psi = L\psi \quad (9)$$

chiziqli tenglama mos keladi, ya'ni operator to'liqin funksioning qiymatini L ga o'zgartiradi. Bunda $L: L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Bunday qiymatlarda (9) tenglamaning yechimlari $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ ga teng bo'ladi. Odatda $L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ qiymatlar operatorning xususiy

qiymatlari deyiladi. $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ yechimlar \hat{L} operatorning xususiy funksiyalari deyiladi.

5.2.3. Koordinata, impuls, impuls momenti va energiya operatorlari

Yuqorida ko'rib o'tganimizdek kvant mexanikada har bir fizik kattalikka ma'lum operator mos keladi. Bu operatorlar esa chiziqli va o'zaro qo'shma operatorlar bo'lib, operatorlarning chiziqli bo'lishi superpozitsiya prinsipining buzilmaslik talabidan, operatorlarning o'zaro qo'shma bo'lishi esa ularni haqiqiy kattaliklarga moslashtirish shartidan kelib chiqadi.

Operatorlarning to'g'ri tanlab olinganligi ularning tajriba natijalariga mos kelishi bilan baholanadi. Endi ba'zi bir muhim fizik kattaliklarga mos operatorlarning ko'rinishini aniqlaylik.

1. Koordinata operatori. O'rtachani aniqlashning umumiy qoidasiga ko'ra, kattalikning o'rtachasi

$$\langle x \rangle = \int \psi^* x \psi dx \quad (1)$$

ko'rinishda bo'ladi. Ikkinchi tomondan, kvant mexanikaning 3-postulatiga asosan $|c_n|^2$ ehtimol bilan L_m ($m = 1, 2, \dots$) qiymatlar qabul qiluvchi kattalikning o'rtachasi

$$\langle L \rangle = \sum_m L_m |c_m|^2$$

ga teng bo'ladi. Yoki bundan ψ to'liqin funksiya bilan tavsiflanuvchi holatning L fizik kattaligi \hat{L} operatorga mos kelsa, bu fizik kattalikning o'rtachasi

$$\langle L \rangle = \int \psi^* \hat{L} \psi dx \quad (2)$$

kabi bo'ladi. (1) va (2)larni solishtirib,

$$\hat{L} = x$$

ekanligini, ya'ni koordinata operatori shu koordinataning o'zidan iborat ekanligini aniqlaymiz. Buni ixtiyoriy koordinatalar uchun umumlashtirib,

$$\hat{L}_x = x, \hat{L}_y = y, \hat{L}_z = z \quad (3)$$

kabi yozamiz. Koordinatalar funksiyasi bo'lgan potensial energiyaning operatori ham shunday xossaga ega, ya'ni potensial energiya operatori quyidagicha yoziladi:

$$\hat{u}(\vec{r}, t) = u(\vec{r}, t) \quad (4)$$

bu yerda shuni ta'kidlaymiz: agar to'liqin funksiya koordinatalarga nisbatan aniqlangan bo'lsa, koordinatalarga bog'liq fizik kattalikning operatori shu fizik kattalikning o'zidan iborat.

2. Impuls operatori. Ma'lumki,

$$\hat{L}\psi = L\psi$$

Bundan impuls operatori uchun

$$\hat{P}\psi = P\psi$$

ni hosil qilamiz. Aytaylik, ψ to'liqin funksiya de-Broyl to'liqinidan iborat bo'lsin:

$$\psi = A \exp[-i(\epsilon t - p_x x)/\hbar] \quad (5)$$

(5) funksiya (4)ni qanoatlantirishi uchun \hat{P} operator

$$\hat{p}_x = +\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \quad (6)$$

ko'rinishida bo'lishi kerak. Umuman, vektor shakldagi impuls uchun unga mos operatorni

$$\hat{p} = +\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} = -i\hbar \nabla \quad (7)$$

ko'rinishida yoza olamiz. (7) impuls operatori deyiladi.

3. Impuls momentining operatori. Klassik mexanikada zarra-ning impuls momenti

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{p}]$$

vektor ko'paytma shaklida ifodalanadi. Uni koordinatalar orqali

$$M_x = yp_z - zp_y, \quad M_y = zp_x - xp_z, \quad M_z = xp_y - yp_x$$

ko'rinishda yozish mumkin. M_x, M_y, M_z larga mos operatorlarni aniqlash uchun ularni x, y, z , va r_x, p_x, p_y, p_z larga mos operatorlar orqali shunday ifodalaymiz:

$$\begin{aligned} \hat{M}_x &= \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right) \\ \hat{M}_y &= \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right) \\ \hat{M}_z &= \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

(8) impuls momenti proyeksiyalari kattaligining operatorlaridir.

4. Energiya operatori. Energiya operatorlarini aniqlash uchun

$$\hat{E}\psi = E\psi \quad (9)$$

tenglamadan foydalanib, (5) to'liqin funksiya De-Broyl to'liqinidan iborat bo'lsa, u (9)ni qanoatlantirish uchun E operatori

$$\hat{E} = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} \quad (10)$$

ko'rinishida bo'lishi kerak. (10) energiya operatori deyiladi.

Klassik fizikada zarraning to'la energiyasi

$$H = p^2/2m + U \quad (11)$$

funksiyasi bilan ifodalanadi. Odatda kvant mexanikada to'la energiyaga mos operator impuls va potensial energiya operatorlari orqali ifodalanadi:

$$(\hat{p})^2 = (-i\hbar\nabla)^2 = -\hbar^2\nabla^2 \quad \text{va} \quad \hat{U} = u$$

ekanligidan (11)ga asosan to'la energiya operatorini

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + U \quad (12)$$

shaklda yozish mumkin. To'la energiya operatori (12) Gamilton operatori deyiladi.

5. 2.4. Shredinger tenglamasi

Klassik mexanikada m massali p impulsiga ega bo'lgan harakatlanayotgan zarraning $U(r, t)$ potensial maydondagi energiyasi U

$$E = p^2/2m + u(r, t) \quad (1)$$

ga teng.

Ma'lumki, kvant mexanikaning birinchi postulatiga asosan, energiya, impuls va potensial energiyalar uchun

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} = \hat{E}, \quad \vec{p} \rightarrow -i\hbar\nabla = \vec{\hat{p}}, \quad \vec{U}(r, t) = u(r, t)$$

operatorlar moslashtiriladi. Bular asosida (1) tenglik mikrozarra uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\hat{E}\psi(\vec{r}, t) = \frac{\hat{p}^2}{2m}\psi(\vec{r}, t) + \hat{u}(\vec{r}, t)\psi(\vec{r}, t)$$

yoki

$$i\hbar \frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + u(\vec{r}, t) \right] \psi(\vec{r}, t) \quad (2)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + u(\vec{r}, t)$$

Gamilton operatoridan foydalanib, (2)ni quyidagi shaklga keltiramiz:

$$i\hbar \frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H}\psi(\vec{r}, t) \quad (3)$$

Odatda (2)ni yoki (3)ni Shredinger tenglamasi deyiladi. Bu tenglamalar mikrozarra holatining vaqt va koordinata bo'yicha o'zgarishini

aniqlovchi kvant mexanikaning asosiy tenglamasidir. Boshqacha aytganda, bu tenglama m massali mikrozararning $U(r, t)$ potensial maydondagi harakatini tavsiflovchi Shredinger tenglamasidir.

Stasionar holatlar bo'lgan holda fizik holat, demak, uning ehtimoli vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Bu holda to'liq funksiyani

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})f(t) \quad (4)$$

ko'rinishda olish mumkin. Ularning biri faqat vaqtga, ikkinchisi faqat koordinataga bog'liq bo'ladi. Boshqacha aytganda, Shredinger tenglamasining yechimini (4) ko'rinishida olamiz. (4)ni (8)ga qo'yib

$$\psi(\vec{r})i\hbar \frac{\partial f(t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r})f(t)$$

yoki

$$\frac{1}{f(t)} i\hbar \frac{\partial f(t)}{\partial t} = \frac{1}{\psi(r)} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(r) + U(r)\psi(r) \right]$$

tenglikka ega bo'lamiz. Bu tenglik o'rinni bo'lishi uchun ularning har biri biror o'zgarmas, masalan, E ga teng bo'lishi kerak:

$$\frac{1}{f(t)} i\hbar \frac{\partial f(t)}{\partial t} = \text{const} = E$$

$$\frac{1}{\psi(r)} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(r) + U(r)\psi(r) \right] = E$$

Bu ifodalarni shunday yoza olamiz:

$$i\hbar \frac{\partial f(t)}{\partial t} = Ef(t) \quad (5)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \right] \psi(r) = E\psi(r) \quad (6)$$

(5)ning yechimi, ya'ni $f(t)$

$$f(t) = c \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right) \quad (7)$$

ko'rinishida bo'ladi.

(6)ni Gamilton operatoridan foydalanib shunday yozamiz:

$$\hat{H}\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (8)$$

deylik. Shuning uchun mikrozarra $0 \leq x \leq L$ sohadan tashqariga, cheksiz potentsialli sohaga o'ta olmaydi va potentsial chuqurlikda deyiladi.

Klassik fizikada bunday mikrozarra $0 \leq x \leq L$ sohada o'zgarimas kinetik energiyaga ega bo'lib, ixtiyoriy qiymatlar qabul qiladi. Kvant fizikada bunday emas.

Endi potentsial chuqurlikdagi mikrozarra harakatiga oid masalani Shredinger tenglamasiga asoslanib qarab chiqaylik.

Ma'lumki, U potentsial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (1)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Masala shartiga ko'ra, agar $0 \leq x \leq L$ bo'lsa, $U=0$ bo'ladi; agar $x=0$, $x=L$ bo'lsa, $U = \infty$ ga teng bo'ladi. Bu faqat $x \rightarrow 0$ va $x \rightarrow L$ bo'lganda to'lqin funksiyasi nolga teng bo'lsagina bajariladi: $\Psi(0) = 0$, $\Psi(L)=0$

Bunday shartda Shredinger tenglamasi

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$$

yoki

$$\psi'' + k^2\psi = 0, k^2 = 2mE/\hbar^2 \quad (2)$$

ko'rinishda bo'lib, uning yechimi

$$\psi = A \sin(kx + \alpha) \quad (3)$$

ga teng bo'ladi. (3) dan $x = 0$ bo'lganda $\psi = 0$ ga teng bo'lib, $\alpha = 0$ bo'ladi. $x = L$ bo'lganda $\psi = 0$ bo'lishidan $A \sin kL = 0$ ekanligi kelib chiqadi. A nolga teng emas. Demak, $\sin kL = 0$ bo'lishi uchun $kL = \pi n$ bo'lishi kerak, ya'ni

$$k_n = \pi n/L, n = 1, 2, 3, \dots$$

Bu shart mikrozarra harakatini kvantlaydi. (2), (4)lardan foydalanib, potentsial chuqurlikda harakatlanuvchi mikrozarra energiyasi

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2, n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

ga tengligini topamiz. (5) dan ko'rinadiki, mikrozarra potentsial chuqurlik ichida harakatlanganda uning energiyasi diskret qiymatlar qabul qiladi. Masalan,

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}, E_2 = 4 E_1, E_3 = 9 E_1, E_4 = 16 E_1 \dots$$

Demak, energiyaning kvantlanishi postulat sifatida olinmasdan, kvant nazariyaning o'zidan bevosita kelib chiqadi.

5.2.6. Garmonik ossillyator. Energetik sathlar

O'zining muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiluvchi, ya'ni chiziqli garmonik tebranuvchi, fikran olingan moddiy nuqta (garmonik ossillyator) harakati klassik fizika nuqtai nazaridan qaralganda uzluksiz kattaliklar bilan tavsiflanadi.

Potensial energiyasi

$$U(x) = kx^2/2 \quad (1)$$

ga teng bo'lgan garmonik ossillyator

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2)$$

chastotali tebranma harakat qiladi.

Klassik fizikadagi kabi kvant fizikada ham garmonik ossillyator keng qo'llanilishga ega. Masalan, molekullardagi atomlar harakati garmonik ossillyatorlar deb qaraladi.

(1) formuladan ko'rinadiki, garmonik ossillyatorga mos potensial energiya egri chizig'i parabola shaklida bo'ladi (5.2.6-1-rasm). Shuning uchun

ossillyator harakatini parabola shakliga ega bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarra harakatidan iborat deb qarash mumkin. Bunday masala kvant fizika nuqtai nazaridan quyidagicha hal etiladi.

5.2.4-da qayd etilganidek, Z statsionar holatlari bo'lgan hollarda Shredinger tenglamasining yechimi

$$\psi(x, t) = \psi(x) f(t) \quad (3)$$

ko'rinishida bo'ladi. Bu yerda

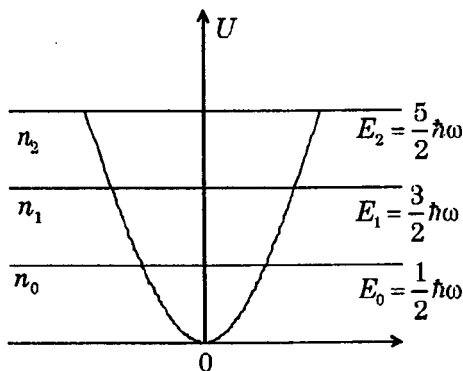
$$f(t) = ce^{-iEt/\hbar} \quad (4)$$

ga teng bo'lib, ikkinchisi E_n xususiy qiymatlardagi

$$\hat{H}\psi_n(x) = E_n\psi_n(x) \quad (5)$$

tenglamani qanoatlantiruvchi ψ_n xususiy yechimlaridir. Shunday qilib, Shredinger tenglamasining yechimi

$$\psi_n(x, t) = \psi_n(x)\exp(-iEt/\hbar) \quad (6)$$



5.2.6-1-rasm

kabi bo'ladi. (6) funksiya bilan aniqlanuvchi holatlar statsionar holatlar deyiladi va masala statsionar holatning xususiy funksiyasi ψ_n va xususiy qiymatlarini aniqlashdan iborat bo'lib qoladi.

Endi (1) potensial energiyaga ega bo'lgan zarra (garmonik ossilyator) uchun Shredinger tenglamasini yozamiz:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{kx^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (7)$$

Bu tenglama faqat energiyaning

$$E_n = \hbar\omega(n + 1/2), n = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

qiymatlaridagina yechimga ega bo'lishini ko'rsatish mumkin (bunday matematik hisoblashlar maxsus kurslarda bayon etiladi). (8)dan ko'rinadiki, ossilyator energiyasi diskret qiymatlar qabul qiladi. (8) bilan aniqlanuvchi energiyaning diskret qiymatlari kvant sathlar yoki energetik sathlar deyiladi. Kvant sath kvant soni bilan aniqlanadi; bunda $n = 0, 1, 2$, qiymatlar qabul qiladi.

Yuqoridagilardan quyidagi muhim ikki xulosani chiqaramiz:

1) energiya klassik fizikada uzluksiz bo'lgani holda, kvant fizikada uzlukli, diskret bo'ladi;

2) klassik fizikada ossilyatorning muvozanat vaziyatidagi energiyasi ($x = 0$ da $E = 0$) nolga teng. Kvant fizikada $n = 0$ bo'lganda, ya'ni eng quyi energetik sathda ham uning energiyasi nolga teng bo'lmaydi. (8)dan $n = 0$ da

$$E_0 = \frac{\hbar\omega_0}{2} \quad (9)$$

ga teng bo'lib, odatda u asosiy holat energiyasi deyiladi. Shuni ta'kidlash lozimki, energiya diskretligini «bashorat» qilgan Plank gipotezasi ham tajribada qayd etilgan bu energiyaning mavjudligini tushuntirilmagan edi. Ma'lumki, Plankning kvant gipotezasiga ko'ra

$$E_n = n\hbar\omega, n = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

ga teng. (8) va (10)larni taqqoslab eng quyi energetik sathga ($n = 0$ ga) mos kelgan energiya qiymati (9)dan iborat bo'lishiga ishonch hosil qilamiz va bu xulosa kvant fizikada o'z-o'zidan kelib chiqadi.

5.2.7. Kvant fizikada saqlanish qonunlari

Tabiatning juda muhim va umumiy ma'noga ega bo'lgan qonunlari mavjud. Saqlanish qonuni ana shunday qonunlardan hisoblanadi. Ma'

lumki, impuls, impuls momenti, energiyaning saqlanish qonunlari tabiat xossalari – fazo va vaqtning simmetrikligidan kelib chiqadi. Simmetriya yunoncha «simmetria» bir xil o'lchamli, o'lchovdosh degan ma'nodan kelib chiqqan.

Fazoning bir jinsliliigi va izotropligi uning simmetrikligining natijasidir. Agar fizik sharoit o'zgarmasa, bunday bir jinsli fazoning istalgan nuqtasida har qanday fizik asbob birday ishlaydi. Xuddi shunday (og'irlik kuchi hisobga olinmasa) asbobning siljishga nisbatan invariantligi kabi burilishga nisbatan invariantligi, ya'ni fizik hodisalarning burilishga nisbatan o'zgarmay qolishi kuzatiladi. Demak, fizik qonunlar siljish va burilishlarga nisbatan invariant.

Yana bir muhim simmetriya vaqtning bir jinsliliigida namoyon bo'ladi. Buning ma'nosi shuki, barcha fizik jarayonlar ular qachon boshlanganiga qaramay, bir xilda o'tadi.

Demak, vaqt o'tishi, vaqt siljishiga nisbatan tabiat qonunlari invariant.

Har bir simmetriyada o'ziga xos saqlanish qonunlari namoyon bo'ladi va ular fizik kattaliklarning invariantlik xossalari bog'liq.

Umumiy nisbiylik nazariyasida ko'rsatiladiki, tabiatning barcha hodisalari to'rt o'lchovli fazo-vaqtda siljish va burilishlarga nisbatan invariant hisoblanadi.

Saqlanish qonunlari klassik fizikada muhim bo'lgani kabi kvant fizikada ham katta ahamiyatga ega.

Sistemaning dinamik kattaliklari va holatlari o'rtasidagi munosabatlar ma'lum vaqt daqiqalariga nisbatan qaraladi va bunday munosabatlarning vaqt oraliqlaridagi bog'lanishlarini aniqlash masalasi juda muhim hisoblanadi.

Kvant fizikada \hat{L} operatorning o'rtacha qiymati

$$\langle \hat{L} \rangle = \int \psi^* \hat{L} \psi d\vec{r}$$

ga teng bo'lib, uning vaqt bo'yicha o'zgarishi

$$\frac{d}{dt} \langle \hat{L} \rangle = \int \psi^* \frac{d\hat{L}}{dt} \psi d\vec{r}$$

yoki

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{\partial \hat{L}}{\partial t} + [\hat{L}, \hat{H}] \quad (1)$$

munosabat o'rinli ekanligi ko'rsatiladi. Bu yerda \hat{H} – gamiltanian. Agar

\hat{L} operator vaqtga oshkor bog'liq bo'lmasa, ya'ni $\frac{\partial \hat{L}}{\partial t} = 0$ hamda $\hat{L}\hat{H} - \hat{H}\hat{L} = 0$ $\hat{L}(\hat{H}\psi) = \hat{H}(\hat{L}\psi)$ shartda yoki $\hat{L}\hat{H} - \hat{H}\hat{L} = 0$ ekanligidan \hat{L} operator gamiltanian bilan kommutativ degan ma'no kelib chiqadi. Bunday operatorning o'rtacha qiymati vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Odatda bunday kattaliklar harakat integrali deyiladi. Harakat integralidan ayrim kattaliklarning saqlanishi kelib chiqadi. Boshqacha aytganda, vaqtga oshkor bog'liq bo'lmagan \hat{L} operator \hat{H} bilan kommutativ bo'lsa, unga tegishli kattalikning saqlanishi kelib chiqadi. Demak, operatorlari vaqtga oshkor bog'liq bo'lmagan va gamiltanian (sistema to'la energiyasi) bilan kommutativ bo'lgan kattaliklar odatda saqlanuvchi kattaliklar deyiladi.

Koordinatalar sistemasining siljishi, sistemani ixtiyoriy o'qqa nisbatan biror burchakka burish kabi akslantirishlar simmetrik almashtirishlar deyiladi.

Simmetrik almashtirish operatorini \hat{G} bilan belgilaylik. \hat{G} operatori ta'sirida sistema gamiltanianining o'zgarmasligi, ya'ni $\hat{G}(\hat{H}\psi) = \hat{H}(\hat{G}\psi)$ bundan

$$[\hat{G}\hat{H}] = \hat{G}\hat{H} - \hat{H}\hat{G} = 0 \quad (2)$$

ekanligi kelib chiqadi. Impuls operatorini $\hat{P} = i\hbar\nabla$ deb olsak,

$$[\hat{P}\hat{H}] = 0 \quad (3)$$

ga tengligini topamiz. Bu saqlanuvchi kattalik P ning impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi.

Xuddi shunday simmetrik almashtirish (burilish) operatorini kiritib, uning \hat{H} operatori bilan kommutativligidan saqlanuvchi kattalikni topish mumkin. Yopiq sistemalarda fazo izotropligidan kelib chiquvchi bunday saqlanuvchi kattalik impuls momentidir. Impuls momenti operatorini $\hat{M} = [\hat{r}, \hat{P}]$ ga teng deb, $\hat{M}\hat{H} - \hat{H}\hat{M} = 0$, ya'ni

$$[\hat{M}\hat{H}] = 0 \quad (4)$$

impuls momentining saqlanish qonunini hosil qilamiz.

Ma'lumki, klassik fizika tenglamalari $t \rightarrow -t$ almashtirishga nisbatan invariant. Kvant fizikada bunday akslantirish \hat{A} operatorining vaqtga nisbatan inversiya operatori deyiladi. \hat{A} operator vaqtga oshkor bog'liq bo'lmasa va sistema to'la energiya operatori \hat{H} bilan kommutativ bo'lsa,

operatorga mos kattalikning saqlanishi kelib chiqadi. Aytaylik $\hat{A} = \hat{H}$, ya'ni sistema to'la energiyasi o'zi bilan o'zi kommutativ. U holda,

$$\frac{d\hat{H}}{dt} = [\hat{H}\hat{H}] = 0 \quad (5)$$

sistema to'la energiyasining saqlanishini ko'rsatadi.

(5) ifoda berk sistemalar uchun energiyaning saqlanish qonunidir. Demak, berk sistemalarda sistemaning to'la energiyasi vaqtga oshkor bog'liq bo'lmaydi, boshqacha aytganda, sistemaning to'la energiyasi o'zi bilan o'zi kommutativ bo'lib, to'la energiya saqlanadi, kvant fizikada aniq kvant holatdagi energiya qiymati vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi va bu energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi.

Yuqorida qayd etilganidek, koordinatalar sistemasini parallel ko'chirish va burishda sistema gamiltaniyani o'zgarmay qoladi va almashtirishlarga nisbatan invariantlik fazo xossalari, ya'ni uning bir jinsliliigi va izotropligini bildiradi, lekin barcha koordinatalarining ishoralarini birdaniga o'zgartirish bilan ham sistema gamiltaniyani o'zgarmsligi mumkin. Bunday almashtirish ba'zan inversiya deyiladi va bu almashtirish amalini inversiya operatori kabi \hat{A} bilan belgilaylik.

Inversiya operatorining funksiyaga ikki marta ketma-ket ta'siri uni dastlabki holatiga olib keladi.

\hat{A} va \hat{H} operatorlarning kommutativligi, ya'ni gamiltaniyaning inversiyaga nisbatan invariantligi juftlikning saqlanish qonuni deyiladi. Demak, juftlikning saqlanish qonuniga ko'ra, agar berk sistema holati ma'lum bir juftlikka ega bo'lsa, bu juftlik vaqt o'tishi bilan saqlanishi kerak.

Endi mikroolamga taalluqli saqlanish qonunlarining ba'zilariga qisqacha to'xtalib o'tamiz.

Mikroolam fizikasida o'zaro ta'sirlarga bog'liq bo'lgan saqlanish qonunlari zaryadlarning saqlanish qonuni, juftlikning saqlanish qonuni, spinlarning saqlanish qonuni. Ularning ba'zilar umumiy ma'noga ega bo'lsa, ba'zilarida saqlanish qonunining buzilishi kuzatiladi. Masalan, energiya, impuls, impuls momenti, zaryadlarning saqlanish qonuni mikroolamda ham umumiy ma'noga ega. Bundan tashqari, oddiy zarralarning spinlari, magnit momentlari, kvarklarning zaryadlari uchun ham saqlanish qonunlari umumiy ma'noga ega. Lekin fazoviy juftlik qonuni kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirga ega bo'lgan jarayonlarda o'rinli bo'lsa-da, kuchsiz o'zaro ta'sirga ega bo'lgan jarayonlar, masalan, β - yemirilishlarda buziladi. Yana shuni ta'kidlash kerakki, oddiy zarralarning ba'zi xossalari, masalan, barion zaryad, lepton zaryad, juftliklar ba'zan saqlanishi, ayrim hollarda saqlanmasligi kuzatiladi.

Buyuk birlashish nazariyasiga ko'ra, barion (proton) yemirilishi bashorat qilinadi. Boshqacha aytganda, bu nazariyaga asosan barion zaryadi saqlanmasligi aytiladi va protonning o'rtacha yashash vaqtini 10^{31} – 10^{32} yilga teng deb baholaydi. Protonning yashash vaqti tajribalarda qayd etilmadi.

Xuddi shunday, bu nazariya juda yuqori energiyali holatlarda lepton zaryadi saqlanmasligini bashorat qiladi.

Kuchli o'zaro ta'sirga ega bo'lgan jarayonlarda simmetriya darajasi eng yuqori bo'lib, unda saqlanish qonunlari ham ko'p.

Elektromagnit o'zaro ta'sirga ega bo'lgan jarayonlarda simmetriya darajasi nisbatan kam va undagi saqlanish qonunlari ham ozroqni tashkil etadi.

Zaif o'zaro ta'sir bilan bog'liq bo'lgan jarayonlarda simmetriya darajasi past bo'lib, bunday jarayonlarda saqlanish qonunlari juda kam va saqlanish qonunlarining buzilishlari ham kuzatiladi.

1956-yili amerikalik olim Li va Yang fazoviy juftlikning saqlanishi kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlar uchungina, zaif o'zaro ta'sirlardagi jarayonlarda fazoviy juftlikning saqlanmasligini aytdi. 1957-yili Vu tomonidan o'tkazilgan tajriba bu fikrni tasdiqladi. Fizika sohasidagi tadqiqotlari uchun Li va Yang 1957-yili Nobel mukofotini olishdi.

Oynadagi simmetriya bu fazoviy simmetriyaning o'zidir. Bu yerda akslantirish operatori sistema gamiltaniani bilan kommutativ. Buning ma'nosi shuki, real dunyodagi jarayonlar qanday kechsa, akslantirilgan dunyodagi jarayonlar ham shunday ro'y beradi, ya'ni akslantirilgan jarayonlar (ko'zgu orqasidagi dunyo) real dunyodagi jarayonlar bilan bir xil qonuniyatga ega. Bu fikrlar tajribalarda tasdiqlanadi.

Fazoviy juftlikning zaif o'zaro ta'sir bilan bog'liq jarayonlarda buzilishidan fazoning oynali akslantirilishida asimmetriyaga ega ekanligi kelib chiqadi, ya'ni fazoning o'ng va chap mavjud bo'lib, birbiridan farqli ekanligi kelib chiqadi. Haqiqatan ham fazo bir jinsli va izotrop. Bunday qarama-qarshilikni faqatgina simmetriya fazoga emas, balki zarraga tegishli bo'lishi kerak deyish bilangina hal etish mumkin. Shunday qilib, akslantirilgandan keyin, zarra antizarra bilan almashtirilsa, oyna orqasidagi jarayon bilan reallikdagi jarayon bir xil qonun bilan kechadi, bunda umumlashgan inversiya ketma-ket ikki operatorni qo'llashdan iborat bo'lib qoladi.

Mikroolamda bunday umumlashgan juftlikning zaif o'zaro ta'sirga ega bo'lgan jarayonlarda saqlanmasligi kuzatiladi. Mikroolamdagi simmetriyaning mavjudligiga asoslanib, olamning barion asimmetriyasi

tushuntiriladi, bu bilan mikroolamdagi qonuniyatlarning invariantligi saqlanmasligi juda muhim qonuniyat sifatida tan olinib, 1980-yili uning mualliflari Kronin va Fitchlarga fizika sohasidagi Nobel mukofoti berildi.

Asosiy formulalar

\hat{L} operatorning ψ funksiyaga ta'siri	$\varphi = \hat{L} \psi$
Impuls operatori	$\hat{p} = +\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla}$
Energiya operatori	$\hat{E} = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}$
To'la energiya operatori	$\hat{H} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U$
Shredinger statsionar tenglamasi	$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0$
O'radagi zarra energiyasining kvantlanishi	$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2$
Garmonik ossillyator energiyasi	$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$

5.3. ATOM VA MOLEKULALAR FIZIKASI

- 5.3.1. Atomning yadroli tuzilishi
- 5.3.2. Atom tuzilishining Bor nazariyasi
- 5.3.3. Vodorodsimon atomlarning kvant nazariyasi
- 5.3.4. Zeeman effekti
- 5.3.5. Elektron spini
- 5.3.6. Simmetrik va antisimmetrik holatlar
- 5.3.7. Murakkab atomlar. Geliy atomi
- 5.3.8. Atom tuzilishi. Mendelejev davriy jadvali
- 5.3.9. Molekulalarning tuzilishi
- 5.3.10. Vodorod molekulasi
- 5.3.11. Atom yadrosining asosiy xossalari
- 5.3.12. Yadro yemirilishining elementar nazariyasi



«Men, Sizning gipotezangizga tegishli bo'lgan qiyinchilikni uchratdim, bu quyidagidan iborat: qanday qilib elektron bir statsionar holatdan boshqasiga o'tayotganda, u qanday chastota bilan tebranishi kerak ekanligini qanday biladi? Men o'ylaymanki, elektron qayerda to'xtash kerakligini oldindan biladi deb, Siz faraz qilishga majbursiz».

Ernest Rezerford,
Nobel mukofoti
sovrindori

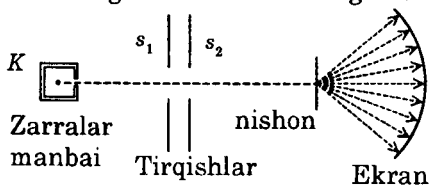
5. 3. 1. Atomning yadroli tuzilishi

Atom haqidagi tasavvurlar, insoniyat sivilizatsiyasi kabi koʻhna boʻlib, 25 asrdan koʻproq tarixga ega. Ammo XIX asrga kelib, spektrlar uchun Balmer formulasi, Rentgen nuri, Bekkerel tomonidan kashf etilgan nurlar va nihoyat, 1897-yili Tomson kashf etgan birinchi elementar zarra elektronlar – bularning barchasi atom haqidagi tasavvurlarni oydinlashtirishni, uni tadqiq etishni muhim muammolar darajasiga koʻtardi.

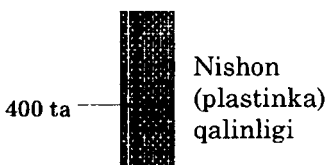
Tomson 1902-yili atom modelini yaratdi. Bu modelga koʻra, atom 10^{-8} sm. atrofidagi sferik sohani egallagan musbat zaryaddan iborat boʻlib, uning ichiga elektronlar mahkamlanib qoʻyilgan: uni obrazli qilib mayizli yumaloq bulkaga oʻxshatish mumkin. Atom barqaror holatda boʻlganda elektronlar harakatsiz tinch holda boʻladi. Atom oʻzidan nur chiqarmaydi. Jism qiziganda uning atomlaridagi elektronlar tebranib, oʻziga xos nurlanishlar hosil qiladi. Tomsoning bu atom modelini tajribada tekshirish zarur edi.

1910-yilga kelib, tajriba natijalari va nazariy tasavvurlarga koʻra, atom 10^{-8} sm. oʻlchamdagi sohani egallagan, manfiy zaryadli elektronlardan va atomning deyarli butun massasini tashkil etgan musbat zaryadli yadrodan iborat neytral zarra deb qaraldi. Oddiy (normal) holatdagi atomda elektronlar harakatsiz (aks holda Maksvell nazariyasiga asosan, nurlanish hosil boʻladi), uygʻongan holatda (masalan, jism qizdirilganda) elektronlar harakatlanib, nurlanish hosil boʻladi, deyildi.

Atom xossasini oʻrganish maqsadida bir qator tajribalar oʻtkazildi. Bunda nishonni (masalan, yupqa oltin qatlamini) katta tezlikdagi zarralar bilan toʻqnashdirib (bombardimon etib), nishon atomlarini ham, toʻqnashuvchi zarralarning ham xossalarini oʻrganish mumkin (5.3.1-1-rasm).



5.3.1-1-rasm



5.3.1-2-rasm

K-manbadan chiqqan zarralar S-tirqishlardan oʻtganda maʼlum tezlikli ingichka atomlar dastasi hosil boʻladi. Bu atomlar nishonga borib, urilib sochiladilar. Sochilgan zarralar ekranga tushib, unda chaqnashlar hosil qiladi.

Rezerford oʻtkazgan tajribada nishon sifatida yupqa oltin qatlami (plastinka) olingan. Uning qalinligini tashkil etgan atomlarning taxminiy soni, baholash koʻrsatadiki, 400 tacha edi (5.3.1-2-rasm).

Nishonga α – zarralar (geliy atomining yadrosi) yuborilgan. Ekrandagi chaqnashlarni hisoblash yoʻli bilan maʼlum burchakka sochilgan zarralarning sonini hisoblash mumkin. Tajriba koʻrsatdiki, α – zarralarning deyarli hammasi oltin qatlamidan, yoʻlida deyarli toʻsiq yoʻqday (α – zarralar uchun oltin qatlam shaffofday) oʻtib ketdilar. Atomning Tomson modeliga koʻra, 400 qator atomlardan iborat toʻsiqdan α – zarralar bemaol oʻta olmasligi kerak edi. Tajriba natijasi Tomson modelini inkor etdi. Rezerford tajribasida shu narsa kuzatildiki, ayrim α – zarralar katta burchak ostida orqaga sochilgan. Hatto tajribada 150° ga sochilgan α – zarralar ham aniqlangan. Agar musbat zaryadli zarra juda kichik hajmli boʻlib, unda atom massasining deyarli hammasi va musbat zaryadining barchasi mujassamlangan boʻlsa, bunday sochilish roʻy beradi. Tomson modeliga musbat zaryadning va massaning bunday kichik sohada mujassamlanganligi ziddir.

Umuman, α – zarralarning sochilish natijalarini tadqiq qilib, sochuvchi markaz (nishon)ning oʻlchami haqida maʼlumot olish mumkin.

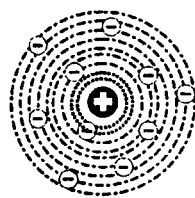
Atom musbat zaryadi oʻlchamini quyidagicha baholash mumkin: v tezlikdagi α – zarralar $E = m\theta^2/2 \sim 10^{-7}$ erg tartibidagi kinetik energiyaga ega. α – zarra bilan birlik zaryadga ega atomning musbat zaryadi oʻrtasidagi oʻzaro taʼsir potensial energiyasi $q_1 \cdot q_2/R$ ga teng; bu yerda q_1 – atomning musbat zaryadi, q_2 – α -zarra (geliyning) zaryadi, r – zarralar orasidagi masofa.

α – zarraning kinetik energiyasi musbat zaryadga yaqinlashganda potensial energiyaga aylanadi ($q_1 = e$, $q_2 = 2e$):

$$E = \frac{m\theta^2}{2} = \frac{2e^2}{r}$$

yoki

$$r = \frac{2e^2}{E} \approx \frac{2 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-10}}{10^{-7}} \text{ sm} \approx 10^{-13} \text{ sm}$$



5.3.1-3-rasm

hosil boʻladi ($e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE.z.b.). Bu atom musbat zaryadining oʻlchami $\sim 10^{-13}$ sm. tartibda ekanligini koʻrsatadi.

Haqiqatan ham, Rezerford tajribasi bu xulosaning toʻgʻriligini tasdiqladi: Rezerford tajribasida, atom markazida musbat zaryadli, 10^{-13} sm. tartibdagi oʻlchamga ega, juda kichik yadro boʻlib, unda atomning deyarli hamma massasi mujassamlanganligi maʼlum boʻldi (5.3.1-3-rasm). Yadro atrofida 10^{-8} sm. tartibdagi katta masofada elektronlar aylanadilar. Atomlar toʻqnashganda bu elektronlar (buluti) yadrolar toʻqnashishiga yoʻl bermaydi, ularni himoya qiladi. Atom neytral boʻlgani uchun yadro

zaryadi elektronlar zaryadiga teng bo'lishi kerak. Bundan esa har qanday yadro zaryadi $q = Ze$ ga tengligi kelib chiqadi; bu yerda Z – butun son. Shu asosda bitta elektronga ega bo'lgan vodorod uchun $Z = 1$ birinchi o'rin, ikki elektronga ega bo'lgan geliy uchun $Z = 2$ ikkinchi o'rin va h.k. lardan atomlarning tartibi haqidagi tasavvur hosil bo'ldi. Shunday qilib, XX asr boshlariga kelib atomning tuzilishi quyosh sistemasining tuzilishiga o'xshash degan gipoteza tasdiqlandi.

Ammo 1911-yili yaratilgan Rezerfordning atomning yadroli modeli muhim qiyinchilikka duch keldi.

Quyosh planetar sistemasiga o'xshash Rezerfordning modeliga asosan, taxminan 10^{-8} sm. masofada yadro atrofida aylanayotgan elektronlar, Maksvell qonuniga asosan, qanday chastota bilan aylansalar, shunday chastotali nurlanish hosil qilishlari lozim. Bu modelga asosan, elektron uzluksiz ravishda spiral bo'yicha yadroga yaqinlashib boradi va uzluksiz spektrli nur sochib, yadroga qulashi kerak. Demak, atom barqaror emas (nostabil). Ammo tajribalar, amaliyot ko'rsatadiki, atom barqaror (stabil). U asosiy (normal) holatda bo'lganda nur chiqarmaydi. Atom uyg'ongan holatda bo'lganda (uzluksiz spektrli nurlanish emas) chiziqli spektrli nurlanish hosil qiladi.

Shunday qilib, zaryadli elektronlar va yadrodan iborat barqaror sistemani Maksvell qonuniga muvofiq keladigan klassik fizika chegarasida yaratish mumkin bo'lmadi, hatto bu model bo'yicha ikkita atomning bir xil bo'lishini tushuntirish qiyin edi. Haqiqatan, masalan, ikkita vodorod atomida ham musbat yadrolar atrofida elektronlarning bir xil orbitalarda bo'lishini tushunish qiyin. Ammo vodorod atomlarining spektrlari bir xil ekanligini tajribalar tasdiqlaydi. Natijada, bu hodisalarni tushuntirishda klassik nazariya boshi berk ko'chaga kirib qoldi. Bu muammolarni hal qilish yo'lida Bor 1913-yili o'zining mashhur nazariyasini yaratdi.

5. 3. 2. Atom tuzilishining Bor nazariyasi

Vodorod atomi elementlarning eng soddasi bo'lib, uni tadqiq qilish va o'rganish boshqa murakkab atomlar uchun asos bo'lib xizmat qildi.

Ma'lumki, har bir atom o'zicha, biri ikkinchisiga bog'liq bo'lmagan yorug'lik sochadi. Atom tarqatayotgan yorug'likning tarkibi uning spektrida aks etadi. Atomlar tarqatayotgan yorug'likning tarkibini aks ettiruvchi spektr bir-biridan ajralib turuvchi, ayrim chiziqlardan iborat bo'ladi va ularning har biri ma'lum rangga ega. Boshqacha aytganda, atomlar tarqatayotgan yorug'lik aniq chastotali nurlar to'plamidir. Shuning uchun ham har bir rangdagi chiziqlar spektr chiziqlari deb ataladi. Haqiqatda,

chiziqlar bir-biri bilan shunchalik yaqinki, ranglar o'rtasidagi farq faqat yorug'lik chastotasi bilangina ajraladi.

Atom tuzilishini chuqurroq o'rganish uchun atom spektridagi chiziqlarni batafsil o'rganish lozim. Chunki uni o'rganish asosida atomdagi elektron energiyasi, ya'ni uning harakat tezligi, yadrodan uzoqligi va boshqa ma'lumotlar olinadi. Ba'zan, atom spektrini kimyoviy elementning «shaxsini» tasdiqlovchi asosiy hujjatga o'xshatishadi.

Gazsimon holatdagi element atomlarining nurlanishini o'rganishda uning nurlanish spektri juda nozik chiziqlardan iborat ekanligi ma'lum bo'ldi. Jumladan, vodorod atomining spektr chiziqlarini o'rganish nurlanish to'liq uzunligining teskari qiymati (to'liq soni) ikki sonning (termning) ayirmasi orqali aniqlanishi ma'lum bo'ldi.

1885-yili shveysariyalik olim Balmer vodorod atomi nurlanishining ko'zga ko'rinadigan qismi uchun tajribaga asoslanib, oddiy munosabat oldi,

$$\frac{1}{\lambda} = k = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), m = 3, 4, 5, \dots \quad (1)$$

bunda λ – to'liq uzunlik, k – to'liq soni, R – Ridberg doimiyligi, vodorod uchun tajriba natijasi,

$$R = 109677,76 \text{ sm}^{-1}.$$

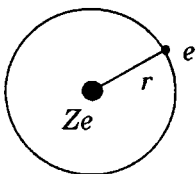
(1) formuladagi $m = 3, 4, 5, \dots$ qiymatlarda Balmer seriyasining spektr chiziqlari qiymatlari olinadi; $m \rightarrow \infty$ qiymatda seriyaning chegaraviy qiymati olinadi.

Rezerfning atom modeli asosida Balmer formulasini birinchi marta Bor isbot qilgan. Biz ana shu isbotni ko'raylik.

Atomning Rezerford modeliga asosan, uning yadrosi musbat zaryadli bo'lib, atrofida elektronlar konus kesimidan iborat trayektoriyalar bo'yicha Nyuton qonuni asosida harakatlanadilar. Musbat zaryadli yadro bilan elektronlar Kulon qonuni asosida o'zaro ta'sirda bo'ladilar.

Yadrosida bitta musbat zaryad $+e$ va uning atrofida bitta elektron bo'lgan atom bu – vodorod atomidir. Umuman atomlarning markazlarida Ze musbat zaryadli yadrolar bo'ladi, bunda $Z=1$ (vodorod), $Z=2$ (geliy), $Z=3$ (litiy) va h.k. bo'ladi; Z – elementlarning Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib raqamini bildiradi.

Geliy atomi yadrosi atrofidagi 2 ta elektrondan bittasi chiqarib yuborilsa, bunday atom bir karrali ionlashgan He^+ atomi bo'ladi. Shuningdek, litiy atomidan ikkita elektron chiqarib yuborilsa, ikki kar-



5.3.2-1-rasm

ra ionlashgan Li^{++} atomi bo'ladi; umuman yadro atrofida bitta elektron bo'lgan atomlar, masalan, He^+ , Li^{++} va h.k.lar vodorodsimon atomlar deyiladi. Biz vodorod ($Z=1$) va vodorodsimon ($Z=2, 3 \dots$) atomlarning Bor nazariyasini qarab chiqaylik; qulaylik uchun avval harakatsiz yadro atrofidagi elektronning harakati aylana (doira) bo'yicha bo'lsin, deylik (5.3.2-1-rasm). Atomdagi Ze musbat zaryadli yadro bilan e manfiy zaryadga ega bo'lgan elektron orasidagi tortilish kuchi F_k . Kulon qonuniga asosan,

$$F_k = Ze \cdot e/r^2 \quad (2)$$

ifoda bilan aniqlanadi; bunda r – aylana (trayektoriya) radiusi. v - chiziqli tezlik bilan yadro atrofida aylanayotgan elektronga ta'sir qilayotgan markazdan qochma kuch F_n . Nyuton qonuniga asosan,

$$F = \frac{m\vartheta^2}{r} \quad (3)$$

ifoda bilan aniqlanadi; bunda m – elektron massasi.

Elektronning «statsionar trayektoriyasi»ni aniqlash uchun, Kulon kuchi (2) va Nyuton kuchi (3)ni bir-biriga tenglashtiramiz:

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{m\vartheta^2}{r} \quad (4)$$

Bundan aylana (trayektoriya) radiusi r ni aniqlaymiz:

$$r = \frac{Ze^2}{mv^2} \quad (5)$$

yoki elektronning kinetik energiyasining ifodasini aniqlaymiz.

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{Ze^2}{2r} \quad (6)$$

(5) va (6) ifodalardan ko'rinadiki, elektronning tezligi (yoki kinetik energiyasi) qancha katta bo'lsa, aylana radiusi shuncha kichik bo'ladi, ya'ni elektron yadroga shuncha yaqin bo'ladi.

Musbat zaryad Ze tortishi natijasida sodir bo'lgan elektronning potensial energiyasi $U(r)$

$$U(r) = - (Ze \cdot e)/r \quad (7)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, kinetik energiya va potensial energiya yig'indisidan iborat elektronning to'la energiyasi,

$$E = mv^2/2 + U(r)$$

(6) va (7)ga asosan

$$E = \frac{Ze^2}{2r} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{2r} \quad (8)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Bu yerda shuni ta'kidlaymizki, (8) ifoda, yadro (u harakatsiz deb qabul

qilingan) va elektronning tinchlikdagi energiyalari hisobga olinmaganda, atomning to'la energiyasidir. (8)dan ko'rinadiki, $r \rightarrow \infty$ bo'lganda, ya'ni elektron yadro ta'siridan chiqib ketganda yoki atom to'la ionlashganda, uning to'la energiyasi $E \rightarrow 0$ bo'ladi. Atom nurlanishi tufayli to'la energiya E ning kamayishi sodir bo'ladi.

Haqiqatan ham, klassik elektrodinamika qonuniga binoan, tezlanishga ega bo'lgan zaryadli zarra (elektron) uzluksiz ravishda nur sochishi kerak. Bu tasavvurga ko'ra, atomning uzluksiz spektrli nurlanishi tufayli elektronning kinetik energiyasi (tezligi) kamayishi va demak, markazdan qochma kuch kamayishi sababli, elektron oxirida yadroga «yig'ilishi» lozim. Yadro zaryadi o'zgaradi, atom (element) o'zgaradi, bunday holda atom barqaror (turg'un, stabil) bo'lmaydi.

Ammo yuqorida aytilganidek, tajriba natijalariga ko'ra, atom nurlanishi chiziqli spektrlardan iborat hamda ma'lumki, ko'pchilik atomlar barqaror (turg'undir). Demak, klassik elektrodinamikaga oid tasavvurlarni atomga qo'llab chiqarilgan xulosalar tajriba natijalariga ziddir.

Bu ziddiyatlarni hal qilish uchun N. Bor 1913-yili juda muhim ikkita postulatni aytadi.

Ma'lumki, nurlanishning Plank nazariyasiga ko'ra, ossilyator energiyasi diskret qiymatlar qabul qiladi. Ossilyator haqidagi bu g'oyani rivojlantirib, Bor postulatning birinchisini quyidagicha ta'rifladi: yadro atrofida aylanayotgan elektronning harakat miqdori (impulsi) momenti Plank doimiyliги \hbar ga karrali bo'lgan diskret qiymatlar, ya'ni $n \hbar$ qiymatlar qabul qiladi; bunda $n=1, 2, 3, \dots$ Ana shu harakat miqdori momenti qiymatlariga mos kelgan (tanlangan) trayektoriyalardagina (ular orbitalar deb ataladi) elektron harakatlanadi. Bu orbitalardan birida elektron harakatlanayotganda atom energiyasi o'zgarmaydi, ya'ni nurlanish sodir bo'lmaydi.

Doiraviy orbitada harakatlanayotgan elektronning harakat miqdori momenti mvr bo'lgani uchun birinchi postulatga asosan,

$$mvr = n\hbar \quad (9)$$

tenglik o'rinlidir.

Borning ikkinchi postulati quyidagicha ta'riflanadi: atomda nurlanish yoki yutilish elektronning bir orbitadan ikkinchi orbitaga o'tganda sodir bo'ladi; bunda atom tomonidan nurlanish yoki yutilish tufayli, uning energiyasi $h \omega$ ga o'zgaradi, ya'ni

$$E_m - E_n = h\omega \quad (10)$$

Bunda E_m va E_n m -chi va n -chi orbitalardagi elektronning (atomning) to'la energiyalari; ω – doiraviy (siklik) chastota. Agar E_m energiya E_n dan katta bo'lsa $h\omega$ energiyali yorug'lik sochiladi, agar E_m energiya E_n

dan kichik bo'lsa energiyali yorug'lik atom tomonidan yutiladi. Shunday qilib, Bor nazariyasiga ko'ra, elektron katta energiyali statsionar orbitadan kichik energiyali statsionar orbitaga o'tganda atom nur sochadi.

(9)dan v ni topib, so'ng uni (5)ga qo'yib, n -chi orbitaning radiusini topamiz.

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e Z e^2} \quad (11)$$

(11)dan birinchi orbita radiusi r_1 ni aniqlaymiz:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e Z e^2} \quad (12)$$

Vodorod atomi uchun $Z = 1$ va demak, bu atomning birinchi orbitasining radiusi

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \quad (13)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda a_0 – Bor radiusi deyiladi. \hbar , m va e ning tajribadan aniqlangan qiymatlaridan foydalanib, a_0 ning qiymatini topishimiz mumkin:

$$a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ sm} = 0,529 \text{ \AA}$$

(11) va (12)dan ko'rinadiki, ixtiyoriy vodorodsimon atom orbitasining radiusini

$$r_n = n^2 r_1 \quad (14)$$

ko'rinishda yozamiz.

(8)dagi r ning o'rniga (11)dan uning qiymatini qo'yib, atomning to'la energiyasining n orqali ifodasini

$$E_n = -\frac{Z e^2}{2r} = -\frac{m_e Z^2 e^4}{2n^2 \hbar^2} \quad (15)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Borning ikkinchi postulatiga asosan, yorug'lik chastotasi ω elektroni n -chi orbitadan m -chi orbitaga o'tganda quyidagiga teng:

$$\omega = \frac{E_m - E_n}{\hbar} \quad (16)$$

Vodorod atomi uchun ($Z=1$) deb (15)ni hisobga olsak:

$$\omega = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (17)$$

yoki

$$\omega = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (18)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Bunda

$$R = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \quad (19)$$

(18)dan ko'rinadiki, $Z=1$ va $n=2$ bo'lganda u Balmer formulasi o'zidir. Bu yerda (19) formula bilan aniqlanuvchi R kattalik (1) formuladagi R kattalikdan $2\pi c$ ga farq qiladi. Agar nazariy yo'l bilan olingan (19) ifoda tajribada olingan Ridberg doimiyliigi bilan mos kelsa, (18) formulani Balmer formulasi umumlashgani deb qarash mumkin.

Tajribadan olingan m , e , va \hbar larning qiymatlaridan foydalanib, (19) asosida

$$R = 109740 \text{ sm}^{-1} \quad (20)$$

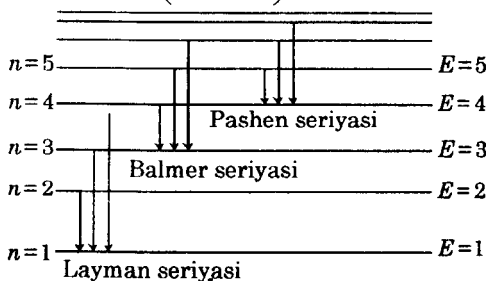
qiymatni olamiz. Bu nazariy hisoblash bilan olingan qiymat, tajriba aniqligi darajasida, tajriba natijasiga mos keladi. Bu esa Bor nazariyasining juda katta yutuqi edi.

Shunday qilib, Bor nazariyasi asosida vodorod va vodorodsimon atomlardagi orbitalardan birida elektron bo'lishi mumkin; bunda nurlanish sodir bo'lmaydi. Elektron $n=1$ orbitada bo'lsa, atom asosiy holatda deyiladi, agar elektron $n=2, 3, \dots$ orbitalardan birida bo'lsa, atom uyg'ongan holatda deyiladi.

Vodorod atomida $n=2$ orbitaga tashqi orbitalardagi elektronlar o'tsa, Balmer seriyasini hosil qiluvchi ko'zga ko'rinadigan spektr chiziqlari hosil bo'ladi (5.3.2-2-rasm).

Elektron tashqi orbitalardan $n=1$ orbitaga o'tganda spektrning ultrabinafsha qismidagi Layman seriyasini hosil qiluvchi spektr chiziqlari sodir bo'ladi. Bu seriya

$$k = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 2, 3, 4, \dots \quad (21)$$



5.3.2-2-rasm

ifoda bilan aniqlanadi. Shuningdek, $n=3, n=4, n=5$ orbitalarga tashqi orbitalardan elektron o'tganda, nurlanishning mos ravishda Pashen, Breket, Pfund seriyalari hosil bo'ladi.

Endi Bor nazariyasi asosida atom yadrosining harakatini hisobga olgan holda tekshiraylik.

Ma'lumki, yuqorida Bor nazariyasida yadro harakatsiz, uning atro-fida elektron doiraviy orbita bo'yicha harakatlanadi, deb hisoblandi. Bu hol yadro massasi cheksiz katta bo'lgandagina o'rinlidir. Ammo yadro massasi cheksiz katta bo'lmaganligi sababli, yadro va elektron bu ikki zarradan iborat sistemaning massa markazi atrofida aylanadilar. Bu holatni, ya'ni yadro harakatini hisobga olish uchun avvalgi natijalardagi elektron massasi m_e ni uning keltirilgan massasi bilan almashtirish yetarli,

$$\mu = \frac{M_{ya}m}{m + M_{ya}} = \frac{m}{\left(1 + \frac{m}{M_{ya}}\right)} \quad (22)$$

Bu yerda $M_{ya} \rightarrow \infty$ bo'lganda, avval aytilganidek $\mu \rightarrow m$ bo'ladi. Ridberg doimiyligi bu holda

$$R = \frac{me^4}{2\hbar^2} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M_{ya}}} = \frac{R_t}{\left(1 + \frac{m}{M_{ya}}\right)} \quad (23)$$

Nazariy olingan Ridberg doimiyligi (23), tuzatma $1/(1+m/M_{ya})$ tufayli tajriba natijasiga (vodorod uchun) yanada yaqinlashadi; (23) bo'yicha $m/M_{ya} = 1/1840$ asosida R ni hisoblanganda $109677,6 \text{ sm}^{-1}$ natija olinadi.

Ridberg doimiyligi (23)ning va demak, spektrning atom yadrosi mas-sasiga bog'liqligi juda muhim ahamiyatga ega hisoblanadi. Haqiqatan ham, hatto bir xil element, ya'ni Z bir xil bo'lganda ham izotoplarning spektr chiziqlari ular yadrolarining massalariga bog'liq ravishda har xil bo'ladi. Xuddi shu natijaga asoslanib, 1932-yili vodorodning izotopi deyteriy kashf etildi. Deyteriy uchun tajribada $R_r = 109707,4 \text{ sm}^{-1}$ Bor nazariyasi bo'yicha $R_n = 109717,5 \text{ sm}^{-1}$ qiymatlar olindi.

Bor nazariyasida elektronning orbitalari doiraviy (aylana) deb qabul qilindi. Zommerfeld bu nazariyani rivojlantirib, atomdagi elektron orbitalari ellipslardan iborat bo'lsin deb qabul qildi. Bu bilan atomda-gi elektronning elliptik orbitalari haqidagi tushunchani kiritdi. Bunda yadro ellipsning bir fokusida harakatsiz tinch turibdi deyiladi (5.3.2-3-rasm). Ko'rsatish mumkinki, (isbotsiz keltiramiz) ellips bo'yicha harakatlanayotgan elektronning to'la energiyasi uchun

$$E = -\frac{Ze^2}{2a} \quad (24)$$

yoki avval olingan ifodaga mos keluvchi

$$E_n = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 \hbar^2} \quad (25)$$

formula olinadi; bunda α – ellipsning katta yarim o'qi, n – bosh kvant son va u $n = 1, 2, 3, \dots$ qiymatlar qabul qiladi.

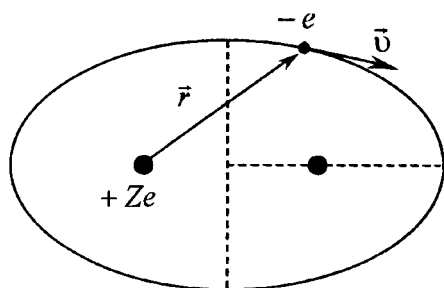
(24) va (25)dan katta yarim o'q a uchun

$$a = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m e^2} \frac{1}{Z} = \frac{n^2 a_0}{Z} \quad (26)$$

ifodani olamiz. Shuningdek, kichik yarim o'q b uchun

$$b = n L^1 \frac{a_0}{Z} \quad (27)$$

ifodani olish mumkin. Bunda orbital (azimutal) kvant son $b^1 = 0, 1, 2, \dots, n$ qiymatlar qabul qiladi (kvant mexanikada ko'rsatiladiki, orbital kvant son $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ qiymatlar qabul qiladi). Bor nazariyasida $l^1 = 0$ hol man etiladi, chunki bu holda elektronning trayektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, u yadro orqali o'tishi kerak bo'ladi. Shuning uchun bu narsa klassik tasavvurga ko'ra, man etiladi.



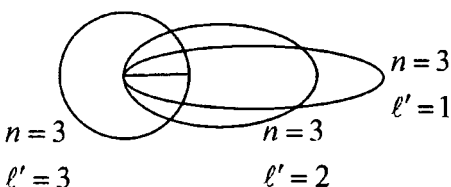
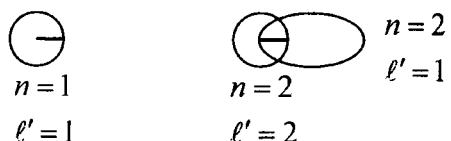
5.3.2-3-rasm

Shunday qilib, katta yarim o'q a bosh kvant son n ga, kichik yarim o'q b esa bosh kvant sonidan tashqari orbital kvant soniga ham bog'liqdir. Bunda berilgan n ga (ya'ni a) l^1 lar (ya'ni b lar) bilan farqlanuvchi $l^1 = 1, 2, 3, \dots, n$ ta orbitalar mos keladi (5.3.2-4-rasm).

Vodorod atomining energiya sathlarini

$$T(n) = R/n^2 \quad (28)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Odatda $T(p)$ – term deyiladi. Demak, nurlanish spektr chizig'ini ikki term farqi sifatida tasavvur qilish mumkin.



5.3.2-4-rasm

Ko'rgazmali qilib tasvirlash uchun har bir energiya qiymati E_n ni gorizontal chiziq sifatida, energetik sath sifatida tasavvur etiladi. Yuqori sathlardan birinchi energetik sathga (asosiy holatga) elektron o'tganda Layman seriyasi hosil bo'ladi. Yoki yuqori energiya sathlaridan avval ikkinchi energiya sathiga elektron o'tib, Balmer seriyasini hosil qilishi, so'ng ikkinchi energiya sathidan birinchi energiya sathiga o'tib, Layman seriyasini hosil qilishi mumkin.

(28)dan ravshanki, energiya sathi ortib borishi bilan ular orasi yaqinlashib boradi va nihoyat, $n \rightarrow \infty$ bo'lganda (ya'ni elektron atomdan chiqib ketganda) atomning ionizatsiya hodisasi yuz beradi.

Elektron yuqori energiya sathlaridan quyi energiya sathlariga spontan (o'z-o'zidan) o'tishi mumkin. Ammo quyi energiya sathlaridan yuqori energiyali sathlarga ma'lum energiya porsiyasini (to'qnashish yoki yorug'lik kvanti yutilishi tufayli) olish orqali o'tishi mumkin.

Yuqorida aytilganlardan ma'lum bo'ladiki, atomning ionizatsiyasi energiyasini hisoblash uchun E_∞ va E_1 lar farqini, ya'ni

$$E_\infty - E_1 = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \quad (29)$$

ni hisoblash kerak; bu 13,53 eV ga teng. Tajriba ham bu farqning, 13,53 eV ga tengligini ko'rsatadi. Demak, vodorod uchun olingan nazariy natija tajribadan olingan natijaga juda mos keladi.

Biz Bor nazariyasida energiya sathlari bosh kvant son n ga va orbital kvant son l^1 ga bog'liq ekanligini ko'rdik.

Orbita bo'yicha harakatlanayotgan elektronning impuls momenti M klassik mexanikada

$$\vec{M} = [\vec{r}m\vec{v}] \quad (30)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Moment \vec{M} ning qiymati \vec{r} va \vec{v} vektorlarning orasidagi burchakka bog'liq bo'lib, u orbitalarning shaklini aniqlaydi; Bu shakllar soni esa orbital kvant son L^1 bilan aniqlanadi (5.3.2-5-rasm).

Ma'lum bo'ldiki (kvant mexanikada qat'iy ko'rsatiladi), impuls momenti M ning faqat miqdor jihatidan orbital kvant son l ($l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$) bilan aniqlanib qolmasdan uning fazodagi vaziyati (oriyentatsiyasi) ham, ya'ni orbita tekisligi ham fazoda kvantlangan bo'ladi. Bu vektorning fazodagi oriyentatsiyasining kvantlanishi magnit kvant son deb ataluvchi m_l (bunda $m_l = -l, -(l - 1), 0, 1, 2 \dots + l$) bilan aniqlanadi. Biror yo'nalishni, masalan, OZ o'qini asos qilib olinsa, M momentning bu o'qdagi tashkil etuvchisi

$$M_z = m_l \hbar \quad (31)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Masalan, $l = 2$ bo'lsa, $m_l = -2, -1, 0, +1, +2$ qiymatlar qabul qiladi.

Bu yerda shuni ta'kidlaymizki, atom tashqi maydon ta'sirida bo'lmasa, uning energiyasi magnit kvant son m_l ga bog'liq bo'lmaydi. Ammo atom tashqi maydonida bo'lsa, maydon yo'nalishi bilan elektron harakati tufayli hosil bo'lgan uning magnit momenti har xil burchaklarga ega bo'lib, har xil ta'sirlashadi va oqibatda energiya sathlari m_l ga bog'liq bo'lib qoladi (masalan, Zeeman va Shtark effektlarida).

5.3.3. Vodorodsimon atomlarning kvant nazariyasi

Vodorod va vodorodsimon, ya'ni bir karra ionlashgan geliy He^+ , ikki karra ionlashgan litiy Li^{++} atomlarining kvant nazariyasi bilan tanishaylik. Bunday atomlarning potensial energiyasi, Kulon qonuniga asosan

$$U(r) = - (Ze \cdot e) / r \quad (1)$$

ifoda (giperbola) bilan aniqlanadi (5.3.3-1-rasm). Bunday atom uchun Shredinger tenglamasini yozamiz:

$$\Delta \psi(x, y, z) + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{Ze^2}{r^2} \right] \psi(x, y, z) = 0 \quad (2)$$

bunda Δ – Laplas operatori:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3)$$

Sferik simmetrik (markaziy) maydondagi elektron harakatini, holatini qarash uchun Dekart koordinatalar sistemasi (x, y, z) dan sferik koordinatalar sistemasi (r, θ, φ) ga o'tgan qulaydir.

Ko'rsatish mumkinki, bu holda sferik koordinatalar sistemasida Laplas operatori

$$\Delta_{r,\theta,\varphi} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (4)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Sferik koordinatalar sistemasidagi Shredinger tenglamasi yechimi $\Psi(r, \theta, \varphi)$ ni

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi) \quad (5)$$

ko'rinishda izlaylik. Bu holda Shredinger tenglamasi

$$\Delta_{r,\theta,\varphi} R(r)Y(\theta, \varphi) + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{Ze^2}{r^2} \right] R(r)Y(\theta, \varphi) = 0 \quad (6)$$

shaklda ifodalanadi. (6) ni R , Y ga bo'lib, r^2 ga ko'paytirib, (4)ni nazarda tutgan holda, quyidagi tenglikni olamiz:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left[E + \frac{Ze^2}{r^2} \right] = \frac{1}{Y \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{Y \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} \quad (7)$$

Bu tenglikning chap tomoni faqat $R(r)$ ga, o'ng tomoni esa faqat $Y(\theta, \varphi)$ ga bog'liq bo'lgani uchun (r, θ, φ - o'zgaruvchi parametrlar) ular biror doimiy songa, masalan, λ ga teng bo'lishi shart. Demak, (7) tenglama R va Y ga bog'liq ikki tenglamaga keladi;

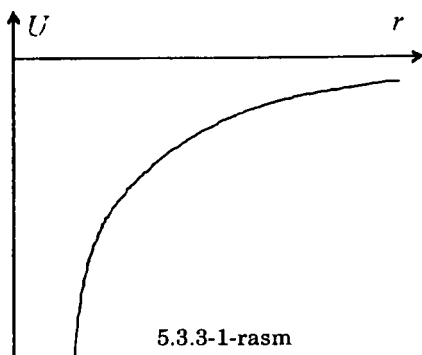
$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r^2} \right) - \frac{\lambda}{r^2} \right] R = 0 \quad (8)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \lambda Y = 0 \quad (9)$$

Umumiy fizik talabga asosan, to'liqin funksiya uzluksiz, bir qiymatli va chekli (chegaralangan) bo'lishi shart. (8) va (9) tenglamalarning yechimlari ana shu talabni qanoatlantirishi zarur. Shredinger tenglamalari (8) va (9)ni yechish mazkur kitob doirasidan chetga chiqadi. Ammo yechimlar va ularning xossalriga quyida to'xtalamiz.

