

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

**G. AXMEDOVA, O. B. MAMATQULOV,
I. XOLBAYEV**

ATOM FIZIKASI

*Oliy o‘quv yurtlarining 5140200 – fizik-bakalavr ta‘lim yo‘nalishi
uchun o‘quv qo‘llanma*

**«ISTIQLOL»
Toshkent – 2013**

UDK: 539.18(075)
KBK: 22.36ya73 -
A 98

Mas'ul muharrir:

*T.M.Mo'minov – O'zbekiston Milliy universiteti qoshidagi
Amaliy fizika ilmiy tekshirish instituti direktori,
O'zFA akademigi, fizika-matematika fanlari doktori, professor*

Taqrizchilar:

*M.M.Musaxonov – O'zR FA akademigi, fizika-matematika fanlari doktori,
O'zbekiston Milliy universiteti yadro va nazariy fizika kafedrası professori,
R.M. Ibodov – Samarqand davlat universiteti atom va yadro fizikasi kafedrası
mudiri, fizika-matematika fanlari doktori, professor.*

22.36

Axmedova, G.

A 98

Atom fizikasi: o'quv qo'llanma / G.Axmedova, O.B.Mamatqulov, I.Xolbayev; O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi. – Toshkent: Istiqlol, 2013. – 416 b.

Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining «Uzluksiz ta'lim tizimini darslik va o'quv adabiyotlari bilan ta'minlashni takomillashtirish to'g'risida»gi 2009-yil 5-yanvar 4-son qaroriga muvofiq O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan 23-avgust 2008-yilda tasdiqlangan fizik-bakalavr yo'nalishlari uchun tuzilgan atom fizikasi dasturi asosida tayyorlandi. O'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlarining fizik-bakalavr mutaxassisligi bo'yicha ta'lim olayotgan talabalarga, umuman, fizik mutaxassislarga mo'ljallangan.

Ushbu o'quv qo'llanmada atom fizikasi fanining taraqqiyot bosqichlari, yutuqlari, issiqlik nurlanishi, elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari, zarralar va to'lqinlar, vodorod atomining Bor nazariyasi, kvant mexikasining asoslari, bir elektronli va ko'p elektronli atomlar, rentgen spektrlari, atom tashqi kuchlar maydonida, molekular xususiyatlari va qattiq jismlarga oid ma'lumotlar bayon qilingan.

O'quv qo'llanmadan oliy o'quv yurtlari fizik-bakalavrlari, magistrantlar, tadqiqotchilar, o'qituvchilar hamda akademik litseylar, kasb-hunar kollejlari talabalari, umuman, atom fizikasi faniga qiziquvchilar foydalanishlari mumkin.

UDK: 539.18(075)

KBK: 22.36ya73

© «Istiqlol nashriyoti», 2013

SO'ZBOSHI

Hozirgi kunda Respublikamiz universitetlarida bakalavr kadrlar tayyorlanmoqda. Shuning uchun ham bakalavrlar o'quv dasturlari asosida yozilgan zarur o'quv adabiyotlari yaratish Respublikamiz Kadrlar tayyorlash Milliy dasturini amalga oshirishdagi muhim chora-tadbirlardan biri hisoblanadi.

Zamonaviy fizika kursining asosiy bo'limlaridan biri bo'lgan atom fizikasidan bugungi kungacha fizik-bakalavrlar o'quv dasturi va Davlat ta'lim standarti asosida Davlat tilida yozilgan va dastur bo'limlarini to'raligicha qamragan o'quv adabiyotlari mavjud emas deyish mumkin. Atom fizikasidan Davlat tilida yozilgan adabiyotlar juda kam bo'lib, kursning u yoki bu bo'limlariga tegishli yoxud xorijiy tillarda yozilgan. Bakalavrlar uchun davlat tilida yozilgan, dastur bo'limlarini to'liq qamragan darsliklar, o'quv qo'llanmalar tayyorlash ularning ushbu fanni puxta o'zlashtirishlariga imkon yaratishi mumkin. Shundan kelib chiqib, mualliflar O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan fizik-bakalavr yo'nalishi uchun atom fizikasidan tasdiqlangan dastur asosida atom fizikasi kursidan mavjud bo'lgan davlat tilida va xorijiy tillarda yozilgan adabiyotlardan foydalangan holda hamda Samarqand davlat universiteti fizika fakulteti talabalariga ko'p yillar o'qigan ma'ruzalari, ish tajribalari asosida ushbu o'quv qo'llanmani yozishga qaror qildilar. Mualliflar o'quv qo'llanmada har bir mavzuni imkoni boricha tajribalar sxemalari, grafiklari orqali oddiy tushunarli tilda yoritishga harakat qildilar. O'quv qo'llanmada mikrodunyoda fizik kattaliklarning o'lchov birliklari, talabalarning mustaqil ishlashlari uchun har bobning oxirida nazorat savollari, masalalar, test savollari va javoblari keltirilgan.

Albatta, mazkur o'quv qo'llanma birinchi marta chop etilmoqda. Shuning uchun ayrim kamchilik va noaniqliklarga ega bo'lishi mumkin. Mualliflar kitobxonlarning kamchiliklarni tuzatish, o'quv qo'llanmani takomillashtirish to'g'risidagi bildirgan fikr va mulohazalarini mamnuniyat bilan qabul qiladilar.

KIRISH

Atom tuzilishi to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishi. Atom fizikasi hozirgi zamon umumiy fizika kursining asosiy bo'limlaridan biri hisoblanadi. Atom fizikasi moddaning eng kichik zarrasi bo'lgan atom elektron qobiqlarining tuzilishini, ularning xususiyatlarini va ulardagi jarayonlar tufayli yuz beradigan hodisalarni o'rganadigan fandır.

Atom fizikasi XIX asr oxiri va XX asr boshlarida yuzaga keldi. Lekin bu davrgacha, ya'ni atom fizikasi alohida fan sifatida yuzaga kelganiga qadar moddalar tuzilishi, materiyaning cheksiz bo'linishlari va atom nazariyasi to'g'risida qadimgi yunon faylasuflari tomonidan turli fikrlar ilgari surildi, ko'pgina olimlar tomonidan tajribalar o'tkazilib, fizik hodisalar kashf qilindi. Tajribalaradan to'plangan fizik hodisalarni, kashfiyotlarni ilmiy jihatdan asoslash, ularni tushuntirish atom fizikasini rivojlantirishni talab qilar edi. Bu esa atom fizikasining taraqqiy etishiga, alohida fan sifatida yuzaga kelishiga olib keldi.

Qadimgi yunon faylasufi Anaksagor (eramizdan avvalgi 500–428-yy.) fikricha materiya asosida juda kichik bo'lgan zarralar *moddaning urug'lari* turadi, ularning sifatlari ham cheksizdir deb hisobladi. Anaksagorning aytishicha, hamma narsada, hamma narsaning ulushi bor, qaysi narsaning ulushi ko'p bo'lsa, har bir alohida narsa o'sha narsaga ko'proq o'xshaydi. Tabiatdagi har qanday o'zgarish abadiy va doimiy bo'lgan modda urug'lari munosabatining o'zgarishi natijasidir.

Atomistik materializm asoschilari bo'lgan qadimgi yunon faylasuflari Levkip (eramizgacha V asr) va Demokritlar (eramizdan avvalgi 460–370-yy.) atom nazariyasini ilgari surdilar. Bu nazariyaga ko'ra, har bir modda bo'linmaydigan mayda zarralardan, ya'ni atomlardan tuzilgan. Ularning fikricha, atomlar mutlaq bo'lib, ularda

bo'shliq yo'q. Ular cheksiz fazoda bir-biridan alohida ajratilgan bo'lib, tashqi shakli, o'lchami, holati, tartibi bilan farq qiladi.

Atomlar ma'lum vaqtlarda turg'un birikmalarga birlashib turli jismlarni hosil qiladi. Demokritning atomistik qarashlari Epikur (eramizdan avvalgi 341–270-yy.) tomonidan rivojlantirildi. Uning fikricha, atomlar bir-biridan massalari bilan ham farq qiladi, atomlarning qismlari mavjud. Epikur tabiatda har xil shakldagi atomlar soni cheksiz, shakllar soni esa chekli deb tushuntirdi. Qadimgi yunon atomistlari tushunchalarining kuchsiz tomonlari Aristotel (eramizdan avvalgi 384–322-yy) tomonidan butun atomizm konsepsiyasining tanqid qilinishiga sabab bo'ldi. Aristotel fikri va atomistlarning farazlari, atomlarning mutlaq o'zgarmas ekanligi, deformatsiya, siqiluvchanlik, jismlarning issiqlikdan kengayishi, ularning o'zaro ta'siri kabi hodisalarning mavjudligini tushunishga imkon bermaydi.

O'rta asrlarda atom to'g'risidagi ta'limotlar sezilarli rivojlanmadi. Keyinchalik atom to'g'risidagi Levkipp, Demokrit, Epikurlarning atom to'g'risidagi tasavvurlari fransuz faylasuf materialisti P.Gassendi (1592–1655) tomonidan rivojlantirildi. Uning faoliyati I.Nyutonga (1643–1727) va R.Boylga (1627–1691) ta'sir ko'rsatdi. I.Nyuton o'z ishlarida materiya *g'ovak* bo'lib, bo'shliqqa joylash-tirilgan alohida zarralardan iborat, degan fikrni bayon qildi. Nyuton qattiq jismlar o'zaro ta'sirining tabiatini qarab chiqib, shunday xulosaga keldi: zarralarning birlashishi ularning qandaydir kuch bilan tortishishidir, zarralar bir-biriga tekkanda, bu kuchlar katta qiymatga ega bo'ladi.

Bu davrda issiqlik hodisalarini tushuntirishda ikki xil tushuncha paydo bo'ldi: birinchisining asosida atomlarning harakati haqidagi tasavvurlar yotadi, ikkinchisida esa teplorod tushunchasi yotadi. R.Broyl va uning shogirdi R.Guk (1635–1703) issiqlik, bu modda zarralarining mexanik harakati natijasidir, degan fikrni aytdilar. Bu fikr D.Bernulli (1700–1782) tomonidan quvvatlandi. D.Bernulli gazlar bosimi gaz molekularining idish devoriga urilishlari ta'siri natijasidir, deb tushuntirdi. Lekin keyinchalik J.Blek (1728–1799) ishlari asosida teplorod tushunchasi keng tarqaldi. XIX asr boshlarida atom nazariyasi Dalton va M.Lomonosovning (1711–1765) buyuk xizmatlari tufayli muhim ahamiyat kasb eta boshladi. M.Lomonosov

teplorod nazariyasiga qarshi chiqdi. U o'zining tekshirishlari asosida issiqlik modda zarralarining aylanma harakati natijasidir degan xulosaga keldi. Bu nazariyadan XIX asrda gazlar kinetik nazariyasini tuzishda G.Devi (1778–1829) va J.Joul (1818–1889) foydalandilar.

Dalton turli elementlarni o'zaro ta'sir qildirib kimyoviy birikmalar hosil qilish usullarini kuzatdi. U har bir element atomlardan tuzilgan, atom esa moddaning bo'linmas birligidir, deb tushuntirdi. Uning fikricha, bir xil kimyoviy element atomlari boshqa xil kimyoviy element atomlaridan farq qiladi. Hozirgi vaqtda yuzdan ortiq kimyoviy element bor, Dalton nazariyasiga ko'ra esa elementar zarralar soni ham shuncha bo'lishi kerak, lekin buni to'g'ri deb bo'lmaydi. 1816-yilda Prout ilgari surgan nazariyaga asosan barcha element atomlari aynan bir turdagi atomlardan, chunonchi vodorod atomlaridan tuzilgan, bu esa qadimgi yunonlarning birlamchi materiyasiga to'g'ri keladi. Prout hamma elementlarni atom og'irliklari butun sondan iborat bo'lib, vodorod atom og'irligiga qoldiqsiz bo'linadi, degan fikrda bo'lgan. Atom og'irliklarini o'lchashda shu fikrga suyanilgan. Tajribalarning ko'rsatishicha, atom og'irliklari kasr sonlar bilan ham ifodalanadi, masalan, Cl (35,457); Cu (63,54). Ma'lum vaqtdan so'ng Prout nazariyasi ham noto'g'ri bo'lib chiqdi. Lekin 100 yildan so'ng bu nazariya o'zgartirilgan holda yana tiklandi. Uning tiklanishiga radioaktiv hodisalarning ochilishi va atomning bo'linuvchanligi haqidagi fikrlar sabab bo'ldi. Bu davrda kimyoviy moddalar atomlari orasidagi ta'sir kuchlarining tabiati qanday, degan savollar paydo bo'ldi. Elektroliz hodisasini birinchi bo'lib kuzatgan olim Devi atomlar orasidagi ta'sir kuchlari, bu elektrostatik kuchlar ekanligini ko'rsatdi. 1833–34-yillarda Devining ishlarini davom ettirgan Faradey elektroliz hodisasining miqdoriy qonunlarini kashf qildi. Faradey o'z tajribalari asosida ma'lum sharoitlarda atom elektr zaryadiga ega bo'lishini ko'rsatdi. Lekin o'sha davr fizikasi bunday hodisalarni tushuntirishga qodir emas edi.

Atom haqidagi tasavvurlarning rivojlanishi davomida atomistlar materialistik nuqtayi-nazarda turdilar. Jumladan, Anaksagor fikricha, dunyodagi harakatlarni aql boshqaradi. Atomistik tasavvurlarga qarshi chiqqan R.Dekart (1596–1650) idealistik tasavvurlarni rivojlantirdi. E.Max (1838–1926) va V.Ostvold (1853–

1932) lar atom va molekularning mavjudligini inkor qildilar, ular falsafadagi energetizm yo'nalishi tarafdorlari edilar.

Atomistik tasavvurlarning rivojlanishida 1869-yilda D.Mendeleyev tomonidan kimyoviy elementlar davriy sistemasining kashf etilishi muhim o'rin tutdi. D.Mendeleyev davriy qonuni asosida hali ma'lum bo'lmagan yangi elementlarning mavjudligini, ularning fizik va kimyoviy xossalarini oldindan ayta oldi. Lekin bu tizim ham ko'p yillar davomida ilmiy jihatdan tushuntirilmadi. XIX asr oxirida moddalar tuzilishi haqidagi fikrlarni tasdiqlovchi bir qator hodisalar, tajribalar ma'lum bo'ldi. Yorug'likning elektromagnit xossalari kashf qilindi, ayrim gazlar spektrida empirik qonunlar ixtiro qilindi va moddalar atomlardan tuzilgan degan nazariya to'g'ri ekanligi asoslandi. Atomlar eng kichik zarralardan tuzilganligi ko'rsatildi. Vakuum texnikasida past bosimlarni hosil qilish usullari kashf etildi. Past bosimli gazlarda elektr zaryadlarini kuzatishga imkoniyat tug'ildi. Past bosimli gazlardan elektr tokining o'tishini o'rganish bo'yicha Goldshteyn, Krukslar tadqiqot ishlarini olib bordilar. J.Tomson (1856—1940) tomonidan katod nurlari va uning xossalari o'rganildi. Tomson tomonidan o'tkazilgan tadqiqotlar jarayonida atomdan ham bir necha marta kichik bo'lgan elektron mavjudligi aniqlandi. Elektron massasi vodorod atomi massasidan 1837 marta kichikligi va uning elektr zaryadi mavjud bo'lgan elektr zaryadlardan juda kichikligi ko'rsatildi. Elektronning zaryadi va massasi o'zgarmasligi aniqlandi. Elektron emissiyasi hosil bo'ladigan uch xil hodisa aniqlandi. Birinchisi, fotoelektrik effekt, bu hodisa metallarni ultrabinafsha nurlar bilan nurlantirganda hosil bo'ladi. Ikkinchisi, termoelektron emissiya, bu hodisa agar metall tola yuqori temperaturada qizdirilsa, undan elektronlar ajralib chiqa boshlaydi. Uchinchisi, radioaktiv elementlarning o'z-o'zicha beta-nurlar (elektronlar) chiqarishidir. Elektronlar qaysi usulda hosil qilinishidan qat'iy nazar, ularning barchasi bir xil xossaga, bir xil miqdordagi elektr zaryadiga va massaga ega. Elektronlar maydalanmaydigan elementar qism deb qaraladi, ular manfiy zaryadlangan. Atomlar esa normal holatda neytral bo'ladi. Atomlarning o'ziga xos chastotali yorug'likni chiqarish yoki yutish xossalari ularda elektr zardlarining borligini ko'rsatadi. Siyraklashtirilgan gaz va qizigan metall bug'larining atomlari turli rangdagi chiziqlardan iborat spektrni

beradi. Shuning uchun, bu spektrlar chiziqli spektrlar deyiladi. Atom spektrini o'rganish atom tuzilishini bilishda muhimdir. Atom spektridagi chiziqlar tartibsiz joylashmay, balki chiziqlar seriyasi deb ataluvchi guruhlariga ma'lum bir qonuniyatlar asosida birlashishi aniqlandi.

XX asr boshlarida atom tuzilishining turli modellari taklif qilindi. 1897-yilda elektronni kashf etgan J. Tomson 1903-yilda atom tuzilishining dastlabki modelini taklif qildi. Tomson modeliga asosan atom musbat zaryadlangan shar bo'lib, manfiy zaryadlangan elektronlar shu sharda taqsimlangan. Sharda musbat zaryad miqdori elektronlar zaryadi yig'indisiga teng va atom neytral hisoblanadi. Elektronlarning o'z muvozanati atrofida kichik tebranishlari natijasida atom yorug'lik chiqaradi. Lekin keyinchalik bu modelning asossizligi aniqlandi. Shunday bo'lsada, bu model Lorens tomonidan tajriba bilan to'g'ri keladigan ko'pgina nazariyalarning yaratilishiga asos bo'ldi. Lorens elektromagnit to'lqinlarning moddalar bilan o'zaro ta'siri, harakatdagi muhit elektrodinamikasi nazariyalarini qarab chiqdi. Shu bilan u A. Eynshteynning (1879–1955) nisbiylik nazariyasiga zamin yaratdi. 1905-yilda A. Eynshteynning nisbiylik nazariyasi, 1926-yilda kvant mexanikasi yuzaga keldi. Kvant mexanikasining rivojlanishi murakkab va davomli bo'ldi. 1900-yilda M. Plank ishlarida mikrodunyoning birinchi asosiy postulati – fizik kattaliklarning kvantlanishi prinsipi asoslandi. Plank tomonidan absolut qora jism muvozanatli nurlanishi spektrida energiyaning taqsimlanishi haqidagi qonunini ifodalaydigan formulani chiqarishda nurlanishning modda bilan o'zaro ta'siri haqidagi klassik fizika tasavvurlariga zid bo'lgan gipoteza aytildi: chastotasi ω bo'lgan yorug'lik to'lqini bilan ta'sirlashadigan moddaning atomi yoki molekulasi energiyaning istalgan porsiyasini chiqarmaydi ham yutmaydi ham, balki energiyaning butun sondagi elementar $h\omega$ porsiyalarini chiqaradi yoki yutadi. Bu bilan Plank atom yoki molekula chiqaradigan yoki yutadigan energiya kvantlanganligini ko'rsatdi. Bunda proporsionallik doimiysi Plank doimiyligi deb nomlandi. Uning tajribada aniqlangan qiymati $h = 1,054 \cdot 10^{-34}$ J·s. Kvantlash g'oyasining keyingi rivojlanishi Eynshteyn (1905) tomonidan davom ettirildi. Eynshteyn gipotezasiga asosan yorug'likni to'lqin sifatida

emas, balki har birining energiyasi $E = \hbar\omega$ va $P = \hbar\omega/c$ bo'lgan kvantlar (fotonlar) oqimi sifatida qaraladi. Bu gipoteza mikroduyo fizikasining korpuskulyar-to'liqin dualizmi haqidagi ikkinchi asosiy prinsipini tasdiqladi.

Bundan esa Plank doimiyligi \hbar kvantlash prinsipi va korpuskulyar-to'liqin dualizmi bilan bog'liq ekanligi ko'rinadi. Bunday fakt mikroduyo fizikasida ikki fundamental prinsiplarning ichki birligini ko'rsatadi.

1913-yilda daniyalik fizik olim N. Bor energiyaning kvantlanishini atomning yadroviy modeliga tatbiq qildi. Bor elektronlarning atomdagi harakatini xarakterlaydigan kvant postulatlarini taklif qildi. Bor nazariyasi klassik elektrodinamika qonunlarini atomning ichidagi hodisalarga tatbiq etish mumkin emasligini, ikkinchi tomondan esa mikroduyo fizikasida fizik kattaliklarning kvantlanganligini ko'rsatdi. Bor nazariyasi atom tuzilishi nazariyasining rivojlanishida yirik yutuq hisoblanadi. Lekin rentgen spektrlarini, ishqoriy metallar spektrlarini vodorod atomi spektrining nozik strukturasi, Shtark va Zeeman effektlarini tushuntirishdagi muvaffaqiyatlar Bor nazariyasining chegaralanganligini ko'rsatdi. Yangi kvant prinsiplarining ochilishi va rivojlanishi murakkab davrlardan o'tdi va nihoyat, 1926-yilda kvant mexanikasi yaratilishi bilan mikroduyoning nazariyasi yuzaga keldi. Atom tuzilishining ikkinchi modeli atomning planetar modeli bo'lib, bu model to'g'risidagi dastlabki tushunchalar 1903-yilda Kelvin va X. Nagaoka tomonidan aytilgan edi. Atomning planetar modeliga asosan atomning markazida musbat zaryad joylashgan bo'lib, elektronlar uning atrofida yopiq orbitalarda harakatlanadi. Ammo atom tuzilishini tushuntirishda bu ikki model ham ma'lum qiyinchiliklarga uchradi. Atom tuzilishini tushuntirish uchun tajribalar o'tkazish talab qilinar edi. Bunday tajribalar 1911-yilda Rezerford tomonidan o'tkazildi. U alfa zarralarning yupqa metall folgalarda sochilishi ustida bir qator tajribalar o'tkazdi. Rezerford o'tkazgan tajribalari asosida atom tuzilishining planetar modelini taklif qildi. Atomning planetar modeliga asosan atom quyidagicha tuzilgan: atom musbat zaryadlangan yadro va uni o'rab olgan manfiy zaryadli elektronlar qobig'idan iborat. Elektronlar yadro atrofida doiraviy orbitalar bo'ylab harakatlanadi.

Elektronlarning to'liq manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadi miqdoriga teng bo'lib, atom neytral holatda bo'ladi. Yadroning o'lchami 10^{-13} – 10^{-12} sm, atomning o'lchami esa 10^{-8} – 10^{-7} sm dir. Atomning asosiy massasi (99,95%) yadroda joylashgan. Atomning planetar modelini matematik tahlil qilish, unda ma'lum qarama-qarshiliklar borligini ko'rsatdi. Yadro atrofida elektronlarning orbitalardagi harakatida elektromagnit to'lqinlar chiqarilishi kerak. Bunda elektronning energiyasi kamaya borib, oxiri elektron yadroga tushib qolishi mumkin. Demak, atomning Rezerford taklif qilgan modeli birinchidan, atomlarning barqarorligini, ikkinchidan, atom spektrlarining chiziqililigini va undagi qonuniyatlarni tushuntira olmadi. Bu qiyinchiliklarni bartaraf etishda 1913-yilda daniyalik fizik N.Bor klassik nazariyaga zid bo'lgan farazlarni ilgari surdi. Bu farazlar Borning kvant postulatlarini deb yuritildi. Borning ikki postulatida atomda energetik sathlarining mavjudligi, ularning diskretligi va elektronning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tganida atom energiya chiqarishi ko'rsatildi.

Bor nazariyasi vodoroddan keyingi element geliy atomi spektridagi qonuniyatlarni mutlaqo tushuntira olmadi. Bor nazariyasi yarim klassik va yarim kvant nazariya edi. Lekin Bor nazariyasi fan rivojlanishida muhim o'rin tutdi, mikroduyo hodisalariga klassik fizika qonunlarini qo'llash mumkin emasligini ko'rsatdi. 1905-yilda A. Eynshteyn tomonidan elektromagnit nurlanishlarning kvantlanishi kiritildi. 1924-yilda Lui de-Broyl elektron va boshqa zarralarning to'lqin xossasiga ega ekanligi to'g'risida o'z gipotezasini taklif qildi. 1926-yilda esa E.Shredinger de-Broyl gipotezasi asosida to'lqin mexanikasini rivojlantirdi va o'zining to'lqin tenglamasini taklif qildi. Bu tenglama *Shredinger tenglamasi* deb ataldi. To'lqin mexanikasi mikroduyo hodisalarini klassik nuqtayi nazardan tushuntirib bo'lmasligini ko'rsatdi. To'lqin mexanikasi bilan parallel ravishda V.Geyzenberg tomonidan kvant mexanikasi matritsa shaklida rivojlantirildi. Shredinger bu ikki shaklning ham ekvivalentligini isbotladi. Kvant mexanikasi atom to'g'risidagi tasavvurlarni chuqurlashtirdi, va hozirgi zamon atom tushunchalariga yaqinlashtirdi.

Atom to'g'risidagi tasavvurlar 1928-yilda P. Dirak tomonidan to'lqin tenglamasini relyativistik umumlashtirishi natijasida yanada

rivojlandi. Dirak nazariyasi *musbat elektron* – pozitronning mavjudligini ko'rsatdi. Pozitron 1932-yilda K. Anderson tomonidan kashf qilindi.

Dirak nazariyasidan vodorod atomi uchun kelib chiqadigan xulosalarning tajribada tekshirilishi nazariya bilan tajriba natijalari orasida oz bo'lsada farq borligini ko'rsatdi. Bu farq 1947-yilda U.Lemb va E.Rezerford tomonidan o'Ichandi va unga *Lemb siljishi* deb nom berildi. Lemb siljishi 1947-yilda G.Bete tomonidan tushuntirildi. Atom to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishi bilan birga atomni tashkil qilgan zarralar elektron, neytron, proton xossalari ham o'rganila bordi. Yangi elementar zarralar tizimi ochildi.

Atom tuzilishini va uning xossalarini o'rganishda hozirgi zamon fizikasi katta muvaffaqiyatlarga erishdi. Bu muvaffaqiyatlar atom elektrostansiyalarining, zarralar tezlatkichlarining, lazerlarning yaratilishiga va boshqa ko'pgina fan olamidagi muvaffaqiyatlarga olib keldi. Atom fizikasi hozirgi kunda elementar zarralarning tuzilishi va xossalarini o'rganish asosida jadal qadamlar bilan rivojlanmoqda.

Nazorat savollari

- 1. Atom fizikasi fani qaysi asrlarda va qanday yuzaga keldi?*
- 2. Atom fizikasi nimalarni o'rganadi?*
- 3. Atomistik nazariya qanday nazariya va uning asoschilari kimlar edi?*
- 4. Atom og'irliklari o'Ichanganda kimning nazariyasiga tayanildi?*
- 5. Atom fizikasining rivojlanishida qaysi hodisalar asos bo'ldi?*
- 6. Atom tuzilishining planetar modeli qanday va u qaysi olim tomonidan taklif qilindi?*
- 7. Atomning energiya nurlashi qanday va uni qaysi olim tushuntirdi?*
- 8. Atom energetik sathlarining kvantlanishi qaysi olim tomonidan tushuntirildi?*
- 9. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimada?*
- 10. Shredinger tenglamasida zarraning qaysi xossasi hisobga olingan?*
- 11. Dirak nazariyasi nimalarni tushuntiradi?*
- 12. Atom tuzilishini, uning xususiyatlarini o'rganishdagi muvaffaqiyatlar qanday natijalarga olib keldi?*

I BOB

ISSIQLIK NURLANISHI

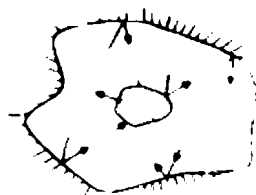
1.1-§. Issiqlik nurlanishi. Muvozanatli nurlanish

Elektromagnit nurlanishlarning tabiatda eng ko'p tarqalgan turi issiqlik nurlanishi hisoblanadi. Issiqlik nurlanishi jism atom va molekularining issiqlik harakati tufayli, ya'ni jismning ichki energiyasi hisobiga hosil bo'ladi. Shuning uchun ham issiqlik nurlanishi nurlanayotgan jismning sovushiga olib keladi. Nurlanish hamma jismlarga xos bo'lib, temperaturasi absolut noldan farq qiladigan jismlar barcha temperaturalarda issiqlik nurlanishi nurlaydi. Yuqori temperaturagacha qizdirilgan jismlar yorug'lana boshlaydi, bunda ular ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalarda issiqlik nurlanishi chiqaradi. Jismlar past temperaturalarda yorug'lanmaydi, lekin ular ko'zga ko'rinmaydigan sohada infraqizil nurlar sifatida issiqlik nurlanishi chiqaradi.

Jismlar issiqlik nurlanishi chiqarishi bilan birga, o'zlari ham atrofdagi jismlar chiqargan nurlanish energiyasining ma'lum qismini yutadi. Bunday jarayon jismlarning nur yutishi deyiladi. Jismlarning nur yutishi ularning qizishiga olib keladi. Jism va nurlanish orasidagi o'zaro ta'sir tahlil qilinganda, ular orasidagi termodinamik muvozanatning qandayligini bilish talab qilinadi. Termodinamik muvozanat mavjud bo'lgan sharoitda jismning temperaturasi doimiy bo'ladi. Bunday holda jism birlik vaqtda bir xil nurlanish energiyasini yutadi va chiqaradi, ya'ni qancha miqdorda energiya yutsa, shuncha miqdorda energiya chiqaradi. Bunda jism bilan nurlanish orasida termodinamik muvozanat vujudga keladi. Bunday sharoitda jism bilan muvozanatda bo'lgan nurlanish muvozanatli issiqlik nurlanishi deyiladi. Issiqlik muvozanati holatidagi temperatura issiqlik muvozanati temperaturasi deyiladi. Nurlanish muvozanati holati jismlarda o'z-o'zidan hosil bo'ladigan oddiy holat hisoblanadi.

Nurlanayotgan jism bilan nurlanishning muvozanatda bo'lishini quyida ko'rish mumkin. T temperaturadagi nurlanayotgan jism

nurlanishni to'liq qaytaruvchi va issiqlik o'tkazmaydigan ideal jismdan tayyorlangan qobiq bilan o'ralgan bo'lsin. Qobiq ichidan havosi so'rib olinadi (1.1-rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiq ichki devorlari sirtiga tushib, undan bir necha marta qaytadi va yana jisimga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to'liq yutadi. Jism nurlanish



1.1-rasm

energiyasining bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Bunda jism va qobiq ichidagi nurlanish orasida energiya almashinuvi sodir bo'ladi va bu jarayon davom etib turadi. Jism o'zining birlik yuzasidan birlik vaqtda nurlanish sifatida qancha energiya chiqarsa, nurlanishni yutish jarayonida xuddi shuncha energiyani qabul qiladi. Bunda jism – nurlanish sistemasida muvozanatli holat vujudga keladi, nurlanish va jismda temperatura bir xil bo'ladi. Bunday holat muvozanatli holat deyiladi. Shunday qilib, muvozanatli holatda vaqt birligi ichida jismning chiqargan issiqlik energiyasi uning yutgan energiyasiga teng bo'lib, nurlanish zichligi ham shu temperaturaga to'g'ri keladigan aniq bir qiymatga ega bo'ladi.

Tajribalar ko'rsatadiki, nurlanish chiqaradigan jism bilan chiqarilgan nurlanishning muvozanatda bo'lishi faqatgina issiqlik nurlanishi hosil bo'ladigan hollardagina kuzatiladi. Shuning uchun issiqlik nurlanishi ba'zan muvozanatli nurlanish deb ataladi. Issiqlik nurlanishining nurlanayotgan jismlar bilan muvozanatda bo'lishiga temperatura ortganda jismning nurlanish intensivligining ortishi sabab bo'ladi.

Jismlarning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatini miqdoriy baholash uchun quyidagi kattaliklar kiritiladi. Nurlanayotgan jism sirtining 1 m^2 yuzasidan 1 sekundda chiqariladigan issiqlik energiyasi jismning to'la nur chiqarish qobiliyati deyiladi va E harfi bilan belgilanadi. Nur chiqarish (nurlanish) qobiliyati W/m^2 yoki $J/\text{s}\cdot\text{m}^2$ birliklarda o'lchanadi. Jisimga tushayotgan nurlanish energiyasining jismda yutilib qolib issiqlikka aylangan ulushi jismning nur yutish qobiliyati deyiladi va A harfi bilan belgilanadi. A – o'lchamsiz kattalikdir.

Tajriba natijalaridan ko'rinadiki, jism tomonidan chiqariladigan yoki yutiladigan energiya har xil to'liq uzunliklar uchun har xil

qiymatga ega. Shuning uchun spektral nur chiqarish E_λ va spektral nur yutish qobiliyati A_λ degan tushunchalar kiritiladi. Jismning spektral nurlanish qobiliyati deb, to'liq uzunligining $\Delta\lambda$ ($\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$

dan $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ gacha) kichik intervali uchun hisoblab chiqarilgan nur chiqarish qobiliyatiga aytiladi. Jismning spektral nur yutish qobiliyati ham xuddi shunday to'liq uzunligining kichik intervali $\Delta\lambda$ uchun hisoblanadi.

1.2-§. Absolut qora jism modeli

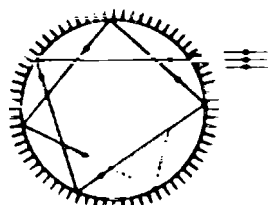
Har qanday jism o'ziga tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Jismlarning bir-biridan farqi shundaki, ba'zi jismlar tushgan nurlanishning ko'proq qismini yutsa, boshqa jismlar kamroq qismini yutadi. Shuning uchun birinchi xil jismlarni ikkinchilariga nisbatan qoraroq deyish mumkin bo'ladi. Barcha real jismlarning nur yutish qobiliyati 1 dan kichik. Masalan, spektrning ko'rinadigan qismi uchun alyuminiyning nur yutish qobiliyati 0,1, mis uchun 0,5, suv uchun 0,67 ga tengdir. Jism o'ziga tushayotgan nurlanishning ko'proq qismini qaytarsa, bunday jismlar qoraroq jismlar hisoblanadi. Bunday jismning nur yutish qobiliyatining qiymati birga yaqin bo'ladi. Tushayotgan nurlanishning ko'proq qismini qaytaradigan jism kul rang jismlar hisoblanadi, bunday jismlarning nur yutish qobiliyatining qiymati birdan kichik qiymatga teng ($A < 1$). Tushayotgan nurlanishni to'liq ravishda yutadigan jism *qora jism* hisoblanadi, bunday jismning to'la nur yutish qobiliyatining qiymati birga teng ($A = 1$). Tushayotgan nurlanishni to'liq ravishda qaytaradigan jism *oq jism* deyiladi.

Nemis olimi G. R. Kirxgof umumiy termodinamika tasavvurlarga asoslanib, issiqlik nurlanishining spektrini tushuntirishni oddiylashtirish maqsadida ideallashtirilgan nazariy tushuncha «Absolut qora jism» tushunchasini taklif qildi. Istalgan to'liq uzunlikda va temperaturada o'ziga tushayotgan nurlanish energiyasini to'liq yutadigan jism absolut qora jism deyiladi. Bunday jismning nur

yutish qobiliyati barcha alohida to'liqin uzunliklar uchun bir xil bo'lib, uning qiymati birga teng ($A = 1$).

Lekin tabiatda absolut qora jism ham, oq jism ham yo'q. Tabiatda xossasi absolut qora jism xossasiga yaqin bo'lgan qora jism bu — *qora kuyadir*. Qora kuyaning ko'zga ko'rinadigan yorug'lik ($\lambda = (0,40 - 0,75)$ mkm) sohasida nur yutish qobiliyati 0,99 ga yaqin. Lekin qora kuya infraqizil nurlarni kamroq yutadi. Absolut qora jism issiqlik nurlanishini tarqatuvchi eng effektiv jismdir. Absolut qora jism tushunchasining ishlatilishi issiqlik nurlanishining nurlanayotgan qattiq jismning xususiyatlariga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Boshqa jismlardan farq qilish uchun absolut qora jismning nur yutish qobiliyati $A_{\lambda T}$ nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda T}$ bilan belgilanadi.

Amalda absolut qora jism issiqlik nurlanishini hosil qilishda o'zining xususiyati bilan absolut qora jismga yaqin bo'lgan modeldan foydalaniladi. Bunday model juda kichik tirqishga ega bo'lgan berk kovak idishdan iborat qurilmadir. Kovak idishning ichki sirti qoraga bo'yalgan (1.2-rasm). Kovak idish devoridagi kichik tirqish absolut qora jismning amaldagi modeli sifatida qaraladi. Kovak idish tirqishidan idish ichiga kirib qolgan nurlanish idishning ichki devorlaridan ko'p marta qaytadi. Har bir qaytish jarayonida nur energiyasining ma'lum bir qismi idish devorlarida yutila boradi va amalda to'liq yutiladi. Absolut qora jism tushgan nurlanish energiyasini to'liq yutishi bilan birga o'zi ham nurlanadi. Past temperaturada tirqish qoradek ko'rinadi. Idish ichkarisi yuqori temperaturagacha qizdirilsa, tirqish sirti oydinlashib yorug'lanadi va nurlana boshlaydi. Tirqish sirti absolut qora jism sifatida qaraladi. Tirqishdan chiqayotgan nurlanish muvozanatli issiqlik nurlanishidir. Tirqishdan chiqayotgan energiya absolut qora jism nurlanishi energiyasiga yaqindir.



1.2-rasm

Amalda absolut qora jismga ko'z qorachig'i, Marten pechlarining ichidagi olovni kuzatadigan tirqish misol bo'ladi.

Klassik tasavvurlarga asosan kovak idish ichki devorlari materialining atomlari klassik ossilyatorlar to'plami sifatida modellash-tiriladi, ossilyatorlar kovak idish ichidagi (bo'shlig'ida) nurlanish

bilan energiya almashadi. Muvozanat sharoitida idish ichidagi nurlanish turg'un to'liqlar to'plami sifatida qaraladi. U vaqtda absolut qora jismning nurlanishi ossillyator tebranishi natijasi deb tushuniladi. Kovak idish ichidagi turg'un to'liqlarning har biri tebranish modasi deyiladi. Modalar soni esa tebranishlarning erkinlik darajasi soniga teng bo'lib, ular idish ichidagi nurlanishni hosil qiladi.

Bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan nurlanishning o'rtacha energiyasi \bar{E} bo'lsa, u vaqtda kovak idish ichidagi (bo'shlig'idagi) nurlanish energiyasining zichligi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$\rho_\nu(T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \bar{E}. \quad (1.1)$$

(1.1) formuladan ko'rinadiki, muvozanatli nurlanish energiyasining spektr bo'yicha taqsimlanishini topish uchun bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan nurlanishning o'rtacha energiyasi \bar{E} ni aniqlash kerak bo'ladi. (1.1) formula qulaylik uchun chastota orqali yozilgan bo'lib, bu formulani to'liqlin uzunlik λ orqali ham ifodalash mumkin.

1.3-§. Kirxgof qonuni

Kirxgof muvozanatli issiqlik nurlanishi xossalarini nazariy ravishda tekshirdi. Kirxgof termodinamik yo'l bilan doimiy temperaturada nurlanish energiyasining spektral zichligi ρ_ν nurlanayotgan jismning fizikaviy xossalariga bog'liq emasligini ko'rsatdi, jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyati orasidagi muhim bog'lanishni aniqladi.

Bunday bog'lanishni ko'rib chiqish uchun quyidagi tizimni qarab chiqaylik. Ikki jismdan iborat izolyatsiyalangan tizim bo'lsin. Jismlarning temperaturalari turlicha bo'lib, ular faqat nur chiqarish yoki nur yutish bilan energiya almashadilar. Ma'lum vaqt o'tgandan so'ng bunday sistemada issiqlik nurlanishi muvozanati vujudga keladi. Har ikki jismning nur chiqarish qobiliyati E' , E'' nur yutish qobiliyati esa A' , A'' bo'lsin. Faraz qilaylik, birinchi jism 1 m^2

yuzadan I sekundda ikkinchi jismga qaraganda n marta ko'proq energiya chiqarsin:

$$E = nE' \quad (1.2)$$

U vaqtda birinchi jism ikkinchi jismga qaraganda n marta ko'proq energiyani yutishi ham kerak, ya'ni:

$$A = nA' \quad (1.3)$$

Bunga teskari holda birinchi jism, ikkinchi jism hisobiga qiziy boshlaydi (yoki soviy boshlaydi), uning temperaturasi o'zgaradi. Bu esa issiqlik muvozanati shartiga ziddir. (1.2) va (1.3) tengliklardan quyidagi ifodani yozish mumkin.

$$\frac{E'}{A} = \frac{E''}{A'} \quad (1.4)$$

Agar izolyatsiyalangan tizim nur chiqarish qobiliyati E' , E'' , E''' , ... va nur yutish qobiliyati A' , A'' , A''' , ... bo'lgan ko'p sondagi jismlardan iborat bo'lsa va bu jismlardan biri absolut qora jism bo'lsa, yuqoridagi mulohazalarga asosan quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{E'}{A} = \frac{E''}{A} = \frac{E'''}{A} = \dots = \varepsilon \quad (1.5)$$

(1.5) da ε — absolut qora jismning nur chiqarish qobiliyati (absolut qora jismning nur yutish qobiliyati birga teng, shuning uchun (1.5) da ε ning mahrajiga yozilmagan). (1.5) munosabat *Kirxgof qonunini* ifodalaydi, bu munosabatga asosan Kirxgof qonuni quyidagicha ta'riflanadi: berilgan temperaturada har qanday jismning nur chiqarish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga bo'lgan nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, absolut qora jismning shu temperaturadagi nur chiqarish qobiliyatiga tengdir. Bu qonun jismlarning spektral nur chiqarish qobiliyati E_λ va spektral nur yutish qobiliyati A_λ uchun ham to'g'ri bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}} = \frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}} = \frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}} = \dots = \varepsilon_{\lambda}. \quad (1.6)$$

(1.5) da ε_{λ} – absolut qora jismning spektral nur chiqarish qobiliyatidir. Kirxgof qonunidan quyidagi uchta muhim natija kelib chiqadi:

1. Berilgan temperaturada har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati uning nur yutish qobiliyatining shu temperaturada absolut qora jism nur chiqarish qobiliyatiga bo'lgan ko'paytmasiga teng, ya'ni

$$\begin{aligned} E &= A\varepsilon, \\ E_{\lambda} &= A_{\lambda}\varepsilon_{\lambda}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

bu yerda: E va A – har qanday jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyati; E_{λ} va A_{λ} – jismning spektral nur chiqarish va spektral nur yutish qobiliyati; ε – absolut qora jismning nur chiqarish qobiliyati.

2. Berilgan temperaturada har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati shu temperaturada absolut qora jismning nur chiqarish qobiliyatidan kichik ($E = A \cdot \varepsilon$, lekin $A < 1$, shuning uchun $E = \varepsilon$).

3. Agar jism qandaydir biror to'liq uzunlikdagi nurni yutmasa, shu to'liq uzunlikdagi nurni chiqarmaydi ham ($E_{\lambda} = A_{\lambda} \cdot \varepsilon_{\lambda}$, shuning uchun $A_{\lambda} = 0$ bo'lganda $E_{\lambda} = 0$ bo'ladi).

Agar jismning nur yutish qobiliyati A va absolut qora jism nur chiqarish qobiliyati ε ma'lum bo'lsa, (1.6) ifoda har qanday jismning nur chiqarish qobiliyatini aniqlashga imkon beradi.

1.4-§. Issiqlik nurlanishining qonunlari

Absolut qora jism issiqlik nurlanishi energiyasining spektrda taqsimlanishini o'rganish borasida XIX asr oxirlarida bir qator olimlar tajribalar o'tkazdilar. O'tkazilgan tajribalar, izlanishlar asosida kashf qilingan asosiy qonunlar quyidagilar:

Stefan-Bolsman qonuni. Absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatining temperaturaga bog'liqligi Stefan-Bolsman

qonuni bilan ifodalanadi. Qonun quyidagicha ta'riflanadi: absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati uning absolut temperaturasining to'rtinchi darajasiga proporsional:

$$E_{\lambda T} = \sigma T^4, \quad (1.8)$$

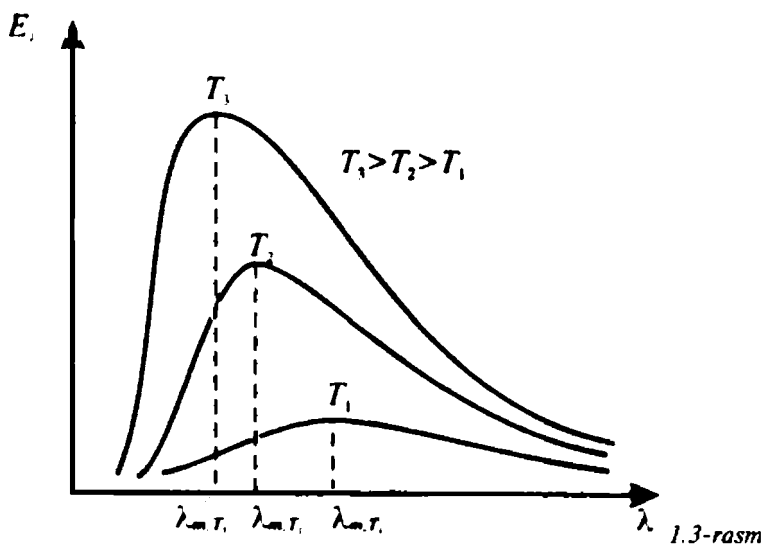
bu formulada σ – Stefan-Bolsman doimiyliigi bo'lib, uning tajribada aniqlangan son qiymati quyidagicha:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4},$$

yoki

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4},$$

bu yerda σ – nurlanayotgan jismning xossalriga bog'liq emas. σ – berilgan temperaturada nurlanayotgan jismning 1 m² sirtidan bir sekundda chiqarilgan issiqlik miqdorini bildiradi. (1.7) formula bilan ifodalangan Stefan-Bolsman qonuni 1879-yilda avstriyalik fizik Stefan tomonidan tajribada aniqlangan, 1884-yil Bolsman tomonidan nazariy asoslangan. Stefan-Bolsman qonuni ko'rsatadiki, absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati faqat uning temperaturasiga bog'liq bo'lib, nurlanayotgan sirtning fizik xossa-



lariga bog'liq emas. Yuqorida absolut qora jism modeli sifatida qaralgan kovak idish tirqishi sirtidan chiqayotgan nurlanish energiyasini tajribada tekshirishlar Stefan-Bolsman qonunini to'liq ravishda tasdiqladi.

Absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunlikka bog'liqligi turli temperaturalar ($T_1 < T_2 < T_3$) uchun 1.3-rasmda keltirilgan. Rasmdagi egri chiziqlar turli temperaturalarda tajribada aniqlangan bo'lib, ulardan quyidagi xulosalar chiqadi:

1. Absolut qora jism issiqlik nurlanishining spektri uzluksizdir.

2. Temperatura ortishi bilan absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati ortadi, nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi qisqa to'lqinlar tomonga (chap tomonga) siljiydi.

3. Grafikdagi egri chiziqlar turli temperaturalarda absolut qora jism nurlanish energiyasining to'lqin uzunliklar bo'yicha taqsimlanishini ifodalaydi. Egri chiziqlarda maksimum mavjud bo'lib, bu maksimum nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga to'g'ri keladi.

4. Har bir temperaturada taqsimlanish egri chizig'i va absissa o'qi orasidagi yuza, shu temperaturada absolut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini bildiradi.

Vin qonuni. Muvozanatli issiqlik nurlanishi energiyasining to'lqin uzunliklar bo'yicha taqsimlanishini nemis fizigi V.Vin 1893-yilda nazariy jihatdan o'rgandi. Vin o'z izlanishlari natijalari asosida quyidagi xulosaga keldi: absolut qora jism issiqlik nurlanishi energiyasining to'lqin uzunliklar bo'yicha taqsimlanishi zichligida maksimum mavjud bo'lib, bu maksimum λ_{\max} to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi va quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:

$$\lambda_{\max} \cdot T = b, \quad (1.9)$$

bu formulada λ_{\max} – absolut qora jism nurlanishi energiyasining maksimumidagi to'lqin uzunligidir, T – absolut qora jismning absolut temperaturasi, b – o'zgarmas kattalik bo'lib, Vin doimiyligi deyiladi, b ning tajribalar asosida aniqlangan qiymati $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$.

(1.9) formuladan ko‘rinadiki, qora jismning temperaturasi — T qancha yuqori bo‘lsa, λ_{\max} shuncha kichikroq qiymatga ega bo‘ladi. Vin qonuni siljish qonuni ham deyiladi va bu qonun tajribalarda tasdiqlangan. Vin qonunini yana quyidagicha ta’riflash mumkin: absolut qora jism nurlanish spektrida maksimal energiyaga to‘g‘ri keladigan to‘lqin uzunligi absolut temperaturaga teskari proporsionaldir.

Vin qonuni asosida qizigan jismlarning (metallar, erituvchi pechlar, atom portlashidan hosil bo‘ladigan bulutlar va boshq.) spektriga qarab ularning temperaturasini aniqlashning optik pirometriya usuli ishlab chiqilgan. Shu usuldan foydalanib birinchi marta Quyosh sirti temperaturasi o‘lchangan. Yer sirtiga keladigan Quyosh nurlari energiyasining maksimumi to‘lqin uzunligi $\lambda_{\max}=0,47$ mkm bo‘lgan ko‘zga ko‘rinadigan sohaga to‘g‘ri keladi. Vin qonuniga asosan Quyosh sirtining absolut temperaturasi quyidagi formula asosida hisoblab topilgan:

$$T = \frac{b}{\lambda} = \frac{0,29}{0,47 \cdot 10^{-4}} \approx 6160 \text{ K.}$$

Reley-Jins formulasi. Issiqlik nurlanishining spektrida energiya taqsimlanishining zichligi tebranishlar modasining o‘rtacha energiyasi \bar{E} ma’lum bo‘lganda, (1.1) formula yordamida hisoblanadi. ni topish uchun klassik fizikada nazariyadagi erkinlik darajalari bo‘yicha energiyaning teng taqsimlanishi teoremasidan foydalanish mumkin. Klassik statistik tizimda har bir erkinlik darajasiga $1/2 kT$ energiya to‘g‘ri keladi. Garmonik ossillyatorning o‘rtacha kinetik energiyasi, o‘rtacha potensial energiyasiga teng. Shuning uchun ossillyatorning o‘rtacha energiyasi kT ga teng. Qaralayotgan statistik tizimga kovak bo‘shlig‘idagi nurlanish va kovak devorlari ossillyatorlari kiradi, bu esa kovak bo‘shlig‘ida bir tebranish modasiga (turg‘un to‘lqinga) to‘g‘ri keladigan o‘rtacha energiya $\bar{E} = kT$ ga teng bo‘lishini ko‘rsatadi, ya’ni

$$\bar{E} = kT. \quad (1.10)$$

(1.10) formuladan \bar{E} ning ifodasini (1.1) formulaga qo‘yilganda quyidagi formula hosil bo‘ladi:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT, \quad (1.11)$$

bu yerda ρ_ν – issiqlik nurlanish spektrida energiya taqsimlanishining zichligi; ν – issiqlik energiyasi chastotasi; k – Bolsman doimiyligi bo‘lib, uning son qiymati $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/gr; T – issiqlik nurlanishi chiqarayotgan jismning absolut temperaturasi; c – vakuumda yorug‘lik tezligi, $c=3 \cdot 10^8$ m/s; h – Plank doimiyligi bo‘lib, uning son qiymati $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J · s.

(1.11) formula *Reley – Jins formulasi* deyiladi. Bu formula 1900–yilda D.U. Reley tomonidan taklif qilindi va D.D. Jins tomonidan batafsil asoslandi. Reley-Jins formulasi issiqlik nurlanishi spektrida energiya taqsimlanishining zichligini ifodalaydi. (1.11) formula bo‘yicha hisoblangan ρ_ν ning qiymatlari (1.4-rasmda punktir chiziq) nurlanish spektrining kichik chastotalar sohasida tajriba natijalariga mos keladi. Katta chastotalar sohasida ρ_ν ning (1.11) formula bilan hisoblangan qiymati tajribada aniqlangan qiymatidan keskin farq qiladi. Rasmda tajriba egri chizig‘i $\nu \rightarrow \infty$ bo‘lganda, $\rho_\nu \rightarrow \infty$ munosabat hosil bo‘ladi. Bundan tashqari, nurlanish energiyasining to‘liq hajmiy zichligi ham cheksiz katta qiymatga ega bo‘ladi:

$$\rho_\nu = \int_0^\infty \rho_\infty d\nu = \infty. \quad (1.12)$$

Bunday hol bo‘lishi mumkin emas. Tajribada ρ_ν katta chastotalar sohasida (ultrabinafsha sohada) nolgacha kamayib boradi. Bunday holni kvant mexanikasi asoschilaridan biri P.Erenfest «ultrabinafsha halokat» deb atadi. ρ_ν ning cheksiz katta qiymatga ega bo‘lishi jism va uning nurlanishi orasidagi muvozanatga faqat absolut nolda erishilishi mumkin degan xulosaga olib keladi. Bunday xulosa tajriba natijalariga ziddir, chunki aslida har qanday temperaturada jism – nurlanish sistemasi muvozanatda bo‘lishi mumkin.

Shunday qilib, klassik fizika asosida chiqarilgan Reley-Jins formulasi absolut qora jism issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasini tushuntira olmadi.

Vin formulasi. 1896-yilda nemis olimi Vin har bir tebranish modasi (kovak bo'shlig'idagi turg'un to'lqinlar) $E(\nu)$ – energiyani tashuvchidir degan g'oyani taklif qildi. Lekin berilgan chastotada hamma modalar uyg'otilmagan. Uyg'otilgan modalarning nisbiy soni $\Delta N/N$ Bolsman taqsimoti qonuni orqali aniqlanadi:

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-E/kT}. \quad (1.13)$$

Bundan esa chastotasi ν bo'lgan modaga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya quyidagicha ifodalanadi:

$$\bar{E} = E(\nu)\Delta N / N = E(\nu) \cdot e^{-E/kT}. \quad (1.14)$$

Vin umumiy termodinamik mulohazalardan shunday xulosaga keldiki, har bir moda energiyasi chastotaga proporsional bo'ladi:

$$E(\nu) = h\nu. \quad (1.15)$$

(1.15) formulada h – proporsionallik koeffitsienti bo'lib, hali u davrda Plank doimiysi ekanligi aniqlanmagan edi. U vaqtda (1.14) formulani hisobga olgan holda (1.1) formulani quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$\rho_\nu \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} = e^{-h\nu/kT}. \quad (1.16)$$

(1.16) formula *Vin formulasi* deyiladi. ρ_ν ning Vin formulasi asosida hisoblangan qiymatlari issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasida tajribadan olingan natijalar bilan mos keladi (1.4-rasmda tutash chiziq). Kichik chastotalar sohasida Vin formulasi asosida hisoblangan ρ_ν ning qiymatlari tajribadan olingan qiymatlardan kichikroq qiymatlarni beradi.

Shunday qilib, Vin formulasi issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasida tajriba natijalari bilan mos keladigan to'g'ri natijalarni beradi. Reley-Jins formulasi esa spektrning kichik chastotalar sohasida tajriba natijalari bilan mos keladigan to'g'ri natijalarni beradi.

Lekin har ikkala formula ham spektrning o'rta qismini yoki to'liq spektrni tushuntira olmadi. Bunday hol issiqlik nurlanishi

nazariyasini klassik fizika qonunlari asosida tushuntirib bo'lmashligini ko'rsatadi.

1.5-§. Plank formulasi

Klassik fizika nazariy tushunchalari asosida absolut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrini tushuntirishga bo'lgan urinishlar muvaffaqiyatsiz chiqdi.

Bunday urinishlardagi qiyinchiliklarni bartaraf etish uchun Maks Plank 1900-yili issiqlik nurlanishining to'liq spektrida energiyani taqsimlanishini izohlash maqsadida o'zining quyidagi gipotezasini ilgari surdi:

1. Absolut qora jism ossilyatorlari uzluksiz ravishda energiya nurlamaydi. Nurlanish faqat ossilyatorlar tebranishi amplitudasining o'zgarganida sodir bo'ladi, ya'ni ossilyator yuqori amplitudali tebranishdan kichik amplitudali tebranishga o'tganda nurlanish chiqaradi yoki aksincha, past amplitudali tebranishdan yuqori amplitudali tebranishga o'tganda ossilyator energiya yutadi. Tebranish amplitudasi yuqori holatdan kichik holatga o'tganda ossilyator energiya nurlaydi, amplituda kichik holatdan yuqori holatga o'tganda ossilyator energiya yutadi.

2. Ossilyator istalgan energiya qiymatiga ega bo'la olmaydi, balki faqat diskret energiyalar to'plamiga ega bo'ladi. Ossilyator energiyani alohida-alohida ulushlar (kvantlar) sifatida chiqaradi yoki yutadi. Bu ulushlarning (kvantlarning) har birining energiyasi diskret bo'lib,

$$E = h\nu, \quad (1.17)$$

kattalikka teng. U vaqtda ossilyator nurlanishining energiyasi bu kattalikka karrali bo'lishi kerak, ya'ni ossilyator energiyasi energiyani diskret to'plamiga teng:

$$E_n = nh\nu \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.18)$$

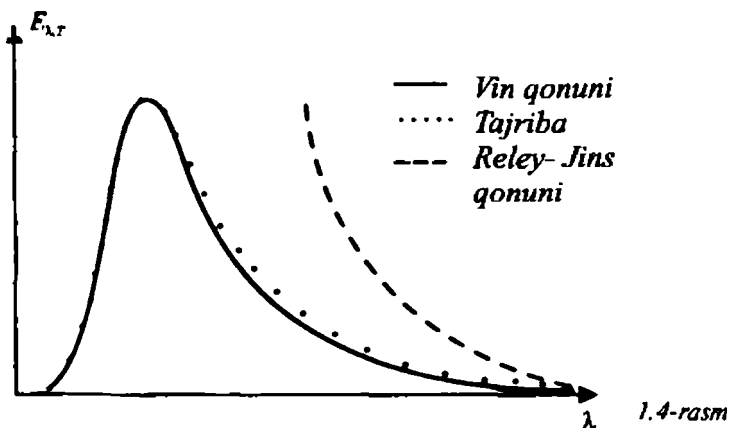
Bunda ossilyatorning o'rtacha energiyasi

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{\lambda T} - 1}. \quad (1.19)$$

Plank o'z gipotezasi asosida absolut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrida energiya taqsimlanishining zichligini ifodalaydigan interpolyatsion formulani taklif qildi:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{kT} - 1} \quad (1.20)$$

(1.20) formula *Plank formulasi* deyiladi. (1.20)da h – Plank doimiysi bo'lib, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s. ν – ossillyator tebranishining chastotasi. $h\nu \ll kT$ bo'lganda (kichik chastotalarda) Plank formulasi Reley – Jins formulasiga, $h\nu \gg kT$ bo'lganda (yuqori chastotalarda) Vin formulasiga aylanadi. Plank formulasi tajriba natijalari bilan mos keladi, ya'ni Plank formulasidan hosil qilingan nazariy natijalar asosida chizilgan spektr egri chiziqlari tajriba natijalari asosida chizilgan spektr egri chiziqlariga mos keladi (1.4-rasm). Plank formulasi absolut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrida energiya taqsimlanishini to'g'ri tushuntira oldi.



Kovak devorlari materialining atomlari ossillyatorlar deb modellashtirilganligi sababli quyidagi xulosalarga kelish mumkin: atomlarning ichki energiyasi uzluksiz o'zgarib olmaydi, balki sakrab o'zgaradi, ya'ni atom faqat diskret energiya qiymatlarigagina ega bo'ladi yoki buni quyidagicha ifodalash mumkin: atom energiyasi kvantlanadi, agar atom holati uning energiyasi bilan xarakterlansa, atom holatini diskret deb aytish mumkin.

Shunday qilib, Plank gipotezasiga asosan nurlanish jism bilan o'zaro ta'sirlashganda, nurlanish energiyasining jismda yutilishi uzluksiz bo'lmasdan, balki energiyasi $h\nu$ bo'lgan kvantlar shaklida yutiladi (porsiya-porsiya shaklida) yoki qizigan jismlar issiqlik nurlanishini kvantlar shaklida chiqaradi.

Plank tomonidan kiritilgan kvantlar tushunchasi energiyaning diskret porsiyalari bo'lib, har bir porsiya energiyasi $E=h\nu$ formula bilan aniqlanadi.

1.6-§. Kvant o'tishlar

Atomning har bir diskret holati o'z energiyasi bilan xarakterlanadi. Atom bunday holatda ma'lum vaqt bo'la oladi, bunday holat statsionar holat deyiladi. Atom energiyasi yuqori bo'lgan holatdan energiyasi kichik bo'lgan boshqa holatga o'tganda holatlar orasidagi energiya farqi ΔE ni yorug'lik kvanti sifatida chiqaradi. Bunda chiqarilgan energiya chastotasi

$$\nu = \frac{\Delta E}{h}$$

ko'rinishda aniqlanadi.

Xuddi shunday, atom energiyasi kichik bo'lgan statsionar holatdan energiyasi yuqori bo'lgan statsionar holatga o'tishi mumkin. Lekin huning uchun atomga tashqaridan ΔE energiya

berish kerak. Bunda atom chastotasi $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ bo'lgan yorug'lik kvantini yutadi.

Spontan va majburiy o'tishlar. Atomning energiyani yutish yoki chiqarish orqali bir statsionar holatdan boshqa statsionar holatga o'tishi haqidagi tasavvurlardan foydalanib, Eynshteyn taklif qilgan usul yordamida absolut qora jism nurlanishi uchun Plank formulasini chiqarish mumkin.

Devorlari ma'lum bir T temperaturagacha qizdirilgan yopiq bo'shliq (idish) bo'lsin. Bu idish devorlari fotonlarni ham yutadi, ham nurlaydi (chiqaradi). Fotolni nurlaganda atom yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tadi, fotolni yutishida esa pastki energetik sathdan yuqorisiga o'tadi.

Shunday qilib, atom pastki energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tishi uchun fotonni yutishi kerak. Bunday o'tish majburiy o'tish bo'ladi. Majburiy o'tishda atomga nurlanish maydoni ta'sir qilishi kerak (ya'ni atomga tashqaridan energiya berilishi kerak). Atomga tashqi nurlanish maydoni ta'sir qilmaganda, atom o'z-o'zidan yoki spontan ravishda pastki energetik sathdan yuqori energetik sathga o'tmaydi, chunki bu energiyaning saqlanish qonuniga ziddir. Atomning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishi ikki xil bo'lishi mumkin: birinchisi, majburiy o'tish, bu o'tish atomga nisbatan tashqi sabablar ta'sirida bo'ladi; ikkinchisi, spontan o'tish, bu o'tish atomdagi ichki sabablar ta'sirida bo'ladi.

Nazorat savollari

- 1. Issiqlik nurlanishining hosil bo'lishini tushuntiring.*
- 2. Jism nurlanish sistemasida muvozanatli holat qaysi vaqtda bo'ladi?*
- 3. Ahsolut qora jism deh qanday jismga aytiladi?*
- 4. Ahsolut qora jismning amaldagi modeli qanday?*
- 5. Issiqlik nurlanishining spektri qanday ko'rinishda va undagi egri chiziqlar nimani ifodalaydi?*
- 6. Kirxgof qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi?*
- 7. Ahsolut qora jism to'la nur chiqarish qobiliyati hilan ahsolut temperatura orasida qanday bog'lanish bor?*
- 8. Vin qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi?*
- 9. Plank formulasining mohiyati qanday?*
- 10. Reley-Jins formulasi issiqlik nurlanishi spektrining qaysi sohasida tajriba natijalari bilan mos keladi?*
- 11. Vin formulasi nurlanish spektrining qaysi sohasini tushuntira oladi?*
- 12. Issiqlik nurlanishi to'g'risida Plank g'oyasi qanday?*
- 13. Plank formulasi qanday ifodalanadi, uning mohiyatini tushuntiring.*

II BOB

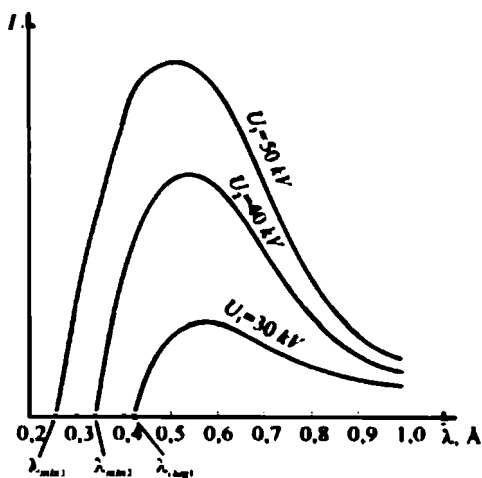
ELEKTROMAGNIT NURLANISHNING KORPUSKULAR XUSUSIYATLARI

2.1-§. Tutash rentgen spektrining qisqa to'liqinli chegarasi

Rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlanishi ikki xil – tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlanishlaridan iboratligi aniqlangan.

Rentgen trubkasida katod va anod orasiga qo'yilgan tezlatuvchi elektr maydon ta'sirida tezlanish bilan harakatlanayotgan elektron atrofidagi davriy ravishda o'zgarib turadigan elektr maydoni davriy ravishda o'zgarib turadigan magnit maydonini yuzaga keltiradi, bu maydon o'z navbatida yana o'zgaruvchan elektr maydonini hosil qiladi va h.k. Shu tariqa tezlanish bilan harakatlanayotgan elektron atrofida elektromagnit to'liqlar hosil bo'ladi. Elektromagnit to'liqin energiyasi fazoning har bir nuqtasida vaqt o'tishi bilan davriy ravishda o'zgaradi. Elektronning tormozlanishi deganda, uning atrofidagi elektr va magnit maydonlarining o'zgarishi tushuniladi. Elektr va magnit maydonlarining o'zgarishi esa elektromagnit to'liqin nurlanishini hosil qiladi. Shu nurlanish tormozlanish rentgen nurlanishidir. Tormozlanish rentgen nurlanishining spektri tutash bo'lib, u to'liqin uzunligining minimal qiymati λ_{\min} bilan chegaralangan bo'ladi.

Rentgen trubkasida anod va katod orasidagi potentsiallar farqining bir necha qiymatlarida ($U_1=30$ kV, $U_2=40$ kV, $U_3=50$ kV) hosil bo'ladigan tormozlanish rentgen nurlanishining tutash spektri 2.1-rasmda keltirilgan. Katod va anod orasidagi potentsiallar farqi $U=U_1$ bo'lganda spektr to'liqin uzunligining qandaydir $\lambda=\lambda_{\min 1}$ qiymatidan boshlanadi: katod va anod orasidagi potentsiallar farqi $U=U_2$ bo'lganda, spektrning qisqa to'liqinli chegarasi chap tomonga siljiydi, spektrning intensivligi esa ortadi, bu vaqtda spektr qisqa to'liqin uzunliklar sohasida $\lambda_{\min 2}$ bilan chegaralangan bo'ladi. U yana oshirilib $U=U_3$ bo'lganda spektr $\lambda=\lambda_{\min 3}$ bilan chegaralanadi. Tormozlanish rentgen nurlanishi spektrining tutash bo'lishini va



2.1-rasm

qisqa to'liqlar uzunliklari sohasida λ_{\min} bilan chegaralanishi quyidagicha izohlash mumkin. Katod va anod orasidagi tezlatuvchi elektr maydoni ta'sirida elektron $E_1 = eU$ energiyaga erishadi va anod materialida tormozlanib to'xtaydi. Bunda elektron energiyasining E_2 qismi anod materialini qizdirishga sarf bo'ladi. Energiyaning qolgan qismi esa tormozlanish rentgen nurlanishining energiyasi, ya'ni rentgen kvanti energiyasi sifatida ajralib chiqadi. Demak, tormozlanish rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $h\nu = E_1 - E_2$ kattalikka teng bo'ladi, bunda ν – rentgen kvantining chastotasi, λ esa uning to'liqin uzunligi. $E_2 = E_1$ bo'lganda elektron energiyasi faqat anodni qizdirishga sarflanadi, $E_2 = 0$ bo'lganda esa elektron energiyasi butunlay rentgen kvanti energiyasiga aylanadi. E_2 ning qiymati E_1 dan 0 gacha bo'lgan oraliqda o'zgarishi mumkin. Elektron energiyasining anodni qizdirishga sarflanadigan qismi E_2 har xil kattalikda bo'lishi mumkinligi uchun har xil energiyali rentgen kvantlari nurlanadi.

Bu esa tormozlanish rentgen nurlanishining spektri tutash bo'lishini ko'rsatadi. Har bir nurlanish kvantining energiyasi anodga urilayotgan tez elektronlar energiyasidan katta bo'la olmaydi, ya'ni

$$eU - h\nu_{\max} \quad (2.1)$$

yoki

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}}. \quad (2.2)$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}. \quad (2.3)$$

(2.3) formulada λ_{\min} – tutash rentgen spektrning qisqa to‘lqinli chegarasini ifodalaydi, c – yorug‘lik tezligi, h – Plank doimiysi, e – elektronning zaryadi, U – rentgen trubkasidagi potentsiallar farqi.

Rentgen trubkasidagi U – potentsiallar farqi kilovoltlarda o‘lchanganida

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} = \frac{12,40}{U} \text{ \AA}. \quad (2.4)$$

Spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi antikatod materialiga bog‘liq bo‘lmaydi, balki faqat trubkadagi potentsiallar farqiga bog‘liq bo‘ladi. (2.3) formuladan ko‘rinadiki, potentsiallar farqi ortishi bilan tutash spektrni chegaralovchi to‘lqin uzunligi qisqarib boradi, bunda spektrning intensivligi ortadi. (2.3) formuladan foydalanib Plank doimiyligi h ni aniqlash mumkin.

2.2-§. Fotoeffekt

Elektromagnit nurlar ta‘sirida moddadan elektronlarning ajralib chiqishiga *fotoeffekt hodisasi* deyiladi. Fotoeffekt hodisasini birinchi marta 1887-yilda G. Gers kuzatgan. Gers razryadli ochiq konturda elektr tebranishlarini uyg‘otish orqali elektromagnit to‘lqinlar generatsiyasini hosil qilishda katodni ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda, razryadnikning metall elektrodleri orasida uchqunning uzunligi ortishini kuzatgan yoki boshqacha aytganda, metall elektrodga tushayotgan ultrabinafsha nurlar katod va anod orasida hosil bo‘ladigan uchqunning uzunligini orttiradi. Kuzatilgan bunday hodisaning mohiyati V. Galvaks, A. Stoletov, P. Lenard va boshqa olimlarning bu borada o‘tkazgan tajribalarida tushuntirildi.

Gers kuzatgan hodisaning mohiyati shundan iboratki, manfiy zaryadlangan katodni ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda katod manfiy zaryadini yo‘qotishi kuzatilgan. Musbat zaryadli anod

yoritilganda zaryad yo'qotilishi kuzatilmagan. 1897-yilda Dj. Tomson elektronni kashf qildi. 1898-yilda Tomson va Lenardlar o'tkazgan tajribalarida modda yoritilganda undan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonida og'ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini (e/m kattalikni) aniqladilar. Bu bilan yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqadigan zarralar manfiy zaryadli elektronlar ekanligi aniqlandi. Yorug'lik ta'sirida (ultrabinafsha, ko'zga ko'rinadigan, infraqizil va boshq.) metallardan elektronlarning ajralib chiqishi *fotoelektrik effekt* yoki *fotoeffekt* deb ataldi. Yorug'lik ta'sirida metallardan ajralib chiqqan elektronlar fotoelektronlar deyildi.

Stoletov o'z tajribalari asosida fotoeffekt hodisasini o'rganish usullarini va asosiy miqdoriy qonunlarini ishlab chiqdi. Lenard katodga tushayotgan ultrabinafsha nurlar katod materialidan elektronlarni urib chiqarishini isbotladi.

Fotoeffekt hodisasi yorug'lik kvantlari metall atomlaridagi bog'langan elektronlar bilan ta'sirlashganda yuz beradi. Elektronning atomda bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, fotoeffekt hodisasi sodir bo'lishining ehtimoliyati shuncha katta bo'ladi. Bu ehtimollik σ_f – element zaryadi Z ga kuchli bog'liq, ya'ni $\sigma_f \sim Z^2$ Bundan tashqi fotoeffekt hodisasi yorug'lik tushayotgan metallning kimyoviy xossasiga, sirtining silliqqligi va tozalik darajasiga bog'liqligi tajribada aniqlandi. Fotoeffekt hodisasi yuzaga kelishining zaruriy sharti yoritilayotgan metall ustki qatlamiga tushayotgan yorug'likning sezilarli darajada yutilishidir. Fotoeffekt hodisasi metallar, dielektriklar, yarimo'tkazgichlar, elektrolitlarda yuzaga keladi. Ishqoriy metallar – litiy, natriy, kaliy, rubidiy, seziiy fotoelektrik ta'sirga juda sezgir, ko'zga ko'rinadigan nurlar ta'sirida ham fotoeffekt hodisasi hosil bo'ladi. Erkin elektronlarda fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi, chunki erkin elektronlar prinsipial ravishda yorug'likni yuta olmaydi.

Fotoeffekt tashqi va ichki fotoeffektlarga ajraladi. Agar yoritilayotgan modda sirtqi qatlamidan elektronlar butunlay ajralib chiqib, boshqa muhitga o'tsa (masalan, vakuumga) bunday hodisa tashqi fotoeffekt deyiladi. Tashqi fotoeffekt hodisasi 1887-yilda G.Gers tomonidan kashf qilingan.

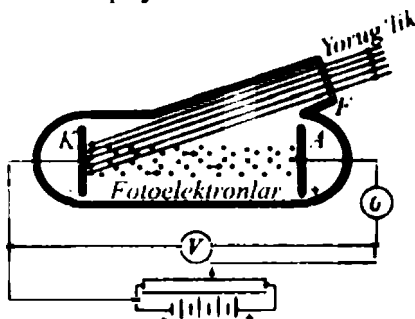
Agar elektronlar faqat o'z atomi bilan bog'lanishni «uzib» chiqib yoritilayotgan modda ichida «erkin elektron»ga aylanib qolsa, bunday

hodisa ichki fotoeffekt deyiladi. Ichki fotoeffekt hodisasi 1873-yilda U.Smit tomonidan kashf qilingan.

Ichki fotoeffektida tushayotgan yorug'lik ta'sirida valent energetik zonadagi elektronlarning bir qismi o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Bunda yarimo'tkazgichda tok tashuvchilar konsentratsiyasi ortadi va fotoo'tkazuvchanlik yuzaga keladi. Ya'ni yorug'lik ta'sirida yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi ortadi. Elektronlarning turli energetik holatlarda qayta taqsimlanishi yarimo'tkazgichda ichki elektr maydonining o'zgarishiga olib keladi. Bundan esa yoritilayotgan ikki turli yarimo'tkazgichlar chegarasida elektr yurituvchi kuch (foto-EYuK) paydo bo'ladi yoki yoritilayotgan yarimo'tkazgich va metall chegarasida ham foto-EYuK yuzaga keladi. Chegara yaqinida o'tish qatlami paydo bo'ladi. Bu qatlam tokni faqat bir yo'nalishda o'tkazadi, ya'ni bu qatlam ventil xossalariga ega bo'ladi.

Tashqi fotoeffekt metallarda kuzatiladi. Masalan, elektroskopga ulangan manfiy zaryadlangan rux plastinkasi ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda elektroskop tezda zaryadsizlanadi, agar plastinka musbat zaryadlangan bo'lganda zaryadsizlanish kuzatilmaydi. Bundan ultrabinafsha nurlar metall plastinkadan (katoddan) manfiy zaryadlangan zararlarni ajratib chiqishini ko'rish mumkin.

Tashqi fotoeffekt hodisasi kuzatiladigan qurilma sxemasi 2.2-rasmda keltirilgan. Havosi so'rib olinib yuqori darajada vakuum hosil qilingan shisha idish ichiga anod — A va katod — K joylashtirilgan bo'lib, ular orasida V — voltmetr bilan o'lchanadigan potentsiallar farqi qo'yilgan. Elektr zanjirida hosil bo'ladigan elektr toki G — galvanometr bilan o'lchanadi. Idish devoriga kvars «darcha» F qo'yilgan. Darchadan tushgan yorug'lik nurlari bilan katod yoritilganda elektr zanjirida tok paydo bo'ladi.



2.2-rasm

Bu tokni yorug'lik ta'sirida katod sirtidan ajralib anodga tomon harakatlanayotgan manfiy zaryadli elektronlar hosil qiladi. Bunday hosil qilingan tok *fototok* deyiladi. Agar katod yoritilmasa elektr zanjirida fototok hosil bo'lmaydi.

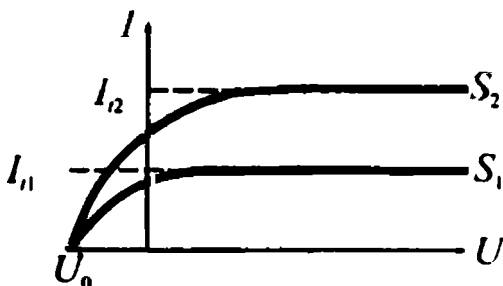
Yorug'lik intensivligi va chastota doimiy bo'lganda yorug'lik intensivligi S_1 va S_2 bo'lgan hollar uchun fototokning katod va anod orasiga qo'yilgan potentsiallar farqiga bog'liqligini ifodalovchi egri chiziqlar 2.3-rasmda keltirilgan.

Katod va anod orasidagi maydon tezlatuvchi maydon bo'lganda (katodda manfiy va anodda musbat) fototokning qiymati potentsiallar farqi U ga proporsional ravishda rasmda keltirilgandek ortib boradi.