To'liqin funksiya $\Psi(r, \theta, \varphi)$ ning radial qismi $R(r)$ ni, ya'ni (8) tenglamani ko'raylik.

Yuqorida aytilgan 3 ta shartni qanoatlantiradigan Shredinger tenglamasining yechimi energiya E ning musbat qiymatlarida mavjud va energiyaning manfiy qiymatlarida



5.3.3-1-rasm

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{2n^2\hbar^2} \quad (10)$$

tenglik bajarilganda ($n=1, 2, 3, \dots$ bosh kvant son) hamda

$$\lambda = l(l+1) \quad (11)$$

shart (bunda $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ orbital kvant son) bajarilganda mavjud bo'ladi.

Bu yerda, ya'ni kvant mexanikada bosh kvant son n va orbital kvant son l Shredinger tenglamasi (8)ning yechimidan o'z-o'zidan kelib chiqadi. Bor nazariyasi natijasiga mos kelgan (10)da esa tajribada olinadigan spektr chiziqlarini olish uchun n postulat sifatida kiritilgan edi.

Odatda (8) Shredingerning radial tenglamasi deyiladi. Bu tenglamaning yechimi

$$R_{n,l}(x) = cx^l e^{-\frac{x}{2}} \left[L_{n-1}^{2l+1}(x) \right], \quad x = \frac{2mZe^2}{\hbar^2} r \quad (12)$$

ko'rinishda bo'lib, bu yerda

$$L_{n-1}^{2l+1}(x) = \frac{d^{2l+1}}{dx^{2l+1}} L_{n-1}(x) \quad (13)$$

umumlashgan Lagerr polinomi, bunda

$$L_{n-1}(x) = e^x \frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} (x^{n-1} e^{-x}) \quad (14)$$

Lagerr polinomi deyiladi; C – normallashtiruvchi ko'paytma; uning uchun

$$C^2 = \left(\frac{Z}{na_0} \right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+1)!]^3} \quad (15)$$

tenglik o'rinli. a_0 – Bor radiusi. Yuqoridagi (14) va (15)dagi kvant sonlar n va l hosila olish tartibini ko'rsatuvchi sonlar, tabiiy ravishda butun sonlar bo'lish kerakligi ko'rinib turibdi.

Quyida elektronning yadrodan r masofada bo'lish ehtimolini ko'rsatuvchi (holatini aniqlovchi) radial to'liqin funksiya $R_{nl}(r)$ ning $n = 1, l = 0$ hamda $n = 2, l = 0, l = 1$ bo'lgandagi qiymatlarini keltiramiz (1-jadval).

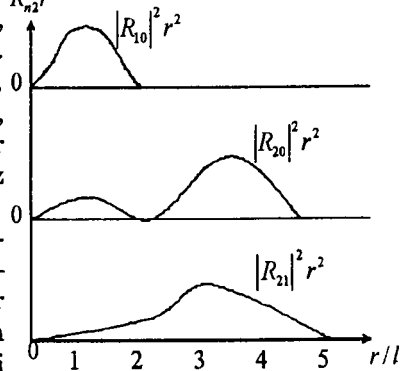
$n = 1$	$l = 0$	$R_{1,0} = 2 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} e^{-\rho}; \rho = \frac{Z}{a_0} r, n \geq l + 1$
$n = 2$	$l = 0$	$R_{2,0} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} (2 - \rho) e^{-\rho/2}$
$n = 2$	$l = 1$	$R_{2,1} = \frac{1}{2\sqrt{6}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2}$

Elektronning yadrodan $r, r + dr$ masofada bo'lish ehtimolini topish uchun to'liq funktsiya moduli kvadrati $|\Psi(r, \theta, \varphi)|^2$ ni shu r va $r+dr$ sferalar orasidagi hajm $4\pi r^2 dr$ ga ko'paytirish kerak va burchaklar θ, φ bo'yicha integrallash kerak. Natijada izlanayotgan ehtimol $dW(r) = \rho(r) dr = |R_{nl}(r)|^2 r^2 dr$ ifodasini olamiz. $|R_{nl}(r)|^2 r^2$ ning vodorod uchun chizmasi 5.3.3-2-rasmda ko'rsatilgan.

Bu yerda shunga e'tiborni qaratish lozimki, $\rho(r) = |R_{1,0}(r)|^2 r^2$ dan $R(r)$ ning maksimum qiymati $r_{\max} = a_0$ da erishiladi. Boshqacha aytganda, Bor radiusi masofasida elektronning bo'lish ehtimoli eng kattadir. Bu yerda shuni ham ta'kidlash kerakki, Bor nazariyasida orbital kvant son $l = 1, 2, 3, \dots$ bir sondan boshlanar edi, elektronning yadrodan o'tishi (momentning nolga teng bo'lishi) ta'qiqlangan edi. Kvant nazariyasida, klassik tasavvurlarga zid orbital kvant son noldan boshlanadi va bunday (harakat miqdori nolga teng bo'lgan) holat mavjud ekanligi kelib chiqadi; tajriba esa shuni tasdiqlaydi.

Spektroskopiyaga oid adabiyotlarda $R_{n,l}^2 r^2$ bosh kvant son n ning qiymatlari $n=1, n=2, n=3$ va h.k. lar K, L, M va h.k. harflar bilan belgilanadi va ular K, L, M, \dots qobiqlar deb ataladi. Shuningdek, $l=0, l=1, l=2, l=3$ va h.k. holatlar s -holat, p -holat, d -holat, f -holat va. h. z deb yuritiladi.

Kvant mexanikaning Bor nazariyasiga nisbatan yutuqlaridan yana biri – bu stasionar holatda nurlanish sodir bo'lmasligi, atom nurlanishi uchun elektron bir stasionar holatdan ikkinchi



5.3.3-2-rasm

statsionar holatga o'tgandagina sodir bo'lishi o'z-o'zidan tenglamadan kelib chiqadi. Eslatamiz, Bor nazariyasida bu omil postulat sifatida qabul qilingan edi.

Kvant mexanikaning Bor nazariyasiga nisbatan yana muhim bir yutug'i – u nurlanishning spektr chiziqlarining intensivligini hisoblash imkonini berdi. Bunda $\Delta l = \pm 1$; $\Delta m_l = \pm 1$ yoki $\Delta m_l = 0$ bo'lgan o'tish hollarda nurlanish intensivligi eng kuchli (katta) bo'lishi nazariy jihatdan ko'rsatildi; tajriba esa uni tasdiqladi (yuqorida magnit kvant son m_l o'zgarishi ham keltirildi). Shuning uchun

$$\Delta l = \pm 1, \Delta m_l = \pm 1 \text{ yoki } \Delta m_l = 0$$

tanlash qoidasi deyiladi. Bunday qoida bosh kvant son uchun mavjud emas. Bor nazariyasida atom nurlanishi intensivligi muammosi hal etilmay qolgan edi.

Ma'lumki, kvant mexanikada impuls momentining operatori

$$\hat{M} = [\vec{r}, \hat{p}] \quad (16)$$

ifoda bilan aniqlanadi; bu yerda impuls operatori

$$\hat{p} = -i\hbar \vec{\nabla}, \quad \nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (17)$$

Impuls momentining OZ o'qi bo'yicha tashkil etuvchisi M_z ning operatori va uning kvadrati M^2 ning operatori

$$\hat{M}^2 = \hat{M}_x^2 + \hat{M}_y^2 + \hat{M}_z^2 \quad (18)$$

sferik koordinatalar sistemasida (16), (17) va (18)lar asosida ko'rsatish mumkin,

$$\hat{M}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \quad (19)$$

$$\hat{M}^2 = -\hbar^2 \nabla_{\alpha, \varphi}^2 \quad (20)$$

ko'rinishda bo'ladi, bunda

$$\Delta_{\alpha, \varphi} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (21)$$

Kvant mexanika asosida operator \hat{M}^2 va \hat{M}_z ning xususiy qiymatlari M^2 va M_z hamda xususiy funksiyalari $\Psi(r, \theta, \varphi)$

$$\hat{M}^2 \Psi = M^2 \Psi \quad (22)$$

$$\hat{M}_z \Psi = M_z \Psi \quad (23)$$

tenglamalar asosida topiladi. (20) va (21) dan $-\hbar^2 \Delta \theta \Psi = M^2 \Psi$ yoki

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{M^2}{\hbar^2} \Psi = 0 \quad (24)$$

tenglamani olamiz.

(24) tenglamani (9) tenglama bilan solishtirib, M^2/\hbar^2 doimiy son λ ga teng ekanligini va demak, impuls momenti kvadrati

$$M_l^2 = \hbar^2 l(l+1) \quad (25)$$

diskret qiymatlar qabul qilishini aniqlaymiz. Bu yerda ham, eslatib o'tamiz, Bor nazariyasida $M^2 = l^2 \hbar^2$ qiymatlar qabul qilishi aytilgan edi. Tajriba kvant mexanika natijasi (25) ning to'g'riligini tasdiqlaydi.

(9) tenglama yoki (24)ning yechimini

$$\Psi(\theta, \varphi) = \Theta(\theta) \Phi(\varphi) \quad (26)$$

ko'rinishda izlaylik, (26)ni (9) tenglamaga qo'yib, quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{\sin^2 \theta}{\Theta(\theta)} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \Theta(\theta) + \lambda \right] = -\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} \quad (27)$$

da o'ng tomoni faqat erkin o'zgaruvchi $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ burchakka, chap tomoni esa faqat erkin o'zgaruvchi $0 \leq \theta \leq \pi$ burchakka bog'liq bo'lgani uchun, ular biror qiymatli son m^2 ga teng deb qabul qilaylik. Ularning har birini

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \Theta + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta = 0 \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + m^2 \Phi = 0 \quad (29)$$

ko'rinishda yozaylik.

(29) tenglamaning umumiy yechimini, m ning musbat va manfiy qiymatlar qabul qilishini e'tiborga olib,

$$\Phi(\varphi) = ce^{im\varphi} \quad (30)$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin.

Impuls momentining biror o'q bo'yicha tashkil etuvchisi M_z ni topish uchun (30)ni (23)ga qo'yamiz va (19)ni nazarda tutib, quyidagini olamiz.

$$-i\hbar \cdot im = M_z \text{ yoki } M_z = m\hbar \quad (31)$$

To'liq in funksiya Ψ ning bir qiymatli bo'lishligi shartidan Ψ -funksiya-ning davriy bo'lishligi, ya'ni

$$e^{i2\pi m} = 1 \quad (33)$$

ekanligini topamiz. (33)dan

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (34)$$

qiymatlarni olamiz. Shuningdek, $\Psi(\theta, \varphi)$ ga qo'yilgan talabdan magnit kvant son deb ataluvchi m ga quyi va yuqori chegaralar qo'yiladi:

$$m = -l, -(l-1), \dots, 0, 1, 2, \dots, +l \quad (35)$$

(30) dagi C funksiya $\Phi(\varphi)$ ning normallashtirish sharti $\int_0^{2\pi} \Phi^* \Phi d\varphi = 1$ dan

$$C = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \quad (35')$$

ga teng ekanligi topiladi.

Endi (28) tenglamani yechimini keltiramiz (yechimni kvant mexanika va matematikaga doir adabiyotlardan qarang):

$$\theta_l^m = C P_{l(x)}^m, \quad x = \cos\theta \quad (36)$$

Bunda umumlashgan Lejandr polinomi $P_l^m(x)$

$$P_l^m(x) = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{dx^{l+m}} \left[\frac{(x^2-1)^l}{\lambda^l l!} \right] \quad (37)$$

ifoda bilan aniqlanadi (ta'kidlaymiz P_l^{-m} ham (28) tenglamani qanoatlantiradi); hosila olish tartibi $l+m \geq 0$ va $l-m \geq 0$ dan

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \quad (38)$$

ekanligi kelib chiqadi; (36) yechimdagi normallashtiruvchi kattalik

$$C = \frac{(2l+1)(l-1)!}{2(l+m)!} \quad (39)$$

ekanligi topiladi.

Bu yerda Bor nazariyasidan kvant mexanikaning bir muhim farqini ta'kidlab o'tamiz. Bor nazariyasida yadro atrofidagi elektronning impuls momenti nolga teng bo'lishi ta'qiqlanadi; kvant mexanikada esa $l=0$ va demak, impuls momenti nolga teng holat mavjudligi bashorat qilinadi. Tajriba esa buni tasdiqlaydi.

Kvant mexanikada $l=0, m=0$ bo'lgandagi to'liq funktsiya ψ burchaklar θ va φ ga bog'liq bo'lmagan sharsimon hajmda mavjud bo'ladi. Demak, elektronning yadro atrofidagi barcha nuqtalarda bo'lish ehtimoli mavjud. Bundan ravshanki, klassik mexanikadagi trayektoriya tushunchasiga o'rin yo'qligi kelib chiqadi. Bu xulosa boshqa holatlar uchun ham o'rinlidir.

Endi $S(l=0)$, $P(l=1)$ holatlarning berilgan r da to'liqin funksiyalari $Y_l^m(\theta, \varphi)$ va uning chizmalarini ko'raylik. (26), (30), (35), (36) va (39) lar asosida

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = \theta_l^m \Phi_m = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (40)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Asosiy holat $S(l=0, m=0)$ ning to'liqin funksiyasi Y uchun

$$Y_0^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (41)$$

ifoda olinadi. Bundan ehtimollar zichligi uchun

$$Y_0^0|^2 = \frac{1}{4\pi} \quad (42)$$

ega bo'lamiz.

P holat uchun $l=1$ va $m=0, \pm 1$ qiymatlarni nazarda tutib, to'liqin funksiyalarning

$$\begin{aligned} Y_1^{-1} &= -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} e^{-i\varphi} \sin \theta \\ Y_1^0 &= \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \cos \theta \\ Y_1^1 &= \sqrt{\frac{3}{8\pi}} e^{i\varphi} \sin \theta \end{aligned} \quad (43)$$

larga tengligini aniqlaymiz. Ehtimollar zichligi uchun esa bulardan

$$Y_1^{-1} |^2 = |Y_1^{+1} |^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta \quad (44)$$

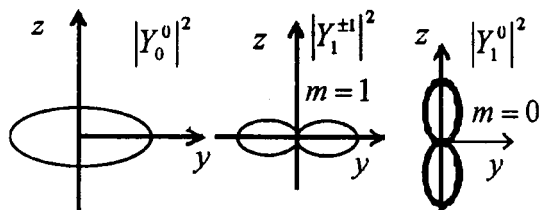
$$Y_1^0|^2 = \frac{3}{8\pi} \cos^2 \theta \quad (45)$$

ifodalarni olamiz.

Berilgan doimiy radiusda φ , $\varphi+d\varphi$ va θ , $\theta+d\theta$ berilgan burchaklar sohasida zarraning bo'lish ehtimoli

$$Y_l^m|^2 \sin^2 \theta d\theta d\varphi \quad (46)$$

ifoda bilan aniqlanadi. $|Y_l^m|^2$ burchak j ga bog'liq bo'lmagani uchun bu burchak bo'yicha integrallab, θ , $\theta+d\theta$ sohada elektronning bo'lish ehtimolini topamiz:



5.3.3-3-rasm

$$Y_l^m|^2 2\pi \sin^2 \theta d\theta \quad (47)$$

Ehtimollar zichligi (42), (44) va (45)ning chizmalari 5.3.3-3-rasmda keltirilgan. j burchakni ham e'tiborga olib, to'la manzara hosil qilish uchun yuqoridagi rasmdagi chizmalarni OZ o'qi atrofida aylantirib,

hajmiy sohalarni olish lozim. Bu yerda, eslatamiz, s holatning klassik mexanikada o'xshashi yo'q.

Shunday qilib, Shredinger tenglamasi asosida atomdagi elektronning holati to'liqin funksiya $\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)$ va bosh kvant son n , orbital kvant son hamda magnit kvant son m_L bilan aniqlanadi. Bunda

$$N=1, 2, 3, ,$$

$$l=0, 1, 2, \dots, n-1$$

$$(48)$$

$$m_l=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

(48) dan ko'rinadiki, har bir l , ya'ni (s, p, d, f va boshqalar) holat bilan farqlanuvchi $2l+1$ ta holatlardan iborat. Berilgan n da (ya'ni ma'lum qobiqda l va m_L bilan farqlanuvchi n^2 ta, ya'ni

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (49)$$

holatlar mavjuddir. Biroq Shredinger tenglamasi doirasida qaral olmaydigan yuqorida ko'rilgan kvant mexanikada e'tiborga olinmagan elektronning spin hodisasi tufayli $(2l+1)$ va n^2 ni 2 ga ko'paytirib, ma'lum l dagi s, p holatlar va boshqa holatlar soni $2(2l+1)$ va ma'lum n dagi qobiq holatlar soni $2n^2$ topiladi.

Ma'lumki, elektrodinamika qonunlari asosida aniqlangan elektronning mexanik va magnit momentlari orasidagi bog'lanish,

$$P_m = \frac{e}{2m} L \quad (50)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Klassik fizikada olingan (50) munosabat (bu yerda mexanik moment L , magnit moment P_m bilan belgilangan) kvant mexanikada ham o'rinlidir.

Ma'lum yo'nalishda (OZ yo'nalishida orbital mexanik moment $M_z = m_l \hbar$ ekanligidan) orbital magnit moment m uchun

$$\mu = \frac{e\hbar}{2mc} m_e, m_e = 0, \pm 1, \dots \quad (51)$$

ifodani olamiz. Demak, magnit momenti μ

$$\mu_b = \frac{e\hbar}{2mc}$$

ifodaga karralidir. Odatda μ_b Bor magnitoni deyiladi. Elektronning orbital mexanik momenti uning magnit momenti yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgandir.

5.3.4. Zeeman effekti

Spektr chiziqlarning tashqi maydon ta'sirida ajralishi, bo'linishi multiplet hosil bo'lish hodisasi (Zeeman effekti, Shtark effekti) kvant mexanika yaratilmasdan oldin tajribada aniqlangan edi.

1896-yili Zeeman kuzatgan spektr chiziqlarining magnit maydonida ajralish hodisasi Zeeman effekti deb ataldi. Har bir spektr chiziqning magnit maydonda uchta spektr chiziqlarga (tripletga) ajralish hodisasini normal (oddiy) Zeeman effekti deyiladi. Oddiy Zeeman effektini klassik fizika asosida tushuntirish mumkin. Bu effekt kuchli magnit maydon bo'lgan holda va elektronlarning umumiy spinlari (keyingi mavzuga qarang) nolga teng bo'lganda (masalan, parageliy atomida) uchraydi. Spektr chiziqlarda uchtadan ortiq ajralishlar bo'lgan hollar anomal (murakkab) Zeeman effekti deb ataldi.

Murakkab Zeeman effektini elektronning spini e'tiborga olingan kvant mexanika asosidagina tushuntirish mumkin bo'ldi. Biz bu haqda to'xtalmaymiz. Bu yerda oddiy Zeeman effektini qarash bilan cheklanamiz.

Vodorodsimon atomning energiyasi

$$E_n^0 = -\frac{c\hbar RZ^2}{n^2} \quad (1)$$

bilan aniqlanishini yuqorida ko'rgan edik.

Klassik fizikada ma'lumki, tashqi magnit maydoni H bilan, atomning orbital magnit momenti (atomda elektronning orbital magnit momenti) orasidagi o'zaro ta'sir energiya, ya'ni magnit momentining magnit maydonidagi energiyasi

$$E_\mu = U = -(\vec{\mu}\vec{H}) = -\mu H \cos(\vec{\mu}\vec{H}) = \mu_z H \quad (2)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Orbital magnit μ_z ning kvant mexanikadagi ifodasi

$$\mu_z = \mu_b m_l \quad (3)$$

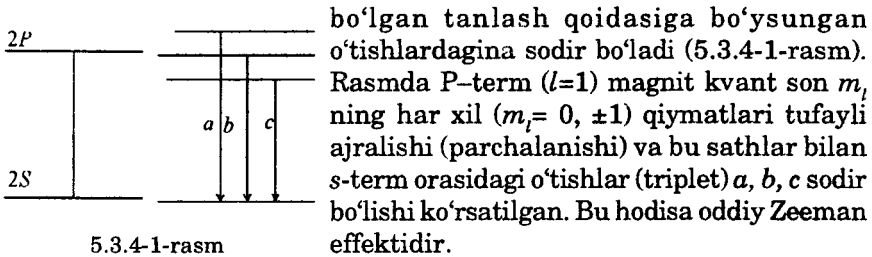
Bu yerda

$$\mu_b = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (4)$$

Bor magnitoni; $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Nazariy jihatdan ko'rsatish mumkin (biz bunga to'xtalmaymiz), optik elektronning o'tishlari quyidagi

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (5)$$



5.3.4-1-rasm

Magnit maydondagi atomning energiya sathi E_{nm} magnit momentining orientatsiyalariga qarab, ya'ni magnit kvant son m_l ning qiymatlari tufayli (1) va (2)ga asosan

$$E_{nm} = E_n^0 + \frac{e\hbar H}{2mc} m_l \quad (6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Tanlash qoidasini nazarda tutsak, markaziy spektrga nisbatan siljigan energiya sathlari

$$E_{nm} = E_n^0 + \frac{e\hbar H}{2mc} (m_l + 1) \quad (7)$$

$$E_{nm} = E_n^0 + \frac{e\hbar H}{2mc} (m_l - 1) \quad (8)$$

ifodalar bilan topiladi.

Elektron n, m kvant holatdan n_1, m_1 kvant holatga o'tganda (6), (7) va (8) ga asosan,

$$\omega = \frac{E_{nm} - E_{n_1 m_1}}{\hbar} = \omega_{nm} + \omega_L (m - m_1) \quad (9)$$

chastotali nurlanish hosil bo'ladi. Bu yerda ω_{nm} – magnit maydon bo'lmagandagi, ω – magnit maydon bo'lgandagi chastotalar; ω_L – Larmor chastotasi deyiladi.

$$\omega_L = \frac{eH}{2mc} \quad (10)$$

Shunday qilib, yuqoridagilardan ko'rinadiki, vodorodsimon atomlar nurlanish spektri chastotasi

$$\omega_{m_l} = R^1 Z^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right), R^1 = 2\pi R c$$

kabi bo'ladi.

Zeeman effekti tufayli Larmor chastotasi ω_L ga o'zgaradi va tanlash qoidasi (5) tufayli triplet hosil bo'ladi (5.3.4-1-rasm). Boshqacha aytganda, siljimagan ω_{m_l} chastotali va bunga nisbatan $\omega_L = \pm \frac{eH}{2mc}$ ga siljigan chastotali spektr chiziqlar hosil bo'ladi.

Oxirida shuni ta'kidlaymizki, bu kvant mexanika asosida olingan oddiy Zeeman effekti klassik fizikada olingan Zeeman effektiga mos keladi. Klassik fizikada elektronning orbital harakatiga Lorens kuchi

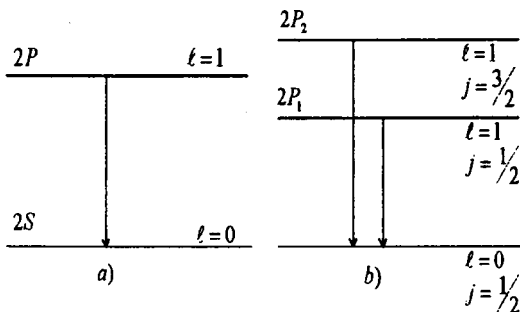
ta'sirida uning chastotasi Larmor chastotasi $\omega_L = \frac{eH}{2mc}$ ga o'zgarishi Lorens tomonidan ko'rsatilgan edi. Bu ω_L ning ifodasida Plank doimiyliigi bo'lmaganligi sababli klassik ifoda bilan kvant mexanikadagi ifodalar bir-biriga mos keladi.

Elektr maydon ta'sirida spektr chiziqlarining ajralishi 1913-yili Shtark tomonidan topilgan bo'lib, bu hodisa Shtark effekti deb ataldi. Klassik fizika bu hodisani tushuntira olmagan edi. Zeeman va Shtark hodisalarini kvant mexanika to'g'ri tushuntirib berdi. Ular orasidagi muhim farq spektr chiziqlarining ajralishi Zeeman effektida bosh kvant soniga bog'liq bo'lmasligi, Shtark effektida esa bosh kvant soniga ham bog'liq bo'lishi bilan tushuntiriladi.

5.3.5. Elektron spini

Atomdagi jarayonlarni tushunishda Bor nazariyasi, kvant mexanika muhim yutuqlarga erishgan bo'lsa-da, ba'zi hodisalarini, jumladan, p , d , f va boshqa energiya sathlaridan har birining (vodorod va ishqoriy elementlar atomlaridagi) tajribada kuzatilgan dubletligini (ikkiligini) tushuntirish uchun yangi tasavvur, g'oya zaruriyati tug'ildi.

Vodorod atomida $s(n=1, l=0)$ holat singlet (yakka) bo'lgani holda $2p$ ($n=2, l=1$) energiya sathi bir-biriga juda yaqin ikki $2p_1$ va $2p_2$ sathlardan iboratligi tajribada kuzatildi (5.3.5-1-rasm). Rasmning birinchisida Shredinger tenglamasi asosida kutilgan spektr chizig'i, ikkinchisida tajribada kuzatilgan $2p$ ning ikki energiya sathlaridan iborat ekanligini ko'rsatuvchi tajriba natijasi keltirilgan. $2p$ sathning bunday ikki sathdan iborat ekanligi yorug'likning nozik tarkibi (strukturasi) deyiladi.



5.3.5-1-rasm

Vodorod atomida yorug'likning nozik tarkibi (struktura)ga ega ekanligini ko'rsatuvchi tajribani birinchi marta Shtern va Gerlax o'tkazgan 5.1.2-3-rasm.

$1s(l=0)$ holatda magnet momenti 0 ga teng bo'lgan vodorod atomlari dastasi bir jinsli bo'lmagan kuchli

magnet maydonidan o'tkazilganda, dasta ikki dastaga ajralgani tajribada kuzatiladi.

Shredinger tenglamasiga(yuqorida tanishgan kvant mexanikaga) asosan $1s(n=1, l=0)$ asosiy holatdagi vodorod atomi magnet momentiga ega emas. Shuning uchun bunday vodorod atomlar dastasi bir jinsli bo'lmagan magnet maydondan o'tayotganda o'z yo'nalishlarini o'zgartirmasligi lozim edi. Agar atomlar $2p(n=1, l=1)$ holatda bo'lsa, Zeeman effektiga ko'ra, atomlar dastasi uchta atom dastasiga ajralishi mumkin edi. Ammo atomlar dastasi ikkita atom dastasiga (ikki energiya sathiga) ajraldi. Bu esa kvant mexanika acosini qayta qarash zaruriyatini ketirib chiqardi.

Haqiqatan ham asosiy holatdagi ishqoriy elementlar atomlarida bir valentli elektron (optik elektron) s-holatda bo'lib, qolgan qobiqlardagi elektronlarning orbital magnet momentlarining yig'indisi 0 ga tengdir. s-holatdagi elektron ham ($l=0$ bo'lgani uchun) orbital magnet momentiga ega emasligi uchun atomlar dastasining ikkiga ajralishlarini kuzatish kutilmagan edi. Ammo asosiy holatdagi vodorod atomlari dastalari va ishqoriy elementlar atomlari dastalari bir jinsli bo'lmagan kuchli magnet maydonda ikkiga ajralishi (dubletlik xossasi) tajribada kuzatilar ekan, uni tushuntirish uchun yangi fikr, yangi g'oya «bashorat» qilindi. Bunday yangi g'oyani amerikalik olimlar Gaudsmit va Ulenbek 1925-yili aytdilar: elektron massaga, zaryadga ega bo'lgani kabi, u o'zining xususiy mexanik momentiga va xususiy magnet momentiga ham ega; magnet maydonda faqat ikki yo'nalishda bo'ladi. Elektronning bu xossasini uning spini deb ataldi. (Quyosh atrofida Yer orbital harakat qilishidan tashqari o'z o'qi atrofida aylanishi tufayli xususiy harakat miqdori momentiga ega bo'lganiga o'xshash. Ammo elektronning spini uning aylanishi tufayli sodir bo'ladi, degan tasavvurni nisbiylik nazariyasi taqiqlaydi. Hozirgi zamon fizikasida elektronning nuqtaviy zarra deb hisoblanishi tufayli «elektron o'z o'qi atrofida aylanadi» degan ibora ma'noga ega emas).

Demak, elektron xususiy magnit momentga ega bo'lsa, s holatli atomlarga magnit maydoni ta'sir etadi. Bunda klassik fizika nuqtai-nazardan, xususiy momentlarning fazodagi yo'nalishlari (vaziyatlari) tartibsiz (xaotik) bo'lgani uchun atomlar dastasi yozilishi lozim edi, biroq tajriba faqat ikki dastaga ajralishini ko'rsatdi. Shredinger tenglamasiga asosan, atomlar dastasidagi uning ayrim qismlari p holatda ($l=1, m=0, \pm 1$) deb qaraladigan bo'lsa, dastaning uchtaga ajralishi kuzatilishi lozim edi (Zeeman effekti). Tajribada tashqi magnit maydon bo'lmagan holda ham $2r$ holatning ikkiga ajralishi (dublet) kuzatildi. Yuqorida aytilganlardan yagona xulosa shuki, elektron spini magnit maydonda faqat ikki yo'nalishda: maydon yo'nalishiga parallel va unga antiparallel yo'nalgan bo'ladi. Shu bilan birga elektronning xususiy magnit momentiga ta'sir qilayotgan magnit maydonning ta'sir kuchini bilgan holda, atomlar dastalarining og'ishiga qarab, elektronning xususiy magnit momenti μ Bor magnitoniga teng ekanligi aniqlandi, ya'ni

$$\mu_z = \frac{e\hbar}{2mc}$$

Shunday qilib, elektronning xususiy magnit momenti mavjud deb hisoblansa, tajribada kuzatilgan p, d, f va hokazo kabi termlarning har biri dublet tabiatli ekanligi osonlikcha tushuniladi. Darhaqiqat, p, d, f holatlarda elektronning orbital momentlari va bu orbital harakatlar tufayli sodir bo'lgan magnit maydon mavjuddir. Bu orbital magnit maydonga elektronning xususiy magnit momenti (spini) parallel yoki antiparallel yo'nalishda joylashishiga qarab bu sathlar ikkiga ajraladi, dublet hosil qiladilar. Ular $^2p, ^2d, ^2f$ va h.k. kabi belgilanadi. s -term orbital magnit momentiga ega bo'lmagani uchun u elektronning xususiy magnit momentidan iborat bo'lib, ikkiga ajralmaydi, ya'ni yakka (singlet) holatdir: singlet holat bo'lsa-da, u ham $2e_s$ deb belgilanadi. Shunday qilib, Shtern va Gerlax tajribasi elektronning xususiy momentga egaligini bevosita ko'rsatuvchi tajribadir.

Ma'lumki, elektronning orbital momentlarining fazoviy kvantlanishi uchun

$$M_l^2 = \hbar^2 \ell(\ell + 1) \quad (1)$$

$$\mu_z = m_l \hbar \quad (2)$$

ifodalar olingan edi. Bu yerda $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ bo'lganligidan fazoviy vaziyatlari (orientatsiyalar) soni $(2\ell + 1)$ bilan aniqlanadi. (1), (2) va $(2\ell + 1)$ ifodalarni elektronning xususiy mexanik momenti uchun ham qo'llaymiz, ya'ni elektron spini uchun

$$M_s^2 = \hbar^2 s(s + 1)$$

$$M_{sz} = m_s \hbar$$

ifodalarga ega bo'lamiz. Bu yerda m_s spin kvant son deyiladi. Spinning oriyentatsiyalari soni $2s+1$ uchun tajribadan olingan ikkini qabul qilamiz, ya'ni $2s+1=2$, bundan spin kvant son s uchun $s=1/2$ qiymatni topamiz. $s=1/2$ dan foydalanib, kvant son m_s uchun $m_s = -s, +s$ ekanligidan

$$m_s = -1/2, m_s = +1/2$$

qiymatlarni aniqlaymiz. Natijada elektron spinini uchun

$$M_s^2 = s(s+1) = \frac{3}{4} \hbar^2 \quad (6)$$

$$M_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar \quad (7)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Spin hodisasi e'tiborga olinganda elektronning holatini aniqlovchi to'liq funktsiya $\Psi(r, \theta, \varphi, s)$ spinga bog'liq bo'lib, to'rtta erkin o'zgaruvchilar r, θ, φ, s va to'rtta kvant sonlar: bosh kvant soni n , orbital kvant soni m_l , magnit kvant soni m_l , spin kvant soni m_s ,

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (8)$$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

$$m_s = \pm 1/2$$

bilan aniqlanadi.

Avval tajriba (empirik) yo'l bilan aniqlangan, keyinroq nazariy jihatdan asoslangan Pauli prinsipiga asosan, to'rtta kvant sonlar yoki (8) bilan aniqlanadigan kvant holatda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas.

Odatda magnit maydonning yo'nalishi OZ o'qi yo'nalishi qilib tanlab olinadi. Bu yo'nalishga nisbatan elektron spinining fazoviy oriyentatsiyalari (vaziyatlari) $2s+1$ ikkiga tengligi, S holatdan tashqari termlar dublet tabiatligi va umuman orbital momentlar uchun olingan ifodalarni spin uchun ekstropolyatsiya qilish tajribada olingan natijalarga mos kelibgina qolmasdan, ular nazariy jihatdan o'z asosini topadilar. Ammo bu nazariy asosni qarash mazkur kitob doirasidan chetga chiqadi. Shu sababli unga bu yerda to'xtalmaymiz.

Shunday qilib, atomdagi elektron orbital va spin (xususiy moment) s ga egadirlar. Ulardan tashkil topgan to'la moment vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan topiladi, ya'ni

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \quad (9)$$

Elektronning to'la mexanik momenti j ni aniqlovchi to'la kvant son j quyidagicha aniqlanadi:

$$j = l + s \quad (10)$$

$s=1/2$ bo'lgani uchun, spinlar oriyentatsiyalariga qarab, (10)

$$j = \ell - \frac{1}{2}, j = \ell + \frac{1}{2} \quad (11)$$

qiymatlarni qabul qiladi. Demak, $l = 0, 1, 2, \dots$ bo'lgani uchun to'la kvant son yarimli

$$j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$$

qiymatlarni qabul qiladi. To'la momentning tashkil etuvchilari kvant son $m_j = m_l + m_s$ dan aniqlanadi.

Bundan

$$m_j = -j, -j+1, \dots, +j \quad (12)$$

qiymatlar qabul qilishini va demak, oriyentatsiyalar soni $2j+1$ ta ekanligini ko'ramiz. Xulosa qilib, vodorodsimon atomdagi elektronning holati quyidagi to'rtta kvant soni bilan aniqlanadi, deya olamiz:

$$n = 1, 2, \dots$$

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$$

$$J = \ell - 1/2, j = \ell + 1/2 \quad (13)$$

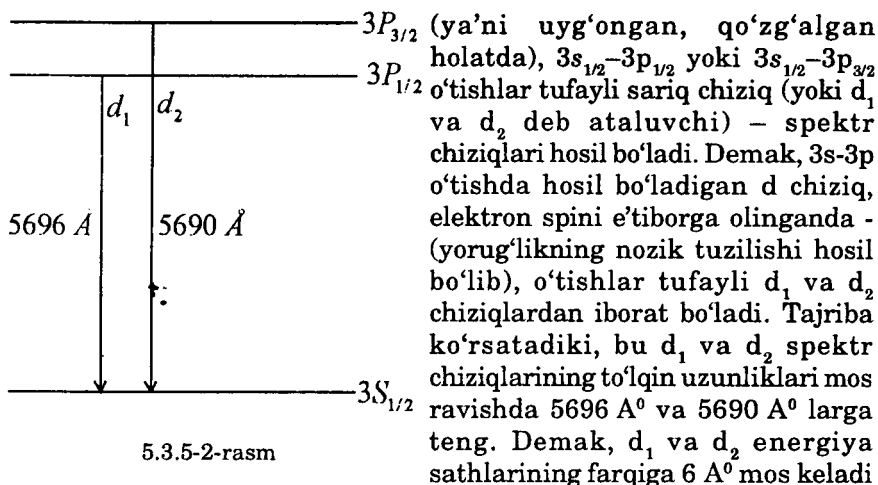
$$m_j = -j, -j+1, \dots, +j$$

(10) dan ko'rinadiki, s -term ($l=0$) uchun to'la kvant son bitta $j=1/2$ qiymatga ega, ya'ni u singlet (yakka) energiya sathidan iborat. Boshqa p, d, f va hokazo termlar (11) dan ko'rinadiki, dubletdan, ya'ni spinining yo'nalishi bilan farqlanuvchi ikki energiya sathlaridan iborat. Shunday qilib, elektronning xususiy magnit momenti (spini) bilan orbital magnit momenti orasidagi o'zaro ta'sir spinning ikki mumkin bo'lgan yo'nalishi (oriyentatsiyasi) tufayli, energiya sathining ikkiga ajralishiga olib keladi. Bu ajralgan energiya sathlarining farqi (5.3.5-2-rasm) elektron spinining orbital magnit maydonida o'z yo'nalishini teskari yo'nalishga o'zgartirishi uchun zarur bo'lgan energiyaga teng.

Spin hodisasini mukammal o'zlashtirish maqsadida ishqoriy elementlardan misol sifatida natriy atomini ko'raylik.

Natriy atomining ($n=1$), ($n=2$) qobiqlari (qatlamlari) 10 ta elektron bilan to'lgan va ularning umumiy momentlari nolga tengdir. Atomning 11-elektroni (u optik valentli elektron deb ataladi), atom asosiy holatda bo'lganda, $3s_{1/2}$ ($n=3, l=0, j=1/2$) singlet holatda bo'ladi. Atomning $3p$ -termi esa, elektronning spini tufayli dubletdan, ya'ni $3p_{1/2}$ ($n=3, l=1, j=1/2$) va $3p_{3/2}$ ($n=3, l=1, j=3/2$) energiya sathlaridan iboratdir.

Ma'lum sababga ko'ra, (to'qnashishlar, yorug'lik kvanti yutishi va boshqa sababli), optik elektron bu $3p_{1/2}$ va $3p_{3/2}$ sathlardan birida bo'lsa



5.3.5-2-rasm.

5. 3. 6. Simmetrik va antisimmetrik holatlar

Klassik mexanikada ikki zarrani birinchi va ikkinchi deb, umuman olganda, ularni harakatlari davomida kuzatilishi mumkin deb qaraladi. Kvant mexanikada ikki mikrozarra (masalan, elektronning) bir vaqtda bo'lishi mumkin bo'lgan fazoda harakatlanayotganda, zarralarni belgilab, ularni ajratish mumkin emas. U holda, masalan, ikki zarra to'qnashgan bo'lsa, bitta zarra bir yo'nalishda, ikkinchisi boshqa yo'nalishda harakatlanayotganliklari aniqlansa-da, ammo to'qnashishdan avvalgilaridan qaysi biri to'qnashishdan keyin aniq bir yo'nalishda harakatlanayotganligini kvant mexanikada ko'rsatish, aniqlash mumkin emas. Buni zarralarning aynan bir xillik (o'xshashlik) yoki qisqacha aynanlik prinsipi deyiladi (5.3.6-1-rasm).

Demak, kvant mexanikada bir xil zarralar aynanlik (o'xshashlik) prinsipiga bo'ysunadi; klassik mexanikada bunday prinsip mavjud emas. Bu prinsipga asosan zarralarning almashinuvida sistema holati o'zgarmaydi. Masalan, ikkita elektronning o'zaro almashinuvida elektronlar sistemasining holati o'zgarmaydi. Aynanlik prinsipini ikki bir xil zarra misolida qaraylik. Birinchi zarraning holati n_1, m_1, l_1, s kvant sonlari (ularni qisqacha n bilan belgilaylik) va \vec{r} radius - vektor bilan aniqlansin; xuddi shuningdek, ikkinchi zarraning holati n_2 va radius vektori \vec{r}_2 bilan aniqlansin. Bu holda birinchi zarraning to'lqin funksiyasini $\Psi_{n_1}(\vec{r}_1)$, ikkinchisining to'lqin funksiyasini $\Psi_{n_2}(\vec{r}_2)$ va ikki zarraning to'lqin funksiyasini

$$\psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) \quad (1)$$

bilan belgilaymiz.

Akslantiruvchi (almashtiruvchi) operator kiritamiz: u zarralarning to'liq funksiyasiga (ularning holatiga) ta'sir etib, ularning kvant sonlarini almashtirsin, ya'ni

$$\hat{P}\psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) = \psi(n_2\bar{r}_1, n_1\bar{r}_2) \quad (2)$$

Operator \hat{P} ning xususiy qiymatlari bo'lgan P kattalikni aniqlaylik. Buning uchun xususiy qiymatni aniqlaydigan kvant mexanikaning tenglamasiga

$$\hat{P}\psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) = P\psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) \quad (3)$$

yana bir bor operatorni ta'sir ettirsak, avvalgi holatning to'liq funksiyasini olamiz, ya'ni

$$\begin{aligned} \hat{P}\hat{P}\psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) &= P\hat{P}\psi(n_2\bar{r}_1, n_1\bar{r}_2) = \\ &= P^2\psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) = \psi(n_1\bar{r}_1, n_2\bar{r}_2) \end{aligned} \quad (4)$$

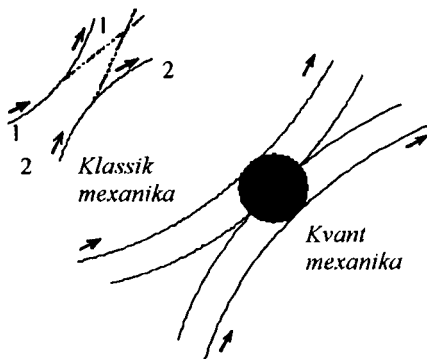
Demak, (4) dan $P^2=1$ ekanligi va bundan esa operator P ning xususiy qiymatlari

$$P = \pm 1 \quad (5)$$

ekanligi aniqlanadi. (3) va (5) lardan ko'rinadiki, zarralar o'zaro almashganda ularning to'liq funksiyalari o'zgarmay qoladi yoki o'zining ishorasini teskarisiga o'zgartiradi. Almashinish natijasida o'z ishorasi o'zgarmay qoladigan funksiyalar simmetrik funksiyalar deyiladi va holatlari bunday to'liq funksiyalar bilan tavsiflanadigan zarralar bozonlar deyiladi. Almashinuv natijasida ishoralari o'zgaradigan funksiyalar antisimmetrik to'liq funksiyalar deyiladi va holatlari antisimmetrik to'liq funksiyalar bilan tavsiflanadigan zarralar fermionlar deyiladi.

Fermionlar Pauli prinsipiga bo'ysunadi, ya'ni barcha (4 ta) kvant sonlari bilan aniqlangan holatda bittadan ortiq zarra bo'lishi mumkin emas. Bozonlar esa Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi. Shunday qilib, tabiatdagi zarralar ikki turga: bozonlar va fermionlarga bo'linadilar.

Ikki fermiondan (masalan, elektronlardan) iborat sistemaning holatini tavsiflovchi antisimmetrik



5.3.6-1-rasm

to'liqin funksiya Ψ ni zarralarning to'liqin funksiyalari $\Psi_{n_1}(r_1)$ va $\Psi_{n_2}(r_2)$ lardan quyidagicha tuziladi:

$$\Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_{n_1}(\bar{r}_1)\Psi_{n_2}(\bar{r}_2) - \Psi_{n_2}(\bar{r}_1)\Psi_{n_1}(\bar{r}_2)) \quad (6)$$

Bundan ko'rinadiki, $n_1 = n_2$ bo'lganda $\Psi_0 = 0$ bo'ladi, ya'ni bir xil kvant sonlariga ega ikkita fermiondan tashkil topgan sistemaning holati mavjud emas. Demak, fermionlar uchun Pauli prinsipi o'rinli.

Ikki bozondan iborat sistema holatini tavsiflovchi simmetrik to'liqin funksiya ψ_s quyidagicha

$$\psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{n_1}(\bar{r}_1)\psi_{n_2}(\bar{r}_2) + \psi_{n_2}(\bar{r}_1)\psi_{n_1}(\bar{r}_2)) \quad (7)$$

aniqlanishi mumkin. Bunda $n_1 = n_2$ bo'lganda $\Psi_0 \neq 0$ bo'ladi, ya'ni bir xil kvant holatda bir nechta bozon bo'lishi mumkin. (6) va (7) ifodalarda ψ_0 va ψ_s ni bir soniga normallashtirish uchun $1/\sqrt{2}$ koeffitsiyent kiritildi.

5.3.7. Murakkab atomlar. Geliy atomi

Vodorod atomidan keyingi $Z=2$ zaryadli yadroga ega bo'lgan atom geliydir. Ko'p elektronli atomlarning eng soddasi bo'lgan geliy atomining xossalari o'rganish uchun na klassik fizika, na Bor nazariyasi yaradi. Boshqacha aytganda, ikki elektronli va ko'p elektronli atomlarning xossalari o'rganish, tadqiq etish kvant mexanikaga asoslanishi zarur bo'lib qoldi. Haqiqatan ham, klassik fizikada elektronlarni 1- va 2- qilib belgilab, ularni, umuman, harakati davomida kuzatish mumkin deb qaraladi. Kvant mexanikada esa, zarralarni belgilab, ularni ajratish, zarralarning aynanlik prinsipiga asosan, mumkin emas. Zarralarning aynan bir xillik xossasi mikroolamga mansubdir. Bulardan tashqari, ikki va ko'p elektronli atomlarda elektronlardagi spinlarning o'zaro ta'siri muhimki, ularni na klassik nazariya, na Bor nazariyasi hisobga ola oldi.

Bu yerda shuni ta'kidlash lozimki, Bor nazariyasi bir elektronli atomlarning qator xossalari tushuntira olgan bo'lsa-da, ikki elektronli atomlarning, ayniqsa ko'p elektronli atomlarning xossalari tushuntira olmadi.

Biz quyida ikki elektronli atom $-s$ geliyini qarab chiqamiz. Geliy atomida ikkita elektronning to'la energiyasi (gamiltoniani), birinchidan, shu elektronlarning yadro zaryadi $+2e$ bilan hamda ularning o'zaro Kulon maydoni ta'siri bilan aniqlanadilar, ikkinchidan, elektronlarning magnit o'zaro ta'siri; ularning spinlari orasidagi hamda spin va orbital magnit

momentlari orasidagi o'zaro ta'sir bilan aniqlanadi. Odatda, magnit o'zaro ta'sir bilan bog'liq ikkinchi omil, Kulon o'zaro ta'siriga nisbatan zaif (kuchsiz) bo'ladi.

Elektronlarning koordinatalarini r_1 va r_2 hamda ularning spinlarini s_1 va s_2 bilan belgilaylik 5.3.7-1-rasm. Ma'lumki, elektronlarning Kulon o'zaro ta'sir energiyasi

$$U = -\frac{Ze^2}{r_1} - \frac{Ze^2}{r_2} + \frac{e^2}{r_{12}} \quad (1)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Geliydagi elektronlarning magnit o'zaro ta'siri, ularning o'rinlari r_1, r_2 ; spinlari s_1, s_2 hamda tezliklariga bog'liq. Ammo Kulon o'zaro ta'siriga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun, ularni gamilton operatorida hisobga olmay, geliy atomining holatlarini sifat jihatidan qaraylik.

Magnit o'zaro ta'sirni hisobga olmagan holda, elektronlarning holatini aniqlovchi to'la to'lqin funksiya $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_{z1}, s_{z2})$ ni elektronlarning o'rinlarini aniqlovchi $\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ va spinlarini aniqlovchi $S(s_{z1}, s_{z2})$ to'lqin funksiyalarning ko'paytmasidan iborat deb olish mumkin:

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_{z1}, s_{z2}) = \phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)S(s_{z1}, s_{z2}) \quad (2)$$

Kvant mexanikada ma'lumki, zarralarning Pauli prinsipiga bo'ysunishi yoki bo'ysunmasligiga qarab, ularning to'lqin funksiyasi simmetrik ψ_s va antisimmetrik ψ_a bo'lishi mumkin. Elektronlarning almashinishlariga nisbatan to'lqin funksiya antisimmetrik ψ_a bo'lishi zarur, ya'ni

$$\hat{P}_{12}\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_{z1}, s_{z2}) = -\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_{z1}, s_{z2}) \quad (3)$$

Almashtirilishni ifodalovchi operator \hat{P} ni elektronlarning o'rin almashtiruvchi va ularning spinlarini almashtiruvchi \hat{P}_{12} operatorlardan iborat deb qarasaq, (3) quyidagicha yoziladi:

$$\hat{P}_{12}^1\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\hat{P}_{12}^{11}S(s_{z1}, s_{z2}) = -\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)S(s_{z1}, s_{z2}) \quad (4)$$

Bundan esa ikki hol bo'lishligi kelib chiqadi:

1) agar

$$\hat{P}_{12}^1\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = +\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (5)$$

bo'lsa,

$$\hat{P}_{12}^{11}S(s_{z1}, s_{z2}) = -S(s_{z1}, s_{z2}) \quad (6)$$

ifoda o'rinli,

2) agar

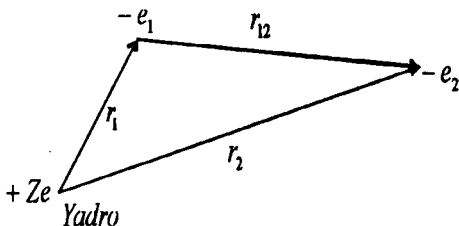
$$\hat{P}_{12}^1\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (7)$$

bo'lsa,

$$\Phi(\varphi) = \Phi(\varphi + 2\pi) \quad (32)$$

tenglik talab etiladi. (32)ni (30)ga qo'yib

$$\hat{P}_{12}^{21} S(s_{z1}, s_{z2}) = +S(s_{z1}, s_{z2}) \quad (8)$$



5.3.7-1-rasm

tenglik o'rinlidir.

Birinci holda koordinatalarga bog'liq funksiya Φ_s simmetrik bo'lib, spinlarga bog'liq funksiya S_a antisimmetrikdir; ikkinchi holda koordinatalarga bog'liq funksiya Φ_a antisimmetrik bo'lib, spinlarga bog'liq funksiya S_s simmetrikdir. Shuning uchun geliy atomi *He*

holatini ifodalaydigan ikki xil to'liq funksiyalar mavjud:

$$\psi_I = \psi_s(\vec{r}_1, \vec{r}_2) S_a(s_{z1}, s_{z2}) \quad (9)$$

$$\psi_{II} = \psi_a(\vec{r}_1, \vec{r}_2) S_s(s_{z1}, s_{z2}) \quad (10)$$

Elektronlarning spin holatlarining to'liq funksiyalari S_s va S_a larni qaraylik. Elektronlarning spin o'zaro ta'siri e'tiborga olinmagani uchun spin to'liq funksiyani

$$S(s_{z1}, s_{z2}) = S_{\alpha_1}(s_{z1}) S_{\alpha_2}(s_{z2}) \quad (11)$$

ko'rinishda yozish mumkin; bunda α_1 va α_2 elektron spinining OZ o'qiga parallel yoki antiparallel ekanligini ko'rsatuvchi belgilar. (11) bilan aniqlangan S funksiya na simmetrik, na antisimmetrik. Shu sababli (11) asosida elektronlarning holatlarini aniqlaydigan simmetrik S_s va antisimmetrik S_a to'liq funksiyalar hosil qilamiz.

Avval elektronlarning spinlari qarama-qarshi yo'nalgan holni ko'raylik:

$$S^+(s_{z1}, s_{z2}) = S_{+\frac{1}{2}}(s_{z1}) S_{-\frac{1}{2}}(s_{z2}) \quad (12)$$

yoki

$$S^-(s_{z1}, s_{z2}) = S_{-\frac{1}{2}}(s_{z1}) S_{+\frac{1}{2}}(s_{z2}) \quad (13)$$

har ikki (12) va (13) funksiyalar OZ o'qi bo'yicha elektronlarning spinlari yig'indisi nolga teng va bir xil energiya E ga tegishli holatlarni ifodalaydi. Shuning uchun bu funksiyalardan tuzilgan yagona antisimmetrik funksiya

$$S_a(s_{z1}, s_{z2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[S_{+\frac{1}{2}}(s_{z1}) S_{-\frac{1}{2}}(s_{z2}) - S_{-\frac{1}{2}}(s_{z1}) S_{+\frac{1}{2}}(s_{z2}) \right] \quad (14)$$

ham E energiyali holatni tavsiflaydi; bunda to'liq funksiyalar S_s dan

iborat ehtimolni birga normallashtirish sharti tufayli kiritilgan. Shunday qilib, antisimmetrik spin to'liq funktsiya S_a ko'rinishini aniqladik.

Agar elektronlarning spinlari parallel bo'lsa, (11) asosida, quyidagi simmetrik funktsiyalarga ega bo'lamiz:

$$S'_s(s_{z1}, s_{z2}) = S_{+\frac{1}{2}}(s_{z1})S_{+\frac{1}{2}}(s_{z2}) \quad (15)$$

$$S''(s_{z1}, s_{z2}) = S_{-\frac{1}{2}}(s_{z1})S_{-\frac{1}{2}}(s_{z2}) \quad (16)$$

Bulardan tashqari, (12) va (13) funktsiyalardan yana bir simmetrik funktsiya S''' tuzish mumkin:

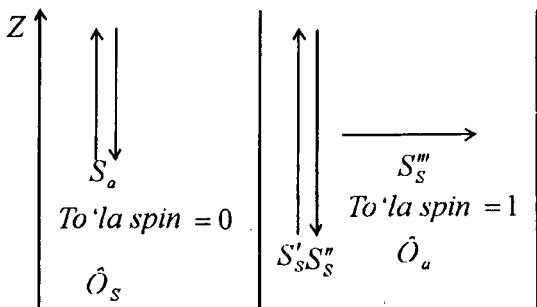
$$S'''(s_{z1}, s_{z2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[S_{+\frac{1}{2}}(s_{z1})S_{-\frac{1}{2}}(s_{z2}) + S_{-\frac{1}{2}}(s_{z1})S_{+\frac{1}{2}}(s_{z2}) \right] \quad (17)$$

Demak, elektronlarning spinlari parallel bo'lganda, ya'ni to'la spin birga teng bo'lganda uchta S'_s , S''_s , S'''_s spin funktsiyalarga ega bo'lamiz. S'_s - holatda spinlar OZ o'qiga parallel, S''_s - holatda OZ o'qiga antiparallel,

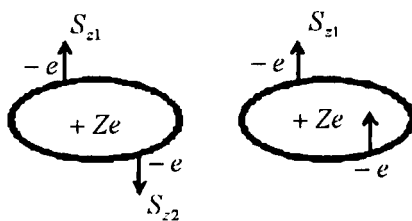
S'''_s - holatda esa spinlar birga teng, ammo OZ o'qiga perpendikulyardir

5.3.7-2-rasm.

Shunday qilib, koordinatalarga nisbatan simmetrik Φ_s holatda spinlar antiparallel bo'lib, ularning yig'indisi nolga teng. Bu holda elektronlarning spin holati bitta funktsiya S_a bilan aniqlanadi. Koordinatalarga nisbatan antisimmetrik ϕ_a holatda spinlar parallel bo'lib, ularning spinlari yig'indisi birga teng bo'ladi. Bu holda spinlar yig'indisining 3 ta oriyentatsiyalariga (vaziyatlariga) mos 3 ta holat S'_s , S''_s va S'''_s funktsiyalar bilan aniqlanadi. Shuning



5.3.7-2-rasm



5.3.7-3-rasm

uchun geliy atomining sathlari ikki turli bo'ladi: antiparallel spinli va parallel spinli.

Spinlar bilan orbital magnit momentlar orasidagi o'zaro ta'sir garchi juda zaif bo'lsa-da, ularning orbital momentlarga nisbatan vaziyatlari tufayli geliy atomining energiya sathi spinlari antiparallel bo'lganda (umumiy spin nolga teng bo'lganda) bitta energiya sathi (singlet) bo'ladi, spinlar parallel bo'lganda (umumiy spin birga teng bo'lganda) 3 ta energiya sathlari (triplet) hosil bo'ladi.

Spinlar orasidagi o'zaro ta'sir juda zaif bo'lgani uchun, spinlari antiparallel bo'lgan holatdagi geliy atomlari (ular parageley deyiladi) spinlari parallel bo'lgan holatlarga o'tishi va aksincha, spinlari parallel bo'lgan holatlardan geliy atomlarining (ular ortogeliy deyiladi) spinlari antiparallel holatga o'tishlari nihoyatda kichik ehtimollidir. Shu sababli, geliy atomlari: parageley va ortogeliydan iboratdir (5.3.7-3-rasm). Energiya nuqtai nazaridan ravshanki, parageleyning energiya sathi ortogeliyning energiya sathidan quyida (kichikroq). Shuning uchun geliy atomining asosiy holati parageley holatidir.

Tajribalar ikki xil geliy atomi mavjudligini tasdiqladi. Parageleyga tegishli holatlarni 1s , 1p va h.k. kabi, ortogeliyga tegishli holatlar 3S , 3P va h.k. kabi belgilanadi.

Biz endi spin o'zaro ta'sir e'tiborga olinmagandagi, Kulon maydonidagi geliy atomining statsionar holatlarini Shredinger tenglamasi asosida qisqacha qarab chiqaylik. Bu holda geliy atomi, avval ko'rilgan vodorodsimon atomlardan ikki elektronning Kulon o'zaro ta'siri

$$W(r_{12}) = \frac{e^2}{r_{12}} \quad (18)$$

mavjudligi bilan farqlanadi. Elektronlarning Kulon o'zaro ta'siri $W(r_{12})$ e'tiborga olinmagandagi birinchi elektronning to'liq funksiyasi $\psi_n(r_1)$ va energiyasi E_n , ikkinchi elektronning to'liq funksiyasi $\psi_m(r_2)$ va energiyasi E_m vodorodsimon atomlar nazariyasidan ma'lum; bunda kvant son n bilan n_1, l_1, m_1 va kvant son m bilan n_2, l_2, m_2 kvant sonlari qisqacha belgilangan. Bu yerda geliy atomining energiya sathi $E_{nm}^0 = E_n + E_m$ dan iborat. Bu energiya sathiga mos holatning to'liq funksiyalari

$$\psi_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi_n(\vec{r}_1)\psi_m(\vec{r}_2) \quad (19)$$

va

$$\psi_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi_m(\vec{r}_1)\psi_n(\vec{r}_2) \quad (20)$$

Shredinger tenglamasini qanoatlantiradilar.

O'zaro ta'sir energiyasi $W(r_{12})$ asosida quyidagi o'rtacha (matritsa) ifodalarini yozaylik:

$$W_{11} = \int \psi_1 W \psi_1 d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 = e^2 \int \frac{|\psi_n(\bar{r}_1)|^2 |\psi_m(\bar{r}_2)|^2 d\bar{r}_1 d\bar{r}_2}{r_{12}} = W_{22} \quad (21)$$

$$W_{12} = \int \psi_1 W \psi_2 d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 = e^2 \int \frac{\psi_n^*(\bar{r}_1) \psi_m(\bar{r}_1) \psi_n(\bar{r}_2) \psi_m^*(\bar{r}_2)}{r_{12}} d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 = W_{21} \quad (22)$$

dagi oxirgi tenglik $\bar{r}_1 \rightarrow \bar{r}_2$ va $\bar{r}_2 \rightarrow \bar{r}_1$ almashtirishlar bilan ko'rsatiladi. Quyidagi belgilashlarni kiritaylik:

$$W_{11} = W_{22} = K \quad (23)$$

$$W_{12} = W_{21} = A \quad (24)$$

K va A haqiqiy kattaliklar bo'lib, integral ifodalar (21) va (22)dan ko'rinadiki, K klassik fizikada o'xshashi bo'lgan elektronlarning Kulon o'zaro ta'siri bilan bog'liq energiya, A esa klassik fizikada o'xshashi bo'lmagan almashinuv bilan bog'liq energiya. Shuning uchun ikki elektronning o'zaro elektr ta'siri energiyasi K va almashinuv energiya A dan iborat.

G'alayonlanish nazariyasida gely atomi holatlari uchun ψ_1 va ψ_2 dan tashkil topgan simmetrik to'liqin funksiya Φ_s va antisimmetrik to'liqin funksiya Φ_a hamda ularga mos kelgan energiya sathlari E_s va E_a aniqlanadi:

$$\phi_s(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + \psi_2); E_s = E_n + E_m + K + A \quad (25)$$

$$\phi_a(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 - \psi_2); E_a = E_n + E_m + K - A \quad (26)$$

Shunday qilib, elektronlarning almashinishi tufayli hosil bo'ladigan ikki xil: simmetrik Φ_s va antisimmetrik Φ_a holatlar mavjudligi ma'lum bo'ldi. Bunda Φ_s to'liqin funksiya – paragely holatni, Φ_a to'liqin funksiya – ortogely holatni tavsiflaydi.

Shuni ta'kidlaymizki, almashinuv energiyasi A klassik fizikada o'xshashligi yo'q bo'lgan, kvant mexanikaning fundamental (asosiy) natijalaridandir. Agar elektronlarning to'liqin funksiyalari yetarli darajada bir-birini yopib tursa (qoplasa), almashinuv energiya A sezilarli bo'ladi, ular bir-birini juda oz yopib tursa, A ni hisobga olmaslik mumkin.

Ikki elektronli va ko'p elektronli atomlarning umumiy (to'la) momentlari \vec{J} ikki usul bilan aniqlanadi. Ikki elektronli atomni (gelyni) ko'raylik. Bunda elektronlarning orbital momentlari \vec{l}_1 va \vec{l}_2 , spinlari

\bar{s}_1 va \bar{s}_2 larning umumiy momenti \bar{J} ni aniqlashda ikki usuldan foydalanish mumkin.

1) Avval orbital momentlarni alohida qo'shib, ya'ni

$$\bar{l} = \bar{l}_1 + \bar{l}_2 \quad (27)$$

va spinlarni alohida qo'shib

$$\bar{s} = \bar{s}_1 + \bar{s}_2 \quad (28)$$

so'ng ularni, ya'ni (27) va (28) larni qo'shib umumiy (to'la) moment aniqlanadi:

$$\bar{J} = \bar{l} + \bar{s} \quad (29)$$

Kvant mexanikada kattaliklar, momentlar \bar{l} , \bar{s} va \bar{J} butun kvant sonlar bilan aniqlanadilar. Atomdagi orbital momentlar bilan spinlar orasidagi o'zaro ta'sirni aniqlovchi bu bog'lanishlar l_s bog'lanish yoki Rassel-Saunders bog'lanishi deyiladi. Ko'p elektronli murakkab atomlarning umumiy (to'la) momentini ham shu usulda aniqlash mumkin. Bu usulda orbital momentlar yig'indisi, to'la qiymati \bar{l} (27) va spinlar yig'indisi \bar{s} (28) ning alohida-alohida saqlanishlari ko'zda tutiladi. Bu usul ko'pincha yengil elementli atomlar uchun qo'llaniladi.

2) Ikkinchi usulda avval har bir elektronning orbital momenti \bar{l} va spini \bar{s} ni qo'shib, ularning umumiy (to'la) momentlari \bar{j} topiladi, ya'ni

$$\bar{j}_1 = \bar{l}_1 + \bar{s}_1 \quad (30)$$

$$\bar{j}_2 = \bar{l}_2 + \bar{s}_2 \quad (31)$$

Bunda \bar{j} yarimli spinli kvant sonlar j bilan aniqlanadi. So'ng, ikki elektronning (demak, atomning) umumiy (to'la) \bar{J} momenti aniqlanadi, ya'ni

$$\bar{J} = \bar{j}_1 + \bar{j}_2 \quad (32)$$

Ko'p elektronli murakkab atomlar uchun ham bu usulni qo'llash mumkin. Orbital momentlar va spinlar orasidagi o'zaro ta'sirni aniqlovchi bunday usul bilan topilgan bog'lanish (jj)-bog'lanish deyiladi.