Potentsiallar farqining biror qiymatidan boshlab fototok o'zgar-may qoladi.

Rasmda egri chiziq gorizental to'g'ri chiziqqa o'tadi. Bu chiziq maksimal tok kuchiga to'g'ri keladi. Tok kuchining bunday maksimal qiymati to'yinish toki deyiladi. Yorug'lik ta'sirida katod sirtidan ajralgan fotoelektronlarning hammasi anodga kelib tushganda to'yinish toki hosil bo'ladi. Potentsiallar farqining bundan keyingi ortishi to'yinish fototok kuchini o'zgartirmaydi. To'yinish fototok kuchi yorug'lik ta'sirida katoddan har sekundda chiqadigan elektronlar soni bilan aniqlanadi.

Lekin katodga tushayotgan yorug'lik intensivligi o'zgar-ganda, to'yinish tokining qiymati ham o'zgaradi. Buni 2.3-rasmdagi grafiklardan ko'rish mumkin. Grafiklarda $I_{11} < I_{12}$, chunki $S_1 < S_2$, rasmdan ko'rinishicha, katod va anod orasidagi potentsiallar farqi nolga teng ($U=0$) yoki $U < 0$ bo'lgan hollarda ham fototok yo'qolmaydi, ya'ni $U=0$ bo'lganda ham katoddan anodga tomon harakatlanayotgan elektronlar soni mavjudligi kuzatiladi. Bunday



2.3-rasm

hol katod sirtidan qandaydir boshlang'ich tezlik bilan ajralib chiqayotgan elektronlar soni mavjudligini va ular anodga yetib bora olishini ko'rsatadi. Bu elektronlarni to'xtatish va fototokni yo'qotish uchun katod va anod orasiga tormozlovchi potentsiallar farqi ($U = -U_T$) qo'yish zarur. Tormozlovchi potentsiallar farqi yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmaydi. Tormozlovchi potentsiallar katod sirtidan chiqayotgan elektronlar kinetik energiyasining ko'rsatgichidir. Katoddan chiqayotgan elektronlardan tezligi, ya'ni kinetik energiyasi eng katta bo'lgan elektronlarga anodga yetib boradi. Tormozlovchi potentsial U_T qo'yilganda katod sirtidan maksimal tezlik ϑ_{\max} bilan ajralgan elektronlar bu tezligini to'liq ravishda yo'qotadi, bunda fototok ham yo'qoladi. U vaqtda energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagi munosabatni yozish mumkin:

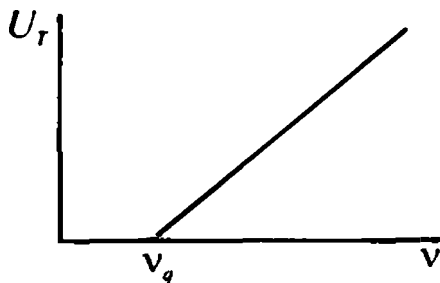
$$eU_T = \frac{1}{2} m_e \vartheta_{\max}^2. \quad (2.5)$$

Bu formulada: m_e – elektronning massasi, e – uning tezligi, ϑ_{\max} – elektronning maksimal tezligi, U_T – tormozlovchi potentsial.

Tormozlovchi potentsiallar farqining qiymatlarini tajribada o'lchab, elektronlarning bu qiymatlarga to'g'ri keladigan kinetik energiyalarini (2.5) formula yordamida hisoblash mumkin.

2.3-rasmdagi grafiklarda ko'rsatilgan to'yinish fototokining mavjudligi va to'yinish fototoki kuchining I , yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsionalligi, katod sirtidan vaqt birligida urib chiqarilgan elektronlar soni yorug'lik intensivligiga proporsionalligini ko'rsatadi. Bunday bog'lanish Stoletov tomonidan tajribada aniqlangan.

2.4-rasmda yorug'lik chastotasi va tormozlovchi potentsiallar farqi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi grafik tasvirlangan. Bu grafik tajriba natijalari asosida chizilgan. Rasmdan ko'rinishicha, tormozlovchi potentsiallar farqi U_T ning qiymati (ya'ni fotoelektronlarning maksimal tezligi) va yorug'lik chastotasi orasida chiziqli bog'lanish mavjud. Chastotaning biror n_0 qiymatida fotoelektronlarning tezligi nolga teng bo'ladi. Chastotaning bu qiymati chegara hisoblanadi. Bu shunday chegaraviy chastotaki, bu chastotadan past chastotalarda fotoeffekt kuzatilmaydi. ν_0 –



2.4-rasm

fotoeffekt sodir bo'lishining chegaraviy chastotasi yoki fotoeffektning «qizil» chegarasi deyiladi, ya'ni $\nu_{ch} = \nu_q$ bo'ladi. $\nu < \nu_q$ chastotali yorug'lik fotoeffekt hodisasini yuzaga keltirmaydi. Fotoeffekt $\nu < \nu_q$ chastotali yorug'lik ta'sirida kuzatiladi. Chegaraviy chastota (ν_{ch})ga mos bo'lgan to'liq uzunligi λ_q ham fotoeffektning *qizil chegarasi* deb aytiladi, ya'ni

$$\lambda_q = \frac{c}{\nu_q} \quad (2.6)$$

Stoletov va boshqa olimlar tomonidan fotoeffekt hodisasini o'rganishda o'tkazilgan tajribalar natijalari asosida tashqi fotoeffekt uchun quyidagi asosiy qonunlar aniqlandi:

1. Yorug'lik katod sirtidan vaqt birligida urib chiqargan elektronlar soni katod sirtiga tushayotgan yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsionaldir.

2. Katod sirtidan chiqayotgan elektronlarning kinetik energiyasi noldan boshlab maksimal $\frac{1}{2} m_0 v_{max}^2$ qiymatgacha bo'ladi. Bu energiya yorug'lik intensivligiga bog'liq emas, katodga tushayotgan yorug'lik chastotasiga chiziqli bog'lanishda bo'ladi.

3. Har bir fotokatod materiali uchun biror chegaraviy chastota ν_{ch} mavjudki, bu chastotadan past chastotalarda fotoeffekt hodisasi vujudga kelmaydi. ν_{ch} ning qiymati yorug'lik intensivligiga va katodni yoritish vaqtiga bog'liq bo'lmaydi.

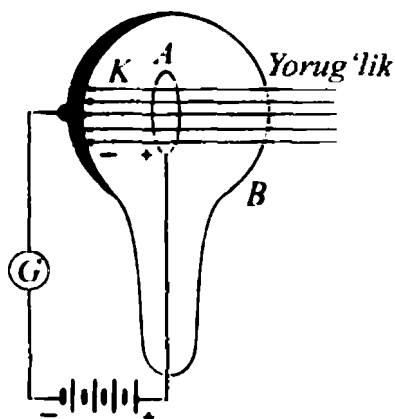
Quyidagi jadvalda ba'zi bir metallar uchun chiqish ishi A (elektron-voltlarda) va shu metallar uchun fotoeffektning qizil chegarasi λ_0 (mikronlarda) qiymatlari keltirilgan.

Metall	(mk)	A(eV)
Platina	0,235	5,29
Volfram	0,276	4,50
Rux	0,290	4,19
Toriy	0,364	3,41
Natriy	0,552	2,25
Seziy	0,620	1,89
Volframga surtilgan seziyli plyonka	0,913	1,36

2.1-jadvaldan ko'rinadiki, volfram ustidagi seziyli plyonkada infraqizil nurlar ta'sirida ham fotoeffekt hosil bo'ladi, natriyda fotoeffekt ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlar ta'sirida, ruxda esa ultrabinafsha nurlar ta'sirida hosil bo'ladi.

Fotoeffekt hodisasidan amaliyotda foydalanish sohalari. Tashqi fotoeffekt hodisasiga asoslanib vakuumli fotoelementlar yasalgan (2.5-rasm). 2.5-rasmda vakuumli fotoelement sxemasi keltirilgan. Vakuum hosil qilingan shisha ballonning B ichki sirtiga metall qatlami surtilgan bo'lib, bu qatlam K – katod vazifasini bajaradi. A – anod metall halqa shaklida bo'lib, ballonning markaziy qismiga joylashtirilgan. G – galvanometr fotoelementda hosil bo'ladigan fototokni o'lchaydi.

Zamonaviy fotoelementlarda ko'p vaqtlarda K – katod sifatida surmali-seziyli yoki kislorodli-seziyli katodlar ishlatiladi. Bunday katodlarning fotosezgirliги yuqoridir. Kislorodli-seziyli fotoele-



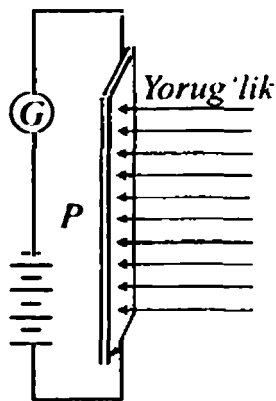
2.5-rasm

mentlarda infraqizil va ko'zga ko'rinadigan yorug'liklar ta'sirida fotoeffekt hosil bo'ladi. Bunday fotoelementning yorug'likka fotosezgirliги 20–80 mka/lm. Surmali-seziyli K – katodli fotoelementlarda ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha yorug'liklar ta'sirida fotoeffekt yuzaga keladi. Bunday fotoelementlarning fotosezgirliги 50–150 mka/lm.

Ayrim hollarda fotoelementlarning yorug'likka sezgirliğini oshirish uchun uni 10^{-2} mmNg bosimda argon gazi bilan to'ldiradilar. Bunday fotoelementlarda fotoelektronlarning argon atomlari bilan to'qnashib, argon gazini ionlashtirishi natijasida fototok kuchayadi. Gaz to'ldirilgan bunday fotoelementlarning fotosezgirliги 1000 mka/lm atrofida bo'ladi.

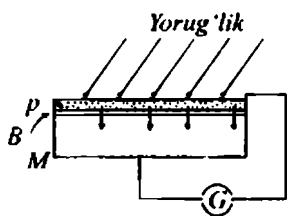
Ichki fotoeffekt yarimo'tkazgichlarda va dielektriklarda kuzatiladi. Ichki fotoeffekt kuzatish sxemasi 2.6-rasmda keltirilgan. Yarimo'tkazgich P – plastinka G – galvanometr bilan ketma-ket ravishda batareyaning qutblariga ulangan. Yarimo'tkazgichning qarshiligi katta bo'lganligi uchun zanjirda tok juda kichik. Lekin P – plastinka yoritilishi bilan tok keskin ortib ketadi. Buning sababi quyidagicha, yorug'lik yarimo'tkazgich atomlaridan elektronlarni ajratib chiqaradi, bu elektronlar yarimo'tkazgich ichida qolib, uning elektr o'tkazuvchanligini oshiradi (qarshiligi kamayadi).

Ichki fotoeffekt hodisasiga asoslangan fotoelementlar yarimo'tkazgichli fotoelementlar yoki fotoqarshiliklar deyiladi. Bunday fotoelementlarni tayyorlashda qo'rg'oshinli selen ($PbSe$), oltingugurtli qo'rg'oshin (PbS), oltingugurtli kadmiy (CdS) va boshqa yarimo'tkazgich-lardan foydalaniladi. Yarimo'tkazgichli fotoelementlarning sezgirliги vakuumli fotoelementlar sezgirliigidan 100 lab marta ortiq bo'ladi. Yarimo'tkazgichli fotoelementlarning kamchiligi shuki, fototokning o'zgarishi fotoelement yoritilishining o'zgarishiga nisbatan kechikadi. Shuning uchun yarimo'tkazgichli fotoelementlar tez o'zgaruvchan yorug'lik oqimlarini qayd qilishga yaramaydi. Yarimo'tkazgichlardan yasalgan fotoqarshiliklar



2.6-rasm

infraqizil nurlanish detektorlari sifatida foydalaniladi, ularning termoelektrik bolometrlarga nisbatan ustunlik tomonlari ancha ko'pdir.



2.7-rasm

Ichki fotoeffekt asosida tayyorlanadigan fotoelementlardan yana bir turi yopuvchi qatlamli yarimo'tkazgichli fotoelement yoki ventil fotoelementdir. Ventil fotoelement sxemasi 2.7-rasmda keltirilgan. Bunda *M* – metall plastinka bo'lib, ustiga yupqa *P* – yarimo'tkazgich qatlami surtilgan va *G* – galvanometrli tashqi elektr zanjiriga

ulangan. Yarimo'tkazgich va metallning kontakt zonasida yopuvchi qatlam *B* yuzaga keladi. Bu qatlam ventil o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi, ya'ni u elektronlarni faqat yarimo'tkazgichdan metallga tomon yo'nalishda o'tkazadi. Yarimo'tkazgich qatlami yoritilganda unda ichki fotoeffekt asosida erkin elektronlar hosil bo'ladi. Yopuvchi qatlam orqali metallga o'tgan elektronlar orqa tomonga harakat qila olmasdan metallda ortiqcha manfiy zaryadni hosil qiladi. O'z elektronlarining bir qismini yo'qotgan yarimo'tkazgich musbat zaryadga ega bo'ladi. Yarimo'tkazgich va metall orasida hosil bo'lgan potentsiallar ayirmasi fotoelement zanjirida elektr tokini hosil qiladi. Shunday qilib, ventil fotoelement yorug'lik energiyasini elektr energiyasiga aylantiruvchi tok generatori sifatida ishlaydi. Ventil fotoelementlarda selen, oltingugurtli galliy, germaniy, kremniy yarimo'tkazgichlaridan foydalaniladi. Ventil fotoelementlarning fotosezgirliigi 2000–30000 mKA/lm oraliqda bo'ladi. Quyosh yorug'ligi bilan yoritiladigan kremniyli fotoelementlarning foydali ish koeffitsienti 12–13%dir. Nazariy hisoblashlar bu koeffitsientni 22% gacha ko'tarish mumkinligini ko'rsatdi.

Fotoelementlarda hosil bo'ladigan fototok yorug'lik oqimiga proporsional bo'lgani uchun fotoelementlardan fotometrik asboblarning sifatida foydalaniladi. Masalan, bunday asboblarga yoritilganlikni o'lchaydigan asbob lyuksmetr misol bo'lishi mumkin. Fotoelement yorug'lik oqimi tebranishlarining fototok tebranishlariga aylantirishga imkon beradi. Bu esa texnikada tovushli kinolarda, televideniya keng ishlatiladi. Fotoelementlarning ishlab chiqarish jarayonlarini telemexanizatsiyalashda, avtomatlashtirishda ahamiyati

kattadir. Elektron kuchaytirgichlar va rele bilan birgalikda fotoelementlar avtomatlashtirish qurilmalarining asosiy qismi hisoblanadi. Bunda fotoelementlar yorug'lik signallarini sezishi bilan turli ishlab chiqarish va qishloq xo'jalik qurilmalarining, transport mexanizmlarining ishlashida muhim ahamiyatga egadir.

Ventilli fotoelementlardan amaliyotda elektr energiyasi generatori sifatida foydalaniladi. Quyosh batareyasi deb yuritilayotgan kremniyli fotoelementlar batareyasi kosmik kemalarda, raketalarda radioappaturalar ishlashida tok manbai sifatida foydalaniladi. Quyosh batareyalarining foydali ish koeffitsienti 20–22% bo'lganda, ular ishlab chiqarish hamda maishiy zarurlatlarda elektr energiyasi manbai sifatida birinchi o'rinda turadi.

2.3-§. Fotoeffekt nazariyasi

Fotoeffektning faqatgina birinchi qonunini to'liq nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Ammo to'liq nazariyasi fotoeffektning ikkinchi va uchinchi qonunlarini tushuntira olmaydi.

Haqiqatdan ham to'liq nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to'liq uzunlikka ega bo'lgan yorug'likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyalari ham ortishi kerak edi. Ammo tajribalarning ko'rsatishicha, fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

To'liq nazariyasiga asosan, elektron metallardan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug'likdan olishi mumkin, ya'ni yorug'lik to'liq uzunligining ahamiyati yo'q. Faqat yorug'lik intensivligi yetarlicha katta bo'lishi lozim. Vaholanki, to'liq uzunligi *qizil chegaradan* katta bo'lgan yorug'likning intensivligi har qancha katta bo'lsa ham, fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi. Aksincha, to'liq uzunligi *qizil chegaradan* kichik bo'lgan yorug'lik intensivligi nihoyat kuchsiz bo'lsa ham, fotoeffekt hodisasi kuzatiladi. Bundan tashqari, nihoyatda kuchsiz intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda, to'liq nazariyasiga asosan, yorug'lik to'liqlar tashib kelgan energiyalar evaziga metallardagi elektron ma'lum miqdordagi energiyani to'plab olishi kerak. Bu energiya elektronning metallardan chiqishi uchun yetarli bo'lgan holda fotoeffekt sodir bo'lishi kerak.

Hisoblashlarning ko'rsatishicha, intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan A_{ch} ga yetarli energiyani elektron to'plab olishi uchun soatlab, hattoki kunlab vaqt o'tishi lozim ekan. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning vujudga kelishi orasida 10^{-9} sekundlar chamasi vaqt o'tadi, xolos.

Demak, yorug'likning to'liqin nazariyasi va fotoeffekt hodisasi o'rtasida ma'lum nomuvofolliklar mavjud. Shuning uchun yorug'likni uzluksiz elektromagnit to'liqin jarayoni deb tasavvur qilish yorug'lik tabiatini to'la aks ettira olmaydi. Bu fikr 1905-yilda A. Eynshteynni yorug'likning kvant nazariyasini yaratishiga olib keldi. Eynshteyn Plank gipotezasini rivojlantirib, yorug'lik ulushlar shaklida chiqarilgani kabi xuddi shunday ulushlar shaklida yutiladi deb hisoblansa, fotoeffekt qonunlarini tushuntirish mumkin deb ko'rsatadi. Eynshteynning fikricha, yorug'lik to'liqlari energiyasining oqimi uzluksiz bo'lmasdan, balki energiyaning diskret ulushlari oqimi bo'lib, ularni *kvantlar* yoki *fotonlar* deyiladi. U holda chastotasi ν bo'lgan har bir yorug'lik fotonining energiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$E = h\nu, \quad (2.7)$$

bunda h – Plank doimiysi, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s. Bu g'oyaga asosan, metall sirtiga tushayotgan yorug'lik oqimini fotonlar oqimi deb tasavvur qilish mumkin. Eynshteyn fotoeffekt hodisasiga energiyaning saqlanish qonunini qo'lladi.

Metallga tushgan yorug'lik fotoni elektron bilan to'qnashib, o'zining $h\nu$ energiyasini to'liq ravishda elektronga beradi. Foton erkin elektronlar bilan to'qnashganda energiyasini to'liq ravishda erkin elektronlarga berishi mumkin bo'lmaydi. Metallda elektr o'tkazuvchanlikni ta'minlaydigan elektronlar erkin elektronlar deyiladi. Lekin elektronlar o'zaro va metall panjaraning boshqa zaryadlari bilan ta'sirlashadi. Shuning uchun ular dinamik ma'noda bog'langan elektronlar bo'lib, foton energiyasini to'liq yuta oladi. Agar foton energiyasi yetarlicha katta qiymatda bo'lsa, elektron uni metallda ushlab turgan kuchlarni yengib metalldan ajralib chiqadi. Eynshteynning tasavvurlariga muvofiq, yorug'lik fotonining $h\nu$ energiyasi elektronni metalldan uzib chiqarish uchun ketgan A chiqish ishini bajarishga va unga kinetik energiya berishga sarflanadi. Bunday

jarayonda energiyaning saqlanish qonuni amal qiladi, buni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$h\nu = A + \frac{m_e \vartheta_{\max}^2}{2}, \quad (2.8)$$

bu tenglamada $h\nu$ – yorug‘lik fotonining energiyasi,

$\frac{m_e \vartheta_{\max}^2}{2}$ – elektronning metalldan chiqqandan keyingi maksimal

kinetik energiyasi, m_e – elektronning massasi, A – chiqish ishi. Chiqish ishi deb, elektronni metallda ushlab turgan kuchlarni yengib, metalldan chiqishi uchun sarflangan energiyaga aytiladi. Chiqish ishi metallning turiga va metall sirtining holatiga bog‘liq.

(2.8) tenglamaga asosan fotoelektronning kinetik energiyasi faqat uni uzib chiqargan yorug‘lik fotonining energiyasiga bog‘liq bo‘lib, intensivlikka bog‘liq bo‘lmaydi.

(2.8) tenglama tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi. *Tashqi fotoeffekt* deyishimizga sabab shundaki, yuqorida keltirilgan hollarda fotoelektronlar moddadan tashqariga ajralib chiqadi. Ba‘zi moddalarda esa, masalan yarimo‘tkazgichlarda fotonlar ta’sirida valent zonadagi elektron bo’sh zonadagi energetik sathlarga ko‘chadi. Bu jarayon tufayli elektron modda tashqarisiga chiqmasdan, uning ichida qoladi. Shuning uchun fotoeffektning bu turi *ichki fotoeffekt* deb ataladi.

Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini to‘liq tushuntira oladi. Xususan, (2.8) tenglamadan ko‘rinadiki, tushayotgan yorug‘lik fotonining energiyasi elektronning metalldan chiqish ishidan kichik bo‘lganda, ya’ni $h\nu < A$ fotoeffekt sodir bo‘lmaydi. Bu esa fotoeffekt yuz berishi uchun qizil chegaraning mavjudligini ko‘rsatadi. Fotoeffekt amalga oshishi uchun lozim bo‘ladigan foton energiyasining eng kichik qiymati, (2.8) ifodaga asosan, elektronning metalldan chiqish ishining qiymatiga teng bo‘lishi kerak:

$$h\nu_0 = A. \quad (2.9)$$

Bu tenglikdan fotoeffektning *qizil chegarasi* – ν_0 aniqlanadi, ya’ni $\nu_0 = A/h$. Chegaraviy chastota – ν_{ch} tajribada o‘lchanadi, chiqish ishi A esa $\vartheta_{\max} = 0$ bo‘lganda, (2.8) tenglama yordamida hisoblanadi.

Eynshteyn tenglamasidan foydalanib, Plank doimiysi h ni aniqlash mumkin. Buning uchun yorug'likning ν chastotasini, A chiqish ishini tajribada topish va fotoelektronlarning kinetik energiyasini o'lchash lozim. Bunday o'lchash va hisoblashlardan Plank doimiysi uchun $h=6,63 \cdot 10^{-34}$ J-s qiymat hosil qilingan. (2.9) ifodaga asosan, *qizil chegara* tushayotgan yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, chunki yorug'lik intensivligi undagi fotonlar sonini xarakterlaydi. Foton energiyasi esa faqat chastotaga bog'liqdir. Chiqish ishi turli metallar uchun turlicha bo'ladi va bir necha elektron voltini tashkil qiladi. Kaliy, natriy va mis metallarida fotoeffektning qizil chegarasi (to'lqin uzunliklarda) mos ravishda 551; 543 va 277 nm ga teng bo'lganda chiqish ishi mos ravishda 2,25; 2,28 va 4,48 eV ni tashkil qiladi.

Eynshteyn tenglamasining asosida elektron faqat bitta fotonni yutadi degan tasavvur yotadi. Lekin intensivligi juda katta bo'lgan yorug'liklar uchun fotoeffekt qonunlari o'z kuchini yo'qotadi. Haqiqatdan ham, intensivligi juda katta bo'lgan yorug'lik bilan tajriba olib borilayotgan bo'lsa, metalldagi elektronga bir vaqtning o'zida ikkita foton tushishi mumkin. Bu holda elektron yutgan energiya ikkala foton energiyalarining yig'indisiga teng. Bunda sodir bo'ladigan fotoeffekt *ko'p fotonli fotoeffekt* deb ataladi. Tabiiyki, ko'p fotonli fotoeffektning qizil chegarasi kichik chastotalar (katta to'lqin uzunliklar) sohasiga siljiydi.

Fotoeffektning kvant nazariyasining muvaffiqiyati yorug'likning kvant tabiatini namoyon qiluvchi isbotlardan biridir. Keyinchalik yorug'likning kvant tabiati ko'pgina tajribalarda ham tasdiqlandi.

2.4-§. Fotonlar

Foton – yorug'likning *elementar zarrasi* deb tasavvur qilinadi. Issiqlik nurlanishi, fotoeffekt hodisalari foton tushunchasi asosida tushuntiriladi. Bu hodisalarni tushuntirishda yorug'lik energiyasi (ya'ni, elektromagnit energiya) fotonlarda mujassamlangan, yorug'lik energiyasi fotonlar ko'rinishida tarqaladi degan fikr asos qilib olingan. Foton energiyasi va tebranish chastotasi orasidagi bog'lanish $E=h\nu$ munosabat bilan aniqlanadi. Energiya va massaning ekvivalentlik qonuni

$$E = mc^2 \quad (2.10)$$

ifodadan foydalanilgan holda foton massasini aniqlash mumkin:

$$\begin{aligned} m_0 c^2 &= h\nu, \\ m_0 &= h\nu/c^2. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ikkinchi tomondan, har qanday zarraning massasi uning tezligi bilan nisbiylik nazariyasi asosida quyidagicha bog'langan:

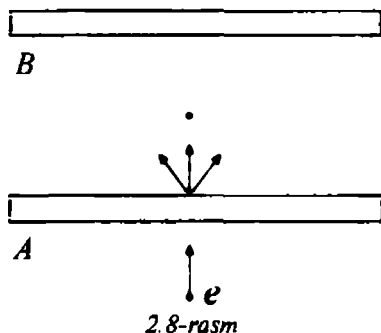
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.12)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, zarra harakatsiz (ya'ni, $\beta=0$) holda bo'lganda, uning massasi m_0 ga teng, demak, m_0 – zarraning tinch holatdagi massasidir. Tajribalarda tinch holatdagi massa m_0 o'lchandi, chunki aksariyat hollarda $\beta \ll 1$ (2.12) munosabat esa katta tezliklar bilan harakatlanayotgan zarralar uchun to'g'ri bo'ladi. U holda yorug'lik fotoni uchun (2.12) ifoda qanday bo'lishini ko'raylik. (2.8) dan

$$m_0 = m\sqrt{1 - \beta^2}. \quad (2.13)$$

Yorug'lik fotoni uchun $\beta=c$. (2.11) formuladan m_0 ning qiymati chekli kattalik ekanligi ko'rinadi. Shuning uchun (2.13) ifoda asosida yorug'lik fotonining tinch holdagi massasi m_0 ning qiymati nolga teng bo'lishi kerak, degan xulosa chiqadi. Yoki boshqacha aytganda, yorug'lik fotoni «to'xtab qolsa», uning barcha xususiyatlari yo'qoladi, ya'ni massasi ham, energiyasi ham nolga teng bo'ladi. Fotonning «to'xtashi» deganda, uning biror jism tomonidan yutilishi tushuniladi. To'xtash jarayonida fotonning energiyasi (unga ekvivalent bo'lgan massasi) yutuvchi jismga o'tadi. Natijada yutuvchi jismning energiyasi (massasi) mos ravishda ortadi. Demak, yorug'lik fotonining boshqa zarralardan (masalan, elektron, proton, neytron, atom, molekula va h.k.)dan farqi shundaki, foton tinch holdagi massasiga ega bo'lmaydi, ya'ni uning tinch holatdagi massasi nolga teng. Foton faqat harakatlanish jarayonida mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng. Demak, foton harakatlanish jarayonida mavjud bo'lib, u energiya, massa va impulska ega bo'ladi, ya'ni:

energiyasi $E = h\nu$;
 massasi $m_f = h\nu/c^2$;
 impulsi $R_f = h\nu/c$.



Fotonlarning mavjudligi bir qator tajribalarda tasdiqlandi. Bu tajribalardan biri 1922-yilda A.F. Ioffe va N.I. Dobronravovlar tomonidan o'tkazilgan tajribadir. Tajriba quyidagicha: yassi kondensatorning *A* va *B* qoplamalari orasida zaryadlangan vismut (V_i) zarrasi «muallaq» vaziyatda turadi (2.8-rasm), ya'ni zarraning og'irlik kuchi zarraga teskari yo'nalishda ta'sir etuvchi elektr kuchi bilan muvozanatlashgan bo'ladi. Kondensator qoplamalaridan biri rentgen trubkasining anodi

vazifasini bajaradi. Kichik intensivlikdagi elektronlar oqimi *A* anodga kelib urilgach, unda tormozlanadi. Natijada *A* dan bir sekunda mingga yaqin rentgen impulslari chiqariladi.

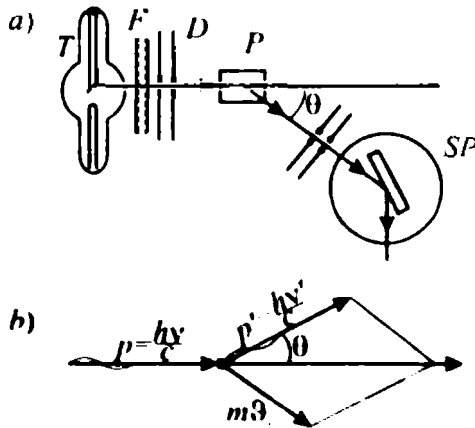
Bu rentgen nurlari ta'sirida vismut zarrasi 30 minutlar davomida bir marta titrab muvozanatdan chiqqan. Hisoblarning ko'rsatishicha, shuncha vaqt (30 minut) ichida zarra yo'nalishida bitta rentgen kvanti nurlanar ekan. Bu rentgen kvanti zarra bilan to'qnashgach, fotoeffekt hodisasi yuz beradi, ya'ni zarradan elektron ajralib chiqadi. Elektron ajralib chiqqani uchun zarraning zaryadi o'zgaradi va u muvozanat vaziyatidan chiqadi.

Bunday tajribani shunday tushuntirish mumkin. Bu tajriba rentgen nurlarining jism bilan ta'sirlashuvi kvant xarakterga ega ekanligini tasdiqlaydi. Agar rentgen nurlari to'liq tarzida tarqaladi deb qaralsa, zarradan elektronning ajralib chiqishi uchun kerak bo'ladigan energiya elektronning chiqish ishi qiymatiga yetguncha yig'ilishi kerak. Tajribada foydalanilgan rentgen nurlarining intensivligi kichik bo'lganligi uchun, bunday energiya har qancha vaqt o'tsa ham yig'ilmas ekan, huni hisoblashlar ko'rsatadi. V.I. Vavilovning fikriga ko'ra, yorug'lik oqimi ayrim fotonlarning yig'indisidan iborat bo'lsa, statistik fizika qonunlariga asosan fotonlarning fluktuatsiyasi kuzatilishi kerak. Bu fikr 1933–1942-yillarda o'tkazilgan tajribalarda tasdiqlandi. Bu esa yorug'likning foton tabiatiga ega ekanligini isbotlovchi yana bir dalildir.

2.5-§. Kompton effekti

Mikrozarralarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligini tasdiqlaydigan hodisalardan biri 1923-yilda amerikalik fizik A.X. Kompton tomonidan kashf etildi va uning nomi bilan Kompton effekti deb ataldi. *Kompton effekti* hodisasi rentgen nurlarining sochilishi ustida Kompton tomonidan o'tkazilgan tajribalarda aniqlandi. Kompton tajribasi rentgen nurlarining yadro bilan elektronlari kuchsiz bog'langan moddalarda (grafit, parafin va b.) sochilishini kuzatish orqali amalga oshirildi.

Tajriba sxemasi 2.9 a-rasmda tasvirlangan. T rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlanishlari F filtr va D diafragma yordamida ingichka monoxromatik dasta shakliga keltirilgan holda sochuvchi modda kristall P ga tushadi. K kristallda ma'lum θ burchak ostida sochilgan rentgen nurlanishining to'lqin uzunligi SP spektrograf yordamida aniqlanadi. Tajriba natijalari asosida Kompton sochilgan rentgen nurlari dastasida ikkita to'lqin uzunligi mavjudligini aniqladi: dastlabki rentgen nurlari to'lqin uzunligi $-\lambda$ va qo'shimcha to'lqin uzunligi $-\lambda'$. λ' to'lqin uzunlik λ to'lqin uzunlikka qaraganda katta ($\lambda' > \lambda$). λ' ning qiymati sochilish burchagi θ ga bog'liq bo'lib, sochuvchi modda tabiatiga bog'liq emas (θ - dastlabki va sochilgan rentgen nurlari dastalari yo'nalishlari orasidagi burchak). Tushayotgan dastlabki va sochilgan rentgen nurlari to'lqin uzunliklari farqi ($\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$) ning sochilish burchagiga bog'liqligi quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:



2.9-rasm

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.14)$$

bunda K – Kompton doimiysi.

Kompton 1923-yilda Dj.Djensining matematik hisoblashlariga asoslanib, rentgen nurlari haqida quyidagi g'oyani ilgari surdi: rentgen nurlari fotonlar oqimidan iborat bo'lib, boshqa zarralar kabi aniq impulsga ega. Fotonlarning elektronlarda sochilishi foton bilan elektron orasidagi elastik to'qnashuvdir (foton – tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lgan zarra). Fotonlarning elektronlarda elastik sochilishi natijasida fotonlar to'lqin uzunligining o'zgarishi hodisasiga *Kompton effekti* deyiladi.

Elektronga tushayotgan rentgen nurlarining energiyasi elektronning atomdagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lganda *Kompton effekti* kuzatiladi. Bunday holda elektron erkin deb hisoblanishi mumkin. Rentgen nurlari elektron bilan elastik to'qnashganda o'z energiyasi va impulsining ma'lum qismini elektronga beradi. Kompton sochilishining energetik va burchak xarakteristikalari elastik to'qnashuv uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlari orqali aniqlanadi.

Energiyasi $h\nu$ bo'lgan rentgen fotoni elektron bilan elastik to'qnashib energiyasining bir qismini elektronga berganda, energiyasi $h\nu'$ ga kamayadi, to'lqin uzunligi esa λ' ga ortadi, harakat yo'nalishi ham o'zgaradi. Bunday hodisani klassik to'lqin nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi. Agar foton kvant mexanikasi nuqtai nazaridan

impulsi $P = \frac{h}{\lambda}$ bo'lgan zarra deb va uning elektron bilan ta'sirlashuvi

elastik to'qnashuv qonunlari asosida qaralsa, Kompton effekti to'g'ri tushuntiriladi. Foton tinch holatdagi erkin elektronda elastik sochilayotgan bo'lsin. Bunday to'qnashuv sxemasi 2.9 b-rasmda keltirilgan. Fotonning elektron bilan to'qnashuvgacha energiyasi

$E_f = h\nu$ va impulsi $P_f = \frac{h\nu}{c}$ bo'lsin. Tinch holatdagi elektronning

to'qnashuvgacha energiyasi $E_e = m_0c^2$ va impulsi $P_e = 0$ bo'lsin. To'qnashuvda foton o'z energiyasining ma'lum qismini elektronga

beradi. Natijada to'qnashuvdan so'ng elektron E'_f energiyaga va

$P = m\mathcal{g}$ impulsiga ega bo'ladi (bu formulalarda $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\mathcal{g}^2}{c^2}}}$).

To'qnashuvdan so'ng foton $E'_f = h\nu'$ energiyaga va $P'_f = \frac{h\nu'}{c}$

impulsiga ega bo'ladi. Bunda sochilgan foton energiyasi va impulsi dastlab tushayotgan foton energiyasi va impulsidan kichik bo'ladi, to'liq uzunligi esa katta bo'ladi.

Foton va tinch holatdagi erkin elektronning elastik to'qnashuvi tufayli vujudga kelgan to'liq uzunligining o'zgarishi $\Delta\lambda$ ni aniqlash uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$E_f + E_e = E'_f + E'_e, \quad (2.15)$$

$$P_f = P'_f + P'_e. \quad (2.16)$$

(2.15) va (2.16) tenglamalar birgalikda yechilganda fotonning elektron bilan elastik to'qnashuvda foton to'liq uzunligining o'zgarishi $\Delta\lambda$ ni aniqlaydigan formula hosil bo'ladi:

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.17)$$

(2.14) va (2.17) formulalar taqqoslanganda $K = \frac{h}{m_0 c}$ ekanligi

ko'rinadi. K – elektronning Kompton to'liq uzunligi deyiladi. Kompton o'tkazgan tajribalarida elektronning to'liq uzunligi bo'lgan kattalikni o'lchashga muvaffaq bo'ldi. K ning tajribada aniqlangan qiymati $K = 2,43 \cdot 10^{-10} \text{m}$. Tajribalarda elektronning Kompton to'liq uzunligi K rentgen nurlanishi to'liq uzunligidan kichikligi ko'rsatildi. (2.17) formula orqali hisoblangan natijalar tajriba natijalari bilan mos keladi. Bu esa elektromagnit to'liqlarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligi haqidagi tasavvurlarning to'g'riligini isbotlaydi.

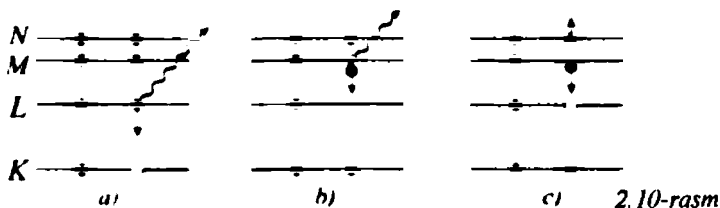
2.6-§. Oje elektronlari

Rentgen nurlari moddadan o'tganda modda atomlarining elektronlari bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bunday o'zaro ta'sirning ehtimoliyati rentgen nurlarining sochilishida, fotoelektrik yutilishida katta bo'ladi. Fotoeffekt hodisasida fotoelektron va ichki elektron qobig'ida bo'sh o'rin hosil bo'lgan atom vujudga keladi. Bo'sh o'rin yuqorigi elektron qobiqlardan o'tgan elektron bilan to'ldiriladi. Bunday o'tishlarda ma'lum energiyaga ega bo'lgan xarakteristik rentgen nurlanishi chiqadi yoki bu nurlanish energiyasi atomning tashqi qobiqdagi elektroniga beriladi. Energiya olgan tashqi qobiqdagi elektron atomdan ajralib chiqadi. Bunday jarayon *Oje effekti* deyiladi. Atomdan ajralgan elektronlar esa *Oje elektronlari* deyiladi. Oje elektronlari fotoeffekt tufayli uyg'ongan atomlarning sezilarli darajadagi energiyasini olib ketadi. Oje effekti, ayniqsa elektromagnit o'tishlar man qilingan hollarda, masalan, O-O o'tishlarda kuchli namoyon bo'ladi.

Oje effektida oddiy ionlashgan atom o'rniga ikki marta ionlashgan atom hosil bo'ladi. K qobiqda bo'sh qolgan o'ringa L qobiqdan elektron o'tishida hosil bo'lgan rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $h\nu = E_K - E_L$ bo'ladi. L qobiqdagi bo'sh o'ringa M qobiqdan elektron o'tishi mumkin. U vaqtda hosil bo'lgan rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $h\nu = E_L - E_M$ bo'ladi.

2.10-rasmda fotoeffekt natijasida K qobiq elektroni yo'qotilgan atomda rentgen kvantlari va Oje elektronlarining hosil bo'lishi ko'rsatilgan. 2.10 a-rasmda elektronning L qobiqdan K qobiqdagi bo'sh o'ringa o'tishida energiyasi $h\nu_1 = E_K - E_L$ bo'lgan rentgen kvantining hosil bo'lishi tasvirlangan. Agar L qobiqda bo'sh o'rin bo'lsa, bu o'ringa M qobiqdan elektron o'tishida energiyasi $h\nu_2 = E_L - E_M$ bo'lgan rentgen kvanti hosil bo'ladi (2.10 b-rasm). Lekin rentgen kvanti hosil bo'lishi o'rniga L qobiqdagi bo'sh o'ringa M qobiq elektroni o'tadi, ortiqcha energiya esa rentgen kvanti sifatida chiqarilmasdan, balki N qobiq elektroniga beriladi va bu elektron atomdan ajraladi (2.10 c-rasm). Bu elektron *Oje elektroni* bo'lib, uning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E = E_L - E_M - E_N.$$



Demak, rentgen nurlarining fotoeffekt hodisasini hosil qilishida bir marta va ikki marta ionlashgan atomlar, xarakteristik rentgen nurlari va Oje elektronlari hosil bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Tormozlanish rentgen nurlanishining hosil bo'lishini tushuntiring.
2. Tormozlanish rentgen nurlanishining spektri qanday ko'rinishda va spektrdagi egri chiziq nimani ifodalaydi?
3. Tormozlanishdagi rentgen spektrining λ_{\min} qisqa to'liqlik chegarasi va tezlatuvchi kuchlanish U orasidagi bog'lanish qanday formula orqali ifodalangan?
4. Qisqa to'liqlik chegaraning mavjudligi nurlanishning qanday xossasidan kelib chiqadi?
5. Issiqlik nurlanishi spektridagi egri chiziq maksimumi qaysi vaqtda qisqa to'liqlik uzunliklar tomon siljiydi?
6. Fotoeffekt hodisasi qanday hodisa va u kim tomonidan ochilgan?
7. Stoletov qonunlarini tushuntiring.
8. Fotoeffekt qizil chegarasining formulasi qanday va uning mohiyati nimadan iborat?
9. Eynshteyn formulasini yozing va uni izohlab bering.
10. Fotoeffekt hodisasi qanday elektronlarda hosil bo'ladi?
11. Kompton effekti qanday hodisa hamda bu hodisani kim va qachon kuzatgan?
12. Kompton effekti qanday elektronlarda sodir bo'ladi?
13. Kompton sochilishda energiya va impuls saqlanish qonunlarini yozing va tushuntiring.
14. Kompton sochilishda to'liqlik uzunligining o'zgarishi qaysi formula orqali ifodalanadi?
15. Xarakteristik rentgen nurlari qanday hosil bo'ladi va ularning tabiati qanday?
16. Oje elektronlarining hosil bo'lishini tushuntiring.
17. Fotoeffekt hodisasidan amalda qanday foydalaniladi?

III BOB

ZARRALAR VA TO'LIQLAR

3.1-§. Mikro va makrozarralarning to'liqin xususiyatlari

Kvant mexanikasida o'rganiladigan namunalarning (mikrozarralar – elektron, proton, neytron, yadro, atom va boshq.) chiziqli o'lchami 10^{-8} – 10^{-15} m tartibidadir. Agar zarra $v \ll c$ tezlik bilan harakatlansa, norelyativistik kvant mexanikasi bilan ish ko'riladi. Mikrozzarralar ustida o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, mikrozzarralar ham to'liqin, ham zarra xossasiga ega. To'liqin xossasi ularning tarqalish jarayonida (interferensiya, difraksiya hodisalari), zarra xossasi esa zarralarning o'zaro ta'sirida (fotoeffekt, kompton effekti va boshqalarda) namoyon bo'ladi. Oddiy ko'z bilan ko'rish mumkin bo'lgan zarralar *makrozarralar* deyiladi. Mikro va makrozarralar orasida muhim farq yo'q. Zarralarda to'liqin xossalari namoyon bo'lishi uchun zarralar tarqalishi jarayonida paydo bo'ladigan to'liqin uzunligi zarralar sochiladigan namunaning o'lchamidan katta bo'lishi kerak, ya'ni $\lambda \gg d$ bo'lishi talab qilinadi. Bunda d – namunaning o'lchami, λ – tarqalayotgan zarraning to'liqin uzunligi. $\lambda \gg d$ bo'lgan hollarda zarraning tarqalish jarayonida uning to'liqin xossasi namoyon bo'ladi va bunda kvant mexanikasi qonunlarini tatbiq qilish toz. $d \gg \lambda$ bo'lgan hollarda zarraning to'liqin xossasi namoyon bo'lmaydi, bu holda kvant mexanikasini tatbiq qilish talab qilinmaydi. Makrozarralar harakatidagi to'liqin uzunligi juda kichik bo'lib, uni hisobga olmaslik mumkin. Mikrozzarralarning to'liqin xossasiga ega ekanligini aniqlash maqsadida Devidson va Jermerlar tomonidan o'tkazilgan tajribalarda elektronlarning de-Broyl to'liqin uzunligi $\lambda = 1 \text{ \AA}$ tartibda bo'lgan. Elektronlar kristall panjara tugunlaridagi atomlarda sochiladi. Kristall panjara tugunlari orasidagi masofa $d \approx 1 \text{ \AA}$ tartibidadir. Shuning uchun ham Devidson va Jermer tajribalarida elektronlar difraksiyasi yaqqol namoyon bo'ladi. Zarralarning energiyasi oshirilganda, ularning to'liqin uzunligi kamayadi. Energiyasi 1 GeV gacha tezlatilgan

elektronlarning to‘lqin uzunligi $\lambda = 10^{-13}$ sm tartibda bo‘ladi. Bunday elektronlarning kristallarda sochilishida to‘lqin xossalari kuzatilmaydi, chunki kristall panjara tugunlari orasidagi masofa $d = 1 \text{ \AA} = 10^{-8}$ sm, ya‘ni $d \gg \lambda$. Lekin agar shu elektronlar o‘lchami $d = 10^{-13}$ cm bo‘lgan namunalardan sochilsa, ularning to‘lqin xossalari namoyon bo‘ladi. Shuning uchun ham o‘lchami $R = 10^{-13}$ sm bo‘lgan yadrolar va nuklonlar tuzilishini o‘rganishda elektronlar energiyasi 1 GeV dan ortiq energiyagacha tezlashtiriladi.

Massasi 1 mg va tezligi 1 mk/s bo‘lgan makrozarraning (masalan, chang zarrasining) to‘lqin uzunligini hisoblash mumkin:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{m\upsilon} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-3} \cdot 10^{-4}} = 6,6 \cdot 10^{-20} \text{ sm}.$$

Bundan makrozarralarning to‘lqin uzunligi hisobga olmaslik darajada kichik ekanligini ko‘rish mumkin. Bunday makrozarralarning to‘lqin xususiyati namoyon bo‘lmaydi.

3.2-§. De-Broyl gipotezasi

Yorug‘likning interferensiya va difraksiya hodisalarini hosil qilishi, uning to‘lqin xususiyatiga ega ekanligini tasdiqlaydi. Yorug‘likning fotoeffekt, kompton effekti hodisalarda ko‘rinishi esa uning korpuskulyar (zarra) xususiyatiga ega ekanligini ko‘rsatadi. Shunday qilib, yorug‘likning bir vaqtda ham to‘lqin ham korpuskulyar xususiyatlarga, ya‘ni to‘lqin-zarra dualizm xususiyatiga ega ekanligi aniqlangan. Bu xususiyatlar bir-birini istisno qilmaydi, balki bir-birini to‘ldiradi. Yorug‘likning ham to‘lqin ham korpuskulyar xususiyatga ega bo‘lishligi uzoq vaqtlargacha sezilarli bo‘lmadi. Elektromagnit to‘lqinlarning korpuskulyar xususiyatiga ega ekanligi aniqlangandan so‘ng moddiy zarralar ham to‘lqin xususiyatiga egami, degan savol tug‘iladi. Bu savolga kvant mexanikasi nazariyasining asoschilaridan biri fransuz fizigi Lui de-Broyl javob berdi. De-Broyl dualizm faqat optik hodisalarga xos xususiyat bo‘lmay, balki universal ahamiyatga ega, degan fikrni ilgari surdi.

De-Broyl 1924-yilda barcha moddiy zarralar korpuskulyar xususiyatga ega bo‘lishi bilan birga to‘lqin xususiyatga ham ega, degan o‘z gipotezasini taklif qildi. Endi zarraning korpuskulyar va

to'liqin xususiyatlarini bog'lovchi munosabatlarni chiqarish kerak edi. De-Broyl to'liqin va korpuskulyar manzaralarning biridan ikkinchisiga o'tish qoidalarini moddiy zarralar holiga tatbiq etdi. Erkin fazoda 9 doimiy tezlik bilan harakatlanayotgan m massali moddiy zarra (masalan, elektron) mavjud bo'lsin. Korpuskulyar manzarada zarra E energiya va P impuls bilan xarakterlanadi, to'liqin manzarada ν chastota va λ to'liqin uzunligi bilan aniqlanadi. Agar to'liqin va zarra manzaralar bitta namunaning turli jihatlari bo'lsa, u holda ularni xarakterlovchi kattaliklar orasidagi bog'lanish quyidagi munosabatlar orqali ifodalanadi:

$$E = h\nu, \quad (3.1)$$

$$p = \frac{h}{\lambda}, \quad (3.2)$$

yoki

$$E = \hbar\omega, \quad (3.3)$$

$$P = \hbar k. \quad (3.4)$$

Bu formulalarda: h – Plank doimiysi, $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s yoki

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s},$$

P – zarra impuls, E – zarra energiyasi, ω – doiraviy (siklik) chastota, $\omega = 2\pi\nu$; ν – chiziqli chastota, λ – de-Broyl to'liqin uzunligi, k – to'liqin vektori. k ning absolut qiymati:

$$|k| = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.4a)$$

(3.2) ifodadan:

$$\lambda = \frac{h}{p}; \quad P = \hbar k. \quad (3.4b)$$

Tinch holatdagi massasi nolga teng bo'lmagan zarralar uchun $P=m\theta$, kichik tezliklar uchun m o'zgarmasdir. Yorug'lik tezligi bilan taqqoslanuvchi tezliklar uchun relyativistik massa

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ yoki } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.5)$$

formula orqali tezlikka bog'liq bo'ladi. (3.5) formulada: m – zarraning harakat jarayonidagi massasi, m_0 – zarraning tinch holatdagi massasi, v – zarra tezligi, c – yorug'lik tezligi. Tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lgan zarralar uchun de-Broyl to'liq uzunligi

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} \quad (3.6)$$

Shunday qilib, de-Broyl gipotezasini quyidagicha ta'riflash mumkin: *m massa va E energiyaga ega bo'lgan moddiy zarra korpuskulyar xususiyatga ega bo'lishi bilan birga to'liq xususiyatiga ham egadir.* Zarralarning korpuskulyar va to'liq xususiyatlarini bog'lovchi (3.1), (3.2) yoki (3.3), (3.4) tenglamalar de-Broyl tenglamalari deyiladi.

3.3-§. De-Broyl to'liqlarining xususiyatlari

Mikrozarralarning harakati to'liqlar bilan ifodalanganda, ularning tarqalishi amalga oshadi. Fotonlarning tarqalishi, ya'ni yorug'likning ω burchak chastotasi va k to'liq vektori bilan tarqalishi yassi to'liq bilan ifodalanadi:

$$\psi(r, t) = A e^{-i(\omega t - kr)}, \quad (3.7)$$

(3.7) formulada ω va k ni (3.3) va (3.4) formulalar asosida energiya E va impuls P bilan almashtirilganda, (3.7)ni quyidagicha yozish mumkin:

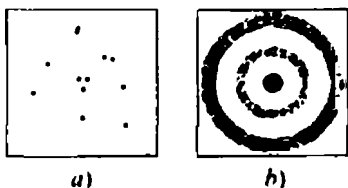
$$\psi(r, t) = A e^{i(Et - Pr)}, \quad (3.8)$$

(3.8)da $i = \sqrt{-1}$ kompleks son, A – to'liq amplitudasi, E_t – zarraning energiyasi, P_r – zarraning impulsini.

(3.8) formulada keltirilgan fotonning to'liq funksiyasi yorug'lik to'liqidir. Zarralar uchun esa (3.8) ifoda de-Broyl yassi to'liqini deyiladi. Kvant mexanikasida to'liq funksiyasini «psi funksiya»

deb ataladi. De-Broyl to'liqlari tarqaladi, interferensiya va difraktsiya hodisalarini hosil qiladi.

De-Broyl to'liqlarining ehtimollik xususiyati. Zarralarning to'liq xususiyati ularning bir vaqtda birdaniga ko'p sonda bo'lib, harakat qilishida namoyon bo'ladi, degan fikr tug'ilishi mumkin. Lekin bunday emas. Biberman, Sushkin va Fabrikant kabi olimlar tomonidan o'tkazilgan tajribalarda elektronlar sochuvchi yupqa metall plastinka orqali o'tkazilgan va har bir sochilgan elektron fotoplastinkada qayd qilingan. Elektronlar fotoplastinkaning turli nuqtalariga tushgan, birinchi qarashda elektronlar butun fotoplastinkaga bo'ylab tartibsiz taqsimlangandek ko'rinadi. Lekin ko'p sondagi elektronlar sochilishidan aniqlandiki, fotoplastinkaga tushgan elektronlar tasodifan taqsimlangan bo'lmasdan, balki intensivliklarning maksimum va minimumlarini hosil qiladi (3.1 b-rasm), ularning holati difraksion formulalar bilan hisoblanishi mumkin. Har bir alohida elektronning harakati difraksion manzara bilan aniqlanishi kuzatildi. De-Broyl to'liqlari va foton orasidagi, yorug'lik to'liqini va foton orasidagi bog'lanishni qanday tushunish mumkin degan savol tug'iladi. Bor (3.8) ifodadagi de-Broyl to'liqini



3.1-rasm

amplitudasi A ni fazoning ma'lum bir joyida zarraning topilish ehtimoliyati amplitudasi deb qarashni taklif qildi. Ehtimollik amplitudasi degan iborani shunday ma'noda tushunish kerakki, bunda zarraning topilish ehtimoliyati to'liq amplitudasi A bilan emas, balki amplituda moduli kvadrati $|A|^2$ bilan aniqlanadi.

De-Broyl to'liqlarining ehtimolli xossasi intensivligi kichik bo'lgan elektronlar dastasining difraksiyasida ham namoyon bo'ladi. Har bir alohida elektronlarning harakati difraksion manzara bilan aniqlanadi, lekin bu aniqlanishga ehtimollik bilan qaraladi. Alohida elektronning fotoplastinkaga tushish joyini oldindan aytish mumkin emas. Lekin sochilayotgan elektronlar sonining ortishi bilan ularning taqsimlanish ehtimolligining taqsimlanish qonunidan, ya'ni $|A|^2$ dan oz farq qiladi. ψ funksiyaning ehtimollikli ma'nosi ba'zan noto'g'ri tushuniladi. Klassik fizika bo'yicha mikrozarra doim bir joyda

bo'ladi, lekin bu joy bizga ma'lum emas, to'liq funksiyasi esa mikrozarraning fazoning turli nuqtalarida topilish ehtimolligini ko'rsatadi, deb qarash mumkin. Bunday hol gazlarning klassik kinetik nazariyasida kuzatiladi. Bu nazariyada ma'lum vaqtda har bir zarraning o'z o'rnini bor, lekin zarralar soni ko'p, hammasini kuzatish mumkin emas, shuning uchun ularning faqat taqsimlanish ehtimolligi hisoblash mumkin. Bunday nuqtai nazar esa interferensiya hodisasiga qarama-qarshidir. Zarra turgan nuqtadan kelayotgan to'liqlarning Gyugens prinsipiga asosan bir-birining ustiga tushishini qarash ma'noga ega emas. Interferension hisoblar hamma nuqtalarning to'liq teng huquqligini yoki tajribada har ikkala tirqishning tengligini nazarda tutadi. Kvant fizikasida model tasavvurlari klassik fizikadagidek rol o'ynamaydi. Lekin, agar model tasavvurlari jihatidan qaralsa, ψ funksiya amplitudasi asosida elektronni fazoga *bo'yalgan* deb tasavvur qilish mumkin. Agar elektron modda bilan ta'sirlashsa, u xuddi bir nuqtaga «to'planib» bir butunligicha ta'sirlashadi. Ta'sirlashgandan so'ng elektron dastlabki ψ funksiya bilan ifodalanmaydi. Endi uning taqsimlanishi juda kichik bo'lib, fotoplastinkaning qoraygan qismlarida noldan farqli bo'ladi.

Bunday *bo'yalish* nima uchun klassik obyektlarda kuzatilmaydi? Nima uchun elektron ikkita tirqishdan o'tadi, futbol to'pi esa birdaniga ikkita darvozada bo'la olmaydi? Bu savollarga quyidagicha javob berish mumkin: to'pning harakatini ifodalovchi de-Broyl to'liq uzunligi to'pning o'z o'lchamidan juda kichik. Shuning uchun to'pni *bo'yalgan* deb qarab bo'lmaydi va difraksiya hodisasini kuzatish mumkin emas.

Klassik mexanikada zarraning trayektoriyaga ega bo'lishi uning asosiy xossalardan biridir. Zarra ma'lum bir joyda bo'lgan vaqtda boshqa joylarda bo'la olmaydi. Klassik to'liq optikasida, aksincha, to'liq bir vaqtda fazoning ko'p joylarida bo'la oladi. Kvant nazariyasi tasavvurlariga asosan barcha mikrozarralar to'liq singari bir vaqtda fazoning ko'p nuqtalarida bo'la oladi. Shuning uchun ham mikrozarralar (elektron, proton, foton va boshqalar) trayektoriyaga ega bo'la olmaydi. Lekin mikrozarralarda klassik zarralarning xarakteristikallari bo'lgan zaryad, massa va energiya tushunchalari saqlanadi.

Tajribaning mikrozarra holatiga ta'siri. Elektronlar difraksiyasi ustida o'tkazilgan tajribada tirqishdan o'tgan har bir elektron fotoplastinkada qayd qilinadi va fotoplastinkada kumush bromidning biror kristalini qoraytiradi. Bu elektronlardan istalgani kumush bilan ta'sirlashganicha difraksion manzara ko'rinishida fazoda *bo'yalgan* bo'ladi. Ta'sirlashgandan keyin u endi *bo'yalmagan*, balki plastinaning aniq bir nuqtasida bo'ladi. Demak, elektronning ψ funksiyasi ta'sirlashish natijasida o'zgardi. Tajribalar har doim mikrozarralar holatini o'zgartiradi. U vaqtda zarraning tajribadan oldingi holati emas, balki tajribadan keyingi holati aniqlanadi. Kumushning qorayishini aniqlash orqali elektronning plastinka bilan ta'sirlashgandan keyin uning qayerda bo'lish joyini bila olish mumkin. Ta'sirlashishgacha zarraning holati murakkab difraksion manzara bilan ifodalangan bo'lsada, bu tajribada uni aniqlab bo'lmaydi. Buni tirqishdan o'tkazilgan katta sondagi elektronlarning taqsimlanishini kuzatgandan so'ng bilish mumkin bo'ladi. Mikrozarralar fizikasida har qanday tajriba, zarralar to'g'risida biror yangilikni bilishga urinish mikrozarralar holatini, ularning to'lqin funksiyasini o'zgartiradi. Makrodunyoda o'lchov quollarining tekshiriladigan namunaga ta'siri juda kichik bo'lib, klassik fizikada bu ta'sirni hisobga olmaslik mumkin. Mikrodunyoda esa bu ta'sir katta bo'lib, ko'pincha aniq bir ahamiyatga ega bo'ladi.

Yassi to'lqinlar va fazaviy tezlik. Optika kursidan ma'lumki, ω — doiraviy chastota va k — to'lqin vektoriga ega bo'lgan yassi to'lqin kompleks ko'rinishda quyidagi funksiya orqali ifodalanadi:

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

bu formulada A — to'lqin amplitudasi.

Agar de-Broyl tenglamalari $E = \hbar\omega$ va $P = \hbar k$ hisobga olinsa, P impuls va E energiyaga ega bo'lgan mikrozarra to'lqin xususiyati quyidagi yassi to'lqin funksiyasi bilan aniqlanadi:

$$\psi(r, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - Pr)}. \quad (3.9)$$

To'lqinning fazaviy tezligi deb, to'lqinning barcha nuqtalari doimiy faza bilan harakat qilgandagi tezligiga aytiladi. Agar x o'qi P vektor bo'yicha yo'nalgan bo'lsa, fazaning doimiylik sharti:

$$Et - Px = \text{const} \quad (3.10)$$

bo'ladi. De-Broyl to'liqlarining fazaviy tezligi (3.10) tenglamani vaqt bo'yicha differensiallash orqali hisoblanadi:

$$E - P \frac{dx}{dt} = 0. \quad (3.10a)$$

(3.10a)dan

$$\frac{dx}{dt} = \vartheta_f = \frac{E}{P} = \frac{mc^2}{m\vartheta} = c \frac{c}{\vartheta},$$

yoki

$$\vartheta_f = \frac{c^2}{\vartheta}. \quad (3.11)$$

(3.11) formulada ϑ – zarraning tezligi, c – yorug'lik tezligi. $\vartheta < c$ bo'lganligi sababli de-Broyl to'liqlarining fazaviy tezligi yorug'lik tezligidan katta bo'ladi. Lekin bunday natija yorug'lik tezligidan katta tezlik bo'lishini taqiqlaydigan nisbiylik nazariyasi tushunchalari bilan qarama-qarshi bo'la olmaydi. Chunki nisbiylik nazariyasi harakat tezligi orqali massa va energiya ko'chiriladigan jarayonlar uchun to'g'ridir. Fazaviy tezlik esa zarraning massasi va energiyasining ko'chirilish tezligi bilan bog'liq bo'lmagan tezlikdir. Fazaviy tezlik kuzatilmaydigan tezlikdir. Massa va energiyaning ko'chirilishi zarraning o'z tezligi bilan xarakterlanadi. Zarraning o'z tezligi de-Broyl to'liqlarining guruhiy tezligi bilan aniqlanadi.

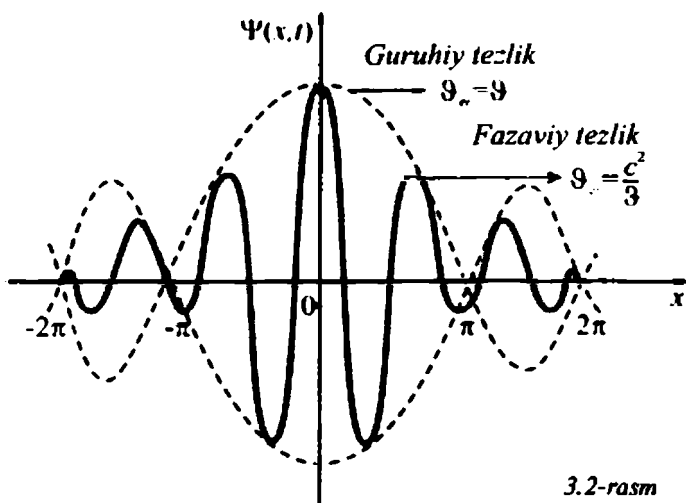
To'liqin paket va guruhiy tezlik. Yassi to'liqinlardan to'liqinlar guruhini tuzish mumkin, ya'ni to'liqin soni k kichik oraliqda bo'lgan to'liqinlar to'plamini tuzish mumkin. Boshlang'ich holda zarraning holati bir-birining ustiga tushgan ko'p sondagi yassi monoxromatik to'liqinlar bilan ifodalanadi. Bu to'liqinlarning har biri o'z tezligi bilan harakat qiladi. Chastotasi har xil bo'lgan yassi to'liqinlar qo'shilishidan hosil bo'lgan va aniq bir maksimum amplitudaga ega bo'lgan to'liqinlar guruhi to'liqin paket deyiladi. *To'liqin paket shunday tuzilmaki, vaqtning ma'lum bir qiymatida fazoning kichik bir sohasida to'liqinlar bir-birini kuchaytiradi. Bu sohadan tashqarida esa to'liqin maydoni nolga teng bo'ladi. Bunday to'liqin paket zarraning o'zidir. To'liqin paketni chastotasi ω_0 va amplitudasi $A(k)$ bo'lgan bitta to'liqin*

deb qarash mumkin. To'liqin paket guruhiy tezlik bilan harakatlanadi. To'liqin paketni, ya'ni to'liqinlar guruhini quyidagi to'liqin funksiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int A(k) e^{i(kx - \omega t)} dk, \quad (3.12)$$

Amplituda $A(k)$ to'liqin sonlarining tor oralig'i ($k_0 - \varepsilon, k_0 + \varepsilon$)da noldan farq qiladi, (3.12) ifodada $1/2\pi$ ko'paytma Fure integrallarida qabul qilingan belgilashlar bilan mos keltirish uchun yozilgan.

Vaqt o'tishi bilan to'liqin paketining shakli va o'lchami o'zgaradi. Fure o'zgartirishlaridan kelib chiqqan holda fazoda to'liqin paketining uzunligi uchun quyidagicha xulosa qilish mumkin: (3.12) formulada amplituda $A(k)$ to'liqin sonining qanchalik kichik intervalida noldan farq qilsa, shunchalik to'liqin paketning fazoviy o'lchami katta bo'ladi. 3.2-rasmda $t=0$ bo'lgan vaqtda to'liqin paket tasvirlangan. Punktir chizig'i to'liqin amplitudasining x koordinataga bog'liqligini ifodalaydi. Rasmdan ko'rinadiki, to'liqin paket x o'qning kichik qismida quyulqashgan. To'liqin paket bir joyda turmaydi, balki uning har bir maksimumi (qalin egri chizig'i bilan ko'rsatilgan) x o'qi bo'ylab guruhiy tezlik bilan harakatlanadi. Har bir maksimumning balandligi doimiy emas, ularning x o'qi bo'yicha harakatiga bog'liq ravishda biri ortib borsa, ikkinchisi kamayib boradi.



3.2-rasm

Guruhiy tezlikni hisoblash uchun (3.12) ifodani $t = 0$ bo'lgan hol uchun yozamiz:

$$\psi(x, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ikx} dk, \quad (3.13)$$

bunda $\psi(x, 0)$ boshlang'ich $t=0$ bo'lgan vaqtda fazoda to'liqin paketni ifodalaydi.

(3.13) formuladan

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) \exp \left[ik \left(x - \frac{d\omega_0}{dk_0} t \right) \right] dk = \psi \left(x - \frac{d\omega_0}{dk_0} t, 0 \right).$$

U vaqtda:

$$\psi(x, t) = \psi \left(x - \frac{d\omega_0}{dk_0} t, 0 \right) \exp \left[-i \left(\omega_0 - k_0 \frac{d\omega_0}{dk_0} \right) t \right]. \quad (3.14)$$

Bu to'liqin paketning amplitudasi quyidgicha:

$$|\psi(x, t)| = \left| \Psi \left(x - \frac{d\omega_0}{dk_0} t, 0 \right) \right|. \quad (3.15)$$

Demak, birinchi yaqinlashishda to'liqin o'z shaklini o'zgartirmasdan harakatlanadi. To'liqin paketning tezligi (3.15) ifodaning o'ng tomonini t bo'yicha differensiallash bilan aniqlanadi:

$$\frac{d}{dt} \left(x - \frac{d\omega_0}{dk_0} t \right) = 0. \quad (3.16)$$

Bu kattalik to'liqin paketning *guruhiy tezligi* deyiladi va quyidagi ifodaga teng bo'ladi:

$$g_{guruh} = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=k_0}. \quad (3.17)$$

De-Broyl to'liqinlari uchun guruhiy tezlik:

$$g_{guruh} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dP} \quad (3.18)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar energiya uchun

$$E = c\sqrt{P^2 + m_0^2 c^2}$$

ifoda hisobga olinsa, guruhiy tezlik:

$$\vartheta_{guruh} = \frac{cP}{\sqrt{P^2 + m_0^2 c^2}} = \frac{c^2 P}{E} = \frac{c^2 m\vartheta}{(mc^2)} = \vartheta, \quad (3.18a)$$

yoki

$$\vartheta_{guruh} = \vartheta. \quad (3.19)$$

Demak, de-Broyl to'liqlarining guruhiy tezligi xossasi shu to'liqlar bilan aniqlanadigan zarra tezligiga teng. (3.11) va (3.19) formulalar taqqoslanganda, de-Broyl to'liqlarining fazaviy va guruhiy tezliklari orasidagi muhim bog'lanish kelib chiqadi, ya'ni:

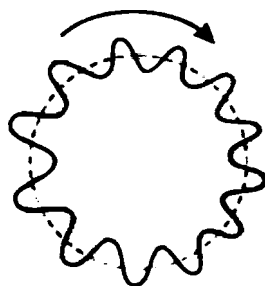
$$\vartheta_g = \vartheta_f = c^2. \quad (3.20)$$

(3.18a) formula zarrani to'liq paket sifatida tasavvur qilish mumkin degan fikrni tug'dirsada, lekin bu mumkin emas.

To'liq paket gipotezasining kamchiligi. To'liq paket gipotezasining to'g'ri emasligining sababi quyidagicha: zarra turg'un hosila hisoblanadi. U o'z harakati davomida o'zgarmaydi, o'z holda qoladi. Zarrani ifodalaydigan to'liq paket ham vaqt o'tishi bilan o'z harakati davomida o'zining fazoviy shaklini, kengligini saqlashi kerak. Lekin to'liq paket bunday xossaga ega emas, u faqat birinchi yaqinlashishdagina o'zining shakli va kengligini saqlaydi. Vaqt o'tishi bilan esa to'liq paket yoyilib ketadi, o'z shakli va kengligini saqlamaydi. Buning sababi paketni hosil qilgan to'liqlarning fazaviy tezliklarining dispersiyasidir. Natijada tezroq harakatlanayotgan to'liqlar ilgarilab ketadi, sekin harakatlanayotganlari esa o'rtacha tezlikli to'liqlardan orqada qoladi. Shuning uchun zarrani to'liq paket deb tasavvur qilish to'g'ri bo'lmaydi. Lekin bunday xulosa chiziqli tenlamalar bilan ifodalanadigan to'liqlarga to'g'ri keladi. Chiziqlimas to'liqlar uchun esa ahvol boshqacha, to'liqlar qo'shilgan bo'lishi mumkin, bunday to'liqlar fazoning kichik sohasida to'plangan bo'lib, shakl va o'lchamini o'zgartirmasdan harakatlanadi.

Kvantlash qoidasi. De-Broyl bir elektronli atom uchun Borning kvantlash qoidasi bo'lgan $L = n\hbar$ ifodani tushuntirishda fazaviy to'liqlar haqidagi tasavvurlardan foydalandi. De-Broyl doiraviy orbita bo'ylab yadro atrofida harakatlanayotgan fazaviy to'liqinni ko'rib chiqdi. Agar orbita uzunligiga butun sondagi to'liq uzunliklari joylashsa, u vaqtda yadroni aylanayotgan to'liq har safar dastlabki

fazasi va amplitudasi bilan oldingi holatiga qaytadi. Doiraviy orbitaning har bir nuqtasida doimiy tebranish hosil bo'lati (3.3-rasm), bunda holda nurlanish bo'lmaydi. Bunday orbita statsionar bo'lati. Agar yuqorida aytilgan shart bajarilmasa, yadro atrofini aylanayotgan to'liqinning fazasi va amplitudasi dastlabki qiymatini ola olmaydi, statsionar holat hosil bo'lmaydi. Ushbu mulohazalarga asosan de-Broyl orbitalarning statsionar bo'lishi shartini yoki kvantlash qoidasini quyidagicha ifodaladi:



3.3-rasm

$$2\pi R/\lambda = n \text{ yoki } 2\pi R = n\lambda, \quad (3.21)$$

bunda: R – doiraviy orbita radiusi, n – butun son (bosh kvant soni). $\lambda = h/P = 2\pi\hbar/P$ ekanligi va elektronning harakat miqdori momenti $L = RP$ ($P = m\dot{\theta}$) hisobga olinsa,

$$L = n\hbar \quad (3.22)$$

ifoda hosil bo'lati. (3.22) ifoda elektron orbitalarining statsionarlik sharti yoki kvantlash qoidasi deyiladi. Bu ifoda Borning kvantlash sharti bilan mos keladi. Shunday qilib, (3.21) ifodaga asosan elektron orbitasi uzunligiga butun sondagi to'liqin uzunliklari joylashsa, de-Broyl statsionar orbitalari hosil bo'lati va nurlanish bo'lmaydi.

De-Broyl mulohazalarida to'liqin fazoda tarqalmaydi, balki elektronning statsionar orbitasi uzunligi bo'ylab tarqaladi Bunday ideallashtirish geometrik optikaga to'g'ri keladi. Bu yaqinlashish to'liqin uzunligi elektron orbitasi radiusiga nisbatan kichik bo'lgan hollarda, ya'ni n kvant sonining katta qiymatlarida to'g'ri bo'lati. Bu holda kvantlash masalasi asosiy bo'lmay qoladi. Bunday holda kvantlash masalasini hal qilish uchun geometrik optikani to'liqin bilan almashtirish kerak bo'lati. Bu vazifani Shredinger bajardi.

Mikrozarralarning De-Broyl to'liqin uzunliklari. U potentsiallar farqi bilan tezlashtirilgan elektronlar uchun impuls $P = \sqrt{2m_e eU}$ formula orqali aniqlanadi. U holda elektron uchun de-Broyl to'liqin uzunligi λ_e , $\lambda = h/P$ formulaga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$\lambda_e = h / \sqrt{2m_e eU}, \quad (3.23)$$

yoki

$$\lambda_e = \frac{2\pi \hbar c}{\sqrt{2m_e c^2 eU}}, \quad (3.23a)$$

bunda $m_e c^2 = 511003 \text{ eV}$, $\hbar c = 1,2399 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{sm}$. U vaqtda elektron uchun de-Broyl to'liqin uzunligini hisoblashning quyidagi amaliy formulasi hosil bo'ladi:

$$\lambda_e = \sqrt{\frac{150,42}{U_{(B)}}} \cdot 10^{-8} \text{ sm} = \frac{1,2264}{\sqrt{U_{(B)}}} \text{ nm}. \quad (3.24)$$

(3.23a) formulaga son qiymatlarini qo'yib, λ_e hisoblash mumkin:

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ sm} \cdot \text{s}^{-1}}{\sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^5 \text{ eV} \cdot 50 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{eV}^{-1}}} = \\ &= 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ sm} = 1,6 \text{ \AA} = 0,16 \text{ nm} \end{aligned}$$

Proton uchun de-Broyl to'liqin uzunligini hisoblash formulasi:

$$\lambda_e = \frac{0,02862}{\sqrt{U_{(B)}}} \text{ nm}. \quad (3.25)$$

Geliy atomi uchun de-Broyl to'liqin uzunligini hisoblash formulasi:

$$\lambda_{He} = \frac{1,26}{\sqrt{T}} \text{ nm}, \quad (3.26)$$

bunda T – absolut temperatura ($m_{He} = 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ g}$).

Issiq neytronlar uchun de-Broyl to'liqin uzunligi:

$$\lambda_n = \frac{2,52}{\sqrt{T}} \text{ nm}. \quad (3.27)$$

Vodorod molekulasini uchun de-Broyl to'liqin uzunligini hisoblash formulasi:

$$\lambda_{H_2} = \frac{1,78}{\sqrt{T}} \text{ nm}. \quad (3.27a)$$

Bu formulalardan ko‘rinadiki, 100–10000 V potensialgacha tezlashtirilgan elektronlar va uy temperaturasidagi geliy atomi, vodorod molekulasi, issiq neytronlar va boshqa yengil zarralar uchun de-Broyl to‘lqin uzunligi tartibi, yumshoq rentgen nurlari to‘lqin uzunligi tartibidadir.

3.4-§. De-Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi

Zarralarning de-Broyl to‘lqin uzunligi juda kichikdir. Energiyasi bir necha elektronvolt bo‘lgan elektronlar uchun de-Broyl to‘lqin uzunligi 1 nm ga teng. Bu esa kristallarda atomlar orasidagi masofa bilan bir xildir. Shuning uchun elektronlarning to‘lqin xossasini ularning kristallarda difraksiya, interferensiya hodisalarini hosil qilishlarida kuzatish mumkin. De-Broyl gipotezasi bunday tajribalar orqali tez orada tasdiqlandi. 1927-yilda Nyu-Yorkda K. Davidson va L. Jermer, Aberdinda (Shotlandiya) P. Tomson va Rossiyada P. S. Tartakovskiylar tomonidan bir vaqtda tajribalar o‘tkazildi. Bunday tajribalar 1949-yilda V. Fabrikant, L. Biberman va N. Sushkinlar tomonidan ham o‘tkazildi. O‘tkazilgan tajribalar faqat elektronlarga emas, balki har qanday moddiy zarralar, ya’ni atomlar, molekullar, proton, neytronlar ham to‘lqin xossasiga ega ekanligini ko‘rsatdi.

Zaryadi e va massasi m bo‘lgan tinch holatdagi zarra U potentsiallar farqini o‘tganda, ϑ tezlikka ega bo‘ladi. ϑ tezlikni norelyativistik $\vartheta \ll c$ holat uchun energiyani saqlanish qonuni asosida quyidagi ifodadan aniqlash mumkin:

$$\frac{1}{2} m\vartheta^2 = eU.$$

Bundan

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

De-Broyl to‘lqin uzunligi

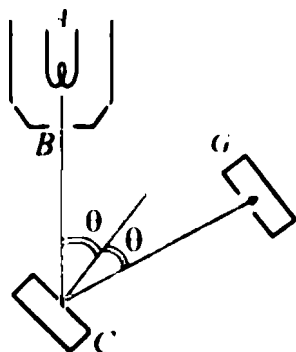
$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2emU}}.$$

Bu formulalarda elektronning zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, massasi

$$m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}, \quad \lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-10} \text{ m} = \frac{1,2}{\sqrt{U}} \text{ nm.}$$

Bu formuladan ko'rinadiki, elektron energiyasi bir necha elektron-volt bo'lganda de-Broyl to'lqin uzunligi 1 nm tartibda bo'ladi. Shuning uchun bunday energiyali elektronlarning to'lqin xossasini ularning kristalllarda difraksiyasini kuzatish tajribalarida aniqlash mumkin.