Elektronlarning Kulon o'zaro ta'siri bilan elektronlarning spinlari va orbital momentlari orasidagi munosabatga qarab amalda to'la momentni hisoblashda qaysi usul ustun ekanligi namoyon bo'ladi. Og'ir elementlar atomlaridagi elektronlarning Kulon o'zaro ta'siri ustunroq namoyon bo'ladi. Bunda (jj)-bog'lanish ustun ravishda namoyon bo'ladi.

Bu mavzuning nihoyasida geliy atomining spektrlarini ko'rib chiqaylik. Rassel-Saunders bog'lanishda to'la (umumiy) orbital kvant son butun qiymatlar qabul qiladi. Masalan, ikkita elektron ham $l_1=l_2=1$ (*P*-holatda) qiymat qabul qilsin. Bu holda $l=2, 1, 0$ qiymatlar qabul qilishi mumkin.

1) Orbital momentlar l_1, l_2 parallel bo'lsa

$$l = l_1 + l_2 = 2$$

2) Orbital momentlar antiparallel bo'lsa

$$l = l_1 - l_2 = 0$$

3) Orbital momentlar 60° burchak ostida bo'lsa (5.3.7-4-rasm).

$$l = l_1 + l_2 - 1 = 1$$

Umumiy holda to'la orbital kvant son l

$$l = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$$

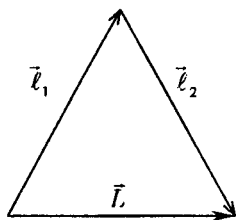
qiymatlar qabul qiladi va

$$l = 0 \text{ S-holat}$$

$$l = 1 \text{ P-holat}$$

$$l = 2 \text{ D-holat}$$

$$l = 3 \text{ G-holat va h.z.}$$



5.3.7-4-rasm

kabi katta lotin harflari bilan belgilanadi. Eslatib o'tamiz, vodorodsimon atomlarda kichik lotin harflaridan foydalanilgan edi.

l ning ma'lum berilgan qiymatlarida S bilan farqlanuvchi

$$J = l + S, l + (s - 1), \dots, |l - s| \quad (33)$$

holatlar mavjuddir. Agar $l \geq S$ bo'lsa (33)dan $\nu = 2S + 1$ ta energiya sathlari mavjud. Ayonki, parageliyda $S = 0$ bo'lgani uchun $\nu = 1$ ($J = L$) singlet holatgina mavjuddir va l bilan farqlanuvchi oddiy Zeeman effekti kuzatiladi. Agar $l < S$ bo'lsa (33)dan ravshanki, sathlar soni $\nu = 2l \pm 1$ ta bo'ladi va ortogeliy uchun $S = 1$ bo'lgani sababli, $l + 1, l, l - 1$ sathlar (triplet) mavjuddir.

5.3.8. Atom tuzilishi. Mendeleyev davriy jadvali

Atom – Z e musbat zaryadli yadro va uning atrofida Z ta elektronlardan iborat; yadro esa Z ta proton va N ta neytrondan iborat. Ma'lumki, $Z + N = A$ massa soni deyiladi.

Atom va yadro fizikasida massa, odatda, energiya birligida ifodalangani ($E = mc^2$ formula asosida $1 \text{ MeV} = 1,8 \cdot 10^{-27} \text{ g}$). Bu birlikda elektron m_e , proton m_p va neytron m_n ning tinchlikdagi xususiy massalari quyidagi qiymatlarga ega:

$$m_e = 0,51 \text{ MeV}$$

$$m_p = 938,28 \text{ MeV}$$

$$m_n = 939,57 \text{ MeV}$$

Massaning atom birligi uchun 1961- yili uglerod C^{12} massasining 12 dan biri, ya'ni $M(C^{12})/12$ qabul etilgan, $1 \text{ m.a.b.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Atomda, jumladan, murakkab atomda ham har bir elektron to'rtta kvant sonlar bilan tavsiflanadi. Russell-Saunders bog'lanishi bo'lganda, ya'ni elektronlarning orbital momentlari alohida, spinlari alohida qo'shilgan holda bosh kvant son n , orbital kvant son l , magnit kvant son m_l , spin kvant son m_s dan foydalanish lozim.

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \quad (1)$$

$$m_s = \pm 1/2$$

(jj)-bog'lanish bo'lganda esa to'rtta kvant son n, l , umumiy to'la kvant son j va umumiy momentning OZ o'qi bo'yicha tashkil etuvchisini aniqlovchi kvant son m_j dan foydalanish lozim bo'ladi; bunda

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$$

$$j = l - 1/2, j = l + 1/2 \quad (2)$$

$$m_j = -j, -j \pm 1, \dots, j - 1, j$$

Ma'lumki, yengil elementlar uchun Russell-Saunders bog'lanishi, og'ir elementlar atomlari uchun (jj) bog'lanish o'rinlidir; berilgan n va l da har ikki bog'lanishda ham bir xil sondagi holatlar bo'ladi.

Orbital kvant son l ning qiymati bilan aniqlangan har bir holat $s(l = 0)$, $p(l = 1)$, $d(l = 2)$, $f(l = 3)$ va boshqa magnit kvant son m_l ning qiymatlari bilan farqlanuvchi, $m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l$ ga asosan, $(2l+1)$ ta holatlardan iborat. Bu $(2l+1)$ ning har bir holati spin kvant son $m_s = \pm 1/2$ ga tengligidan dubletdan (ikkilikdan) iborat bo'lib, $(2l+1)$ ni 2 ga ko'paytirib l ning ma'lum qiymatiga to'g'ri kelgan holatlarning umumiy soni $2(2l+1)$ ni aniqlaymiz.

Shunday qilib, $2(2l+1)$ ga asosan s holatda ikkita, p holatda 6 ta, d holatda 10 ta, f holatda 14 ta m_l va m_s bilan farqlanadigan holat bo'ladi. Pauli prinsipiga asosan bunday holatlarning har birida bittadan ortiq fermion (biz qarayotgan holda atomdagi bunday holatda bittadan ortiq elektron) bo'lishi mumkin emas. Demak, s holatda ikkitagacha, p holatda 6 tagacha, d holatda 10 tagacha elektronlar joylashishi mumkin. Masalan, $n=3$ (M-qobiq)dagi $l = 0$ (s -holat)da bitta elektron bo'lsa, $3s^1$ kabi, shu qobiqdagi $l = 1$ (p - holat) da 6 ta elektron bo'lsa, $3p^6$ kabi belgilanadi.

Ma'lum n dagi, ya'ni qobiqdagi holatlar sonini aniqlash uchun $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ ga asosan, $2(2l+1)$ ni l ning barcha qiymatlaridagi holatlarni yig'ishtirish (qo'shish) kerak, ya'ni

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2 \frac{1+(2n-1)}{2} n = 2n^2 \quad (3)$$

Shunday qilib, $n=1$ (K-qobiq), $n=2$ (L), $n=3$ (M), $n=4$ (N), $n=5(0)$, $n=6(P)$, $n=7(Q)$ larda mos ravishda 2, 8, 18, 32 va boshqa holatlar mavjud, ya'ni har bir qobiqda $2n^2$ ta elektron joylashishi mumkin. Pauli prinsipiga asosan har bir qobiqda $2n^2$ dan ortiq elektronlar bo'lishi mumkin emas. Har bir qobiq va holat elektronlar bilan to'lgan, qisman to'lgan yoki to'lmagan bo'lishi mumkin. Yuqoridagilardan ko'rinadiki, K qobiqda 1s holat, L da 2s, 2p holatlar, M da 3s, 3p, 3d holatlar, N da 4s, 4p, 4d, 4f holatlar mavjuddir.

Atom tuzilishi va elementlarning Mendeleev davriy jadvalini elektronlarning holatlar bo'yicha joylashishi nuqtai nazardan qarab chiqaylik.

Atom tuzilishini tavsiflashda, undagi qobiqlar, holatlarning elektronlar bilan to'lishi, joylashishi nuqtai nazardan qaralganda quyidagilarga asoslanishi zarur.

1) Pauli prinsipiga asosan har bir kvant holatda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas. Shuning uchun ma'lum l ($s(l = 0)$, $p(l = 1)$, $d(l = 2)$, $f(l = 3)$ va. h.k.) $n - 1$ holatdagi elektronlarning maksimum soni holatlar soni $2(2l+1)$ dan ortiq bo'lishi mumkin emas, ya'ni s -holatda ikkitadan ortiq elektron, p da 6 tadan, d -da 10 tadan, f -da 14 tadan ortiq sondagi elektron bo'lishi mumkin emas.

2) Atomning barqaror bo'lishi uchun elektronlar eng quyi energiya sathlarini egallashga urinadilar. Avval $n=1$, keyin $n=2$, so'ng $n=3$ qobiqlar to'lishi lozim bo'ladi.

Ammo elektronlarning o'zaro ta'siri tufayli (ichki qobiqdagi, holatdagi elektronlar tashqari qobiqdagi, holatdagi elektronlarni pardalagani tufayli goho bunday ideallikdan chetlanish yuz beradi. Masalan 4s-sath 3d-sathdan quyida, 5s-sath 4d-sathdan quyida, 6s esa 5d va hatto 4f sathlardan ham quyida joylashgan bo'ladi. Shunday qilib, pardalanish tufayli tashqi elektronlarning bog'lanishi ichki elektronlarning bog'lanishiga nisbatan ancha zaif bo'ladi. Masalan, litiydagi valentli (tashqi) elektronlarni atom ta'siridan chiqarish uchun 5,39 eV energiya kerak bo'lgani holda undagi ichki ikkinchi va uchinchi elektronni chiqarish uchun esa 76 eV va 122 eV energiya zarur bo'ladi. Atomdagi har bir elektron yadrodagi musbat zaryad $+Ze$ ta'sirida bo'ladi. boshqacha aytganda, atomdagi har bir elektronning asosiy holati, undagi holatlardan birida joylashishi ana shu ta'sirlarga bog'liqdir.

Har bir atomning asosiy holatini, undan avvalgi atomga bitta elektron kelib joylashishidan iborat deb tasavvur etish mumkin. Bunda neytral atomning neytral ekanligini nazarda tutib, yadro zaryadi bittaga ortadi (Z bittaga ortadi) va shu bilan bir vaqtda atomning tashqi elektron qobig'ida ham bitta elektron paydo bo'ladi, deb hisoblaymiz.

Yadro tartib raqami Z ortib borishi bilan atomning holat (konfiguratsiya)larida bittadan elektronning qo'shilib borishini ko'raylik. Avval atomlardagi holatlarning (1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 6p, 7s, 6d va boshqalar) ketma-ket joylashishi va ularning tahliliga to'xtalaylik.

Atomdagi elektronlarning har biri (vodorod atomidan tashqari, unda bitta elektron bo'ladi) yadro va qolgan elektronlarning ta'sirida bo'ladi, musbat zaryadli yadro hamda elektronlar maydonlarida harakatlanadi. Bunda «ichki» elektronlarning maydoni (manfiy zaryad hosil qilayotgan maydon) tashqi qobiqdagi (holatdagi) elektronga musbat zaryadli yadroning maydoniga ta'sir etib, tashqi elektronni pardalaydi (ekranlaydi). Shunday qilib, atomdagi tashqi elektronni bog'lovchi energiya, uning (tashqi elektronning) yadrodan qanchalik effektiv (kuchli yoki kuchsiz) pardalanganligiga bog'liq. Masalan, 3d-elektron 3p-elektronga nisbatan kuchliroq pardalangan; 3s-elektron esa 3p-elektronga nisbatan kuchsizroq pardalangan, ya'ni 3p-elektronning bog'lanishiga nisbatan 3s-elektron uchun bog'lanish kuchliroq. Shuningdek, 3d-elektronning bog'lanishiga nisbatan 3p-elektron kuchliroq bog'lanishga ega. Shu nuqtai nazardan 4s-elektronning bog'lanishi 3d-elektronning bog'lanishiga nisbatan kuchliroq bo'lib, holatlar joylashishi 3s, 3p, 4s, 3d tartibda bo'ladi. 5s-elektronning bog'lanishi 4p- elektronning bog'lanishidan kuchsizroq, xuddi shuningdek, 4f-elektronlar yadrodan ichki elektronlar bilan shunchalik kuchli pardalanganiki, ularga nisbatan 5p-elektrongina emas, hatto 6s-elektron ham kuchliroq bog'langandir. Ularning energiya sathlari yadroga yaqinroqdir.

Endi Mendeleyev davriy jadvalida elementlarning asosiy holatlarda joylashishi bilan tanishaylik.

Vodorod atomida ($Z=1$), yadro atrofida bitta elektron K (1s) holatda bo'ladi. Geliy atomiga o'tilganda yana bitta elektron $1K$ (1s)da joylashadi, ammo ularning spinlari, Pauli prinsipiga asosan, qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladilar. Shunday qilib, qobiqning to'lishi vodoroddan boshlanib, geliyda tugallanadi; birinchi davr shu bilan tugaydi. Uchinchi elektron, $K(n=1)$ da joy bo'lmagani uchun 2s holatga joylashadi. Bu $Li(Z=3)$

elementidir. (2s) holatning to'lishi litiydan boshlanib, berilliy ($Z=4$)da tugallanadi. L(2p) holatda elektronlarning joylashishi bor B($Z=5$)dan boshlanib, neonda ($Z=10$) to'lishi tugaydi. Ikkinchi davr shu bilan tugallanib, uchinchi davr natriy ($Z=11$)dan boshlanadi. Natriydagi o'n birinchi elektron M($n=3$) qobiqning 3s ($l=0$) holatida joylashadi. Ishqoriy element natriydagi bu tashqi 11-elektron «ichki» elektronlar bilan kuchli pardalanganligi uchun u zaif bog'langan bo'ladi. Bunday elektron optik (valentli) elektron deyiladi. 3s-holatining to'lishi magniy Mg ($Z=12$) atomi bilan tugallanadi. 3p-holatning to'lishi alyuminiy Al($Z=13$) dan boshlanib 18-element argon Ar($Z=18$) atomi bilan tugallanadi. Shu bilan 3-davr Na dan boshlanib, Ar da tugaydi. 19-element kaliy K, 20-element kalsiy Ca da elektronlar 4s-holatda bo'ladi. 21-element skandiy Sc da 3d holat to'la boshlab, 28-element nikel Ni da $3d^8, 4s^2$ holatlar elektronlar bilan to'ladi. Bunda oxirgi 8 ta elementlarda $4s^2$ holat to'lgan bo'ladi; 3d holat to'la borishi bilan elementlar farqlanadilar. 29-element mic Cu; bunda $3d^{10}$ holat to'lgan bo'lib, bitta elektron $4s^1$ holatda bo'ladi. Bu element ishqoriy elementdir. 30-element rux Zn da $4s^2$ to'lgan bo'ladi. 4p-holatning elektronlar bilan to'lishi galliy Ga ($Z=31$) dan boshlanib, 36-element kripton Kr da tugallanadi. Shunday qilib, 4-davr $4s^2, 3d^{10}, 4p^6$ holatlardan iborat bo'lib, 18 ta elementdan tashkil topgan. Qolgan elementlarning konfiguratsiyalarida elektronlarning holatlar bo'yicha joylashishini Mendeleyev davriy jadvalidan ko'rish mumkin. 5-davr Rb-Xe dagi $5s^2, 4d^{10}, 5p^6$ holatlarda 18 ta element bor. 6-chi davr Cs-Rn dagi $6s^2, 6p^6, 5d^{10}, 4f^{14}$ holatlarda 32 ta element bor.

7-davr Fr-Ku dagi $7s^2, 6d^2, 5f^{14}$ holatlarda 18 element bor. Bu davrlardan ko'rinadiki, 57-element La dagi $6s^2$ da ikkita elektron, 5d da bitta elektron bo'lgan holda, 58-element seriy Ce dan boshlab 14 ta elementda 4f dagi bo'sh qolgan 14 ta holat to'la boshlab, 71-element lyutetsiy Lu da to'lish tugallanadi. Bu 14 ta element lantanidlar deyiladi; ularning tashqi P ($N=5$) va O ($N=6$) qobiqlaridagi elektronlar joylashishi bir xil bo'ladi. Elektronlarning kimyoviy xossalari asosan tashqi elektronlar bilan tavsiflanadi. Shuning uchun bu 14 ta element (lantanidlar) kimyoviy jihatdan bir-biriga o'xshashdirlar. Xuddi shunga o'xshash hol P ($N=5$) qobiqdagi 5f-holatning elektronlar bilan to'lishi 89-element aktiniy Ac dan boshlanib, 103-element lourensiyda Lr da tugallanadi. Bu 14 element aktinidlar deyiladi. Aktinidlarda ham tashqi qobiqlari $7s^2$ da bir xil sondagi elektronlar bo'ladi. Tashqi elektronlarning soni o'zgarmay qoladi. Shunday qilib, kvant fizika lantanidlar va aktinidlarning xossalarini chuqur tahlil qilishga imkon beradi. Xulosa qilib aytganda, Mendeleyev davriy jadvalidagi elementlar

ning ham fizik, ham kimyoviy jihatdan xossalarining davriyligi kvant fizikada tabiiy ravishda o'z aksini topdi.

Atomning tashqi qobig'idagi elektronlar elementning optik va ximik xossalarini aniqlaydi. Shu sababli tashqi qobiqdagi elektronlarning soniga qarab, elementlar 8 guruhga ajratiladi.

Jadvaldan ko'rinadiki, har bir davrning oxiridagi elementda avvalgi qobiqdagi s^2 va p^6 holatlar 8 ta elektron bilan to'lgan bo'lib, yangi holatning (qobiqning) to'lishi boshlanmagandir. Bular inert gazlar He, Ne, Ar, Kr va boshqalar 8-guruh elementlarini tashkil etadi. Har bir davrning boshidagi ishqoriy elementlar H, Li, Na va boshqalardagi tashqi holat s da bittagina elektron bo'ladi, ular bir valentli elementdirlar. Bu bir valentli vodorod va ishqoriy elementlar davriy jadvalda birinchi guruhni tashkil qiladi.

Ishqoriy-yer metallar berilliy, magniy, kalsiy va boshqalar ikkita valentli elektronlarga ega bo'lib, davriy sistemaning 2-guruhini tashkil etadilar. Galogenlar (ftor, xlor va boshqalar)da tashqi s, p holati to'lishi uchun bitta elektron yetmaydi. Shuning uchun ular manfiy zaryadli bir valentli ionli bog'lanishga ega. Galogenlar davriy jadvalning 7-guruhini tashkil etadilar.

Bu yerda shuni ta'kidlaymizki, birinchi davrda elementlar soni 8 ta emas, 2 ta (vodorod, geliy). Bunda vodorod bitta elektronli, ishqoriy elementlarga mos va demak, birinchi guruhga tegishli; ammo qobiqning to'lishiga bitta elektron yetmagani uchun galogenlar tarkibiga kirib, bir valentli manfiy zaryadlangan ion hisoblanadi. Shuning uchun vodorod ikkilamchi xossaga ega elementdir.

Davriy jadvalda skandiy ($Z=21$)dan boshlanib, nikelgacha ($Z=28$) 3d qobiq (holat) elektronlar bilan to'la boradi. Bu davrdagi elementlarning muhim tomoni shundaki, $4s^2$ holatda ikkita elektron bo'lgani holda, ichki holat 3d dagi elektronlarning spinlari parallel (kompensatsiyalanmagan) joylashadilar. Bunday joylashish energiya nuqtai nazardan qulaydir. Tashqi qobiq $4s^2$ dagi spinlar kompensatsiyalangani holda, 3d holatdagi spinlarning kompensatsiyalanmaganligi bunday elementlardan hosil bo'lgan kristallda ferromagnetiklik xossasining paydo bo'lishiga olib keladi. Masalan, ferromagnetiklik xossasiga temir ($Z=26$), kobalt ($Z=27$), nikel ($Z=28$) elementlari ega.

5.3.9. Molekulalarning tuzilishi

Molekula bir necha yadrolar (eng soddasida ikkita yadro bo'ladi) va elektronlar sistemasidan tashkil topgan bo'ladi. Ma'lumki, vodorod ato-

mining yadrosi – protonning massasi elektron massasiga nisbatan taxminan 2000 marta katta. Umuman, molekuladagi yadrolarning massasi elektronlarning massasiga nisbatan bir necha ming marta katta. Shu sababli, molekuladagi harakatni yadrolarning sekin harakatidan va elektronlarning tez harakatidan iborat deb ikki qismga ajratish mumkin.

Elektronlar harakati qaralayotganda (tadqiq etishda) yadrolarning harakati juda sekin bo'lganligi uchun, ularni harakatsiz tinch holatda deb hisoblash mumkin yoki boshqacha aytganda, yadrolarning harakatini tadqiq etishda elektronlar o'zlarining tez harakatlari tufayli o'z statsionar holatlarini egallashga ulguradilar, ya'ni ular statsionar holatda bo'ladilar, deb qarash mumkin. Bunday usul bilan molekulani tadqiq etish usuli adiabatik yaqinlashish usuli deyiladi.

Molekula uchun Shredinger tenglamasini

$$\hat{H}\psi(\vec{r}_i, \vec{R}_j) = E\psi(\vec{r}_i, \vec{R}_j) \quad (1)$$

ko'rinishida yozamiz; bunda \vec{r}_i - elektronlarning koordinatalari, \vec{R}_j - yadrolarning koordinatalari (adiabatik yaqinlashishda doimiy kattalik hisoblanadi); molekula gamiltoniani H elektronlarning energiyalari

$$\hat{T}_r = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \nabla_i^2 \quad (2)$$

yadrolarning energiyalari

$$\hat{T}_R = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_j \frac{1}{M_j} \nabla_{R_j}^2 \quad (3)$$

hamda zarralar (elektronlar, yadrolar) orasidagi potensial energiya

$V(\vec{r}_i, \vec{R}_j)$ dan iborat, ya'ni

$$\hat{H} = \hat{T}_r + \hat{T}_R + V(\vec{r}_i, \vec{R}_j) \quad (4)$$

Adiabatik yaqinlashishda (1) tenglamaning yechimini

$$\psi(\vec{r}_i, \vec{R}_j) = \psi_r \psi_R \quad (5)$$

ko'rinishida izlaymiz. Bu yerda ψ_r faqat elektronlar koordinatalariga,

ψ_R - esa yadrolar koordinatalariga ($\vec{R}_j = \text{const}$) bog'liq funksiyalardir.

(5) ni (1)ga qo'yib yozamiz.

$$\frac{1}{\psi_r} \left(E - \hat{T} - V(\bar{r}_i, \bar{R}_j) \right) \psi_r = \frac{1}{\psi_R} \hat{T}_R \psi_R = E_R - V(R_j) \quad (6)$$

Bu yerda $E_R - V(R)$ elektronlar harakati qaralayotganda doimiy deb hisoblangan kattalik.

Shunday qilib, molekula uchun yozilgan Shredinger tenglamasi (6)ni adiabatik yaqinlashishda yadrolar uchun yozilgan,

$$\hat{T}_R \psi_R = (E_R - U(R)) \psi_R \quad (7)$$

va elektronlar uchun yozilgan

$$\hat{T}_r \psi_r = (E_r - V(\bar{r}_i, \bar{R}_j)) \psi_r = 0 \quad (8)$$

ikkita tenglamaga ajratish mumkin; bunda

$$E_r = E - E_R + V(R) \quad (9)$$

Quyida ikki atomli molekulalarga to'xtaymiz. Bu holda $U(R)$ ikki atomning molekuladagi bog'lanishini ifodalovchi energiyadir. Ko'p atomli molekulalarda $U(R)$ ni nazariy jihatdan hisoblash murakkabdir va shu sababli ko'p atomli molekulalarning Shredinger tenglamasini yechish murakkab hisoblanadi.

Ikki atomli molekulada yadrolarning massalari M_1 va M_2 ga teng bo'lsin, ular orasidagi potensial energiya

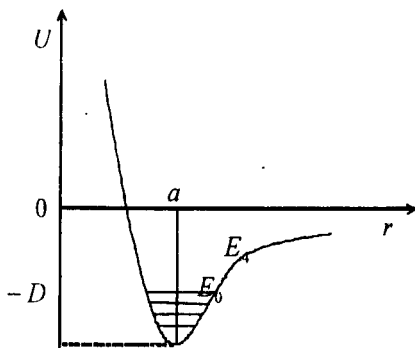
$$U(|R_1 - R_2|) = U(r) \quad (10)$$

bo'lsin; r - yadrolar orasidagi masofa.

Yadrolar holatini aniqlash uchun (7) tenglamani echish lozim. Buning uchun (10) potensial energiyani aniqlash lozim. Ayonki, yadrolar orasidagi potensial energiya U , ular orasidagi masofa r ga bog'liqligini

qayd etmoq kerak. Shu bilan birga atomlar bir-biriga juda ham yaqin masofada bo'lishlari mumkin emas, shu sababli $U(0) \rightarrow \infty$ deb qabul qilish lozim. Atomlar bir-biridan juda katta masofada bo'lganda ularning orasidagi ta'sir hisobga olmaslik darajada kamayadi; bu holda $U(\infty) \rightarrow 0$ deb qabul qilish mumkin.

Molekula atomlardan tuzilgan barqaror sistema bo'lganligi uchun, ma'lum masofa $r = \alpha$ da potensial energiya manfiy va minimal qiymat



5.3.9-1-rasm

$U_{\min}(0) = -D$ ga ega bo'lishi zarur; aks holda atomlar ajralib (parchalanib) ketgan bo'lar edi. Bu nuqta atrofidagi $U(r)$ ning qiymatlarida molekula barqaror bo'ladi. Shunday qilib, potensial energiyaning umumiy o'zgarishi 5.3.9-1-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi.

Agar bir atomning ikkinchi atomga nisbatan chetlanishi, $x = |r - \alpha|$ ya'ni molekulaning muvozanatli holatidan chetlanishi nisbatan kichik bo'lsa (odatda oddiy sharoitdagi temperaturada shunday shart bajari-ladi), $U(r)$ ni shu $r = \alpha$ atrofida qatorga yoyish mumkin:

$$U(r) = U(\alpha) + U'(\alpha)x + (1/2)U''(\alpha)x^2 \dots \quad (11)$$

x kichik bo'lgani uchun qator (11)ning 3 ta hadini hisobga olish bilan chegaralanamiz. Bunda $U(\alpha) = -D$, $U'(\alpha) = 0$ (chunki bu nuqtada potensial $U(r)$ minimal qiymatga ega), $U''(\alpha) > 0$.

$$U''(\alpha) = M\omega^2, \quad \omega^2 > 0 \quad (12)$$

belgilash kiritaylik, M – ikkita yadroning keltirilgan massasi:

$$M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2) \quad (13)$$

Ma'lumki, ikki zarradan iborat sistema qaralganda uning harakati ilgari- lanma hamda aylanma va tebranma harakatlardan iborat deb qarab, massalarining o'rniga keltirilgan massa olinadi.

Yuqorida aytilganlarni nazarda tutib (11)ni qayta yozamiz:

$$U(r) = -D + \frac{M\omega^2}{2}x^2 \quad (14)$$

Molekuladagi bir atomning ikkinchi atom ta'siridan chiqib ketishi uchun, boshqacha aytganda, molekulaning atomlarga ajralishi uchun kerak bo'lgan energiya D ga teng. Bu energiya molekulaning dissotsiatsiya energiyasi deyiladi. $U''(\alpha) = M\omega^2$ elastiklik koeffitsiyenti deyiladi.

Potensial energiya $U(r)$ faqat r ga bog'liq bo'lgani uchun radial to'liqin funksiya R ni topish uchun Shredingerning radial tenglamasidan foydalanamiz:

$$\nabla_r^2 R + \left[\frac{2M}{\hbar^2} (E - U(r)) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] R = 0 \quad (15)$$

bunda atomning nisbiy harakati qaralayotgani uchun keltirilgan mas- sa M olindi; sferik koordinatalar sistemasidagi

$$\nabla_r^2 R = \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2dR}{rdr} = \frac{1}{r} \frac{d^2 (rR)}{dr^2} \quad (16)$$

ekanligini nazarda tutib hamda

$$u = rR$$

almashtirish o'tkazib, (15) tenglamani

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E + D - M \frac{\omega^2 x^2}{2} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2Mr^2} \right] u = 0 \quad (17)$$

ko'rinishda yozamiz. (17)dagi oxirgi had kichik bo'lgani uchun $r=a+x$ da x ni e'tiborga olmay $r = a$ deb hisoblansa katta xato bo'lmaydi. $J=Ma^2$ va $B = \hbar/2J$ belgilashlar kiritib, (17)ni qayta yozamiz:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E^1 - M \frac{\omega^2 x^2}{2} \right] u = 0 \quad (18)$$

bu yerda

$$E^1 = E + D - B\hbar\ell(\ell+1) \quad (19)$$

belgilash kiritildi. (18) tenglama garmonik ossillyator uchun yozilgan Shredinger tenglamasidir. Shuning uchun

$$E^1 = \hbar\omega(n+1/2), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (20)$$

(19) va (20) ifodalardan molekulaning aylanma va tebranma harakatlari energiyasi E uchun

$$E = -D + B\hbar\ell(\ell+1) + \hbar\omega(n+1/2) \quad (21)$$

umumiy ifoda olinadi. Bu yerda birinchi had molekulaning dissotsiatsiyasi energiyasi, ikkinchi va uchinchi hadlar molekulaning aylanma (rotatsiya) va tebranma (vibratsiya) energiyalaridir.

Tabiiyki, $E \geq 0$ bo'lganda, ya'ni

$$D \leq B\hbar\ell(\ell+1) + \hbar\omega(n+1/2) \quad (22)$$

shart bajarilganda molekula atomlarga ajralib ketadi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin. Kvant son $n \gg 1$, ya'ni yetarli darajada katta bo'lganda atomning tebranish amplitudasi shunday katta bo'lishi mumkinki, atom ikkinchi atomning ta'siridan chetga chiqib ketishi imkoni tug'iladi; yoki orbital kvant son l yetarli darajada katta bo'lganda markazdan qochirma kuch shunday katta bo'ladiki, molekuladagi bog'lanish atomlarni ushlab turishga qodir bo'lmay qoladi, natijada molekula parchalanib ketadi. Molekulaning energiya sathini ifodalovchi (21) asosida molekulaning spektrlarini aniqlash mumkin.

Molekulaning spektrlarini tajribada o'rganib, molekulaning tuzilishi, uning xossalari haqida ma'lumot olish mumkin. Shu sababli, molekulaning spektrlarini o'rganish muhimdir. Biz molekulaning tebranma-aylanma (vibratsion va rotatsion) spektrini o'rganaylik. Bunda tebranma (vib) spektr chastotasi, aylanma (rot) spektr chastotasiga qaraganda birikki tartib yuqori. Shuning uchun molekuladagi spontan o'tishlarda tebranma spektr uchun $n_v \rightarrow n_v - 1$ shart bajarilib (yuqori tebranma sathdan quyi tebranma sathga o'tish sodir bo'lib), aylanma spektrlarda tanlash qoidasiga asosan, $l' = l \pm 1$ shart bajarilishi mumkin, ya'ni quyi aylanma sathga ($l' \rightarrow l - 1$) yoki yuqori aylanma sathga ($l' \rightarrow l + 1$) o'tishi mumkin.

(21)ga asosan molekula nurlanishining chastotasini aniqlaymiz:

$$\omega^1 = \frac{E(n, \ell) - E(n-1, \ell \pm 1)}{\hbar} \quad (23)$$

yoki

$$\omega^1 = \omega + \omega_{ll'},$$

bunda

$$\omega = \frac{En_v - En_{v-1}}{\hbar}, \quad \omega_{l, l-1} = 2B\ell, \quad \omega_{l, l+1} = -2B(\ell + 1)$$

Shunday qilib, molekulaning tebranma-aylanma (vibratsion-rotatsion) spektrining yuqoridagi shartda musbat ω^+ va manfiy ω^- tarmoqlarini (qismlarini) olamiz:

$$\omega^+ = \omega + 2Bl, \quad \omega^- = \omega - 2B(l + 1) \quad (24)$$

Tajribada shunday tebranma aylanma spektrlar kuzatilgan (masalan, Hel va CO molekulalarda). Bu tajribalar molekulalarning tarkibini, inersiya momentini, izotopik tuzilishini aniqlashga imkon beradi.

Molekula atomlaridan birining uyg'ongan holatidagi holni qarab chiqaylik. Tabiiy, spontan ravishda atomda uyg'ongan holatdan elektron asosiy holatga o'tadi va molekulada atomdagi kabi nurlanish sodir bo'ladi. Bunday holda molekula energiyasi E_M ni quyidagicha yozish mumkin:

$$E_M = E_d + E_v + E_r \quad (25)$$

Bu yerda E_d uyg'ongan atom energiyasi, u masalan, vodorod uchun Balmer formulasi bilan aniqlanadi:

$$E_d = -\frac{\lambda R \hbar}{n^2} \quad (26)$$

Tebranma va aylanma harakat energiyalari uchun mos ravishda

$$E_v = -D + \hbar\omega(n+1/2) \quad (27)$$

$$E_r = B\hbar l(l+1) \quad (28)$$

ifodalarga egamiz.

Molekuladagi o'tish natijasida, uning energiyasi (25) o'zgaradi:

$$E_M^1 = E_d^1 + E_v^1 + E_r^1 \quad (29)$$

Molekulalardagi o'tishda, ya'ni uning nurlanishida energiya o'zgarishining asosiy qismini atomdagi elektronning o'tishi tashkil etadi. Shu sababli, tebranma harakatni ifodalovchi kvant son n , aylanma harakatni ifodalovchi kvant son l ortishi ham, kamayishi ham mumkin:

$$n^1 = n \pm 1, \quad l^1 = l \pm 1 \quad (30)$$

Bunda tebranma va aylanma harakat energiyalarining ortishi hamda molekuladagi nurlanishning energiyasi elektron o'tishidagi energiya hisobiga bo'ladi.

Molekuladagi atomlarning bir-biri bilan bog'lanishi ularning orasidagi masofa d ga bog'liq. Bu bog'lanish uyg'ongan atomning qaysi qobig'ida bo'lishiga qarab keskin o'zgaradi. Demak, atomning uyg'ongan holatda bo'lishi molekuladagi atomlar orasidagi masofa d ning o'zgarishiga olib keladi, bu esa o'z navbatida inersiya momenti $J=md^2$ ning ortishiga hamda aylanma harakatni aniqlovchi $B = \hbar/2J$ ning o'zgarishiga olib keladi. Natijada aylanma harakat energiyasi

$$E_r^l = B^l \hbar l(l+1) \quad (31)$$

o'zgaradi va demak, molekula nurlanishi spektri $E_M^l - E_M$ da ham bu omil tufayli o'zgarish sodir bo'ladi.

Endi molekulalarning tuzilishi haqidagi masalalarni qarab chiqaylik. Ma'lumki, atomning optik va kimyoviy xossalari hamda ularning qaytaruvchanligi, davriyligi tashqi S va P holatlaridagi elektronlar bilan aniqlanadi. Ichki holatdagi mustahkam bog'langan (ionizatsiya energiyasi katta bo'lgan) elektronlar atomning ximik xossalari ga deyarli ta'sir ko'rsatmaydi. Shu sababli kimyoviy reaksiyalarda ajralib chiqadigan energiya, ichki elektronlarning ionizatsiya energiyasiga nisbatan ancha kichikdir. Moddaning kimyoviy xossalari saqlangan eng kichik zarrasi molekula deyiladi. U ma'lum kuchlar ta'sirida ikki va undan ortiq atomlarni birlashtirib turuvchi murakkab zarra bo'lib, undagi atomlar doimo harakatda bo'ladilar.

Molekulalarning o'lchami $10^{-8} + 10^{-5}$ sm tartibida bo'lib, uni barqaror molekula sifatida ushlab turuvchi kuch (kimyoviy bog'lanish kuchi) atomlarda elektr tabiatli o'zaro ta'sir kuchidir.

Molekulalardagi atomlar bog'lanishi ikki asosiy turga: geteropolyar (ionli), gomeopolyar (atomli, spinli) bog'lanishlarga bo'linadilar.

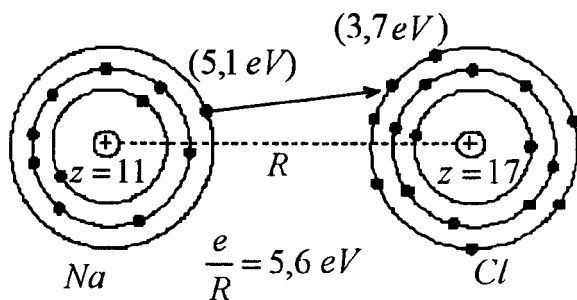
1. Geteropolyar bog'lanishga ega molekulalar bilan tanishaylik. Ma'lumki, neorganik tuzlar ionli atomlardan tashkil topgan bo'lib, ularni Kulon tortishish kuchi ushlab turadi. Bunday bog'lanishlar ionli, molekulalar geteropolyar molekulalar deyiladi.

Bilamizki, ionlar musbat va manfiy ishorali bo'ladilar. Ionlarning ishorasi bir tomondan tashqi elektronni atomdan chiqarish uchun kerak bo'lgan ionizatsiya energiyasiga, ikkinchi tomondan, atomning tashqi qobig'ida (holatda) qo'shimcha elektronni ushlab tura olish qobiliyatini aniqlovchi energiyaga – mushtarakligiga bog'liq.

Geteropolyar bog'lanishli molekulalarga NaCl, HCl va boshqalar misol bo'la oladi. Geteropolyar bog'lanishli molekulalarning aniq vakili NaCl (osh tuzi) misolida ionlarning hosil bo'lishini ko'raylik.

Natriy Na ($Z=11$) atomida ichki qobiqlarda 10 ta elektron, tashqi

qobig'ida bitta elektron bor. Ichki 10 ta elektron yadroning maydonini pardalaydi. Bundan ravshanki, natriyning tashqi qobig'idagi 11-elektron yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'lib, uning ionizatsiya energiyasi kichikdir. Tashqi



5.3.9-2-rasm

maydon ta'sirida (masalan, elektr maydon yoki boshqa yadro ta'sirida) bu tashqi elektron yadroni osonlikcha tark eta oladi va natijada musbat Na ion hosil bo'ladi. Xlarda 10 ta ichki elektron yadroning maydonini pardalaydi. Tashqi 7 ta elektron yadroning maydonini nisbatan kamroq pardalaydi. Tashqi elektronning ionizatsiya energiyasi natriydagiga nisbatan ko'proq bo'ladi. Xlarda mushtaraklik nisbatan kattaroq bo'lib, natijada tashqi qobiqning qo'shimcha elektron qabul qilish qobiliyati kuchayadi. Shunday qilib, natijada Na^+ va Cl^- ionlar hosil bo'ladi. Ular orasida Kulon tortish kuchi tufayli ionli bog'lanish sodir bo'lib, $NaCl$ molekula tashkil topadi (5.3.9-2-rasm).

$NaCl$ molekulasini hosil bo'lishida Na atomidan tashqi elektronni chiqarish uchun 5,1 eV ionizatsiya energiyasi sarf etiladi. Cl atomga bu elektronning kelishi tufayli pardalanish kuchayadi va bunda mushtaraklik energiyasi 3,7 eV ga kamayadi. Ular orasidagi energiya farqi 1,4 eV, ionlar orasidagi Kulon tortishish energiyasi e^2/R hisobidan bo'ladi.

Ikkinchi tomondan $NaCl$ molekulasining bog'lanishi energiyasi tajribadan 4,2 eV ga tengligi ma'lum. Bu energiya ham Kulon tortishish energiya hisobidandir. Demak, Kulon energiyasi (manfiy ishorali) – $k=(1,4+4,2) eV$, ya'ni

$$\frac{e^2}{R} = 5,6 eV \quad (32)$$

dan $NaCl$ molekulasini tavsiflovchi (5.3.9-2-rasm) $R=2,5 \cdot 10^{-8} sm$.ni aniqlash mumkin.

2. Ionli bog'lanishli molekullardan tashqari neytral atomlar bog'lanishidan hosil bo'lgan molekullar ham mavjud. Bunday molekullar gomeopolyar molekullar deyiladi. Uni hosil qilgan bog'lanish gomeopolyar (atomli) bir xil yadroli H_2 , N_2 , O_2 va har xil yadroli CO_2 , NO ... bo'lishi mumkin.

5.3.10. Vodorod molekulasi

Biz gomeopolyar molekularning hosil bo'lishini vodorod molekulasi misolida ko'rib chiqaylik.

Gomeopolyar bog'lanishli molekula hosil bo'lishini faqat almashinuv energiyasi asosida tushuntirish mumkin. Almashinuv energiyasi klassik mexanikada ma'lum bo'lmagan aynan bir xillik prinsipiga asoslanib olinadi. Shu sababli gomeopolyar molekular tabiatini na klassik, na Bor nazariyasi tushuntira oldi.

Vodorod molekulasi nazariyasini yaratish uchun undagi 2 atom orasidagi o'zaro ta'sir potensial $U(R)$ ni aniqlash zarur. Bu energiya 2 yadro orasidagi Kulon potensial energiyasi e^2/R dan hamda atomlarning elektronlari orasidagi potensial energiya $E(R)$ dan iborat deb qarash mumkin:

$$U(R) = e^2/R + E(R) \quad (33)$$

Shunday qilib, $E(R)$ ni aniqlash kerak. Ravshanki, atomlar orasidagi masofa juda katta bo'lganda, bir atomning ikkinchi atomdagi elektroniga ta'siri sezilarli bo'lmagani uchun uni hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun $R \rightarrow \infty$ bo'lganda elektronlarning energiyasi vodorod atomlaridagi elektronlar energiyalari yig'indisidan iborat. Oddiy holatdagi vodorod atomining energiyasi $E_0 = 13,55 \text{ eV}$ dan iborat. Demak, $R \rightarrow \infty$ bo'lganda $E(\infty) = 2 E_0$ tenglik o'rinli. Umumiy holda

$$E(R) = 2 E_0 + \epsilon(R) \quad (34)$$

ifodani yozish mumkin, bunda $\epsilon(R)$ atomlar bir-biriga yaqinlashgandagi ular orasidagi energiyaning o'zgarishini ko'rsatadi. Shu kattalikni aniqlash kerak.

Elektronlar sistemasining to'la energiyasi E , shu sistema uchun yozilgan

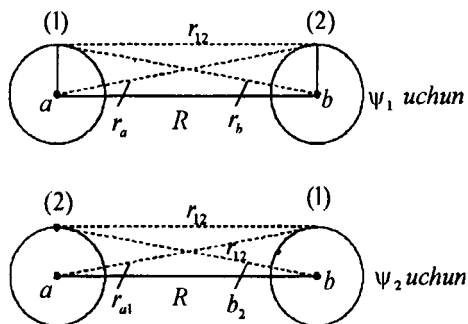
$$\hat{H}\psi = E(R)\psi \quad (35)$$

Shredinger tenglamasidan topiladi; bunda H sistemaning gamiltaniani

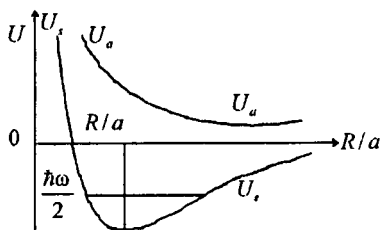
$$\hat{H} = \hat{T}_1 + \hat{T}_2 + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (36)$$

ifoda bilan aniqlanadi. \hat{T}_1 va \hat{T}_2 birinchi hamda ikkinchi elektronlar kinetik energiyalarining operatorlari, $V(r_1, r_2)$ ikki elektronlar sistemasining potensial energiyasi. Bu potensial energiya: 1) a yadro bilan birinchi (1) elektron orasidagi potensial energiya ($-e^2/r_{a1}$); 2) ikkinchi elektron bilan b yadro orasidagi potensial energiya ($-e^2/r_{b2}$); 3) b yadro bilan birinchi (1) elektron orasidagi potensial ($-e^2/r_{b1}$); 4) a yadro bilan ikkinchi (2) elektron orasidagi ($-e^2/r_{a2}$) potensial va 5) ikki elektron orasidagi potensial ($-e^2/r_{12}$) lardan iborat (5.3.10-1-rasm).

$$V = -\frac{e^2}{r_{a1}} - \frac{e^2}{r_{b2}} - \frac{e^2}{r_{b1}} - \frac{e^2}{r_{a2}} + \frac{e^2}{r_{12}} \quad (37)$$



5.3.10-1-rasm



5.3.10-2-rasm

Potensial (37) bilan Shredinger tenglamasi (35)ning yechimini va xususiy qiymatlar $E(R)$ ni va demak, (33) asosida $U(R)$ ni (5.3.10-2-rasm) topish mumkin bo'ladi. Bunday tenglama taqribiy usullar bilan yechiladi. Biz ularga to'xtalmaymiz.

Tenglamaning yechimlari, geliy atomini qaralganidek, simmetrik va antisimmetrik to'lqin funksiyalardan iborat bo'ladi.

$$E_s = 2E_0 + \frac{k+A}{1+s^2} \quad (38)$$

$$E_a = 2E_0 + \frac{k-A}{1-s^2} \quad (39)$$

va demak

$$U_s = 2E_0 + \frac{e^2}{R} + \frac{k+A}{1+s^2} \quad (40)$$

$$U_a = 2E_0 + \frac{e^2}{R} + \frac{k-A}{1-s^2} \quad (41)$$

ekanligini bu yerda keltiramiz. Bunda

$$K = \int \left\{ -\frac{e^2}{r_{a2}} - \frac{e^2}{r_{b1}} + \frac{e^2}{r_{12}} \right\} \psi_a^2(r_{a1}) \psi_b^2(r_{b2}) d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 \quad (42)$$

$$A = \int \left\{ -\frac{e^2}{r_{a2}} - \frac{e^2}{r_{b1}} + \frac{e^2}{r_{12}} \right\} \psi_a(r_{a1}) \psi_b(r_{b2}) \psi_a(r_{a2}) \psi_b(r_{b1}) d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 \quad (43)$$

Almashinuv energiyasi A ga tuzatma

$$S = \int \psi_a(r_{a1}) \psi_b(r_{b2}) d\bar{r}_1 = \int \psi_a(r_{a2}) \psi_b(r_{b1}) d\bar{r}_2 \quad (44)$$

$\psi_a(r_{a1})$ – a yadroli atomdagi 1 elektronning to'liq funksiyasi: boshqa Ψ funksiyalar ham mos shunday ma'noga ega.

Shuni ta'kidlaymizki, K va A integrallar atomlarning to'liq funksiyalari va demak, ularning elektron qobiqlari bir-birini yopgandagina noldan farqlidir.

5.3.10-2-rasmda $U_a(R)$ va $U_b(R)$ ning masofa R bo'yicha o'zgarishi berilgan: nol nuqtasi uchun $2E_0$ va absissa o'qi uchun R/α_0 olingan (α_0 – Bor radiusi). Rasmdan ko'rinadiki, antisimmetrik holatda, ya'ni $U_\gamma(R)$ bo'lganda vodorod atomlari orasida itarish kuchi mavjud bo'lib, vodorod molekulasini hosil bo'lmaydi. Simmetrik holatda va demak, $U_s(R)$ bo'lganda, tortishish kuchi mavjud bo'lib, U_s minimum qiymatga ega va bu qiymatlar atrofida barqaror vodorod molekulasini tashkil topadi.

Biz yuqorida atomlardagi elektronlarning spinlarini qaramadik. Lekin ularni, geliy atomini qaragandagi kabi osonlikcha hisobga olish mumkin.

Darhaqiqat, elektronlarning (fermionlarning) holati antisimmetrik to'la to'liq funksiya bilan tavsiflanadi. Barqaror vodorod molekuladagi elektronlarning o'rin almashtirishlari bilan bog'liq to'liq funksiya va unga mos xususiy qiymat, simmetrik bo'lgani uchun (He atomini qaralganidek), to'la to'liq funksiya antisimmetrik bo'lishi uchun spin to'la to'liq funksiya s_α antisimmetrik, ya'ni elektronlarning spinlari s_{z1} va s_{z2} lar antiparallel yo'nalgan bo'lishi shart. Shu holda 2 vodorod atomlari orasida tortilish kuchi paydo bo'ladi. Bu He atomidek, singlet holat bo'lib, uni $^1\Sigma$ kabi belgilanadi. Elektronlar o'rinlarini almashtirishda holat antisimmetrik to'liq funksiya bilan ifodalanadi (ya'ni xususiy qiymat $U_\alpha(R)$ bo'lganda), spin to'liq funksiya S_s simmetrik bo'lishi, ya'ni spinlar s_{z1} va s_{z2} parallel bo'lishi shart. Bu holda He atomidek triplet holat hosil bo'ladi; uni $^3\Sigma$ bilan belgilanadi. Bunday holda spinlar parallel bo'lganda vodorod atomlari orasida itarish kuchi bo'lib, ular vodorod molekulasini hosil qilmaydilar.

Vodorod atomlari orasida tortilish yoki itarish kuchlari paydo bo'lishi

(40) va (41)dan ko'rinadiki, almashinuv integralining (energiyaning) ishorasiga bog'liq; u bilan aniqlanadi. Shunday qilib, gomeopolyar vodorod molekulaning hosil bo'lishini kvant mexanikadagina tushuntirish mumkin. Endi vodorod molekula H_2 ning potentsiali $U_s(R)$ ning ma'nosini tahlil qilaylik.

Muvozanatli R_0 atrofidagi nuqtalardagi $U_s(R)$ ning qiymatlarida molekula H_2 barqaror bo'ladi. Bu nuqtalar odatdagi sharoitda, R_0 dan kichik chetlanishlarga ega bo'ladi. Shu sababli, $U_s(R)$ ni shu R_0 nuqta atrofida qatorga yoyib, birinchi 3 ta hadi bilan chegaralanish mumkin:

$$U_s(R) = U_s(R_0) + U_s'(R_0)(R - R_0) + \frac{1}{2}U_s''(R_0)(R - R_0)^2 + \frac{1}{6}U_s'''(R_0)(R - R_0)^3 + \dots \quad (44)$$

$U(R)$ funksiya $R=R_0$ nuqtada minimumga ega bo'lgani uchun $U'(R_0) = 0$, $U''(R_0) > 0$ bo'ladi: 4-had angarmonikligini aniqlaydi: u va undan keyingi hadlar juda kichik bo'lgani uchun hisobga olinmaydi.

$$U_s''(R_0) = \mu\omega^2 > 0, U_s(R_0) = -D \quad (45)$$

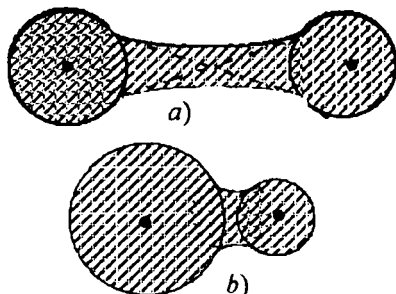
belgilashni kiritib, yuqoridagini qayta yozib, garmonik ossillyatorning potentsial energiyasini olamiz:

$$U_s(R) = -D + \frac{\mu\omega^2}{2}(R - R_0)^2 \quad (46)$$

Bu yerda D – dissotsiatsiya energiyasi, $\mu = M_H/2$ – keltirilgan massa: M_H vodorod atomining massasi.

Oxirida shuni ayta olamizki, bir xil atomlardan tashkil topgan gomopolyar molekullardagi elektr zaryadi zichligi (boshqacha aytganda, «elektron buluti») simmetrik bo'lib, u 5.3.10-3a rasmda ko'rsatilgan. Har xil atomlardan tashkil topgan gomopolyar molekullardagi elektr zaryadi («elektron buluti») nosimmetrik bo'lib, 5.3.10-3b rasmda ko'rsatilgan.

Yadrolarning harakatlariga ularning spinlari (vodorod molekulasida protonlarning spinlari) ta'sir ko'rsatgani uchun ularning spinlari parallel bo'lgan holdagi H_2 ortovodorod va antiparallel bo'lgandagi H_2 paravodorod deyiladi. Odatdagi sharoitda ortovodorod 3 ta holatda, paravodorod 1 holatda bo'lgani uchun (He atomi nazariyasini eslang) vodorod molekullarining soni (tarkibi) 3:1 nisbatda bo'ladi.



5.3.10-3-rasm

Shunday qilib, atomlarning kvant nazariyasi tashqi qobiqlardagi elektronlarning soniga qarab, ionli (geteropolyar) ximik bog'lanishga elektronlari kompensatsiyalanmagan spinlariga qarab (masalan, N da bitta, O da 2 ta va hokazo) gomeopolyar bog'lanish (u umumiy holda kovalent bog'lanish ham deyiladi) tushuntirish imkoni tug'ildi.

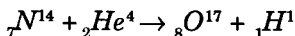
Kvant mexanika bu valentli kuchlarni hisoblash (u eksponentsial tabiatga ega bo'ladi) imkoniga ega.

Bulardan tashqari, molekularning qutblanganligi yoki deformatsiyalanligiga qarab, molekular orasida o'zaro tortishish kuchlari paydo bo'ladi. Bu kuchlar $1/R^2$ tabiatli ekanligini kvant mexanika ko'rsatadi. Demak, ta'sir radiusi valentli kuchlarning ta'sir doirasidan ancha katta. Ayonki, molekular orasida itarish kuchi ham mavjuddir.

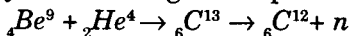
5.3.11. Atom yadrosining asosiy xossalari

Rezerford tajribalari (1911-yil) ko'rsatadiki, atom markazida yadro joylashgan, uning atrofida harakatlanuvchi elektronlar mavjud. Atomning massasi asosan juda kichik hajmni egallagan yadroda mujassamlashgan, musbat zaryadli yadro va miqdor jihatidan shuncha manfiy zaryadga ega elektronlar bilan birlikda elektr jihatdan neytral atomni tashkil etadi.

Yadro tarkibi: Rezerford 1919-yili quyidagi



reaksiyada kashf etgan Z ta protonlardan va Chedvik 1932-yili quyidagi



reaksiyada kashf etgan N ta neytronlardan tashkil topgan.

Proton p vodorod atomining yadrosi, musbat elektr zaryadli bo'lib, u miqdor jihatdan elektron zaryadi $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ KJ}$ ga teng. Uning spini $(1/2)\hbar$ ga teng, ya'ni u fermion hisoblanadi. Massasi $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Neytron n elektr jihatdan zaryadsiz, massasi $m_n = 1,674 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.ga, spini $(1/2)\hbar$ ga teng zarradir.

Shunday qilib, yadro Z ta protonlar va N ta neytronlardan iborat (Geyzenberg va Ivanenko aytgan gipotezaga ko'ra, 1932-yil) bo'lib, ular nuklonlar deyiladi. Nuklonlar soni $A = Z + N$ massa son deyiladi.

Neytron massasi proton massasidan ortiq bo'lib, u alohida bo'lganda beqaror, ya'ni proton va elektronga aylanib ketadi; proton esa barqaror zarradir.

Umuman, yadro ${}_Z X^A$ yoki X^A_Z kabi belgilanadi. Masalan, geliy yadrosi ${}_2He^4$, uglerod yadrosi ${}_6C^{12}$ va h.k. Bunda Z – yadrodagi protonlar soni

hamda elementlarning davriy jadvalidagi tartib raqamini ham ko'rsatadi.

Atom yadrolarining grammlarda ifodalangan massalari juda kichik bo'lganligi sababli, 1961-yili amalda qulay bo'lgan atom yadrosining massasi uchun ${}^6\text{C}^{12}$ massasining $1/12$ qismi massaning atom birligi sifatida qabul qilingan. Bunda ${}^6\text{C}^{12}$ ning massa birligi aniq $12,00000$ birlikka teng deb olingan. Bunday nisbiy birliklarda ifodalangan neytronning massasi

$$M_n = 1,00866 \text{ m.a.b.},$$

protonning massasi

$$M_p = 1,00727 \text{ m.a.b. ga tengdir.}$$

Massani atom birligidan tashqari energiya birliklarda ham ifodalash mumkin. (Bu hamma jismlar energiya yo'qotganda massasi kamayishiga, $\Delta E = c^2\Delta m$, ya'ni energiya o'zgarishi massa o'zgarishiga olib kelishiga asoslangan). Bunda massaning atom birligi $1 \text{ m.a.b} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. ga teng bo'lganligi uchun unga mos energiya $1 \text{ m.a.b} = 931,5 \text{ MeV}$ ga teng kuchlidir.

Atomlarning yadrolari bir xil sondagi protonlar Z ga ega bo'lib, neytronlar soni N bilan (demak, A bilan) farqlansalar, ular izotoplar deyiladi, ya'ni massa soni bilan farqlanuvchi bir xil yadrolar izotoplar deyiladi. Masalan, vodorod izotoplari vodorod – ${}^1\text{H}^1$, og'ir vodorod (yoki deyteriy) – ${}^1\text{H}^2$ (yoki ${}^1\text{D}^2$), o'ta og'ir vodorod (yoki tritiy) – ${}^1\text{H}^3$ yoki (${}^1\text{T}^3$); uran izotoplari ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ va boshqalar.

Bir xil massa soni A ga ega bo'lgan yadrolar izobarlar deyiladi. Masalan, vodorod izotopi, ${}^1\text{H}^3$ ($Z=1$, $N=2$), geliy izotopi ${}^2\text{He}^3$ ($Z=2$, $N=1$), litiy izotopi ${}^3\text{Li}^7$ ($Z=3$, $N=4$), berilliy izotopi ${}^4\text{Be}^7$ ($Z=4$, $N=3$), azot izotopi ${}^7\text{N}^{16}$ ($Z=7$, $N=8$), kislorod izotopi ${}^8\text{O}^{16}$ ($Z=8$, $N=7$).

Bir xil Z va N ga ega bo'lgan, ammo yemirilish davrlari har xil bo'lgan yadrolar izomerlar deyiladi. Masalan, brom Br^{80} ; yarim yemirilish davri $T=8 \text{ min.}$ (asosiy holatda); $T=4,2 \text{ soat}$ (metastabil holatda), kobalt Co^{60} yarim yemirilish davri $T=5,3 \text{ min.}$ (asosiy holatda), $T=10,7 \text{ min.}$ (metastabil holatda).

Yadroning momenti nuklonlarning orbital harakati momentlari hamda protonlar va neytronlarning xususiy momentlaridan tashkil topadi. Proton va neytron spinlari o'zaro teng va u elektron spini $(1/2)\hbar$ ga teng. Shuning uchun juft sondagi nuklonlardan iborat yadroning spinlari yig'indisi butun yoki nolga teng bo'ladi va bunday yadrolar bozonlardir. Toq sondagi nuklonlardan iborat yadrolar yarimli spinga ega bo'lib, ular fermionlardir.

Yadrolar mexanik momentga ega bo'lishi bilan birga magnit momentlarga ham ega bo'lib, u nuklonlarning orbital va xususiy magnit momentlaridan tashkil topgan.

Bizga ma'lumki, Bor magnitoni

$$\mu_B = e\hbar / 2m_p c \quad (1)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu formuladagi elektronning massasi m_e ning o'rniga protonning massasi m_p ni qo'yamiz:

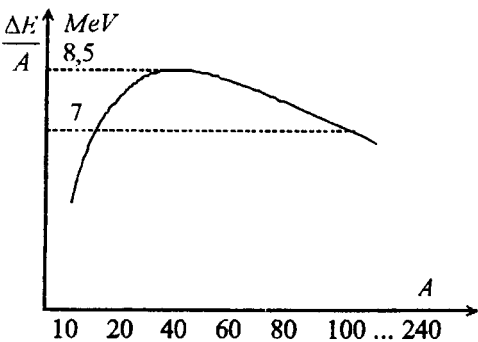
$$\mu_{ya} = e\hbar / 2m_p c \quad (2)$$

Bu yerda μ_{ya} – yadro magnitoni deyiladi; U Bor magnitonidan m_e/m_p marta (1836,2 marta) kichik. Proton magnit momenti $\mu_p = 2,79 \mu_{ya}$, neytron magnit momenti $\mu_n = -1,91 \mu_{ya}$ qiymatlarga ega. Neytronning magnit momentidagi manfiy ishora, uning xususiy mexanik momentga qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi.

Mikroolam, ya'ni mikrozaralar (mikroobyektlarning) tabiatini tadqiq etishda 10^{-8} sm. sohadagi (atom, molekullardagi) sodir bo'ladigan jarayonlarni o'rganish, bilishdagi birinchi qadam bo'lsa, yadro sohasidagi jarayonlarni o'rganish keyingi qadam hisoblanadi. Yadro tuzilishini, juda kichik masofalarda kechadigan jarayonlarni o'rganishda yadro o'lchamini bilish zarurdir. Yadro o'lchami atom va molekullar o'lchamidan taxminan 10^5 marta kichik bo'lib, $R_{ya} = 10^{-15}$ m. atrofidadir ($R_{ya} = 10^{-15} m = 1$ fermi).

Yadroda nuklonlarni ushlab turuvchi tortishish kuchlari kuchli o'zaro ta'sir natijasi bo'lib, ta'sir doirasi yadro o'lchamiga teng sohalarda kuchli seziladi. Lekin, hatto atom o'lchamiga teng sohalarda ham keskin kichiklashib ketadi.

Tajribalar (zarralarning yadroda sochilishi, izobar yadrolarni tadqiq qilish va b.) ko'rsatdiki, yadro radiusi $R_{ya} \sim Ro A^{1/3}$ ifoda bilan aniqlanadi: bunda Ro – doimiy bo'lib, tajribalarning qanday hodisalarga (elektromagnit, yadro hodisalarga) asoslanganligiga qarab $(1,2+1,4) \cdot 10^{-15}$ m. qiymatlarni qabul qiladi. Bunda, birinchidan, yadro hajmi nuklonlar soni A ga proporsional, ikkinchidan, Ro ning o'zgarishi ko'rsatadiki, yadroning keskin chegarasi yo'q, undagi yadro materiya (modda) zichligi yadro chegarasida



5.3.11-1-r. asm

eksponensial qonun bo'yicha kamayadi va yadro ichida esa bu zichlik taxminan doimiy bo'ladi. Uchinchidan, tajribalarning ko'rsatishicha, hamma yadrolar ham sferik – simmetrik emas. Shu sababli yadro radiusi taxminiy o'rtacha qiymatni ko'rsatuvchi kattalikdir.

Izobar yadrolarga asoslanib, yadro radiusini

topish usulini keltiraylik. Izobar yadrolarning bog'lanish energiyasini hisoblab ularning farqi ΔE ni topish mumkin. Bu energiya farqi, izobar yadrolardagi bitta neytron bitta proton bilan almashgani sababli sodir bo'ladi. Yadroning zaryadi R radiusli hajmda tekis taqsimlangan deb qarab $(Z+1, A)$ va (Z, A) yadrolarning elektrostatik energiyalarini hisoblab, so'ng ularning farqi $\Delta E = (6/5)Ze^2/R$ ekanligi topiladi. Bu energiyani bog'lanish energiyasi ΔE_b ga tenglashtirib, yadroning o'lchami R aniqlanadi.

Atom va yadro fizikasida energiya eV va $MeV = 10^6 eV$ da ifodalana-di. Masalan,

$$1 eV = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

$$m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

$$m_p c^2 = 938,3 \text{ MeV}$$

$$m_n c^2 = 939,5 \text{ MeV}$$

$$1 \text{ m.a.b.} = 931,5 \text{ MeV}$$

Atom yadrosining massasi $M(Z,A)$, tajriba ko'rsatadiki, uni tashkil etgan protonlar massasi Zm_p va neytronlar massasi $(A-Z)m_n$ yig'indisidan $\Delta M(Z,A)$ ga kichik bo'ladi, ya'ni

$$M(Z,A) = Zm_p + (A-Z)m_n - \Delta M(Z,A) \quad (3)$$

Bu yerda ΔM massa nuklonlar orasida tortishish o'zaro ta'sir energiyasi bilan bog'liqdir, ya'ni yadrodagi nuklonlarning orasidagi tortishish kuchlarini yengish uchun sarf bo'ladigan $c^2 \Delta M$ energiyani aniqlaydi. Bu $\Delta E = c^2 \Delta m$ shu yadroning bog'lanish energiyasi deyiladi, ΔM esa yadroning massa defekti deyiladi. Bir nuklonga to'g'ri kelgan bog'lanish energiyasi $\Delta E/A$ taxminan doimiy bo'lib, u $7-8,5 \text{ MeV}$ orasidagi qiymatlarni qabul qiladi (5.3.11-1-rasm). Tajribada olingan chizmadan ko'rinadiki, juda engil yadrolarda solishtirma bog'lanish energiyasi $\Delta E/A$ keskin ortib boradi: og'ir yadrolarda esa sekinlik bilan kamayib boradi. Og'ir yadrolardagi $\Delta E/A$ ning doimiy ravishda kamayib borishi, ulardagi Z ning ortishi tufayli Kulon itarish kuchlarining ortishi bilan tushuntiriladi.