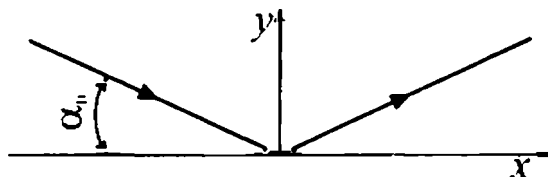
3.4.1. Devisson va Jermer tajribalari



3.4-rasm

Zarralarning to'lqin xususiyati yaqqol namoyon bo'ladigan tajribalar Devisson va Jermer tomonidan o'tkazilgan. Bu tajribalarda nikel monokristallidan qaytgan elektronlar dastasining difraksiyasi kuzatilgan. Devisson va Jermer tajribalari sxemasi 3.4-rasmda keltirilgan. Elektron pushkada qizdirilgan A simdan chiqayotgan elektronlar dastasi A va B elektrodlar orasiga qo'yilgan U potentsiallar farqida tezlatiladi. B elektrod tirqishidan o'tgan elektronlar C nikel monokristalliga tushadi va unda sochiladi. Sochilgan elektron-

larning intensivligi G galvanometr yordamida o'lchanadi. Birinchi tajribada nikel monokristalliga energiyasi bir necha o'n elektronvolt bo'lgan elektronlar yo'naltiriladi, so'ng elektronlarning kristall sirtiga tushish burchagini o'zgartirib, kristalldan qaytgan elektronlar dastasi intensivligining o'zgarishi qayd qilinadi. Qaytgan elektronlar dastasi intensivligining sirpanish burchagi α ga bog'liqligi 3.5-rasmda tasvirlangan. Rasmdagi diagrammada qaytgan elektronlar



3.5-rasm

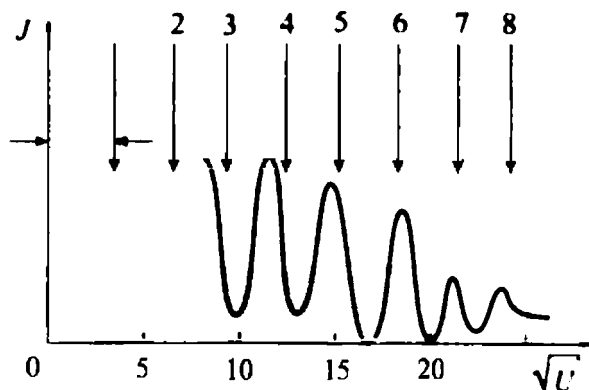
intensivligining maksimumi α_0 burchakka to'g'ri kelishi ko'rsatilgan (elektronlar parallel tekisliklardan qaytganda sirpanish burchagi

$\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$ ifodaga teng bo'ladi, θ – elektronlarning kristall sirtiga tushish burchagi).

Ikkinchi tajribada elektronlarning nikel monokristalli sirtiga tushish burchagini o'zgartirmasdan kristaldan qaytgan elektronlar dastasi intensivligi tushayotgan elektronlar energiyasiga (ya'ni tezlatuvchi potentsiallar farqini o'zgartirib turgan holda) bog'liq ravishda o'lchandi. Kristaldan qaytgan elektronlar dastasining intensivligi galvanometr ko'rsatgan tok kuchiga qarab o'lchangan. Tajriba natijalari 3.6-rasmdagi diagrammada keltirilgan. Bu diagrammada egri chiziqlar elektronlarning sochilishida intensivliklarining taqsimlanishini ko'rsatadi. Absissa o'qiga ning qiymatlari, ordinata o'qiga sochilgan elektronlarning nisbiy intensivliklari qiymatlari qo'yilgan.

Devisson va Jermer tomonidan 1927-yilda o'tkazilgan bunday tajribalar natijalari elektronlar to'lqin xossalari namoyon bo'lishi sifatida tushuntirildi va bu natijalar de-Broyl formulasining to'g'ri-ligini miqdoriy tasdiqladi.

Elektron to'lqinlarining difraksiyasi nazariy tahlil qilinganda, elektronlar difraksiyasi rentgen nurlarining difraksiyasi bilan mos kelishi aniqlangan. Devisson va Jermer tajribalarida elektron-to'lqinlar difraksiyasini Bregg usulidan foydalanib kuzatilgan.



3.6-rusm

Kristalldan qaytgan elektronlarning to'liqin uzunligi

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2meU}} \quad (3.28)$$

formula orqali hisoblanadi. Bu formulada $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg – elektron massasi, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kulon – elektron zaryadi,

$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ J · s, U – elektronlarni tezlatuvchi potentsiallar farqi. Bunday kattaliklarni (3.28) formulaga qo'yib hisoblaganda, formula quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\lambda = \left(\frac{1,226}{\sqrt{U}} \right) \text{nm}. \quad (3.28a)$$

Kristalldan qaytgan elektronlar dastasi intensivligining maksimumi kuzatiladigan burchak Vulf-Bregg formulasidan aniqlanadi. Formuladan aniqlangan burchakni tajribada maksimum kuzatilgan α_0 burchak qiymati bilan taqqoslash de-Broyl formulasini tajriba natijalari bilan taqqoslashga imkon beradi. De-Broyl formulasi tajriba natijalarida to'liq tasdiqlangan.

Yuqorida qaralgan ikkinchi tajribada siljish burchagi α o'zgar-mas bo'lganda qaytgan elektronlar intensivliklari maksimumlari:

$$n\lambda_n = 2d \sin \alpha \quad (n=1,2,3,\dots), \quad (3.29)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. (3.29) formulada α – siljish burchagi, d – kristallda atom tekisliklari orasidagi masofa, n – kristalldan qaytgan elektronlar intensivliklari maksimumlarining tartib raqami, λ – qaytgan elektronlar dastasining de-Broyl to'liqin uzunligi. Nikel kristalli uchun d ning qiymati rentgen nurlarining difraksiyasini kuzatish tajribalaridan aniqlanadi. (3.28) formula hisobga olinganda (3.29) dan potentsiallar farqi uchun quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$\sqrt{U} = \left(\frac{n\pi}{d \sin \alpha} \right) \frac{1}{\sqrt{2em}} \cdot n = \text{const} \cdot n. \quad (3.30)$$

(3.30) formuladan ko'rinadiki, qaytgan elektronlar intensivliklarining maksimumlari bir-biridan potentsiallar farqining bir xil \sqrt{U} qiymatlarida hosil bo'ladi, ya'ni maksimumlar oralig'i bir xil bo'lib,

\sqrt{U} ga teng. Maksimumlarning bir xil oraliqda hosil bo'lishi elektronlarning sochilib qaytishini to'liq manzarasi to'g'ri ifodalashini ko'rsatadi. (3.30) formuladagi bog'lanish tajribada tasdiqlanadi. 3.6-rasmda keltirilgan diagrammada (3.30) formula orqali nazariy hisoblashlardan hosil qilingan maksimumlar vaziyati strelkalar bilan ko'rsatilgan, tajribada hosil qilingan maksimumlar vaziyati esa to'liq manzaradagi maksimumlar shaklida tasvirlangan. Nazariy hisoblashlardan hosil qilingan maksimumlarning vaziyati n ning katta qiymatlarida ($n = 6, 7, 8, \dots$) tajribada kuzatilgan maksimumlar vaziyatiga mos keladi. n ning kichik qiymatlarida esa nazariy va tajribaviy maksimumlar vaziyatlari bir-biridan farq qiladi. Lekin elektronlar energiyasi ortib borishi bilan bu farq kamayib boradi. Tajribaviy va nazariy maksimumlar orasidagi farqning sababi Bete tomonidan tushuntirildi.

Bete kristallarda de-Broyl elektron to'liqlari uchun sindirish ko'rsatgichini hisobga olish kerakligini ko'rsatdi. Buni quyidagicha tushuntirdi. Metallning kristall panjarasidagi musbat zaryadli ionlar va manfiy zaryadli elektronlar oralig'i fazaviy mos kelmaydi. Shuning uchun metallda elektr maydoni mavjud bo'lib, uning potentsiali davriy ravishda o'zgarib turadi. Butun fazo uchun bu potentsialning o'rtachasini U_0 bilan belgilash mumkin. Bunday o'rtacha potentsial metallning ichki potentsiali deyiladi.

Agar tashqi fazo potentsiali nolga teng deb qaralsa, elektronlar metall ichkarisida ushlanib turishi uchun U_0 kattalik musbat bo'lishi kerak. Haqiqatdan ham bunday holda metall ichkarisida elektronning potentsial energiyasi manfiy bo'ladi, bunda elektron xuddi chuqurligi U_0 bo'lgan potentsial chuqurlikda bo'lgandek bo'ladi. Shunday qilib, tezlatilgan elektronning vakuumdan metallga o'tishida sindirish ko'rsatgichining ortishi ichki potentsialning mavjudligi orqali tushun-tiriladi. Elektron tashqaridan metallga tushayotgan bo'lsin. Agar elektronni tezlatayotgan potentsial U bo'lsa, elektronning tezligi $g_1 \sim \sqrt{U}$ bo'ladi. Metall ichkarisida elektronning tezligi metallning ichki potentsiali U_0 ning ta'sirida ortadi, ya'ni $g_2 \sim \sqrt{U + U_0}$ bo'ladi. Shuning uchun metallga kirishda elektronning trayektoriyasi va u bilan bog'liq bo'lgan de-Broyl to'liqlari sinadi. Bunday jarayon

uchun metallning nisbiy sindirish ko'rsatgichi quyidagicha ifodalanadi:

$$n_{21} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \sqrt{1 + \frac{U_0}{U}}, \quad (3.30a)$$

bunda ϑ_2 – elektronning metalldagi tezligi, ϑ_1 – elektronning vakuumdagi tezligi, n_{21} – elektron to'liqlarining sindirish ko'rsatgichi. $n_{21} \approx n$ deb belgilab olamiz. De-Broyl elektron to'liqlarining metall sirtiga tushishida sinishini hisobga olgan holda Vulf-Bregg formulasi (3.29) quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$2dn \cos \varphi = m\lambda. \quad (3.30b)$$

(3.30b) formulada φ – sinish burchagi, λ – elektronlarning metalldan tashqaridagi to'liqin uzunligi, m – butun son ($m = 1, 2, 3, \dots$) maksimumlar tartibi.

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = \sqrt{1 - \sin^2 \frac{\theta}{n^2}}$$

ekanligini hisobga olgan holda (3.30b) formulani tushish burchagi θ orqali ifodalash mumkin, ya'ni

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} = m\lambda, \quad (3.30d)$$

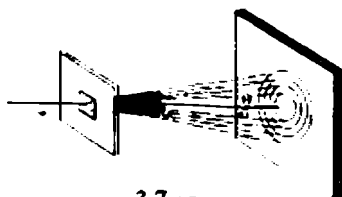
$\sin \theta = \cos \alpha$ (α – siljish burchagi) bo'lganligi uchun (3.30d) shartni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$2d\sqrt{n^2 - \cos^2 \alpha} = m\lambda. \quad (3.30e)$$

Bayon qilingan tushunchalarning to'g'riligi hisoblashlar orqali tasdiqlangan. Tajribada siljish burchagi α ning ma'lum qiymatida tezlatuvchi potentsiallar farqining $m = 3, 4, 5$ tartibdagi maksimumlar hosil bo'ladigan qiymati o'lchanadi. (3.28a) formula orqali bu maksimumlarga to'g'ri keladigan de-Broyl to'liqin uzunliklari hisoblanadi. (3.30 e) formuladan foydalanib, n – sindirish ko'rsatgichi topiladi, (3.30a) formula orqali metallning ichki potentsiali U_0 aniqlanadi. U_0 faqat metall tabiatiga bog'liqligi aniqlangan. Nikel metalli uchun $U_0 \approx 5$ V. Boshqa metallar uchun ham ichki potentsial shu qiymat atrofida ekanligi ko'rsatilgan.

3.4.2. Tomson va Tartakovskiy tajribalari

Elektronlar difraksiyasini kuzatish uchun Tomson va Tartakovskiy debay-Sherer usulidan foydalandilar. Bunda elektronlar dastasi polikristall metall plastinkadan o'tkazilganda sochilgan elektronlar fotoplastinkada difraksion xalqalarni hosil qilishi kerak.

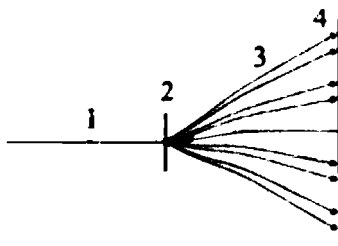


3.7-rasm

Tomson va Tartakovskiy tajribalarida haqiqatdan ham difraksion xalqalar tizimi kuzatildi. 1927-yilda D.P. Tomson tajribani o'tkazishda energiyasi (17,5–56,5) keV bo'lgan tez elektronlardan foydalandi. Tomson tajribasi sxemasi 3.7-rasmda keltirilgan. Energiyasi 10^4 eV bo'lgan elektronlarning parallel dastasi qalinligi 10^{-5} sm bo'lgan oltin folgaga yo'naltirildi. Bunda Tomson ekranda bir qator difraksion xalqalar hosil bo'lishini kuzatadi. Elektronlarning sochilish burchaklari $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ yorug'lik nurlari difraksiyasining tenglamasi

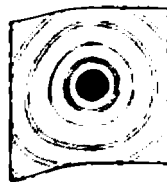
$$n\lambda = d \sin \theta, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.31)$$

orqali aniqlanadigan burchaklarga to'g'ri keladi. θ – tushayotgan elektronlar dastasi bilan difraksiyalangan elektronlar dastasi yo'nalishlari orasidagi burchak. Tomson tajribasida elektronlarning kuzatilgan difraksiyasi, ularning to'lqin xossasiga ega ekanligini tasdiqladi.



3.8-rasm

P.S. Tartakovskiy energiyasi 1,7 keV gacha bo'lgan sekin elektronlar bilan tajriba o'tkazdi. Tartakovskiy tajribasining sxemasi 3.8-rasmda tasvirlangan. Elektronlar dastasi 1 yupqa polikristall metall varag'iga 2 yo'naltiriladi. Difraksiyalangan elektronlar dastalari 3 fotoplastinkada o'z izlarini qoldiradi. Bunda hosil bo'lgan elektronogramma 3.9-rasmda keltirilgan. Elektronogrammada ma'lum qonuniyat asosida navbat bilan joylashgan konsentrik aylanalarni ko'rish mumkin.



3.9-rasm

Elektronlar dastasi kuchli qaytadi. Tajriba sharoitida d va λ lar doimiy bo'lib, elektronlar qaytishi (3.31) shartni qanoatlantirgan θ burchakda bo'ladi. Difraksion halqalarning har bir nuqtasiga bir xil sondagi elektronlar kelib tushadi. Har bir halqa, halqa uzunligi bo'yicha o'z intensivligiga ega. Elektronogrammada difraksion halqalar hosil bo'lishi, halqalar joylashishini tahlil qilish de-Broyl gipotezasining to'g'riligini tasdiqladi.

De-Broyl gipotezasi elektronlardan tashqari, neytronlar, protonlar, atom va molekular uchun ham to'g'ri bo'ladi. 1929-yilda Shtern va Frishlar tomonidan geliy atomlari (difraksiyasi kuzatildi), 1931-yilda Jonson tomonidan molekular difraksiyalari kuzatildi. 1936-yilda magniy monokristalida neytronlar difraksiyasi hosil qilindi. Shunday qilib, ko'pchilik olimlar tomonidan o'tkazilgan tajribalarda de-Broyl gipotezasi tasdiqlandi. Shu bilan birga bu gipotezaning barcha moddiy zarralar (e , p , n , atom, molekula) uchun to'g'ri ekanligi isbotlandi.

3.5-§. De-Broyl to'liqlarining statistik talqini

Ma'lumki, zarralarni to'liq paketlar sifatida tekshirish muvaffaqiyatsizlikka duch kelgan edi. Paketlar yoyiladi va yo'qolib ketadi, *zarralar* bunday xossaga ega emas. Mikroskopik zarralarni to'liq paketlar sifatida qarash mumkin emasligini bildiruvchi mulohazalar ham mavjud. Elementar zarralarning zaruriy belgisi ularning bo'linmasligidir.

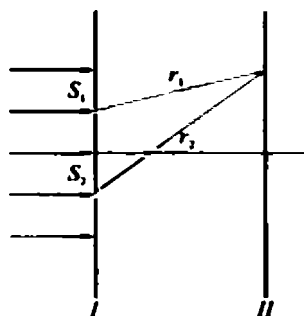
Manfiy elektr elektronlardan iborat deb qaralishining sababi zaryadlanish va razryadlanish jarayonida bir elektron yoki bir nechta elektron zaryadiga teng elektr miqdori uzatilishi mumkin. Xuddi shunday fotoeffekt qonunlarini tahlil qilish fotonlarning mavjudligini ko'rsatadi, chunki ν chastotali monoxromatik yorug'lik energiyasi fotonlarning ulushlari shaklida emas, balki faqat energiyasi $h\nu$ bo'lgan butun fotonlar sifatida tashishi va yorug'lik energiyasining yutilishida ham $h\nu$ energiyali butun fotonlar shaklida yutilishi ma'lum. Bunday hol zarralarning bo'linmasligini ko'rsatadi.

To'liqlar bunday bo'linmaslik xossasiga ega emas. To'liq turli fazaviy tezlikli ikki muhit chegarasida qaytgan va singan to'liqlarga ajraladi, kristall orqali o'tganda esa qator difraksion dastalarga ajraladi.

Agar elektronni to‘lqinlar to‘plami deb qaraganimizda edi, u holda, masalan, elektronlar kristall orqali birin-ketin o‘tadigan juda kuchsiz dastaning difraksiyasida har bir difraksion dasta faqat elektron bo‘lagini olib yurishi kerak edi, haqiqatda esa bunday bo‘lmaydi.

Agar qaytish, sinish, difraksiya kabi jarayonlarda zarralarning butunligi saqlansa, u holda ikki muhitning chegara sirtiga tushgan zarra qaytadi yoki ikkinchi muhitga o‘tadi. Ammo bunday holda to‘lqinlar va zarralar orasidagi bog‘lanish faqat statistik ravishda quyidagicha talqin qilinadi: to‘lqin intensivligining o‘lchovi bo‘lgan amplituda kvadratining ma‘lum bir joydagi qiymati zarraning shu joyda topilish ehtimolyatining o‘lchovi bo‘ladi.

Buni tushuntirish uchun quyidagi interferensiyon tajribani ko‘rib chiqish mumkin. S_1 va S_2 ikkita tirqishli tiniqmas /ekranga yassi to‘lqin tushadi (3.10-rasm). Bunday holda yetarlicha uzoqdagi sezgir II ekranda yorug‘ va qorong‘i yo‘llar ketma-ketligidan iborat interferensiyon manzara hosil bo‘ladi. Bunday manzara to‘lqin nuqtai nazaridan tushuntirilishi kerak: chapdan ekran I ga yassi to‘lqin tushishini tasavvur qilish kerak, S_1 va S_2 tirqishlar bu holda ekrandan o‘ng tomonda



3.10-rasm

tarqaluvchi va o‘zaro interferensiyalanuvchi ikkita sferik Gyugens to‘lqinlarining markazlari bo‘lib qoladi. Ekran II (fotoplastinka)ning bu to‘lqinlar yo‘llari farqi ($r_2 - r_1$) nolga yoki juft sondagi yarim to‘lqin uzunlikka teng bo‘ladigan joyida ampli-tudaning maksimumi, ya‘ni yorug‘ yo‘llar maksimumi hosil bo‘ladi. To‘lqinlar yo‘llari farqi ($r_2 - r_1$) toq sondagi yarim to‘lqin uzunlikka teng bo‘lgan joyda to‘lqinlar interferensiyalashganda bir-birini so‘ndiradi, amplituda nolga teng bo‘lib, qorong‘i yo‘llar hosil bo‘ladi. Elektronlar bo‘linmas zarralar deb qaralganda, bu yorug‘ yo‘llar hosil bo‘lishini qanday tushunish mumkin? Tushadigan elektronlar dastasi juda zaif deb tasavvur qilinsa, tajriba natijalari interferensiyon manzara xarakterining intensivlikka bog‘liq bo‘lmasligini ko‘rsatadi. Fotoplastinka ayrim elektronlar tushishini qayd qiladi, deb faraz qilinganda,

elektronlarning zaif dastasi / ekran orqali o'tganda fotoplastinkada dastlab tartibsiz joylashgan ayrim qorong'i nuqtalar – elektronlarning urilish izlari paydo bo'lishi kerak. Elektronlar urilishi sonining interferensiyon manzara maksimumlari bo'ladigan joylarda ko'proq bo'lishligini payqash mumkin. Tajriba uzoq vaqt davom ettirilganda, bu ayrim izlar interferensiyon yo'llarni tashkil qilishi kerak. Shunday qilib, yorug' interferensiyon yo'llar – elektronlar ko'proq tushadigan joylardir, qorong'i yo'llar esa elektronlar umuman tushmaydigan joylardir.

Endi ko'p sondagi elektronlar to'dasi emas, balki ayrim elektronlar qaralsa, u holda elektronning topilish ehtimolligi to'lqin maydoni amplitudasi maksimum bo'lgan joyda maksimal bo'ladi, amplituda nolga teng bo'lgan joyda ehtimoliyat ham nolga teng bo'ladi. Ammo amplitudaning musbat ham, manfiy ham bo'la olishligi, ehtimollikning esa hamma vaqt musbat son bo'lishligi sababli ehtimollik amplituda kvadrati orqali ifodalanadi. De-Broyl to'lqinlarini shunday statistik talqin qilib, to'lqin paketlarni qulay tahlil usuli sifatida saqlash mumkin. Fazoning elektron biror muayyan paytda turgan joyini egallaydigan to'lqin paket tuzib, uni o'z holiga qo'yish mumkin. Paketning biror keyingi t paytdagi shakli topilsa, u yoki bu joydagi uning amplitudasi kvadrati elektronni shu joyda t vaqtda topilish ehtimolligiga proporsional bo'ladi.

Demak, zarralar ayrim hodisalarda to'lqin xususiyatini, ayrim hodisalarda esa zarra xususiyatini namoyon qiladigan materiyadir. Lekin klassik ma'noda to'lqin ham emas, zarra ham emas.

3.6-§. Noaniqlik munosabatlari

De-Broyl to'lqinlarining yuqorida qarab chiqilgan statistik talqini nazariy yo'l bilan olingan natijalarni tajribada olingan ma'lumotlar bilan bog'lashga imkon beradi. Bu yerda asosiy masala tajribadan olingan natijalarni tushuntirish uchun goh zarralar manzarasidan, goh to'lqinlar manzarasidan foydalanishga to'g'ri kelishidadir. Bir xil namunalarning o'zi Vilson kamerasi bilan o'tkazilgan tajribada keskin chegarali izlar qoldiradi, ya'ni o'zlarini trayektoriyalar bo'yicha harakatlanuvchi snaryadlar singari tutadi, kristall varaqlari orqali o'tish tajribalarida esa ekranda yorug' va qorong'i halqalar

hosil qilib, interferensiya manzarasini beradi, ya'ni o'zlarini superpozitsiya prinsipiga bo'ysinuvchi to'liqlar kabi tutadi. Biroq zarralar va to'liqlarning xossalari bir-biridan keskin farq qiladi. Lekin elektronlar o'ziga xos yagona tabiatli bo'lganligi uchun ular zarra ham emas, to'liq ham emas. Ularni ayrim hollarda to'liq va ayrim hollarda zarralar manzarasi deb qaraladi. Shuning uchun klassik mexanikaning makrozarralarni xarakterlovchi tushunchalarini mikrozarralarga tatbiq qilishda qandaydir cheklashlar kiritilishi kerak.

Klassik mexanikada makrozarralar quyidagi asosiy xossalarga ega: har qanday zarra vaqtning istalgan paytida fazoda aniq joyni egallaydi va ma'lum impulsga ega bo'ladi. Zarralar tizimining holati barcha koordinatalar va ularga mos barcha impulslar to'plami orqali xarakterlanadi. Mikrozarralarda to'liq xossalarining mavjud bo'lishi mikrozarralar tizimi holatini bunday aniqlanish imkoniyatini cheklaydi. Bu cheklashlarni ko'rib chiqaylik.

Faraz qilaylik, mikrozarraning x o'qidagi vaziyati biror Dx noaniqlik bilan ma'lum bo'lsin, binobarin, zarra qayerdadir x_0 va $x_0 + \Delta x$ oralig'ida turadi deyish mumkin. Zarraning vaziyati biror Dx noaniqlik bilan ma'lum degan fakti to'liq manzarada ko'rish mumkin. To'liq funksiya amplitudasi taxminan Δx ga teng kesmadagina noldan farq qiladi deb qaraladi. Bunday funksiyani garmonik to'liqlarni qo'shish yo'li bilan tuzish mumkin, lekin hosil bo'lgan to'liq garmonik bo'lmaydi. Shuning uchun bu to'liqni chastota ν va to'liq vektori k orqali ifodalab bo'lmaydi. Fazoda cheklangan to'liq funksiya to'liq paketdan iborat bo'lib, uni sinusoidal to'liqlarni qo'shish yo'li bilan tuzish uchun qiymatlari Δk oralig'ida uzluksiz o'zgaradigan to'liq vektori k bo'lgan to'liqlarni qo'shish lozim. To'liq paketning Δx kengligi va Δk oralig' o'rtasida munosabat quyidagi shart bilan ifodalanadi:

$$\Delta x \cdot \Delta k \geq 1. \quad (3.35)$$

Bu tengsizlikning ikkala tomonini Plank doimiysi h ga ko'paytirilsa va de-Broyl postulatiga asosan $h k_x = P_x$ ekanligi hisobga olinsa

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h \quad (3.36)$$

ifoda hosil bo'ladi. Δx – zarra koordinatasini aniqlashdagi noaniqlik, ΔP – zarra impulsini aniqlashdagi noaniqlik. (3.36) *munosabat*

koordinata va impuls uchun Geyzenbergning noaniqlik munosabati deyiladi. Klassik mexanika nuqtai nazaridan bu munosabat zarra holatini, ya'ni zarraning koordinatasi x va impulsi P ni aniqlashda mumkin bo'lgan Δx va ΔP noaniqliklar chegarasini bildiradi. (3.36) ifoda mikrozaralar korpuskulyar xossasi bilan birga to'liq xossasiga ham ega bo'lishligining matematik ifodasidir. (3.36) ifoda mikrozaraning koordinatasi va impulsi bir vaqtda aniq qiymatlarga ega bo'la olmasligini ko'rsatadi, ya'ni Δx va ΔP kattaliklar bir vaqtda nolga teng bo'la olmaydi.

Zarraning koordinatasi x qancha yuqori aniqlikda belgilangan bo'lsa, uning impulsi P_x shunchalik past aniqlikda belgilanadi va aksincha, ya'ni $\Delta x=0$ bo'lganda $\Delta P \rightarrow \infty$ va aksincha.

Zarraning koordinatasi x va impulsi P bir vaqtda yuqori aniqlikda aniqlanadigan holati tabiatda yo'q. Noaniqlik munosabatlari 1927-yilda Geyzenberg tomonidan aniqlangan bo'lib, mikroolam qonuniyatlarini tushunishda va kvant mexanikasi yaratilishida muhim qadam bo'ldi.

Uch o'lchamli holatda klassik nuqtai nazardan zarra uchta koordinatalar x , y , z va ularga tegishli P_x , P_y , P_z impulslar bilan xarakterlanadi. Bunday holatda Geyzenberg noaniqlik munosabatlari koordinatadagi noaniqlik va impulsning shu koordinata o'qiga proyeksiyasidagi noaniqlik orasidagi bog'lanishni ifodalaydi, ya'ni:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h; \quad \Delta y \cdot \Delta P_y \geq h; \quad \Delta z \cdot \Delta P_z \geq h. \quad (3.37)$$

Tajribalar ko'rsatadiki, kvant fizikasi sohasida olib boriladigan o'lchashlar klassik fizikadagi o'lchashlardan farq qiladi. Lekin har ikkala holatda ham o'lchash xatolari bo'ladi. Klassik fizika o'lchash usulini, texnikasini takomillashtirish bilan o'lchash xatolarini eng kichik qiymatga keltirish mumkin deb hisoblaydi. Aksincha, kvant fizikasiga asosan, o'lchash aniqligining muhim chegarasi bo'lishi kerak. Buni esa o'lchash usulining texnikasini takomillashtirish, yaxshilash bilan yo'qotib bo'lmaydi. Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari esa ana shu aniqlik chegaralarini ko'rsatadi. Noaniqlik munosabatlaridan ayrim xulosalar kelib chiqadi:

1. Zarra to'liq ravishda tinch bo'ladigan holat bo'lishi mumkin emas. Klassik fizikada zarra impulsi $P=m\vartheta$ formula bilan aniqlanadi. Tezlik ϑ ni topish uchun qiymatlari yaqin bo'lgan t_1 va t_2 vaqtlar

oraliqlarida zarraning x_1 va x_2 koordinatalari o'lchanadi va $(x_1 - x_2)/(t_1 - t_2)$ kattalik topiladi, chegaraviy o'tish $t_1 \rightarrow t_2$ bajariladi. Bunday usulni mikrozarraoning oniy tezligini aniqlashga qo'llash mumkin emas. Haqiqatdan ham, chegaraviy o'tish x_1 va x_2 larni aniq o'lchashni talab qiladi. Koordinatalarni aniq o'lchash esa zarralarning impulsini sezilarli darajada o'zgartiradi. Shuning uchun chegaraviy o'tish orqali zarraning biror holatida ham uning oniy tezligini topish mumkin emas. t_1 va t_2 vaqt oraliqlari $(t_2 - t_1)$ kattaroq qiymatda olinganda va x_1 hamda x_2 lar past oraliqda o'lchanganda, zarraning oniy tezligini topish mumkin bo'ladi. Bunday holda o'lchash xatolari zarra tezligining aniqlanishiga va $(x_2 - x_1)/(t_2 - t_1)$ kasr qiymatiga kamroq ta'sir qiladi. Bunday yo'l bilan zarra tezligining haqiqiy qiymati aniqlanmay, balki uning $(t_2 - t_1)$ vaqt oralig'idagi o'rtacha qiymati topiladi. Mikrozarraoning impulsini zarraning kinetik energiyasi orqali (masalan, elektr maydonida o'tadigan potentsiallar farqi orqali) yoki difraksion qurilmada o'lchangan de-Broyl to'lqin uzunligi orqali aniqlash mumkin.

2. Kvant mexanikasida to'liq energiya E ning kinetik va potentsial energiyalarga bo'linishi o'z ma'nosini yo'qotadi. Haqiqatdan ham, bu kattaliklardan biri impulsqa, ikkinchisi esa koordinataga bog'liq. Noaniqlik munosabatlariga asosan bunday o'zgaruvchi kattaliklar bir vaqtda aniq qiymatlarga ega bo'la olmaydi. To'liq energiya E kinetik va potentsial energiyalarga bo'linmasdan, balki to'liq energiya sifatida o'lchanishi va aniqlanishi kerak.

3. Klassik nazariyada atom o'lchamini aniqlaydigan parametr yo'q edi. Aniqsizlik munosabatlari esa bunday parametrni aniqlashga imkon beradi. Misol tariqasida yadro zaryadi Ze bo'lgan vodorodsimon atomni qarash mumkin. Klassik nazariyaga asosan energiya saqlanish qonuni tenglamasi quyidagicha:

$$\frac{P^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r} = \text{const.} \quad (3.38)$$

Agar elektron dastlab cheksizlikda tinch holatda bo'lsa, u vaqtda $\text{const} = 0$. Bu bilan P^2 aniqlanadi, u vaqtda (3.38)dan:

$$P^2 r^2 = 2mZe^2 r. \quad (3.39)$$

Aniqsizlik munosabatlari quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\overline{\Delta x}^2 \overline{\Delta P}^2 \geq h^2 / 4. \quad (3.40)$$

Har qanday holda ham $\Delta r < r$, $\Delta P < P$, u vaqtda (3.40) ifodadan

$$P^2 r^2 > h^2 / 4. \quad (3.41)$$

(3.41)ni hisobga olgan holda (3.39)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$2mZe^2r > h^2 / 4, \quad (3.42)$$

bu ifodadan esa

$$r > \frac{1}{Z} \frac{h^2}{8me^2} = \frac{1}{Z} \cdot 0,66 \cdot 10^{-9} \text{sm}. \quad (3.43)$$

(3.43) formula atom o'lchami tartibini to'g'ri aniqlaydi. Lekin aniqlashda koeffitsientning son qiymatiga ahamiyat bermaslik karak, chunki (3.43) formula faqat atom o'lchamini baholay oladi. Baholash shuni ko'rsatadiki, yadroning Kulon maydonida elektronning yadroga tushishi mumkin emas. Agar bunday baholashni atom yadrosi o'lchamini aniqlashga tatbiq qilinsa (3.43) formuladan m_e o'rniga proton massasini qo'yish kerak. U vaqtda yadro radiusi uchun (3.43) ifodadagi qiymatdan 2000 marta kichik bo'lgan kattalik hosil bo'ladi (yadro o'lchami 10^{-13} sm), bu esa yadro hosil bo'lishi uchun Kulon kuchlari yetarli bo'lmasligini ko'rsatadi. Yadro ichida kuchliroq bo'lgan yadro kuchlari ta'sir qilishi kerak, bu kuchlar Kulon kuchlaridan taqriban 2 tartibga kattadir.

(3.35) ifodadagi munosabatlar kabi to'liq nazariyasida chastota va vaqt noaniqligi uchun

$$\Delta t \cdot \Delta \omega \geq 2\pi \quad (3.44)$$

munosabat chiqariladi. (3.44)ning ma'nosi shundan iboratki, vaqt bilan chegaralangan to'liq jarayon monoxromatik bo'la olmaydi. Agar to'liq jarayon Δt vaqtga cho'zilsa, chastota chetlanishi $\Delta \omega$ (3.44) ifodani qanoatlantiradi. Shuning uchun monoxromatik jarayonni kuzatishga kichik Δt vaqt ajratilsa, jarayonning chastotasi (3.44) ifodani qanoatlantiradigan xato bilan topiladi. Agar chastota ω ni $\varepsilon = \hbar \omega$ formula orqali aniqlanadigan energiya bilan taqqoslangan, u vaqtda (3.44) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Delta t \cdot \Delta \varepsilon \geq 2\pi\hbar = h. \quad (3.45)$$

(3.45) formula zarra energiyasi va energiyani o'lchash vaqti uchun Geyzenberg noaniqlik munosabatlari deyiladi. (3.45) munosabat zarra energiyasini ΔE aniqlikda o'lchash uchun kamida $\Delta t \sim \hbar / \Delta E$ vaqt o'tishini ko'rsatadi. Yoki boshqacha aytganda, agar tizim o'lchash jarayonida Δt vaqt davomida biror holatda mavjud bo'lsa, uning bu holatdagi energiyasi $\Delta E \sim \hbar / \Delta t$ noaniqlik bilan o'lchanadi. (3.45) munosabatga asosan energiyani o'lchash uchun ketgan vaqt Δt kichik bo'lsa, energiyani o'lchashdagi noaniqlik ΔE katta bo'ladi va aksincha.

Shunday qilib, ushbu bobda mikrozaralar tabiati haqida bayon qilingan mulohazalardan quyidagicha xulosalar qilish mumkin:

1. Mikrozaraning holati de-Broyl yassi to'lqin funksiyasi (ψ -funksiya) bilan ifodalanadi. To'lqin funksiyasi amplitudasi modulining kvadrati $|A|^2$ fazoning berilgan joyida zarraning topilish ehtimoliyatini ifodalaydi.

2. Mikrozaralar fazo bo'ylab «bo'yalgan» deb tasavvur qilinadi.

3. Mikrozaralar aniq trayektoriyaga (klassik tushunchadagi) ega bo'lmaydi. Mikrozaralarda klassik zarralarning xarakteristikalari bo'lgan massa, zaryad, energiya tushunchalari saqlanadi.

4. Mikroduyoning o'ziga xos xususiyati shundan iboratki, bunda tajriba yangicha tushuniladi. Mikrozaralar ustida o'tkazilgan tajriba mikrozaraning holatini o'zgartiradi. Zarraning tajriba o'tkazishgacha bo'lgan to'lqin funksiyasi, uning tajribadan keyingi to'lqin funksiyasidan farq qiladi.

5. Mikrozaraning ϑ tezligi zarra holatini aniqlaydigan to'lqinlarning guruh tezligi ϑ_g tezligi bilan mos keladi: $\vartheta = \vartheta_g$.

6. Mikrozarra bir vaqtning o'zida ham zarra, ham to'lqin xususiyatlarini mujassamlantirgan maxsus tabiatga ega bo'lgan materiyadir.

7. Mikrozarra klassik tasavvurlardagi zarraga ham, to'lqinga ham o'xshamaydi. Lekin ayrim hodisalarda (fotoeffekt, kompton effekti) zarra xususiyatini namoyon qiladi, ayrim hodisalarda esa (difraksiya, interferensiya) to'lqin xususiyatini namoyon qiladi.

8. Noaniqlik munosabatlari klassik mexanikadagi makrozarralarni xarakterlaydigan tushunchalarni mikrozararlarga tatbiq qilish chegaralarini bildiradi.

9. Mikrozararning impulsi va koordinatasini bir vaqtning o'zida ixtiyoriy aniqlik bilan o'lchash mumkin emas, mikrozararning koordinatasi aniqroq o'lchansa, uning impulsini kichikroq aniqlikda o'lchash mumkin bo'ladi. Bunda Plank doimiysi barcha fizik o'lchamlarda chegaraviy faktor sifatida bo'ladi.

Nazorat savollari

- 1. Mikrozaralar holati qanday to'liq funksiyasi bilan ifodalanadi?*
- 2. De-Broyl gipotezasining mohiyati nima?*
- 3. Mikrozaralarda klassik zarraning qaysi xarakteristikalari saqlanadi?*
- 4. De-Broyl tenglamalarini tushuntiring.*
- 5. Fazoning berilgan joyida mikrozararning topilish ehtimoliyati qaysi kattalik bilan aniqlanadi?*
- 6. Mikrozarra qanday tezlik bilan harakatlanadi?*
- 7. De-Broyl gipotezasi tasdiqlanadigan tajribalarni tushuntiring?*
- 8. Elektron, proton uchun de-Broyl to'liq uzunliklari formulalarini yozing va tushuntiring.*
- 9. Noaniqlik munosabati nima sababdan kiritilgan va uning mohiyati nima?*
- 10. Impuls va koordinata uchun noaniqlik munosabati qaysi formula bilan ifodalanadi?*
- 11. Energiya uchun noaniqlik munosabatini yozing va izohlang.*

IV BOB

ATOM TUZILISHINING MODELLARI. VODOROD ATOMINING BOR NAZARIYASI

4.1-§. Atom tuzilishining modellari

Qadimgi yunon faylasuflari Levkipp va Demokritlarning ta'limotiga asosan, atom — moddaning bo'linmas zarrasi bo'lib, sezgi organlar seza olmaydigan darajada kichik o'lchamga ega degan tasavvurlar fanda uzoq vaqtgacha hukm surdi. «Atom» so'zi grekcha «atomos» so'zidan olingan bo'lib, «bo'linmas» degan ma'noni bildiradi.

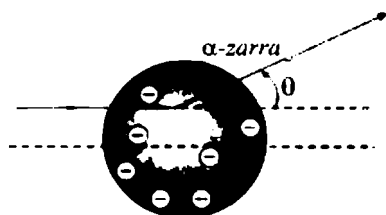
XIX asrning oxirlarida o'tkazilgan bir qator olamshumul tajribalar natijalari atomning murakkab tuzilishga ega ekanligi to'g'risidagi fikrlarni oydinlashtirdi.