Yadrolarning o'zgarishi natijasida katta energiya ajralib chiqishi yadroning tabiiy radioaktiv ysemirilishida aniqlangan tabiiy radioaktivlikni birinchi marta 1896-yili Bekkerel kuzatgan. Sun'iy yadro reaksiyasini 1919-yili Rezerford tajribada kuzatgan. U azot yadrosi ${}^7_1\text{H}^{14}$ ning α zarra (${}^4_2\text{He}^4$) lar bilan to'qnashishida kislorod izotopi ${}^8_8\text{O}^{17}$ va proton ${}^1_1\text{H}^1$ hosil bo'lganligini Vilcon kamerasida kuzatgan, ya'ni quyidagi yadro reaksiyasi kuzatilgan:



Keyinroq Li yadrosining protonlar bilan to'qnashishini kuzatgan Uolton va Kokroftlar 2 ta α - zarra olinishini tajribada aniqladilar:



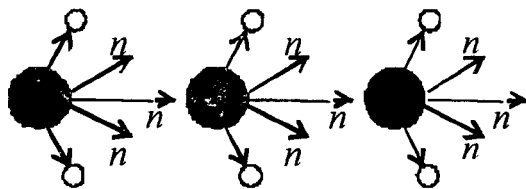
Reaksiyadan oldingi litiy ${}_3\text{Li}^7$ va proton ${}_1\text{H}^1$ massalarini hisoblaylik:
 $M({}_3\text{Li}^7) + M({}_1\text{H}^1) = 7,0179 + 1,0081 = 8,0260 \text{ m.a.b.}$

Reaksiyadan keyingi α zarralarning massasini hisoblaylik:
 $2 \cdot M({}_2\text{He}^4) = 2 \cdot 4,0026 = 8,0052 \text{ m.a.b.}$

Demak, (5) reaksiyada massa kamayishi

$$\Delta M = M({}_3\text{Li}^7) + M({}_1\text{H}^1) - 2M({}_2\text{He}^4) = 0,0208 \text{ m.a.b.}$$

sodir bo'ladi. Bu ΔM massa hosil bo'lgan α zarralarning kinetik energiyasiga aylanadi:



5.3.11-2-rasm

$\Delta E = c^2 \Delta M = 0,0208 \cdot 931,5 \text{ MeV} = 19,37 \text{ MeV}$,
 ya'ni bu reaksiyada $19,37 \text{ MeV}$ energiya ajralib chiqadi. Boshqacha aytganda, Li yadrosidagi nuklonlarning bog'lanishiga qaraganda He yadrosidagi nuklonlarning

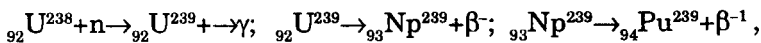
bog'lanishi kuchliroqdir.

Neytronning kashf etilishi yadro fizikasida juda muhim voqea bo'ldi. Yadro ta'siri doirasiga (sohasiga) proton yoki α -zarralar kirishi uchun musbat zaryadli yadroning Kulon itarish kuchini yengib o'tishi zarur bo'ladi. Neytron elektr zaryadiga ega bo'lmaganligidan, uning uchun Kulon potensial to'siq bo'la olmaydi va natijada yadro sohasiga bemaol erkin kirib borib, yadro bilan o'zaro ta'sirga kirisha oladi.

Neytron yadroga kirib borganda, u o'zi bilan ma'lum kinetik energiyani ham olib kiradi. Natijada neytronni qabul qilgan yadro uyg'ongan holatga o'tib, yemirilishi (parchalanishi) mumkin. Xuddi shunday reaksiyalar uran U^{235} , plutoniy Pu^{239} yadrolarida sodir bo'ladi va oqibatda juda katta (bir aktda $=200 \text{ MeV}$) energiya ajralib chiqadi. Bunday reaksiyalarining yana bir muhim tomoni shundayki, U^{235} , Pu^{239} neytron yutib parchalanganda 2–3 ta neytron ajralib chiqadi (5.3.11-2-rasm). Bu neytronlar uran yoki plutoniy yadrolari tomonidan yutilsa, reaksiyalar zanjirsimon davom etaverishi, hatto tez rivojlanib, portlash sodir bo'lishi mumkin (5.3.11-3-rasm). Bir me'yorda reaksiya borishi ta'minlanganda bir me'yorda energiya ajralib chiqadi; atom reaktorlarida shunday sharoit yaratiladi. Atom elektrostansiyalari, suvosti kemalari, paroxodlar, kosmik kemalarning yoqilg'i manbasi sifatida bu reaksiyadan foydalaniladi.

Reaksiyaning tez rivojlantirishidan foydalanib (5.3.11-3-rasm), yadro qurollari yaratiladi. Shunday qilib, bunday yadro reaksiyasida ajraladigan energiya yadro energetikasining rivojlanishi uchun asos bo'ldi. Birinchi yadro reaktori 1942-yil 2-dekabrda Fermi rahbarligida Chikagoda qurilgan.

Bu yerda shuni aytish lozimki, yadro reaktorlarida ishlatiladigan ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotop uran konlarida 0,7% ni, qolganini esa ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopi tashkil etadi. Uran moddasida yadro reaksiyasi shoxchalar hosil qilib borishi uchun uning tarkibini ${}_{92}\text{U}^{235}$ izotopi bilan 15% gacha boyitish lozim bo'ladi. Qiziqi shundaki, yadro reaktorida uran ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopi yadro yoqilg'isi sifatida ishlatiladigan ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ga aylanishini quyidagi reaksiyalar



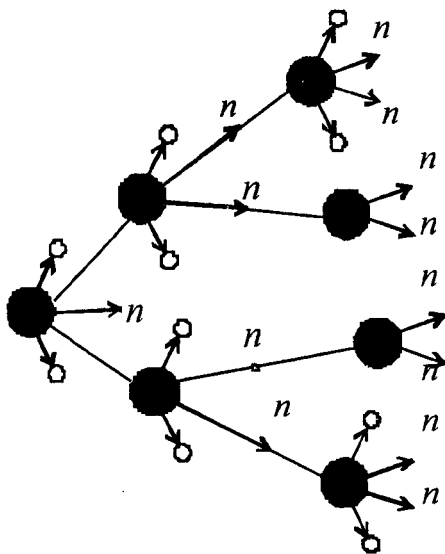
orqali ta'minlash mumkin.

Yengil yadrolar birlashib, og'ir yadrolarni hosil qilganda, masalan, vodorod geliyga aylanganda yanada ko'proq energiya ajraladi. Bunday yadro reaksiyalarini (sintez – yadrolarning qo'shilishi) quyosh va yulduzlar energiyasi manbasi sifatida qarash g'oyasini birinchi marta 1929-yili Atkinson va Xoutermans aytgan edilar. 10 yildan keyin, 1939-yili G. Bete bu g'oyaning nazariyasini ishladi; yana 15 yildan keyin, 1954-yili vodorod bombasi portlatildi.

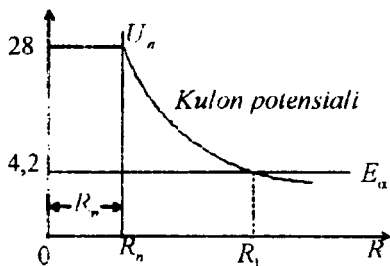
Ma'lumki, quyoshda yadro reaksiyalari tufayli 4 ta vodorod (proton) geliy yadrosiga aylanadi. Bunda 2 ta pozitron va 2 ta elektron neytrinosi va nurlanishlar sodir bo'ladi:



Ushbu reaksiyada ajraladigan energiyani hisoblaylik: 4 ta proton uchun m.a.b. $M(4 {}_1\text{H}^1) = 4,0324$ ga, geliy uchun $M({}_2\text{He}^4) = 4,0026$ ga tengligidan



5.3.11-3-rasm



5.3.11-4-rasm

$\Delta M = 4,0324 - 4,0026 = 0,0298 \text{ m.a.b.}$
kelib chiqadi. Demak, $E = 0,0298 \cdot 931,5$
 $\text{MeB} = 27,7 \text{ MeV}$ energiya ajralib
chiqishini aniqlaymiz.

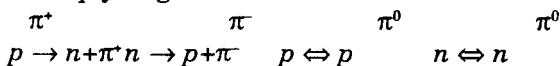
Yadro reaksiyasida ajralib
chiqadigan energiya yadro parchalari-
ning kinetik energiyasi, har xil
nurlanishlar energiyasi sifatida namo-
yon bo'ladi.

Yadrolarning tabiiy ravishda
spontan yemirilishi Kulon potentsial
baryer (to'siq) mavjud bo'lgani

uchun (5.3.11-4-rasm) nisbatan kam uchraydi.

Yadroning bog'lanish energiyasi yadro tortishish kuchlari mavjud-
ligi sababli hosil bo'ladi. Yadro o'lchami 10^{-15} m bo'lganligidan yadro
kuchlari shu yadro sohasidagina namoyon bo'ladigan qisqa ta'sirli kuch-
dir. Yadrodagi protonlarning Kulon o'zaro itarish kuchlari yadro
kuchlarini va demak, bog'lanish energiyasini biroz susaytiradi.

Bizga ma'lum, vodorod molekulasidagi gomeopolyar (kovalent)
bog'lanishli atomlar orasida elektronlar almashinuvi sababli kimyoviy
kuchlar sodir bo'ladi. Ana shu g'oyaga asoslanib, yapon fizigi Yukava
1935-yili nuklonlar orasidagi yadro kuchlarini hosil qiladigan, alma-
shinib turadigan ma'lum zarralar (ular mezonlar yoki qisqacha pionlar
deyladi) mavjud bo'lishini bashorat qildi. Uning fikricha, nuklonlar
orasida quyidagi almashinishlar sodir bo'ladi:



Bunda π^+ va π^0 musbat, manfiy va neytral pionlardir.

Pionning massasini baholaylik. U yadroda bo'lishi uchun (yadroga
«sig'ishi» uchun) uning Kompton to'lqin uzunligi $\lambda = h/m_\pi c$ yadro radiusi-
dan katta bo'lmasligi shart, ya'ni

$$R_{ya} \geq \lambda_k = h/m_\pi c$$

R_{ya} uchun tajribadan $\approx 10^{-15} \text{ m}$ qiymatni olib

$$m_\pi = \frac{h}{10^{-15} \text{ m}} = \frac{6 \cdot 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s}}{10^{-15} \text{ m} \cdot 3 \cdot 10^9 \text{ m/s}} = 2 \cdot 10^{-28} \text{ kg}$$

Elektronning massasi $9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$. ga teng. Demak,

$$\frac{m_\pi}{m_e} = \frac{2 \cdot 10^{-28}}{9 \cdot 10^{-31}} \approx 220,$$

ya'ni pionning massasi elektronning massasidan 220 marta ortiq bo'lar

ekan (Geyzenberg noaniqlik munosabati asosida ham pionning massasini baholab, yuqoridagi qiymatni olish mumkin).

Yukava bashorat qilgan bu pionlar tajribada 1947-yili J. Okkialini va G. Pauell tomonidan $m_{\pi^+} = 272 m_e$ va 1950-yili $m_{\pi^0} = 264 m_e$ qiymatlar olindi. Pionning spini nolga tengdir.

Yadro kuchlari quyidagi xossalarga ega: 1) yadro kuchlari elektr zaryadiga bog'liq emas, ya'ni proton-proton, proton-neytron va neytron-neytron orasidagi yadro kuchlari bir xildir;

2) yadro kuchlari nuklonlarning spinlariga bog'liqdir.

Protonlari va neytronlari sonlari juft sondan iborat yadrolar juft-juft yadrolar deyiladi. Ularning spinlari yig'indisi nolga teng bo'ladi. Bu yadrolar, masalan ${}_2\text{He}^4$, ${}_6\text{C}^{12}$, ${}_8\text{O}^{16}$ va boshqalar; juft-toq, masalan ${}_1\text{H}^3$, ${}_2\text{He}^3$ va boshqalar hamda toq-toq yadrolarga nisbatan ancha kuchli bog'lanishga ega, mustahkam bo'ladilar. Juft-toq yadrolar yarim spin-ga ega bo'ladi;

3) yadro kuchlari kimyoviy kuchlar kabi to'yinish xossasiga egadir, ya'ni nuklonlar o'z yaqinidagi qo'shni nuklonlar bilan kuchli o'zaro ta'sirda bo'ladi.

Elektr zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir elektromagnit maydon kvantlari – fotonlar almashinuvidan hosil bo'lgani kabi, nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir (yadro kuchlari) mezon maydoni kvantlari – pionlar almashinuvidan iborat deb qarab, uning nazariyasi yaratilgan. Ammo biz bularga to'xtalmaymiz.

Vodorod atomi ${}_1\text{H}^2$ (deytron)ning yadrosi bitta proton $Z=1$ va bitta neytron $A-Z=1$ dan iborat. Tajribalar deytronning magnit momenti $\mu_D = 0,86 \mu_{\text{ya}}$ ekanligini ko'rsatadi: Oddiy nazariy hisoblashlarda $\mu_D = (2,79-1,91)\mu_{\text{ya}} = 0,88 \mu_{\text{ya}}$, ya'ni tajribaga yaqin qiymat olinadi.

Nazariyada yadroning nosferik ekanligini hamda spinlarini e'tiborga olib, magnit momentning bu tajriba va nazariy qiymatlarining bir-biriga muvofiqligini yanada yaxshilash mumkin. Hisoblashlar deytronning bog'lanish energiyasi (uni $M({}_1\text{H}^2) = 3,34321 \cdot 10^{-27}$ kg va $m_p + m_n = 3,34717 \cdot 10^{-27}$ kg lar asosida hisoblash mumkin) 2,225 MeV ga tengligini ko'rsatadi.

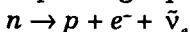
Bu yerda muhim bir omilga to'xtalamiz. Tajribalar deytronidagi proton va neytron spinlari parallel yo'nalganligini ko'rsatadi: spinlari antiparallel yo'nalgandagi bog'lanish energiyasi barqaror sistema (deytron) bo'lishini ta'minlay olmasligini ko'rsatdi. Xuddi shu asosda ikkita protondan yoki ikkita neytrondan iborat sistema (yadro) mavjud emasligini tushuntirish mumkin. Darhaqiqat, spinlari parallel bo'lgan ikkita proton (fermion) yoki ikkita neytron (fermion) Pauli prinsipiga asosan, bir holatda bo'la olmaydilar; spinlari antiparallel bo'lganda esa, barqaror

sistema bo'lishi uchun zarur bo'lgan bog'lanish energiyasi ta'minlana olmaydi.

Shu sababli $Z=2, N=0$ yoki $Z=0, N=2$ dan iborat sistema (yadro) mavjud emas.

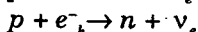
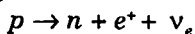
Faraz qilaylik, yadro kuchlari hozirgi tabiiy qiymatidan katta bo'lib, antiparallel spinli $Z=2, N=0$ yadroni hosil bo'lishini ta'minlasin. Bunda vodorod yadrosi ${}_1\text{H}^1$ beqaror bo'lib, $Z=2, N=0$ yadroni hosil qilishi mumkin. Bu holda organik dunyo uchun, jumladan, tirik mavjudot uchun zarur bo'lgan suv H_2O muammosi kelib chiqadi. Xulosa qilib aytganda, yadro kuchlari o'zining tabiiy qiymatidan ortiq bo'lganda edi, hozirgi Olam manzarasi mutlaqo boshqacha bo'lgan bo'lur edi.

Biz yuqorida juft-juft va juft-toq yadrolar barqaror bo'ladi deb aytgan edik. Yengil barqaror (stabil) yadrolar (masalan ${}_2\text{He}^4, {}_6\text{C}^{12}, {}_7\text{N}^{14}, {}_8\text{O}^{16}$ va boshqalar) uchun nisbat $(N/Z) \sim 1$, og'ir yadrolar (masalan, oltin ${}_{79}\text{Au}^{197}$, vismut ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ va boshqalar) uchun nisbat $(N/Z) \sim 1,5$ atrofida bo'ladi. Bu nisbatdan chetlangan hollardagi yadrolar beqaror (nostabil) bo'ladi: o'z-o'zidan yadro reaksiyalari tufayli yadro yemirilishlari sodir bo'ladi. Agar (og'ir yadrolarda) $(N/Z) > 1,5$ bo'lsa, neytron protonga quyidagi β - yemirilish



orqali o'tadi va barqaror yadro hosil bo'ladi.

Agar $N/Z < 1,5$ bo'lsa, proton neytronga quyidagi β - yemirilishlar



orqali barqaror yadro hosil bo'lishi mumkin. Oxirgi reaksiyada yadro o'zining qobig'idagi elektronni ushlab (zabt etib) oladi, u K -ushlash (zabt) deyiladi. Shunday qilib, barqaror bo'lmagan yadrolar o'zlaridan α -zarra (geliy yadrosi), β -zarra (elektron yoki pozitron), γ -kvant (foton) chiqarish orqali barqaror yadrolarga aylanishi mumkin.

5.3.12. Yadro yemirilishining elementar nazariyasi

Endi yadro yemirilishining elementar (oddiy) qonuni bilan tanishaylik. Yadroning yemirilishi statistik qonuniyatga bo'ysunadi. Shuning uchun yadroning yemirilishini statistik qonun asosida aniqlaylik.

Ma'lum tabiatli yadro uchun statistik ansambl tuzaylik. Uning elementlari soni N_0 ga teng bo'lsin (xususiyl holda N_0 radioaktiv yadrolar soniga teng qilib olinishi mumkin). Bu holda, ayonki, yadroning N_0 holatlardan birida bo'lish ehtimoli teng ehtimolli bo'lib, u $1/N_0$ bilan aniqlanadi. N holatlardan birida bo'lish ehtimoli, ehtimollarning qo'shish teoremasiga asosan, N/N_0 ga teng.

Ixtiyoriy dt vaqtga mos kelgan statistik holatlardagi radioaktiv yadrolardan birortasining yemirilishi, ehtimollarning teng taqsimlanishiga asosan dt ga proporsionaldir, ya'ni λdt ga tengdir. Bu yerda λ – «masshtab» parametri. Statistik holatlardagi yadrolardan (statistik ansambl elementlaridan) birining yemirilmay qolish ehtimoli tabiiyki

$$1 - \lambda dt \quad (6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Endi $(0, t)$ sohada yadroning yemirilmaslik ehtimoli $P(t)$ ni aniqlaylik. Buning uchun $(0, t)$ sohani $dt_1, dt_2, \dots, dt_i, \dots, dt_n$ qismlardan iborat deb qaraylik. Bu qismlarda bir vaqtda bo'lmazlik ehtimoli $P(t)$, $(1 - \lambda dt)$ larning ko'paytmasidan iborat, ya'ni

$$P(t) = \prod_i (1 - \lambda dt_i) \quad (7)$$

$dt_1 = dt_2 = \dots = dt_i = \dots = dt_n$ hamda $t = ndt$ da $n \rightarrow \infty$ deb hisoblab (7) ni quyidagicha yozamiz:

$$P(t) = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 - \lambda t/n)^n = e^{-\lambda t} \quad (8)$$

(8) radioaktiv yadroning $(0, t)$ sohada yemirilmaslik ehtimolidir. Ikkinchi tomondan, $N_0 = N_e + N$ yemirilgan va yemirilmagan yadrolar yig'indisi dastlabki yadrolar soniga teng. Uni $1 = (N_e/N_0) + (N/N_0)$ shaklida yozamiz. Bu yerda N_e/N_0 yadrolarning yemirilish ehtimoli, N/N_0 – yemirilmaslik ehtimoli bo'lib, ehtimollar yig'indisi ehtimol ta'rifiga asosan birga teng bo'ladi. Demak, N/N_0 – yemirilmaslik ehtimoli $P(t)$ dan iborat bo'lib, (8) ga asosan

$$N/N_0 = e^{-\lambda t} \quad (9)$$

yoki

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (10)$$

ni hosil qilamiz. (10) $(0, t)$ vaqt oralig'ida yemirilmay qolgan yadrolar sonidir. Bu yadrolarning $t, t+dt$ vaqt oralig'ida yemirilish ehtimolligi $dW(t)$, ehtimollarni ko'paytirish teoremasiga asosan

$$dW(t) = e^{-\lambda t} \cdot \lambda dt \quad (11)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ehtimolni (8) asosida ham olish mumkin.

t vaqt dt ga o'zgarganda yadroning yemirilishi tufayli $P(t)$ ehtimolning o'zgarishi (kamayishi)

$$-dP(t) = -d(N(t)/N_0) = -dN(t)/N_0 = \lambda e^{-\lambda t} dt \quad (12)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (12) ni

$$-dN(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt \quad (13)$$

yoki (10) ni nazarga olib, quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$dN(t) = -\lambda N(t) dt \quad (14)$$

Yadro fizikasida (14) ifoda sof fikrlash, mulohaza orqali isbotsiz beriladi, so'ng $N(t)$ aniqlanadi.

(10) asosida yadrolarning yarim soni yemirilishi uchun ketgan vaqt $T_{1/2}$ ni aniqlaylik:

$$N(t)/N_0 = 1/2 = \exp(-\lambda T_{1/2})$$

$$\text{Bundan } \ln 2 = \lambda T_{1/2}$$

yoki

$$T_{1/2} = (1/\lambda) \ln 2 \quad (15)$$

ga tengligini topamiz. Bu yerda λ – yadro fizikasida yemirilish doimiyliги deyiladi.

λ ni tajribada aniqlansa, yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ ni (15) asosida aniqlash mumkin.

Yadroning o'rtacha yashash vaqti τ ni aniqlaylik. ($t, t+dt$) vaqtda yemirilgan yadrolar soni $|dN(t)|$ dan iborat. Demak, t vaqt «yashagan» yadrolar soni $|dN|$ bo'lgani uchun ularning umumiy yashagan vaqti $t |dN(t)|$ dan iborat. Hamma yadrolarning yashagan vaqti esa

$\int_0^{\infty} t |dN(t)|$ dan iborat bo'ladi. Bitta yadroga to'g'ri kelgan vaqtни, ya'ni

τ ni topish uchun bu ifodani N_0 ga bo'lish kerak,

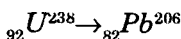
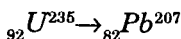
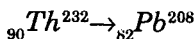
$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t |dN(t)| = \lambda \int_0^{\infty} t \exp(-\lambda t) dt = \frac{1}{\lambda} \quad (16)$$

Bunda (13) e'tiborga olindi. Demak, yemirilish doimiyliги λ ning teskari qiymati o'rtacha yashash vaqti τ ga teng. (15) va (16)lardan

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = \tau \cdot 0,693 \quad (17)$$

ifodani olamiz.

Yemirilish davri $T_{1/2}$ yoki τ kichik bo'lgan tabiiy radioaktiv yadrolar deyarli yemirilib, hozirda Yerda qolmagan. Radioaktiv yadrolarning o'rtacha yashash vaqti τ Yer yoshi barobarida yoki undan katta bo'lganlari – radioaktiv izotoplar hozirgacha yashab kelgan. Ular 3 ta radioaktiv izotoplar: toriy Th^{232} , uran U^{235} , uran U^{238} oilalarini tashkil etadi. Ular yemirilib, qator yadro reaksiyalari tufayli, mos ravishda barqaror qo'rg'oshin izotoplari ${}_{82}Pb^{208}$, ${}_{82}Pb^{207}$, ${}_{82}Pb^{206}$ ga aylanadi.



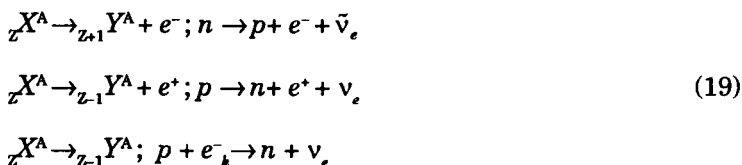
1940-yildan boshlab, urandan keyingi transuran deb ataluvchi radioaktiv elementlar, masalan, neptun ${}_{93}Np$, plutoniy ${}_{94}Pu$, kurchatoviy ${}_{104}Ku$

va boshqalar olingan. Shuni qayd etmoq kerakki, radioaktiv elementlar yemirilgandan keyin hosil bo'lgan parchalar yadrolar ham radioaktiv bo'lib o'zidan turli zarralar (α -zarra, β -zarra, γ -foton va boshqalar) chiqarib, barqaror yadrolar hosil bo'lguncha yadro reaksiyalari davom etadi.

Ma'lumki, α – yemirilishda yadrodan geliy yadrosi chiqib, element raqami 2 ga, massa soni 4 ga kamayadi, ya'ni



Beta yemirilishda



Bunda e^- – Kqobiqdagi yadroga kelib tushgan elektron; bu hodisa K-qamrash (zabt etish) deyiladi. Yadro γ -foton chiqarganda, uning raqami Z va massa soni A o'zgarmaydi; yadro uyg'ongan holatdan o'zining asosiy holatiga o'tadi.

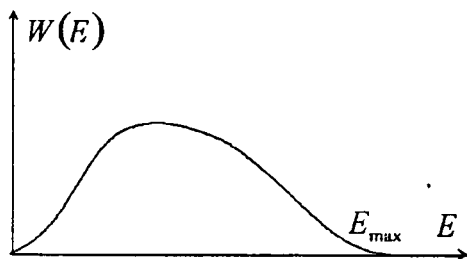
α – yemirilish uchun empirik yo'l bilan Geyger-Nettol qonuni kashf etilgan:

$$\ln \lambda = B + A \lg l \quad (20)$$

Bunda ma'lum radioaktiv oila uchun A va B doimiy; l – α -zarraning muhitdan o'tish yo'li. Bu yo'l α -zarraning energiyasiga bog'liq. Demak, Geyger-Nettol qonuni yadroning yemirilish doimiysi λ (yoki o'rtacha yashash vaqti) bilan α – zarraning energiyasi orasidagi bog'lanishni aniqlaydi.

α -yemirilishdagi qiziq bir hodisani alohida ta'kidlash lozim. Yemirila-yotgan yadro bilan α -zarra ${}_2 He^4$ orasidagi Kulon itarish potensialining $R_{ya} \approx 10^{-14}$ m masofadagi balandligi U_m (28–30) MeV atrofida, masalan, ${}_{92} U^{238}$ uchun $U_m = 28$ MeV.

Klassik fizika nuqtai nazaridan energiyaning saqlanish qonuniga asosan, α -zarra (28-30) MeV bo'lgandagina to'siqdan o'ta oladi. Ammo tajribalar ko'rsatadiki, to'siqdan o'tgan α -zarraning energiyasi (2-8) MeV atrofida bo'ladi. Bu muammoni kvant mexanikadagi tunnel effekti asosida hal etish mumkin bo'ldi. Bu effektga asosan (R_1, R_2) kenglikdagi va 4,2 MeV balandlikdagi to'siqdan E_α energiyali α -zarra ma'lum ehtimol bilan o'tishi mumkin, ya'ni α -zarraning energiyasi bu effektga asosan U_m dan



5.3.12-1-rasm

kichik bo'lganda ham potensial to'siqdan o'ta oladi. Ana shu omilga asoslanib, α -yemirilishning nazariyasi G. Gamov tomonidan 1928-yili yaratildi. Bu nazariyaga biz to'xtalmaymiz.

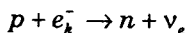
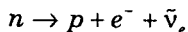
Ma'lumki, yadro α -yemirilishda elektron yoki

pozitron chiqarib, o'zining yadro tartib raqamini bittaga orttiradi yoki bittaga kamaytiradi. Bunda garchi yadro tarkibida elektron (yoki pozitron) bo'lmasa-da, β -jarayon vaqtida elektron (yoki pozitron) hosil bo'ladi.

Tajriba ko'rsatdiki, α -yemirilishda ajralib chiqqan elektronning energiyasi uzluksiz tabiatli bo'lib, u yuqoridan yemirilayotgan yadro va oxirida hosil bo'lgan yadro energiyalarining farqi bilan aniqlanadigan maksimal energiya E_{\max} bilan chegaralangan (5.3.12-1-rasm).

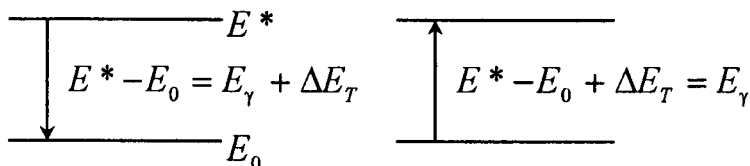
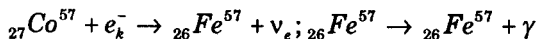
Bu tajriba natijasi α -yemirilishda energiyaning saqlanish qonuni go'yo buzilganday bo'ladi. β -jarayonda elektron o'zi bilan $\hbar/2$ xususiy harakat miqdori momentini olib chiqib ketgani holda, avvalgi va oxirgi yadrolar momentlarining o'zgarishi \hbar ga karralidir, α -yemirilishda momentlarning saqlanish qonuni go'yo buziladi. Bu muammolarni Pauli 1930-yili hal etdi. U β -jarayonda elektron bilan birgalikda yarim spinli, tinchlikdagi massasi nolga yaqin yoki nolga teng bo'lgan, elektr jihatdan zaryadsiz juda kichik yana bir zarra (uni Fermi «neytrino» deb atadi) hosil bo'ladi, dedi. Haqiqatan ham shunday zarra – neytrino (antineytrino) mavjudligi keyinroq (F. Raynes, K Kouen 1953–1956-yillar) tajribada tasdiqlandi.

β -yemirilishda hosil bo'lgan (ajralgan) energiya elektron va neytrino orasida ixtiyoriy ravishda bo'linadi deyilsa, elektronning uzluksiz energiya spektriga ega bo'lishi osonlikcha tushuntiriladi. 5.3.12-2-rasmda $W(E) - E$ energiyali foizlardagi elektronlar soni ko'rsatiladi. Demak, β -yemirilishda yadrolarda quyidagi reaksiyalar (aylanishlar) sodir bo'ladi:



Bunda ν_e va $\bar{\nu}_e$ elektron neytrinosi va antineytrinosidir. (21) reaksiyalarda xususiy momentlarning saqlanishiga rioya qilinadi. β -jarayon nazariyasi murakkab bo'lib, bu yerda qaralmaydi.

Atom yadrosi uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda γ -nurlanish sodir bo'ladi. Uyg'ongan yadrolar α -yemirilish, β -yemirilish, k -ushlash (zabt) va boshqa yadro reaksiyalarida hosil bo'ladi. Masalan, quyidagi k -ushlash (zabtda)da



5.3.12-2-rasm

Temir Fe^* uyg'ongan holatda bo'ladi. Temir Fe^* uyg'ongan holatdan juda tez (yarim yemirilish davri $\approx 10^{-7}$ sek.) o'zining asosiy holatiga 4,4 keV energiyali γ -kvant (foton) chiqarib (nurlanish hosil qilib) o'tadi. Fotonning spinini \hbar ga teng.

Uyg'ongan holatdagi E^* energiyali yadro, E_0 energiyali asosiy (stabil) holatga o'tganda energiya o'zgarishi $E^* - E_0$ ga teng bo'ladi (5.3.12-2-rasm). Bu $E^* - E_0$ energiyaning hammasi γ -nurlanishga sarf bo'lmay, uning bir qismi, tabiiyki, impulsning saqlanish qonuniga asosan nurlanuvchi yadroning tepki energiyasi ΔE_t ga sarf bo'ladi, ya'ni $E_t - E_0 = E_\gamma + \Delta E_t$. Optik hodisalarda fotonning energiyasi juda kichik bo'ladi va u hisobga olinmaydi. Ammo γ -kvantning energiyasi katta bo'lgani uchun, yadro tepki energiyasi ΔE_t hisobga olinishi lozim.

Yadro γ -kvant yutib asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tishi uchun $E^* - E_0$ energiyadan tashqari γ -kvantning yutilishi jarayonida tepki olishga ΔE_t energiya kerak bo'ladi. Boshqacha aytganda, γ -foton yadroni uyg'ongan holatga o'tkazishi uchun

$$E'_\gamma = (E^* - E_0) + \Delta E_t = E_\gamma + 2\Delta E_t$$

energiya kerak bo'ladi. Demak, $E_\gamma \neq E'_\gamma$ bo'lgani uchun γ -nurlanishda rezonans yutilishi sodir bo'lmaydi.

Foton impulsi P_γ nurlanish (yoki yutilish) chog'ida tepki tufayli yadroning olgan impulsi P_T ga miqdor jihatdan teng, ya'ni $P_\gamma = P_T$. Tepki energiyasi

$$\Delta E_t = \frac{P_t^2}{2M_{Ya}} = \frac{P_\gamma^2}{2M_{Ya}} = \frac{(E_\gamma/c)^2}{2M_{Ya}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{Ya} c^2}$$

ifoda bilan aniqlanadi, ya'ni tepki energiya ΔE_t tepki oluvchi yadroning massasiga teskari proporsionaldir.

1958-yili Myossbauer nurlanayotgan yadroni kristallga joylashtirib (kiritib), tepki energiyasining juda ham kichik bo'lishiga erishdi: chunki bunda tepkini butun kristall o'ziga oladi. Kristall massasi yadro massasidan beqiyos, nihoyatda katta bo'lgani uchun, tepki energiyasi ΔE_t shunday darajada kichik bo'ladiki, nurlanish paytida γ -kvant $E^* - E_0$ energiyaning deyarli hammasini o'ziga oladi. γ -kvantning bunday energiyasi esa xuddi shunday yadroni uyg'otish uchun yetarli bo'ladi. Shunday qilib, Myossbauer γ - rezonans hodisasini kashf etdi.

Yadrolarga biror ta'sir sababli (masalan, molekula suyuqlik tarkibida bo'lganda yoki boshqa sabablar ta'sirida) uning yadro energiya sathi o'zgargan bo'lsa, γ -spektrining kengligi nihoyatda kichik bo'lgani sababli rezonans hodisasi bo'lmaydi.

Nurlanish manbasini (yoki yutuvchi obyektini) harakatlantirib, Dopler effekti orqali γ -nurlanishning chastotasini (energiyasini) o'zgartirib, γ -rezonansni tiklash mumkin. Dopler effektini sodir qilayotgan harakat energiyasini bilgan holda, yadro energiya sathiga ta'sirni hisoblash mumkin. Yadro sathi kengligi juda kichik bo'lgani uchun bu usul bilan nihoyatda yuqori o'lchash aniqligiga erishish mumkin: hozirgi vaqtda 10^{-16} gacha aniqlik darajasiga erishilgan. Bu esa avvaldagi har qanday tajribalar aniqligidan ham yuqoridir.

Yadro kuchlarini aniqlash, ularni hisoblash xuddi kimyoviy kuchlarni hisoblashdagi kabi qiyin, murakkab muammo hisoblanadi. Shu sababli yadro xossalari o'rganishda, turli modellardan foydalaniladi.

Bizga ma'lum, yadro radiusi $R = r_0 A^{1/3}$ ifoda bilan aniqlanadi. Demak, yadro hajmi $V = 4/3 \pi r_0^3 A$ ifoda bilan aniqlanishi kerak. Bunda har nuklon qo'shilishi, har bir tomchining qo'shilishida siqilmaydigan suyuqlik hajmining ortishiga o'xshash, yadro hajmining ortishiga olib boradi.

Ikkinchi tomondan, yadro kuchlari nuklonlar soni A ga bog'liq bo'lganda edi, nuklonlar soni ortishi bilan, yadro kuchlari ortib, uning hajmida siqilish yuz bergan bo'lardi. Ammo bunday hodisa kuzatilmaydi. Demak, yadro kuchlari kimyoviy kuchlarga o'xshash, to'yinish xossasiga ega, ya'ni har bir nuklon o'zining yaqin atrofidagi nuklonlar bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Shunday qilib, yadro moddasi siqilmaydi. Bu omillar yadroning «tomchi modeli»ni yaratishga asos bo'ldi (Bor, Uiler, Frenkel).

Bu model yadroning barqaror, beqaror (stabil, nostabil) bo'lishligini, yadro reaksiyalarini va bir qancha umumiy xossalarni tushunishga imkon

berdi. Jumladan, og'ir yadrolarning bo'linishini (yadro reaksiyalarini), zanjirsimon reaksiyalarni tushunishga imkon tug'ildi. Bu esa yadro energetikasining tez rivojlanishiga yordam berdi.

Ammo bu model yadrolarning nuklonlariga tegishli xossalarini tushuntirishga ojizlik qiladi.

Haqiqatan ham, yadrolarda protonlar soni Z (yoki neytronlar soni N) 2, 8, 20, 50, 82 sonlarga teng bo'lganda, ular sehrli sonlar deyiladi, yadrolarning boshqa yadrolarga nisbatan mustahkam, barqaror bo'lishi kuzatilgan. Agar juft-juft yadrolar (masalan, ${}_2\text{He}^4$, ${}_6\text{C}^{12}$, ${}_8\text{O}^{16}$ va boshqalar) protonlar va neytronlar sonlari bir vaqtda sehrli sonlarga teng bo'lsa, bu yadrolar (masalan, ${}_2\text{He}^4$, ${}_8\text{O}^{16}$ va boshqalar), xuddi atomlardagi qobiqlari to'lgan inert gazlar kabi juda mustahkam (nihoyatda barqaror) bo'ladilar. Bu omillar yadroning qobiq modelining yaratilishiga olib keldi.

Bu model asosida, yadroning bir qancha xossalarini, jumladan, ular-dagi qobiqlarning nuklonlar bilan to'lib borishini tushunishga imkon berdi.

Atomda massaning asosiy qismi mujassamlangan markaz bo'lgani holda, yadroda shunga o'xshash markaz bo'lmagani uchun, yadro modellari yaratish, uning mukammal nazariyasini yaratish bir qancha qiyinchiliklarga duch kelmoqda.

5.4. KVANT STATISTIKA

- 5.4.1. Kvant statistika asoslari
- 5.4.2. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak statistikasi
- 5.4.3. Boze-Eynshteyn statistikasining tatbiqi. Foton gaz
- 5.4.4. Issiqlik sig'imning kvant nazariyasi
- 5.4.5. Fermi-Dirak statistikasining tatbiqi. Elektron gaz



Maks Plank,
Nobel mukofoti
sovrindori

«Hosil bo'lgan jarlik ustidan ko'prik tatbiqi o'tkazishga barcha urinishlarning barbod bo'lishi tez orada hamma shubhalarni yo'q qildi: yoki ta'sir kvanti fiktiv kattalik edi – u holda nurlanish qonunlarini keltirib chiqarish prinsipial xayoliy bo'lgan va ma'nosiz formulalar o'yini edi – yoki bu qonunni keltirib chiqarish asosiga to'g'ri fikr qo'yilgan – u holda ta'sir kvanti fizikada fundamental rol o'ynashi kerak, uning paydo bo'lishi qandaydir, umuman, yangi bir narsaning bashoratidir, shu paytgacha eshitilmagan va u barcha sabab bog'lanishlarning uzluksizligi tasavvuridagi cheksiz kichik kattaliklarning tahlilini Nyuton va Leybnis tomonidan asoslab berilgan vaqtdan beri tinch turgan bizning fizikaviy fikrlashimizning asoslarini qaytadan ko'rib chiqishni talab qiladi, deb o'ylashimizdir».

5.4.1. Kvant statistika asoslari

Tekshirilayotgan makroskopik sistema zarralarining soni yetarli ko'p bo'lganda statistik qonuniyatlar qo'llaniladi. Atomlar, molekularlar, elektronlar, fotonlar va boshqa zarralardan tuzilgan makroskopik sistema xususiyatini o'rganuvchi statistik fizika ana shunday statistik qonuniyatlarga asoslanadi. Masalaga klassik mexanika yoki kvant mexanika nuqtai-nazaridan qarash bilan statistik fizika klassik statistik fizika va kvant statistik fizikalarga ajraladi.

Ma'lumki, mikrozarralarning to'liqin – zarra tabiatligi, diskretligi va spin kabi ko'pgina xususiyatlarini klassik fizika yordamida tushuntirib bo'lmaydi. Masalan, klassik mexanikada zarra holati uzluksiz o'zgaruvchi koordinata va impulslarning berilishi bilan aniqlanadi. Ammo Geyzenberg noaniqligiga asosan koordinata va impulsni bir vaqtda aniqlash mumkin bo'lmaganligi sababli, to'liqin-korpuskulyar (zarra) xossaga ega bo'lgan zarraning holatini klassik mexanika asosida tavsiflab bo'lmaydi. Mikrozarra holatini tavsiflovchi parametrlar diskretlik xususiyatiga ega bo'lib, mikrozarra holatining diskretligini ham klassik mexanika yordamida tushuntirish mumkin emas. Chunki mikrozarralarda energiya, impuls, harakat miqdori momenti, magnit momenti va boshqa kattaliklar diskret qiymatlarga ega. Bulardan tashqari, mikrozarralarning o'zigagina xos bo'lgan spinga ega bo'lishini, Pauli prinsipini ham klassik mexanika nuqtai nazaridan tavsiflab bo'lmaydi.

Shuning uchun ham mikrozarralarning bunday tabiatini faqat kvant nuqtai nazaridan tushuntirish mumkin. Kvant mexanikadan ma'lumki, har bir fizik kattalik unga mos chiziqli va o'zaro qo'shma operator bilan tavsiflanadi va u to'liqin funksiya ustida biror amalni bajarish kerakligini ko'rsatadi. Umuman, sistema holatini tavsiflovchi Ψ to'liqin funksiya

$$\hat{L}\Psi = L\Psi \quad (1)$$

tenglama yordamida aniqlanadi. Bunda $L - \hat{L}$ operator bilan tavsiflanuvchi fizik kattalik. Zarraning kvant holatlari

$$\hat{H}\Psi_\tau = E_\tau\Psi_\tau \quad (2)$$

Shredinger tenglamasi yordamida aniqlanadi. Bu yerda $E_\tau - \hat{H}$ operatorning xususiy qiymati, ya'ni $E_\tau -$ zarraning τ -chi holatidagi energiyasi. $\Psi_\tau -$ xususiy funksiya, ya'ni to'liqin funksiya. Zarraning τ holatidagi energiyasi E_τ va to'liqin funksiya Ψ_τ (2) ning yechimi sifatida aniqlanadi.

Geyzenberg noaniqligiga asosan zarra holatini tavsiflovchi to'liqin funksiya koordinata yoki impuls orqali ifodalanishi mumkin:

$$\begin{aligned}\psi &= \psi(x, y, z) \\ \psi &= \psi(P_x, P_y, P_z)\end{aligned}\quad (3)$$

Shuni ta'kidlash kerakki, bu yerda to'liq funksiyasining o'zi emas, balki modulining kvadrati fizik ma'noga ega:

$$\psi\psi^* = |\psi|^2 \quad (4)$$

V hajmdagi N ta zarradan iborat E energiyali makroskopik sistema berilgan bo'lsin, deb faraz qilaylik. Makroskopik sistema holatini mexanik tavsiflashda har bir zarraning aniq koordinata va impulsari berilishi talab etiladi. Boshqacha aytganda, klassik tasavvurlarga asosan zarralarning aniq bir vaqtdagi vaziyati va impulsi berilsa, bunday sistemaning oniy holati aniqlangan bo'ladi. Holatni bunday aniqlash usuli dinamik tavsiflash deyiladi.

Makroskopik sistema holatini statistik tavsiflashda sistemaning har bir zarrasi biror sohada bo'lish ehtimolligining berilishi bilan to'la aniqlanadi. Makroskopik sistema holatini tavsiflashning statistik usuli qo'llanilganda geometrik tasavvurlardan foydalanish qulaydir. Buning uchun koordinata va impulsar hosil qilgan 6 o'lchovli fazaviy fazoni fikran tasavvur qilaylik. Fikran olingan 6 o'lchovli fazoda zarra holati mexanik ma'noda 6 o'lchovli fazoning birgina nuqtasi bilan aniqlansa, statistik tavsiflashda zarra holatini tavsiflovchi bu nuqta fazaviy fazoning

$$x, x+dx, y, y+dy, z, z+dz, p_x, p_x+dp_x, p_y, p_y+dp_y, p_z, p_z+dp_z$$

koordinatalarga mos dv elementar hajmda bo'lish ehtimolligi bilan aniqlanadi. Bu hajm elementi

$$dV = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (5)$$

ga tengdir. Bunda har bir fazaviy fazoning elementar hajmiga zarraning ma'lum bir holati mos keladi, deb hisoblanadi. Agar bu elementar hajmlarda qaysi molekula va qanchasi joylashganligi ma'lum bo'lsa, sistema holati aniqlangan bo'ladi. Demak, sistema holati fazaviy fazoning har bir elementar hajmidagi zarralar sonini aniqlash bilan hal qilinadi. Shuning uchun zarra holati fazaviy fazoning birgina nuqtasi bilan, sistema holati fazaviy fazoda hamma zarra holatlarini tasvirlovchi nuqtalar taqsimlanishining berilishi bilan aniqlanadi, deyiladi.

Kvant statistikasida, ya'ni kvant sistemalarini statistik tavsiflashda asosiy masala bir-biriga bog'liq bo'lmagan kvant zarraning kvant holatlari bo'yicha taqsimlanishi o'rganiladi.

E energiyali V hajmdagi N ta zarrali sistemani statistik tavsiflashda unga mos fazaviy fazoni chekli i ta elementar energiyali fazaviy fazo hajmchalar – katakchalar ($i \ll N$) ga ajratamiz. Ya'ni V hajmni yetarli kichik V_1, V_2, \dots, V_i hajmli qismlarga ajratamiz. Zarralar bu katakchalar bo'ylab ixtiyoriy taqsimlangan, ya'ni birinchi katakda n_1 , ikkinchisida

n_2 va hokazo n_i bo'lsin. Bu katakchalardagi zarralar sonini aniqlash bilan, ya'ni har bir zarraning qaysi katakchada bo'lishini aniqlash bilan zarraning holati ma'lum deb hisoblanadi. Bunday usul bilan aniqlangan sistema holati uning mikroholati deyiladi. Sistemaning bunday mikroholati zarraning bir katakchadan ikkinchisiga o'tishdagina o'zgarib, har bir katakcha ichidagi o'rin almashtirishlarda (ko'chishlarida) o'zgarmay qoladi.

Kvaziklassik yaqinlashishda, fazaviy fazoning katakchalar usulidan foydalanish asosida, fazaviy katakchalar sistemaning har xil kvant holatlariga mos keladi, ya'ni kvaziklassik yaqinlashishda kvant holat sistemaning mikroholatiga mos keladi, deb hisoblanadi.

Ehtimollik tushunchasiga asosan zarraning i -katakchasida bo'lish ehtimolligi

$$p_i = \frac{v_i}{v} \quad (6)$$

ga tengdir.

Faraz qilaylik, zarralar aynan bir xil bo'lsin. Bu holda qaysi zarra qaysi katakchada bo'lishi ahamiyatsiz bo'lib, faqat har bir katakchadagi zarralar soni berilishi sistema holatini tavsiflash uchun yetarli bo'ladi. Bunday usul bilan tavsiflangan sistema holati uning mikroholati deyiladi. Makroholat zarralarning katakchalar bo'yicha n_1, n_2, \dots, n_i taqsimlanishi o'zgarmagan holda sistemaning butun hajmidagi har qanday o'rin almashtirishlarida ham o'zgarmasdan qoladi. Har bir makroholatga bir necha mikroholat mos keladi.

Zarralarning n_1, n_2, \dots, n_i taqsimlanishiga mos mikroholatlar ehtimolligini aniqlaylik. Zarralarni katakchalar bo'yicha (bir-biriga bog'liq bo'lmagan hodisalar deb) bir vaqtda birinchi katakchada n_1 ta, ikkinchisida n_2 ta, uchinchida n_3 ta va hokazo zarralarning bo'lish ehtimolligi, ya'ni mikroholat ehtimolligi

$$P_1^{n_1} P_2^{n_2} \dots P_i^{n_i} \quad (7)$$

ga teng. Bu yerda $P_i^{n_i}$ - n ta zarraning birinchi katakda, $P_2^{n_2}$ - n_2 ta zarraning ikkinchi katakda va hokazo katakchalarda bo'lish ehtimolliklari

$$p_i = \frac{n_i}{N} \quad (8)$$

nisbat bilan aniqlanadi.

(7) ni logarifmlaymiz va $J > 0$ belgilash kiritamiz:

$$J = -\sum_i n_i \ln P \quad (9)$$

ni (informatsiya nazariyasida) informatsiya deyiladi. Har bir zarraga to'g'ri kelgan o'rtacha informatsiyani, ya'ni J/N ni S (informatsiya nazariyasida u informatsion entropiya deyiladi) bilan belgilaylik:

$$S = \frac{J}{N} = -\sum \frac{n_i}{N} \ln P_i = -\sum P_i \ln P_i \quad (10)$$

S Gibbs ta'rifiga ko'ra, sistemaning entropiyasi deyiladi.

Zarraning holatlari 1, 2, ... τ dan iborat bo'lsin. Boshqacha aytganda, zarralar kvant holatlarda (energiya sathlarida) n_1, n_2, \dots, n_τ tadan joylashgan bo'lsin. Bu yerda τ holatlar soni, n – holatlardagi zarralar soni. Kvant (mikro) zarralarning bu kvant holatlari bo'yicha taqsimlanish qonunini aniqlaylik.

Ravshanki, ixtiyoriy τ holatdagi zarralar soni n_τ umumiy holda o'zgaruvchandir. Bu τ holatdagi zarralarni umumiy sistemaning qismi – sistemacha deb qaraylik. Bu sistemacha uchun bizga ma'lum bo'lgan taqsimlanish qonunini tatbiq etamiz, ya'ni:

$$f(E_\tau) = \frac{1}{Z} e^{-E_\tau/kT} \quad (11)$$

Bu yerda

$$E_\tau = n_\tau E_\tau \quad (12)$$

Statistik fizikadan termodinamik munosabatlar kelib chiqishi uchun

$$\frac{1}{Z} = e^{F/kT} \quad (13)$$

ifoda qabul etiladi; F – sistemaning erkin energiyasi. Termodinamikadan ma'lumki,

$$\Phi = F + PV \quad (14)$$

Bunda Φ – termodinamik potensial; P va V esa bosim va hajmdir. Termodinamik potensial Φ ni kimyoviy potensial μ orqali yozaylik:

$$\Phi = \mu n_\tau \quad (15)$$

(12), (13), (14) va (15)ni qaralayotgan sistemacha uchun tatbiq etib, (11) ni qayta yozamiz:

$$f(E_\tau) = \exp\left(\frac{F - E_\tau}{kT}\right) = \exp\left(\frac{\Phi_\tau - PV - E_\tau}{kT}\right)$$

yoki

$$f(E_\tau) = \frac{1}{Z} \exp\left(\frac{-n_\tau (\epsilon_\tau - \mu)}{kT}\right) \quad (16)$$

Bu yerda

$$\frac{1}{Z} = \exp\left(\frac{PV}{kT}\right) \quad (17)$$

belgilash kiritildi va muvozanat holatda $\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_r = \mu$ ekanligi nazarda tutildi.

Z ni quyidagi normalashtirish shartidan topish mumkin:

$$\sum_{n_r=0} f(E_r) = \frac{1}{Z} \sum_{n_r} e^{-n_r(\epsilon_r - \mu)/kT} = 1$$

Bundan

$$Z = \sum_{n_r} e^{-n_r(\epsilon_r - \mu)/kT} \quad (18)$$

Bu yerdagi Z statistik yig'indi deyiladi.

(16) ifoda kvant zarralarning diskret holatlar bo'yicha taqsimlanish qonunini ifodalaydi.

(12) ifodadan ravshanki, har bir holatning energiyasi ϵ_r doimiy bo'lganligi sababli holatlar bo'yicha zarralar energiyalari qiymatlarining taqsimoti o'rniga zarralar sonining holatlar bo'yicha taqsimlanishi (16) taqsimlanish funksiyasi bilan ifodalanadi.

Ixtiyoriy τ holatdagi (energetik sathdagi) zarralarning o'rtacha soni \bar{n}_τ ni topaylik. O'rtacha topishning umumiy qoidasiga ko'ra, τ kvant holatidagi zarralarning o'rtacha soni

$$\bar{n}_\tau = \sum_{n_\tau} n_\tau f(E_\tau) \quad (19)$$

ifodadan aniqlanadi. (19) ga (16) ni qo'yib, uni sun'iy usul qo'llab, o'zgartirib yozaylik:

$$\bar{n}_\tau = \sum_{n_\tau} n_\tau \frac{1}{Z} e^{-n_\tau(\epsilon_r - \mu)/kT} = \frac{1}{z \cdot \beta} \frac{d}{d\mu} \sum_k e^{-n_\tau(\epsilon_r - \mu)\beta}$$

yoki

$$\bar{n}_\tau = \frac{1}{z \cdot \beta} \frac{dz}{d\mu} \quad (20)$$

Bu yerda $\beta = 1/kT$. (20) dan ko'rinadiki, \bar{n}_τ ni topish uchun Z ni aniqlash zarur. Demak, τ holatdagi (energiya sathidagi) zarralarning o'rtacha soni \bar{n}_τ ni topish uchun statistik yig'indi Z ni aniqlab, undan kimyoviy potensial bo'yicha hosila olish kerak.

Endi mashq sifatida quyidagilarni qarab chiqaylik. Statistik fizika-da (informatiya nazariyasida) sistemaning entropiyasi ta'rif bo'yicha, (10) kabi aniqlanadi. (10) ifoda va normalash sharti

$$\sum_i P_i = 1 \quad (21)$$

yordamida: *a*) yakkalangan sistema; *b*) berk sistema; *d*) ochiq sistemalar uchun taqsimlanish funksiyalarini aniqlaylik. Ma'lumki, berk sistema uchun ichki energiya

$$U = \sum E_i P_i \quad (22)$$

ochiq sistemalar uchun

$$\bar{n}_\tau = \sum n_i P_i \quad (23)$$

ifodalar muvozanatli holatda o'zgarmasdir.

a) yakkalangan sistema. Yakkalangan sistemalar uchun (10) va (21) lardan foydalanib, quyidagilarga ega bo'lamiz. Muvozanatli holat uchun (10) va (21) larning variatsiyalari nolga teng bo'ladi, ya'ni

$$-\delta S = \delta \sum_i P_i \ln P_i = 0 \quad (24)$$

$$\delta \sum_i P_i = 0 \quad (25)$$

(25)ni noma'lum koeffitsiyent α ga ko'paytirib, (24) bilan birlikda yozaylik:

$$\delta \left[\sum_i (P_i \ln P_i + \alpha P_i) \right] = 0$$

yoki bundan

$$\sum_i (\ln P_i + 1 + \alpha) \delta P_i = 0 \quad (26)$$

P_i lar mustaqil (erkin) o'zgaruvchilar bo'lganda, (26) shart har doim bajarilishi uchun δP_i ning oldidagi koeffitsiyent nolga teng bo'lishi shart, ya'ni

$$\ln P_i + 1 + \alpha = 0 \quad (27)$$

Bundan

$$\ln P_i = -1 - \alpha$$

yoki

$$P_i = e^{-1-\alpha} \quad (28)$$

Demak, yakkalangan sistemaning mikroholatlari teng ehtimollidir. (28) mikrokanonik taqsimlanish deyiladi. (28)ni (21)ga qo'yaylik:

$$\sum_i P_i = \sum_i e^{-1-\alpha} = e^{-1-\alpha} \sum_i 1_i = 1$$

Bundan

$$P_i = \frac{1}{\sum_i 1_i} = \frac{1}{N} \quad (29)$$

Bu yerda $\sum_i 1_i = N$ sistemaning mikroholatlari soni.

Endi S ni topaylik. (10)dan,

$$S = -\sum_i \frac{1_i}{N} \cdot \ln \frac{1}{N}$$

yoki

$$S = -\ln \frac{1}{N} \cdot \frac{\sum_i 1_i}{N} = \ln N \quad (30)$$

b) berk sistema (termostat bilan kontaktdagi sistema). Bu holda sistema boshqa sistema bilan energiya almashinishi mumkin, ammo o'rtacha energiya (ichki energiya) U doimiy bo'ladi, ya'ni

$$U = \sum_i E_i P_i = \text{const} \quad (31)$$

(31)ni β ga ko'paytirib, avvalgi holdagi kabi variatsiyani aniqlaylik:

$$\sum_i (\ln P_i + 1 + \alpha + \beta E_i) \delta P_i = 0$$

yoki

$$\ln P_i + 1 + \alpha + \beta E_i = 0$$

Bundan

$$P_i = e^{-1-\alpha} e^{-\beta E_i} = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_i} \quad (32)$$

Bu yerda

$$Z = e^{1+\alpha} \quad (33)$$

(32) kanonik taqsimlanish deyiladi. α va β noma'lumlarning (ular Lagranjning noma'lum koeffitsiyentlari deyiladi), (21) va (31) ifodalardan foydalanib topiladi. (32)ni (21)ga qo'yib Z topiladi.

$$Z = \sum_i e^{-\beta E_i} \quad (34)$$

d) ochiq sistema. Ochiq sistema bo'lganda energiya, zarralar soni o'zgarishi mumkin; ammo o'rtacha energiya (ichki energiya), zarralarining o'rtacha soni \bar{n} muvozanatli holatda o'zgarmaydi.

$$U = \sum_i E_i P_i = \text{const}$$

$$\bar{n} = \sum_i n_i P_i = \text{const} \quad (35)$$

ya'ni

$$\delta U = \delta \sum_i E_i P_i = 0 \quad (36)$$

$$\delta \bar{n} = \delta \sum_i n_i P_i = 0 \quad (37)$$

(36) ni β ga, (37) ni $-\beta\mu$ ga ko'paytirib, $\delta S = 0$ va $\delta \sum_i P_i = 0$ larni nazarda tutib, avvalgi hollardagi kabi variatsiyalarni olib, yozamiz:

$$\ln p_i + 1 + \alpha + \beta E_i - \beta \mu n_i = 0$$

Bundan

$$P_i = e^{-1-\alpha-\beta(E_i-n_i\mu)} = \frac{1}{Z} e^{-\beta n_i(\epsilon_i-\mu)} \quad (38)$$

Bu yerda $Z = e^{1+\alpha}$ va $E_i = n_i \epsilon_i$ ga tengdir. (38) ni katta kanonik taqsimlanish deyiladi. Lagranjning noma'lum koeffitsiyentlari α (yoki Z), β va μ lar (21), (22) va (35)lardan aniqlanadi.

5.4.2. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak statistikasi

Klassik mexanika qonunlariga asoslangan klassik statistikadan kvant mexanika qonunlariga asoslangan kvant statistika farqlanadi. Darhaqiqat, klassik statistikada sistemaning holati va demak, energiyasi uzluksiz o'zgaradi deb qaraladi; kvant statistikada esa sistemaning holati va demak, energiyasi diskret(uzlukli) qiymatlarni qabul qiladi.

Kvant statistikada sistemaning holati aynanlik prinsipiga bo'ysunadi, klassik statistikada bunday prinsip mavjud emas.

Mikrozarralarning aynanlik prinsipidan to'liqin funksiya xususiyatlariga nisbatan muhim natija kelib chiqadi. Faraz qilaylik, ikkita bir xil mikrozarralardan iborat sistema holati $\psi(\bar{r}_1\bar{r}_2)$ to'liqin funksiya bilan aniqlansin (5.4.2-1-rasm). Boshqacha aytganda, birinchi zarra \bar{r} koordinatali 1-nuqtada, ikkinchi zarra \bar{r}_2 koordinatali 2-nuqtada joylashgan sistema holati $\psi(\bar{r}_1\bar{r}_2)$ to'liqin funksiya bilan tavsiflansin.

$$\psi(\vec{r}_1\vec{r}_2) = \psi(1,2) \quad (1)$$

Zarralarning koordinatalarini almashtiraylik. Bu holda radius-vektorning yo'nalishi o'zgarib, \vec{r}_{21} dan iborat bo'ladi. Bunda:

$$r_{12} = -r_{21} \quad (2)$$

Zarralarning bunday o'rin almashtirishlari sistemaning holatini o'zgartirmaydi. Chunki zarralar aynan bir xil. Ba'zan bunday o'rin almashtirish inversiya deb yuritiladi.

Akslantirish amalini akslantirish operatori \hat{P} bilan belgilaymiz. Akslantirish operatori \hat{P} ni (u o'rin almashtirish operatori ham deyiladi) to'liq funktsiya $\psi(1,2)$ ga ta'sir ettirsak, ya'ni

$$\hat{P}\psi(1,2) = \psi(2,1) \quad (3)$$

bo'ladi. Yana bir bor ta'sir ettirsak,

$$\hat{P}(\hat{P}\psi(1,2)) = \psi(1,2) \quad (4)$$

bo'lib, yana avvalgi holat hosil bo'ladi.

Kvant mexanikaning umumiy prinsipiga ko'ra, operator to'liq funktsiyaga ta'sir ettirilsa, natija shu to'liq funktsiyaning operatorning xususiy qiymatiga ko'paytmasidan iborat bo'ladi:

$$\hat{P}\psi(1,2) = P\psi(1,2) \quad (5)$$

Bunda P – operator \hat{P} ning xususiy qiymati. (5) ifodaga yana bir bor \hat{P} ni ta'sir ettiraylik:

$$\hat{P}(\hat{P}\psi(1,2)) = P\hat{P}\psi(1,2) = P^2\psi(1,2) \quad (6)$$

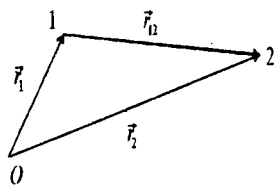
(4) va (6) larning chap tomonlari tengligi uchun, o'ng tomonlari ham teng:

$$P^2\psi(1,2) = \psi(1,2) \quad (7)$$

(7) tenglikdan $P^2 = 1$ yoki bundan

$$P = \pm 1 \quad (8)$$

ni hosil qilamiz. (5) va (8) dan ko'rinadiki, akslantirilganda (o'rin almash-tirilganda) to'liq funktsiyaning ishorasi o'zgarmasligi mumkin ($p = 1$). Bunday to'liq funktsiyalar simmetrik to'liq funktsiyalar deyiladi. Simmetrik to'liq funktsiyalar bilan holati tavsiflanadigan zarralarni boze-zarralar yoki qisqacha bozonlar deyiladi.



5.4.2-1-rasm

Akslantirganda to'liq funksiyaning ishorasi o'zgarishi mumkin ($p = -1$). Bunday to'liq funksiyalarni antisimmetrik to'liq funksiyalar deyiladi. Antisimmetrik to'liq funksiyalar bilan holati tavsiflanadigan zarralar fermi-zarralar yoki qisqacha fermionlar deyiladi.

Yarim spinga ega zarralar (masalan, elektron, pozitron, neytrino, proton, neytron va shu kabilar) hamda toq sondagi murakkab zarralar (masalan, tritiy yadrosi 3 ta zarra - 1 ta proton va 2 ta neytron, geliy-3 yadrosi, 2 ta proton va 1 ta neytron va shunga o'xshashlar) fermionlardan iborat bo'ladi. Fermionlardan tashkil topgan sistema fermi-sistema deyiladi.

Spini e'tiborga olingan har bir aniq holatda, Pauli prinsipiga asosan bittadan ortiq fermion bo'lishi mumkin emas, ya'ni

$$n_i = 0, 1 \quad (9)$$

Spinlari nol yoki butun songa teng bo'lgan hamda juft sondan tashkil topgan murakkab zarralar-bozonlardan iborat bo'ladi, (masalan, foton, mezonlar, fononlar, geliy-4 yadro, deytriy yadrosi va shu kabilar). Bozonlardan tashkil topgan sistema boze-sistema deyiladi. Bozonlar har bir holatda ixtiyoriy sonda bo'lishi mumkin, ya'ni bozonlar Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi:

$$n_i = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

Shunday qilib, kvant mexanika qonunlariga bo'ysunuvchi kvant statistikaning o'zi, kvant mexanika asoslaridan biri bo'lgan Pauli prinsipi ko'ra, ikkiga ajraladi. Pauli prinsipiga bo'ysunuvchi fermionlar Fermi-Dirak statistikasi yordamida o'rganiladi. Pauli prinsipiga bo'ysunmaydigan bozonlari Boze-Eynshteyn statistikasi o'rganadi.

Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimlanishlarini keltirib chiqarish uchun bozonlar va fermionlardan iborat ideal gaz berilgan, deb hisoblaylik. Bunday sistema (gaz) ning makroholati har bir holatdagi zarralar sonining berilishi bilan tavsiflanadi, ya'ni makroholatni amalga oshiradigan mikroholatlar sonining berilishi bilan tavsiflash mumkin.

Dastlab, makroholatlarni yuzaga keltiruvchi mikroholatlar sonini, klassik va kvant statistikalarda, ikkita zarraning uchta holat bo'yicha taqsimlanishi misolida nimaga tengligini qarab chiqaylik. Zarralarni a, b deb belgilaylik.

Klassik statistikasida zarralar, holatlar bo'yicha jadvaldan ko'rinadiki, 9 usul bilan mikroholatni reallikka aylantiradi, ya'ni 9ta mikroholat mavjud. Bunda hamma mikroholatlar teng ehtimolga ega zarralar, aynan bir xil emas. Bir holatda bir yoki bir necha zarralar bo'lishi mumkin, deb hisoblanadi.

Boze-Eynshteyn statistikasi bo'yicha jadvaldan ko'rinadiki, zarralar 6 xil usul bilan mumkin bo'lgan 6 ta mikroholatni hosil qiladi. Bunda hamma mikroholatlar teng ehtimolga ega, zarralar aynan bir xil. Har bir holatga bir yoki bir nechta zarra joylashishi mumkin, deb hisoblanadi.

Fermi-Dirak statistikasida esa, jadvaldan ko'rinadiki, zarralar uch xil usul bilan uchta mumkin bo'lgan mikroholatlarni yuzaga keltiradi. Bunda hamma mikroholatlar teng ehtimolga ega. Zarralar aynan bir xil. Har bir holatga bittadan ortiq zarra joylashishi mumkin emas, deb olinadi. Bulardan ko'rinadiki, fermion va bozonlardan iborat sistema makroholatlarning statistik salmog'i har xil aniqlanar ekan.

2-jadval

	Klassik statistika			Boze-Eynshteyn statistikasi			Fermi-Dirak statistikasi		
	I	II	III	I	II	III	I	II	III
1	a	b		a	b		a	b	
2	b	a			a	b		a	b
3		a	b	a		b	a		b
4		b	a	ab					
5	a		b		ab				
6	b		a			ab			
7	ab								
8		ab							
9			ab						

Endi Boze, Eynshteyn statistikasidagi taqsimlanishning ifodasini keltirib chiqaraylik. Buning uchun ixtiyoriy holatdagi bozonlarning o'rtacha soni \bar{n}_r ni aniqlash maqsadida (10)ga asoslanib, statistik yig'indi Z ni,

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta(\epsilon_r - \mu)n} \quad (11)$$

hisoblaylik.

(11) qator, maxraji $e^{-\beta(\epsilon_r - \mu)}$ ga teng bo'lgan kamayuvchi geometrik progressiyadan iborat (bozonlar uchun kimyoviy potensial $\mu \leq 1$). Boshqacha aytganda

$$e^{-\left(\frac{\epsilon_r - \mu}{kT}\right)} < 1 \quad (12)$$

shartda (11) statistik yig'indi ko'paytuvchisi $e^{-\left(\frac{\epsilon_\tau - \mu}{kT}\right)}$ bo'lgan cheksiz kamayuvchi geometrik progressiyadan iborat bo'ladi:

$$\sum_n e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)n_\tau} = \frac{1}{1 - e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)}}$$

yoki

$$Z = \frac{1}{1 - e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)}} \quad (13)$$

(13) dan μ bo'yicha hosila olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{dZ}{d\mu} = \frac{d}{d\mu} \left(\frac{1}{1 - e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)}} \right) = z^2 \beta e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)} \quad (14)$$

(14) ni 5.4.1 dagi (20) formulaga qo'yib, ixtiyoriy berilgan kvant holatdagi bozonlarning o'rtacha soni (energetik sathdagi bozonlarning o'rtacha soni), uni $f(\epsilon_\tau)$ bilan belgilab

$$\bar{n}_\tau = \frac{1}{\beta Z} \cdot \frac{dz}{d\mu} = \frac{1}{\beta Z} Z^2 \beta e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)}$$

yoki

$$f(\epsilon_\tau) = \bar{n}_\tau = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_\tau - \mu)} - 1} \quad (15)$$

ifodani topamiz. (15) Boze-Eynshteyn taqsimlanishi deyiladi.

Endi Fermi-Dirak taqsimlanish ifodasini hosil qilish uchun (9) shartdan foydalanamiz. Fermionlar uchun statistik yig'indi (11) ni (9) shart asosida quyidagicha yozamiz.

$$Z = \sum_{n_\tau=0} e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)n_\tau} = 1 + e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)} \quad (16)$$

(16)dan μ bo'yicha hosila olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{dZ}{d\mu} = \beta e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)} \quad (17)$$

(17)ni 5.4.1. dagi (20) formulaga qo'yib, ixtiyoriy kvant holatdagi fermionlarning o'rtacha soni

$$\bar{n}_\tau = \frac{1}{\beta Z} \frac{dZ}{d\mu} = \frac{1}{\beta Z} \cdot \beta e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)} = \frac{e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)}}{1 + e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu)}}$$

yoki

$$f(\varepsilon_\tau) = \bar{n}_\tau = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_\tau - \mu)} + 1} \quad (18)$$

ifodani topamiz. (18) Fermi-Dirak taqsimlanishi deyiladi.

(15) va (18) kvant taqsimlanishlarni birlikda, odatda

$$f(\varepsilon_\tau) = \frac{1}{e^{-\beta(\varepsilon_\tau - \mu)} \pm 1} \quad (19)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu yerda maxrajdagi musbat Fermi-Dirak statistikasiga, manfiy Boze-Eynshteyn statistikasiga tegishlidir.

Quyidagi

$$e^{-\beta\mu} = \frac{1}{A} \gg 1 \quad (20)$$

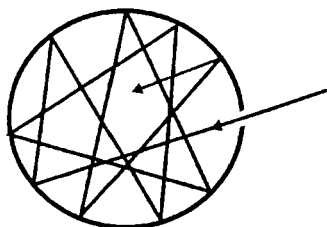
shart bajarilganda (19) ni

$$f(\varepsilon_\tau) = \frac{1}{e^{-\beta\mu} e^{\beta\varepsilon_\tau} \pm 1} = \frac{1}{\frac{1}{A} e^{\beta\varepsilon_\tau} \pm 1} \approx A e^{-\beta\varepsilon_\tau} \quad (21)$$

shaklda yoza olamiz, chunki bu holda maxrajdagi birni hisobga olmaslik mumkin. (21) formuladan ko'rinadiki, (20) shart bajarilganda har ikkala kvant statistika klassik statistika (Maksvell-Bolsman statistikasiga) ga o'tadi. (21) Maksvell-Bolsman taqsimlanishidir. Bunda ε zarraning to'la energiyasi. A ning kichik qiymatlarida kvant statistika klassik statistikaga o'tadi, ya'ni $A \ll 1$ shartda zarralar klassik ideal gaz kabi bo'lib, $A \gg 1$ shartda kvant gazidan iborat bo'ldi. Shuning uchun klassik ideal gaz bilan kvant gazini farqlovchi A parametr aynish parametri deyiladi.

5.4.3. Boze-Eynshteyn statistikasining tatbiqi.

Foton gaz



5.4.3-1-rasm

Ma'lumki, holati simmetrik to'liqin funksiya bilan tavsiflanuvchi bozonlar Boze-Eynshteyn statistikasida o'rganiladi. Bu yerda biz Boze-Eynshteyn statistikasining fotonlarga tatbiq etilishini ko'rib o'taylik.

Foton faqat yorug'lik tezligidagina harakatlanuvchi zarra bo'lib, tinchlikdagi massasi nol bo'lishi bilan boshqa zarralardan farq qiladi.

Elektromagnit to'liqin zarrasi – yorug'lik kvanti deb qarash tajriba va nazariy hisoblashlarda to'la tasdiqlangan bo'lib, bunday yorug'lik zarralari fotonlar deb ataldi. Foton gazni hosil qiluvchi muvozanatli elektromagnit nurlanishni tekshiraylik. Faraz qilaylik, kichik tirqishli devorlari mutloq qaytaruvchi berk idishga (sferaga) nur tashqaridan kirsin (5.4.3-1-rasm). Tirqish yetarli kichik va idish bo'shlig'i yetarli katta deb hisoblasak, bu nurlanish idish ichida bir necha marta qaytib, sinishi natijasida tashqariga chiqib keta olmaydi. Bunday kichik tirqishli o'ziga tushgan yorug'likni butunlay yutuvchi idish mutloq qora jism hisoblanadi. Ma'lum vaqtdan keyin nur (yorug'lik) bilan T temperaturali sfera – mutloq qora jism termodinamik (issiqlik) muvozanatli holatga keladi.

Shunday qilib, termodinamik muvozanatdagi mutloq qora jism nurlanishini fotonlar to'plami – foton gaz deb qaraladi.

Foton gaz o'zaro ta'sirga ega bo'lmagan ideal gaz hisoblanadi. Lekin, foton gaz bilan oddiy ideal gaz tubdan farq qiladi. Bu farq shundan iboratki, fotonlarning idish devorlari bilan o'zaro to'qnashuvi natijasida foton gazni hosil qiluvchi fotonlar soni doimiy qolmasdan o'zgarib turishidir.

Muvozanatli nurlanish holatda foton gazning zarralari ham oddiy gazdagi kabi energiya qiymatlari yoki chastota qiymatlari bo'yicha taqsimlanishiga ega bo'ladi.

Endi sfera ichidagi muvozanatli nurlanishning (fotonlarning) energiya qiymatlari yoki chastota qiymatlari ($\epsilon = \hbar \omega$ ekanligidan) bo'yicha taqsimlanish qonunini qaraylik.

Fotonlar – bozonlar uchun Boze-Eynshteyn statistikasidan foydalanamiz. Har bir ixtiyoriy energiya sathida ($\epsilon = \hbar \omega$ yoki chastota qiymatida)

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega} - 1} \quad (1)$$

o'rtacha fotonlar to'g'ri keladi. Demak, har bir holatga $\hbar \omega \bar{n}$ energiya mos keladi. Bu yerda uning fotonlar uchun $\mu = 0$ ekanligi e'tiborga olindi.

Ma'lum T temperaturada ω , $\omega + d\omega$ (qulaylik uchun energiya (chastota) qiymatlari uzluksiz qiymatlar qabul qilsin deb qaraladi) chastota sohasiga to'g'ri kelgan energiyani

$$dU(\omega, T) = \rho(\omega, T) d\omega$$

deb belgilaylik; bunda $\rho(\omega, T)$ birlik chastota sohasiga to'g'ri kelgan fotonlar energiyasi ($\rho(\omega, T) = dU/d\omega$).

ω , $\omega + d\omega$ chastota sohasiga to'g'ri kelgan holatlar soni $g(\omega) d\omega$ ni quyidagicha aniqlaymiz. Ma'lumki, koordinatalar va impulslar hosil qilgan fazaviy fazoning hajm elementi

$$d\Gamma = dx dy dz dp_x dp_y dp_z = dV dV(p) \quad (3)$$

ga teng bo'ladi. Formuladan ko'rinadiki, fazaviy fazo hajm elementi odatdagi uch o'lchovli fazo hajm elementi bilan impuls fazosi hajm elementlarining ko'paytmasiga teng. Bu yerda dV – koordinatalar fazosidagi hajm elementi, $dV(p)$ – impuls fazosining hajm elementi. Fazaviy fazoning har bir hajm elementi E , $E+dE$ energiyali holatga mos keladi. Impulsning \bar{p} , $\bar{p} + d\bar{p}$ qiymatlari sohasi energiyaning E , $E+dE$ qiymatlari sohasiga ($E = \bar{p}^2/2m$) mos keladi.

Impuls fazosida (koordinatalar fazosidagi kabi) hajm elementi \bar{p} va $\bar{p} + d\bar{p}$ radiusli sferalar hosil qilgan shar hajmiga teng bo'ladi. \bar{p} radiusli sfera hajmi

$$V(p) = \frac{4}{3}\pi p^3 \quad (4)$$

ga teng deb, bundan

$$dV(p) = 4\pi \bar{p}^2 d\bar{p} \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. Buni hisobga olib, fazaviy fazoning hajm elementi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$d\Gamma = 4\pi P^2 dP dV \quad (6)$$

Γ fazaviy fazoni bir xil hajmli Γ_0 elementar katakchalarga ajratamiz. Har bir katakcha zarraning birgina holatiga mos keladi, deb hisoblanadi. Bu katakcha hajmi har bir holatga mos kelgan eng kichik fazaviy fazo hajm elementiga tengligi Geyzenberg noaniqligidan ma'lum:

$$\Gamma_0 = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = h^3 \quad (7)$$

Γ fazoda bunday katakchalar soni

$$n = G = \frac{\Gamma}{h^3} \quad (8)$$

ga teng. Fazaviy fazoning $d\Gamma$ hajm elementiga mos kelgan katakchalar, ya'ni holatlar soni

$$dn = \frac{d\Gamma}{h^3} = \frac{4\pi p^2 dp dV}{h^3} \quad (9)$$

ga teng bo'ladi.

$$p = \frac{\hbar\omega}{c}, \quad dp = \frac{\hbar}{c} d\omega \quad (10)$$

ekanligidan (9) ni

$$dn = \frac{4\pi p^2 dp dV}{h^3} = \frac{\omega^2}{2\pi^2 c^3} d\omega dV \quad (11)$$

ko'rinishga keltiramiz. $\omega, \omega + d\omega$ chastota sohasiga to'g'ri kelgan birlik hajmdagi holatlar sonini $g(\omega)d\omega$ bilan belgilab,

$$g(\omega)d\omega = \frac{dn}{dV} = \frac{\omega^3}{2c^3} d\omega \quad (12)$$

ni hosil qilamiz. Demak $\pi^2, \omega, \omega + d\omega$ sohaga to'g'ri kelgan fotonlar energiyasi (nurlanish energiyasi)

$$dU(\omega, T) = 2\hbar\omega\bar{r} g(\omega)d\omega \quad (13)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda elektromagnit nurlanish 2 xil qutblanishga ega bo'lishini hisobga olib, 2ga ko'paytirildi. Oxirgi ifodaga (1), (12) larni qo'yib

$$dU(\omega, T) = 2\hbar\omega \frac{\omega^2}{2\pi^2 c^3} d\omega \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} \quad (14)$$

ga tengligini aniqlaymiz. (14) bilan (2) ni taqqoslab, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} \quad (15)$$

(15) Plank formulasi deyiladi. Bu yerda $\beta = \frac{1}{kT}$. (15) ifodani dastlab

kvant tushunchalar asosida empirik formula sifatida Plank keltirib chiqargan edi. Lekin, bu yerda Plank formulasi kvant statistika asosida hosil qilindi.

(15) dan barcha issiqlik nurlanishining asosiy qonunlari xususiy hol sifatida kelib chiqadi.

1. Reley-Jins qonuni. Kichik chastotalar (yuqori temperaturalarda

$\frac{\hbar\omega}{kT} \ll 1$ shart bajarilsin) $e^x \approx 1+x(x \ll 1)$ taqribiy formuladan foydalanib

$$e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$$

deb yoza olamiz. Buni hisobga olib, (15)ni shunday yozish mumkin:

$$\rho_{P-J}(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \quad (16)$$

Odatda (16) qonuniyatni dastlab energiyaning erkinlik darajalari

bo'yicha teng taqsimlanishi haqidagi klassik statistika tushunchalariga asoslanib Reley va Jins aniqlagan bo'lib, u Reley-Jins qonuni deyiladi.

(16) qonuniyat kichik chastotalarda tajribaga mos kelsa-da, chastotaning barcha qismlariga tatbiq qilinganda, ya'ni hamma chastotalarga mos kelgan nurlanish energiyasi cheksiz bo'lib, tajribaga ziddir:

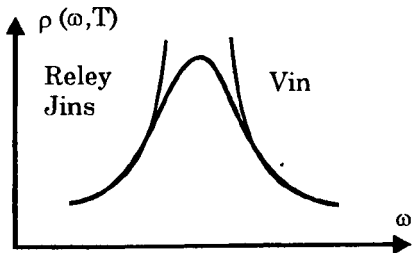
$$U = \int_0^{\infty} \rho_{P-J}(\omega, T) d\omega = \frac{1}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega \rightarrow \infty \quad (17)$$

Bundan ko'rinadiki, chastota ortishi bilan (17) ifoda cheksizga intilib, energiyaning asosiy qismi spektrning qisqa to'liqlinli qismiga to'g'ri keladi. Shuning uchun bu narsa «ultrabinafsha halokati» deb nomlandi.

2. Vin qonuni. Katta chastotalarda (past temperaturada) $\frac{\hbar\omega}{kT} \gg 1$ shart bajarilsin. U holda (15) da $e^{\beta\hbar\omega}$ ga nisbatan birni hisobga olmaslik, ya'ni, $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \approx e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}$. Buni hisobga olib, (15)ni yozish mumkin:

$$\rho_B(\omega, T) = \frac{\omega^2 \hbar \omega}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} \quad (18)$$

(18) qonuniyatni dastlab klassik tasavvurlardan Bolsman taqsimotidan foydalanib Vin aniqlagani uchun Vin qonuni deyiladi. Katta chastotalarda Vin qonuni tajribaga mos keladi. Demak, Reley-Jins va Vin qonunlari chegaraviy hollarda, ya'ni past chastotalarda Reley-Jins qonuni, katta chastotalarda Vin qonuni tajribaga mos keladi.



5.4.3-2-rasm

3. Vinning siljish qonuni. Plank formulasi (15)dan ravshanki, $\omega = 0$ chastota qiymatida $\rho = 0$ hamda chastota ω ning juda katta qiymatida ($\omega \rightarrow \infty$ da) ρ nolga yaqinlashadi. Demak, chastota ω ning ma'lum qiymati ω_m da $\rho(\omega, T)$ maksimal qiymatga erishadi (5.4.3-2-rasm).

(15)dan foydalanib mutloq qora jism nurlanishining maksimal qiymatiga to'g'ri kelgan chastotani aniqlaylik. Buning uchun maksimumlik shartiga ko'ra, (15)dan chastota bo'yicha hosila olib, nolga tenglaymiz:

$$\frac{\partial \rho(\omega, T)}{\partial \omega} = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \right) = 0 \quad (19)$$

Ma'lum hisoblashlar bu tenglama yechimi

$$\omega_{\max} = 2,8 \frac{kT}{\hbar} \quad (20)$$

ga tengligini ko'rsatadi. Bu yerda ω_{\max} – nurlanish maksimal qiymatiga to'g'ri kelgan chastotadir.

Ko'pincha chastota spektrini to'liq uzunliklar bilan ifodalash qulayliklarga ega hisoblanadi. $\omega, \omega+d\omega$ chastota sohasida jamlangan energiya $\rho(\omega, T) d\omega$ ga teng bo'lsa, chastota bo'yicha taqsimlanishdan to'liq uzunliklari bo'yicha taqsimlanishga o'tishda $\lambda, \lambda+d\lambda$ to'liq uzunligi sohasiga to'g'ri kelgan energiyani $\rho(\lambda, T)d\lambda$ deb belgilab

$$\rho(\omega, T) d\omega = \rho(\lambda, T)d\lambda \quad (21)$$

munosabatdan foydalanish mumkin. Bu yerda chastotani to'liq uzunlik orqali ifodalab,

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad \text{yoki} \quad |d\omega| = \frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda \quad (22)$$

ekanligidan (21)ni quyidagicha yoza olamiz:

$$\rho(\omega, T) \frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda = \rho(\lambda, T)d\lambda$$

Bundan esa

$$\rho(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \rho(\omega, T) \quad (23)$$

ni hosil qilamiz. (23)ga (22)ni hisobga olib, (15)ni qo'ysak, Plank formulasi to'liq uzunliklar orqali ifodalangan ko'rinishini hosil qilamiz:

$$\rho(\lambda, T) = \frac{16\pi^2 \hbar c}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi\hbar c/\lambda kT} - 1} \quad (24)$$

Bu yerda ham (24)dan to'liq uzunlik bo'yicha hosila olib, nolga tenglash bilan nurlanishning maksimal qiymatiga to'g'ri kelgan to'liq uzunlikni topish mumkin:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 0,0029 \text{ m} \cdot \text{grad} \quad (25)$$

Agar temperatura Kelvinlarda olinsa, to'liq uzunlik metrlarda olinadi. Formuladan ko'rinadiki, mutlaq qora jism nurlanishi maksimal qiymatga to'g'ri kelgan to'liq uzunlik mutlaq temperaturaga teskari proporsional ekan. Boshqacha aytganda, (20)dan ko'rinadiki, temperatura ortishi bilan

ω_m qiymat chastotaning katta qiymati (kichik to'liqin uzunligi) tomon siljiydi, ya'ni u ortadi:

$$\omega_m \sim T \quad (26)$$

Shuning uchun odatda (20), (25), (26)lar Vinning siljish qonuni deyiladi.

4. Stefan-Bolsman qonuni. Birlik hajmdagi barcha chastotalarga (chastotaning barcha qiymatlariga) to'g'ri kelgan energiya $U(T)$ ni aniqlash uchun (2) $dU(\omega, T)$ ni chastotaning barcha qiymatlari bo'yicha integrallash kerak, ya'ni

$$U(T) = \int_0^{\infty} \rho(\omega, T) d\omega \quad (27)$$

$\rho(\omega, T)$ ning o'rniga (15) Plank formulasi qiyamatini qo'yib, so'ng integrallab (27)ni

$$U(T) = \sigma T^4 \quad (28)$$

ko'rinishga keltiriladi. Bunda

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 h^3 c^2} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Bm}{M^2 K^4}$$

(28) qonuniyatni dastlab tajribada Stefan, keyinchalik Bolsman termodinamika qonunlari asosida hosil qilgan bo'lib, Stefan-Bolsman qonuni deyiladi.

5.4.4. Issiqlik sig'imning kvant nazariyasi

Issiqlik sig'im hajm o'zgarimas bo'lganda ta'rifga binoan,

$$C = \frac{dU}{dT} \quad (1)$$

ifoda bilan aniqlanadi; bunda U ichki energiya.

Ma'lumki, kristall holatdagi qattiq jismning panjara tugunlaridagi atomlar tebranma harakat qiladi. Qattiq jism holati erish temperaturadan yetarli uzoq bo'lsa, bunday tebrangichlar (atomlar) kichik amplitudalar bilan tebranadi. Bunday tebrangichlarning har biri 3 ta chiziqli garmonik ossilyatorlardan iborat deb qaralishi mumkin. Agar qattiq jism N ta atomdan iborat bo'lsa, uni $3N$ ta garmonik ossilyator to'plamidan iborat deb qabul qilish mumkin. Odatda, qattiq jism issiqlik sig'imini tadqiq qilishda shunday tasavvurlardan foydalaniladi.

Klassik fizikada har bir garmonik ossilyatorga o'rtacha kT energiya to'g'ri keladi. Demak, N ta atomdan iborat qattiq jismning ichki energiyasi

$$U_{kl} = 3NkT \quad (2)$$

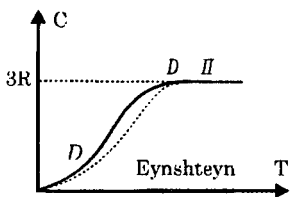
ifoda bilan aniqlanadi. Bu holda (1)ga asosan qattiq jism issiqlik sig'imi

$$C_{kl} = 3Nk \quad (3)$$

yoki (1 mol uchun $N=N_A$ – Avogadro soni, $R = kN_A$ ga teng deb)

$$C_{kl} = 3R \quad (4)$$

ga tengligini topamiz. Klassik tasavvurlarga asoslangan (4) ifodadan barcha qattiq jismlarning issiqlik sig'irlari bir xil, degan xulosa kelib chiqadi. Bu Dyulong-Pti qonunidir. Qattiq jismlarning issiqlik sig'irlari uy temperatura sohasida bu qonunga mos keladi. Lekin tajribalar ba'zi moddalarda bu qonundan chetlanish mavjudligini, ya'ni issiqlik sig'imning temperaturaga bog'liq bo'lishini ko'rsatadi. Bunday bog'lanishning umumiy ko'rinishi 5.4.4-1-rasmda tasvirlangan bo'lib, yuqori temperaturalarda (4) qonuniyat bajariladi. Past temperaturalarda, ya'ni $T \rightarrow 0$ bo'lganda temperaturaning kubiga proporsional holda kamayadi.



5.4.4-1-rasm

Issiqlik sig'imning temperaturaga bog'lanishini klassik tasavvurlar asosida tushuntirib bo'lmastligi va uning kvant tasavvurlari bilan hal etilishini Eynshteyn ko'rsatdi. Debay ishlarida esa issiqlik sig'imning temperaturaga bog'lanishini to'g'ri tushuntiruvchi qattiq jism issiqlik sig'imining kvant nazariyasi yaratildi.

Kvant mexanikada, τ - sathdagi ossilyator energiyasi ϵ_τ quyidagi

$$\epsilon_\tau = \hbar\omega \left(\tau + \frac{1}{2} \right) \quad (5)$$

ifoda bilan aniqlanadi; bunda $\tau = 0, 1, 2, \dots$

Har bir sathga to'g'ri kelgan o'rtacha energiya $\bar{\epsilon}(\omega)$ o'rtachani topish qoidasiga ko'ra

$$\bar{\epsilon}(\omega) = \sum_{\tau=0}^{\infty} \epsilon_\tau f(\epsilon_\tau) = \frac{1}{Z} \sum_{\tau=0}^{\infty} \epsilon_\tau e^{-\beta\hbar\omega \left(\tau + \frac{1}{2} \right)} \quad (6)$$

ifodadan topiladi. Bu yerda

$$Z = \sum_{\tau} e^{-\beta\hbar\omega \left(\tau + \frac{1}{2} \right)} \quad (7)$$

ga teng. (7)ni quyidagicha yozamiz:

$$Z = \sum_{\tau} e^{-\beta \hbar \omega \left(\tau + \frac{1}{2}\right)} = e^{-\frac{\beta \hbar \omega}{2}} \sum_{\tau} e^{-\beta \hbar \omega \tau} \quad (8)$$

(8)ni

$$\sum_{\tau} e^{-\beta \hbar \omega \tau} = 1 + e^{-\beta \hbar \omega} + e^{-2\beta \hbar \omega} + \dots = \frac{1}{1 - e^{-\hbar \omega \beta}} \quad (9)$$

cheksiz kamayuvchi geometrik progressiya ifodasidan foydalanib shunday yoza olamiz:

$$Z = \sum_{\tau} e^{-\beta \hbar \omega \left(\tau + \frac{1}{2}\right)} = \frac{e^{-\frac{\beta \hbar \omega}{2}}}{1 - e^{-\beta \hbar \omega}} \quad (10)$$

Bu yerda almashtirish bajarib, (10)ni

$$Z = \frac{e^{-x/2}}{1 - e^{-x}} \quad (11)$$

ko'rinishiga keltiramiz. Yoki (11)ni shakl almashtirish bajarib

$$Z = \frac{1}{e^{x/2} - e^{-x/2}} \quad (12)$$

ko'rinishida yozish mumkin.

Endi o'rtacha energiya $\bar{\epsilon}(\omega)$ ni topish uchun (6)ni, sun'iy usul qo'llab

$$\bar{\epsilon}(\omega) = -\frac{1}{Z} \frac{dZ}{d\beta} \quad (13)$$

ko'rinishda yozib olamiz. Yoki (12)dan foydalanib, (13)ning

$$\bar{\epsilon}(\omega) = \frac{\hbar \omega}{2} \frac{e^{x/2} + e^{-x/2}}{e^{x/2} - e^{-x/2}} \quad (14)$$

ga tengligini aniqlaymiz.

Eynshteyn $3N$ ta zarradan iborat bo'lgan qattiq jism ichki energiyasini

$$U_e = 3N \bar{\epsilon}(\omega) \quad (15)$$

ga teng deb hisobladi. Bunga (14) ni qo'yib, (1) ta'rifga asosan issiqlik sig'im uchun

$$C_e = \frac{dU}{dT} = 3Nk(x \cdot Z)^2 \quad (16)$$

ifodani hosil qilamiz. (16) ifoda issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn formulasi deyiladi. (16)dan ko'rinadiki, issiqlik sig'imi C_e temperatura-ga bog'liq ($x = \hbar\omega/kT$).

I. Yuqori temperaturada, $x \ll 1$ bo'lganda (klassik hol) $e^{x/2} = 1 + x/2$,

$e^{-x/2} = 1 - x/2$ bo'lganligidan (12)dan $Z \approx \frac{1}{x}$ bo'ladi. Eynshteyn

formulasi (16)dan 1 mol gaz uchun $N = N_A$, demak,

$$C_e = 3NK = 3R$$

Dyulong-Pti qonuni kelib chiqadi.

2. Past temperaturada $X = \hbar\omega/kT \gg 1$, bo'lganda (kvant hol) (12)

ifodaning maxrajidagi $e^{-x/2}$ ning qiymati $e^{x/2}$ ga nisbatan juda kichik. Shu sababli uni tashlab yuborish mumkin. Bu holda Eynshteyn formulasini

$$C_e = 3Nkx^2e^{-x} \quad (17)$$

ko'rinishda yoza olamiz.

Past temperaturada, ya'ni x ning katta qiymatlarida (17) ifodada asosiy rol ni e^{-x} ko'paytuvchi o'ynaydi. Shuning uchun x ning katta qiymatlarida (temperaturaning kichik qiymatlarida) issiqlik sig'imi (17) temperatura kamayishi bilan kamayadi.

Tajriba natijalari bilan Eynshteynning issiqlik sig'imi nazariyasi (17) ni solishtirish, garchi sifat jihatidan mos kelsa-da, miqdoriy jihatdan farq qilishini ko'rsatadi. Bu farq $T \rightarrow 0$ da

$$C_e \sim 3Rkx^2e^{-x} \sim 3R \left(\frac{\hbar\omega}{k} \right)^2 \frac{1}{T^2} e^{-\hbar\omega/kT} \sim \frac{1}{T^2} e^{-\hbar\omega/kT} \rightarrow 0 \quad (18)$$

dan iborat bo'lib, issiqlik sig'imning mutlaq nol yaqinida temperaturaning kubiga proporsional kamayishini tushuntira olmas edi.

Eynshteyn kristall panjara tugunlaridagi barcha atomlar (demak, hamma ossilyatorlar) bir xil chastota bilan tebranadi, deb qabul qilgan edi. Shu sababli ossilyator uchun olingan natija $3N$ ga ko'paytirilgan edi.

Debay o'z nazariyasida har bir atom (demak, ossilyator) o'ziga te-

gishli chastota bilan tebranadi, deb qarab, (16)da har bir ossillyatorga to'g'ri kelgan natijani aniqlovchi

$$C(\omega_i) = k [x(\omega_i) \cdot Z(\omega_i)]^2 \quad (19)$$

ifodaning yig'indisini olib, issiqlik sig'im uchun

$$C_D = \sum_{i=1}^{3N} C(\omega_i) = k \sum_{i=1}^{3N} [x(\omega_i) Z(\omega_i)]^2 \quad (20)$$

ifodani hosil qiladi. (20)da chastota qiymatlari uzluksiz deb qarab, yig'indini Debay chastota bo'yicha integral bilan almashtiradi va nihoyat o'zining past temperaturada o'rinli bo'lgan mashhur formulasi

$$C_D = AT^3 \quad (21)$$

Debay qonunini kashf qiladi. (21) formulaga asosan qattiq jismlarning issiqlik sig'imi past temperatura sohasida temperaturaning kubiga proporsional ortadi. Bu formula natijasi tajriba natijalariga miqdor jihatidan ham mos tushadi. Bu yerda A kristall tabiatga bog'liq bo'lgan doimiy kattalik.

5.4.5. Fermi-Dirak statistikasining tatbiqi. Elektron gaz

Metallarning elektr, optik va boshqa xossalari, asosan ulardagi erkin elektronlarning ma'lum holatlari bilan aniqlanadi. Shuning uchun erkin elektronlarning energiya qiymatlari bo'yicha taqsimlanish qonuniyatlarini o'rganish kvant statistikaning asosiy masalasi hisoblanadi. Elektronlarning (fermionlarning) energiya sathlari bo'yicha taqsimlanishi Fermi-Dirak statistikasida ko'rsatildi.

Klassik statistika metallardagi elektronlarni oddiy ideal gaz, ya'ni ideal elektron gazdan iborat deb hisoblaydi. Lekin, 5.2.2. da aytilgani-dek, klassik tasavvurlarga asoslangan bunday qarash tajriba natijalariga mos kelmaydi.

Kvant statistikada metallardagi elektronlarga aynigan kvant fermi gaz deb qaraladi. Bu aynigan fermi gaz, ya'ni kvant elektron gaz klassik ideal gazdan butunlay farq qiladi.

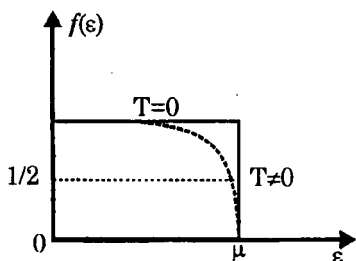
Klassik tasavvurlarga asosan, tashqi ta'sir yo'q desak, $0^\circ K$ da barcha erkin elektronlarning energiyasi nolga teng bo'lib, bir xil holatga ega bo'ladi.

Kvant statistikada bunday emas. Erkin elektronlar har xil holatlarga ega bo'lib, Pauli prinsipiga ko'ra, hatto $T = 0$ da ham bitta holatga bittadan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Elektronlar diskret energetik sathlar bo'yicha quyi (nol) sathdan ma'lum energiya sathigacha to'ldirilgan bo'ladi.

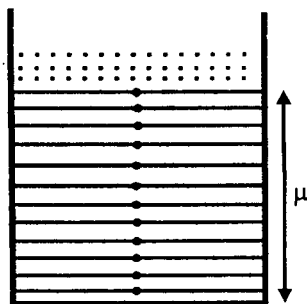
Fermi-Dirak taqsimlanishi

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1} \quad (1)$$

ning $T=0$ dagi qiymatlarini qaraylik. 5.4.5-1-rasmda $f(\varepsilon)$ funksiyaning $T = 0^\circ K$ dagi chizmasi berilgan.



5.4.5-1-rasm



5.4.5-2-rasm

a) $\varepsilon < \mu$ bo'lsa, $\beta = \hbar\omega/kT$ dan $\beta = \infty$ bo'lgani uchun $f(\varepsilon) = 1$ bo'ladi.

b) $\varepsilon > \mu$ bo'lsa, $f(\varepsilon) = 0$ bo'ladi.

$T = 0$ da energiyaning μ dan kichik har bir qiymatiga o'rtacha bittadan fermion (qattiq jismdagi elektronlar qaralayotgan bo'lsa, bittadan elektron) mos keladi (5.4.5-2-rasm). $\varepsilon = \mu$ sathgacha bo'lgan sathlar elektronlar (fermionlar) bilan to'lgan. $\varepsilon = \mu$ sath fermi sathi yoki fermi energiyasi deyiladi. Fermi sathidan yuqoridagi sathlar esa bo'shdir.

Temperatura $T > 0$ bo'lganda fermi taqsimlanish uzluksiz chiziq bilan tasvirlangan. Boshqacha aytganda, Fermi sathi yaqinidagi sathlardagi elektronlar «bug'lanib», bo'sh sathlarga qisman o'tadi.

Fermi-sistemaning zarralari soni va energiyasi

$$N = \sum_{\tau} \bar{n}_{\tau} \quad (2)$$

$$E = \sum_{\tau} \varepsilon_{\tau} \bar{n}_{\tau} \quad (3)$$

ifodalar bilan aniqlanadi.

Sistemaning hajmi V ortishi bilan zarralar energiya sathlari zichligi ortib boradi, chunki $E \sim \frac{1}{V}$. V yetarli darajada katta bo'lganda (2)

va (3) da yig'indilarni, energiya qiymatlari uzluksiz o'zgaryapti deb hisoblab, integrallar bilan almashtirish qulaydir. Buning uchun holatlar zichligi $g(\epsilon)$ tushunchasini kiritaylik. Bunday holda $\epsilon, \epsilon+d\epsilon$ energiya sohasiga to'g'ri kelgan holatlar soni

$$g(\epsilon)d\epsilon \quad (4)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$ sohadagi zarralar soni

$$f(\epsilon)g(\epsilon)d\epsilon, \quad (5)$$

energiyasi esa

$$\epsilon f(\epsilon)g(\epsilon)d\epsilon \quad (6)$$

ifodalardan iborat bo'ladi.

Sistema zarralarining to'la soni

$$N = \int f(\epsilon)g(\epsilon)d\epsilon, \quad (7)$$

to'la energiyasi

$$E = \int \epsilon f(\epsilon)g(\epsilon)d\epsilon \quad (8)$$

integral ifodalar bilan aniqlanadi.

Biz qarayatgan holda (kvant ideal gaz) holatlar zichligini oson aniqlash mumkin:

$$g(\epsilon)d\epsilon \sim \frac{dx dy dz dp_x dp_y dp_z}{h^3}$$

Energiya x, y, z hamda burchaklarga (yo'nalishlarni aniqlovchi) bog'liq bo'lmagani uchun yuqoridagi ifodaning o'ng tomonini x, y, z bo'yicha integrallab, hajm V ni olamiz. $dp_x dp_y dp_z$ uchun sferik koordinat sistemasiga o'tib, so'ng burchaklar bo'yicha integrallab, 4π ni olamiz. Shunday qilib,

$$g(\epsilon)d\epsilon \sim \frac{4\pi}{h^3} V p^2 dp \quad (9)$$

ifodani olamiz. Spinni e'tiborga olib, bu ifodani 2 ga ko'paytirib hamda

kvant ideal gaz holda $\epsilon = \frac{p^2}{2m}$, demak, $d\epsilon = \frac{p}{m} dp$ ekanligini hisobga

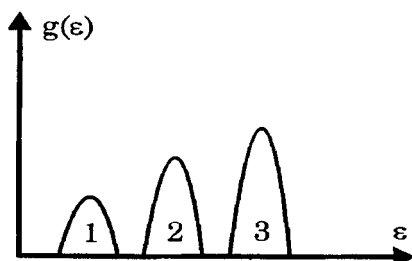
olib (9)ni shunday yozamiz:

$$g(\varepsilon) = \frac{8\pi V}{h^3} (2m^3)^{1/2} \varepsilon^{1/2}$$

yoki

$$g(\varepsilon) = a\varepsilon^{1/2} \quad (10)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda $a = \frac{8\pi V}{h^3} (2m^3)^{1/2}$ ga teng bo'lgan kattalik. $T = 0$ va $T \neq 0$ bo'lganda sathlarning elektronlar bilan to'lishi rasmlarda ko'rsatilgan.



5.4.5-3-rasm

Real holda, kristall qattiq jismdagi elektronlar holatlari zichligi $g(\varepsilon)$ murakkab funksiyadir. Umuman, real holda holatlar zichligi bir necha sohalarga (zonalarga) ajralib ketadi (5.4.5-3-rasm). Bunda elektronlar 1-sohada bo'lishi mumkin. 1-soha bilan 2-soha orasidagi energiya qiymatlarida elektronlar bo'lishi mumkin emas. Bu sohada elekt-

ronlarning bo'lishi ta'qiqlangan, yana 2-sohada elektronlar bo'lishi mumkin. So'ng yana ta'qiqlangan soha (2 va 3-sohalar oralig'ida)da elektronlar bo'lishi mumkin emas. Kristaldagi elektronlar holatlari zichligining bunday bo'linishi holatlar zichligining sohalari (zonalari) deyiladi.

Endi zonalarning tuzilishiga qarab qattiq jismlarning turlarga ajratilishini ko'rib o'taylik.

Kristall qattiq jismda $T = 0$ bo'lganda to'lgan zona (sathlar) valentli zona, bo'sh zona o'tkazuvchanli zona deyiladi. Agar valentli zona bilan o'tkazuvchanlik zona orasida energetik tirqish ta'qiqlangan zona bo'lmasa, bunday qattiq jismlar metallar deyiladi. Bu qattiq jismlarda temperatura noldan farqli bo'lsa, fermi sathi yaqinidagi elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib, xaotik (tartibsiz) harakatda bo'ladilar. Tashqi elektr maydon kiritilsa, shu maydon ta'sirida o'tkazuvchanlik zonada elektronlar tartibli harakatga keladi va natijada elektr tok paydo bo'ladi.

Valentli zona bilan o'tkazuvchanli zona orasida ta'qiqlangan zona bo'lsa, ya'ni energetik tirqish bo'lsa, bunday qattiq jismlar dielektriklar yoki yarim o'tkazgichlar deyiladi.

Agar energetik tirqish kengligi Δ berilgan temperaturada kT dan kichik bo'lsa, ya'ni $\Delta < kT$ bo'lsa, qattiq jismlar yarim o'tkazgichlar deyiladi.

Ma'lum temperatura T da valentli zonadan elektronlarning bir qismi (fermi sathiga yaqin sathlardan) o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadilar. Agar tashqi elektr maydoni kiritilsa, o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar tartibli harakatga kelib, elektr tokni hosil qiladilar. Shu bilan birga valentli zonadagi elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi tufayli valentli zonadagi bo'sh o'rinlar – kovaklar xuddi musbat zaryadday harakat qilib, shu kovaklar bilan bog'liq tok hosil bo'ladi. Buni benzin quyishni kutib turgan mashinalardan biri navbatdan chiqib ketishi «bo'sh o'rin»ning avtomobil harakatiga teskari tomon yo'nalishiga o'xshatish mumkin. Elektronlar va kovaklar tufayli hosil bo'ladigan bunday o'tkazuvchanlik yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligi deyiladi.

Bu yerda shuni ta'kidlaymizki, metallarda temperatura ortishi bilan o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning tartibsiz harakati kuchayadi, demak, uning elektr qarshiligi temperatura ortishi bilan ortadi, elektr o'tkazuvchanligi kamayadi. Yarim o'tkazgichlarda temperatura ortishi bilan $\Delta < kT$ shart kuchayadi va demak, o'tkazuvchanlik zonasiga o'tayotgan elektronlar soni ko'payadi. Shu sababli, umuman yarim o'tkazgichning elektr qarshiligi kamayib, o'tkazuvchanligi ortadi.

Agar valentli zona bilan o'tkazuvchanlik zona orasidagi ta'qiqlangan zona kengligi, ya'ni energetik tirqishning kengligi Δ yetarli darajada katta bo'lib, berilgan temperaturada $\Delta > kT$ shart bajarilsa, bunday qattiq jismlar dielektriklar deyiladi. Bu $\Delta > kT$ shartdan ko'rinadiki, temperatura ortishi bilan dielektriklik xossasi susayib boradi.

Agar dielektrikka aralashma kiritilsa, garchi energetik tirqish yetarli darajada katta bo'lishiga qaramay o'tkazuvchanlik paydo bo'ladi. Buning sababi shundaki, valentli zona bilan o'tkazuvchanlik zona orasidagi ta'qiqlangan zonada yangi lokal sathlar paydo bo'lishidadir.

Hosil bo'lgan yangi sathlar $T = 0^\circ K$ da elektronlar bilan to'lgan bo'lib, o'tkazuvchanlik zonasiga yaqin joylashgan bo'lishi mumkin. Bunda $\Delta_1 < kT$ shart bajariladi. Temperatura noldan farqli bo'lganda, lokal energetik sathlardan elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Aralashmaga tegishli bu sathlar donorlar deyiladi. Tashqi elektr maydon qo'yilganda qattiq jismlardagi o'tkazuvchanlik elektronlar bilan bog'liq bo'ladi. Bunday o'tkazgichlar n -tipdagi yarim o'tkazgichlar deyiladi. P yoki As aralashmalari Ge ga kiritilganda shunday hol yuz beradi.

Hosil bo'lgan yangi lokal sathlar $T = 0^\circ K$ da bo'sh bo'lib, elektronlar bilan band bo'lmagan bo'lib, valentli zonaga yaqin joylashgan bo'lishi

mumkin. Bunda $\Delta_2 < kT$ temperatura noldan farqli bo'lganda, valentli zonadagi elektronlar aralashma tufayli hosil bo'lgan lokal sathlarga o'tishi mumkin. Buning natijasida valentlik zonada hosil bo'lgan kovaklar paydo bo'ladi. Agar tashqi elektr maydon kiritilsa, kovaklar tartibli harakatga kelib, elektr tok hosil bo'ladi. Bunday kovaklar bilan bog'liq bo'lgan o'tkazuvchanlik p -tipidagi yarim o'tkazgich deyiladi. Aralashma tufayli hosil bo'lgan sathlar akseptorlar deyiladi. B yoki Al larning Ge ga aralashma sifatida kiritilishi tufayli shunday akseptorlar hosil bo'ladi. Bu yerda shuni aytish kerakki, o'tkazuvchanlik zonadagi elektron energiyasi ham, valentli zonadagi kovak energiyasi ham impulsiga, umuman olganda murakkab bog'lanishga ega. Ammo, odatda elektron o'tkazuvchanlik zona tubida, kovak esa valentli zona yuqorisida bo'lgani uchun quyidagi oddiy taqribiy munosabatlardan foydalanish mumkin:

$$\varepsilon(\bar{p}) = \Delta_1 + \frac{p^2}{2m_e^*} \quad \text{elektronlar uchun}$$

$$\varepsilon(\bar{p}) = + \frac{p^2}{2m_h^*} \quad \text{kovaklar uchun}$$

bularda m_e^* va m_h^* effektiv massalardir. Bu usulda elektronlarning massa bilan o'tkazuvchanlik zonasidagi, kovaklarga massa bilan valentli zonada erkin zarralar deb qaralishi mumkin.

Asosiy formulalar

Zarralar sonining (qiymatlari) holatlar

bo'yicha taqsimlanishi

$$f(E_\tau) = \frac{1}{z} e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu_\tau) n_\tau}$$

Boze-Eynshteyn taqsimlanishi

$$f(\omega) = \frac{1}{e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu_\tau)} - 1}$$

Plank formulasi

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar \omega}{e^{\beta \hbar \omega} - 1}$$

Fermi-Dirak taqsimlanishi

$$f(\omega) = \frac{1}{e^{-\beta(\epsilon_\tau - \mu_\tau)} + 1}$$

Reley- Jins qonuni

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$$

Vin qonuni

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \hbar \omega^{-3} / kT$$

Vinning siljish qonuni

$$\lambda_{\max} T = 0,0029 \text{ m} \cdot \text{grad}$$

Stefan-Bolsman qonuni

$$U = \sigma T^4$$

Issiqlik sig'im uchun

Eynshteyn formulasi

$$C_v = 3Nk(xZ)^2, \quad x = \frac{\hbar \omega}{kT},$$

$$Z = \frac{1}{e^{\frac{x}{2}} - e^{-\frac{x}{2}}}$$

Debay formulasi

$$C_D = AT^3$$

5.5. OLAMNING FIZIK MANZARASI

- 5.5.1. Moddalarning ekstremal holatlari
- 5.5.2. Fundamental elementar zarralar
- 5.5.3. Zarralarning bir-biriga aylanishi
- 5.5.4. Asosiy o'zaro ta'sir turlari
- 5.5.5. O'zaro ta'sir mexanizmi
- 5.5.6. Zaif va kuchli o'zaro ta'sir
- 5.5.7. Yagona maydon haqida
- 5.5.8. Olam haqidagi hozirgi zamon ilmiy-fizik tasavvurlar
- 5.5.9. Olam moddasining simmetriyasi va kosmik obyektlarning paydo bo'lishi
- 5.5.10. Olamning paydo bo'lishi va kelajagi
- 5.5.11. Olamning paydo bo'lishi haqida so'nggi so'z

“... Sen Olamda yo'q narsalarni bor deb bil va Olamda bor narsalarni yo'q deb hisobla”.

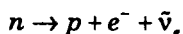
Najmiddin Kubro,
buyuk sharq allomasi

5. 5. 1. Moddalarning ekstremal holatlari

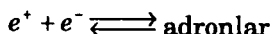
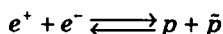
Modda holati va temperaturasi. Faraz qilaylik, moddaning temperaturasi ortib borsin. Agar modda qattiq agregat holatda bo'lsa, u suyuq holatga, undan keyin esa gazsimon holatga o'tadi. Temperatura bir necha ming gradusga ko'tarilganda termik dissotsiatsiya sodir bo'ladi, ya'ni molekularning atomlari orasidagi kimyoviy bog'lanishlar (ular 10^{-1} eV tartibida) uziladi, molekular atomlarga ajratiladi. Bu holatdagi gazlar atomlardan tashkil topadilar. Agar, zichlik juda katta bo'lmagan holda, temperatura yanada ortib, 10^4 K dan yuqori bo'lsa, atom yadrolari bilan elektronlar orasidagi bog'lanishlar (ular bir necha) elektron volt tartibida;

1 eV ~ 10⁴ K uzilib, atomlarda ionizatsiya (ionlashish) hodisasi yuz bera boshlaydi; temperatura 10⁷ K ga yetganda modda to'la ionlashgan bo'lib, u-ionlar (yadrolar) va elektronlardan iborat – plazma holatda bo'ladi.

Temperaturaning yana ortishi bilan yadroviy reaksiyalar boshlanadi va 10⁹ K da yadrolar parchalana boshlaydi; temperatura 10¹¹ K tartibda bo'lganda (yadroda bog'lanish energiyasi MeV tartibda) modda proton va elektronlardan iborat bo'ladi, bunda neytronlar;



reaksiya asosida proton va elektronga aylanadi va anti-neytrino hosil bo'ladi. Temperatura 10¹³ K dan (energiya E = 1 mlrd eV dan) yuqori bo'lganda nuklonlarning tug'ilishi va ularning boshqa elementar zarralarga aylanishi ushbu



reaksiyalar bo'yicha sodir bo'lishi mumkin.

Temperatura orta borib, 10¹⁶K (ya'ni E=10² GeV)ga yetganda elementar zarralarning bir-biriga aylanishi kuchayadi. Shu bilan bu holatda zarralar orasidagi elektromagnit o'zaro ta'sir zaif (kuchsiz) o'zaro ta'sir birlashib, bir umumiy o'zaro ta'sirni (biz uni elza o'zaro ta'sir deb atadik) sodir qiladilar.

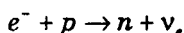
Temperatura T ≈ 10²⁸ K (energiyaning E ≈ 10¹⁶ GeV) qiymatlarida adronlar (barionlar va mezonlar) o'z tarkiblari – kvarklarga ajraladilar; bunda kvarklar va leptonlar orasidagi o'zaro o'tishlar va aylanishlarda (masalan, $uu \leftrightarrow X \leftrightarrow e^{+} \bar{d}$; $ud \leftrightarrow Y \leftrightarrow \nu_e \bar{d}$ o'zaro aylanishlarda) barion zaryadi saqlanishining buzilishini nazariy jihatdan ko'rsatish mumkin (bunda u, d – kvarklar). Buyuk birlashuv nazariyasiga ko'ra, bu holatda elza va kuchli o'zaro ta'sirlar bir umumiy o'zaro ta'sirni sodir etadilar. Uni biz elzakuch o'zaro ta'sir deb atadik.

Nihoyat, chegaraviy – o'ta yuqori temperatura T ≈ 10³² K da (energiya E ≈ 10¹⁹ GeV bo'lganda), hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra, zarralar orasida elzakuch va gravitatsiya o'zaro ta'sirlarning birligini sodir qiluvchi – yagona o'zaro ta'sir mavjud bo'ladi. Bu holatda materiya bir ongina, t=10⁻⁴³ sekundgina “yashaydi”.

Modda zichligi va holati. Endi biz zichlik ortgandagi modda holatlari bilan tanishaylik. Moddalar o'zlarining kimyoviy tarkiblariga ko'ra, oddiy (normal) sharoitda juda xilma-xil bo'lsalarda, moddalar zichligi ortishi bilan bu xilma-xillik kamayib, “silliqlanib” boradi. Buning sababi shuki,

bosim orta borib, 10^8 atm. tartibida bo'lganda kimyoviy xossalarning har xilligiga sababchi bo'lgan atomlarning yuqori qobig'idagi elektronlar o'z atomlaridan ajralib chiqadilar; ichki qobiqdagilari esa, aksincha, zichlanib boradilar.

Bosim ortib 10^{18} – 10^{19} atm. (zichlik 10^6 – 10^7 g/sm³) bo'lganda, aynigan elektron-gaz relyativistik tabiatga ega bo'ladi, elektronning tezligi yorug'lik tezligiga yaqin bo'ladi (oq mitti yulduzlar holati bunga misoldir). Bosimning yana ortishi (zichlikning kattalashishi) tufayli elektronlar bilan yadrodagi protonlar orasida



yadro reaksiyalari boshlanadi va bosim ortib, 10^{24} atm. (zichlik 10^{11} g/sm³) tartibiga yetganda, neytronlashish jarayoni tufayli modda holatida neytronlar ustunlik qiladi (misol, neytron yulduzlar holati). Bosim yana ortib, 10^{26} atm. (zichlik 10^{12} g/sm³) qiymatlarga erishganda, yadrolar beqaror bo'lib, parchalanib ketadi va bunda modda, asosan, neytronlardan iborat Fermi-gaz holatiga o'tadi. Bosim 10^{27} – 10^{28} atm. bo'lganda, bu Fermi-sistemaning zichligi yadro zichligi $\rho \approx 10^{14}$ g/sm³ ga teng bo'ladi (masalan, neytron yulduzlarning holati bu Fermi-sistema holatiga misoldir).

Hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra, zichlikning yanada ortishi tufayli neytronlar ham parchalanib, kvarklardan iborat modda holati sodir bo'la boshlaydi. Bunda zichlik (10^{15} – 10^{26}) g/sm³ va undan yuqori tartiblarda bo'ladi (masalan, bu holatda kvark yulduzlar bo'ladi).

Shunday qilib, moddaning yuqoridagi holatlari yulduzlar, mitti yulduzlar, neytron va kvark yulduzlarda namoyon bo'ladilar; olamning paydo bo'lgan paytlarida va uning evolyutsiyasi jarayonidagi eralarda, yulduzlar va ularning evolyutsiyasida namoyon bo'ladi. Boshqacha aytganda, olam hamda yulduzlar o'z evolyutsiyalarida yuqori temperaturali va bosimli holatlarda bo'lganlar. Olam evolyutsiyasi bilan keyinroq tanishamiz.

Elementlar sintezi. Olam yoshi 1 mlrd. yil bo'lganda, uning "tinch" davri tugab, katta hajmdagi (masshtabdagi) qurilishlar davri boshlanadi. Bu davrda asosiy qurilish moddasi – vodorod va geliydan birlamchi yulduzlar paydo bo'la boshlaydi (I. Kantning (1724 –1804) gipotezasiga ko'ra, Olamni to'ldirgan xaos holatdagi materiyadan tortilish va itarish kuchlari tufayli Olamning katta hajmdagi borliqlari (katta masshtabdagi obyektlari) paydo bo'lgan). Gravitatsiya tortilish kuchi natijasida modda siqiladi, zichligi ortadi, u qiziydi va termoyadro reaksiyalarining borishiga imkon tug'iladi. Bu yerda shuni ta'kidlash joizki, Olamni tashkil etgan modda massasining 99 foizini barionlar (vodorod va geliy), 1 foizga yaqinini

fotonlar, juda kam qismini elektronlar tashkil etadi. Boshqacha aytganda, galaktikalararo tortilish kuchini, yulduzlar holati va ularning evolyutsiyasini asosan barionlar (fermionlar) aniqlaydi. Demak, yulduzlar tarkibini tushunish, jumladan, elementlarning paydo bo'lishini bilish yadro tarkibini bilishni taqozo etadi.

Atom yadrosi, ma'lumki, proton va neytronlardan iborat, proton va neytron-nuklonlar esa kvarklardan tashkil topgan. Kvarklar orasidagi kuchli o'zaro ta'sir maydonining kvantlari-glyuonlardir. Nuklon (yoki mezon) tarkibidagi har bir kvark kvark-antikvarklarga, glyuonlarga o'ralgan bo'ladi, «shuba» kiygan bo'ladi (bu kvarkning anti ekranlanishi (antipardalanishi) deyiladi).

Yadro moddasi past temperaturadagi «suyuqlik» fazadan temperaturasi ortgan sari gazsimon fazaga – nuklonlarning alohida-alohida holiga o'tadi. Temperaturaning yanada ortishi bilan barionlar parchalanib, kvark-glyuon plazma holatiga o'tadi.

Hozirgi vaqtda birinchi avlod u, d ; ikkinchi avlod s, c ; uchinchi avlod b, t kvarklar bizga ma'lum.

Olam yoshi (10^{-10} – 10^{-4}) sek. davrining boshlarida, tangri amri bilan, birinchi avlod erkin kvarklar u, d adronlarni (proton, neytron, mezonlarni) hosil qila boshlaydi, yadro «qopi»ga tusha boshlaydilar (bu konfaynment hodisasi deyiladi). Bu davrning oxirida Olam yoshi 10^{-4} sek. bo'lganda, erkin kvarklar adronlarga «kondensatsiyalanib» bo'ladi. Bu 2- va 3-avlodli kvarklar Olam qurilishida bevosita ishtirok etmadilar.

Erkin kvarklar davri Olam yoshi 10^{-4} sek. bo'lganda tugaydi va ular adron tarkibida glyuon bilan birlikda yashaydi. Olam yoshi 10^{-4} sek - 1 sek. bo'lganda, yadro reaksiyalari va elementar zarralarning bir-biriga aylanishlari intensiv ravishda boradi. Olam evolyutsiyasida nuklonlarning paydo bo'lish davri (10^{-10} sek. – 1 sek.) juda muhim davrlardan hisoblanadi.

Olam yoshining so'nggi 1 sek. – 200 sek.li davrida Olamdagi hosil bo'lgan proton-neytrondan iborat plazmada yadro reaksiyalari (nukleosintez) davom etib, kosmik qurilishni (strukturani) – galaktika va yulduzlar tarkibini hosil qiluvchi $H^1, H^2, He^3, He^4, Li^6, Li^7$ lardan iborat gaz hosil bo'ladi. Bu gazning asosiy qismini proton H^1 va geliy yadrosi He^4 , qolgan yadrolar esa juda oz ravishda 10^{-3} – 10^{-4} , 10^{-6} – 10^{-6} qisminigina tashkil qiladi.

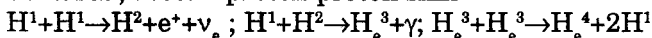
Temperaturaning tushishi, plazma zichligining kamayishi tufayli hamda neytronning yemirilishi sababli, bu birlamchi nukleosintez, yengil yadrolar sintezi davri tezda, Olamning yoshi 200 sek. (taxminan 3 daq.) bo'lganda tugaydi.

Proton ($\approx 70\%$), geliy yadrosi ($\approx 30\%$), foton, elektron, neytrino va

boshqalardan iborat bu yuqori temperaturali plazma davri uzoq vaqt, 300 ming yil davom etadi. So'ng, 700 ming yil rekombinatsiya davrida neytral yengil atomlar hosil bo'ladi. Shundan so'ng, birlamchi yulduzlar paydo bo'la boshlaydi va bu jarayon 1 mlrd. yilcha davom etadi; birlamchi yulduzlar paydo bo'lishi hozirda ham davom etmoqda. Bu birlamchi yulduzlardagi termoyadro reaksiyalari tufayli boshqa elementlarning, jumladan, og'ir elementlarning yadrolari hosil bo'lgan. Bu jarayonlar Olamning yoshi 1 mlrd. yilga yetgandan keyin boshlangan.

Birlamchi yulduzlardagi termo yadro reaksiyalar (sintez) 4 bosqichdan iborat.

1. Massasi Quyosh massasi M_{\odot} ga teng yoki kichik M massali yulduzlarda, asosan proton-proton sikli



orqali vodorod yonib, geliyga aylanadi. Yulduzlardagi bu sikl $T \approx 10^7$ K da boshlanib, juda uzoq vaqt davom etadi (Quyoshda ham shunday reaksiyalar davom etyapti. Quyosh birlamchi yulduz qoldiqlaridan hosil bo'lgan ikkilamchi yulduz).

2. Vodorod, asosan, yonib bo'lgandan keyin, yulduz siqila boshlaydi. Uning temperaturasi $T \approx 10^8$ K ga yetganda $3 H_e^4 \rightarrow C^{12} + \gamma$ reaksiya (Solpiter reaksiyasi) bo'yicha geliy yona boshlaydi. Bu qizil gigant deb ataluvchi yulduzning massasi $M > M_{\odot}$ bo'ladi. Solpiter reaksiyasini quyidagicha tushunish mumkin: dastlab $2H_e^4 \rightarrow B_e^8$ reaksiya sodir bo'ladi; Bunda Be^8 ning yashash vaqti nihoyatda kichik, $u \sim 10^{-15}$ s ga teng. Bu vaqtda uchinchi geliy H_e^4 u bilan to'qnashib $B_e^8 + H_e^4 \rightarrow C^{12} + \gamma$ reaksiya sodir bo'lishi mumkin.

Umuman, $3H_e^4 \rightarrow C^{12}$ reaksiyada 7,7 MeV energiya ajraladi. Nazariy hisoblash ko'rsatadiki, ma'lum sharoitda ($T \approx 10^8$ K, $\rho \approx 10^2$ g/sm³) bu reaksiya effektiv ravishda borib, uglerod C^{12} ning Olamdagi tarqalishini ta'minlashi uchun C^{12} da 7,7 MeV energiyali sath mavjud bo'lishi zarur. Hayratlanarlisi shuki, xuddi shunday rezonans sath C^{12} da haqiqatan ham mavjud ekan; buning natijasida reaksiya katta ehtimol bilan borishi ta'minlangan. Xuddi shu holatdagina yadro C^{12} ning uchta He^4 ga yemirilishi sekinlashadi, uning ehtimoli kichik bo'ladi va $C^{12} + He^4$ va $C^{12} + H^1$ reaksiyalar borishiga imkon tug'ilib, yulduzlarda temoyadro reaksiyalar zanjiri davom etishiga yo'l ochiladi.

Demak, barcha og'ir yadrolarning hosil bo'lishiga olib boradigan bittagina yo'l – bu C^{12} ning 7,7 MeV energiyali sathi orqalidir. Jannatga kiradigan bittagina ko'prik bo'lgani kabi, organik va noorganik dunyoga o'tadigan va binobarin Olamda hayotning paydo bo'lishini (uning yaratilishini) ta'minlaydigan yo'lga o'tadigan ko'prik - bu C^{12} ning shu 7,7 MeV energiyali sathidir.

Hisoblashlarga ko'ra, yulduzlardagi proton-proton siklida yadrolarning yonishi uchun bir necha o'n mlrd. yil talab etilsa-da, geliyning yonishi uchun esa atigi taxminan 10 mln. yil vaqt talab etiladi.

3. Yulduzlar temperatura $T \approx 10^9$ K bo'lganda C^{12} va O^{16} yadrolar yona boshlaydi; buning natijasida neon Ne^{20} , natriy Na^{23} , magniy Mg^{24} , kremniy Si^{28} va boshqa yadrolar paydo bo'ladi. Bu reaksiyalar bir necha yuz ming yilcha davom etadi.

4. Yulduzlardagi temperatura $T \approx 10^9$ K va bundan ortiq bo'lganda, Si yadrosi yona boshlaydi. Natijada birlamchi yulduzlardagi termoyadro reaksiyalar tufayli eng katta bog'lanish energiyasiga ega bo'lgan Ni va Fe gacha yadrolar paydo bo'ladi. Shu bilan yulduzlardagi termoyadro reaksiyalarining hosil bo'lishi tugaydi.

Yanada og'ir elementlar yadrolari paydo bo'lishi uchun S-jarayon (Slow – sekin) sodir bo'lishi zarur, ya'ni yadro neytronlarni yutishi (ushlashi), so'ng β -yemirilishga duchor bo'lishi kerak. Erkin neytronlar oqimi (dastasi), massasi $M > 2 M_{\odot}$ bo'lgan massiv yulduzlardagi



yadro reaksiyalari tufayli yuz beradi va natijada S-jarayon borishi uchun imkon tug'iladi.