XX asr boshlarida atomlarning mavjudligi, ularning o'lchami 10^{-8} sm tartibda bo'lgan murakkab elektr tizimidan iboratligi, atomda musbat va manfiy zaryadlar mavjudligi, manfiy zaryadlarni tashuvchilar elektronlar ekanligi aniqlangan edi. Lekin musbat zaryadlarni tashuvchilar (protonlar) hali noaniq, musbat ionlar mavjudligi esa ma'lum edi. Kun tartibida atom tuzilishini aniqlash vazifasi turar edi. Atom tarkibidagi musbat va manfiy zaryadlar o'zaro kompensatsiyalanishi sababli atom bir butun holda neytraldir. Atom tuzilishining ikkita nazariy modeli mavjud edi. Birinchisi 1901-yilda J. Tomson tomonidan taklif qilingan. Bu modelga asosan atom musbat zaryadlangan sfera bo'lib, manfiy zaryadli elektronlar sfera hajmi bo'ylab taqsimlangan. Elektronlar musbat zaryadlangan sfera elementi bilan Kulon qonuni bo'yicha o'zaro ta'sirlashadi. Elektronlar o'z muvozanati atrofida tebranishida atom energiya nurlaydi. Ikkinchi modelga asosan atom Quyosh tizimi tuzilishi singari tuzilgan. Bu atom tuzilishining planetar modeli edi. Planetar model to'g'risidagi dastlabki tasavvurlar 1903-yilda Kelvin va X. Nagaoka tomonidan aytilgan. Bu modelga asosan atomning markazida musbat zaryadlangan yadro joylashgan bo'lib, uning atrofida elektronlar planetalar singari harakatlanadi. Elektronlar yadroning Kulon tortishish kuchlari orqali ushlab turiladi. Atomning turg'unligini

tushuntirishda bu har ikki nazariy model ham ma'lum qiyinchiliklarga uchradi. Atom tuzilishi haqiqatan ham qanday ekanligini bilish uchun tajribalar o'tkazish talab qilindi. Bunday tajribalar 1911-yilda ingliz fizigi E. Rezerford tomonidan o'tkazildi. Atom tuzilishi to'g'risidagi tajribalarga batafsilroq to'xtaymiz.

4.2-§. Atom tuzilishining Tomson modeli

1897-yilda J. Tomson tomonidan elektron kashf qilindi. 1901-yilda esa Tomson atom tuzilishining birinchi modelini taklif qildi. Tomson modeliga asosan atom musbat zaryadlangan sfera bo'lib, unda manfiy zaryadlangan elektronlar taqsimlangan. Sferaning yig'indi musbat zaryadi elektronlarning yig'indi manfiy zaryadiga teng bo'lib, atom sistemasi bir butun holda neytraldir.



4.1-rasm

Musbat zaryadlangan sferaning o'lchami butun atomning radiusi tartibida, ya'ni $10^{-10} m$. Atomning nurlanishi elektronlarning muvozanat holatlari atrofida kichik tebranishlari natijasida hosil bo'ladi. Tomson modelida atomga tushgan α -zarra juda kichik burchakka og'adi (4.1-rasm). Bu esa Tomson atomi

ichkarisida elektr maydonining kuchsiz ekanligini ko'rsatadi. Bir tekis zaryadlangan sfera ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E(r) = \frac{e}{R^3} r \quad (0 \leq r \leq R). \quad (4.1)$$

Bu formulada e – sfera zaryadi, R – uning radiusi, r – elektronning muvozanat holatdan chetlanishi. Muvozanat holatdan (sfera markazidan) r oraliqda turgan elektronga ta'sir etadigan kvazielastik kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$f = (-e)E = -\frac{e^2}{R^3} r = -kr. \quad (4.2)$$

Biror yo'l bilan muvozanat holatdan chiqarilgan elektron

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}} \quad (4.3)$$

chastota bilan tebranadi. (4.3) formulada m – elektron massasi, R – atom radiusi, e – elektron zaryadi. Tomson modelidan foydalanib, atom radiusi (o'lchami) aniqlangan. (4.3) formuladan:

$$R = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{1/3}. \quad (4.4)$$

Spektrning ko'rinadigan sohasida $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ sm to'lqin uzunligiga $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ chastota mos keladi. U vaqtda (4.4) ga asosan atom radiusini hisoblash mumkin ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg).

$$R = \left(\frac{2,56 \cdot 10^{-38}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{30}} \right)^{1/3} \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

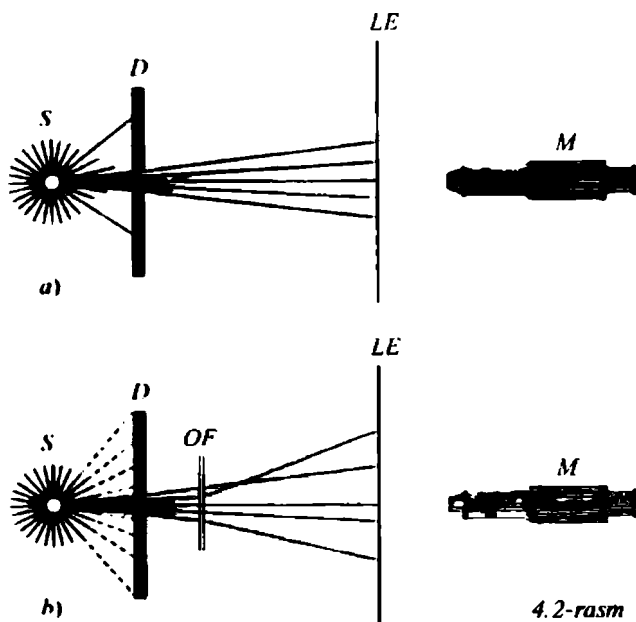
R ning bu qiymati atomning gazokinetik o'lchamiga to'g'ri keladi. Buni Tomson modelining tasdig'i ham deyish mumkin. Keyinchalik Tomson modelining yaroqsizligi aniqlandi. Tomson modeli hozirgi vaqtda atom tuzilishi haqidagi tasavvurlarning rivojlanish bosqichlaridan biri sifatida tarixiy ahamiyatga egadir.

4.3-§. Rezerford tajribalari

1911-yilda Tomsonning sobiq assistenti professor Ernest Rezerford o'zining shogirdlari Gans Geyger va Ernest Marsdenlar bilan alfa-zarralarning yupqa metall folgalarda sochilishi ustida bir qator tajribalar o'tkazdi. Bunday tajribalar atom tuzilishining Tomson modeli yaroqsiz ekanligini ko'rsatdi. Bu esa Rezerfordning atom tuzilishi to'g'risidagi faraziga asos bo'ldi: atom diametri juda kichik (10^{-14} m), atomning barcha musbat zaryadi va massasining katta qismi to'plangan yadrodan iborat bo'lib, yadro (yadro – «mag'iz» degan ma'noni bildiradi) manfiy zaryadlangan elektronlar buluti bilan o'ralgan. Atomning o'lchami 10^{-10} m tartibidadir. Atomning neytralligi esa elektronlarning manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadiga tengligidan kelib chiqadi. Alfa-zarralarning sochilishi ustida o'tkazilgan tajribalarda Rezerford yupqa oltin folgasini ($Z=79$) ^{214}Po

yemirilishida hosil bo'ladigan alfa-zarralar bilan bombardimon qildi. Folgadan o'tayotganda sochilgan alfa-zarralarning sochilish burchagini aniqlagan holda, alfa-zarrani sochayotgan nishon atomlarning (oltin atomlarining) tuzilishini aniqlash mumkin edi. Alfa-zarra gely atomi yadrosi bo'lib, ikki proton va ikki neytrondan iborat. Rezerford va Tomas Royds 1909-yilda alfa-zarra zaryadi $2e$ ga teng ekanligini aniqlagan edilar. Rezerford o'z modeli va Tomson modeli asosida sochilish burchagi θ ni nazariy hisobladi. Natijalarini tajriba natijalari bilan taqqosladi. Tomson modelida atomga tushgan alfa-zarra dastlabki yo'nalishidan ahamiyatsiz bo'lgan juda kichik burchakka og'adi, bu esa atom ichida elektr maydonining nisbatan kuchsiz ekanligini ko'rsatadi. Rezerford atomida alfa-zarralarning dastlabki yo'nalishidan og'ish burchagi kattaligi kuzatiladi. Buning sababi atomning barcha musbat zaryadi $+Ze$ kichik hajmda – yadroda to'planganligidir.

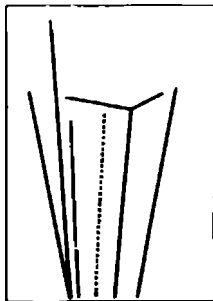
Rezerford o'z tajribalarida radioaktiv poloniy-214 yemirilishida hosil bo'ladigan energiyasi 7,68 MeV bo'lgan alfa-zarralardan foydalandi. Alfa-zarralarning parallel dastasi vakuumda qalinligi $6 \cdot 10^{-7}$ m bo'lgan oltin folgaga yo'naltirilgan va unda sochilishi kuzatilgan. Rezerford tajribasi sxemasi 4.2-rasmda keltirilgan. Alfa-zarralar manbai (S) oldiga markazida tirqishi bo'lgan diafragma (D) qo'yilgan. Manbadan chiqqan alfa-zarralarning tirqishga tushganlari tirqishdan dasta ko'rinishida chiqib lyumi-nessensiyali ekranga (LE) tushadi. Ekran rux sulfidi (ZnS) bilan qoplangan. Ekraning har bir alfa-zarra kelib urilgan joyida yorug' dog'lar-chaqnashlar (ssintillyatsiya) hosil bo'lishi kuzatiladi. Bir sekundda ekranga tushayotgan alfa-zarralar soni juda ko'p bo'lganligi uchun ularning hosil qilgan yorug' dog'lari qo'shib bir-birini qoplagan markaziy yorug' dog'ni hosil qiladi (4.2 a -rasm). Endi ekran oldiga qalinligi $6 \cdot 10^{-7}$ m bo'lgan oltin folga (OF) joylashtiriladi (4.2 b -rasm). Alfa-zarralar oltin folgadan o'tib ekranga tushadi. Oltin folga bo'lmaganda ekranda hosil bo'lgan markaziy yorug' dog' intensivligi oz bo'lsada kamayadi. Ekranda alfa-zarralar dastasi hosil qilgan markaziy yorug' dog'dan tashqarida boshqa yorug' dog'lar ham hosil bo'ladi. Bu yorug' dog'larni oltin folgadan o'tayotganda o'z harakat yo'nalishini o'zgartirgan, ya'ni oltin folga atomlarida sochilgan alfa-zarralar hosil qiladi. Ekranda hosil bo'lgan



4.2-rasm

yorug' dog'lar lupa yoki mikroskop (M) orqali kuzatiladi. Bu tajribada quyidagi hollar muhimdir: oltin atomining diametri $3 \cdot 10^{-10}$ m, u vaqtda qalinligi $6 \cdot 10^{-7}$ m bo'lgan oltin folgada 3300 atom qatlami bo'lib, bunda atomlar zich joylashadi. Shuning uchun alfa-zarralar oltin folgadan o'tganda taqriban 3000 ta oltin atomlari bilan to'qnashadi. Alfa-zarralarning ko'pchilik qismi folgadan o'tganda oltin atomlarida 1+3 daraja bo'lgan kichik burchaklarda sochilishi kuzatilgan. Lekin sochilgan alfa-zarralar orasida 150° burchakgacha yetadigan katta burchaklarda sochilgan alfa-zarralar mavjudligi ham aniqlangan. Bunday katta burchaklarda sochiladigan alfa-zarralar soni juda oz bo'lgan. Masalan, folgaga tushgan 8000 ta alfa-zarradan faqat bitta alfa-zarra 90° dan katta burchakka sochilgan. Katta tezlikdagi alfa-zarrani katta burchakka og'dirish uchun unga katta kuch bilan ta'sir qilish kerak. Rezerford tajribada kuzatilgan natijalardan quyidagi xulosaga keldi: har bir katta burchakka sochilish, bu qandaydir biror nuqtaviy kuch markazining unga yaqin masofada uchib o'tayotgan alfa-zarra bilan yakka ta'sirlashuvi natijasidir. Bunday kuch markazi esa musbat

zaryadlangan atom yadrosi edi. Demak, atomga tushgan alfa-zarralarning atomda katta burchakka sochilishi atom ichida musbat zaryadning juda kichik hajmda to'planganligini va uning kuchli elektr maydonini hosil qilishini ko'rsatadi. Alfa-zarra o'zi gelyi atomi yadrosidir. Bu ikki yadro orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sirlashuv alfa-zarraning katta burchaklarda sochilishiga sabab bo'ladi. Alfa-zarralarning o'z harakati yo'nalishidan og'ishini (sochilishini) ularning Vilson kamerasidagi izlarining fotosuratlaridan ko'rish mumkin (4.3-rasm).



4.3-rasm

Rasmda alfa-zarraning kisloroddagi izi tasvirlangan. Odatda alfa-zarralar izlarining oxiri bir-biridan farq qilmaydi. Lekin rasmdagi izlar orasida oxiri sinq yoki *vilka* ko'rinishida bo'lgan izlar ham kuzatiladi. Bu izlar alfa-zarralarning yadro bilan to'qnashuvlari natijasida hosil bo'lgan. To'qnashish natijasida alfa-zarraning harakat yo'nalishi keskin o'zgargan va to'qnashish tufayli harakatga kelgan yadro esa yangi iz qoldirgan, bu iz alfa-zarra izi bilan *vilka* hosil qilgan. Bu fotosurat katta og'ish burchaklari yakka

to'qnashish natijasida hosil bo'lishini ko'rsatadi. Atom ichida juda kichik hajmga (o'lchami 10^{-13} sm) va katta massaga ega bo'lgan musbat zaryad – yadro kuchli elektr maydonni hosil qiladi. Demak, atom ichida musbat zaryad kichik hajmga to'plangan, bu hajm *yadro* deyiladi. Bu xulosa atom tuzilishining yadroviiy modeli edi. Uchib kelayotgan alfa-zarralarning atom ichida yadro hosil qilgan kuchli elektr maydoniga tushganlari maydon ta'sirida o'z yo'nalishini o'zgartiradi, ya'ni katta burchaklarda sochiladi. Agar musbat zaryad atomda katta hajmda taqsimlangan bo'lganda, atom ichida kuchli elektr maydoni bo'lmasdi. U vaqtda atomga tushgan alfa-zarralar o'z yo'nalishni o'zgartirmay, sochilmay to'g'ri o'tib ketgan bo'lardi.

O'tkazilgan tajribalarning natijalarini Rezerford quyidagicha tushuntirdi: atomning juda kichik hajmida musbat zaryad joylashgan, uning atrofidagi atomning barcha qismi esa manfiy zaryadli elektronlar bulutidan iborat bo'lib, bu elektronlarning to'liq manfiy zaryadi kichik hajmdagi musbat zaryadga miqdor jihatidan teng. O'tkazilgan tajribalarning bunday natijalari Rezerford farazi-

ning to'g'riligini tasdiqladi. Bunday tajribalar, hisoblashlar natijasida atomning yadroviy modeli yaratildi. Bu model ko'pincha planetar model deb yuritiladi, chunki atomning yadroviy model asosidagi tuzilishi Quyosh tizimi tuzilishiga o'xshatiladi, ya'ni yadroni Quyoshga, elektronlar esa planetalarga o'xshatiladi.

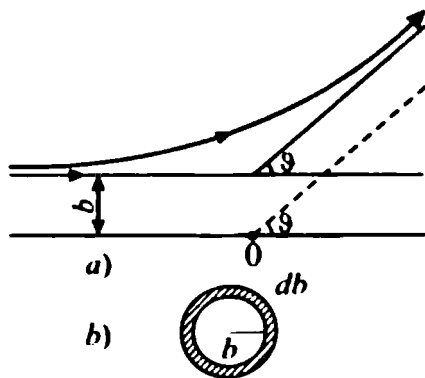
4.4-§. Alfa-zarralarning sochilish nazariyasi.

Rezerford formulasi

Rezerford alfa-zarralar sochilishining miqdoriy nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada alfa-zarraning yadro bilan o'zaro ta'sirlashuvi Kulon qonuni asosida bo'ladi. Alfa-zarra va u bilan ta'sirlashadigan yadro orasidagi o'zaro ta'sir kuchi ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional deb faraz qilinadi. Bu albatta gipoteza, chunki alfa-zarra yadroga 10^{-12} sm masofada yaqinlasha oladi. Bunday masofalar uchun Kulon qonuni tajribada tekshirilmagan. Alfa-zarralarning yadro maydonidagi harakati Rezerford tomonidan klassik mexanika nuqtai nazaridan qaralgan. Sohadigan yadro massasi alfa-zarra massasiga nisbatan shunchalik katta deb faraz qilinadiki, yadroni qo'zg'almas deb qarash mumkin. Lekin haqiqatda yadro harakatsiz emas, shuning uchun alfa-zarra massasini keltirilgan massa bilan almashtirib, yadro harakatini hisobga olish mumkin.

Rezerfordning ko'rsatishi bo'yicha, α -zarraning atomda sochilishi uchun atom ichida kichik hajmga (radiusi 10–14 m) to'plangan katta massa bilan bog'liq bo'lgan musbat zaryad hosil qilgan kuchli elektr maydoni bo'lishi kerak. Bunday tasavvurlar asosida Rezerford α -zarralar sochilishining miqdoriy nazariyasini rivojlantirdi.

Rezerford tajribasida qalinligi 10^{-5} – 10^{-4} sm bo'lgan metall folgalar ishlatilgan. Bunday holda katta burchaklarda sochilishda alfa-zarralarning yadro bilan ko'p marta to'qnashishlarini hisobga olmaslik mumkin. Ikki va undan ko'p marta to'qnashishda katta burchaklarga sochilish ehtimoliyati juda kichik. Elektronlar massasi kichik bo'lganligi tufayli alfa-zarralarning elektronlarda katta burchaklarda sochilish ehtimoliyati ham juda kichik. U vaqtda alfa-zarralarning faqat bitta yadro bilan o'zaro ta'siri hisobga olinadi.



4.4-rasm

Alfa-zarra bitta yadro bilan o'zaro ta'sirlashib, boshqa yadrolardan uzoqdan uchib o'tadi. Alfa-zarralarning atom yadrosida sochilishi 4.4-rasmda tasvirlangan. Shunday qilib, Rezerford nazariyasi faqat bitta yadro elektr maydoni ta'sirida bo'ladigan katta burchakdagi sochilishlar uchun o'rinli bo'ladi. Bunday sochilish *Rezerford sochilishi* deyiladi. Bu sochilish elastik sochilish hisoblanadi, chunki sochilish natijasida alfa-zarraning kinetik energiyasi o'zgarmaydi. Yuqorida qaralgan masala Quyosh atrofida planetalar harakati to'g'risidagi Kepler masalasiga o'xshaydi. Har ikki masalada ham jismlarning o'zaro ta'sir kuchi markaziy bo'lib, ta'sirlashuvchi jismlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Planetalar holida qaralsa, bu kuch tortishish kuchidir, zarralar holida esa bu kuch itarishish kuchidir. Bunday hol planetalar ellips va giperbola bo'yicha, alfa-zarralar esa faqat giperbola bo'yicha harakat qilishida ko'rinadi. Rezerford α -zarralar sochilishini quyidagi sxema orqali tushuntirdi: O nuqtaga sochadigan yadro joylashtirilgan bo'lsin. Yadro zaryadi $+Ze$ va α -zarra zaryadi $+2e$ ga teng. Yadroning massasi α -zarra massasiga nisbatan shunchalik kattaki, yadroni qo'zg'almas deb qaraladi. Lekin haqiqatda yadro harakatsiz emas, shuning uchun α -zarra massasini keltirilgan massa bilan almashtirib yadro harakatini hisobga olish mumkin. Yadroga tomon uchib kelayotgan α -zarra va yadro orasidagi o'zaro itarishish kuchi Kulon qonuniga bo'ysunadi deb faraz qilinadi. Bu kuch α -zarra va yadro orasidagi masofa kvadratiga teskari proporsional. Klassik mexanikadan ma'lumki, α -zarra O nuqtadagi yadroga nisbatan giperbola bo'ylab harakatlanishi kerak. α -zarraning massasi m , sochuvchi

yadrodan uzoqroq masofadagi tezligi ϑ bilan belgilanadi. Agar α -zarra yadro bilan ta'sirlashmasa, u yadrodan b masofadan uzoqlikda uchib o'tib ketgan bo'lar edi. b masofa α -zarraning yadroga yaqinlashish masofasi bo'lib, unga nishonga olish masofasi deyiladi, lekin uni tajribada o'lchash imkoniyati mavjud emas. Uchib kelayotgan α -zarra b masofagacha yaqinlashadi, so'ng yadrodan itarilib giperhola bo'yicha harakatlanishi kerak. Yadrodan itarilayotgan α -zarraning chetlanish burchagi ϑ Kulon qonuni asosida quyidagicha aniqlanadi:

$$\text{ctg } \frac{\vartheta}{2} = \frac{m\omega^2 b}{2Ze^2}. \quad (4.5)$$

Bu formuladan tajribada aniqlanishi mumkin bo'lgan parametrlar asosida sochilishning effektiv kesimini aniqlashda foydalaniladi.

(4.5) formulada m – alfa-zarra massasi, ω – uning tezligi, Ze – yadro zaryadi, $2e$ – alfa-zarra zaryadi (elementar zaryad birligida), Z – yadroning zaryad soni yoki qisqacha yadro zaryadi deyiladi. b – alfa-zarraning yadroga eng kichik yaqinlashish masofasi, ya'ni nishonga olish masofasi. Sochilish burchagi θ nishonga olish masofasi b ga bog'liq. Alfa-zarra qanchalik yadro yaqinidan o'tsa, ya'ni b qanchalik kichik bo'lsa, alfa-zarra shunchalik katta burchakka og'adi. (4.5) formulani tajribada tekshirish ancha qiyin, chunki bu formulaga o'lchab bo'lmaydigan kattalik b kiradi. Shuning uchun bu formuladan kelib chiqadigan statistik natijalarni qarab chiqish mumkin. Shu sababli differensial effektiv kesim tushunchasi kiritiladi. Vaqt birligida birlik yuza orqali yadroga tomon uchayotgan alfa-zarralar soni N bo'lsin. Bunda alfa-zarralar oqimiga perpendikulyar bo'lgan $d\sigma$ elementar yuzadan uchib o'tgan alfa-zarralar soni quyidagicha:

$$dn = N d\sigma. \quad (4.6)$$

Sochilgandan so'ng bu zarralar $d\Omega$ elementar fazoviy burchak ichiga tushadi. $d\Omega$ – burchakning kattaligi va uning o'qining yo'nalishi $d\sigma$ – yuzaning kattaligi va holati bilan aniqlanadi. Shuning uchun dN vaqt birligida $d\Omega$ fazoviy burchak ichida yadrodan sochilgan alfa-zarralar sonini ifodalaydi. dN ning N ga nisbati $d\sigma$ ga teng, $d\sigma$ yuza birligida o'lchanadi. $d\sigma$ alfa-zarralarning yadrodan

sochilishida yadroning differensial effektiv kesimini bildiradi. Bu tushuncha zarralar bilan bo'ladigan barcha jarayonlarda ishlatiladi. Aytilgan ta'rifga binoan differensial effektiv kesimni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d\sigma = \frac{dN}{N}. \quad (4.7)$$

Demak, *differensial effektiv kesim deb, vaqt birligi ichida yadrodan sochilgan zarralar sonining tushayotgan zarralar soniga bo'lgan nisbatiga aytiladi.*

Endi alfa-zarraning alohida atom yadrosida sochilishi uchun differensial effektiv kesimning aniqlanishini ko'raylik. Alfa-zarralar sochilgandan so'ng $d\sigma$ yuza orqali o'tib $d\Omega$ burchak ichiga tushadi. x o'qi sifatida nishonga olish masofasi $b=0$ bo'lganda, alfa-zarraning to'g'ri chiziqli trayektoriyasini olaylik. Silindrik simmetriyadan foydalanib, oddiylik uchun $d\sigma$ ni halqa yuzasi deb olaylik, ya'ni:

$$d\sigma = 2\pi b db. \quad (4.8)$$

$d\sigma$ yuza zarralar oqimiga perpendikulyar bo'lsin. Bunday yuzaning ichki o'lchami b ga, tashqi o'lchami esa $b+db$ ga teng, markazi x o'qida joylashgan (4.4b-rasm).

b va $b+db$ oraliqqa alfa-zarralarning sochilish burchaklariga θ va $\theta+d\theta$ lar mos keladi. (4.5) formulaga asosan:

$$db = \frac{Ze^2}{m\beta^2} \cdot \frac{d\theta}{\sin^2(\theta/2)}. \quad (4.9)$$

Alfa-zarralar $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochiladi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (4.10)$$

U vaqtda (4.9) va (4.10) formulalarga asosan:

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{m\beta^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (4.11)$$

(4.11) formula faqat halqa shaklidagi yuza uchun to'g'ri bo'lmasdan, balki istalgan elementar yuza $d\sigma$ uchun to'g'ri bo'ladi. (4.11) for-

mulaga *Rezerford formulasi* deyiladi, tajribada tasdiqlangan. Rezerford birinchi bo'lib yadroning mavjudligini asosladi.

Sochilishning *to'liq effektiv kesimi* deb, vaqt birligi ichida sochilgan alfa-zarralarning to'liq sonining tushayotgan zarralar to'liq soniga bo'lgan nisbatiga aytiladi. To'liq effektiv kesim σ differensial effektiv kesim dS ni dW ning mumkin bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallash orqali aniqlanadi. Alfa-zarralar sochilishi holida $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ ekanligini hisobga olib, $\theta = 0$ dan $\theta = \pi$ gacha bo'lgan chegarada integrallash kerak. Integrallashda $\sigma = \infty$ natija hosil bo'ladi. Bundan esa, $d\sigma$ yuza x o'qidan qancha uzoq bo'lsa, sochilish burchagi θ shuncha kichik bo'lishi ko'rinadi. x o'qdan uzoqdagi yuzalardan o'tadigan alfa-zarralar amalda og'maydilar. Bunday yuzalarning yig'indisi va sochilgan zarralarning to'liq soni cheksiz. Xuddi shuningdek, sochilishning to'liq kesimi ham cheksiz kattadir. Bu xulosa formal xarakterga ega, chunki kichik sochilish burchaklari uchun Rezerford formulasi to'g'ri bo'lmaydi.

(4.11) formulani tajribada tekshirish mumkin bo'lgan ko'rinishda yozish mumkin. Alfa-zarralarning turli yadrolarda sochilishi bir-biriga bog'liq emas. U vaqtda, n hajm birligidagi sochuvchi yadrolar soni bo'lsa, vaqt birligi ichida V hajmda $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochilgan alfa-zarralarning o'rtacha soni dN quyidagicha aniqlanadi:

$$dN = VnN \left(\frac{Ze^2}{m\vartheta^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (4.12)$$

(4.12) ifodada keltirilgan Rezerford formulasi tajribada tasdiqlangan. Tajribada $d\Omega$ fazoviy burchak doimiy ($d\Omega = \text{const}$) bo'lganda, (4.12) formuladan $dN \sin^4(\theta/2)$ ham doimiy ($dN \sin^4(\theta/2) = \text{const}$) bo'lishi ko'rinadi. (4.12) formulada $n = 1 \text{ sm}^3$ hajmdagi sochuvchi yadrolar soni, N – sochuvchi yupqa metall folgaga bir sekundda tushayotgan alfa-zarralar soni, θ – sochilish burchagi, alfa-zarralar $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochiladi, dN – sochilgan alfa-zarralarning soni, Ze – sochuvchi yadroning zaryadi. (4.12) formuladan ko'rinadiki, sochilgan alfa-zarralar soni dN sochilish burchagi θ ga uzviy bog'liq, q burchakning kamayishi bilan dN ortadi. Hajm $V = 1 \text{ sm}^3$ bo'lganda, Rezerford formulasi

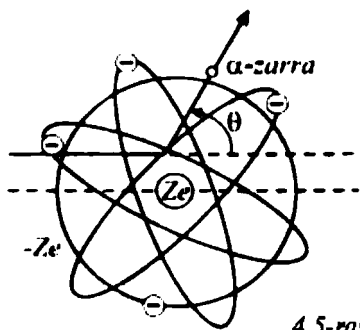
$$dN = nN \left(\frac{Ze^2}{m\mathfrak{g}^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad (4.13)$$

ko'rinishda bo'ladi. Rezerford formulasining tajribada tasdiqlanishi alfa-zarra va yadroning o'zaro ta'sirlashuvi yaqin masofalarda Kulon qonuniga bo'ysunishini isbotladi. Kulon qonunining ishlatilish chegarasini aniqlash maqsadida Blekett tomonidan gazlarda alfa-zarralarning sochilishi ustida tajribalar olib borildi. Vilson kamerasida alfa-zarralarning ko'p sondagi izlari rasmga olindi, ularning og'ish burchaklari o'lchanildi, ya'ni sochilish burchaklari hisoblandi. Tajribalarda havoda ta'sirlashuvchi alfa-zarra va yadro orasidagi masofa $3 \cdot 10^{-12}$ sm dan $5 \cdot 10^{-10}$ sm gacha, argonda $7 \cdot 10^{-12}$ sm dan 10^{-9} sm gacha bo'lganda bu ta'sirlarni tushintirish uchun Kulon qonunini tatbiq etish mumkinligi aniqlandi. Lekin tajribalar ta'sirlashuvchi zarralar orasidagi masofa 10^{-12} sm va undan kichik bo'lganda Kulon qonunidan keskin chetlanish bo'lishini ko'rsatadi. Bunday kichik masofalarda yadro tortishish kuchlari ta'sir qiladi va bu kuchlar Kulon itarishish kuchlaridan kattadir.

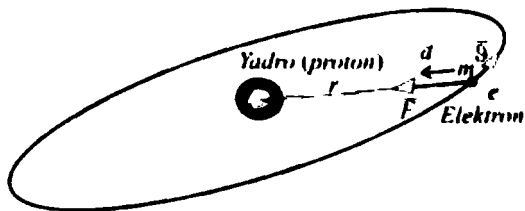
4.5-§. Atom tuzilishining planetar modeli

Rezerford o'tkazgan tajribalari asosida atom tuzilishining planetar modelini yaratdi. Bu modelga asosan atom markazida o'lchami juda kichik ($\approx 10^{-14}$ m) va zaryadi $+Ze$ bo'lgan og'ir yadro turadi. Yadro atrofida Quyosh atrofida harakatlanayotgan planetalar singari manfiy zaryadlangan Z sondagi elektronlar doiraviy va elliptik orbitalarda harakatlanadi. Atom tuzilishining bu modeli dinamik planetar modelidir. Agar bu model statik model bo'lganda edi, u vaqtda kulon tortishish kuchlari ta'sirida yadroni o'rab turgan barcha elektronlar yadroga tortilgan bo'lar edi. Dinamik planetar modelda esa og'ir yadro qo'zg'almas deb qaraladi. Elektronlar esa yadro atrofida doiraviy va elliptik orbitalarda harakatlanadi (4.5-rasm).

Eng oddiy atom vodorod atomining planetar modelini ko'rib chiqaylik. Oddiylik uchun massasi m va manfiy zaryadli elektron atomning markazida joylashgan zaryadi $+e$ bo'lgan proton atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakatlanadi (4.6-rasm). Birinchi yaqinlashishda massasi elektron massasidan 1836 marta katta bo'lgan



4.5-rasm



4.6-rasm

protonning harakatini hisobga olmaslik mumkin. Elektronni orbitada ushlab turgan kuch proton va elektron orasidagi Kulon o'zaro tortishish kuchidir. Bu kuchni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}. \quad (4.14)$$

Bu formulada r – elektronning doiraviy orbitasi radiusidir. Nyutonning ikkinchi qonuni asosida (4.14) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} = m \frac{g^2}{r}. \quad (4.15)$$

(4.15) formulada $\frac{g^2}{r} = \alpha_r$ – markazga intilma tezlanish. (4.15)

formuladan foydalanib, klassik yaqinlashishda elektronning kinetik energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$E_k = \frac{1}{2} m g^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}. \quad (4.16)$$

Atom tizimining potentsial energiyasi esa:

$$E_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}. \quad (4.17)$$

(4.17) formulada (–) ishora atom tizimida tortishish kuchlari ta'sir qilishini bildiradi. Atom tizimining to'liq energiyasi kinetik va potentsial energiyalar yig'indisiga teng:

$$E = E_A + E_n = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}. \quad (4.18)$$

Atom tizimi bog‘langan tizimdir. Elektronning bog‘lanish energiyasi elektronni atomdan ajratish uchun yetarli bo‘lgan eng kichik energiya miqdori yoki atomni ionlashtirish energiyasi ham deyiladi. Tajriba yo‘li bilan vodorod atomi uchun bog‘lanish energiyasi $-13,53$ eV ekanligi aniqlangan. Bu qiymatni (4.18) formuladagi E o‘rniga qo‘yib, atom radiusi $r = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{m} = 0,53 \text{ \AA}$ ekanligini hisoblash mumkin. Radiusning bu qiymati $r = r_1$ – Bor radiusi deb qabul qilingan. Elektronning orbitadagi chiziqli tezligi, uning orbitada aylanish chastotasi bilan quyidagi munosabat orqali bog‘langan:

$$\vartheta = \omega r = 2\pi fr. \quad (4.19)$$

(4.19) formuladan ϑ ning qiymatini (4.16) formulaga qo‘yib quyidagi ifodani hosil qilish mumkin:

$$m(2\pi fr)^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}. \quad (4.20)$$

(4.20) formuladan elektronning yadro atrofida aylanish chastotasi f ni aniqlash mumkin:

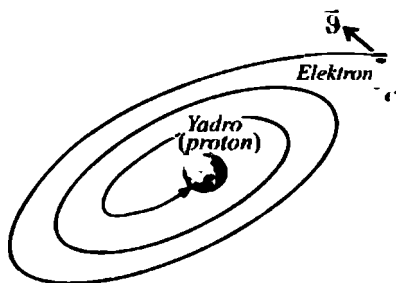
$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mr^3}}. \quad (4.21)$$

(4.21) formulaga $r = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{m}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kl}$, $m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{kg}$ qiymatlarni qo‘yib hisoblaganda, chastota $f = 7 \cdot 10^{15} \text{s}^{-1}$ ekanligi aniqlanadi. Bu qiymat f ning boshqa usullar orqali aniqlangan qiymatiga mos keladi.

4.6-§. Atom planetar modelining klassik fizika tasavvurlariga mos kelmasligi

Atom tuzilishini tushuntirishda muvaffaqiyatlarga erishilgan bo‘lsada, fiziklar oldida ayrim qarama-qarshiliklarni oydinlashtirish vazifasi turar edi. Masalan, klassik elektrodinamika qonunlariga asosan:

1. Atomning planetar modeliga ko'ra, elektronlar yadro atrofida yopiq orbitalarda markazga intilma tezlanish bilan harakatlanadilar. Klassik fizika nuqtai nazarida elektronlar uzluksiz ravishda elektro-magnit to'lqinlar nurlashi kerak. Natijada elektronning energiyasi nurlanishga sarflanib asta-sekin kamayib boradi, bunda elektronlar orbitasi ham uzluksiz kichrayib boradi. Bu vaqtda elektron juda qisqa vaqtda (10^{-8} s) yadroga tushib qoladi (4.7-rasm), bunda atom buziladi, uning barqarorligi yo'qoladi. Bunday bo'lishi esa mumkin emas.



4.7-rasm

Demak, klassik fizika nuqtai nazarida atom planetar modeli tuzilishida mavjud bo'la olmaydi. Planetar model atomning barqarorligini tushuntira olmaydi.

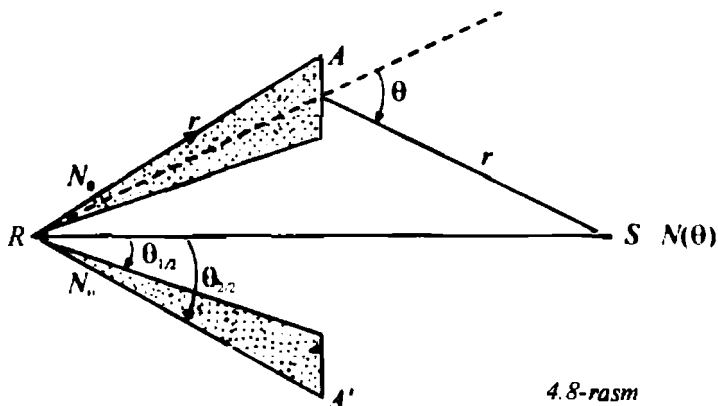
2. Klassik fizika nuqtayi nazaridan atom nurlaydigan energiya chastotasi elektronning yadro atrofida orbita bo'ylab aylanish chastotasiga teng bo'lishi kerak. Bunda atom chiqaradigan nurlanish energiyasi spektri uzluksiz bo'ladi va elektron yadro atrofida mumkin bo'lgan barcha orbitalarni chizadi. Bu vaqtda atomlar juda qisqa vaqt oralig'ida buzilishi kerak. Bu ko'rilgan har ikki mulohaza ham tajriba natijalariga ziddir. Tajriba natijalari atomning barqaror tizim ekanligini, atom spektrlari diskret energiyali spektral chiziqlar to'plamidan iborat bo'lgan chiziqli diskret spektr ekanligini, atomdagi elektron orbitalar diskret ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib, bir tomondan Rezerford tajribalari atom tuzilishining planetar modelini tasdiqlaydi. Ikkinchi tomondan atom planetar modeliga va klassik fizika tasavvurlariga asoslanib, tajribada kuzatilgan bir qator natijalar va qonuniyatlarni tushuntirib bo'lmaydi. Planetar model atomning barqarorligini va atom nurlanish spektrlarining diskretligini tushuntira olmadi, ya'ni atomning energiya chiqarish va yutish jarayonlarini tushuntira olmadi. Bunday qarama-qarshiliklarni bartaraf qilish uchun fizikaga yangi tushunchalarni kiritish talab qilinar edi. Bunday tushunchalar 1913-yilda daniyalik fizik Nils Bor tomonidan kiritildi.