S-jarayonda yadro tomonidan neytronlarning ikki ketma-ket ushlanishi uchun ketgan vaqt, hosil bo'lgan Z yadroning β – yemirilish vaqtidan katta bo'ladi, ya'ni yadro neytronni ushlagandan (zabt etgandan) keyin, β – yemirilishga ulguradi va natijada $Z+1$ yadro hosil bo'ladi.

S-jarayonning sodir bo'lishi uchun 1 sekundda 10^{15} – 10^{16} ta neytron oqimi hosil bo'lishi kerak. Bu holda tabiatda uchraydigan og'ir elementlarning olinishi uchun bir necha ming yil zarur bo'ladi. Lekin S-jarayonda vismut Bi^{209} dan og'irroq yadrolar olinishi mumkin emas, chunki bu yadroning yashash vaqti neytronlarning ikki ketma-ket ushlanish vaqtidan kichik bo'ladi.

Demak, Bi^{209} dan keyingi og'ir yadrolarni tabiatda uchratishni boshqa jarayonlar asosida tushuntirish mumkin bo'ladi. Yadro tomonidan ko'p neytronlarning ketma-ket ushlab olinishi (zabt etish vaqti) hosil bo'lgan yadroviy yashash vaqtidan kichik bo'lsa, bunday jarayon r-jarayon (rapid – tez) deyiladi. Bi^{209} dan og'ir yadrolar paydo bo'lishi uchun r-jarayon ishtirok etish zarur bo'ladi. Bu r-jarayon 10^{27} – 10^{40} neytronlar oqimi bo'lishini taqozo qiladi. Neytronlarning bunday katta oqimi o'ta yangi yulduzlar portlashida, galaktika yadrosi portlashida hosil bo'lishi mumkin. Bu neytronlar oqimlari (r-jarayon) bir necha o'n daqiqalargacha bo'lgan qisqa muddatda sodir bo'ladi.

Shunday qilib S-jarayon bir necha ming yil, r-jarayon bir necha daqiqa

davom etadi va natijada har xil og'ir yadrolar hosil bo'ladi. Keyin esa milliard yillar davom etadigan yulduzlardagi nukleosintez Olamdagi har xil kimyoviy elementlarning paydo bo'lishiga, so'ngra organik va anorganik moddalarning, jumladan, hayotning paydo bo'lishiga olib keladi.

5. 5. 2. Fundamental elementar zarralar

Hozirgi vaqtdagi ma'lum bo'lgan barcha elementar zarralar, ularning bir-biriga aylanishi, ular orasidagi har xil reaksiyalar, ulardan tashkil topgan obyektlar, jumladan, Olam va uning evolyutsiyasi, uni tashkil etgan yulduzlar va galaktikalarning harakati – bularning hammasi to'rtta asosiy (fundamental) o'zaro ta'sir – gravitatsiya, elektromagnit, zaif (kuchsiz) va kuchli o'zaro ta'sir orqali boshqariladi.

Hozirgi zamon ilmiy tasavvurlariga ko'ra, to'rtta fundamental o'zaro ta'sir elementar zarralar tomonidan almashinib turadigan zarralar tufayli sodir bo'ladi. Ana shu o'zaro ta'sirlarni sodir qiladigan almashinuvchi, tashuvchi zarralar oraliq bozonlar deyiladi.

Asosiy o'zaro ta'sirlarni bayon etishdan avval fundamental elementar zarralar haqida qisqacha to'xtalib o'taylik.

Hozirgi zamonda ma'lum bo'lgan elementar zarralar (ular 400 ga yaqin) asosan 2 guruhga: adronlarga (yunoncha hadros – katta, kuchli) va leptonlarga (yunoncha leptos – nozik, yengil) bo'linadi. Leptonlar guruhini elektron e^- va pozitron e^+ ; myuon μ^- va antimyuon μ^+ ; taon τ^- va antitaon τ^+ ; elektron neytrinosi ν_e va antineytrinosi $\bar{\nu}_e$, myuon neytrinosi ν_μ va antineytrinosi $\bar{\nu}_\mu$; taon neytrinosi ν_τ va antineytrinosi $\bar{\nu}_\tau$ tashkil etadi (3-jadvalga qarang).

Kuchli o'zaro ta'sirda ishtirok etmaydigan fermionlar (ya'ni spinlari yarimli bo'lgan zarralar) leptonlar deyiladi. Leptonlar quyidagi lepton zaryad L ga ega bo'ladi: elektron e^- va elektron neytrinosi uchun $L_e=1$; pozitron e^+ va elektron antineytrinosi uchun $L_e=-1$; myuon va myuon neytrinosi uchun $L_\mu=+1$, myuon va myuon antineytrinosi uchun $L_\mu=-1$; taon va taon neytrinosi uchun $L_\tau=1$; taon τ^+ va taon antineytrinosi uchun $L_\tau=-1$.

Leptonlar

3-jadval

Zarralar	Antizarralar	Tinchlikdagi massa, MeV	Spin	Yashash vaqti, s
e^-	e^+	0,51	1/2	barqaror, stabil
ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	1/2	barqaror, stabil
μ^-	μ^+	105,66	1/2	$2,20 \cdot 10^{-6}$
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	1/2	barqaror, stabil
τ^-	τ^+	1784	1/2	$4 \cdot 10^{-13}$
ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	1/2	barqaror, stabil

Manfiy zaryadlangan leptonlar faqat ($\lambda = -1/2$ spiralli) “chap” neytrinoga, musbat elektr zaryadlangan leptonlar faqat ($\lambda=1/2$ spiralli) “o‘ng” neytrinoga aylanadi; masalan,

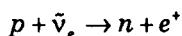


O‘ng neytrinolar chap neytrinoga nisbatan antizarra deyiladi.

Leptonlar 12 ta, ular barqaror (stabil) yoki yashash vaqtlari nisbatan uzoq (myuon va taonlar uchun); hozirgi zamon nazariyasiga ko‘ra, leptonlar ichki tuzilishiga ega bo‘lmagan nuqtaviy zarralar deb qaraladi. Shu sababli ular haqiqiy yoki fundamental elementar zarralar deyiladi.

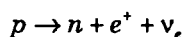
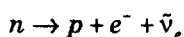
Shveysariyalik olim V. Pauli 1930-yili kosmologiya fani uchun muhim ahamiyatga ega bo‘lgan zarra – neytrino mavjudligini nazariy bashorat qildi. 1932-yili italiyalik olim E. Fermi zarraga neytrino nomini berdi.

1953–56-yillarda amerikalik olimlar F. Reynes, K. Kouen yadro reaktoridan kelayotgan antineytrinolarning protonlar tomonidan yutilishi natijasida neytron va pozitronlar paydo bo‘lishini va demak, quyidagi reaksiya



asosida elektron antineytrinosi mavjudligini kuzatdilar. Shu yillari neytrino va antineytrino har xil zarralar ekanligi ham tajribada isbot qilindi.

Yadroning β -yemirilishi



myuonning yemirilishi

$$\mu^- (\mu^+) \rightarrow e^- (e^+) + \bar{\nu}_e (\nu_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

mezonlarning yemirilishi

$$K_0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$$

$$D_0 \rightarrow K^- + e^+ + \nu_e$$

$$D^+ \rightarrow K^0 + e^+ + \nu_e$$

elektron neytrinosining manbalaridir.

1957-yili bir-biridan bexabar rus olimi M. A. Markov, amerikalik Yu. Shvinger, yaponiyalik olim K. Nishijima myuon neytrinosi mavjudligiga nazariy asos keltirdilar.

1962-yili L. Lederman rahbarligida (Brukxeyvend, AQSH) myuon neytrinosi tajribada kuzatildi¹. 1963-yili yadro tadqiqotlar Evropa markazida (TSERN, Jeneva) qilingan tajriba myuon neytrinosi mavjudligini qayta tasdiqladi.

Myuon, pion va K mezonlarning yemirilishi

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$K^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

myuon neytrinosining manbalaridir.

Shunday qilib, bir-biridan faqat massalari bilangina farqli bo'lgan elektron (va uning neytrinosi), myuon (va uning neytrinosi) tabiatga nima uchun kerak bo'lib qoldi ekan, deb olimlarning boshi qotib turgan bir paytda yana bir «syurpriz» (tuhfa) in'om etildi.

1975-yili M. Perl rahbarligida (Stenford, AQSH) elektron va myuondan faqat massasi bilangina farq qiladigan τ lepton ($m_\tau \approx 1,8$ GeV, ya'ni ikkita proton massasiga yaqin) tajribada kuzatildi. Shu bilan birga τ leptonga mos ν_τ neytrino ham kiritildi.

ν_τ neytrino taonning quyidagi yemirilishlarida

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau; \tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau; \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

tug'ilishi mumkin.

¹ Juda katta ahamiyatga ega bo'lgan bu kashfiyot uchun amerikalik fiziklar Leon Lederman, Melvin Shvars va Jek Steynberger 1988-yili Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar.

Neytrinoning tinchlikdagi massasi m_ν ni aniqlash muhim muammodir. Bu muammoning hal qilinishi ayniqsa kosmologiya uchun juda katta ahamiyatga ega.

Olam evolyutsiyasining adron erasidan qolgan $5 \cdot 10^{-4}$ eV energiyali qoldiq neytrinolarning har bir xili $100 - 150$ juft/sm³ zichlik bilan butun Olamni to'ldirgan.

Ana shu neytrinolardan, hech bo'lmaganda bir xilining tinchlikdagi massasi $10 - 30$ eV orasida bo'lganda edi, ularning Olamdagi massasi Olamdagi qolgan moddalarning massalaridan taxminan bir tartibga ortiq bo'lardi. Bu esa kosmologiya fanida va astrofizikada fundamental xulosalarga olib kelardi. Masalan, Olamning hozirgi zamondagi kengayishi ma'lum vaqtdan keyin siqilish bilan almashinishi lozim bo'ladi, ya'ni Olam kengayishda cheksiz davom etmasdi, u berk bo'lardi, galaktika va galaktikalarning to'ldasini neytrino gazi asosida tushuntirish imkoniyati tug'ilardi.

Kuchli o'zaro ta'sirda ishtirok etadigan va ichki tuzilishga ega bo'lgan zarralar adronlar deyiladi. Adronlar barionlar B va mezonlar M guruhlaridan iborat. Yarim spinli adronlar (ya'ni fermion bo'lgan adronlar) *barionlar* deyiladi; butun spinli adronlar (ya'ni bozon bo'lgan adronlar) *mezonlar* deyiladi.

Barionlar guruhiga atom yadrosining tarkibini tashkil etgan protonlar va neytronlar hamda fermion bo'lgan boshqa zarralar, *mezonlar* guruhiga pi mezonlar (qisqacha pionlar) π^+ , π^- , π^0 va *bozonlar* bo'lgan boshqa zarralar kiradi (4-jadvalga qarang).

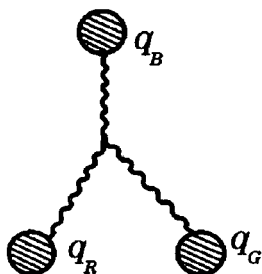
Adronlar

4-jadval

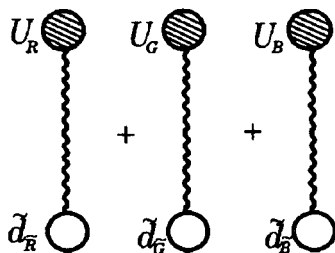
Nomi	Belgilanishi tinchlikdagi zarra antizarra massasi, MeV		Yashash vaqti, s
1	2	3	4
Barionlar			
proton	p	938, 3	stabil $\tau > 6 \cdot 10^{32}$ yil
neytron	n	939, 6	920
lyambda	Λ^0	1115, 6	$2, 6 \cdot 10^{-10}$
Sigma	Σ^+	1189, 4	$0, 8 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	1192, 5	$6 \cdot 10^{-20}$
Omega	Σ^-	1197, 3	$1, 5 \cdot 10^{-10}$
	Ω^-	1672	$0, 8 \cdot 10^{-10}$
Mezonlar			
Pion	π^+	139, 6	$2, 6 \cdot 10^{-8}$
	π^0	135	$0, 8 \cdot 10^{-16}$
Kaon	K^+	493, 7	$1, 2 \cdot 10^{-8}$
		497, 7	$0, 9 \cdot 10^{-10}$
	K^0	497, 7	$57 \cdot 10^{-8}$
eta-mezon	η_0	584, 8	10^{-18}

1964-yili amerikalik olim M. Gell-Mann va undan bexabar holda avstriyalik olim J. Sveyg o'sha vaqtdagi ma'lum adronlarni uchta zarradan (ularni Sveyg tuzlar, Gell-Mann esa kvarklar¹ deb atadilar) iborat deb qaradilar. Bu uchta zarra – kvarklar hozirgi vaqtda u (up – yuqori), d (down – past, quyi), s (stronge – g'alati) bilan belgilanadi (5-jadvalga qarang).

Adronlarning kvark modeliga ko'ra, mezonlar M bitta kvark q va bitta antikvark \bar{q} dan tuzilgan, ya'ni $M = q\bar{q}$ Masalan, $\pi^+ = \bar{d}u$, $\pi^- = \bar{u}d$



5.5.2-1-rasm



5.5.2-2-rasm

Barionlar B , jumladan, nuklonlar (proton p , neytron n) uchta kvarkdan tuzilgan, ya'ni $B = qqq$. Masalan, $p = uud$, $n = udd$.

Adronlarning tajribada kuzatiladigan spinlari kelib chiqishi uchun har bir kvark yarim spinga ega bo'lishi zarur, ya'ni kvarklar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunishi lozim. Ammo barion zarralar tuzilishida bir holatda bir xil kvarklar bo'lishi talab etiladi. Bu esa Pauli prinsipiga ziddir, boshqacha aytganda, bu holatda kvarklarning Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunishi talab etiladi (misol: Ω^- – giperon bir xil holatdagi uchta S kvarkdan iborat). Bu ziddiyatdan chiqish yo'lini birinchi bo'lib N. N. Bogolyubov hamda bundan bexabar holda 1965-yili amerikalik olimlar N. Nambu, M. Xan ko'rsatdilar. Ular har bir kvark uchta har xil qiymat qabul qilishi mumkin bo'lgan yangi kvant songa ega degan fikr aytdilar. Bu kvant sonning har bir qiymati rang deb atay boshlandi: qizil (Red), yashil (Green), ko'k (Blue), antikvarklarga esa antirang, masalan, antiqizil, antiko'k, antiyashil mos keladi deyiladi. Shunday

¹ Kvark (quark) so'zini M. Gell-Mann ixtiro qilgan. Keyinchalik u Jeyms Joysning "Finnegan ma'rakasi" (Finnegancha ma'raka) romanidagi "Mister Mark uchun uchta kvark" deyilgan iboradagi kvark (quark) so'zini ko'rib qolib, unga moslagan. Joys esa bu so'zni quart (chorak, chetvert) so'zining buzilgan shakli sifatida qo'llagan (qarang: UFN, t. 161, №12, 104-bet, 1991y.)

qilib, kvarklar rangli zarralar, barionlar va mezonlar esa rangli kvarklardan tashkil topgan rangsiz zarralardir. Masalan, uchta rangli q_R, q_G, q_B kvarklar "aralashmasi"dan rangsiz (oq rangli) barion olinadi (5.5.2-1-rasm). Shuningdek, bir xil rangli va bir xil antirangli ikki kvarkdan rangsiz mezon quriladi (5.5.2-2-rasm).

Tajribada kuzatilayotgan hamma real adronlar oq rangli (rangsiz) zarralardir. Shunday qilib, har bir kvarkning uch xil holatda bo'lishi (uch xil rangli bo'lishi), adronlarning tuzilishi haqida yuqorida aytilgan ziddiyatni bartaraf etdi.

Kvark xillari u, d, s va boshqalar o'zlarining hidi (xushbo'yligi, muattarligi) bilan farqlanadi, ya'ni kvarklar uchun hid (xushbo'y) kvant soni kiritilib, y, u, d, s qiymatlarini qabul qilishi mumkin, masalan, s hid, s kvark demakdir. Shunday qilib, uch xil u, d, s (bularning ranglarini hisobga olinganda 9 xil, antikvarklar bilan esa 18 xil) kvarklar asosida o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan adronlarni nazariy jihatdan qurish mumkin bo'ldi.

Kvarklar haqida gipoteza paydo bo'lgandan keyin, fiziklar uni qidira boshladilar. Ammo tez orada fiziklar shunday fikrga keldilarki, kvarklar erkin holda tabiatda uchramaydi, ular faqat adronlar tarkibidagina ("asir"ga tushgan holda) uchraydi. Bunday fikrni bilvosita tasdiqlovchi tajribalar borligiga keyinroq to'xtalamiz.

Agar leptonlar e^\pm, μ^\pm 4ta bo'lsa, tabiatning simmetriya qonuniga asosan, kvarklar ham 4 ta bo'lishi kerak degan gipoteza 1964-yili aytili. 4-kvark c-kvark (charm – maftun kvark) deb ayta boshlandi. Ammo 1974- yilgacha maftun kvarkka eksperimental jihatdan ehtiyoj sezilmadi, chunki u davrdagi ma'lum adronlarni 3 ta kvark asosida tushuntirish mumkin edi.

1974-yil noyabr oyida bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda Brukxeyvendagi laboratoriyada C. Ting rahbarligidagi, Stenforddagi laboratoriyada B. Rixter rahbarligidagi ikki guruh eksperimentatorlar J/Ψ yotpsi mezon deb ataluvchi zarra kashf qildilar. U zarrani Ting guruhi yot J-zarra deb, Rixter guruhi psi Ψ -zarra deb nomladi. Har ikkala guruhning xohishini e'tiborga olib, yotpsi zarra J/Ψ deb atay boshlandi (bu zarraning yashash vaqti $t \sim 10^{-20}$ c, ya'ni nisbatan barqaror, elektr zaryadi yo'q, massasi 3097 MeV, spini birga teng).

Bu mezonni kvark modeli asosida tushuntirish uchun yangi c-kvark kiritilishi lozim bo'ldi. Bu esa kvark modelining "qonunlashishiga" muhim yana bir eksperimental dalil bo'ldi. Shu sababli ham J/Ψ zarraning kashf etilishi va uning kvark modeli asosida izohlanishi elementar zarralar fizikasida muhim bosqich bo'ldi; bu bosqichning "1974-yil noyabr inqilobi"

deb atalishi bejiz emas. J/Ψ mezon kashfiyotchilari eksperimentatorlar S. Ting va B. Rixterga 1976-yili Nobel mukofoti topshirildi.

Keyinroq D^+ – mezon (massasi 1870 MeV, yashash vaqti $t=9 \cdot 10^{-13}$ s), D^0 – mezon (massasi 1865 MeV, yashash vaqti $t=5 \cdot 10^{-13}$ s), Λ_b^- - barion (massasi 2280 MeV, yashash vaqti $t=1 \cdot 10^{-13}$ s) kashf etildi. Ularning tuzilishini c-kvark (maftun kvark) ishtirokida tushuntirish mumkin bo'ldi.

Elektron e^\pm , va myuon μ^\pm ga o'xshash, ammo massasi ularning massasiga nisbatan juda katta bo'lgan tao lepton τ^\pm ning tajribada kashf etilishi (massasi 1784 MeV) yuqorida aytilgan leptonlar va kvarklar orasidagi simmetriyani buzib yubordi. Fiziklar shu simmetriyaning tiklanishi uchun yana ikkita yangi 5- va 6-kvarklar bo'lishini nazariy jihatdan bashorat qildilar. Beshinchi kvarkni b -kvark (ingilizcha beauty – zebo, go'zal), oltinchi kvarkni t -kvark (ingilizcha truth – haqiqiy) deb atadilar.

1977-yili ipsilon mezon (massasi 9460 MeV, yashash vaqti $\tau=1 \cdot 10^{-13}$) kashf etildi. Uni fiziklar zebo kvark b va antikvark \bar{b} dan tashkil topgan deb qaradilar.

Zebo b -kvarkning kashf etilishi, kvark-lepton simmetriyasiga bo'lgan ishonch yana bitta t -kvarkning kiritilishini talab etadi (jadvalga qarang).

Olimlar t -kvarkni 1994-yili kashf etdilar; uning massasi 176 GeV ekanligini 1999-yili aniqladilar.

Shunday qilib, tajribada bevosita kuzatilishi mumkin bo'lgan 6 ta lepton va adronlarning tarkibini tashkil etuvchi hid (xushbo'y) bilan farqlanuvchi 6 ta kvark mavjud. Bunda leptonlar oq rangli (rangsiz) zarralar, kvarklar 3 xil rangga ega.

Kvarklar

5-jadval

Kvark nomi	Simvol	Barion zaryadi, B	Elektr zaryadi	Spin	Massasi, MeV
Yuqori	u	1/3	(2/3) e	1/2	3, 5-5
Past	d	1/3	– (1/3) e	1/2	6, 5+10
G'alati	s	1/3	– (1/3) e	1/2	100+250
Maftun	c	1/3	(2/3) e	1/2	1350
Zebo	b	1/3	– (1/3) e	1/2	4700
Haqiqiy	t	1/3	(1/3) e	1/2	$4 \cdot 10^4$

	Asosiy elementar zarralar	
	Leptonlar	Kvarklar
Birinchi avlod	ν_e e	u d
Ikkinchi avlod	ν_μ μ	c s
Uchinchi avlod	ν_τ τ	t b

Leptonlar va kvarklar *avlodlar* deb ataluvchi uchta juftga bo'linadi (6-jadvalga qarang). Har bir avlodda yuqori va pastki (boshqacha aytganda, vertikal bo'yicha joylashgan) zarralar bor.

Shunday qilib, kvarklar (antikvarklar bilan birgalikda) 36 ta, kvarklar va leptonlar – fundamental elementar zarralar 48 ta. Biz atrof muhitimizdagi rang-barang moddalar atomlardan iborat ekanligini, atomlar esa faqat 3 xil zarra (proton, neytron, va elektron) dan iborat ekanligini e'tiborga olsak, 48 ta zarra ko'p ekanligini sezamiz.

Shu sababli, lepton va kvarklar ham subfundamental zarralardan tashkil topgan, deyilgan sxemalar yaratilmoqda.

5.5.3. Zarralarning bir-biriga aylanishi

Biz quyida zarralarning bir-biriga aylanishi, ularning annigilyatsiyasi va juftlarning hosil bo'lishi haqida gapiramiz. Quyida maydon, maydon manbalari (elektr zaryadi, barion zaryadi, lepton zaryadi va boshqalar) maydon kvantlari haqidagi hozirgi zamon tasavvurlariga duch kelamiz. Shu sababli ba'zi hodisalarga hozirgi zamon qarashlarini qisqacha bayon etamiz.

Nisbiylik nazariyasidan ma'lumki, zarraning energiyasi E bilan uning impulsi p orasidagi munosabat quyidagicha bo'ladi:

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (1)$$

bunda $E_0 = m_0 c^2$ zarraning tinchlikdagi energiyasi, m_0 esa tinchlikdagi massasi, (1) munosabatdan, tezlik va demak, impuls kichik bo'lganda, odatdagi klassik ifoda olinishi mumkin:

$$E = m_0 c^2 \sqrt{1 + P^2 / m_0^2 c^2} \approx m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{P^2}{m_0^2 c^2} \right) = m_0 c^2 + \frac{P^2}{2m_0} \quad (2)$$

yoki

$$E = E_0 + E_k, E_k = \frac{P^2}{2m_0} \quad (3)$$

(1)dan, $E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$ bundan $p = 0$ bo'lganda

$$E_1 = +m_0 c^2, E_2 = -m_0 c^2 \quad (4)$$

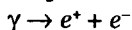
bo'ladi. Demak, energiyaning musbat $E > 0$ va manfiy $E < 0$ qiymatlari orasida $2m_0 c^2$ ga teng energiya tirqishi (sohasi) borligi kelib chiqadi (5.5.3-1-rasm).

Klassik fizikada, odatdagi energiya musbat qiymatli deb qaraladi. Bu fizikada energiyaning o'zgarishi uzluksiz bo'lgani uchun manfiy qiymatli sohaga o'tish man etiladi. Boshqacha aytganda, "Olam yaratilganda" elektronlarning energiyasi musbat bo'lsa, shunday sohada qolaveradi. Ammo kvant mexanikasi qonuniga ko'ra, energiya diskret o'zgaradi. Shu sababli maydon ta'sirida elektronlar minimal qiymat qabul qilishga intiladi. Demak, vaqt o'tishi bilan hamma elektronlar manfiy qiymatli holatlarga o'tib ketishi kerak edi (Kleyn paradoksi). Ammo (real) tabiatda unday emas. Bu ziddiyatni bartaraf (hal) qilish uchun Dirak manfiy energiyali holatlar elektronlar bilan to'la, shu sababli Pauli prinsipiga ko'ra, real zarralar u holatga – "fizik vakuum"ga o'ta olmaydi deydi. Lekin bunday "fizik vakuum" tajribada bevosita kuzatilmaydi, deb qaraladi.

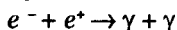
"Vakuumba" manfiy energiyali elektronning yo'qligi unda musbat energiyali va zaryadi musbat bo'lgan zarra (teshik) bor deyilishiga ekvivalent ekanligini Dirak aytadi. U avval "teshik"ni proton deb qaradi. 1930-yili amerikalik olim R. Oppengeymer bu "teshik" elektronga anti bo'lgan pozitron bo'lishini aytdi.

Dirak nazariyasiga ko'ra, yetarli darajada katta energiyali $E \geq 2m_0 c^2$ foton bilan vakuumba ta'sir etib pozitronni hosil qilish mumkin. Shu bilan birga elektron ham hosil bo'ladi. Bu juft hosil bo'lish hodisasidir (5.5.3-1-rasmda chap tomonda). Pozitronga elektron bilan birga ta'sir qilinsa, elektron va pozitron fotonga aylanadi, bu annigilyatsiya hodisasi (5.5.3-1-rasmda o'ng tomonda) bo'ladi.

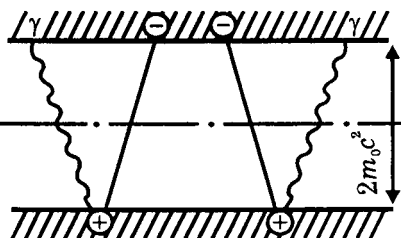
Boshqacha aytganda, foton γ dan elektron-pozitron jufti tug'ildi:



yoki elektron va pozitron, annigilyatsiya hodisasiga ko'ra, fotonga aylanadi:



Shunday qilib, pozitron nazariy jihatdan birinchi bashorat qilib aytilgan zarra edi.



5.5.3-1-rasm

1932-yili K. Anderson kosmik nurlarda pozitron borligini Vilson kamerasida kuzatdi. 1933-yili F. Jolio-Kyuri, I. Jolio-Kyuri va K. Anderson, P. Blekett va J. Okkialini γ nurlar bilan modda o'zaro ta'sirida elektron-pozitron juftlari hosil bo'lishini kuzatdilar. O'sha yili F. Jolio-Kyuri va J. Tibo elektron va pozitronlarning ikki fotonli annigilyatsiyasini kuzatdilar.

Dirak nazariyasiga shubha qolmadi. Uni tan oldilar. Keyinroq ko'rsatildiki, zaryad ishoralari almashtirilishiga (bu C-almashtirish deyiladi) nisbatan fizik qonuniyatlar simmetrik xossaga ega. Bu xossadan barcha zarralar antizarralarga ega bo'lishi kelib chiqadi. To'g'ri, ba'zi zarralar va ularning antizarralari bir-biri bilan aynan bir xildir (masalan, foton). Zarralar, antizarralar bir-biridan, asosan, "zaryad"larining ishoralari bilan farqlanadi: elektr zaryad e , barion zaryadi B , lepton zaryad L , g'alatilik s , maftunlik c , zebolik b va hokazo bilan farqlanadi.

Shunday qilib, C-simmetriya (almashtirish)ga asosan, zarralar bilan qanday jarayonlar sodir bo'lsa, antizarralar bilan ham shunday jarayonlar bo'lishi mumkin.

1928-yili V. Geyzenberg va P. Dirak molekullardagi kimyoviy kuchlar elektronlarning almashinuvi tufayli sodir bo'ladi, degan fikrni ilgari surdilar. Masalan, H va H⁺ orasidagi kimyoviy kuch elektron almashinuvi tufayli yuzaga keladi. Keyinchalik bu g'oyani 1935-yili yapon fizigi Yukava yadro kuchlariga ko'chirdi. Bunda masala teskari qo'yildi: yadro kuchlari aniq deb qaralib, almashinuvchi zarra aniqlandi.

Ma'lumki, kvant mexanikasida, Geyzenberg noaniqlik munosabati mavjud

$$\Delta E \Delta t \geq h$$

Bunda, agar holat Δt vaqt davomida mavjud bo'lsa, uning energiyasi ΔE aniqlik bilan o'lchanishi mumkin.

Yadrodagi bir nuklon faraz etilgan zarrani chiqarsa, ikkinchisi uni yutsa, umumiy sistemaning holatini nostatsionar deb qarab, uning energiyasi $\Delta E \sim h/\Delta t$ aniqlikda berilishi mumkin. Bu nuklonlar orasidagi

almashinuvchi zarralar virtual (bo'lishi mumkin bo'lgan) zarralar deyiladi. Bu (yadro kuchlarini hosil qiluvchi) oraliq zarralarning massasi m , tezligi c bo'lsin. Yadro nuklonlari orasidagi o'lcham R_{ya} bo'lsin. U holda $\Delta t \sim R_{ya}/c$ va $\Delta E = mc^2$ ni e'tiborga olib, $\Delta E \Delta t \geq h$ dan $mc^2 \sim h/(R_{ya}/c) \sim hc/R_{ya}$ topamiz yoki bundan, $m \sim h/R_{ya} c$ ifodani olamiz. Bunda, R_{ya} ni tajribaga asosan bilganimiz holda $R_{ya} \sim 10^{-12} sm$, massa m ni aniqlaymiz $m \sim (200\text{yo}300) m_e$; bunda m_e elektron massasi.

Shunday qilib, Yukava tomonidan yadro kuchlari uchun kiritilgan zarra massasi elektron massasidan katta, proton massasidan kichik oraliq massaga ega. Uni mezon deb atay boshlandi. 1947-yili musbat va manfiy zaryadli π^+ va π^- mezonlarni S. Pauell va J. Okkialini tajribada kuzatdilar. 1950-yili neytral π^0 mezonni Berklund va boshqalar kuzatdilar. Ularning massalari va yashash vaqtlari quyidagicha ekanligi tajribada aniqlandi.

$$m_{\pi^{\pm}} \approx 273m_e, m_{\pi^0} \approx 264m_e;$$

$$t_{\pi^{\pm}} \approx 2,6 \cdot 10^{-8} s, t_{\pi^0} \approx 0,8 \cdot 10^{-16} s.$$

Keyinroq barcha asosiy o'zaro ta'sirlarning mexanizmi ana shunday almashinuvchi xarakteriga ega ekanligi ma'lum bo'ldi.

5. 5. 4. Asosiy o'zaro ta'sir turlari

Endi asosiy o'zaro ta'sir turlari va ularni karakterlaydigan miqdorlarga to'xtalamiz. Asosiy o'zaro ta'sirlarning har biriga miqdoriy tomondan tavsiflaydigan kattaliklar: intensivlik (bog'lanish doimiysi) α , ta'sir radiusi R va karakterli vaqt τ taalluqlidir (7-jadvalga qarang).

Kuchli o'zaro ta'sir (KT)ning ta'sir radiusi $R \sim 10^{-13} sm$; uning tezligi yorug'lik tezligi $c = 3 \cdot 10^{10} sm/s$ ga teng bo'lib, KT uchun karakterli vaqt $t = R/s \approx 10^{23} s$ ga teng deb olinadi.

Asosiy o'zaro ta'sirlar

7-jadval

Asosiy o'zaro ta'sirlar	Maydon kvanti nomi	Massa	Spin	Elektr zaryadi	Rang	α	R, sm	τ, s
Elektromagnit	foton	0	1	0	0	$\approx 10^{-2}$	∞	10^{-20}
Zaif	bozon W_{\pm}, Z^0	$m_{W^{\pm}} = 82 \text{ GeV}$ $m_{Z^0} = 94 \text{ GeV}$	1	$\pm 1,0$	0	$\approx 10^{-10}$	10^{-16}	10^{-13}
Kuchli	glyuon	0	1	0	R, G, B	$1 \cdot 10$	10^{-13}	10^{-23}
Gravitatsiya	graviton	0	2	0	0	10^{-38}	∞	

Elektromagnit o'zaro ta'sir (ET) va zaif o'zaro ta'sir (ZT) uchun xarakterli vaqtlar shu o'zaro ta'sir bilan yemiriladigan (parchalanadigan) qarorsiz zarralarning empirik usul bilan aniqlangan o'rtacha yashash vaqtlarini qabul qiladi.

Gravitatsiya o'zaro ta'sir (GT), asosan, Nyuton va Eynshteyn tomonidan mukammal o'rganib chiqilgan bo'lib, u osmon jismlari, jumladan Oy, Yer, Quyosh, yulduzlar va galaktikalar harakatini, Yerda jismlarning og'irlik kuchini aniqlaydi. Masalan, r masofada turgan ikki m nuqtaviy massalarning o'zaro ta'sirini aniqlovchi kuch F ni quyidagi taqribiy formula

$$F = G \frac{m^2}{r^2} \quad (8)$$

juda yaxshi tavsiflaydi. Bunda $G=6,67 \cdot 10^{-8} \text{ gr}^{-1} \cdot \text{sm}^3 \cdot \text{s}^{-2}$ gravitatsiya doimiysi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir (ET), asosan, Faradey, Maksvell, Lorens tomonidan o'rganib chiqilgan bo'lib, u bir-biridan r masofada bo'lgan ikki nuqtaviy zaryad uchun quyidagi Kulon qonuni

$$F = \frac{e^2}{r^2}$$

bilan yaxshi tavsiflanadi.

Gravitatsiya va elektromagnit o'zaro ta'sirlar (kuchlar)ning manbai massa m va zaryad e dir. Ammo, ular o'lchov birliklariga bog'liq bo'lganliklari uchun o'zaro ta'sirlarni tahlil qilish va bir-birlari bilan taqqoslash uchun yaramaydi. Shu sababli, Plank doimiysi

$$h = 2\pi\hbar = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}; \quad \hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$$

va yorug'likning vakuumdagi tezligi $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}$ dan foydalanib, gravitatsiya o'zaro ta'sir uchun gravitatsiya doimiysi

$$\alpha_g = Gm^2/\hbar c \quad (10)$$

elektromagnit o'zaro ta'sir uchun elektromagnit doimiysi

$$\alpha_e = e^2/\hbar c \quad (11)$$

deb ataluvchi o'lchamsiz doimiylar kiritiladi.

α_g va α_e bog'lanish doimiylilari ham deyiladi.

α_e yorug'likning nozik tuzilishi doimiysi ham deyiladi.

Shuni ta'kidlab o'tish lozimki, α_g va α_e dagi Gm^2 va e^2 ning bir-biridan muhim farqi bor: $e=4,8 \cdot 10^{-19} \text{ SGSE}=1,6 \cdot 10^{-27} \text{ Kulon}$ elektronning zaryadi, u doimiy; Gm^2 esa o'zgaruvchi massa m ga bog'liq. Shu sababli, m ni (stabil) qarorli zarra hisoblangan proton massasi m_p ga tenglashtirib oladilar, ya'ni $m=m_p$. Bu holda (10)

$$\alpha_g = Gm_p^2/hc \quad (12)$$

ko'rinishda yoziladi.

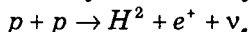
Tajriba ko'rsatadiki, o'lchamsiz konstanta $\alpha_g = 1/137,2$. Bu konstanta α_g ikki elementar zaryad orasidagi masofa r shu zarraning Kompton to'lqin uzunligi $\lambda_k = h/m_0c$ dan katta bo'lsa, ya'ni $r > \lambda_k$ bo'lsa, haqiqatan ham doimiy bo'ladi. Ammo $r < \lambda_k$ bo'lsa, konstanta α_g masofaga bog'liq bo'ladi (elektron uchun Kompton to'lqin uzunligi $\lambda_k = h/m_e c = 4 \cdot 10^{-11} \text{sm}$).

ETda oraliq bozon – foton. Uning massasi nolga teng, ta'sir radiusi cheksiz katta. GTda oraliq bozon – graviton. Uning massasi nolga teng; ta'sir radiusi cheksiz katta.

Zaif o'zaro ta'sir (ZT) qarorsiz yadrolarning β -yemirilishida namoyon bo'ladi. O'tgan asrning oxirida Anri Bekkerel va Pyer va Mariya Kyurilar tomonidan yadroning β -yemirilishi kashf etilgandan buyon yadrolarning zaif o'zaro ta'siri tufayli yemirilishlariga oid bir qancha misollar ma'lum bo'ldi, jumladan, proton neytronlarning bir-biriga o'zaro aylanishlari

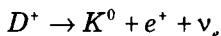
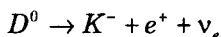


Ayniqsa, zaif o'zaro ta'sir kosmologiyada, jumladan, yulduzlar va ulardagi reaksiyalarda muhim ahamiyatga ega. Masalan, Quyoshdagi asosiy reaksiyani ZT tufayli boradigan quyidagi jarayon aniqlaydi:



Bu reaksiyalarning asosiy juda muhim xususiyati shundan iboratki, u juda sekin boradi. Hatto, Quyosh markazidagi yuqori temperaturali va juda katta zichlikdagi sharoitda bu reaksiya borganda birlik massaga to'g'ri keladigan energiya ajralishi odamdagi modda almashinuvi tufayli chiqadigan birlik massaga to'g'ri kelgan energiyaning 0,01 qisminigina tashkil etadi. Quyoshdagi xuddi shu jarayonning sekin borishi Yerdagi temperaturaning ma'lum me'yorda bo'lib turishini va demak, yashash uchun sharoit bo'lishini ta'minlaydi (jarayonning sekin borishiga sabab esa o'zaro ta'sirni hosil qiluvchi maydon kvantlarining massasi katta ekanligidadir, buni keyinroq ko'rib o'tamiz).

Myuonning yemirilishi, mezonlarning yemirilishi va barionlarning yemirilishi



ZT tufayli sodir bo'ladi.

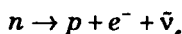
Zaif o'zaro ta'sirlar uchun Fermining umumiy doimiysi $g_F = 10^{-49} \text{erg} \cdot \text{s}^3$ taalluqlidir. Bu zaif o'zaro ta'sirga tegishli o'lchamsiz doimiylik α_w quyidagicha bo'ladi:

$$\alpha_w = g_r m_p^2 \cdot c / \hbar^3 \quad (13)$$

Kuchli o'zaro ta'sir (KT) adronlar, jumladan proton va neytron kvark modeliga ko'ra, uchta (nuqtaviy) qismlardan – kvarklardan tarkib topgan. Shu kvark modeli yaratilgunga qadar, yadro kuchlari va kuchli o'zaro ta'sir aynan bir xil deb qaralar edi. Hozirgi zamon tasavvuriga ko'ra, KT adronlar (jumladan, proton, va neytron)ning tarkibidagi kvarklar orasidagina namoyon bo'ladigan o'zaro ta'sirdir. Bundan ma'lum bo'ladiki, yadro tarkibidagi protonlar va neytronlar orasidagi o'zaro ta'sir – yadro kuchlari KTning hosilasi, undan kelib chiqadigan ikkilamchi hodisa.

Kvark modeli, zarralarning zaryadlari elektron zaryadiga karrali degan faktga zid bo'lsa-da, bu model bir qancha faktlarni to'g'ri tushuntirishga muvaffaq bo'ldi. Jumladan, zarralar sistematikasini, ularning magnit momentlarini va shu kabilarni aniqlashga imkon berdi. Bular esa kvark modeliga jiddiy qarashni taqozo etdi. Nihoyat, kvarklarning kuzatilmaganligini qanday tushunmoq kerak, – degan savolga «Kvarklar bog'langan holdagina mavjuddir» deb javob berildi. KTga tegishli bog'lanish doimiysi α_s ni keyinroq ko'rib o'tamiz.

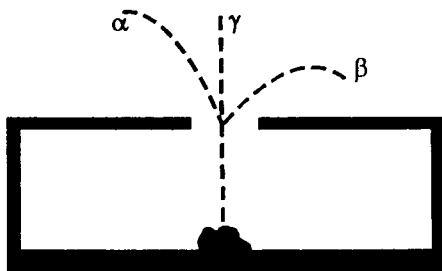
5.5.4-1-rasmda radioaktiv nurlarning magnit maydonda og'ishlari ko'rsatilgan. Bu radioaktiv yemirilishda yuqorida tanishgan barcha o'zaro ta'sirlarning hammasi, aniqrog'i uchtasi namoyon bo'ladi. Haqiqatan ham, β – yemirilishda, yuqorida keltirilgan zaif o'zaro ta'sir



namoyon bo'ladi.

β – nur bu elektronlar dastasidir.

Yemirilish natijasida uyg'ongan holatdagi yadro o'zidan yuqori chastotali elektromagnit to'lqinlar, ya'ni γ -nur chiqaradi. Bu esa elektromagnit o'zaro ta'sirning namoyon bo'lishidir. Nihoyat, yadro 2 ta proton va 2 ta neytronning birlashuvidan iborat geliy yadrosi – α -nur chiqaradi. Bu kuchli o'zaro ta'sirning bilvosita namoyon bo'lishidir. Bu radioaktivlikda yadro va undan chiqayotgan nurlarga gravitatsiya o'zaro ta'siri taalluqli bo'lsa-da, u miqdor jihatdan juda kichik bo'lganligi sababli, odatda e'tiborga olinmaydi.

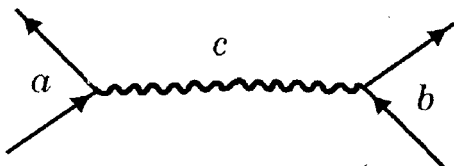


5.5.4-1-rasm

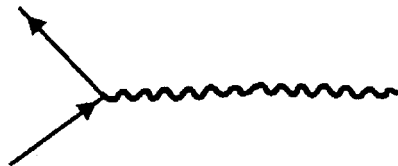
5.5.5. O'zaro ta'sir mexanizmi

Hozirgi zamon nazariyasiga asosan bu to'rtta asosiy (fundamental) o'zaro ta'sirlarning mexanizmi bir xil. Bu mexanizm o'zaro ta'sirlarni yuzaga keltiradigan manbalar orasidagi maydon kvantlari – zarralar almashinuvidan iborat (5.5.5-1-rasm). Yuqoridagi tasavvurga ko'ra, α va β ikkita zarra orasidagi o'zaro ta'sirni grafikda quyidagicha tasvirlash mumkin: bunda shu ikki o'zaro ta'sir manba α va β orasidagi ta'sirni vujudga keltiruvchi, uning hosil bo'lishini ta'minlovchi – bu almashuvchi zarra c dir.

O'zaro ta'sir xarakteri uning intensivligi va boshqalar c ning xususiyatiga hamda uning massasi m_c ga bog'liq bo'ladi. Quyida biz o'zaro ta'sirlarga va ularning hosil bo'lishini ta'minlovchi mexanizmga to'xtalib o'tamiz.



5.5.5-1-rasm



5.5.5-2-rasm

Hozirgi zamon elektromagnit maydon nazariyasi – kvant elektrodinamikasiga asosan, elektr zaryadlar orasidagi ET mavjudligi, ularning real foton chiqarishi yoki yutishi virtual (bo'lishi mumkin bo'lgan) fotonlar almashinuvidan iborat (5.5.5-2-rasm) almashinuvchi zarra c lar rolini ET da foton o'ynaydi). Zaryadlar orasida fotonlar almashinuvini sahnadagi ikki artistning (koptok) to'p (yoki to'plar) almashirishiga qiyos qilish mumkin. Bunda to'pning massasi qancha kichik bo'lsa, artistlar uni shuncha uzoqqa ota oladilar; artistlar orasidagi masofa shuncha katta bo'lishi mumkin. Fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lganligi uchun (u massasiz zarra deyiladi) ETning ta'sir radiusi R cheksiz kattadir. Bu ta'sirga tegishli xarakterli vaqt $\tau = 10^{-20}$ s tartibda, uning intensivligi $\alpha_e = 1/137,2$ bilan aniqlanadi.

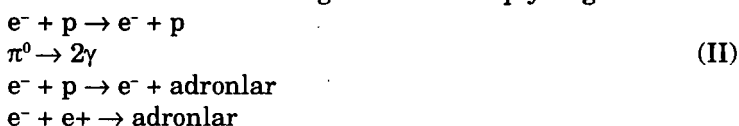
Foton haqiqiy neytral zarra, shu sababli fotonlar o'zaro ta'sirda bo'lmaydi, ya'ni elektromagnit maydon o'zaro ta'sirlashmaydi va demak, bu ta'sir uchun superpozitsiya prinsipi o'rinlidir. ET kosmologiyada ham, mikroolam va makroolamda ham o'zini namoyon etadi. Jumladan, atomda elektron va yadro orasidagi kuchning, molekularlar orasidagi kimyoviy kuchlarning, moddaning agregat holatlarida bo'lishi sabablari ETdir.

Elektr, magnit va optik hodisalar sababchisi ham ET bo'ladi. Ana shu tufayli ET tabiatda juda muhim o'rin tutadi.

ET bilan bog'liq faqat leptonlar ishtirok etadigan hodisalarga quyidagi misollarni keltirish mumkin:



Adronlar ham ishtirok etadigan hodisalar quyidagicha bo'ladi:



Ikkinchi guruh misollarida kuchli o'zaro ta'sirning manbai bo'lgan adronlar ham ishtirok etadi. ETning manbai bo'lgan e^\pm , μ^\pm , π^\pm va fotonlarning nazariyasi kvant elektrodinamika deyiladi. Kvant elektrodinamikada elektronning holatini tushunishga biroz to'xtaylik.

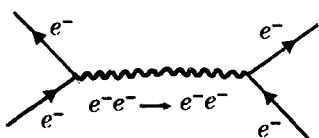
Geyzenberg noaniqlik munosabati $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$ ga ko'ra, impulsning noaniqligi $\Delta p \geq \hbar/2\Delta x$ bo'ladi. Faraz qilaylik, Kompton to'lqin uzunligi $\lambda_k = h/m_e c$ dan kichik sohada elektron lokalizatsiyalangan bo'lsin. Aniqlik uchun $\Delta x < \lambda_k/4$ (bu sohada $\Delta x = c\Delta t$ dan $\Delta t \leq \lambda_k/4c$ vaqt mos keladi) bo'lsin. U holda $\Delta p > 2\hbar/\lambda_k = 2m_e c$, bundan $\Delta E > 2m_e c^2$ ekanligi kelib chiqadi.

Demak, kvant mexanikada energiyaning saqlanish qonuniga zid bo'lmagan holda, bunday Kompton to'lqin uzunligidan kichik sohada lokalizatsiyalangan elektron $E_\gamma = \Delta E \geq 2m_e c^2$ energiyali foton chiqarishi mumkin. Agar $E_\gamma > 2m_e c^2$ bo'lsa, bu foton elektron-pozitron juftni hosil qilish mumkin. Bunda pozitron avvalgi elektron bilan annigatsiyalanib, natijada ($\Delta x < \lambda_k$ sohada) yangi elektron hosil bo'ladi. Aynanlik prinsipiga asosan avvalgi elektron bilan keyingi "yangi" elektron bir-biridan farq qilmaydi. Shu sababli elektronni shu Kompton to'lqin uzunligi sohasida "titrab" turibdi (L. Landau, R. Payerls, 1931-y.) deyish mumkin. Ana shu sababga ko'ra, har bir mikrozarani o'zining Kompton to'lqin uzunligi sohasidan kichik sohada lokalizatsiyalab bo'lmaydi, deyiladi.

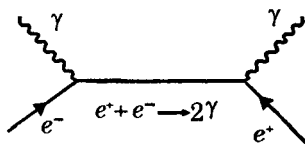
Bu masalaga boshqacharoq yondoshsa ham bo'ladi. Elektron virtual foton chiqarishi mumkin. Bu foton elektron-pozitron juftni hosil qiladi. Elektron-pozitron juft yana foton hosil qilishi mumkin. Bu fotonni elektron yutishi ham mumkin yoki yana elektron-pozitron juft bo'lishi mumkin. Qisqasi, Kompton to'lqin uzunligi sohasida individual elektron haqida gapirish ma'noga ega bo'lmay qoladi. Elektron atrofida elektron-pozitron juftlar, fotonlar bo'lishi mumkin. Bu esa yalang'och elektronning (shuba) "po'stin" kiyishidir.

Shunday qilib, Kompton to'liq uzunligidan boshlab, odatdagi tasavvurlar yaramay qoladi, bunda kvant relyativistik tasavvurlardan foydalanish zarur bo'ladi.

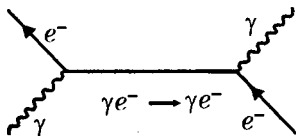
Endi ET mexanizmi bilan tanishib chiqaylik. Elektromagnit maydonning hozirgi zamon nazariyasida – kvant elektrodinamikada ET elementar aktlardan iborat deb qaraladi. Elektron (yoki pozitron) tomonidan fotonning nurlanishlari yoki yutilishlari elementar aktlardir. Har bir elementar akt hozirgi zamon fizikasida Feynman diagrammasi bilan tasvirlanadi. Masalan, 5.5.5-2-rasmda elektron (yoki pozitron)ning foton chiqarishi (yoki yutishi) ifodalangan. Quyuq chiziq elektron (yoki pozitron)ni, to'liqsimon chiziq fotonni ifodalaydi. Quyuq chiziqda yo'nalish elektron (teskari yo'nalishida pozitron)ni ifodalaydi. Fotonning antizarrasi yo'q bo'lgani uchun to'liqsimon chiziqda yo'nalish (strelka) yo'q. Shunday qilib, strelka bo'yicha zarra (elektron) harakati yo'nalishi, strelkaga teskari yo'nalishda antizarra (pozitron) harakati yo'nalishi qabul qilingan.



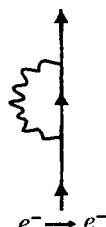
5.5.5-3-rasm



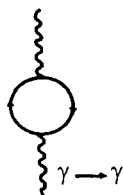
5.5.5-4-rasm



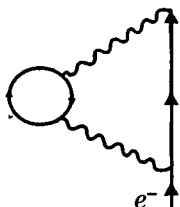
5.5.5-5-rasm



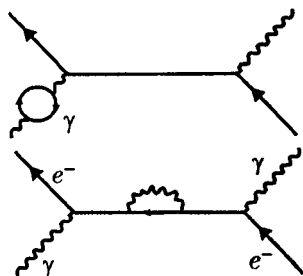
5.5.5-6-rasm



5.5.5-7-rasm



5.5.5-8-rasm



5.5.5-9-rasm

Bunday kelishilganda yuqoridagi chizma (5.5.5-2-rasmga qarang) 6 ta jarayonni ifodalashi mumkin, ya'ni:

- 1) elektron tomonidan fotonning chiqarilishi yoki yutilishi;
- 2) pozitron tomonidan fotonning chiqarilishi yoki yutilishi;
- 3) elektron-pozitron juftning fotonga annigilyatsiyasi;
- 4) fotondan elektron-pozitron juft hosil bo'lishi.

Shunday qilib, hamma elektromagnit jarayonlar Feynman diagrammasi bilan ifodalanishi mumkin. Bunda chizmaning oxiri bo'lsa, u real zarrani, agar ichki yopiq chiziq bilan ifodalangan bo'lsa, virtual zarrani tasvirlaydi. Feynman diagrammasida vaqt pastdan yuqoriga qarab yo'naltirilgan bo'ladi.

Feynman diagrammasiga bir nechta misollar keltiraylik. Ikkita elektron orasidagi ET 5.5.5-3-rasmdagi diagrammada; elektron va pozitronning ikkita fotonga aylanishi (annigilyatsiya) 5.5.5-4-rasmdagi diagrammada; Kompton sochilishi 5.5.5-5-rasmdagi diagrammada erkin elektron o'zining harakati davomida virtual foton chiqarib, so'ng yana o'zi yutib olishi 5.5.5-6-rasmdagi diagrammada; foton o'z harakati davomida juft hosil qilishi va juft yana fotonga aylanishi (annigilyatsiya bo'lishi) 5.5.5-7-rasmdagi diagrammada ko'rsatilgan.

Yuqoridagi 5.5.5-6 va 5.5.5-7-rasmlardagi ikki hodisani bitta murakkab chizmada ifodalash mumkin (5.5.5-8-rasm).

Chizma elektronning «shuba» kiyishi jarayonini oddiygina ko'rsatishga xizmat qiladi. Ammo bunday diagrammadagi ichki chiziqqa 5.5.5-6 va 5.5.5-7-rasmdagi chizmalardan cheksiz ko'pini kiritib, juda murakkab Feynman diagrammasini hosil qilish mumkin. Bu esa nazariyada noxushlikka olib boradigan cheksizlikni vujudga keltiradi. Yuqoridagi diagrammalarda berk chizmalar – sirtmoq (halqa)lar ham bor. Bu sirtmoqlar zarra tomondan virtual zarralar chiqarilib va yana o'zi tomonidan yutib olinishini ko'rsatadi. Kvant elektrodinamikada elektron yoki foton bunday virtual zarra chiqarib, so'ng o'zi yutib olishi, u zarraning “fizik vakuum” bilan o'zaro ta'siri tufayli sodir bo'layapti deb qaraladi. Klassik fizikada vakuum “bo'shliq” ma'nosini anglatadi; ammo maydonning kvant nazariyasida u ma'lum moddiy muhitni anglatadi; kvant nazariyada maydonning minimal energiyali asosiy holatini anglatadi (bu asosiy holatda maydonning o'rtacha qiymati nolga teng, ammo uning fluktuatsiyasi noldan farqli bo'ladi).

Pozitronning Feynman diagrammasida bayoni elektronning vaqt bo'yicha teskari yo'nalishiga mosdir. Shuni aytish lozimki, har bir diagrammada cheksiz ko'p qo'shimcha chizmalar kiritilishi mumkin. Masalan: Kompton sochilishini tasvirlovchi diagrammaga qo'shimchalar

quyidagi diagrammalarda ko'rsatilgan (5.5.5-9-rasm). Analitik ifodalarda yuqori darajadagi tuzatmalar hisobga olinsa, xuddi "ultra-binafsha halokat"ga o'xshash, ular cheksiz qiymat beradi. "Vakuum" yoki radiatsion tuzatmalar deb ataluvchi bu tuzatmalarning bunday noxushlikka olib borishini shu nazariyaning kashfiyotchilari V. Geyzenberg, P. Iordan, V. Pauli, P. Dirak, E. Fermi va boshqalar (30-yillar boshlarida) payqashgan edi.

40-yillarning oxirida G. Bete, R. Feynman, Y. Shvinger, F. Dayson va boshqalar cheksizlikni yo'qotish usulini – perenomirovkani ishlab chiqdilar. Ular cheksiz katta qiymat beradigan diagrammalarni (ular 5.5.5-6 va 5.5.5-7-rasmlardagi diagrammalar) tajribadan olinadigan elektron massasiga, foton massasiga va elektron zaryadiga moslashtirdilar. Ya'ni, uchta empirik parametrlarni nazariyaga kiritib, kvant elektrodinamikani to'la va aniq fanga aylantirdilar. Kvant elektrodinamikani (KED) ET bilan bog'liq jarayon va hodisalarga tatbiq etib, nihoyatda aniq natijalar olish imkoni tug'ildi; bu nazariya verguldan keyingi 10 ta songacha aniqlik beradi; uning qo'llanish sohasi $2 \cdot 10^{-16}$ sm masshtabda ham o'rinli ekanligi tekshirilgan. Hozirgi zamonda boshqa o'zaro ta'sirlar nazariyasini yaratishda KED etalon xizmatini ham bajaradi. Kvant elektrodinamikani kashf qilganliklari uchun 1965-yili S. Tomanoga, R. Feynman va Y. Shvinger Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar.

5.5.6. Zaif va kuchli o'zaro ta'sir

Xuddi elektromagnit o'zaro ta'sir haqida gapirganimiz kabi zaif o'zaro ta'sirlar haqida ham gapirish mumkin.

Ammo zaif o'zaro ta'sirni tashuvchi zarralar, elektromagnit o'zaro ta'siridagi singari bitta bo'lmay, 3 xil W^+ , W^- va Z^0 oraliq bozonlardir. Bundan ikkitasi W^+ , W^- elektr zaryadli, bittasi esa Z^0 esa elektr neytraldir. Bu zaif o'zaro ta'sir maydoni kvantlari ham o'ziga xos maxsus zaryadlar tufayli sodir bo'ladi. Bunday zaryadlar o'zaro ta'siri uchun ham maxsus o'lchamsiz konstanta α_w mavjud. Miqdor jihatdan α_w elektromagnit o'zaro ta'sir konstantasi α_e ga nisbatan kichik (7-jadvalga qarang). Elektromagnit o'zaro ta'sir tashuvchisi fotondan farqli, oraliq bozonlar W^+ , Z^0 massasi proton massasidan qariyb 100 marta katta ($m_w=82$ GeV, $m_0=94$ GeV), bunday massiv zarralarning harakat doirasi, ya'ni zaif o'zaro ta'sir radiusi 10^{-16} sm tartibda bo'ladi (bu bozonlar uchun Kompton to'lqin uzunligi 10^{-16} sm tartibida).

Mikroolamda zaif o'zaro ta'sir bilan sodir bo'ladigan reaksiyalarining kichik ehtimolga ega bo'lishi shu oraliq bozonlarning massalari kattaligiga bog'liq.

Ammo katta energiyada ($E > 300$ GeV da) oraliq bozonlar ham fotonlar singari oson hosil bo'lib, erkin almasha oladi. Bunday katta energiyada elektromagnit va zaif ta'sirlar orasida to'la simmetriya bo'ladi. Shu umumiy o'zaro ta'sirning elektrozaif o'zaro ta'sirning komponentlari ET va ZT deb qaraladi. 1983-yili oraliq bozonlar W^+ , W^- , va Z^0 tajribada kuzatildi. Ularning massasi $m_W = 82$ GeV, $m_Z = 94$ GeV.

Zaif o'zaro ta'sir reaksiyalarni, masalan, $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ va $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ni kvark modeli asosida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \text{ va } u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$$

Bunda u-kvark (2/3)e va d-kvark -(1/3)e elektr zaryadlariga ega ekanligi bizga ma'lum.

W^+ , Z^0 oraliq bozonlarning kashf qilinishi va ular zaif o'zaro ta'sirning kvantlari ekanligining tajribada aniqlanishi fizikada olamshumul yutuq edi. 1984-yili bu eksperimental kashfiyot uchun K. Rubbia va S. Van der Meer Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar.

Adronlarning tarkibini tashkil etgan u , d , s , c , b , t kvarklar (bu kvarklar o'zlarining hidlari, ranglari bilan bir-biridan farq qiladi) orasida kuchli o'zaro ta'sir mavjud. Kuchli o'zaro ta'sirni sodir qiladigan almashinuvchi zarralar massasiz oraliq bozonlar – glyuonlar deyiladi. Kuchli o'zaro ta'sirning manbai – kvarklarning uch xil maxsus zaryadlaridir. Ana shu maxsus zaryadlar "ranglar" deb ataldi. Bu uch xil zaryad (rang) birga qo'shilib, "neytral", ya'ni rangsiz zarrani (masalan, proton va neytronni) hosil qiladi (optikada spektrlar qo'shilib, rangsiz-tabiiy yorug'lik hosil qilganiga o'xshaydi. Ammo bu faqat tashqi tomondan o'xshashlik, xolos). Antikvarklar antirangga ega. Rangsiz zarralar (masalan, pion) kvark va antikvarklardan tashkil topadi. Qizil R, yashil G, va ko'k B uch xil kvarklar orasidagi almashinuvchi zarralar – glyuonlar rangli bo'lishi shart (8-jadvalga qarang)

Uchta har xil rangdan 8 ta har xil glyuon hosil qilinishi mumkin.

$$g_{R\bar{G}}, g_{R\bar{B}}, g_{G\bar{R}}, g_{G\bar{B}}, g_{B\bar{R}}, g_{B\bar{G}}$$

8-jadvaldagi diagonal element (rangsiz element) lardan yana ikkita glyuon hosil qilinishi mumkin.

Glyuonlar

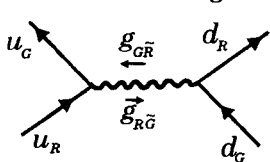
8-jadval

$g_{R\bar{R}}$	$g_{G\bar{R}}$	$g_{B\bar{R}}$
$g_{R\bar{G}}$	$g_{G\bar{G}}$	$g_{B\bar{G}}$
$g_{R\bar{B}}$	$g_{G\bar{B}}$	$g_{B\bar{B}}$

Kuchli o'zaro ta'sirning maydoni va uning kvantlari – glyuonlarni tavsiflaydigan nazariya kvant xromodinamika deyiladi.

Xromodinamikada bevosita kuzatiluvchi zarra rangsizdir. Masalan, pion π^+ quyidagicha rangli kvark va antirangli antikvarklarning kombinatsiyasidan iborat.

Pion π^+ dagi kvark va antikvark avval qizil rang R va antiqizil rang \bar{R} ga ega bo'lsa, so'ng ranglarini yashil G va antiyashil \bar{G} va undan so'ng ko'k B , antiko'k \bar{B} ga va undan so'ng esa yana qizil R va antiqizil \bar{R} va hokazolarga almashtiradi.



5.5.6-1-rasm

Kvark glyuon chiqarganda yoki yutganda uning rangi o'zgaradi, ammo hidi (xushbo'yligi) o'zgarmaydi. Masalan, u_R kvark $g_{R\bar{G}}$ glyuonni chiqarsa, kvarkka aylanadi; yashil d_G kvark esa bu $g_{R\bar{G}}$ glyuonni yutib, qizil d_R kvarkka aylanadi. Xuddi shunday yashil d_G kvark g_{GR} glyuonni chiqarib, qizil d_R kvarkka aylanadi. Qizil u_R

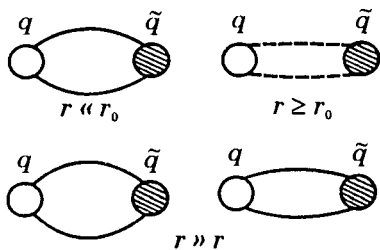
kvark bu glyuonni yutib, yashil u_G kvarkka aylanadi. Natijada g_{GR} va $g_{R\bar{G}}$ glyuonlar almashinishi natijasida u va d kvarklar bir-biri bilan ta'sirlashadi va aylanadi (5.5.6-1-rasm).

Fotonlar neytral, shu sababli elektromagnit o'zaro ta'sirda o'ziga o'zining ta'siri ("самодействие") bo'lmaydi, ular uchun chiziqli qonun, ya'ni superpozitsiya prinsipi o'rinli. Ammo glyuonlar zaryadga ega bo'lganligi uchun ular o'zaro ta'sirda bo'ladi, ya'ni nochizig'iy qonunga bo'ysunadi, superpozitsiya prinsipi o'rinli bo'lmaydi. Shu sababli, kvant xromodinamika tenglamalari elektrodinamika tenglamalariga nisbatan murakkab nochizig'iylidir.

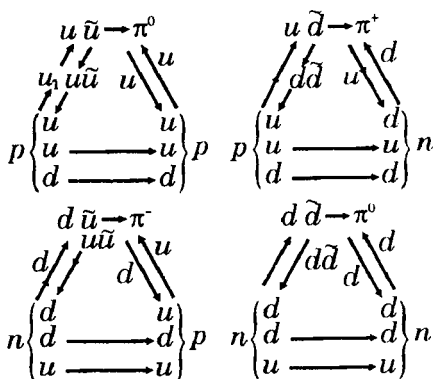
Rangli zarralarni bevosita kuzatish mumkin emasligini, rangli zarralar – kvarklarning "adron qopi"ga tushib qolishini, asir tushishini (konfaynment muammosini) tushunish uchun kvant elektrodinamikaga murojaat qilaylik.