4.7-§. Yadro zaryadini aniqlash

Rezerford formulasida ((4.13) formula) Z dan boshqa barcha kattaliklar qiymati ma'lum yoki tajribada o'lchash mumkin. (3.13) formulada sochuvchi yadro zaryadi Z soni elementning Mendelejev elementlar davriy sistemasida joylashgan tartib raqamiga teng. Bu esa elementlarning davriy tizimda atom massasining ortishiga qarab emas, balki element atomi zaryadi Ze ning ortishiga qarab joylashganligini ko'rsatadi. Z ni aniqlash borasidagi tajribalar Chadvik tomonidan o'tkazilgan. Haqiqatdan ham fluoressensiyali ekranga tushayotgan alfa-zarralar hosil qilgan ssintillyatsiyalar soni N ni va θ burchakka sochilgan alfa-zarralar hosil qilgan ssintillatsiyalar soni dN ni sanash orqali

$$d\sigma = dN/N$$

kattalikni aniqlash mumkin. Rezerford formulasining o'ng tomoniga esa aniq bo'lgan kattaliklar (n, e) yoki tajribada aniqlanishi mumkin bo'lgan kattaliklar (M, ϑ^2, θ) kiradi. Shunday qilib, Z ni topish uchun ekranga kelib tushgan alfa-zarralar soni N va ekranda hosil bo'lgan ssintillyatsiyalar (chaqnashlar) soni dN ni aniqlash kerak. dN va N larni o'lchashdagi qiyinchilik, ularning bir-biridan katta farq qilishidir. Dastlabki tajribalarda ular turli qurilmalarda o'lchandi, bu esa katta xatoliklarga olib keldi. Chadvik tajribalarida bu kamchiliklar bartaraf qilindi. Chadvik dN va N larni bir tajriba qurilmasida o'lchadi (4.8-rasm). Shuning uchun Z ni yuqori aniqlikda o'lchashga muvaffaq bo'ldi. Chadvik tajribasi quyidagicha:



4.8-rasm

sochuvchi folga zar qog'oz AA' halqa shakliga ega. Alfa-zarralar manbai R va rux sulfididan (ZnS) yasalgan fluoressensiyalanuvchi S ekran AA' halqadan bir xil r masofada joylashtirilgan ma'lum burchakda sochilgan alfa-zarralar soni sanaladi. Bu burchak RS o'q bilan R manbadan chiqib folgaga kelayotgan alfa-zarralar yo'nalishi orasidagi burchakdan ikki marta katta bo'lishi kerak. Halqa ichida R va S orasiga alfa-zarralar uchun tiniqmas ekran qo'yib faqat sochilgan alfa-zarralar soni dN ni sanash mumkin, aksincha AA' halqani ekran bilan yopib, tushayotgan alfa-zarralar soni N ni sanash mumkin. Tushayotgan alfa-zarralar soni N juda katta bo'lgani uchun uni sanash qiyin. Masalan, sochilgan α -zarralarning chaqnashlari soni minutiga 30 ta bo'lishi uchun tushayotgan α -zarralarning soni N minutiga 2000 ga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun S ekran oldiga kichik tirqishi bo'lgan aylanuvchi disk qo'yiladi. Disk yordamida ekrandagi ssintillyatsiyalar sonini bir necha marta kamaytirish mumkin. Shunday yo'l bilan Chadvik platina, kumush, mis elementlari uchun Z ning qiymatini aniqlashga muvaffaq bo'ldi: Pt (platina) uchun $Z = 77,4$; Ag (kumush) uchun $Z = 46,3$ va Cu (mis) uchun $Z = 29,3$. Bu elementlarning D. Mendeleyev davriy tizimidagi o'rni tegishlicha 78; 47 va 29 ga tengdir. Chadvik tomonidan o'tkazilgan bunday tajriba yadro zaryadi soni elementning D. Mendeleyev elementlar davriy tizimidagi tartib raqamiga teng ekanligini ko'rsatdi.

Atom xususiyatlari. Yuqorida bayon qilingan tushunchalardan kelib chiqadigan asosiy xulosalar:

1. Atom markazida musbat zaryadli og'ir yadro joylashgan, uning atrofida Quyosh atrofida harakatlanayotgan planetalar singari manfiy zaryadlangan yengil elektronlar yopiq orbitalarda harakat qiladi. Bu atom tuzilishining planetar modelidir.

2. Kimyoviy elementlarning D. Mendeleyev davriy tizimidagi tartib raqami Z atom yadrosining zaryadi sonini bildiradi hamda atom elektronlar qobiqlaridagi elektronlar sonini ko'rsatadi. Davriy tizimda elementlar atom massasining ortib borishi bilan emas, balki element zaryadi Ze ning ortishi bilan joylashadi.

3. Atomning musbat zaryadi radiusi 10^{-14} m tartibda bo'lgan kichik hajmda joylashgan. Atomning musbat zaryadli bu kichik hajm atom *yadrosi* deb aytiladi.

4. Atomning deyarli barcha massasi (99,95%) atom yadrosida to'plangan. Buning sababi yadroning «og'ir» protonlardan va neytronlardan, elektron qobiq «yengil» elektronlardan tuzilganligidir ($m_p=1836m_e$, $m_n=1838m_e$, $m_e=9,11\cdot 10^{-31}$ kg).

5. Atomning o'lchami 10^{-10} m tartibidir.

Shunday qilib, yuqorida bayon qilinganlar bo'yicha atom to'g'risida quyidagi asosiy tushunchalarga ega bo'lish mumkin.

Atom moddaning eng kichik zarrasi bo'lib, elementning barcha kimyoviy va fizikaviy xossalariga ega bo'ladi. Atom musbat zaryadlangan yadro va yadroning Kulon elektr maydonida elektron qobiqlarda harakatlanuvchi manfiy zaryadli elektronlardan iborat. Atomning o'lchami (radiusi) 10^{-8} sm= 10^{-10} m tartibidir. Atomning deyarli barcha massasi (99,95%) yadroda joylashgan. Buning sababi yadroning *og'ir* proton va neytronlardan tashkil topganligidir. Elektron qobiqlar esa, *yengil* elektronlardan tuzilgan ($m_e=9,11\cdot 10^{-31}$ kg= $=9,11\cdot 10^{-28}$ g=0,000549 m.a.b.). Atomning zaryadi uning juda kichik hajmida (o'lchami $\sim 10^{-14}$ m) bo'lgan yadrosida to'plangan. Yadro zaryadi esa $+Ze$ ga teng (Z – elementning Mendeleev davriy tizimidagi tartib raqami, ya'ni element yadrosi zaryadi soni). Atom elektron qobiqlaridagi elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisi yadroning musbat ($+Ze$) zaryadiga teng. Bunday holda atom neytral deyiladi. Atom murakkab, barqaror elektr tizimidir. Barcha kimyoviy jarayonlar atom qobiqlarida elektronlarning qayta joylashishi tufayli yuz beradi. Atomning kimyoviy xossalari uning tashqi elektron qobiqlardagi elektronlari bilan aniqlanadi. Tashqi elektronlar yadro bilan kuchsiz bog'langandir. Shuning uchun ularga qo'shni atomlar tashqi qobiq elektronlarining elektr ta'siri kattaroq bo'ladi. Atom elektron qobiqlarining tuzilishi va xossalari atom yadrosi elektr maydoni bilan aniqlanadi.

Eng oddiy atom vodorod atomidir. Vodorod atomi yadrosida bir proton va yadroning Kulon elektr maydonida elektron qobig'ida harakatlanayotgan bir elektrondan iborat (4.6-rasmga qaralsin). Turli moddalar atomlarining o'lchami turlicha bo'ladi. Masalan, H (vodorod) atomi o'lchami O (kislrod) atomi o'lchamidan kichik, Na (natriy) atomi o'lchami Cl (xlor) atomi o'lchamidan kichik, O (kislrod) atomi o'lchamidan esa katta. Atom o'lchami 10^{-10} m tartibida bo'ladi.

Ion elektr zaryadiga ega bo'lgan zarra bo'lib, atom yoki molekulaning elektron yo'qotishi yoki qo'shib olishi natijasida hosil bo'ladi. H^+ , Li^{++} , Be^{+++} ionlar vodorodsimon ionlar bo'lib, $+Ze$ zaryadga ega bo'lgan yadrodan va bir elektrondan iborat.

4.8-§. Bor postulatlari. Atom tuzilishining Bor nazariyasi

Klassik fizika qonunlari o'z mohiyatiga ko'ra, uzluksiz jarayonlarni ifodalashga qodirdir. Kimyoviy elementlar atomlari nurlanish spektridagi spektral chiziqlarning xarakteri atom ichidagi jarayonlar uzlukli ekanligini ko'rsatadi. Buni birinchi bo'lib Nils Bor tushundi va klassik fizika qonunlarini atom ichkarisidagi jarayonlarga tatbiq qilib bo'lmasligini ko'rsatdi.

Rezerfordning atom tuzilishi planetar modeli to'g'ri hisoblansa-da, lekin atomning energiya nurlashi jarayonini, atomlarning turg'unligini tushuntirishda qiyinchiliklarga duch keldi. 1913-yilda Rezerfordning atom tuzilishi modeli Nils Bor tomonidan mukammallashtirildi va bu qiyinchiliklar bartaraf qilindi.

N. Bor Rezerford tajribalarida kuzatilgan, lekin klassik fizika tushuntira olmaydigan natijalarni, qonuniyatlarni tushuntirishda o'zi-ning vodorod atomi tuzilishi modelini taklif qildi. Bor model vodorod atomi tuzilishining birinchi muvaffaqiyatli modeli bo'lib, atom tuzilishi to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishida muhim o'rin tutdi. Bor modeli de-Broyl gipotezasining vujudga kelishida ham katta ahamiyatga ega bo'ldi. Atom nurlanishi spektridagi qonuniyatlar, atomdagi energetik sathlar birinchi marta Bor tomonidan tushuntirildi. Vodorod atomi tuzilishining Bor taklif qilgan modeli uning quyidagi postulatlari asoslanadi:

1. Atom uzoq vaqt statsionar holatlarda bo'la oladi. Atom statsionar holatlarda energiyaning $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ diskret qiymatlariga ega bo'ladi. Atom statsionar holatlarda energiya nurlamaydi. Shuning uchun bunday holatlar statsionar holatlar deyiladi. Atomning statsionar holatlariga statsionar orbitalar mos keladi.

2. Atomda bo'lishi mumkin bo'lgan statsionar orbitalardan elektronning impuls momenti

$$L = m\mathfrak{r} = n\hbar, (n=1,2,3,\dots) \quad (4.22)$$

shartni qanoatlantiradigan statsionar orbitalargina mavjud bo'ldi. Bunday orbitalar ijozat etilgan statsionar orbitalar deyiladi. Atomdagi statsionar orbitalar kvantlangan bo'lib, diskret energetik sathlarni hosil qiladi.

3. Elektron energiyasi E_i bo'lgan orbitadan energiyasi E_f bo'lgan ($E_i > E_f$) orbitaga o'tganda atom energiya chiqaradi. Chiqarilgan energiya har ikki orbita energiyalari farqiga teng bo'ldi, ya'ni:

$$h\nu = E_i - E_f, \quad (4.23)$$

Bu formuladan:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h}, \quad (4.24)$$

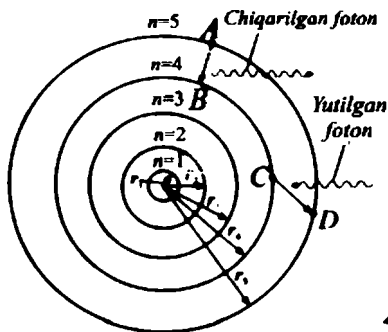
(4.24) formulada E_i – birinchi orbita energiyasi, E_f – ikkinchi orbita energiyasi, n – chiqarilgan energiya chastotasi. (4.23) munosabat atom energiya yutganda ham o'rinli bo'ldi. $E_i > E_f$ bo'lganda energiya yutiladi. Bunda atomga tushgan foton energiyasi atomni pastgi energetik holatdan yuqorigi energetik holatga o'tkazadi. Masalan, agar elektron $n = 5$ orbitadan $n = 4$ bo'lgan orbitaga o'tsa, u vaqtda atom chastotasi (4.9-rasm)

$$\nu = \frac{E_5 - E_4}{h},$$

bo'lgan energiya chiqaradi (chiqarish spektri hosil bo'ldi). Agar atomga energiyasi $h\nu = E_5 - E_4$ bo'lgan foton tushsa, bu foton atomda yutiladi va elektron bu foton energiyasi ta'sirida $n = 4$ orbitadan $n = 5$ orbitaga o'tadi (yutilish spektri hosil bo'ldi). Demak, atom energiyasi katta bo'lgan holatdan energiyasi kichik bo'lgan holatga o'tsa energiya chiqaradi. Agar atom energiyasi kichik bo'lgan holatdan energiyasi katta bo'lgan holatga o'tsa energiya yutadi. Buning uchun atomga tashqaridan energiya berish kerak. (4.24) ifodaga esa Bor chastotalari qoidasi deyiladi. h – Plank doimiyligi bo'lib, uning son qiymati quyidagicha: $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi},$$

yoki
$$\hbar = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 3,14} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}.$$



4.9-rasm

Demak, atomda elektronlar ixtiyoriy qiymatdagi energiyaga ega bo'lmagan, balki energiyaning aniq qiymatlarigagina ega bo'ladi, bu energiyalar qiymatlari diskret spektrni hosil qiladi. Yuqorida keltirilgan postulatlar asosida vodorod atomining birinchi muvaffaqiyatli modeli tuzildi. Bu modelda hisoblashlar doiraviy orbitalar uchun bajariladi.

Bor modeli atom stasionar holatda nima uchun energiya nurlanmasligini tushuntira olmaydi. Bundan tashqari, elektron yadro atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakatlanishini tajribada ko'rsatish mumkin emas. Shuning uchun Bor modelining tadbig'ida ma'lum cheklashlar mavjud. Keyinchalik spektroskopiyada qilinayotgan yangi kashfiyotlarga Bor modeli javob bera olmadi. Bu hol yangi fizikaviy nazariyani ishlab chiqishni talab qilar edi. Bor modeli o'rniga hozirgi vaqtda Geyzenberg, Shredinger, Diraklar tomonidan yaratilgan atom tuzilishining kvant mexanik modeli kelgan bo'lsada, Bor modeli stasionar holatlar tushunchalarining kiritilishida ko'rgazmali model sifatida foydalanildi. Bor modelini keyingi o'n yilda Zommerfeld, Vilson va boshqalar to'ldirdilar, aniqliklar kiritdilar. Atomda diskret energetik sathlarning mavjudligi 1914-yilda Frank va Gers tomonidan simob atomlari bilan o'tkazilgan tajribada tasdiqlandi.

4.9-§. Doiraviy orbitalarni kvantlash

Stasionar holatlar energiyasi kvantlash qoidasi bilan aniqlanadi. Agar elektronlarning doiraviy orbitalari qarab chiqilsa, Borning ikkinchi postulatiga asosan, atomda elektronning impuls momenti

Plank doimiyligiga karrali bo'lgan shartni qanoatlantiradigan orbita-
largina mavjud bo'la oladi, ya'ni

$$L = m\vartheta r - n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (4.25)$$

Bunda n – butun son bo'lib, kvant soni deyiladi. (4.25) formula elektronning impuls momenti – L kvantlanganligini, uning faqat $1\hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots$ bo'lgan diskret qiymatlarnigina qabul qilishi mumkinligini ko'rsatadi.

Bunda \hbar impuls momentining birligi qilib qabul qilinadi. (4.25) formula doiraviy orbitalarni kvantlash qoidasidir. Bu qoida yordamida vodorod atomining doiraviy statsionar orbitalar o'lchamlarini va ularga tegishli energiyalarni hisoblash mumkin. Yadro massasi elektron massasidan 2000 marta katta bo'lganligi uchun yadro qo'zg'almas deb qaraladi. Elektron esa yadro atrofida radiusi r bo'lgan aylana bo'ylab harakatlanadi.

Yadro koordinatalar sistemasi boshiga joylashtirilgan bo'lsin. Yadrodan cheksiz uzoqdagi masofada elektronning potensial energiyasi nolga teng deb hisoblanadi. Bu vaqtda zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadrodan r masofadagi elektronning to'liq energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = E_n + E_k \quad \text{yoki} \quad E = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{m\vartheta^2}{2}. \quad (4.26)$$

Bu formulada $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ – elektronning yadro bilan o'zaro

tortishuv potensial energiyasi, $E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$ – elektronning kinetik energiyasi, m – elektronning massasi, ϑ – uning tezligi e – elektronning zaryadi, ϵ_0 – vakuum uchun dielektrik doimiylilik.

Elektron yadro atrofida aylana orbitada harakatlanadi deb hisoblanadi. U holda yadro elektr maydonidagi elektronga ta'sir etadigan Kulon tortishish kuchi markazga intilma kuchga teng bo'ladi, ya'ni

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{m\vartheta^2}{r}. \quad (4.27)$$

(4.27)dan $m\vartheta^2$ qiymatini topib, (4.26) ifodaga qo'yilganda, elektronning to'liq energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (4.28)$$

(4.27) ifodaning har ikkala tomonlarini mr^3 ga ko'paytirib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{Ze^2 mr}{4\pi\epsilon_0} = m^2 \vartheta^2 r^2. \quad (4.29)$$

Bu formulada o'ng tomondagi ifoda impuls momenti kvadratidir. Shuning uchun (4.29)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$n^2 \hbar^2 = \frac{Ze^2 mr}{4\pi\epsilon_0}. \quad (4.30)$$

(4.28) va (4.30) tenglamalarining tegishli o'ng va chap tomonlarini ko'paytirib, zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadro atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakat qilayotgan elektronning to'liq energiyasini aniqlash mumkin, ya'ni:

$$\bar{E} = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (4.31)$$

Bu formula vodorod atomida elektronning statsionar holatlarining energiya sathini ifodalaydi. (4.31) formuladan ko'rinadiki, elektronning to'liq energiyasi n kvant soniga bog'liq. n – elektron orbitalari tartib raqamini bildiradi va $n = 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi. (4.31) formula atom chiqaradigan yoki yutadigan energiyasini ifodalaydi va uning kvantlanganligini ko'rsatadi. $n = 1, 2, 3, \dots$ bo'lgandagi energiyaning mumkin bo'lgan qiymatlari (4.31) formula orqali hisoblanadi. $n \rightarrow \infty$ da energetik sathlar o'zining $E_\infty = 0$ bo'lgan chegaraviy qiymatiga tomon zichlashadi. Atomning $n=1$ bo'lgan eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi. Atom asosiy holatda uzoq vaqt bo'lishi mumkin. Atomning $n = 2, 3, 4, \dots$ bo'lgan holatlari ($n > 1$) uning uyg'ongan holatlari deyiladi. Bu holatlarning har birida atomning energiyasi uning asosiy holati energiyasidan katta bo'ladi. (4.31) formuladagi manfiy ishora atom tizimining bog'langanligini va energiyaning kvantlanganligini ko'rsatadi.

(4.31) formulaga elektron massasi va zaryadi son qiymatlarini ($m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl) qo'yib hisoblanganda:

$$E_n = -13,6 / n^2 \text{ eV}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.31a)$$

formula hosil bo'ladi. (4.31a) formula orqali n ning turli qiymatlariga to'g'ri keladigan energiya hisoblanganda energiyaning quyidagi qiymatlari hosil bo'ladi:

$$n = 1 \quad E_1 = -13,55 \text{ eV};$$

$$n = 2 \quad E_2 = -3,38 \text{ eV};$$

$$n = 3 \quad E_3 = -1,5 \text{ eV};$$

$$n = 4 \quad E_4 = -0,84 \text{ eV};$$

$$n = 5 \quad E_5 = -0,54 \text{ eV};$$

$$n = 6 \quad E_6 = -0,38 \text{ eV}.$$

Hisoblangan energiya qiymatlaridan ko'rinadiki, orbita radiusi ortishi bilan elektronning manfiy qiymatli energiyasi kamayib boradi. $E \rightarrow 0$ da energetik sathlar zichlashib boradi. $E > 0$ da elektron erkin bo'ladi va energetik sathlar kvantlanmaydi, uzluksiz spektr hosil bo'ladi.

Shunday qilib, elektron energetik sathlari energiyasi kvantlangan bo'lib, (4.31) yoki (4.31a) formulalar bilan aniqlanadigan diskret qiymatlarga ega bo'ladi. Endi Borning uchinchi postulatidan foydalanamiz. Elektron n_i statsionar orbitadan n_f statsionar orbitaga o'tganda, atom yorug'lik kvanti chiqaradi. Uning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$h\nu = E_i - E_f. \quad (4.32)$$

Bu formulani energiya uchun yozilgan (4.31) formulaga asosan (4.32) quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$h\nu = E_i - E_f = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.33)$$

n_i va n_f lar yuqori E_i va pastki E_f energetik sathlarga tegishli bo'lgan kvant sonlardir. (4.33) formula vodorod atomining spektrini tahlil qilish asosida hosil qilingan. (4.33) formuladan atom chiqaradigan energiya chastotasini hisoblash formulasini hosil qilish mumkin, ya'ni:

$$v = \frac{c}{\lambda} - \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0 \hbar^2 h} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right),$$

Bunda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; $h = \hbar 2\pi$ va $v = \frac{c}{\lambda}$ ekanligi hisobga olinganda, atom chiqaradigan foton energiyasining to'liq uzunligini aniqlash mumkin bo'lgan formula hosil bo'ladi, ya'ni

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.34)$$

Bu formulada:

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c}. \quad (4.35)$$

R – Ridberg doimiyliги deyiladi.

(4.35) ifodada vodorod atomi uchun $Z = 1$, u holda

$$R = \frac{e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c}. \quad (4.36)$$

U vaqtda (4.34) formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.37)$$

Bu formula empirik formula bo'lib, shvesiyalik olim Yu.R. Ridberg tomonidan ishlab chiqilgan. Ridberg doimiyliги bir sm da joylashadigan to'liq sonini bildiradi. (4.35) formulaga kiradigan fizik kattaliklar e , m , \hbar larning son qiymatlarini qo'yib hisoblanganda, R ning nazariy hisoblangan qiymati hosil bo'ladi: $R=109737 \text{ sm}^{-1}$. R ning bu qiymati tajribada spektroskopik usul bilan aniqlangan qiymatiga juda yaqindir. Bu esa vodorod atomi energetik sathlari energiyasini aniqlash uchun Bor tomonidan ishlab chiqilgan (4.31) formulaning to'g'riligini tasdiqlaydi.

Bor nazariyasi atomda bo'lishi mumkin bo'lgan statsionar orbitalarning radiusini hisoblashga imkon beradi. (4.30) formuladan statsionar orbita o'lchami aniqlanadi.

$$r = r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e^2 m} \cdot n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.38)$$

Atomdagi birinchi statsionar orbita o'lchami aniqlanganda $n = 1$ deb olinadi (atomning asosiy holati). U vaqtda:

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e^2 m} = 0,53 \text{ \AA},$$

hunda r_n – Bor orbitasi radiusi deyiladi. Bu natija gazlar kinetik nazariyasi beradigan qiymat bilan mos keladi. (4.38) formuladan:

$$r_n = n^2 r_1. \quad (4.39)$$

(4.39) formula atom statsionar orbitalari radiuslari (o'lchamlari) kvantlanganligini va ularning diskret $r_1, 4r_1, 9r_1, \dots$ qiymatlarinigina qabul qilishini ko'rsatadi.

4.10-§. Elliptik orbitalarni kvantlash

Doiraviy orbitalar yadroning Kulon maydonida harakatlanayotgan elektron orbitalarining xususiy holi hisoblanadi. Elektronlar harakatining orbitalari umumiy holda elliptik orbitalar deb qaraladi.

Ch. Vilson va A. Zommerfeld tomonidan kvantlash qoidasi elliptik orbitalar uchun umumlashtirildi. Erkinlik darajasi j bo'lgan mexanik tizim umumlashgan koordinata q_i ($i = 1, 2, \dots, j$) va umumlashgan impuls P_i bilan ifodalanadi.

$$P_i = \frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i}, \quad (4.40)$$

hunda E_k – tizimning kinetik energiyasi, $\partial \dot{q}_i$ – umumlashgan koordinatalarning vaqt bo'yicha hosilasi.

Agar tizim j erkinlik darajasiga ega bo'lsa, uning harakatiga n_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) kvant sonlari yordamida j kvantlash shartlari qo'yiladi. Bu kvant shartlar quyidagi ko'rinishdadir:

$$\oint P_i dq_i = 2\pi\hbar n_i, \quad (n_i = 1, 2, 3, \dots, i = 1, 2, 3, \dots, j), \quad (4.41)$$

(4.41) ifodada umumlashgan koordinatalar q_i sifatida shunday koordinatalar olinadiki, ularda har bir P_i impuls faqat umumlashgan qi

koordinatalarga tegishli funksiya hisoblanadi. Integral sohasi sifatida tegishli o'zgaruvchining barcha o'zgarish sohasi olinadi. (4.41) shart tizimning harakatini kvantlashga imkon beradi.

Vodorodsimon atom elliptik orbitalarining kvantlanishini quyidagicha qarash mumkin: umumlashgan koordinata sifatida qutb burchagi φ va r – elektronning zaryadi Ze bo'lgan yadro turgan joyga to'g'ri keladigan koordinata boshidan elektron o'zi turgan nuqtasigacha bo'lgan masofa olinadi. Koordinatalar boshida zaryadi Ze bo'lgan yadro joylashgan deb hisoblanadi. U vaqtda tizimning kinetik energiyasi:

$$E_k = \frac{1}{2} m(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2). \quad (4.42)$$

Umumlashgan impuls esa:

$$P_\varphi = \frac{\partial E_k}{\partial \dot{\varphi}} = mr^2 \dot{\varphi} = \text{const}, \quad (4.43)$$

$$P_r = \frac{\partial E_k}{\partial \dot{r}} = m\dot{r}. \quad (4.44)$$

P_φ ning doimiy bo'lishining sababi ta'sir etuvchi kuchlar markaziy kuchlar ekanligidir. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan elektronning yadro maydonidagi to'liq energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$E = E_k - Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r) = (P_r^2 + P_\varphi^2 / r) / (2m) - Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r). \quad (4.45)$$

Tizim tekis harakat qilgani uchun ikkita erkinlik darajasiga ega, u vaqtda kvantlash sharti ham ikkita bo'ladi:

$$\oint P_\varphi d\varphi = 2\pi\hbar n_\varphi, \quad (4.46)$$

$$\oint P_r dr = 2\pi\hbar n_r. \quad (4.47)$$

Bunda n_φ – azimutal, n_r – radial kvant sonlar deyiladi, P_r – radial impuls, P_φ – azimutal impuls.

$$P_\varphi = L = \text{const}, \quad (4.48)$$

bo'lishi shartidan

$$P_\varphi = L = n_\varphi \hbar, \quad (4.49)$$

ekanligi kelib chiqadi. (4.49) formulada φ ning 0 dan 2π gacha o'zgarishi hisobga olingan. (4.47)dagi radial kvantlashni bajarish uchun umumlashgan impuls P_r ni r funksiyasi sifatida ifodalash kerak:

$$P_r = (A + 2B/r + c/r^2)^{1/2}, \quad (4.50)$$

bunda

$$A = 2mE; B = mZe^2 / (4\pi\epsilon_0); C = n_\varphi^2 \hbar^2. \quad (4.51)$$

Shuning uchun (4.49) formulada keltirilgan radial kvantlash shartini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\oint (A + 2B/r + c/r^2)^{1/2} dr = 2\pi \hbar n_r. \quad (4.52)$$

(4.52) formulada integrallash chegarasi r ning mumkin bo'lgan barcha qiymatlarini o'z ichiga oladi. r ning minimal va maksimal qiymatlarida integral tagidagi ifoda nolga aylanadi. Buning ma'nosi shundan iboratki, bu nuqtalarda elektronning yadroga maksimal yaqinlashishi va yadrodan maksimal uzoqlashishida elektronning radial tezligi nolga aylanadi. Natijada radial impuls P_r ham nolga aylanadi, ya'ni $P_r = m\dot{r} = 0$ bo'ladi.

(4.52) ifodadagi integral odatdagidek hisoblanadi:

$$\oint (A + 2B/r + c/r^2)^{1/2} dr = -2\pi i(\sqrt{c} - B/\sqrt{A}); (i = \sqrt{-1}). \quad (4.53)$$

Shunday qilib,

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{m}{\sqrt{2mE}} = (n_\varphi + n_r)\hbar. \quad (4.54)$$

Bundan esa n -elliptik orbitadagi elektronning energiyasi aniqlanadi:

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{(n_r + n_\varphi)^2} = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (4.55)$$

(4.55) formula elektron orbitalari elliptik bo'lganda atom statsionar holatining energiyasini ifodalaydi. Bu formulada n butun musbat son bo'lib, $n = n_r + n_\varphi$ deb olingan. n bosh kvant son deyiladi. Elliptik orbitalar uchun yozilgan (4.55) ifodani doiraviy orbitalar uchun yozilgan (4.31) ifoda bilan taqqoslashdan ko'rinadiki, elliptik orbitalar uchun ham energiya qiymati doiraviy orbitalar uchun

bo'lgan energiya qiymatidek bo'ladi. Farqi faqat shundaki, doiraviy orbitalar holidagi kvant soni (n), elliptik orbitalarda azimutal (n_ϕ) va radial (n_r) kvant sonlari yig'indisiga teng bo'ladi. Mumkin bo'lgan ko'p sondagi ellipslardan (4.46) va (4.47) kvantlash shartlari orqali o'lchami va shakli n_ϕ hamda n_r kvant sonlari bilan topiladigan aniq ellipslar ajratiladi.

$$n_\phi + n_r = \text{const} \quad (4.56)$$

bo'lgan barcha ellipslar aniq doiraviy orbitalarga energiya jihatidan ekvivalent bo'ladi.

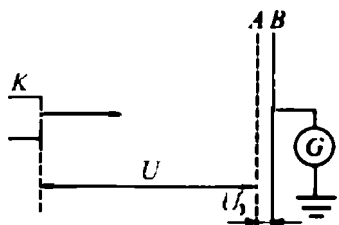
Shunday qilib, kvantlash qoidasi yordamida elliptik orbitalarda harakatlanayotgan elektron energiyasi (4.55) formula orqali aniqlanar ekan. (4.46) va (4.47) formulalar elliptik orbitalarni kvantlash qoidalarini ifodalaydi.

4.11-§. Frank va Gers tajribalari

Frank va Gers tomonidan 1913-yilda o'tkazilgan tajribalar atom holatlarining diskret ekanligini tasdiqladi.

Elektron bilan atom orasidagi noelastik to'qnashuvlarda elektron o'z energiyasini atomga beradi. Elektron istalgan qiymatdagi kinetik energiyaga ega bo'lishi mumkin. Agar atomning ichki energiyasi ham uzluksiz o'zgarsa edi, atom elektron bilan noelastik to'qnashganda atom elektrondan istalgan qiymatdagi energiyani qabul qilar edi. Lekin tajribada bunday hol kuzatilmadi. Tajribalar atom elektron bilan noelastik to'qnashganda, atom elektrondan faqat aniq bir qiymatdagi energiyanigina qabul qila olishini ko'rsatdi. Atom qabul qilgan bu energiya qiymati atomning ikki statsionar holatlari energiyalari farqiga teng bo'ladi. Demak, elektron bilan atom orasidagi noelastik to'qnashuvlarda elektron atomga energiyaning faqat aniq bir qiymatdagi energiyanigina bera oladi. Elektronning atomga bergan energiyasi miqdorini o'lchab, bu energiya ikki statsionar holatlar energiyalari farqiga teng ekanligini aniqlash mumkin. Frank va Gers tajribasining g'oyasi ham shundan iborat edi.

Tajriba sxemasi. Tajriba qurilmalarining sxemasi 4.10-rasmda keltirilgan. Bosimi 1 mm simob ustuniga (≈ 130 Pa) teng bo'lgan simob bug'i bilan to'ldirilgan trubka ichiga katod (K), to'r (A) va



4.10-rasm

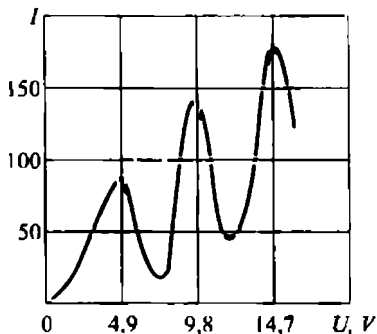
anod vazifasini bajaradigan (B) plastinka joylashtirilgan. Qizdirilgan katod (K) va to'ra (A) orasiga katoddan chiqqan elektronlarni tezlatuvchi potentsiallar farqi (U) qo'yilgan. Elektronlar o'z harakatlari davomida simob atomlari bilan to'qnashadilar. B plastinka A to'rdan keyin joylashtirilgan, ular orasiga kuchsiz ($\approx 0,5$ V) tormozlovchi potentsial

U_1 qo'yiladi. Elektronlar A to'ra bilan B plastinka orasida tormozlanadi. Agar energiyasi 0,5 eV dan kichik bo'lgan elektron A to'rdan o'tsa, u B plastinkagacha yetib kela olmaydi. Energiyasi 0,5 eV dan katta bo'lgan elektronlarga A to'rdan o'tib B plastinkaga yetib kela oladilar. Ularning soni galvanometr (G) ko'rsatayotgan tok kuchi kattaligi orqali aniqlanishi mumkin.

Tajribalarda B plastinkaga tushgan elektronlar hosil qilgan tok kuchi bilan elektronlarni tezlatuvchi potentsiallar farqi U orasidagi bog'lanishning (volt-amper xarakteristikasi) grafigi chizilgan (4.11-rasm). Volt-amper xarakteristikada tok kuchining maksimumlari bir-biridan bir xil oraliqda joylashgan. Ketma-ket joylashgan maksimumlar orasidagi har bir oraliq $\approx 4,9$ V ga teng. Birinchi maksimum 4,9 V potentsiallar farqiga, ikkinchi maksimum 9,8 V, uchinchi maksimum 14,7 V potentsiallar farqiga to'g'ri keladi.

Tajribalar tahlili. Tajribalar natijalari asosida chizilgan volt-amper xarakteristikada tok kuchi maksimumlari hosil bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Volt-amper xarakteristikada tok kuchi avval monoton ortib boradi va potentsiallar farqi $U = 4,9$ V ga yetganda maksimumga erishadi, so'ng U yana orttirilishi bilan tok kuchi keskin kamayib minimumga erishadi, U yana orttirib borilganda va $U = 9,8$ V ga yetganda tok kuchi maksimumga erishadi. Tok kuchining bunday maksimumi $U = 14,7$ V da yana takrorlanadi. Har ikki maksimumlar orasidagi potentsiallar farqi 4,9 V da teng. Volt-amper xarakteristikaning bunday ko'rinishda bo'lishi atomlarda energetik sathlarning diskret ekanligini va atomlar energiyani faqat ma'lum bir porsiyalar tarzida qabul qila olishini, ya'ni simob atomlari 4,9 eV diskret energiyasiga qabul qilishini ko'rsatadi. Elektronlar energiyasi 4,9 eV dan kichik bo'lganda,

elektronlar bilan simob atomlari orasida to'qnashuvlar elastik bo'ladi. Elektronlar A to'r va B plastinka orasidagi tormozlovchi potensialni yengib B plastinkaga kelib tushadilar. Bu vaqtda zanjirda tok kuchining ortishi va elektronlar energiyasi 4,9 eVga yetganda tok kuchining maksimumga erishishi kuzatiladi. Elektronlar energiyasi 4,9 eV bo'lganda, ular simob atomlari bilan noelastik to'qnashadilar va o'z energiyalarini simob atomlariga beradilar.



4.11-rasm

Energiyasini simob atomlariga bergan elektronlar B plastinkaga yetib kela olmaydilar, bu vaqtda tok kuchining keskin kamayib ketishi ko'rinadi. Potensiallar ayirmasi yana orttirib borilganda tok kuchi ortib boradi. Elektronlar energiyasi 9,8 eVga yetganda tok kuchi yana maksimumga erishadi. Bunda elektronlar simob atomlari bilan yana noelastik to'qnashadi va o'z energiyalarini simob atomlariga beradi. Energiyasini simob atomiga bergan elektronlar B plastinkaga (anodga) yetib kela olmaydilar, tok kuchi yana keskin kamayib ketadi. Shu tariqa elektronlar energiyasi 14,7 eVga yetganda ham elektron va simob atomi orasida noelastik to'qnashuvlar bo'ladi. Bu tajribalardan elektronlar energiyasi har 4,9 eVga oshganda simob atomlari bilan noelastik to'qnashuvlar bo'lishi ko'rinadi. Demak, tajribada simob atomida 4,9, 9,8, 14,7 eV diskret energiyalarga ega bo'lgan stasionar holatlar mavjudligi aniqlandi. Atomdagi holatlar kvantlangan bo'lib, faqat diskret $\Delta E = E_2 - E_1 = 9,8 - 4,9 = 4,9$ eV energiyalarnigina qabul qilishi yoki chiqarishi mumkin. Noelastik to'qnashuvlarda 4,9 eV energiyani qabul qilgan simob atomlari uyg'ongan holatga o'tadilar. Uyg'ongan holatda 10^{-7} – 10^{-8} sekundgina yashab, so'ng olgan energiyalarini yorug'lik (chaqnash) kvant sifatida chiqarib yana asosiy holatga o'tadilar. Simob atomi nurlanishida chiqargan energiyasi 4,9 eV ga teng. Yoki boshqacha aytganda, simob atomlari asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tishida energiyani yutadi, atom uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tishida yutgan energiyasini yorug'lik kvanti ko'rinishida chiqaradi. Atom chiqaradigan diskret

qiymatdagi energiyalar diskret spektrni hosil qiladi. Energiyaning har bir diskret qiymatiga spektrda ma'lum spektral chiziq to'g'ri keladi. Umumiy holda o'tishlar ikki uyg'ongan holatlar orasida bo'lishi mumkin. Pastki energetik sathdan yuqoriga o'tishda energiya yutiladi, yuqori sathdan pastki sathga o'tishda esa energiya chiqariladi. Asosiy holat qatnashadigan o'tishlar rezonans o'tishlar deyiladi. Simob atomi chiqaradigan 4,9 eV energiya (yorug'lik kvanti) simob atomining to'lqin uzunligi 253,7 nm bo'lgan rezonans chizig'iga tegishlidir, ya'ni simob atomi 4,9 eV energiya chiqarganda rezonans o'tish bo'ladi, chunki bunda asosiy holat qatnashadi. 4,9 V simob atomi rezonans potentsiali deyiladi. Tajriba natijalaridan shunday xulosa qilish mumkinki, simob atomida kamida ikkita energetik holat mavjud: uyg'otilmagan holat (bu holat asosiy holat deyiladi) va birinchi uyg'ongan energetik holat. Bu holat asosiy holatdan 4,9 eV energiya bilan farq qiladi. Lekin simob atomida yana yuqori uyg'ongan energetik holatlar mavjudligi aniqlangan. Atomlar nurlanishlarida uyg'ongan holatlarining diskret energetik spektrlari hosil bo'ladi. Atom chiqaradigan spektral chiziqlarning spektrda joylashishi atomda energetik sathlarning joylashishiga bog'liq. Shunga o'xshash tajribalar boshqa moddalar bilan ham o'tkazilgan. Barcha tajribalarda ham yuqorida bayon qilingan jarayonlar kuzatilgan. Masalan, kaliy va natriy atomlari bilan tajribalar o'tkazilgan. Kaliy uchun rezonans potentsial 1,63 V, natriy uchun 2,12 V ekanligi aniqlangan.