Bu nazariyada elektronning zaryadi Kompton to'liq uzunligi $\lambda_e = h/m_e c$ dan katta masofada bo'lganda, ya'ni $r \geq \lambda_e$ bo'lganda elektronning zaryadi doimiy va e ga teng bo'ladi. Ammo $r < \lambda_e$ bo'lganda ahvol boshqacha bo'ladi. Bunda masofa r kamayishi bilan $e(r)$ ortib boradi. Boshqacha aytganda, $r > \lambda_e$ bo'lganda E Tdagi α_e doimiy bo'lsa, $r < \lambda_e$ bo'lganda u masofa r ga bog'liq bo'ladi (L. D. Landau, I. Y. Pomeranchuk, 1955-yil). Buning sababi shundan iboratki, har bir zarra (elektron, proton yoki boshqa zarralar) kichik vaqtda, annigilyatsiya va juft hosil bo'lishi hodisasi tufayli vakuumda tug'ilib turadigan virtual zarralar buluti bilan o'ralgan,

shu zarralarga kiyingan, ya'ni ular «shuba»ga o'ralgan bo'ladi. Masalan, elektron vakuumda tug'ilgan elektron-pozitron juftlari bilan o'ralgan va ular bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Bu o'zaro ta'sirda elektron atrofida ko'proq pozitronlar to'planadi va shu sababli elektron zaryadini pozitronlar ma'lum darajada ekranlaydi, pardalaydi. Elektronga yaqinlashgan sari musbat zaryadli pozitronlarning ekranlovchi ta'siri kamayadi, elektronning zaryadi esa ortib boradi. Ana shu sababli masofa r kamayishi bilan $\alpha_e(r)$ ortib boradi. $r > \lambda_e$ bo'lganda ekranlovchi zaryadlarning ta'siri kamayib boradi va natijada $r \gg \lambda_e$ bo'lganda $\alpha_e = 1/137,2$ doimiy bo'lib qoladi.



5.5.6-2-rasm



5.5.6-3-rasm

Kvant xromodinamikada kvarklarning $r > \lambda_k$ masofada ahvoli mutlaqo boshqacha bo'ladi. Bu masofada kvark va antikvarklar bilan birgalikda, glyuon ham zaryad (rang)ga ega bo'lganligi uchun glyuonlar o'zaro ta'sirda bo'ladi. $r < \lambda_k$ masofada kvark atrofida kvark-antikvark juftlari kvant elektrodinamikasi singari ekranlashtiradi, ammo glyuonlar zaryad (rang)ga ega bo'lganliklari uchun ular antiekranshtiradi. Kvarklar glyuonlarga - rangli zaryadlarga o'raladi, shuba kiyadi. Masofa kamayishi bilan zaryad (rang) va demak, kuchli o'zaro ta'sir intensivligi α_s kamayib boradi. Bu *asimptotik erkinlik* deyiladi. Ammo masofa ortishi bilan, antiekranshtirish tufayli zaryad (rang) ortib, kattalashib boradi. Shunday qilib, adronlar ichida kvarklarning ushlanib qolinishi (asir tushish, adron qopiga tushib qolish) yuzaga keladi. Shunday qilib yalang'och kvark atrofida hosil bo'lgan glyuonlar buluti kvarkning chiqib ketishiga imkon bermaydi. Bunda kvarklarning ushlanib qolish muammosi to'raligicha hal qilinmagan bo'lsa-da, uni modellar asosida ma'lum darajada tushuntirish imkoni tug'iladi. Shunday modellardan biri torlar modelidir.

Bu model bo'yicha, adron(masalan, proton yoki neytron)dagi ikki kvarkning orasidagi masofa kattalashtirilsa, ulardagi glyuon (buluti) maydoni o'zi bilan o'zi ta'siri natijasida cho'zilib, ingichka tor hosil qiladi. Ikki kvark orasidagi masofa yana ortishi bilan torda yig'ilgan glyuon maydon energiyasi kvark-antikvark jufti tug'ilishiga yetarli bo'lganda tor uziladi, lekin uning erkin uchlarida kvark va antikvark hosil bo'ladi. Bu hosil bo'lgan antikvark bilan avvalgi kvark pionni hosil qiladi. Hosil bo'lgan kvark adron tarkibida qoladi.

Shu tariqa, erkin kvarklar hosil bo'lmay, ulardan π mezon tug'iladi (5.5.6-2-rasm).

Adronidagi kvarklar xuddi magnit qutblariga o'xshab ketadi. Uni ham ikkiga bo'lganimizda alohida-alohida erkin qutblar hosil bo'lmay, yana har ikki bo'lakda ikkitadan qutb hosil bo'ladi.

Ma'lumki, avval (yapon fizigi Yukava, 1935-yil) yadrodagi nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir bu kuchli o'zaro ta'sirga aynan teng hamda yadro kuchlari nuklonlar orasidagi pionlarning almashinishi tufayli sodir bo'ladi, deyilgan edi (mezon nazariyasiga ko'ra). Kvant xromodinamika yadro kuchlariga bunday qarashni tubdan o'zgartiradi. Bu nazariyaga ko'ra, yadrodagi o'zaro ta'sirda nuklon butunligicha ishtirok etmay, o'zining qismlari (kvarklar) orqali ishtirok etadi. Butun nuklon – rangsiz, zaryadsiz zarra-ku! Bu yerda ham yadroning hosil bo'lishi kvant mexanikadagi kabi elektr neytral atomlardan, masalan, vodorod atomlari o'zining qismlari (elektronlari)dagi elektromagnit o'zaro ta'sir tufayli ta'sirda bo'lib, molekula hosil bo'lishiga o'xshashdir.

Bu yerda shuni aytish lozimki, nuklonlar orasidagi pionlar almashinishini kvant xromodinamika inkor etmaydi. Balki, uni boshqacha tushuntiradi: nuklondagi uch kvarkdan birining uzoqlashishi tufayli effektiv o'zaro ta'sir shunday kuchayadiki, oqibatda vakuumdan kvark va antikvark jufti tug'iladi. Natijada kvark va antikvark jufti yadro kuchini sodir qiluvchi rangsiz pi mezon ($q\bar{q}$)ga aylanadi. Bitta kvark nuklon qoldig'ini rangsizlantirib, yana nuklon hosil bo'lishini ta'minlaydi (5.5.6-3-rasm). Nuklonlar orasida ($q\bar{q}$) effektiv almashinish, ya'ni pion almashinish sodir bo'ladi, deb aytishimiz mumkin.

Yana shuni ta'kidlash lozimki, nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir, yadro kuchlari kuchli o'zaro ta'sirga nisbatan ikkilamchi tashqi o'zaro ta'sir hisoblanadi. Yadro kuchini xuddi neytral atomlar orasidagi Vander-Vaals kuchiga qiyoslash mumkin. Bunda atomdagi elektr kuchini esa kuchli o'zaro ta'sirga o'xshatish mumkin.

Elektromagnit o'zaro ta'sir uchun intensivlik (bog'lanish doimiysi) $a_p = e^2/hc$ ifodaga ega. Kuchli o'zaro ta'sir intensivligi uchun quyidagi taqribiy munosabat beriladi:

$$\alpha_s \sim \frac{1}{\ln(m/m_p)}$$

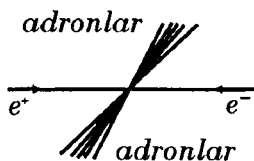
1) Agar formulada $m \gg m_p$ bo'lsa, $\alpha_s \rightarrow 0$ bo'ladi; ikkinchi tomondan zarra (bu yerda kvarkning egallangan sohasi, o'rni) uchun Kompton to'liq uzunligi $r = h/mc$ dan foydalansak, m etarli darajada katta bo'lganda, r shuncha kichik bo'ladi, ya'ni $m \rightarrow \infty$ bo'lganda $r \rightarrow 0$ bo'ladi. $r \rightarrow 0$ bo'lganda $\alpha_s \rightarrow 0$ bo'lishi, proton va neytron tarkibidagi kvarklar uchun aytilgan mashhur asimptotik erkinlikdir.

2) Agar $m = m_p$ bo'lsa, $\alpha_s \rightarrow \infty$ bo'ladi. Bu holda, ya'ni r yadrodagi proton (yoki neytron) radiusiga teng bo'ladi. Demak, $m = m_p$ bo'lganda o'zaro ta'sir cheksiz katta bo'lganligi uchun kvarklar adron "qopdan" (protondan, neytrondan) tashqariga chiqib keta olmaydi (bu konfaynment prinsip, "ushlanish", "asirga tushish", "chiqib ketmaslik").

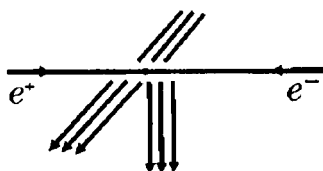
Yuqorida aytilganlardan ko'rinadiki, kvant xromodinamikada kuchli o'zaro ta'sir uchun kuzatiladigan o'zgarmas zaryad (rang) yo'q. Kvant elektrodinamikada esa kuzatiladigan o'zgarmas elektr zaryad mavjuddir. Kvant xromodinamikada kvark va glyuonlar bevosita tajribada kuzatilmaganligi sababli va katta masofada ($r - r_{ya}$) kuchli o'zaro ta'sir aniq bo'lmaganligi tufayli yadro kuchlarini tavsiflash uchun odatda quyidagi empirik formuladan foydalaniladi:

$$v(r) = \alpha_s \cdot m_\pi \cdot c^2 \exp(-r/r_{ya}),$$

bunda m_π - pionning massasi, r_{ya} - yadroning radiusi.



5.5.6-4-rasm



5.5.6-5-rasm

1975-yili R. Xanson va boshqalar tajribada elektronlar hamda pozitronlar dastalarining uchrashishida ikkita adronlar oqimi hosil bo'lishini kuzatishdi (5.5.6-4-rasm).

Tajribada kuzatilgan adronlarning bu ikki oqimi kvant xromodinamikada yetarli darajada yaxshi tushuntirildi:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow 1\text{- va } 2\text{-oqim}$$

Bunda bir-biri bilan to'qnashuvchi dastalardagi elektron va pozitron annigilyatsiyalanib, (virtual) foton hosil qiladi, foton esa o'z navbatida q-

kvark va q - antikvark juftni hosil qiladi, bu ikki tomonga uchib ketayotgan kvark va antikvark orasidagi glyuon maydonning intensivligi ortib boradi va natijada glyuon maydoni va vakuum o'zaro ta'siri tufayli yangi kvark-antikvark juftlar hosil bo'ladi (5.5.6-5-rasmga qarang). Yangi kvark va antikvarklar o'zaro birlashib rangsizlanadi; avvalgi kvark va yangi antikvark birlashib rangsizlanadi.

Natijada avvalgi kvark yo'nalishi va antikvark yo'nalishida rangsizlangan zarralar – adron (pion)lar harakatlanadi, ya'ni tajribada kuzatilgan ikkita bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan adronlar oqimini hosil qiladi.

Olimlarning fikricha, adronlarning ikki oqimining kashf etilishi va uning tajribada tasdiqlanishi kvarklar mavjudligining isboti deb hisoblanishi mumkin. Shunday qilib, 1975-yili olimlar birinchi marta kvarkni "ko'rishdi". Endi ular glyuonni ham "ko'rish" ishtiyoqiga tushdilar. Yuqorida zikr etilgan elektron va pozitron annigilyatsiyasi jarayonida hosil bo'lgan kvarklarning biri rangsizlangunga qadar o'zidan (virtual) glyuon chiqarishi mumkin. Bu glyuon esa o'zining pionlar guruhini hosil qilishi mumkin. Shunday qilib, ikkita oqim o'rniga tajribada uchta oqim kuzatilishi lozim. 1979-yili (Viik rahbarligida) uch oqimli hodisa tajribada tasdiqlandi. Optimist olimlar uchun bu dalil glyuonlarning mavjudligini tasdiqlovchi isbot bo'ldi.

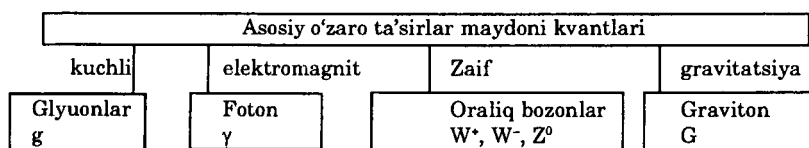
Shunday qilib, kuchli o'zaro ta'sir maydoni glyuonlar almashinuvi tufayli sodir bo'lib, bu almashinuvda kvarklarning rangi (kuchli o'zaro ta'sirni hosil qiluvchi zaryadi) o'zgaradi, boshqa xossalari o'zgarmaydi. Zaif o'zaro ta'sir oraliq bozonlar W^+ , W^- va Z^0 almashinuvi tufayli sodir bo'lib, bu almashinuvda kvarklarning hidi (xushbo'yligi) o'zgaradi, ya'ni kvarklarning deyarli hamma xossalari o'zgaradi. Boshqacha aytganda, bu zaif o'zaro ta'sirda kvarklarning o'zi ham almashinib qoladi (kvark modeliga asosan neytron n (udd)ning bitta d -kvarki o'zidan W^- – bozon chiqarib, u -kvarkka aylanishi va natijada neytronning proton p (udd)ga aylanishini eslang. Bu reaksiyada W^- – bozon u -kvark tomonidan yutilgunga qadar, u elektron va antineytrinoga aylanishi mumkin). Natijada yadroning β -yemirilishi, ya'ni yadrodan elektron va antineytrino ajralib chiqishi sodir bo'ladi. Xulosa qilib aytganda, zaif o'zaro ta'sir fundamental elementar zarralar kvarklar va leptonlar orasidagi bog'lanishni sodir qiladi.

5.5.7. Yagona maydon haqida

Biz yuqorida elementar zarralarning leptonlar va adronlar guruhlariga bo'linganligini ko'rib o'tdik. Leptonlar nuqtaviy, strukturasis (tarkibiy qismga ega bo'lmagan) zarralardan iborat; adronlar strukturali (tarkibiy

qismlardan – kvarklardan iborat) zarralar deb qaraldi. Leptonlar va kvarklar fundamental (asosiy) elementar zarralarni tashkil etadi (7-jadvalga qarang). Bu fundamental elementar zarralar orasida asosiy o‘zaro ta’sirlar mexanizmi bir xil almashinuvchi xarakterga ega. Almashinuvchi zarralar foton, graviton, oraliq bozonlar, glyuonlardir. Bu zarralar ham fundamental elementar zarralar guruhiga kiradi (9-jadvalga qarang).

9-jadval



Shunday g‘oya tug‘ildi. Hamma zarralarni bir turga tegishli zarralardan kelib chiqqan va hamma o‘zaro ta’sirlarni ana shu bir turga tegishli zarralar orasidagi asosiy (fundamental) o‘zaro ta’sirdan kelib chiqqan (ya’ni buning xususiy hollari) deb qaraydigan yagona nazariya yaratish mumkin emasmikan?

Yagona nazariya yaratish g‘oyasi ustida buyuk olimlardan Eynsh-teyn, Geyzenberg ishladilar, ammo ijobiy natijaga erisha olmadilar. Faqat keyingi yillardagina, maydonning kvant nazariyasi tufayli yagona nazariya yaratishda jiddiy yutuqlarga erishildi.

Zarralarning energiyasi ortib borishi bilan ularning orasidagi oraliq bozonlar W^+, W^-, Z^0 almashinuvi osonlashadi. Energiya qiymati 10^2 GeV tartibga yetganda, ya’ni $E > m_w c^2$ bo‘lganda oraliq bozonlar ham fotonlar singari osonlik bilan zarralar orasida almashadi. Energiyaning bu qiymatiga Kompton to‘lqin uzunligi $\lambda = h/m_w c$ va bundan 10^{-16} sm masshtab mos keladi. Nazariy jihatdan ko‘rsatiladiki, energiyaning bu qiymatlarida yoki 10^{-16} sm va undan kichik sohada ET va ZT bir umumiy o‘zaro ta’sir – elektrozaif (qisqacha elza) o‘zaro ta’sirning xususiy hollari bo‘lib qolar ekan. Bu elza o‘zaro ta’sirga uchta oraliq bozonlar W^+, Z^0 almashinishi zaif o‘zaro ta’sir sababchisi bo‘lsa, fotonlarning almashinuvi elektromagnit o‘zaro ta’sirning sodir bo‘lishiga olib keladi. Bu holda ET va ZT intensivliklari bitta fundamental doimiylik bilan aniqlanadi. Shunday qilib, energiyaning kichik qiymatlarida ZTning intensivligining kichikligi, bu o‘zaro ta’sirga tegishli zaryad (muattarlikning, xushbo‘ylikning, qisqacha «hid»)ning kichikligidagi emas, balki, oraliq bozonlar W_{\pm}, Z^0 ning massalari kattaligidadir.

Bu yerda shuni aytish lozimki, 1967-yili elektromagnit va zaif o‘zaro ta’sirlarning umumiy nazariyasiga Salom va Vaynberg asos soldilar.

G. Xoofit 1971–72-yillari Vaynberg-Salom nazariyasining perenomirov-kalanadigan ekanligini isbot qilgandan keyin, bu nazariya hamma tomonidan tan olina boshlandi. Bu elza maydon nazariyasini yaratishdagi xizmatlari uchun amerikalik olimlar Sh. Gleshou, S. Vaynberg va pokistonlik olim A. Salom 1979-yili Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar.

Elza o'zaro ta'sir nazariyasi, kuchli o'zaro ta'sir nazariyasi va u o'zaro ta'sir maydonlarning kvantlari oraliq bozonlari W^{\pm} , Z^0 , foton va glyuonlar hamda ularning tajribada tasdiqlanishi kvant xromodinamika fanining yaratilishiga olib keldi. Bu esa o'zaro ta'sirlarning bir-biriga o'xshashligini ko'rsatibgina qolmasdan, balki tabiat kuchlari yagona asosga ega ekanligiga ham isbot bo'ldi.

Ana shunday tabiat kuchlarining yagona asosga ega ekanligi yo'lidagi qadamlardan keyingisi (avvalgilari elektr, magnit, yorug'lik hodisalarining birligini ko'rsatuvchi elektromagnit nazariyasi, elektromagnit va zaif o'zaro ta'sirlarni umumlashtiruvchi elza nazariyasi) elza o'zaro ta'sir bilan kuchli o'zaro ta'sirni birlashtiruvchi Buyuk birlashuv (sintez) nazariyasidir. Bu nazariyani yaratishga 1973-yili A. Salom, J. Pati urindilar va 1974-yili Buyuk birlashuv nazariyasiga X. Jorji, S. Gleshou asos soldilar. Bu nazariyada fundamental elementar zarralar – leptonlar va kvarklar simmetriyasi mavjudligi va ularning bir-biriga aylanishi ko'p komponentli umumiy maydon – bu maydon kvantlarining almashinuvi tufayli sodir bo'ladi, deb qaraladi. Bu nazariyadagi maydonlar elektromagnit (fotonlar), kuchli (glyuonlar), zaif (oraliq bozonlar) umumiy maydonning tashkil etuvchilari deb qaraladi. Shu bilan birga Buyuk birlashuv nazariyasi kvark lepton aylanishlarini ko'zda tutganligi uchun bu aylanishlarga tegishli yangi maydon va uning kvantlari mavjud ekanligini ko'rsatadi.

Bu buyuk birlashuv nazariyasiga asosan juda yuqori energiyali zarralar lepton va kvark holatlarida bo'lib, ular bu holatlarda bir-biriga aylanishlari mumkin. Buyuk birlashuv nazariyasida bu o'tishlarni ta'minlovchi 24 ta almashinuvchi maydon zarralari mavjudligi kelib chiqadi: 8 ta glyuon g , 3 ta oraliq bozonlar W^+ , W^- , Z^0 ; 1 ta foton γ va 12 ta yangi rangli X , Y zarralar. Bu yangi zarralar mos ravishda $\pm (4/3)e$ va $\pm (1/3)e$ elektr zaryadlariga ega va ularning energiyasi $mc^2=10^{16}$ GeV tartibidadir. Bu energiyaga mos keluvchi xarakterli masofa $R_x \approx h/m_x c$ va bundan $R_x \approx 10^{-29}$ sm tartibidadir.

Bu nazariyada zaryadlarning kasrli ekanligi va uning kvantlanganligi o'z ifodasini topdi. Shu bilan birga elza nazariyasida kiritiladigan ba'zi erkin parametrlar (masalan, Vaynberg burchagi) nazariya asosida hisoblandi.

Buyuk birlashuv nazariyasi elektromagnit, zaif va kuchli o'zaro ta'sirlarning bog'lanish doimiyliklari α_e , α_w va α_s energiyaning 10^{16} GeV

qiymatida bir xil bo'lishini ko'rsatadi. Energiyaning 10^{19} GeV qiymatida esa α_{ews} va gravitatsiya o'zaro ta'sir doimiysi yagona maydon intensivligini xarakterlaydigan α_{ewag} qiymatini qabul qiladi.

Energiyaning 10^{16} GeV va undan ortiq qiymatlarida yuqoridagi uchta o'zaro ta'sirlar bir umumiy ta'sirning uchta xususiy hollari bo'lib qoladi. Umumiy o'zaro ta'sirning namoyon sohasi uchun $r-\lambda=10^{-29}$ sm va bundan kichik qiymatlaridir. Boshqacha aytganda, Buyuk birlashuv nazariyasining qo'llanish sohasi

$$E \geq 10^{16} \text{ GeV}, r \leq 10^{-29} \text{ sm}$$

Bu nazariya bo'yicha yuqori energiyali holatda (u kvark-lepton holati deyiladi), leptonlar va kvarklar X, Y bozonlar vositasida bir-birlariga aylanishi mumkin:

$$uu \leftarrow X \rightarrow e+e^* \bar{d}, \bar{d} \text{ ud} \leftarrow Y \rightarrow \bar{\nu}_e \bar{d}$$

Yuqoridagi reaksiyalar quyidagi reaksiyalarning bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi:

$$uud \rightarrow e^+ d \bar{d}, uud \rightarrow \bar{\nu}_e u d, ddu \rightarrow \bar{\nu}_e d \bar{d}$$

Bu reaksiyalar esa nuklonlarning yemirilishi mumkinligini ko'rsatadi:

$$P \rightarrow \pi^0 + e^+, P \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_e, n \rightarrow \pi^0 + \bar{\nu}_e$$

Ko'rinib turibdiki, Buyuk birlashuv nazariyasida nuklonlar, jumladan, proton yemirilishi mumkin. Nazariya bo'yicha protonning yashash vaqti $\tau_p = 10^{30 \pm 3}$ yil.

Qilingan eksperimentlar ko'rsatadiki, agar proton yemirilsa, uning yashash vaqti $\tau = 2,5 \cdot 10^{32}$ yildan kichik emas. Protonning yemirilishini kuzatish, olimlarning fikricha, asr eksperimenti bo'lar edi. Buyuk birlashuv nazariyasidagi umumiy o'zaro ta'sir elektroyadro o'zaro ta'sir, deb yuritila boshlandi. Ammo bu umumiy o'zaro ta'sir 3 ta o'zaro ta'sirlarning umumiy bo'lganligi uchun shu o'zaro ta'sirlar nomlarining birinchi bo'g'inlaridan esda qoladigan ixcham va qisqa "ELZAKUCH" atamasini yasash mumkin. Biz quyida shu atamadan foydalanamiz.

Kvark va leptonlarning uch avlodga bo'linishi 10-jadvalda ko'rsatilgan:
10-jadval

Zarralar	Avlodlar			Elektr zaryadi, e
	I avlod	II avlod	III avlod	
Leptonlar	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	± 1
Kvarklar	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3

Elza o'zaro ta'sirning nazariyasi har bir avlodagi kvarklar yoki leptonlar juftlarining simmetriyasini tavsiflab berolsa, Buyuk birlashuv nazariyasi esa har bir avlodagi zarralar simmetriyasini tavsiflab bera

oladi. Ammo elementar zarralar avlodlari nima uchun bir-birlaridan farq qiladi va faqat massasi bilan farqlanuvchi bu avlodlar tabiatga nima uchun kerak bo'lib qoldi, degan savolga hozircha mukammal javob yo'q.

Birinchi avlod zarralaridan (fermionlardan) hozirgi Olamimiz tashkil topgan. Haqiqatan ham, u-kvark va d-kvarkdan nuklonlar va demak, atom yadrolari tashkil topgan. Elektron neytrinosi tufayli Quyosh va yulduzlarda yadro reaksiyalari boradi. Ikkinchi va uchinchi avlodlarning fermionlari yaratuvchining nomaqbul deb tashlab yuborgan xomaki rejalarini go'yo topib olganimizday holni eslatadi.

Elzakuch va gravitatsiya o'zaro ta'sirlarni umumlashtiradigan mukammal yagona nazariya hali yaratilganicha yo'q. Ammo qilingan hisob-kitoblarga ko'ra, energiyaning 10^{19} GeV va ulardan ortiq qiymatlarida to'rtta asosiy (fundamental) o'zaro ta'sirlarni yagona o'zaro ta'sirning xususiy hollari (komponentlari) deb qarash mumkin.

Bu yerda shuni eslatamizki, yagona maydon nazariyasi qo'llaniladigan energiya $E \approx 10^{19}$ GeV qiymatiga $r-l=hc/E$ dan masofaning $r \approx 10^{-33}$ sm qiymati mos keladi, bu masofaga esa $t = r/c$ dan vaqtning $t \approx 10^{-44}$ s qiymati mos keladi.

Boshqacha aytganda, to'rtta o'zaro ta'sirlarning umumiyisi yagona o'zaro ta'sir qo'llaniladigan soha uchun $E = 10^{19}$ GeV, $r \approx 10^{-33}$ sm, $t \approx 10^{-44}$ s qiymatlari mos keladi.

Ciamning Plank erasida materiyaning bunday qiymatli parametrlariga ega bo'lishi mumkinligini keyinroq ko'ramiz.

Yagona maydon nazariyasi yaratish yo'lidagi ba'zi urinishlarga qisqacha to'xtalaylik.

Olimlar D. Shvars (Massachuset Texnologiya Instituti, AQSH) va M. Grin (Kuin Meri Kollej, Angliya) 1979-yildan boshlab supertorlar nomini olgan nazariya ustida ishlay boshlaydilar. 1985-yili bu supertorlar nazariyasining yangi variantini D. Gross (Prinston, AQSH) yaratdi. Bu nazariyada 4ta asosiy o'zaro ta'sirlar mavjudligi kelib chiqadi; bundan tashqari, hozirgi zamondagi barcha ma'lum zarralarning mavjudligi bashorat qilinishi mumkin.

Supertorlar nazariyasining eng muhim tomoni shundaki, u geometrik nazariyadir. Zarralar va ular orasidagi ta'sir kuchlari torlarning konfiguratsiyalari, aylanishlari va tebranishlari ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Torlarni bir o'lchamli, kvantlangan energiyali, juda qisqa, 10^{-31} sm dan ham kichik, berk yoki ochiq elastik lentalar sifatida tasavvur etish mumkin. Ular aylanadi, tebranadi hamda o'zaro ta'sirlashib birlashishi va parchalanishi mumkin; natijada ular orqali har bir zarrani tasavvur etish mumkin bo'ladi; boshqacha aytganda, har bir zarra o'ziga mos aylanish va tebranishga ega.

Olimlar supertorlar nazariyasini, umumiy nisbiylik nazariyasidan keyingi, fizikadagi eng muhim yutuq deb hisoblamoqdalar.

Yuqoridagi aytilganlarga asoslanib, elementar zarralar fizikasini aysbergga o'xshatishadi. Elementar zarralarga tegishli hodisalarning faqat kichik bir qismini bevosita eksperimentda tadqiq qilish mumkin. Hodisalarning asosiy qismi esa hozirgi zamon tezlatkichlarida erishib bo'lmaydigan, hozirgi Olam hodisalaridagi yuqori energiya ham yetarli bo'lmagan, juda yuqori energiyali mikroalam qa'rida yotibdi.

5.5.8. Olam haqidagi hozirgi zamon ilmiy-fizik tasavvurlar

Biz tanishdikki, energiyaning o'ta yuqori qiymatlarida, masalan 10^{16} GeV va undan ortiq qiymatlarida, asosiy o'zaro ta'sirlar Buyuk birlashuv nazariyasi, supergravitatsiya va supertorlar nazariyalariga ko'ra, umumiy o'zaro ta'sirning xususiy hollari, komponentlari deb qaralishi mumkin. Ammo bunday katta energiyali zarralarni laboratoriya sharoitida olish mumkin emas. Haqiqatan ham agar tezlatkich Yer kurrasini o'rab oladigan darajada katta qilib qurilganda edi, unda 10^7 GeV energiyali zarralar olingan bo'lur edi. Bu esa Buyuk birlashuv nazariyasi qo'llaniladigan soha energiyasidan 7-8 tartibga kamdir.

Shu sababli, o'ta yuqori energiyali zarralar fizikasi – mikrofizika xulosalarini bevosita asoslash uchun tabiatda bo'lgan yoki bo'lishi mumkin bo'lgan hodisa va jarayonlarga murojaat etish lozim bo'ladi. Xuddi shu munosabat bilan Olam evolyutsiyasi va uni tushunish ayniqsa diqqatga sazovor bo'lib qoldi. Chunki Olam o'zining eng avvalgi davrlarida Katta Portlashdan so'ng, juda yuqori energiyali davrlarni boshidan o'tkazgan deyiladi. Masalan, bu tasavvurlarga ko'ra, Katta Portlashdan so'ng 10^{-44} s o'tganda energiya 10^{19} GeV, 10^{-36} s vaqt o'tgandan keyin esa 10^{16} GeV bo'lgan. Shu nuqtai nazardan qaraganda mikrofizika va kosmologiya o'zaro bog'langanligi hamda ularning ma'lum ma'noda birligi kelib chiqadi. Shunday qilib, mikrofizika o'zining xulosalarining Olam evolyutsiyasi «laboratoriyasida» tasdig'ini izlasa, Olam evolyutsiyasi senariysi, Olam manzarasining o'zgarishi esa o'zining asosini mikrofizikaning nazariyasidan qidirmoqda. Mikrofizika yutuqlari kosmologiyadagi bir qancha muammolarni, jumladan, katta masshtabdagi Olam bir jinsli bo'lishi, Olamning barion asimmetriyasi va boshqa shu kabi hodisalarning sababini tushuntirishga imkon berdi.

Shunday qilib, mikrofizika avval alohida zarralarning qonunlari va ularning bir-biriga aylanishlari bilan shug'ullangan bo'lsa, koinotni bir butun deb qarab, uning umumiy rivojlanish qonunlariga o'zining qonunlarini qo'llash ortiqcha deb qaraydigan bo'lsa, xuddi shuningdek,

sirtidan qaraganda, Olam evolyutsiyasining umumiy qonunlarining elementar zarralardagi jarayonlarga kam aloqasi borday tuyulgan bo'lsa, endi ularning bir-birlari bilan uzviy bog'langanligi ravshan bo'lib qoldi. Haqiqatan ham, mikroalam asoslariga va undagi simmetriyaga hamda Olam kengayishining avvalgi davrlariga nazar tashlasak, elementar zarralar fizikasi va kosmologiyaning bir-biri bilan uzviy bog'langanligini ko'ramiz. Xulosa qilib aytganda, mikro va makroalam poydevori yagonadir. Rang-baranglikka ega bo'lgan bu yagona poydevorni o'rganish materiyaning yagona nazariyasining vazifasidir.

G. Gamov 1948-yili (Georgiy Gamov 1923-yili Rossiyadan emigratsiya qilingan) elementlarning paydo bo'lishi ustida fikr yuritib, Olam paydo bo'lishida juda yuqori temperatura bo'lganligi va Olam Katta Portlashdan paydo bo'lganligini va undan keyin Olam kengaya borganligi haqidagi g'oyani aytadi. 1956-yili hatto shu Katta Portlashdan qolgan nurlanishning (bu nurlanish, rus olimi I. Shklovskiy taklifiga ko'ra, relikt nurlanish deb atay boshlandi) hozirgi davrdagi temperaturasi 5-6 K ekanligini Gamov nazariy jihatdan baholagan edi. Bu g'oya olimlar tomonidan bir qancha vaqt e'tiborga olinmay keldi.

Ammo 1965-yili amerikalik olimlar A. Penzias va R. Vilsonlar tomonidan qilingan olamshumul kashfiyot tufayli, Olamning Katta Portlashdan paydo bo'lganligi haqidagi tasavvur juda ko'p olimlar tomonidan qabul qilindi va shu g'oyaning tarafdori bo'lib qoldilar. Biz ham quyida shu tasavvurga asoslanamiz.

1964-yili Penzias va Vilson tasodifan bir muhim hodisaga duch kelib qoldilar: ular bizning Galaktikamizdan kelayotgan radionurlanishning 7,5 *sm* to'lqin uzunlikdagi intensivligini o'lchashmoqchi bo'lishganda, asbob tomonidan shu diapazonda radioshovqin qayd qilinadi. Bu signalning intensivligi yo'nalishga bog'liq emasligi aniqlandi. Ular avval bu shovqin antenna yoki radioqurilma xanjirining shovqini bo'lsa kerak deb o'yladilar. Bir yilcha radioqurilma xarakteristikalarini yaxshilash ustida ishlaganlaridan keyin, 1965-yili yana o'sha mikroto'lqinli shovqin (fon) barcha yo'nalishlarda kuzatildi.

Ma'lumki, har bir jism, uning ichidagi elektronlarning tartibsiz (xaotik) harakati tufayli, radiodiapazonda «shovqin» beradi. Jismning temperaturasi qancha yuqori bo'lsa, bu nurlanish intensivligi shuncha katta bo'ladi. Penzias va Vilson bu issiqlik nurlanishiga mos temperatura 3,5 K ekanligini aniqladilar. Hozirgi vaqtda relikt nurlanish temperaturasi 2,7 K ekanligi aniqlangan.

Penzias va Vilsonning bu kashfiyoti astrofizikadagi «qizil siljish» kashf qilinishidan keyingi ikkinchi buyuk kashfiyot edi. Bu kashfiyotdan so'ng,

olimlar Gamov aytganiday Olamning boshlanishi borligi va u juda yuqori temperaturali holatda bo'lganligiga ishona boshladilar. Chunki Gamovning Olamning Katta Portlashdan boshlanganligi haqidagi g'oyasidan chiqadigan natija: Katta Portlashdan keyin koinotda qoldiq – relikt nurlanish saqlanib qolishi, uning temperaturasi hozirgi vaqtda 5-6 K atrofida bo'lishi ana shu yuqoridagi kashfiyotda o'z tasdig'ini topdi. Penzias va Vilson 1978-yili bu kashfiyotlari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar.

Katta Portlash va undan kelib chiqadigan Olam kengayishi manzaralari bir-biriga ichki muvofiqiligini e'tirof etsa-da, ammo Olamning eng avvalgi bosqichida juda yuqori temperatura va zichlikda bo'ladigan kengayishni aniqlash uchun ma'lum boshlang'ich shartlarni bilish talab etilardi. Bu haqda ma'lumot yo'q edi. Bunday boshlang'ich shartlarni asoslash uchun kosmologiya fani elementar zarralar nazariyasining xulosalariga murojaat etdi. Olamning kengayishini uning kuzatiladigan qismida uning bir jinslik sababini, barion asimmetriyasini va Olam paydo bo'lishidagi holatning hozirgi zamondagi tuzilishining «uning manzarasini» va undagi relikt nurlanishning izotropiqligi bilan miqdoriy tomondan muvofiq kelishi sabablarini asoslashga hozirgi zamon mikrofizika yutuqlari imkon beradi.

Olam evolyutsiyasining senariysi haqida so'z borganda Portlashdan avvalgi, Portlash va Plank eralari, ulardagi materiya, vaqt-fazo holatlari haqida batafsilroq so'z yuritish mantiqan hamda falsafiy nuqtai nazardan lozim bo'lsa-da, hozirgi zamon adabiyotlarida asosan Plank erasi va ayniqsa, undan keyingi eralarga mukammalroq to'xtalinadi. Buning sababi shuki, Plank erasi va undan avvalgi eralarga oid nazariya hali to'la ishlanmaganligidadir.

Quyidagi fundamental doimiyliklar: butun Olam tortishish yoki gravitatsiya doimiysi $G=6,67 \cdot 10^{-8} \text{sm}^3/\text{gr} \cdot \text{s}^2$, vakuumdagi yorug'lik tezligi $c=3 \cdot 10^{10} \text{sm/s}$, Plank doimiysi $h=6,63 \cdot 10^{-27} \text{erg} \cdot \text{s}$ bizga ma'lum.

Bu doimiyliklardan

$$l_p^2 = hG/c^3 = [1,6 \cdot 10^{-33} \text{sm}]^2 \quad (1)$$

uzunlik qiymatini olamiz.

Vaqt uchun

$$t_p = l_p/c = (hG/c^5)^{1/2} = 1,35 \cdot 10^{-43} \text{s} \quad (2)$$

ifodani olamiz.

Massa uchun

$$m_p^2 = hc/G = [2,2 \cdot 10^{-5} \hat{p}]^2 \quad (3)$$

zichlik uchun esa

$$\rho_p = m_p / \left(\frac{4\pi}{3} \ell_p^3 \right) = 1,3 \cdot 10^{93} \text{ g/sm}^3 \quad (4)$$

qiymatlarga ega bo'lamiz; m_p – plankeon (yoki Fridmon) massasi deyiladi. Plankeon energiyasi uchun

$$E_p = m_p c^2 = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ GeV} \quad (5)$$

qiymat olamiz. ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$, $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$, $1 \text{ erg} = 6,25 \cdot 10^{11} \text{ eV}$) dan $1 \text{ eV} \approx 10^4 \text{ K}$ ekanligini nazarda tutib, temperatura uchun

$$T_p = E_p / k \approx 10^{32} \text{ K} \quad (6)$$

qiymatni olamiz.

Portlashdan keyingi $t_p = 1,35 \cdot 10^{-43} \text{ s}$ vaqtli Olam davri Plank erasi deyiladi.

Plank erasidagi Olamning parametrlarining qiymatlari (1-6) ifodalar bilan mos ravishda aniqlanadi.

Katta Portlash nazariyasiga ko'ra, Olam vaqt o'tishi bilan soviydi, uning temperaturasi va unga mos energiya kamayadi. Shu nazariyaga ko'ra, Olam evolyutsiyasi uchun ushbu munosabat

$$E t^{1/2} = \alpha$$

o'rinli. Bu yerda t – Olamning Portlashdan keyingi vaqti (yoshi), α – doimiy son.

Plank erasi uchun $E = E_p$ va $t = t_p$ ekanligini nazarda tutib, doimiy son α ning

$$\alpha = h / \sqrt{t_p} = h (c^5 / hG)^{1/4} \approx 3 \text{ MeV} \cdot \text{s}^{1/2}$$

ifodasini topamiz.

Demak, Katta Portlashdan keyin Olam evolyutsiyasi uchun

$$E \sqrt{t} = 3 \text{ MeV} \cdot \text{s}^{1/2} = 3 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot \text{s}^{1/2}$$

munosabatga ega bo'lamiz.

(1) va (3) dan

$$m_p = \frac{c^2}{G} \ell_p$$

munosabatni olamiz. Buni ekstrapolyatsiya qilib,

$$m = \frac{c^2}{G} R \quad (7)$$

ifodani yozamiz. Hajm uchun

$$V = \frac{4\pi}{3} R^3 \quad (8)$$

ifodadan foydalanib, massa zichligi uchun topamiz:

$$\rho = \frac{3}{4\pi} \frac{c^2}{G} \frac{1}{R^2} \quad (9)$$

Olam kengayishida R ortib boradi, massa zichligi esa (4) ifodaga binoan kamayib boradi.

(1) va (2)dan ekstrapolyatsiya qilib yoki (9)ni t^2 ga ko'paytirib, $R=ct$ dan foydalanib, muhim munosabatni olamiz:

$$\rho t^2 = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{G} = 3,56 \cdot 10^6 \quad (10)$$

Masalan, zichlik $\rho \sim 10^{14} \text{g/sm}^3$ bo'lsin (bu taxminan yadroning massasi zichligiga to'g'ri keladi). Portlashdan keyin, Olam bunday zichlikka, (10) munosabatga ko'ra, $t \approx 10^{-4}$ s vaqt o'tgandan keyin erishgan. Hozirgi zamonda Olam uchun zichlik $\rho \approx 2 \cdot 10^{-30} \text{g/sm}^3$ deb baholanadi, (10) ifodaga ko'ra, Olamning yoshi uchun $t \approx 1,33 \cdot 10^{18}$ s taqribiy natijani olamiz. 1 mlrd. yil $3,16 \cdot 10^{16}$ sekund ekanligini e'tiborga olib, Olam yoshi uchun 42 mlrd yil olamiz. Bu natija esa adabiyotlarda Olam yoshi uchun keltiriladigan natijadan ikki martadan ham ziyodroq.

Olam yoshi uchun 20 mlrd yilni qabul qilsak, (10) ifoda asosida, zichlik uchun $\rho = 8,9 \cdot 10^{-30} \text{g/sm}^3$ qiymatni olamiz. Bu qiymat esa hozirgi zamonda zichlik uchun olingan $\rho \approx 10^{-30} - 10^{-29} \text{g/sm}^3$ natijalarga mos keladi.

Adabiyotlardagi kritik zichlik ρ_k uchun

$$\rho_k = (3/8\pi) H^2/G$$

ifodada H – Xabbl doimiysi o'rniga, agar $2/3t$ ni qo'ysak, (t – Olamning hozirgi yoshi)

$$\rho = 4,5\rho_k$$

natijani olamiz. Bu $\rho > \rho_k$ bo'lgan holda Olamning hozirgi zamondagi kengayishi, nisbiylik nazariyasiga asosan, ma'lum vaqt o'tgandan keyin siqilish bilan almashinishi zarur.

Hozirgi vaqtda Plank erasi va undan avvalgi davrdagi Olam holati haqida mukammal tasavvur yo'q. Bu davrlardagi Olam «hayoti»ni bilish, uni tushunish, Olam paydo bo'lishi haqidagi juda katta muammoni hal qilish demakdir. Bu ham falsafiy, ham fan mantiqiy nuqtai nazaridan o'z yechimini kutayotgan ulkan muammoni hal qilish demakdir.

Kuchli elektromagnit maydonda elektron-pozitron juftlar tug'ilganidek, yagona maydondagi kuchli gravitatsiya maydonida tegishli juftlar va ularning annigilyatsiyasi bo'lishi mumkin. Plank erasida tug'ilgan gravitonlar Plank erasidan keyin boshqa o'zaro ta'sir «kvant»laridan ajraladi. Gravitatsiya maydoni kvantlari (gravitonlar) bilan boshqa maydon kvantlari orasida o'zaro ta'sir bo'lsa-da, ularning bir-biriga

aylanishi to'xtaydi, chunki Plank erasidan keyingi davrda gravitatsion maydon boshqa maydonlardan ajralib chiqadi. Shunday qilib, Plank erasida tug'ilgan gravitonlar hozirgi Olamda gravitonlar foni sifatida mavjud bo'lishi mumkin. Agar relikt gravitonlar mavjud bo'lsa, ularning kosmologiya uchun muhim ahamiyati bor. Ular Olamning avvalgi erasi – Plank erasidan xabar beruvchi yagona manba bo'lardi (lekin hozirgi fan taraqqiyoti darajasida gravitonlarni ham, relikt gravitonlarni ham qayd qilish imkoniga ega emasmiz). Qolgan zarralar va maydonlar Olam evolyutsiyasida o'zaro ta'sirda bo'lib, turli termodinamik holatlardan o'tib, olamning eng avvalgi davridan olib kelayotgan ma'lumotlarni yo'qotadi (yoki bu ma'lumotlar tekislanib ketadi).

Plank erasidan keyin gravitatsiya maydoni va elzakuch maydoni yagona maydondan ajraladi, kondensatsiyalanadi.

Olamning hozirgi yoshi $t = 20$ mlrd. yil deb qabul qilinsa, massa zichligi uchun $\rho = 8,9 \cdot 10^{-30} \text{ g/sm}^3$ qiymat olingan edi. Zichlikning bu qiymatidan foydalanib, yuqoridagi ifodadan Olam radiusi uchun $R = 1,9 \cdot 10^{28} \text{ sm}$ qiymatni olamiz. Gorizont $R = ct$ uchun $R = 1,9 \cdot 10^{28} \text{ sm}$ va $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}$ qiymatlaridan foydalanib, Olamning yoshi uchun yana $t = 20$ mlrd. yilni hosil qilamiz. Bu esa yuqorida yozilgan ifodalar bilan gorizont uchun yozilgan ifodalar orasida to'la muvofiqlik borligini ko'rsatadi. Olamning hozirgi massasi uchun $m = (c^2/G) R$ ifoda asosida

$$m \approx 2,6 \cdot 10^{56} \text{ g}$$

qiymatni olamiz.

Olamning "statsionar holati modeli mualliflari G. Bondi, G. Goldi va F. Xoyl (1948-y.) fikricha, Olamning kengayish jarayonida unda zarralar uzluksiz paydo bo'lib turadi, ya'ni Olam statsionar holatda bo'lishi uchun materiya uzluksiz yaratilib turadi. $m = (c^2/G) R$ ifodadan ko'rinadiki, Olam radiusi R ning ortishi bilan massa zichligi kamayib boradi, ya'ni Olam statsionar holatda bo'lmaydi.

Plank erasidan so'ng, ya'ni Olam paydo bo'lgandan 10^{-43} s o'tgandan keyin, yagona o'zaro ta'sir gravitatsiya va elzakuch o'zaro ta'sirlarga ajraladi; kvark-lepton era boshlanadi. Bu erada kvarklardan, leptonlardan va ular orasidagi o'zaro ta'sirni sodir qiladigan maydon kvantlari 24 ta oraliq bozonlardan iborat "sho'rva" uzoq "qaynaydi". Bu davr 10^{-43} s dan 10^{-36} s gacha vaqtni o'z ichiga oladi. Bu davrdagi elzakuch o'zaro ta'sirni sodir qiladigan massiv oraliq bozonlar X, Y (bular Xiggs zarralar deyiladi) kvark va leptonlarga hamda antikvark va antileptonlarga har xil ehtimollik bilan parchalanadi. Zarralar va antizarralarga ana shu har xil ehtimollik bilan parchalanish, Buyuk birlashuv nazariyasiga asosan, Olamda moddaning antimoddadan ustunligiga olib boradi. Bu esa

Olamning barion asimmetriyasi muammosini hal qiladi. Shu bilan birga bizning mavjudligimizga ham imkon beradigan sharoitni yaratadi.

Vaqt o'tishi bilan Olam massa zichligi kamaya boradi, natijada uning energiyasi va demak, temperaturasi pasayadi. Kvark-lepton erasining oxirida, ya'ni Olam yoshi 10^{-36} s bo'lganda elzakuch maydon kvantlari oraliq bozonlarining energiyasi $E=3 \cdot 10^{15}$ GeV, unga mos temperatura $T=10^{28}$ K, Kompton to'lqin uzunligi $\lambda_k = 6,4 \cdot 10^{-30}$, zichlik esa $\rho=10^{80}$ g/sm³ tartibda bo'ladi.

Shunday qilib, bu (10^{-43} – 10^{-36} s) davrda kvarklar va leptonlar bir-biriga bemalol aylana oladi, ya'ni bu kvark-lepton erada barion zaryadning saqlanish qonuni buziladi. Biz quyida ana shu barion asimmetriyasi masalasiga to'xtalamiz.

5.5.9. Olam moddasining simmetriyasi va kosmik obyektlarning paydo bo'lishi

Buyuk birlashuv nazariyasiga ko'ra, Olam yoshi 10^{-36} s va undan yosh bo'lganda, energiyaning 10^{15} GeV va undan ortiq qiymatida 3 ta o'zaro ta'sir: Kuchli, zaif, elektromagnit birlashib bir umumiy o'zaro ta'sirning komponentlaridan iborat bo'lib qoladi. Energiyaning bu qiymatini, avval aytilganidek, bog'lanish doimiyliklari α_s , α_w va α_e bir-biriga teng bo'lib qoladi. Bu holatda umumiy maydon kvantlari X, Y oraliq bozonlar kvark-lepton reaksiyalarda barion son (zaryad) saqlanmaydi, jumladan, bunday holatda proton juda kichik ehtimol bilan bo'lsada, yemiriladi degan xulosa Buyuk birlashuv nazariyasida keltiriladi.

Olam kengayishi va demak, temperatura pasayishi tufayli, kvark-lepton erasida zarra va antizarra parchalanadi. Bunda zarra va antizarraning parchalanish ehtimollari farqli bo'lgani uchun (boshqa elementar zarralar uchun bunday farq borligini tajriba tasdiqlagan) hosil bo'lgan B barion va \bar{B} antibarion soni bir-biriga teng emas. Natijada Plank erasidagi zarralarga nisbatan simmetrik holatdan Olam sovishi va demak, oraliq bozonlarning yemirilishi tufayli, barionlari (kvarklari) antibarionlarga (antikvarklarga nisbatan ko'proq bo'lgan asimmetrik holat (Olam holati) hosil bo'ladi. Temperaturaning yanada pasayishi tufayli barion (kvark) va antibarion (antikvark) annigilyatsiyalanadi, bunda fotonlar va neytrinolar hosil bo'ladi. Qolgan ortiqcha kvarklar (barion "qopiga") adron "qopiga" tushadi – bu konfaynment deyiladi va ular hozirdagi barionlardan tashkil topgan Olamni tashkil etadi.

Shunday qilib, zarra va antizarra ma'lum simmetrik xossaga ega bo'lsa-da, bizning Olamimizda antimodda yo'q. Olamda proton va neytronlardan tashkil topgan moddaning borligi, antiproton va

antineytronlardan tashkil topishi mumkin bo'lgan antimoddaning yo'qligi Olamning barion assimetriyasi deyiladi.

Plank erasining oxiri, kvark-lepton erasining boshidagi yuqori temperaturalarda 3 mlrd. kvark, 3 mlrd. antikvark va yana 3 kvark mavjud bo'lib, temperatura pasayishi bilan zarralar va antizarralar (barionlar va antibarionlar) annigilyatsiyalanib, fotonlar hosil qilgan. Hozirgi reliktni nurlanishning ko'pgina qismini o'sha nurlanish tashkil etadi. 3 ortiqcha kvarklar esa adronlarni, ya'ni hozirgi zamondagi biz yashab turgan Olam moddasini tashkil etgan. Demak, Buyuk birlashuv nazariyasiga ko'ra, har bir barionga (yoki har uchta kvarkga) bir milliard foton va bir milliard neytrino to'g'ri keladi. Hozirgi zamon kuzatishlariga ko'ra, Olamda protonlar va neytronlar – barionlar soni zichligi $n_B \approx 10^{-6} \text{ sm}^{-3}$, relik fotonlar γ soni zichligi $n_\gamma \approx 500/\text{sm}^3$. Bulardan hozirgi zamon kosmologiyasining fundamental doimiysi

$$n_\gamma / n_B \approx 10^9$$

qiymatini olamiz. Hozirgi zamon tasavvuriga ko'ra, olamning barion assimetriyasiga 3 ta fizik hodisa: zarra va antizarralar orasida to'la simmetriyaning yo'qligi, barionlarning saqlanmasligi va Olamning kengayishi sabab bo'lgan.

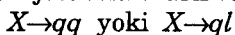
1. Agar zarradan antizarraga o'tilsa (C-almashtirish) koordinatalari almashtirilsa (P-almashtirish) va vaqt yo'nalishi aksinchasiga almashtirilsa (T-almashtirish), kvant nazariyasining CPT teoremasiga asosan, tabiat qonunlari CPT-teoreмага nisbatan simmetrikdir. Shunday qilib, CPT-teoreмага ko'ra, agar sistemada elementar zarra ishtirokida biror jarayon borayotgan bo'lsa, unday sistemada CPT-qo'shaloq jarayon, ya'ni zarra antizarraga almashtirilgan, spini tashkil etuvchisining ishorasi teskarisiga o'zgartirilgan va boshlang'ich holati oxirgi holat bilan almash-tirilgan jarayon bo'lishi mumkin. Lekin tajriba ko'rsatdiki, alohida C-, P- va T- almashtirishlarga nisbatan simmetriya buzilishi, ya'ni simmetriya bunday alohida almashtirishlarda saqlanmasligi mumkin.

Xususan, agar zarra qarorsiz bo'lsa, ma'lum oxirgi holatlarga o'tishi mumkin. $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ xuddi shuningdek, antizarra avvalgi holatdan oxirgi holatlarga o'tishi mumkin. $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \bar{\nu}_e$ ammo zarra va antizarra uchun xuddi ana shu kabi o'xshash holatlarga o'tish ehtimolliklari farqli bo'ladi. Bu hodisa fizikada C- yoki CP-simmetriya saqlanmasligi deb yuritiladi. Xuddi shu ehtimolliklar farqi bizning Olamda zarralar va ulardan tashkil topgan moddalar mavjudligini ta'minlaydi.

2. Elementar zarralar reaksiyalari bilan bog'liq tajribalar, barion va antibarion zaryadlar farqi saqlanishini ko'rsatadi.

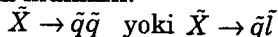
Ammo saqlanuvchi zaryadlar orasida o'zaro ta'sirni tashuvchi zar-ralar mavjud bo'ladi. Barionlar orasida bunday tashuvchi zarralar yo'q ekanligi ma'lum (pionlar bu ikkilamchi jarayonlar). Bundan tashqari, Buyuk birlashuv nazariyasi protonni nostabil, qarorsiz deb qaraydi. Bu nazariyaning xulosasiga ko'ra, barion zaryad, jumladan, proton-ning barqarorligi aniq saqlanadigan qonun emas. Ular qisman buziladi.

Barion zaryadining saqlanmasligiga, Buyuk birlashuv nazariyasi tomonidan mavjudligi ko'rsatilgan x, y bozonlarning yemirilishi sababchi bo'ladi. Bu bozon quyidagi ikki xil yo'l bilan bir juft kvarklarga yoki bir juft antikvark va antileptonga yemirilishi mumkin:

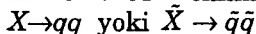


Bu reaksiyalardan birinchisining oxirida barion zaryad ($2/3$)ga teng, ikkinchisida esa ($+1/3$)ga teng, ya'ni barion zaryad, agar har ikkala reaksiya mavjud bo'ladigan bo'lsa, saqlanmaydi. Quyidagi $qq \rightarrow x \rightarrow \bar{q}\bar{l}$ reaksiyada barion zaryad bir birlikka o'zgaradi.

Xuddi yuqoridagi xigari, anti X-bozon uchun ham quyidagi reaksiya bo'lishi mumkin:



Ammo C va CP – simmetriyalar buzilishiga asosan



reaksiyalar ehtimolliklari bir-biriga teng emas. Shu sababli, yuqori temperaturali holatdagi bir xil sondagi X va \bar{X} dan har xil sondagi kvark (barion)lar va antikvark (antibarion)lar hosil bo'ladi. Shunday qilib, Plank erasidan keyin, kvark-lepton erasida temperatura $T > 10^{28}$ K bo'lganda, kvark-lepton aylanishlari tufayli barion zaryadi saqlanmagan. Ammo yemirilishlarning ehtimolliklarining farqi tufayli barion zaryadi antibarion zaryadiga nisbatan ortiqcha bo'lib, Olam sovishi bilan bu ortiqchalik saqlanib qolgan. Boshqacha aytganda, bu ortiqcha barionlar adron «qopiga» tushib, so'ng Olam moddasi orqali kvark-lepton erasining o'ta yuqori holatdan qoldiq (relikt) sifatida bizga etib kelgan. Bu yerda shuni aytish lozimki, CP-simmetriya buzilishi Olam barion asimmetriyasiga olib keladi, degan g'oyani 1967-yili A. D. Saxarov, birinchi bo'lib aytgan edi.

3. Kvark-lepton eraning boshidagi o'ta yuqori temperaturada zarra va antizarralar reaksiyalari simmetrik ravishda bo'lsa-da, Olam kengayishi jadalligi reaksiyalar jadalligidan katta bo'lganligi sababli, eraning past temperaturalarida zarra va antizarraning yemirilish reaksiya jadalliklari har xil bo'ladi. Bunda Olamning yuqori temperaturadagi muvozanat holati buziladi. Zarra va antizarra yemirilishlarining bu farqi, Olam kengayishi va uning evolyutsiyasida juda muhim ahamiyatga ega bo'ldi. Olam nostatsionar, u kengaymoqda.

Vaqt o'tishi bilan Olam sovishi davom etadi, uning temperaturasi kamayadi, massa zichligi ham mos ravishda kamayadi va demak, Olam kengaya boradi. Portlashdan so'ng 10^{-36} s o'tganda, Olamning temperaturasi $T \approx 10^{28}$ K bo'lganda Olamning kvark-lepton erasi tugaydi va kalibrlovchi era boshlanadi. Bu erada elzakuch o'zaro ta'sir ikkiga: kuchli o'zaro va elza o'zaro ta'sirlarga ajrala boshlaydi.

Rus olimi Linde ta'biri bilan aytganda, bu ajralishda temperatura pasayishi sababli elzakuch o'zaro ta'sir kondensatsiyalanadi. Bu kondensatsiya birinchi tur fazaviy o'tish deb qaralgani uchun bu fazaviy o'tish tufayli kalibrlovchi erada juda ko'p energiya ajralishi sodir bo'ladi, deyiladi. Olamning bu holatida zarralar, kvark-lepton holatlaridan kalibrlovchi erasidagi holatga o'tadi. Bu davrda kvarklar, ular orasidagi glyuonlar tufayli, o'zaro ta'sirda bo'ladi. Shu bilan birga kvarklar va leptonlar oraliq bozonlar w_{\pm} , z^0 va foton γ vositasida elza o'zaro ta'sirda bo'ladi. Bu davrda barion va lepton zaryadlar saqlanadi.

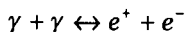
Hozirgi zamon mikrofizika va kosmologiya fanlariga ko'ra, Olamning bu nisbatan osoyishtalik davri 10^{-10} s gacha davom etadi.

Shunday qilib, portlashdan so'ng 10^{-10} s vaqt o'tgach, Olamning kalibrlovchi davri tugaydi va adron erasi boshlanadi.

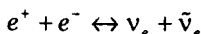
Olamning yoshi 10^{-10} s bo'lganda, uning kengayishi tufayli zichligi 10^{26} g/sm³ gacha kamayadi. Uning sovishi sababli energiyasi $E \approx 300$ GeV, temperaturasi esa $T = 10^{15}$ K gacha kamayadi.

Bu davrda Olamdagi jarayonlarda asosiy rol ni leptonlar, fotonlar, kvarklar va kvarklardan tashkil topgan adronlar o'ynaydi. Bu eraning boshlanishida Olam parametrlari $t = 10^{-10}$ s, $E = 300$ GeV, $T = 10^{15}$ K, $\rho = 10^{26}$ g/sm³ qiymatlarni qabul qilganda yana bir muhim fizik hodisa sodir bo'ladi: elektromagnit o'zaro ta'sir elza o'zaro ta'sirdan ajralib chiqadi.

Bu davrda pozitron va elektronlar hamda fotonlar orasida uzluksiz reaksiyalar boradi:



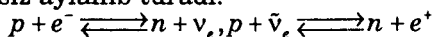
Xuddi shuningdek, pozitronlar va elektronlar bilan neytrinolar orasida uzluksiz reaksiya boradi:



Bu eraning oxirgi vaqtlarida yana bir muhim hodisa sodir bo'ladi: kuchli o'zaro ta'sirda Olamning sovishi tufayli, yana bir «kondensatsiya» yuz beradi, ya'ni erkin kvarklar adronlarni (proton, neytron, mezon va boshqalarni) hosil qila boshlaydi. Bu hodisa kvarklarning adron «qop»lariga qamalishi, asir tushishi (konfaynment) deb yuritiladi. Bu davrda Olam parametrlari $t = 10^{-4}$ s, $E = 300$ MeV, $T = 10^{12}$ K, $\rho = 1,5 \cdot 10^{15}$ g/sm³ qiymatlarni

qabul qilgan bo'lad. Adron davrining oxirida, ya'ni portlashdan keyin taxminan 10^{-4} s o'tganda erkin kvarklar adronlarga "kondensatsiyalanib" yashay boshlaydi. Bu davr taxminan bir sekundgacha davom etgandan keyin Olam hayotida boshqa muhim davr – radiatsiya erasi boshlanadi (shu sababli adron erasi 10^{-10} s dan Olam yoshi 1 s ga etgunga qadar davom etadi deb qabul qilish qulayroq). Olam yoshi bir sekund bo'lganda uning parametrlari $t=1$ sekund, $E=3$ MeV, $T=3 \cdot 10^{10}$ K, $\rho \approx 3,5 \cdot 10^6$ g/sm³ qiymatlarni qabul qiladi. Olamning 10^{-4} s – 1 s davri lepton erasi deb ham ataladi.

Adron erasining boshlarida temperatura yetarli darajada yuqori ($T=10^{13}-10^{16}$ K) bo'lganligi sababli, protonlar va neytronlar bir-biriga uzluksiz aylanib turadi:



Ammo, adron erasining boshlarida yuqoridagi reaksiyalar intensiv – davom etganligi tufayli protonlar va neytronlar soni taxminan teng bo'lsada, olam sovishi (temperatura pasayishi) bilan bu davrning oxiriga borib, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ reaksiya energetik nuqtai nazardan qulayroq bo'lib qoladi va bu reaksiya boshqa reaksiyalarga nisbatan ustun ravishda davom etadi. Natijada protonlarning konsentratsiyasi neytronlar konsentratsiyasiga nisbatan ortib boradi va adron erasining oxirida neytron hamda protonlar sonlarining nisbati doimiy bo'lib, u nisbat $n/p=0,15$ atrofida bo'lad.

Bu adron erasiga tegishli muhim savollardan biri: nima uchun Olamda protonlar va neytronlar hamda ulardan iborat modda mavjud, ammo antiprotonlar, antineytronlar va ulardan tashkil topgan antimodda yo'q yoki boshqacha aytganda, nima uchun Olam barion zaryadlarga nisbatan simmetrik emas, deyilgan savol edi. Yuqorida aytganimizdek, Buyuk birlashuv nazariyasiga asosan juda yuqori temperaturada, kvarklepton erasi davrida, kvarklar antikvarklarga nisbatan biroz ko'proq hosil bo'lad: 3 mlrd antikvarkka 3 mlrd kvark va yana 3 ta kvark mos (to'g'ri) keladi. Bu 3 ta ortiqcha kvarklar adron erasining oxirlarida adron "qopiga" tushib proton yoki neytronni hosil qiladi. Shunday qilib, Olamning modda va antimoddaga nisbatan asimmetriyasi tushuntiriladi. Bu yerda shuni aytish lozimki, bir milliard proton (3 milliard kvark) va bir milliard antiproton (3 milliard antikvark) annigilyatsiyasi natijasida bir milliard foton va bir milliard neytrino hosil bo'lad yoki boshqacha aytganda, Olamning adron erasida bir protonga taxminan bir milliard foton va bir milliard neytrino to'g'ri keladi.

Adron erasining oxirida $t \approx 1$ s, $E \approx 3$ MeV, $T = 10^{10}$ K yoki undan avvalgi yuqori temperaturalarda quyidagi juft hosil bo'lishi

$$\gamma + \gamma \leftrightarrow e^+ + e^-$$

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

va annigilyatsiya

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

hodisalari intensiv ravishda yuz beradi. Ammo Olam sovishi bilan uning temperaturasi $T=5 \cdot 10^9$ K dan kam bo'lganda, quyidagi annigilyatsiya

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \bar{\gamma}$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

hodisalari ustun kela boshlaydi. Bu esa o'z navbatida Olam tarkibining asosiy qismini nurlanish va neytrino tashkil etishiga olib keladi.

Shunday qilib, Olamning adron erasidan keyin uning radiatsiya erasi boshlanadi.

Bu yerda shuni ta'kidlaymizki, temperatura hali bir necha 10 mlrd. gradus bo'lgandayoq (portlashdan 0,3 s o'tgandan keyin) elektronning neytrinosi adronlarni ham, leptonlarni ham (keyinroq hosil bo'lgan moddani ham) "pisand" qilmay qo'yadi, ular bilan o'zaro ta'sirlashmay qo'yadi. Neytrino uchun hatto Yer shari ham shaffofdir. Xulosa qilib aytganda, elektronning neytrinosi Olamda alohida qismga ajraladi. Elektronning neytrinosini qayd qilish yo'li bilan Olamning bu davri haqida bevosita ma'lumot olish mumkin. Buning uchun neytrinoni qayd qilish muammosi hal etilishi lozim.

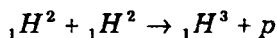
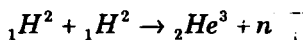
Portlashdan yuz sekundlar o'tgandan keyin temperatura milliard gradusga tushadi, energiya 1 MeV atrofida bo'ladi. Radiatsiya erasi Olamning yoshi 1 s bo'lganda boshlanib, taxminan 3 daqiqa (200 s atrofida) bo'lganda tugaydi.

Radiatsiya erasining oxirida, temperatura 1 mlrd. gradus atrofida bo'lganda, yengil yadrolar sintezi davri ham kechadi. Bunda radiatsiya davrining oxirida, Olam yoshi 3 daqiqa bo'lganda, yengil yadrolar sintezi davri ham tugaydi.

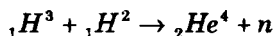
Bu eraning muhim tomoni shundaki, bu davrda leptonlar va fotonlarning energiyasi atom yadrolarini parchalash uchun yetarli bo'lmay qoladi. Demak, yadrolar sintezi uchun sharoit vujudga keladi. Bu davrda, temperatura bir milliard gradus bo'lganda, protonlar va neytronlardan yengil yadrolar quyidagicha sxema bo'yicha hosil bo'lishi mumkin va avval proton va neytron reaksiyaga kirishib, deyteriy yadrosini hosil qilishi mumkin:



Ikki deyteriy yadrolari o'zaro reaksiyaga kirishib, geliy ${}_2\text{He}^3$ yadrosi yoki tritiy yadrosini hosil qilishi mumkin:



Tritiy (o'ta og'ir vodorod) va deyteriy (og'ir vodorod) yadrolari o'zaro reaksiyaga kirishib, geliy ${}_2\text{He}^4$ yadrosini hosil qilishi mumkin:



Yengil elementlar vodorod va geliy atomlari yadrolarining hosil bo'lishi, katta portlashdan so'ng, uch daqiqagacha davom etadi. Temperaturaning pasayishi tufayli geliy yadrosi sintezi tugaydi. Bundan keyin Olamdagi geliy va vodorod yadrolarining konsentratsiyalari o'zgarmay qoladi. Vodorod va geliy yadrolari konsentratsiyalari mos ravishda taxminan 70 va 30 foizlarni tashkil etadi.

Shunday qilib, Olamning jo'shqin yoshlik davri bir necha daqiqa bo'ladi.

Olam yoshlik davrining oxirida, portlashdan uch daqiqa o'tgandan keyin fotonlar, neytrino, protonlardan hamda geliy yadrolari va elektronlardan iborat yuqori temperaturali plazmadan iborat bo'ladi.

Fotonlar bilan elektronlar o'zaro ta'sirda bo'ladi; shu sababli fotonlar elektronlarda intensiv sochiladi, ya'ni bu davrda fotonlar uchun Olam moddasi noshaffofdir. Olamning plazma holati (uni biz plazma erasi dedik) uzoq vaqt, taxminan 300 ming yilcha davom etadi. Olam kengayishi davom etadi, uning zichligi kamayib boradi va eraning oxirida $\rho = 3,5 \cdot 10^{-18} \text{ g/sm}^3$ qiymatini qabul qiladi. Ammo yengil yadrolar sintezi natijasida energiya ajralib chiqishi va nurlanish sababli energiyaning va demak, temperaturaning kamayishi $E t^{1/2}$ qonuniyatga nisbatan ancha sekinlashadi.

Olam temperaturasi $T = 4000 \text{ K}$ ($E = 0,4 \text{ eV}$) bo'lganda vodorod va geliy yadrolari bilan elektronlar rekombinatsiyasi jarayoni boshlanishi uchun sharoit vujudga keladi.

Katta portlashdan 300 ming yil o'tgandan keyin rekombinatsiya erasi boshlanadi. Bu jarayon taxminan 700 000 yil davom etadi. Bu era kosmologiya uchun juda muhim davrdir, chunki fotonlar uchun avval noshaffof bo'lgan yuqori temperaturali plazma, bu erada neytral geliy va vodorod atomlariga aylanadi, bu neytral atomlarda fotonlar erkin tarqalishi mumkin bo'lib qoladi. Boshqacha aytganda, bu erada modda va nurlanish bir-biridan ajraladi. Olam fotonlar uchun shaffof bo'lib qoladi.

Olam sovishni, shu bilan birga kengayishni davom ettiradi. Rekombinatsiya erasining oxirida Olam bir million yoshga kiradi. Shu bilan Olamning bolalik davri tugaydi.

Shundan yana bir milliard yil o'tgandan keyin katta masshtabdagi Olam obyektlari paydo bo'la boshlaydi. Hozirda kuzatilayotgan yulduzlar, galaktikalar va boshqa obyektlar Olam manzarasi 10 mlrd. yildan oldin paydo bo'lib, rivojlanayapti.

Shunday qilib, Olam yoshi 1 mln yil bo'lganda rekombinatsiya davri tugaydi, unda modda va nurlanish tekis taqsimlangan bo'ladi. Bu davrdan boshlab planetalar, yulduzlar, galaktikalar, umuman, kosmik obyektlar paydo bo'la boshlaydi.

Bunday bir jinsli muhitda kosmik obyektlarning hosil bo'lishiga zichlik fluktuatsiyalari sabab bo'lgan. Natijada qayerda zichlik o'rtachadan ortiqcha bo'lsa, unda gravitatsiya tortilish kuchlari bo'lib, yanada zichlik ortishiga sabab bo'ladi. Shunday qilib, boshidagi bir jinsli muhitdan kosmik obyektlar, jumladan, galaktikalar shakllana boshlagan. Bunda Olam yoshi milliard yil atrofida bo'lgan.

Shu tariqa, fluktuatsiyalar tufayli gravitatsion beqarorlik hosil bo'ladi. Bu beqarorlik esa galaktikalar to'dasining hosil bo'lishiga olib keladi. Boshqacha aytganda, o'rtachadan chetlanish – fluktuatsiya gravitatsiya ta'sir kuchi tufayli ortib boradi va gravitatsion beqarorlik yuzaga keladi. Bu esa kosmik obyektlarning paydo bo'lishiga sabab bo'ladi.

Gravitatsion kuchlar ta'sirida gaz va gaz-chang muhitdan kosmik jismlarning shakllanishi jarayoni gravitatsion kondensatsiya deyiladi. Kosmik jismlar paydo bo'lishini o'rganadigan astronomiyaning bo'limi kosmogoniya deyiladi. Butun Olam va uning evolyutsiyasini, uning rivojlanish qonuniyatlarini kosmologiya fani o'rganadi. Teleskop kashf qilingandan keyin ma'lum bo'ldiki, yulduzlararo fazodagi muhit, asosan atomlar va molekullardan iborat. Bu muhitning 1% ga yaqin qismini kosmik chang tashkil etadi. Shu bilan birga bu yulduzlararo moddani (muhitni) har tomonlama kosmik nurlar va elementar zarralar, elektromagnit nurlanishlar yorib o'tadi.

XX asrning ikkinchi yarmida radioteleskoplar orqali kuzatishlar ko'rsatdiki, yulduzlararo muhitning asosiy qismining (massa bo'yicha) 67 foizini vodorod, 28 foizini geliy, qolgan 5 foizga yaqin qismini boshqa elementlar tashkil etadi; bular tarkibida kislorod, uglerod va azot ko'p uchraydi. Bu kuzatishlarda yulduzlararo gazning yarmiga yaqini molekulyar bulutdan iborat ekanligi ma'lum bo'ldi. Bu molekulyar bulutning zichligi atomar vodorod bulutiga nisbatan bir necha yuz marta katta ekanligi, temperaturasi esa mutlaq noldan bir necha gradus ortiqligi aniqlandi.

Ana shunday molekulyar bulutlarda gravitatsion siqilishga nisbatan

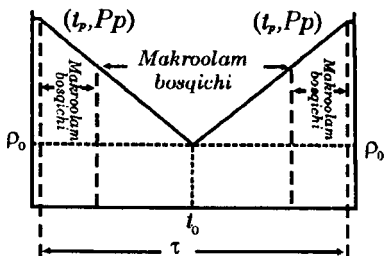
beqarorlik paydo bo'ldi va bunda yulduzlarning, jumladan, Quyoshning shakllanishiga sharoit yaratildi.

Molekulyar bulut gravitatsion siqilish kuchi ta'sirida siqilib boraveradi, zichligi esa tobora ortib boradi; bunda gravitatsiya tortish kuchi gazokinetik bosimni yengib boradi. Natijada molekulyar bulutning zich qismi kollapslanib, yulduzga yoki yulduzlar guruhiga aylanadi. Bu jarayon bir necha million yillar davom etadi. Bu yerda shuni ta'kidlash joizki, agar kollapslangan molekulyar bulut qismida ham temperatura yetarli darajada ko'tarilmagan va demak termoyadro reaksiyasi boshlanmagan bo'lsa, bu kosmogoniyada protoyulduz deb ataladi; bu obyekt molekulyar bulut ham emas, ayni paytda yulduz maqomiga kirmagan ham. Bu protoyulduz markazida temperatura bir necha million graduslarga ko'tarilganda termoyadro reaksiyasi boshlanadi, bosim ortadi va natijada gravitatsion siqilish to'xtaydi, dinamik muvozanatli holat yuzaga keladi va protoyulduz yulduzga aylanadi.

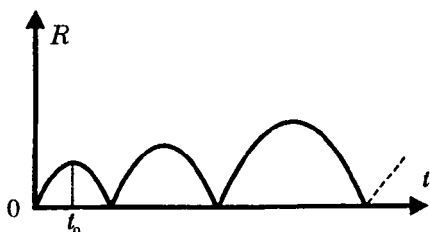
Shunday qilib, molekulyar bulut yulduzlarni hosil qilish manbaidir. Bizning Quyoshimizdan yuz martagacha katta va yuz martagacha kichik yulduzlar hosil bo'lishi mumkin. Odatda kichik yulduzlar kattalariga nisbatan tez-tez hosil bo'ladi. Yulduzlar yakka-yakka, qo'shaloq, uchtadan va h.k. hosil bo'lishi mumkin; 7 ta yulduzdan ortiq yulduzlar guruhi hozirgacha kuzatilmagan.

5.5.10. Olamning paydo bo'lishi va kelajagi

Bu masala falsafiy nuqtai nazardan ham ahamiyatga ega ekanligi hammaga ayon. Umumiy nisbiylik nazariyasiga asoslangan hozirgi zamon kosmologiya fani Olam massasining zichligi qiymatiga qarab, Olamning kelajagi uchun ikki xil variantdagi javobni aytishi mumkin. Agar Olam massa zichligi ρ Olamning egriligi nol bo'lgandagi kritik zichlik ρ_k dan katta bo'lmasa, ya'ni $\rho \leq \rho_k$ bo'lsa, Olam (cheksiz) kengayishda davom etaveradi. Agar $\rho > \rho_k$ bo'lsa, Olam kengayishi ma'lum vaqtdan keyin siqilish bilan almashinishi zarur.



5.5.10-1-rasm



5.5.10-2-rasm

Avval Olam massa zichligi $\rho > \rho_k$ bo'lgan holni qaraylik. Bu holda Olam kengayishi ma'lum t_0 vaqtgacha davom etadi, so'ng shu t_0 vaqtdan boshlab, Olam siqila boshlaydi. Olamning siqilishi natijasida uning temperaturasi ko'tarila boshlaydi. Olam kosmologik va makroskopik bosqichlardan o'tgandan keyin, mikroolam bosqichi boshlanadi. Bu bosqichda ma'lum vaqt va ma'lum temperaturadan boshlab elektromagnit va zaif o'zaro ta'sirlar umumlashib, elza o'zaro ta'sirga aylanadi. So'ngra temperatura ortishi bilan elza o'zaro ta'sir kuchli o'zaro ta'sir birlashib, elzakuch o'zaro ta'sirni hosil qiladi. Olam siqilishda davom etib, temperatura $T=10^{32}K$ ga yetganda, yagona maydon hosil bo'lib, bunda gravitatsiya o'zaro ta'sir bilan elzakuch o'zaro ta'sir birlashadi. Olam energiyasi doimiy bo'lgani sababli, bu yagona maydonda plankeon energiyasi $10^{19} GeV$ tartibda bo'ladi. Shunday qilib, Olam kengayishi va siqilishidan iborat bir sikl – Olam sikli sodir bo'ladi (5.5.10-1-rasm).

Mikroolam bosqichlarida kengayish va siqilish chizmalari, C va CP simmetriyalari buzilishlari e'tiborga olinmasa, simmetrikdir. Makroskopik bosqichlardagi kengayish va siqilish chizmalari simmetrik emas. Chunki ularning simmetrik (bir xil) bo'lishi termodinamikaning ikkinchi qonuniga ziddir.

Hqiqatan ham, agar ikkinchi qonun Olam kengayishi va siqilishi uchun o'rinli bo'lsa, kengayish hamda siqilish jarayonlarida entropiya ortib borishi lozim. Bu holda Olam siklining yarim davrlari bir-biridan farq qiladi. Agar siqilish ham taxminan t_0 vaqt davom etgan bo'lsa, Olam tsiklining davri $t=2t_0$ bo'ladi.

Olam siklidagi siqilish jarayoni avvalgi kengayish jarayonining aksi bo'lmasada, lekin bu siklning mikroolam bosqichidagi kengayish va siqilish jarayonlari. agar mikrofizikadagi C va CP simmetriyalar buzilishi e'tiborga olinmasa, qaytuvchandir. Shunday qilib, Olam sikli qisman qaytuvchan, qisman qaytmas jarayonlardan iborat. Sikl oxirida Olam kollapslanib, sikl tugaydimi yoki antikollapslanib, siqilish kengayish bilan almashib, ikkinchi sikl boshlanishi ham mumkinmi, degan savol tug'iladi. Tolmen ko'rsatdiki, agar sikllar paydo bo'lsa, ularning amplitudalari va davrlari termodinamikaning ikkinchi qonuniga muvofiq ortib boradi (5.5.10-2-rasm).

Fundamental $\rho=3/4\pi Gt^2$ munosabat va Olam massasining kritik zichligi uchun adabiyotda qabul qilingan

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1)$$

ifodadan

$$\frac{\rho}{\rho_k} = \frac{2}{(Ht)^2} \quad (2)$$

tenglikni hosil qilamiz. Bunda Xabbl doimiysi $H=2/3t$, t Olamning hozirgi yoshi. Demak, $\rho/\rho_k=9/2$ qiymatni olamiz, ya'ni $\rho>\rho_k$ bo'ladi.

Agar qora o'ralar, galaktikalararo gaz va boshqa materiya turlari hisobga olinsa, Olam massasining ρ zichligi kritik massa ρ_k zichligidan katta bo'lishi mumkin. U holda nazariyaga ko'ra, Olam kengayishi uning siqilishi bilan almashinadi.

Bulardan tashqari, Olamda yashirin massa borligi va neytrino massaga ega ekanligi haqidagi fikrlar real bo'ladigan bo'lsa, zichlik kritik zichlikdan ortib ketadi.

1980-yili V. A. Lyubimov, E. G. Novikov, V. Z. Nozik, E. F. Tretyakov, B. S. Kozik, N. F. Myasoedov neytrino massasi m_{ν_e} bo'yicha uzoq vaqt qilingan tajriba natijalarini e'lon qilishdi. Ularning o'tkazgan tajribasida elektron neytrinosining massasi uchun 30 eV ga yaqin qiymat olindi, ya'ni

$$30 \text{ eV} = 30 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = m_{\nu_e} c^2$$

$$m_{\nu_e} = (48 \cdot 10^{-12} / 9 \cdot 10^{20}) g = (48/9) 10^{-32} g = 5,3 \cdot 10^{-32} g.$$

Olamda galaktikalarining massasi zichligi $\rho_g = 3 \cdot 10^{-31} g/sm^3$, har bir protonning massasi $m_p = 1,7 \cdot 10^{-24} g$ demak, Olamning har bir $1 sm^3$ da o'rtacha protonlar soni $\rho_p = m_p n_p$ ifodadan

$$n_p \approx 1,8 \cdot 10^7 / sm^3$$

ekanligi kelib chiqadi. Har bir protonga 1 mlrd. neytrino to'g'ri keladi degan edik. Binobarin, $1 sm^3$ da $1,8 \cdot 10^7 \cdot 10^9 = 180$ neytrino bor. Bundan Olamdagi elektron neytrinosi massasining zichligi uchun quyidagi qiymatni olamiz:

$$\rho_{\nu_e} \approx 180 \cdot 5 \cdot 10^{-32} g/sm^3 = 9 \cdot 10^{-30} g/sm^3$$

demak,

$$\rho = \rho_g + \rho_{\nu_e} \approx 9,3 \cdot 10^{-30} g/sm^3$$

Bu esa kritik zichlikdan katta, ya'ni $\rho > \rho_k$.

Biz faqat elektron neytrinosini hisobga oldik. Agar myuon va taon neytrinolarining ham massasi mavjud bo'lsa, bu 3 xil neytrinolar massalarining yig'indisi 20 eV atrofida bo'lsa ham, u holda Olamdagi neytrinolar massasining zichligi $\rho > \rho_k$ tengsizlikni ta'minlaydi. Bu esa Olamning kengayishi, qachondir siqilish bilan almashishini ko'rsatadi.

Bu yerda shuni ta'kidlaymizki, natija $\rho = 9,3 \cdot 10^{-30} g/sm^3$, Olam yoshi 20 mlrd. yil deb olingandagi $\rho t^2 = 3/4\pi G$ qonuniyatdan kelib chiqadigan zichlik $8,9 \cdot 10^{-30} g/sm^3$ ga mos keladi. Nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan natija bilan yuqoridagi qonuniyatni taqqoslashda $\rho = (9/2)\rho_k$

tenglik kelib chiqqanini yuqorida ko'rgan edik. Kritik zichlik uchun bu tenglikdan $\rho_k \approx 2 \cdot 10^{-30} \text{ g/sm}^3$ qiymatni olamiz. Bu esa adabiyotda ρ_k uchun keltiriladigan baho $5 \cdot 10^{-30} \text{ g/sm}^3$ ga yaqin keladi. Yuqoridagi qonuniyat asosida olingan natijaning bunday mos kelishi Buyuk birlashuv nazariyasining bir nuklonga bir milliard neytrino mos keladi degan xulosasini tasdiqlashga yana bir dalil bo'lishi mumkin.

Lyubimov rahbarligida olingan neytrino massasi haqidagi natija jahondagi boshqa laboratoriyalarda takrorlangani yo'q. Shu sababli, neytrinoning tinchlikdagi massasi masalasi uzil-kesil hal qilindi deb hisoblashga hali erta.

Endi $\rho < \rho_k$ holni ko'rib chiqaylik. Bu holda Olam kengayishi davom etadi. Bunda avvalo yulduzlardagi «yoqilg'i» vodorod yonib tamom bo'ladi. Buning uchun taxminan 10^{14} yil (ya'ni yuz ming milliard yil) kerak. Jumladan, Quyoshimiz – katta termoyadro reaktori 10 mlrd yil bir me'yorda ishlab turadi, so'ng yoqilg'i kamayib qolganligi sababli so'na boshlaydi. Shunday qilib, 10^{14} yildan keyin osmonda yulduzlar so'nadi.

Bu birinchi bosqich. Bu bosqichdan so'ng, gaz molekulariga o'xshab, yulduzlar bir-biriga yaqinlashib, galaktika markaziga yig'ila borishi mumkin. Ayrim yulduzlar esa, energiya almashinuvi natijasida «bug'lanib» (xuddi suyuqlik qaynash temperaturasidan past temperaturada bug'langani kabi) galaktikadan chiqib ketishi ham mumkin. Bu davr galaktikalarning bug'lanish bosqichi deyiladi. Bu bosqich Olam yoshi 10^{14} yil bo'lganda boshlanib, to 10^{17} yilga teng bo'lguncha davom etadi. So'ng, gravitatsion maydon tufayli qolgan yulduzlar galaktika markaziga to'planib, o'ta katta massali qora o'rani hosil qilishi mumkin. Bu bosqich Olamning yig'ishtirilish davri deyiladi. Bunda olam 10^{18} yoshda bo'ladi.

Buyuk sintez nazariyasiga ko'ra, protonning yashash davri 10^{31} - 10^{36} yil. Bu davr ichida yuqoridagi nazariyaga ko'ra, qora o'ralardagi protonlar yemirilib bo'ladi. Shunday qilib, Olamning bu bosqichida protonlar va demak, atomlar qolmaydi. Olam elektron, neytrino, pozitron, neytrino, fotonlardan iborat bo'lib qoladi. Olamning «lepton sahrosi» davri boshlanadi. Bu davr taxminan 10^{100} yil davom etadi (11-jadval).

1974-yili S. Xoking ko'rsatdiki, galaktikalarning qora o'rasi abadiy bo'lmay, ular asta-sekin, kvant nazariyasi ko'rsatishiga ko'ra, bug'lanishi tufayli, ya'ni yorug'lik kvantlari chiqarilishi tufayli massasini kamaytirib boradi. Bu bosqichda Olamning yoshi 10^{100} yilda bo'ladi.

Xoking kashfiyotiga bir oz to'xtalib o'taylik. Kvant mexanika (nazariyasi)dan ma'lumki, kuchli elektromagnit maydoni vakuumda elektron va pozitron juftini hosil qilishi mumkin.

Xokingning bug'lanish haqidagi kashfiyotini qora o'raning fantastik

katta gravitatsiya maydoni, zarra va antizarra juftini paydo qilishi mumkinligini taqozo qiladi. Bu zarra va antizarra annigilyatsiya hosil qilib, qora o'raga qaytishi ham mumkin; lekin hosil bo'lgan zarralardan biri o'raga tushib, ikkinchisi esa qora o'radan tunnel effekti tufayli chiqib ketishi ham mumkin. Albatta juftning hosil bo'lishi va ulardan birining o'radan chiqib ketishi uchun ma'lum miqdorda energiya zarur. Bu energiya qora o'ra massasining kamayishi hisobiga, ya'ni uning bug'lanishi hisobiga bo'ladi.

11-jadval

Olam eralari	Vaqt	Olam holati
Olamning paydo bo'lishi (tug'ilishi)	Tug'ilish jarayonining davomiyligi $5,37 \cdot 10^{-45}$ sek. (vaqt kvanti xronon)	Fizik vakuumdan kvant fluktatsiyasi tufayli, Olam tug'ilishi jarayoni. Kosmologiya singulyarligi. Lokalon $l_0 = 1,6 \cdot 10^{-34}$ sm
Plank erasi	$t_p = 8\pi\tau_p = 1,3 \cdot 10^{-43}$ sek.	Katta Portlash. Plankeon-antiplankeon jufti annigilyatsiyasi
Kvark-lepton erasi	$1,3 \cdot 10^{-43} - 10^{-36}$ sek	Kvarklar va leptonlar bir-biriga aylana oladilar. Barion zaryadining saqlanish qonuni buziladi.
Kvarklar, leptonlar plazmasi erasi	$10^{-36} - 10^{-4}$ sek.	Kvarklardan barionlar va mezonlar hosil bo'la boradi. Eraning oxirida erkin kvarklar tugaydi.
Leptonlar erasi	$10^{-4} - 10^{-1}$ sek.	Nuklonlar, leptonlar, fotonlar.
Yengil yadrolar sintezi; radiatsiya erasi	1 - 200 sek.	H^2, H^3, He^3, He^4
Yuqori temperaturali plazma	200 sek. - 300000 yil	Ionlangan vodorod ($\approx 70\%$), geliy ($\approx 30\%$), elektronlar va fotonlar
Plazma rekombinatsiyasi	$3 \cdot 10^5 - 10^6$ yil	Plazmaning neytral atomlardan tuzilgan muhitga aylanishi
Atomar Olam	$10^6 - 10^9$ yil	Olamning fotonlar uchun shaffof bo'lishi
Yulduzlar, galaktikalar Olami	$10^9 - 2 \cdot 10^{10}$ yil	Yulduzlar va galaktikalarning paydo bo'lishi. Yulduzlarda nuklonlar sintezi. O'ta yangi, mitti, neytron va kvark yulduzlar, qora o'ralar; Quyosh sistemasining paydo bo'lishi.

Qabul qilingan standart modelga ko'ra, Olam o'tmishda bir jinsli va izotrop bo'lib, Plank erasidan rekombinatsiya erasiga qadar

$$R(t) = Dt^{1/3} \quad (3)$$

qonuniyat bilan kengaygan. So'ng hozirga qadar, kosmologiya fanining kuzatishlariga ko'ra,

$$R(t) \sim t^{2/3} \quad (4)$$

qonuni bo'yicha olam kengayishi davom etmoqda.

Bizga ma'lum ushbu

$$\rho t^2 = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{G}, \rho = \frac{3}{4\pi} \frac{m}{R^3} \quad (5)$$

tengliklardan $R^3 = mGt^2$ tenglikni yoki

$$R(t) = (mG)^{1/3} t^{2/3}$$

qonuniyatni hosil qilamiz.

Shunday qilib Olam kengayadi, soviydi. Shu bilan birga unda massa ortadi, «yaratiladi».

Qadimdan to umumiy nisbiylik nazariyasi (UNN) yaratilgunga qadar, fazoni Evklid fazo, vaqt esa har doim bir me'yorda o'tadi deb qaraldi. Bunday qarashda fazo hamma yo'nalishlarda bir xil va chegarasiz, vaqt esa boshi va oxiri yo'q deb tasavvur qilinardi. Olam evolyutsiyasi ana shunday cheksiz va chegarasiz fazoda na boshi va na oxiri bo'lmagan cheksiz vaqt "sahnasida" sodir bo'ladi deb qaralar edi.

Ammo bunday qarashga, tasavvurga Eynshteynning 1915-yili e'lon qilingan umumiy nisbiylik nazariyasi qattiq zarba berdi.

Ma'lum bo'lishicha, fazo va vaqt xossalari, aniqrog'i fazo-vaqt hamda uning xossalari va undagi sodir bo'layotgan jarayonlar bilan uzviy bog'langan ekan. Bularni tasavvur qilish nazariyasini bayon etish nihoyatda qiyin. Haqiqatan ham, gravitatsiya maydonida fazo xossalari noevklid geometriyasi bilan ifodalanadi, vaqtning kuchli gravitatsiya maydonida o'tishi esa sekinlashadi.

Eynshteyn nazariyasining fundamental hamda radikal ekanligi shundaki, u fazo va vaqt haqidagi klassik tasavvurlarga zarba beribgina qolmay, ularni tubdan qayta qarab o'zgartirdi. U Nyutonning klassik mexanikasi va gravitatsiya nazariyasiga asoslangan gravitatsiyani, kuch maydon deb qaralgan tasavvurni tubdan o'zgartirdi: gravitatsiya tushunchasini fazo egriligi geometriyasi bilan almashtirdi. Shuningdek, fazodagi tezlanish iborasi o'rniga fazoning egriligi tasavvuri kirib keldi.

Eynshteynning bu nazariyasidan ilhomlangan olimlarda, tabiatning boshqa kuchlari haqidagi tasavvurlarni qayta qarab chiqish g'oyasi tug'ildi. Jumladan, o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan elektromagnit o'zaro ta'sirni, kuchni geometriyalashtirish g'oyasi tug'ildi. Bu g'oya ustida ishlashga Eynshteyn umrining talaygina qismini sarf etdi. 1921-yili

Polsha olimi T. Kalutsa mazkur g'oyani bir muncha hal qilishga muvaffaq bo'ldi. Kalutsa besh o'lchovli shunday geometriya yaratdiki, bunda to'rt o'lchovli fazo-vaqt haqidagi Eynshteyn nazariyasi ham, Maksvellning elektromagnit nazariyasi ham "joylashdi", Kalutsa matematik hisob-kitob qilib, elektromagnitizm mazkur umumlashgan geometriyaning bevosita kuzatilmaydigan beshinchi o'lchovida o'ziga xos «gravitatsiyadan» iborat ekanligini ko'rsatdi. Kalutsaning shunday qarashi fizika tarixida kuchli ilmiy intuitsiya va fantaziyaning yorqin namoyon bo'lishiga misol bo'la oladi.

Nisbiylik nazariyasi ko'rsatishicha fazo va vaqt tushunchalari bir-biriga bog'liq bo'lmagan alohida-alohida fizik tushunchalar bo'lmay, umumiy bir fizik tushuncha «fazo-vaqt»ning tomonlari (proyeksiyalari, komponentlari) ekan. Kalutsa nazariyasida yoritilgan besh o'lchovli geometriyadagi gravitatsiya maydonining to'rt o'lchovli «fazo-vaqt»dagi tashkil etuvchilari odatdagi gravitatsiyani, kuzatilmaydigan beshinchi o'lchovdagi tashkil etuvchisi esa elektromagnit maydonni ifodalaydi. Boshqacha aytganda, mazkur besh o'lchovli geometriyadagi gravitatsiya maydoni – to'rt o'lchovli fazo-vaqtning fazosidan kuzatilganda, odatdagi gravitatsiya maydoni hamda elektromagnit maydoni sifatida alohida-alohida ko'rinadi. Shunday qilib, besh o'lchovli geometriyada – umumiy gravitatsiyagina mavjud. Bunda elektromagnit maydon – bu umumiy gravitatsiyaning kuzatilmaydigan o'lchovidagi bir qisminigina tashkil etadi, xolos. Bu nazariyadagi umumiy gravitatsiya, Eynshteyn g'oyasiga ko'ra, besh o'lchovli fazoning egriligidan iborat. Shunday qilib, gravitatsiya va elektromagnit maydonlari, Kalutsa nazariyasida umumlashtirilib, quyidagicha geometrik tavsiflanadi: bu besh o'lchovli fazodagi gravitatsiya nazariyasi, to'rt o'lchovli fazodagi kuzatuvchi nuqtai nazaridan Eynshteynning gravitatsiya nazariyasi hamda Maksvellning elektromagnit maydoni nazariyasidan iborat. Boshqacha aytganda, bu fazodagi zarra harakatining beshinchi o'lchovdagi proyeksiyasi elektromagnit maydoniga tegishli xossalarini aks etsa, fazo-vaqtga tegishli to'rt o'lchovdagi proyeksiyasi uning gravitatsiya maydonidagi xossalarini aks ettiradi.

Ammo biz yashaydigan olam uch o'lchovli fazo. Bu uch o'lchovlilik bilan tabiat qonunlari o'rtasida fundamental bog'lanish, muvofiqlik borligini ingliz olimi Devis talay misollarda yaqqol ko'rsatadi.

Jumladan, agar fazo o'lchamligi n ga teng bo'lsa, undagi kuchning masofa bo'yicha o'zgarishi $1/r^{n-1}$ qonuniyat bilan bo'ladi. Haqiqatan ham, fazo o'lchamligi uchga teng bo'lganligidan elektr, magnit va gravitatsiya maydonlarining tavsiflaydigan masofaning kvadratiga teskari proporsionallik qonuni kelib chiqadi.

Bunday qonuniyat bilan real dunyoning uch o'lchovlilikiga orasida chuqur bog'lanish borligiga 1747-yildayoq mashhur faylasuf I. Kant e'tiborni qaratgan edi. 1917-yili P. Ernfest faqatgina uch o'lchovli fazodagina orbitalar barqaror bo'lishini, jumladan, Quyosh atrofidagi planetalar hamda atomdagi elektronlarning orbitalari "masofaning kvadratiga teskari proporsionallik" qonuniga bo'ysunuvchi orbitalar bo'lganliklari tufayli barqaror ekanliklariga e'tiborni jalb etgan edi. Agar fazo to'rt o'lchovli bo'lsa, planetalar va elektronlar $1/r^3$ qonuni asosida spiral trayektoriya bo'yicha harakatlanib, planetalar Quyoshga va elektronlar esa yadrolarga "yiqilib" tushgan bo'lar edi.

Yana bir hodisa – to'liqning tarqalishi fazoning o'lchamlariga keskin bog'liq. Ma'lumki, juft o'lchovli fazoda (jumladan, Kalutsa fazosi to'rt o'lchovli, vaqt bilan esa besh o'lchovli) reverberatsiya hodisasi tufayli sof to'liq tarqalmaydi. Shu sababli, ikki o'lchovli fazoda aniq, "sof" signalni, ma'lumotni uzatish mumkin emas. 1955-yili bu vaziyatni chuqur tahlil qilgan matematik G. J. Uitrou juft o'lchovli fazoda oliy shakldagi hayot paydo bo'lishi mumkin emas degan xulosaga keldi. Chunki oliy shakldagi organizm birgalikda muvofiqlashgan, kelishilgan holda harakat qilishi uchun aniq ma'lumot almashinib turishi lozim.

Biz yuqorida aytdikki, Plank erasida fundamental o'zaro ta'sirlar gravitatsiya, kuchli, zaif (kuchsiz) va elektromagnit o'zaro ta'sirlar yagona o'zaro ta'sirni tashkil etadi, ya'ni ular bu sharoitda yagona o'zaro ta'sirning xususiy hollari sifatida sodir bo'ladi. Bu erada vaqt 10^{-44} s, energiya 10^{19} GeV atrofida bo'ladi, massa zichligi esa fantastik darajada katta ($\rho=10^{94}$ g/sm³) bo'ladi. Umumiy nisbiylik nazariyasiga asosan fazo-vaqt yagona o'zaro ta'sirning tarkibi bo'lgan gravitatsion o'zaro ta'sir bilan bevosita bog'langanligi sababli bu erada fazo-vaqt va materiyaning boshqa ko'rinishlari (modda, maydon) bir-birlari bilan uzviy bog'langan bo'ladi, ya'ni bu erada fazo-vaqt ham materiya xususiyatlaridan iborat bo'lib qoladi. Plank erasi temperaturasidan past temperaturalarda gravitatsiya o'zaro ta'sir, yagona o'zaro ta'sirdan ajralib chiqqani tufayli, fazo-vaqt ham materiyaning boshqa shakllaridan ajralib chiqadi. Gravitatsiya o'zaro ta'sir materiyaning boshqa barcha ko'rinishlariga ta'siri bo'lgani sababli, materiyaning boshqa shakllari bilan fazo-vaqt ham ma'lum darajada o'zaro bog'lanishda bo'ladi, ya'ni, Plank erasidagi umumiylik "izi" qolgan bo'ladi. Ammo, Plank erasidan keyingi eralarda bu bog'lanish nisbatan juda kuchsiz bo'lgani uchun, u odatda hisobga olinmaydi. Bu yerda shuni ta'kidlash lozimki, materiyaning yana muhim bir shakli bu – fizik vakkumdur. Shunday bo'lgandagina materiyaning vakuum shaklidan boshqa shaklga – yagona maydon shakliga o'tishi haqida gapirish mumkin.

Materiyaning yagona maydon ko'rinishida bo'lgandagi holati uchun kvant mexanika prinsiplari, jumladan, noaniqlik prinsipi (kvant fluktuatsiya) o'rinli bo'lsa, materiyaning maydon va modda shakllariga tegishli diskretlik xususiyati fazo-vaqtga ham tegishli bo'ladi. Binobarin, fazo-vaqtning kvant fluktuatsiyasi haqida gapirish mumkin bo'ladi.

5.5.11. Olamning paydo bo'lishi haqida so'nggi so'z

Plank erasidan avvalgi materiya holati va Katta Portlash, umuman, Olamning paydo bo'lishi masalasi kosmologiyaning eng muhim muammosidir. Garchi hozirgi zamonda bu muammo hal qilinmagan bo'lsada, ular haqida umumiy fikr, mulohazalar va nazariy sxemalar mavjuddir.

Odatdagi tasavvurga binoan Olam o'ta yuqori temperaturali singulyar (yagona, maxsus nuqta) holatdan kengaya boshlagan. Singulyarlik holat esa materiyaning vakuum holatidan paydo bo'lgan, deyilgan farazlar, gipotezalar bor.

Olam evolyutsiyasining senariysi haqida so'z borganda Plank erasi va undan oldingi eralar hamda Olamning paydo bo'lishi va u holatdagi materiya haqida batafsilroq to'xtalish, so'z yuritish, avval aytganimizdek mantiqan hamda falsafiy nuqtai nazardan muhimdir. Shu sababli bu masalalarga oid ba'zi mulohaza va fikrlarimizni aytmoqchimiz.

Kvant mexanikaning fundamental prinsiplaridan biri Geyzenberg noaniqligi

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar/2 \quad (1)$$

ΔE va Δt kattaliklar energiya va vaqtning kvadratik fluktuatsiyalari, ya'ni

$$\Delta E = \sqrt{(\overline{\Delta E})^2}, \quad \Delta t = \sqrt{(\overline{\Delta t})^2}$$

(ΔE energiya sathining tabiiy kengligi, Δt esa sistema (jumladan, zarra)ning shu sathida bo'lish (yashash) vaqti deb qaraladi). Materiyaning maxsus holati – fizik vakuum uchun Geyzenberg noaniqlik munosabati

$$\Delta E \Delta t = \hbar/2 \text{ yoki } 2\Delta E \Delta t = \hbar$$

tenglikdan iborat.

Agar vakuumda energiyaning kvadratik fluktuatsiyasi $\Delta E \geq 2E_p$ bo'lsa, plankeon va antiplankeon jufti tug'ilishi imkoni ta'minlanadi (bu jarayonni xromodinamikadagi vakuumdan kvark va antikvark hamda ulardan pion tug'ilishi kabi tasavvur qilish mumkin. Bu holda jarayon tashqi kuchlar vakuum o'zaro ta'siri tufayli sodir bo'ladi. Biz qarayatgan holdagi plankeon

va antiplankeon juft tug'ilishi vakuumda spontan ravishda sodir bo'ladi, deb faraz qilinyapti).

Olamning Plank erasidagi $t_p = \frac{\ell_p}{c}$ va $E_p = m_p c^2$ hamda

$t_p = \left(\frac{Ch}{c^5}\right)^{1/2}$ va $m_p = \left(\frac{hc}{G}\right)^{1/2}$ ifodalardan quyidagi

$$E_p t_p = h \quad (2)$$

muhim munosabat olingan edi. Buni Geyzenberg noaniqlik munosabati bilan taqqoslab, plankeon E_p energiyali sathda t_p yashash vaqtiga ega ekanligini ko'ramiz. Demak, plankeon va antiplankeon juft t_p vaqtda yashab, so'ng annigilyatsiyalanadi. Natijada yagona maydon hosil bo'ladi.

Yagona maydondan yana juft tug'ilishi mumkin, hatto relaksatsiya bo'lishi ham mumkin yoki vaqt o'tishi bilan xaotizatsiya boshlanib, ma'lum qonuniyat bilan kengayib borishi mumkin. Bizning Olamimiz uchun ikkinchi imkoniyat sodir bo'lgan, ya'ni standart model asosida Olam kengaya boradi. Bu yerda shuni aytmq lozimki, Plank erasidagi juft (plankeon va anatiplankeon)ning annigilyatsiyasini "Katta Portlash" deb qabul qilish mumkin.

Shunday qilib, Olamning eng avval davriga tegishli eralarning ketma-ketligini biz quyidagicha talqin etamiz: kvant fluktuatsiya tufayli vakuumdan Δt vaqt davomida Plank erasi (juft hosil bo'lgan davr) "yaratilgan". So'ng, Plank erasining oxirida annigilyatsiya sodir bo'lgan, ya'ni "Katta Portlash" yuz bergan. Undan so'ng hosil bo'lgan maydon – Olam ma'lum qonuniyat asosida kengayishda davom etavergan. Ana shu yuqoridagi fikrlarni quyida asoslashga kirishamiz.

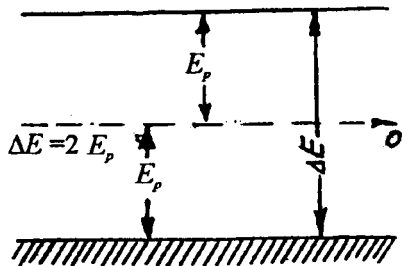
Asosiy (fundamental) doimiyliklar G , c , h dan $m_p^2 = \frac{hc}{G}$ kattalikni hosil qilish mumkin (odatda yuqoridagi doimiyliklardan $m_p = (hc/G)^{1/2}$ kattalikning hosil qilinishi haqida gapirilar edi). Yuqoridagi ifodalardan ushbu qiymatlar hosil qilinadi:

$$m_p = \pm \left(\frac{hc}{G}\right)^{1/2} \quad (3)$$

Eynshteyn formulasidan foydalanib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E_p = \pm c^2 \left(\frac{hc}{G}\right)^{1/2} \quad (4)$$

Bu ifodalardan, Dirak nazariyasi g'oyasidan foydalanib, yagona maydon vakuumi bilan tug'ilishi mumkin bo'lgan Olam orasida $2E_p$ ga teng energiya tirqishi mavjud ekanligini aniqlaymiz (5.5.11-1-rasm). Demak, kvant fluktuatsiyasi tufayli yagona maydon vakuumidan zarra va antizarra (ularni plankeon va antiplankeon deb ataymiz) jufti yoki yagona maydon kvanti tug'ilishi uchun vakuum energiyasi fluktuatsiyasi ΔE_f , energiya tirqishi $2E_p$ dan kichik bo'lmasligi kerak, ya'ni



5.5.11-1-rasm

$$\Delta E_f \geq 2E_p \quad (5)$$

shart bajarilishi zarur. Bu holda Geyzenberg munosabati

$$\Delta E_f \Delta t_f = \hbar/2 \quad (6)$$

bo'ladi. Yoki buni yozamiz:

$$4\pi \Delta E_f \Delta t_f = \hbar \quad (7)$$

Ikkinchi tomondan plankeon energiyasi E_p sathining aniqlanishidagi noaniqlik ΔE_n o'zining ma'nosiga ko'ra, $2E_p$ dan katta bo'la olmaydi, ya'ni

$$\Delta E_f \leq 2E_p \quad (8)$$

shart o'rinli bo'ladi.

Har ikki (5) va (8) shartlar bir vaqtda bajarilishi uchun

$$\Delta E_f = 2E_p$$

tenglik bajarilishi zarur. Bu munosabatni e'tiborga olib, (2) va (7) munosabatlarni quyidagicha yozamiz:

$$8\pi E_p \Delta t_f = E_p t_p \quad (9)$$

(9) tenglikdan Olam uchungina o'rinli bo'lgan plankeon va antiplankeon jufti tug'ilishi jarayonining davomiyligini (vaqtini) topamiz:

$$\Delta t_f \equiv \tau_c = t_p / 8\pi \quad (10)$$

Bunda E_p va t_p faqat bizning Olamimizga tegishli doimiyliklardan tashkil topganiga alohida e'tibor berish lozim. Shu bilan birga Olamimizdagi vaqtning eng kichik masshtabi – xronon τ_c uchun muhim

$$\tau_c = \frac{1}{8\pi} (\hbar G / c^5)^{1/2} \quad \text{ifoda aniqlanganligini ta'kidlash lozim.}$$

Yuqoridagi munosabatda Olam energiyasi ΔE tirqish kengligi $2E_R$ ga teng. Bu dalil, ya'ni Olam paydo bo'lishida anizotropiya xossasi bo'lmaganligi, balkim, Olam evolyutsiyasida o'z ifodasini topgandir.

Yana muhim xulosa shundan iborat: $E_p t_p = \hbar$ munosabatga ko'ra, plankeon (antiplankeon) t_p vaqt tartibida yashagandan keyin antiplankeon

(plankeon) bilan annigilyatsiyalanadi. “Katta Portlash” yuz beradi va yagona maydon kvantini hosil qiladi. Bu erada nihoyatda katta boʻlgan gravitatsiya, elektromagnit, zaif va kuchli maydonlarda (yagona maydonda) vakuum taʼsirida, maydonning kvant nazariyasiga koʻra, juda koʻplab gravitonlar, fotonlar, oraliq bozonlar, kvarklar va boshqa zarralar tugʻiladi. Hozirgi zamon Olam evolyutsiyasi haqidagi tasavvurga binoan Plank erasining oxirida annigilyatsiya va zarralarning paydo boʻlishidan keyin, kvark-lepton erasining boshlanishida gravitatsiya oʻzaro taʼsir yagona oʻzaro taʼsirdan ajralib chiqadi va Olam standart model asosida rivojlana boshlaydi. Bu vaqtda Olam yoshi 10^{43} s tartibda boʻladi.

Plank erasidan avvalgi Olam tugʻilishi erasiga tegishli masshtab $l_c = c\tau_c$ ni lokalon deb ataylik. Eng kichik uzunlik masshtabi lokalon, plankeon Kompton toʻlqin uzunligining 8π dan biriga teng, yaʼni $l_c = \frac{\lambda_p}{8\pi}$. Boshqacha aytganda, Plank erasida Olam yoshi $8\pi\tau_c$ ga, masshtabi esa 8π lokalonga tengdir.

Vaqt, shu aytilganlarga asosan $\tau_s = 5,37 \cdot 10^{-46}$ sekunda diskret boʻlgan qiymatlarni qabul qiladi, bu diskret qiymatni – vaqtning kvantini xronon deb ataymiz. Vaqtga nisbatan chiqarilgan xulosadan, $l_c = c\tau_c$ munosabatga koʻra, fazoning chiziqli oʻlchami uchun eng kichik qiymat l_c ekanligi kelib chiqadi, yaʼni Olamimiz uchun $l_c = 1,6 \cdot 10^{-34}$ sm. dan kichik masshtab haqida gapirish real maʼnoga ega emas.

Kvant mexikaning fundamental prinsipiga asosan E_r energiyali (m_r massali) sistemani (zarrani) l_r masshtabli hajmda lokalizatsiyalash mumkin, ammo undan kichik hajmda sistemaning toʻlqin tabiatiga koʻra, lokalizatsiyalab boʻlmaydi, unday hajmga “sigʻmaydi”.

Yuqorida aytganlardan muhim shunday xulosa chiqadi: Olam l_p va t_p dan boshlangan. Olam boshlanishidagi singulyarlikni shu maʼnoda tushunish lozim.

Bu yerda shuni taʼkidlaymizki, $\Delta E > 2E_r$ boʻlishi mumkin, yaʼni bunday fluktuatsiya boʻlishi mumkin. Ammo, bizning Olamimiz faqat $\Delta E = 2E_r$ qiymatli fluktuatsiyadan roʻyobga chiqqan, shunday fluktuatsiyadagina sodir boʻlgan deb qaraladi. Bu fluktuatsiya natijasida τ_c vaqt davomida plankeon va antiplankeon jufti paydo boʻlgan, tugʻilgan. Plank erasining oxirida, Olam yoshi t_p boʻlganda plankeon va antiplankeon annigilyatsiyalanadi, “Katta Portlash” yuz beradi. Shundan boshlab Olam evolyutsiyasida xotizatsiya davri boshlanadi, Olam standart model asosida kengaya boradi.

Shunday qilib, yuqorida aytilgan tasavvurlarga koʻra, bizning Olam paydo boʻlgunga qadar u materiyaning vakuum koʻrinishida (shaklida)

bo'lgan. Asosiy holat – vakuum uchun, xuddi muvozanatli termodinamikadagi kabi, vaqt tushunchasi kiritilmaydi. Ya'ni, vakuum ko'rinishdagi materiya cheksiz vaqtda mavjud. Shu ma'noda vaqt va fazo (yoki vaqt-fazo) tushunchalari Plank erasining boshlanishi t_s dan boshlanadi. Bu yerda materiyaning vakuum holatidagi temperaturasi nolga teng ekanligini ko'rsataylik.

Kvant statistik fizika asosida koordinata va impuls hamda energiya va vaqt fluktuatsiyalari uchun quyidagi

$$\left[\overline{(\Delta x)^2 (\Delta p_x)^2} \right]^{1/2} = \frac{\hbar}{2} cth \frac{h\omega}{2kT} \quad (11)$$

$$\left[\overline{(\Delta E)^2 (\Delta t)^2} \right]^{1/2} = \frac{\hbar}{2} cth \frac{h\omega}{2kT} \quad (12)$$

munosabatlarni olish mumkin. Bunda giperbolik kotangens $cthy = (e^y + e^{-y}) / (e^y - e^{-y})$ ning qiymati $(1, \infty)$ sohada o'zgaradi. Bunda y ning juda katta qiymatlarida (ya'ni temperaturaning juda kichik qiymatlarida) $cthy$ birga intiladi; $T=0$ da esa $cthy=1$ bo'ladi. Uning boshqa qiymatlarida, ya'ni $y < \infty$ bo'lganda (yoki $T > 0$, $h\omega/2kT < \infty$ bo'lganda) $cthy > 1$ bo'ladi. Bu yuqorida aytilganlar (ya'ni $cthy \geq 1$)ga asosan (11) va (12) munosabatlarni

$$\left[\overline{(\Delta x)^2 (\Delta P_x^2)} \right]^{1/2} \geq \hbar/2 \quad (13)$$

va

$$\left[\overline{(\Delta x)^2 (\Delta t)^2} \right]^{1/2} \geq \hbar/2 \quad (14)$$

tengsizliklar ko'rinishida yozish mumkin.

Quyidagi

$$\sqrt{\overline{(\Delta x)^2}} = \Delta x, \quad \sqrt{\overline{(\Delta P_x)^2}} = \Delta P_x;$$

$$\sqrt{\overline{(\Delta E)^2}} = \Delta E, \quad \sqrt{\overline{(\Delta t)^2}} = \Delta t$$

belgilashlar kiritamiz. (13) va (14) ifodalar Geyzenberg noaniqligidan iborat.

Kvant mexanika asosida ko'rsatiladiki, vakuum (asosiy) holati uchun (13) va (14) ifodalarda tenglik ishorasi bajariladi, ya'ni

$$\Delta x \Delta P_x = \hbar/2, \quad \Delta E \Delta t = \hbar/2 \quad (15)$$

Bu tengliklar esa, ikkinchi tomondan temperatura nolga teng bo'lganda o'rinlidir.

Bulardan shunday xulosa chiqarish mumkin: materiya avval vakuum holatda, ya'ni $T=0$ holatda bo'lgan. Kvant fluktuatsiya natijasida shu vakuum holatdagi materiyadan plankeon va antiplankeon jufti tug'ilgan. t_p vaqt oxirida ularning annigilyatsiyasi tufayli "Portlash" yuz bergan. So'ng Olamning yuqori temperaturali xaotizatsiya davri boshlangan. Shunday qilib, bu senariy bo'yicha materiyaning $T=0$ temperatura holatidan fluktuatsiya sababli Olam paydo bo'lib, "Portlash" – annigilyatsiya tufayli o'ta yuqori temperaturali holatga o'tgan. Bundan so'ng Olamning kengayishi, va demak, sovish davri boshlangan.

Plank erasi oxiridagi annigilyatsiyadan (Katta Portlashdan) keyin Olam rivojlanishida xaotizatsiya stoxastik jarayon boshlanadi. Bunda Olam kengayish jarayoni

$$Et^{1/2} = \alpha \text{ va } \lambda^2 = (hc/E)^2 = Dt$$

$$D = (hc/\alpha)^2 = (hG/c)^{1/2} = 1,22 \cdot 10^{-22} \text{ sm}^2/\text{s}$$

qonuniyatlar bilan davom etadi. Bu tasavvurga ko'ra, Plank erasining oxiridagi "Katta Portlash"dan keyin Olam xaotik (diffuzion) jarayon bilan kengaygan va shu bilan birga soviyotgan obyektga aylanadi. Olam kengayish jarayoni davom etadi.

Shunday qilib, Fridman aytganidek, stoxastik qonun bilan kengaya boshlaydi. Olamning $\lambda^2=Dt$ qonuniyati bilan kengayishiga oid misollar keltiraylik.

1. Plank erasi $t_p=1,35 \cdot 10^{-43} \text{ s}$ uchun yana avvalgi $\lambda_p=4, 06 \cdot 10^{-33} \text{ sm}$ qiymatni olamiz. Haqiqatan ham $D^{1/2}=(hG/s)^{1/4}=1, 1 \cdot 10^{-11} \text{ sm}^2/\text{s}$. Demak, $l=1, 1 \cdot 10^{-11} \cdot t^{1/2}$. Bundan $t=1, 35 \cdot 10^{-43} \text{ s}$ bo'lganda $\lambda=4, 06 \cdot 10^{-33} \text{ sm}$ ni olamiz.

2. Bizga ma'lum elektromagnit va zaif o'zaro ta'sirlarning birlashuvi sohasiga to'g'ri kelgan energiya $E=300 \text{ GeV}$ va vaqt $t=10^{-10} \text{ s}$ atrofida edi. Shu sohaga to'g'ri kelgan fazo masshtabini topamiz:

$$\lambda=1, 1 \cdot 10^{-11} t^{1/2} \approx 1, 1 \cdot 10^{-16} \text{ sm}$$

3. Adron erasiga, neytron va protonlarning hosil bo'lishiga, $t=10^{-4} \text{ s}$ to'g'ri keladi. Demak, $\lambda=1, 1 \cdot 10^{-11} t^{1/2} \approx 1, 1 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$.

Eslatma. Rekombinatsiya erasida, nurlanish moddadan ajralgandan keyin, Olam evolyutsiyasida murakkab jarayonlar bo'la boshlagani uchun, Olam kengayishi oddiy $\lambda^2=(G h/s)^{1/2} \cdot t$ qonuniyat bilan emas, murakkabroq qonuniyat bilan kechadi. Shu sababli kengayishlar yuqoridagi oddiy munosabat bilan aniqlanmaydi.

Oxirida shuni ta'kidlaymizki, vakuumdan plankeon va antiplankeon hosil bo'lishi – bu kvant mexanikasidagi Geyzenberg munosabatiga asosan normal fluktuatsiya jarayonidir.

Agar G, c, h doimiyliklar qiymatlari biroz boshqacha bo'lganda edi, Olam manzarasi ham butunlay boshqacha bo'lari, ya'ni hayot uchun imkon bo'lmagan sharoit yuzaga kelgan bo'lar edi. Haqiqatan, agar elektronning massasi hozirgi massasidan 3 marta ortiq bo'lganda edi, atomlar uzoq yashay olmas edi. Bir oy mobaynida hamma vodorod atomlari $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ reaksiya bo'yicha kollaplanib ketar, ya'ni Olamdagi vodorod bu reaksiya sababli neytron va neytrinolarga aylanib ketgan bo'lar edi.

Kuchli o'zaro ta'sir o'zining hozirgi qiymatidan kattaroq (kuchliroq) bo'lganda, $p + p \rightarrow {}_2^4\text{He}^2 + \gamma$ reaksiya bo'lishi mumkin. (Bu reaksiya real sharoitda ro'y bermaydi). Bu yadro reaksiyasi real sharoitda mavjud bo'lganda edi, hayot uchun zarur bo'lgan vodorod bo'lmagan, ya'ni hayot bo'lmagan bo'lar edi. Fundamental doimiyliklarning bizga ma'lum faqat shu qiymatlaridagina yashash uchun, hayot uchun imkon, sharoit tug'ilar ekan. Demak, bizning Olam noyob ekan. Bu Olamning noyobligi, o'z navbatida, biz yashayotgan sayyoramizning ham noyobligi haqidagi xulosaga olib keladi. Shunday ekan, sayyoramizdagi har bir inson va uning hayoti nodiru noyob hodisadir.

1-qo'shimcha

Asosiy fizik doimiylar

1. Bo'shliqdagi yorug'lik tezligi	c	$2,99792458 \cdot 10^8 m/s$
2. Plank doimiyligi	h	$6,62676 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
	\hbar	$1,05459 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
3. Elektron zaryadi	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19} KJ$
4. Gravitatsiya doimiyligi	γ	$6,6720 \cdot 10^{-11} N \cdot m^2 / kg^2$
5. Elektron massasi	m_e	$9,1095 \cdot 10^{-31} kg$
6. Proton massasi	m_p	$1,67265 \cdot 10^{-27} kg$
7. Neytron massasi	m_n	$1,67495 \cdot 10^{-27} kg$
8. Avogadro doimiyligi	N_A	$6,02204 \cdot 10^{23} mol^{-1}$
9. Erkin tushish tezlanishi	g	$9,80665 m/s^2$
10. Bolsman doimiyligi	k	$1,380662 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$
11. Gaz doimiyligi	R	$8,314 J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$
12. Elektr doimiyligi	ϵ_0	$8,854188 \cdot 10^{-12} \Phi/m$
13. Magnit doimiyligi	μ_0	$1,2566371 \cdot 10^{-12} Gn/m$
14. Kompton to'liqin uzunlik	λ_e	$3,86159 \cdot 10^{-13} m$
15. Bor magnetoni	μ_B	$9,274078 \cdot 10^{-24} J/Tl$
16. Ridberg doimiyligi	R	$1,097373 \cdot 10^7 m^{-1}$
17. Bor radiusi	r_B	$5,291779 \cdot 10^{-11} m$
18. Massaning atom birligi:	$m.a.b.$	$1,6605655 \cdot 10^{-27} kg$
	$m.a.b.$	$931,5016 MeV$
19. Quyosh massasi	M_K	$1,989 \cdot 10^{30} kg$
20. Yer massasi	M_{Yer}	$5,976 \cdot 10^{24} kg$
21. Oy massasi	M_{Oy}	$7,35 \cdot 10^{22} kg$

2-qo'shimcha. Mendeleev davriy jadvali

Davrlar	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	Elementning belgisi	Atom nomeri
1	{H}								Li	3
2	Li 6,939 Lity	Be 9,0122 Berily	B 10,811 Bor	C 12,0115 Uglerod	N 14,0067 Azot	O 15,9994 Kislorod	F 18,9984 Flor	Ne 20,179 Neon	He 4,0026 Gely	2
3	Na 22,989 Natriy	Mg 24,305 Magniy	Al 26,9815 Alyuminiy	Si 28,086 Uglerod	P 30,9738 Fosfor	S 32,064 Oltingugurt	Cl 35,453 Xlor	Ar 39,948 Argon	Li 6,939 Lity	3
4	K 39,102 Kaliy	Ca 40,08 Kalsiy	Sc 44,956 Skandiy	Ti 47,90 Titan	V 50,942 Vanadiy	Cr 51,996 Xrom	Mn 54,938 Marganes	Fe 55,847 Temir	Co 58,9332 Cobolt	27
5	Cu 63,546 Mis	Zn 65,37 Rux	Ga 69,72 Gally	Ge 72,59 Germaniy	As 74,9210 Mishyak	Se 78,96 Selen	Br 79,904 Brom	Kr 83,80 Kripton	Ni 58,71 Nikel	28
6	Rb 85,47 Rubidiy	Sr 87,62 Stronsiy	Y 88,905 Itriy	Zr 91,22 Sirkoniy	Nb 92,906 Niobiy	Mo 95,94 Molibden	Tc [99] Texnesiy	Ru 101,07 Ruteniy	Rh 102,905 Rodiy	45
7	Ag 107,868 Kumush	Cd 112,40 Kadmiy	In 114,82 Indiy	Sn 118,69 Qalay	Sb 121,75 Surma	Te 127,60 Tellur	I 126,9044 Yod	Xe 131,30 Ksenon	Pd 106,4 Palladiy	46
8	Cs 132,905 Seziy	Ba 137,34 Bariy	La 138,91 Lantan	Hf 178,49 Gafniy	Ta 180,948 Tantal	W 183,85 Volfram	Re 186,2 Reni	Os 190,2 Osmiy	Ir 192,2 Iridiy	77
9	Au 196,967 Oltin	Hg 200,59 Simob	Tl 204,37 Tally	Pb 207,19 Qo'rgoshin	Bi 208,980 Vismut	Po [210] Poloniy	At [210] Astat	Rn [222] Radon	Pt 195,09 Platina	78
10	Fr [223] Fransiy	Ra [226] Rady	Ac** [227] Aktiniy	Ku [280] Kurchatoriy	Ns 105 (Nilsboriy)					

O'ra qavslarda eng barqaror yoki yaxshi o'rganilgan izotoplarining massasi berilgan; yaxshi o'rganilgan izotoplar [] belgisi bilan belgilangan.

** AKTINOIDLAR

* LANTANOIDLAR

Ce 58 Seri	Pr 59 Prazeodim	Nd 60 Neodim	Pm 61 Prometi	Sm 62 Samar	Eu 63 Evropiy	Gd 64 Gadolin	Th 65 Toriy	Pa 91 Praktiniy	U 92 Uran	Np 93 Neptuniy	Pu 94 Plutoni	Am 95 Ameris	Cm 96 Kyuriy
Tb 65 Terbiy	Dy 66 Disproziy	Ho 67 Golmiy	Er 68 Erbiy	Tm 69 Tuliy	Yb 70 Itorbiy	Lu 71 Lytutsiy	Bk 72 Berkli	Cf 98 Kaliforniy	Es 99 Eynshteyn	Fm 100 Fermiy	Md 101 Mendelviy	No 102 (No)	(Lr) 103 (Lourens)

MUNDARIJA

V. KVANT FIZIKA

So'zboshi.....3

5.1. KVANT FIZIKANING ASOSIY TUSHUNCHALARI

5.1.1. Plank gipotezasi. Mikrozarra holatining diskretligi.....	4
5.1.2. Atom holati diskretligining tajribalarda tasdiqlanishi.....	14
5.1.3. Yorug'likning kvant xossalari.....	19
5.1.4. Kvant holat va noaniqlik munosabati.....	27
5.1.5. Lui-de-Broyl gipotezasi. Mikrozarralarning to'liq xossalari.....	35
5.1.6. Mikrozarralar to'liq xususiyatlarining tajribalarda tasdiqlanishi.....	40
5.1.7. Mikrozarra holati va uni tavsiflash.....	42

5.2. KVANT FIZIKANING NAZARIY ASOSLARI

5.2.1. Kvant fizikaning asosiy postulatlar.....	47
5.2.2. Chiziqli operatorlar. Xususiy funksiyalar va xususiy qiymatlar.....	49
5.2.3. Koordinata, impuls, impuls momenti va energiya operatorlari.....	50
5.2.4. Shredinger tenglamasi.....	53
5.2.5. Energiyaning kvantlanishi.....	55
5.2.6. Garmonik ossilyator. Energetik sathlar.....	57
5.2.7. Kvant fizikada saqlanish qonunlari.....	58

5.3. ATOM VA MOLEKULALAR FIZIKASI

5.3.1. Atomning yadroli tuzilishi.....	64
5.3.2. Atom tuzilishining Bor nazariyasi.....	67
5.3.3. Vodorodsimon atomlarning kvant nazariyasi.....	76
5.3.4. Zeeman effekti.....	85
5.3.5. Elektron spini.....	87

5.3.6. Simmetrik va antisimmetrik holatlar.....	92
5.3.7. Murakkab atomlar. Geliy atomi.....	94
5.3.8. Atom tuzilishi. Mendeleyev davriy jadvali.....	102
5.3.9. Molekulalarning tuzilishi.....	107
5.3.10. Vodorod molekulasini.....	114
5.3.11. Atom yadrosining asosiy xossalari.....	118
5.3.12. Yadro yemirilishining elementar nazariyasi.....	126

5.4. KVANT STATISTIKA

5.4.1. Kvant statistika asoslari.....	134
5.4.2. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak statistikasi.....	142
5.4.3. Boze-Eynshteyn statistikasining tatbiqi. Foton gaz.....	147
5.4.4. Issiqlik sig'imi kvant nazariyasi.....	153
5.4.5. Fermi-Dirak statistikasining tatbiqi. Elektron gaz.....	157

5.5. OLAMNING FIZIK MANZARASI

5.5.1. Moddalarning ekstremal holatlari.....	164
5.5.2. Fundamental elementar zarralar.....	170
5.5.3. Zarralarning bir-biriga aylanishi.....	177
5.5.4. Asosiy o'zaro ta'sir turlari.....	180
5.5.5. O'zaro ta'sir mexanizmi.....	184
5.5.6. Zaif va kuchli o'zaro ta'sir.....	188
5.5.7. Yagona maydon haqida.....	194
5.5.8. Olam haqidagi hozirgi zamon ilmiy-fizik tasavvurlar.....	199
5.5.9. Olam moddasining simmetriyasi va kosmik obyektlarning paydo bo'lishi.....	205
5.5.10. Olamning paydo bo'lishi va kelajagi.....	213
5.5.11. Olamning paydo bo'lishi haqida so'nggi so'z.....	221
1-qo'shimcha Asosiy fizik doimiylar.....	228
2-qo'shimcha Mendeleyev davriy jadvali.....	228

**Olimjon Qodirov,
Ahmadjon Boydedayev**

FIZIKA KURSI

3-qism

Muharrir *A.Narmanov*
Badiiy muharrir *X.Xudoyberdiyev*
Texnik muharrir *T.Smirnova*
Musahhih *H. Nishonov*
Sahifalovchi *B.Irisboyev*

Bosishga ruxsat etildi 12.12.2005.
Bichimi 60x84 1/16. Shartli bosma tabog'i 14.
Adadi 1000 nusxa. Buyurtma №195. Shartnoma №76/3
Bahosi shartnoma asosida.

**Alisher Navoiy nomidagi O'zbekiston
Milliy kutubxonasi nashriyoti**

**Alisher Navoiy nomidagi
O'zbekiston Milliy kutubxonasi bosmaxonasi.**
Toshkent, X.Sulaymonova ko'chasi, 33