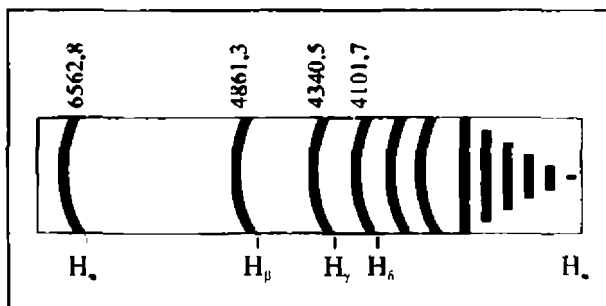
4.12-§. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar

Ma'lumki, qizdirilgan jismlar o'zlaridan yorug'lik nurlanishi chiqaradi. Jismlarning nurlanishi atom va molekular ichkarisida bo'ladigan jarayonlar bilan bog'liq. Shuning uchun jismlarning nurlanishini o'rganish atom va molekular tuzilishini o'rganishda muhimdir. Borning chastotalar shartiga asosan atomlarning nurlanishi elektronning bir statsionar orbitadan ikkinchi statsionar orbitaga o'tganida sodir bo'ladi. Jismlar qizdirilganda energiya yutgan atomlar uyg'ongan holatga o'tadi. Uyg'ongan holatda atomlar (10^{-8} - 10^{-7}) sekund yashaydi, so'ng yutgan energiyasini nurlanish sifatida chiqarib asosiy holatda o'tadi. Atomlar diskret qiymatdagi

energiyani chiqaradi yoki yutadi. Atom chiqargan yoki yutgan diskret energiyalari to'plami spektrni hosil qiladi. Spektrdagi har bir spektral chiziq jism chiqargan yoki yutgan aniq bir diskret energiya qiymatiga to'g'ri keladi. Spektrlarning turi (ko'rinishi) nurlanayotgan jismning qanday holatda ekanligiga bog'liq.

Qattiq jismlar nurlanishida tutash spektrlar hosil bo'ladi. Molekular nurlanishida yo'l-yo'l spektrlar, atomlar nurlanishida chiziqli spektrlar hosil bo'ladi. Spektrda ko'p sondagi chiziqlarning bo'lishi atom ichki tuzilishining murakkab ekanligini ko'rsatadi. Atomlar nurlanishida chiqaradigan energiyalari hosil qilgan spektrlarni o'rganish orqali atomdagi energetik sathlar to'g'risida to'la ma'lumot olish mumkin. Atom spektrida spektral chiziqlarning joylashishi atomda energetik sathlar joylashishiga bog'liqdir.

Atomlarning chiziqli spektrini o'rganishda spektral chiziqlarning ketma-ketlik bilan joylashishida ma'lum qonuniyatlar mavjudligi aniqlanadi. Bunday qonuniyatlar birinchi marta vodorod atomi spektrida kuzatildi. Bu qonuniyatlarni aniqlashda birinchi bo'lib, shvetsariyalik fizik Balmer 1885-yilda vodorod spektrining ko'zga ko'rinadigan sohasidagi spektral chiziqlar holatini aniqlaydigan empirik formulani ishlab chiqdi. Vodorod atomi chiqarish spektrining ko'zga ko'rinadigan sohasi (Balmer seriyasi) 4.12-rasmda, yutilish spektri esa 4.13-rasmlarda keltirilgan. Chiziqli spektrlar uchun olingan empirik natijalar tahlil qilib ko'rilganda, spektrdagi alohida chiziqlar ma'lum guruhlariga birlashishi aniqlandi. Bu guruhlar *seriyalar* deyiladi. Balmer 1885-yilda vodorod spektrining ko'rinadigan sohasida H_α , H_β , H_γ , H_δ lar bilan belgilanadigan to'rtta chiziqning to'liq uzunligi quyidagi empirik formula bilan ifodalanishi mumkinligini ko'rsatdi:



4.12-rasm

$$\lambda \approx B \frac{n^2}{n^2 - 4}; \quad (n = 3, 4, 5, 6, \dots) \quad (4.57)$$

Bunda n atomdagi elektron orbitalar (energetik sathlar) tartib raqamini bildiradi. B esa $3645,6 \cdot 10^{-8} \text{sm} = 3645,6 \text{ \AA}$ ga teng bo'lgan empirik doimiy. (4.57) formulaga asosan hisoblangan to'liq uzunliklar, Balmer o'lchagan natijalarga deyarli mos keladi (4.1-jadval).



4.13-rasm

4.1-jadval

Chiziq	Balmer formulasi bo'yichahisoblangan	O'lchashlar bo'yicha	Farqi
H _ε	6562,08	6562,10	+0,02
H _δ	4860,80	4860,74	-0,06
H _γ	4340,00	4340,10	+0,10
H _β	4101,30	4101,20	-0,10

Bu chiziqlar uchun hisoblangan va kuzatilgan to'liq uzunliklarning mos kelishida farq mavjudligi aniqlandi. Bu esa o'sha vaqtdagi bu chiziqlarni o'lchash noaniqligi bilan bog'liq bo'lib chiqdi. (4.57) formulani chastotani hisoblash formulasi ko'rinishida yozish mumkin. U vaqtda spektrning ko'rinadigan sohasidagi spektral chiziqlar chastotasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (4.58)$$

(4.58) formulada R – doimiy kattalik (4.9-§ dagi (4.35) formulaga qarasin), n – spektrdagi har bir spektral chiziqqa tegishli bo'lgan chastota, ya'ni elektronning $n = 3, 4, 5, \dots$ uyg'ongan holatlardan $n = 2$ uyg'ongan holatga o'tganida atom nurlaydigan energiya chastotasidir. (4.58) ifoda Balmer formulasidir. Spektrning ko'rinadigan sohasida joylashgan spektral chiziqlar guruhi *Balmer seriyasi* deyiladi. Demak, vodorod atomi spektridagi Balmer seriyasi spektral chiziqlarining chastotasi (4.58) formula orqali aniqlanadi. Vodorod

atomi spektrida Balmer seriyasi bilan bir qatorda, shu formulaga o'xshash formula bilan ifodalanadigan boshqa seriyalar ham topildi.

Spektrning ultrabinafsha sohasida 1906-yilda Layman tomonidan quyidagi seriya kashf qilindi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 2, 3, \dots) \quad (4.59)$$

Bu seriyaga *Layman seriyasi* deyiladi. Bunda n – elektronning $n = 2, 3, 4, \dots$ uyg'ongan holatlardan $n = 1$ bo'lgan asosiy holatga o'tishida atom nurlaydigan energiya chastotasidir.

Spektrning infraqizil sohasida 1908-yilda Pashen tomonidan quyidagi seriya topildi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 4, 5, \dots) \quad (4.60)$$

Bu seriya *Pashen seriyasi* deyiladi.

Keyinchalik vodorod spektrining infraqizil sohasida yana boshqa seriyalar aniqlandi.

Breket seriyasi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 5, 6, \dots) \quad (4.61)$$

Pfund seriyasi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 6, 7, \dots) \quad (4.62)$$

(4.58) va (4.59) formulalardan vodorod atomi spektridagi barcha seriyalarni quyidagi umumiy formula:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (m = 1, 2, 3, \dots; n = m + 1) \quad (4.63)$$

orqali ifodalash mumkin ekanligi ko'rinadi. Bunda m har bir seriyada doimiy $m = 1, 2, 3, 4, 5$ qiymatlarni, n esa m dan bittaga ortiq, ya'ni $n = m + 1$ bo'lgan butun sonlarni qabul qiladi. m va n lar atomdagi elektron qobiqlar (orbitalar) tartib raqamini bildiradi. (4.63) formulaga *Balmerning umumlashgan* formulasi deyiladi. Kvant soni n ning ortishi bilan har bir seriyada spektral chiziqlar-

ning chastotasi seriya chegarasi deb ataluvchi R/m^2 chegaraviy qiymatga intiladi.

Layman seriyasidagi spektral chiziqlarning katta to'liq uzunligi $n=2$ bo'lganda hosil bo'ladi, ya'ni $\lambda = \frac{4}{3R_H} = 121,56713 \text{ nm}$. Bu

to'liq uzunlikka tegishli bo'lgan spektral chiziq vodorodning rezonans chizig'i deyiladi. Eng katta chastota $n=\infty$ bo'lganda, (4.58-4.62) formulalar yordamida hisoblanadi. Bu chastota seriya chegarasi deyiladi. Balmer seriyasida seriya chegarasi

$$\nu_\infty = \frac{R_H}{4} = 27419,69 \text{ sm}^{-1} \text{ yoki } \lambda_\infty = \frac{4}{R_H} = 3648 \text{ \AA}.$$

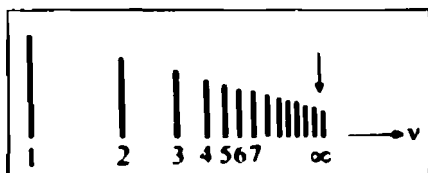
Vodorod atomi spektri to'g'risida yuqorida bayon qilingan tushunchalarning yakuni sifatida 4.2-jadvalni keltirish mumkin.

4.2-jadval

Vodorod atomi spektral seriyalari

Seriya nomlari	Spektr sohalari	Seriya formulalari	Seriya chegarasi ($n=\infty$)
Layman seriyasi	Ultrabinafsha	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right),$ $n = 2, 3, 4, \dots$	911,27 Å
Balmer seriyasi	Ko'rinadigan	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$ $n = 3, 4, 5, \dots$	3645,6 Å
Pashen seriyasi	Infraqizil	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right),$ $n = 4, 5, 6, \dots$	8201,4 Å
Breket seriyasi	Infraqizil	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right),$ $n = 5, 6, 7, \dots$	14580 Å
Pfund seriyasi	Infraqizil	$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right),$ $n = 6, 7, 8, \dots$	22782 Å

Seriya chegarasiga yaqinlashganda spektral chiziqlar zichlashadi, ular orasidagi to'liqin uzunliklari farqi asimptotik ravishda nolga intiladi, spektral chiziqlar intensivligi ham nolga intiladi. Seriya chegarasidan tashqarida spektr uzilmaydi, balki tutash bo'ladi. Bunday qonuniyat faqat vodorod atomi spektridagina emas, balki boshqa elementlar spektrida ham kuzatiladi. Bunda ham seriya chegarasi mavjud bo'lib, chegaradan tashqarida tutash spektr hosil bo'ladi. Spektral chiziqlarning joylashishini sxematik ko'rinishda qaralsa va ularning intensivligini chiziqlar ko'rinishida tasvirlansa, spektral chiziqlar intensivligining nolga intilishini ko'rish mumkin (4.14-rasm).



4.14-rasm

4.13-§. Spektral termlar. Kombinatsion prinsip

Spektroskopiyaning asosiy qonuni 1908-yilda Rits tomonidan empirik yo'l bilan aniqlangan kombinatsion prinsip hisoblanadi. (4.63) formulaga quyidagicha belgilashlar kiritish mumkin:

$$T(m) = \frac{R}{m^2}, \quad T(n) = \frac{R}{n^2}. \quad (4.64)$$

Bunday belgilashlar kiritib (4.60) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\nu = T(m) - T(n). \quad (4.65)$$

$T(m)$, $T(n)$ lar spektral termlar deb ataladi.

(4.65) formulaga asosan nurlanayotgan barcha chastotalar spektral termlar kombinatsiyasi ko'rinishida aniqlanadi. Bu qoida Ritsning kombinatsion prinsipi deyiladi.

Vodorod atomi uchun barcha termlar tizimi bitta formuladan hisoblanadi:

$$T(n) = \frac{R}{n^2}, \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (4.66)$$

(4.66) dan muayyan atom uchun termlar tizimini bilgan holda, istalgan spektral chiziqning chastotasini shu tizimning ikkita hadi ayirmasi holida topilishi mumkinligi kelib chiqadi.

Kombinatsion prinsipni quyidagicha ta'riflash mumkin: *atom spektridagi bitta seriyaning ikki spektral chizig'ining chastotasi ma'lum bo'lsa, u holda ularning ayirmasi shu atomga tegishli biror uchinchi spektral chiziqning chastotasiga teng bo'ladi.* Agar Layman seriyasining ikki chizig'i chastotasi ma'lum bo'lsa, ya'ni birinchi spektral chiziq chastotasi:

$$\nu_1 = T_1 - T_2,$$

ikkinchi spektral chiziq chastotasi:

$$\nu_2 = T_1 - T_3.$$

U holda $\nu_1 - \nu_2$ ayirma Balmer seriyasi birinchi chizig'ining chastotasiga teng bo'ladi:

$$\nu_2 - \nu_1 = T_2 - T_3 \text{ va h.k.}$$

Masalan, Layman seriyasida $n=2; 3$ bo'lgandagi spektral chiziq-lar chastotalari tegishlicha $n_1=82258,31$ va $n_2=97491,36$ ekanligi ma'lum bo'lsa, u vaqtda $n_2 - n_1 = 97491,36 - 82258,31 = 15233,05$ bo'ladi. Bu son Balmer seriyasidagi $n=3$ bo'lgandagi spektral chiziqning chastotasiga mos keladi, ya'ni $n=15233,216$.

Kombinatsion prinsip empirik yo'l bilan kashf qilingan bo'lib, spektrlardagi qonuniyatlarga o'xshab u ham qandaydir g'alati son bo'lib tuyulgan. Buning ma'nosi Borning kvant postulatlari ta'riflangandan keyin ochildi.

Bor birinchi bo'lib kombinatsion prinsip atomlar ichidagi harakatlarini boshqaradigan o'ziga xos kvant qonunlar ekanligini ko'rsatdi. Shunday qilib, har bir termga muayyan statsionar energetik holat to'g'ri keladi, har bir chiqarilgan chastota ikki statsionar holat bilan bog'langan kombinatsion prinsipning o'zidir. Agar sm^{-1} da ifodalangan to'liq sonini ν orqali belgilasak, u holda s^{-1} da ifodalangan chastota $c\nu$ ga teng bo'ladi. Shunga asosan, Borning chastotalar shartini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$h\nu = E_n - E_m,$$

bundan

$$\nu = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc}. \quad (4.67)$$

Agar

$$T(n) = -\frac{E_n}{hc}. \quad (4.68)$$

deb olinsa, u holda (4.67) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\nu = T(m) - T(n),$$

ya'ni kombinatsion prinsipning ma'lum ta'rifi hosil bo'ladi. (4.68) ifodadan ko'rinib turibdiki, kulon maydonida elektronning bog'lanish energiyasi (norelyativistik hol) har doim manfiydir. (4.67) formulaga termning (4.64) ifodasiga asosan Ridberg doimiysi orqali berilgan ifodasi kiritilsa, atomlar energiyasini ham shu doimiy orqali ifodalash mumkin:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2},$$

bu yerda h va c — universal doimiylardir, n — butun son va R — Ridberg doimiysi.

4.14-§. Vodorod atomining energetik sathlari diagrammasi

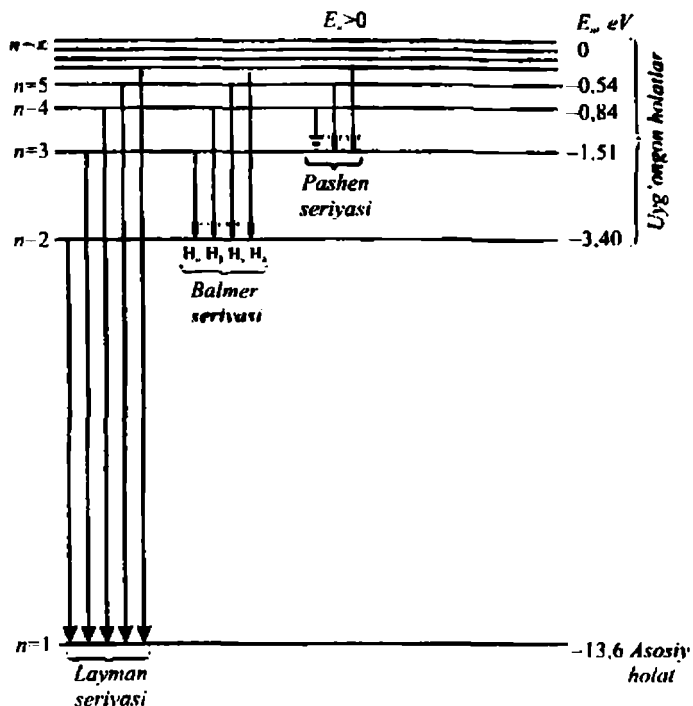
Spektroskopiyada spektral termlar va energetik sathlarni gorizont-al chiziqlar bilan, ular orasidagi elektron o'tishlarni esa strelkalar bilan ko'rsatish qabul qilingan. Yuqori energetik sathlardan pastki energetik sathlarga yo'naltirilgan strelkalar atomning energiya chiqarishidagi spektral chiziqlariga tegishli bo'ladi; teskari yo'nalishdagi strelkalar esa atomning energiyani yutishidagi spektral chiziqlarga tegishli bo'ladi. 4.15-rasmda vodorod atomi energetik sathlarining diagrammasi keltirilgan.

Rasmda energetik sathlar tartibi kvant soni n bilan ko'rsatilgan. $n=\infty$ bo'lgandagi sath energiyasi nol energiya deb olingan. $n=1$ dan $n=\infty$ gacha bo'lgan barcha sathlar kvantlangan bo'lib, diskret energiya qiymatiga ega bo'ladi. Bu holatlar bog'langan holatlar

bo'ladi. Energiya faqat diskret qiymatlarga ega bo'lgandagina yadro va elektronlar bog'langan tizim — atomni hosil qiladi. $n=\infty$ dan yuqoridagi sathlar energiyasi uzluksiz bo'ladi. Bunda elektronlar yadrodan mumkin qadar uzoqlashgan va bog'lanmagan bo'ladi. Bu vaqtda yadro va elektron juftini shartli ravishdagina atom deyish mumkin. Umuman, atom deganda, bog'langan tizimlar tushuniladi. Shunday bo'lishligini Bor o'z postulatlarida tushuntirdi. n ning ortishi va $n=\infty$ ga yaqinlashishi bilan energetik sathlar bir-biriga yaqinlasha boradi, $n=\infty$ ga yetganda undan yuqorida energetik sathlar shunchalik yaqinlashadiki, ketma-ket ikki sath orasidagi energiya farqi juda kichik bo'lib, energetik sathlar uzluksiz spektrni hosil qiladi. $n=\infty$ bo'lgan energetik sathdan yuqorida bog'lanmagan elektronlarining mavjudligi uzluksiz energetik sathlar va diskret energetik sathlar orasida kvant o'tishlarni (elektron o'tishlarni) hosil qiladi. Bu holat atom chiziqli spektri ustiga tushadigan tutash chiqarish va yutilish spektrlari hosil bo'lishida ko'rinadi. Shuning uchun ham seriya chegarasida spektr uzilmaydi, balki chegaradan keyin qisqa to'lqinlar tomonga davom etadi va tutash spektrga aylanadi. $n=\infty$ dan yuqorigi sathlarda energiya uzluksiz bo'ladi.

Atomning biror diskret energiyali holatdan uzluksiz energiyali holatga o'tishi atomni bog'lanmagan tizimga aylantiradi, bu atomning ionlanishi bo'ladi. $n=\infty$ dan yuqorida energetik sathlarning energiyasi musbat bo'ladi ($E>0$), bunday holat bog'lanmagan holatdir. Demak, $n=\infty$ dan yuqorida bo'lgan uzluksiz energiyali bog'lanmagan holatda atom musbat ion holda, elektron erkin holda bo'ladi. $n=1$ dan $n=\infty$ gacha bo'lgan barcha holatlar bog'langan holatlar bo'lib, ularga manfiy to'liq energiya qiymatlari to'g'ri keladi ($E<0$). Bog'langan sistemagina atomni hosil qiladi, elektronlar ham bog'langan bo'ladi. Uzluksiz energiyali holatdan diskret energiyali holatlarga kvant o'tishlar elektronlarning tegishli musbat ion bilan rekombinatsiyasi orqali bo'ladi. Bunday o'tishlarda chiqariladigan nurlanishlar rekombinatsion nurlanishlar deyiladi. Atomning $n=1$ bo'lgandagi eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi va atom bu holatda uzoq vaqt davomida bo'lishi mumkin. Atomning asosiy holatidan yuqori $n = 2, 3, 4, \dots$ bo'lgan diskret energetik holatlarga o'tishi atomning uyg'onishi bo'ladi. Demak, atomning $n = 2, 3, 4$ bo'lgandagi holatlari uning uyg'ongan holatlari bo'ladi.

Uyg'ongan holatlarning har biridagi energiyasi, uning asosiy holatidagi energiyasidan katta bo'ladi. $n=2$ bo'lgan holat atomning birinchi uyg'ongan holati, $n=3$ esa ikkinchi uyg'ongan holati bo'ladi va hokazo.



4.15-rasm

4.15-rasmdagi vodorod atomi energetik sathlari diagrammasida gorizontali to'g'ri chiziqlarda vodorod atomi energiyasining mumkin bo'lgan qiymatlari qo'yilgan. Rasmdan ko'rinadiki, $n=1$ dan $n=\infty$ gacha bo'lgan barcha holatlar bog'langan holatlardir, chunki manfiy energiyaga egadirlar. Agar atom asosiy holatda bo'lsa, energiyasi $-13,6$ eV ga teng, undan elektronni uzib olib ionga aylantirish uchun $13,6$ eV energiya talab qilinadi. U vaqtda asosiy holatda bo'lgan vodorod atomining ionlashtirish (E_{ion}) energiyasi va bog'lanish energiyasi (E_{bog}) o'zaro teng bo'ladi, ya'ni:

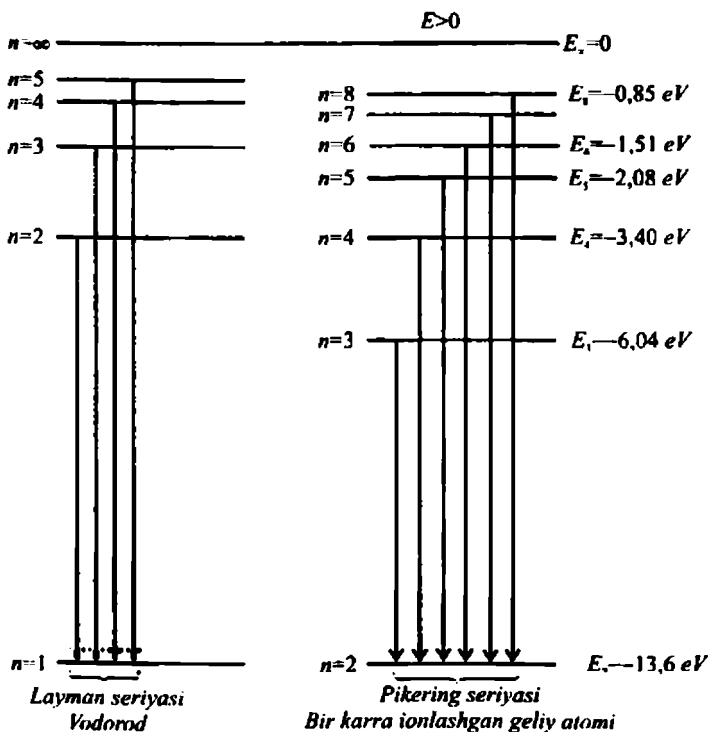
$$E_{ion} = E_{bog} = 13,6 \text{ eV.}$$

4.15-§. Pikering seriyasi va vodorodsimon ionlar spektrlari

Pikering 1897-yilda Puppis yulduzi spektrida Balmer seriyasiga o'xshash spektral seriyani kashf qildi. Ikkala seriyaning sxematik ko'rinishi 4.16-rasmda tasvirlangan.

Tasvirda ko'rinishicha, Pikering seriyasi xuddi ikki guruhga ajralgandek, bir chiziq osha joylashgan bir guruh chiziqlar deyarli Balmer seriyasidagi chiziq'larga mos keladi, oraliq chiziqlar esa Balmer seriyasidagiga o'xshash emas. Ridberg bu seriyani n butun va yarim qiymatlarga ega bo'lgan Balmer formulasi bilan ifodalanishini ko'rsatdi.

$$\nu = R(1/2^2 - 1/n^2), \quad (n = 2,5; 3; 3,5) \quad (4.69)$$



4.16-rasm

butun qiymatlariga Balmer chiziqlariga mos kelgan chiziqlar to'g'ri keladi, yarim qiymatlariga esa oraliq chiziqlar to'g'ri keladi.

Bu seriyani Yerdagi vodoroddan olishga qanchalik urinsalar ham uni olish imkoni bo'lmadi. Shuning uchun Pikering seriyasi yulduzlarda qandaydir holatda bo'lgan vodorodga taalluqlidir deb hisoblandi. Nihoyat, bu seriya laboratoriya sharoitida olindi. Tajriba muvaffaqiyatli o'tishi uchun vodorodga geliy aralashtirish kerak edi. Bor bu faktlarning chigal majmuasini Pikering seriyasi vodorodga emas, balki ionlashgan geliyga taalluqlidir, degan fikrni aytdi. Haqiqatdan, quyidagi ifodaga asosan:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (4.70)$$

ν har doim Z ga proporsional va geliy uchun $Z = 2$, u holda ionlashgan geliyning (He^+) spektral seriyasi:

$$\nu = 4R_{\text{He}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (4.71)$$

formulaga mos kelishi kerak. Bu yerda geliy uchun $m = 4$ bo'lsa, u holda formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\nu = 4R_{\text{He}} \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 5, 6, \dots), \quad (4.72)$$

yoki

$$\nu = R_{\text{He}} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2} \right).$$

Bu formulada $n/2$ ni k orqali belgilab, quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\nu = R_{\text{He}} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (k = 2, 5; 3; 3, 5; 4; \dots),$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu esa Pikering seriyasi formulasidir. Vodorod va geliy massalaridagi farq mavjudligi tufayli R_{He} Ridberg doimiysi R_{H} dan bir oz farq qilishi kerak. Shu sababli R ning butun qiymatlari uchun ham Pikering seriyasi chiziqlari vodorodning Balmer chiziqlariga nisbatan bir oz siljigan bo'ladi. Borning bu fikrini Pashen tasdiqladi. Uning ko'rsatishicha, Pikering seriyasini

sof vodorodda hosil qilib bo'lmaydi. Demak, hech qanday vodorod bo'lmagan sof geliyda Piking seriyasini oson hosil qilish mumkin va bu seriyaning chiziqi k ning butun qiymatlari uchun Balmer chiziqlariga nisbatan xuddi (4.72) formulada kutilgandek, binafsha tomonga siljigan bo'ladi. 4.3-jadvalda ionlashgan geliy spektrida Pashen o'lgagan to'lgin uzunliklar bilan yonma-yon n ning butun qiymatlariga mos keluvchi, vodorodning Balmer seriyasi to'lgin uzunliklari keltirilgan.

4.3-jadval

K	He ⁺ , Å	H, Å
3,0	6560,01	6562,8(H _α)
3,5	5411,6	—
4,0	4859,3	4861,3(H _β)
4,5	4561,6	—
5,0	4338,7	4340,5(H _γ)
5,5	4199,9	—
6,0	4100,0	4101,7(H _δ)

He⁺ dan keyingi vodorodsimon ionlar ikki karra ionlashgan lity Li²⁺ ($Z=3$) va uch karra ionlashgan berilliy Be³⁺ ($Z=4$)lardir. Ularning spektral seriyalari ushbu formulalar orqali aniqlanishi kerak:

$$\nu = 9R_{\text{Li}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \nu = 16R_{\text{Be}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

Haqiqatdan ham, bu ionlar uchun Layman seriyasining dastlabki hadlarini ($m=1$) spektrning chetdagi ultrabinafsha qismidan topishga muvaffaq bo'ldilar.

4.16-§. Vodorod atomining ionlashtirish energiyasi

Ionlashtirish energiyasi. Agar atom tashqaridan energiya qabul qilsa, elektronning energiyasi ortadi va o'z orbitasidan yuqori bo'lgan orbitaga o'tadi. Agar elektronga tashqaridan berilgan energiya yetarlicha katta bo'lsa, elektron $n=\infty$ bo'lgan orbitaga o'tadi, ya'ni

atomdan uzilib chiqadi. Natijada atom bir elektronini yo'qotib ionlashadi, musbat ion hosil bo'ladi.

Demak, asosiy holatda bo'lgan atomdan elektronni uzib chiqarib atomni ion holiga o'tkazish uchun zarur bo'lgan energiya *ionlashtirish energiyasi* deyiladi.

$Z=1$ va $n=1$ bo'lgan asosiy holatdagi vodorod atomi uchun ionlashtirish energiyasi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E_{ion} = \frac{mc^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \approx 13,6 \text{ eV}. \quad (4.73)$$

(4.73) ifoda vodorod atomi uchun ionlashtirish energiyasini nazariy hisoblash formulasidir. Bu formula bilan hisoblangan ionlashtirish energiyasi E_{ion} qiymati, uning tajribada hisoblangan qiymati bilan mos keladi.

Uyg'onish energiyasi. Elektronning asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tkazish uchun atomga berilishi zarur bo'lgan energiya *uyg'onish energiyasi* (E_{uyg}) deyiladi.

Masalan, vodorod atomi uchun uyg'onish energiyasi

$$E_{uyg} = E_{bog} - E_{ion}, \quad (4.74)$$

$n=2$ bo'lgan birinchi uyg'ongan holat uchun

$$E_{uyg} = -3,40 \text{ eV} - (-13,6 \text{ eV}) = 10,2 \text{ eV}.$$

Bu energiya qiymati $n=2$ bo'lan holatga tegishli uyg'onish energiyasidir (birinchi uyg'ongan holat).

Bog'lanish energiyasi. Bog'lanish energiyasi uyg'ongan holatda bo'lgan atomdan elektronni uzib chiqarish uchun zarur bo'lgan energiyadir. Masalan, $n=2$ bo'lgan birinchi uyg'ongan holatdagi atomdan elektronni uzib chiqarish uchun 3,40 eV energiya kerak. Demak, birinchi uyg'ongan holat bog'lanish energiyasi 3,40 eV. Agar atom asosiy holatda bo'lsa, bu holatdagi bog'lanish energiyasi ionlashtirish energiyasiga teng bo'ladi, ya'ni $E_{ion} = E_{bog} = 13,6 \text{ eV}$. Agar holat ko'rsatilmasdan bog'lanish energiyasi haqida gapirilsa, bunda E_{ion} va E_{bog} lar bir xil bo'ladi.

Atomning energiya chiqarmaydigan (nurlanmaydigan) holatlari statsionar holatlar deyiladi. Atomning $n=1$ bo'lgan eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi. Atom asosiy holatda

uzoq vaqt davomida bo'lishi mumkin. Atomning $n=2,3,4,\dots$ larga tegishli holatlari uning uyg'ongan holatlari deyiladi. Uyg'ongan holatlarning har birida atom energiyasi atomning asosiy holati energiyasidan katta bo'ladi.

4.17-§. Yadro harakatini hisobga olish

Bor nazariyasida yadro massasi cheksiz katta bo'lib, yadro qo'zg'almas, elektron esa uning atrofida aylanadi deb qaraladi. Kvantlash qoidasi:

$$L = n\hbar = nh.$$

Bu formula yadro harakatini hisobga olmasdan chiqarilgan. Haqiqatda esa, elektron va yadro umumiy massa markazi atrofida harakatlanadi (4.17-rasm).

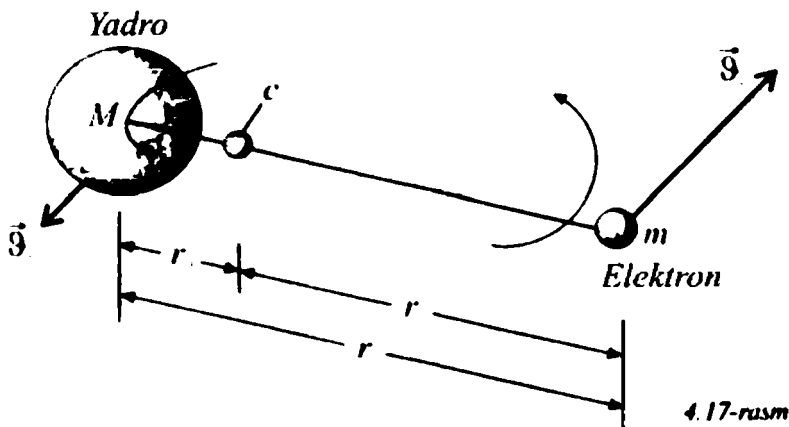
Elektron va yadrodan iborat tizimni ko'raylik. Rasmda r_e va r_n masofalar elektrondan va yadrodan massa markazigacha bo'lgan masofalardir. Rasmdan ko'rish mumkinki,

$$r = r_e + r_n. \quad (4.75)$$

Massa markazi aniqlanishi qoidasiga asosan

$$Mr_n = mr_e. \quad (4.76)$$

(4.76) formulada M – yadro massasi, m – elektron massasi. (4.75) va (4.76) formulalarni r_e va r_n larga nisbatan yechilganda:



$$r_e = \left(\frac{M}{M+m} \right) r, \quad (4.77)$$

$$r_n = \left(\frac{m}{M+m} \right) r. \quad (4.78)$$

Borning postulatiga asosan umumiy massa markaziga nisbatan elektron impulsining to'liq momenti:

$$L = M \vartheta_n r_n + m \vartheta_e r_e = n\hbar, \quad (4.79)$$

yadro va elektronning chiziqli tezliklari tegishli $\vartheta_n = \omega r_n$ va $\vartheta_e = \omega r_e$ ekanligini hisobga olgan holda (4.79) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$L = M \omega r_n^2 + m \omega r_e^2 = n\hbar, \quad (4.80)$$

bunda ω – doiraviy chastota. (4.80) formulaga (4.77) va (4.78) ifodalardan r_e va r_n larning qiymatlari qo'yilsa, quyidagi tenglik hosil bo'ladi:

$$\mu \omega r^2 = n\hbar. \quad (4.81)$$

(4.81) formulada yadroning harakati hisobga olingan. Bunda μ – yadro va elektronning umumiy massa markazi atrofida harakatlanishini hisobga oladigan keltirilgan massa deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\mu = \frac{mM}{m+M}. \quad (4.82)$$

(4.81) formula yadroning harakati hisobga olinmaydigan quyidagi

$$L = m \vartheta r = n\hbar \quad (4.83)$$

formula kabidir. Haqiqatan ham, $\vartheta = \omega r$ ekanligidan (4.83) formulani statsionar holat uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$L = m \omega r^2 = n\hbar. \quad (4.84)$$

Shunday qilib, (4.81) formula (4.84) formula bilan mos keladi. (4.81) formulada faqat elektron massasi keltirilgan massa bilan almashtirilgan. (4.84) formula (4.81) formulaga nisbatan taqribiy formuladir. Buni $M \gg m$ va

$$\mu = \frac{mM}{m+M} \approx m.$$

ekanligidan ko'rish mumkin. Tizimning potentsial energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (4.85)$$

Kinetik energiyasi esa:

$$K = \frac{1}{2} m g_e^2 + \frac{1}{2} M g_n^2 = \frac{\omega^2}{2} (m r_e^2 + M r_n^2). \quad (4.86)$$

Ma'lum o'zgartirishlardan so'ng

$$K = \frac{1}{2} \mu \omega^2 r^2. \quad (4.87)$$

Elektron harakatiga Nyuton qonuni tatbiq qilinganda:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{g_e^2}{r_e} = m \omega^2 r_e. \quad (4.88)$$

Bu formulaga (4.77)dan r_e ning qiymati qo'yilganda

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mM}{m+M} \omega^2 r, \quad (4.89)$$

yoki

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \mu \omega^2 r. \quad (4.90)$$

(4.84) formuladan ω ni topib, ω^2 ifodasini (4.90) formulaga qo'yilganda

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \mu \left(\frac{n\hbar}{\mu r^2} \right)^2 r. \quad (4.91)$$

(4.91)dan atom statsionar orbitalar o'lchami aniqlanadi:

$$r_n = r = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{\mu e^2}. \quad (4.92)$$

(4.92) ifoda yadro harakati hisobga olinmagan holda orbita

o'lchamini aniqlash formulasidan faqat m o'rnida keltirilgan massa μ yozilishi bilan farq qiladi. (4.87) va (4.88) formulalardan:

$$K = \frac{1}{2} \mu \omega^2 r^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}.$$

Tizimning kinetik va potensial energiyalar yig'indisiga teng bo'lgan to'liq energiyasi esa quyidagicha:

$$E = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r},$$

bu ifodada $r = r_n$ ekanligi hisobga olinsa, tizimning yadro harakati hisobga olingandagi to'liq energiyasi hosil bo'ladi:

$$E_n = -\frac{\mu e^2}{32\pi\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (4.93)$$

Yadro harakati hisobga olinmagan holda esa elektronning to'liq energiyasi quyidagicha edi:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (4.94)$$

Elektron energiyasi E_i bo'lgan holatdan energiyasi E_f ($E_i > E_f$) bo'lgan holatga o'tganda chiqarilgan foton energiyasi chastotasi

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{E_i - E_f}{h}$$

ko'rinishni oladi. Bu formulaga E_i , E_f larning (4.93) ifodalangan tegishli qiymatlari qo'yilganda:

$$\nu = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), \quad (4.95)$$

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ va $h = 2\pi\hbar$ ekanligini hisobga olib, atom chiqaradigan foton energiyasining to'liq uzunligini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.96)$$

U vaqtda yadro harakati hisobga olingan holda Ridberg doimiy-
ligi formulasi quyidagicha ifodalanadi:

$$R_{\mu} = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c}, \quad (4.97)$$

yoki

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\mu} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.98)$$

R_{μ} ning yadro harakati hisobga olinmagan holdagi R ga nisbati

$$\frac{R_{\mu}}{R} = \frac{\mu}{m} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} < 1. \quad (4.99)$$

Yadro harakatini hisobga olgan holda (4.93) va olmagan holda (4.94) formulalar orqali energetik sathlar energiyalari hisoblanishidan ko'rinadiki, n ning bir xil qiymati uchun hosil qilingan energiya natijalari bir-biridan quyidagicha farq qiladi:

E_n (hisobga olgan holda) $>$ E_n (hisobga olmagan holda).

Yadro harakatini hisobga olganda energiyasi hisoblangan energetik sathlar $E_{\infty}=0$ tomonga biroz siljigan bo'ladi. (4.98) va (4.37) formulalar orqali hisoblangan natijalar to'liqin uzunlik uchun quyidagilarni beradi:

$\frac{1}{\lambda}$ (hisobga olgan holda) $<$ $\frac{1}{\lambda}$ (hisobga olmagan holda).

Bundan esa yadro harakati hisobga olinganda foton chiqaradigan to'liqin uzunligining qiymati yadro harakatini hisobga olmagan hisoblashlar qiymatidan biroz katta bo'ladi. Yadro harakatini hisobga olgan va olmagan hollarda hisoblangan Ridberg doimiyliqi qiymatlari quyidagicha:

$R_{\mu} = 109677,58 \text{ sm}^{-1}$ (hisobga olgan holda)

$R = 109737,31 \text{ sm}^{-1}$ (hisobga olmagan holda).

Vodorodning og'ir izotopi deyeriy ${}^2\text{D}$ bir proton va bir neytron-dan tuzilgan. Neytron massasi proton massasidan juda

oz bo'lsa-da, farq qiladi ($m_n=1838m_e$, $m_p=1836m_e$, $m_e=9,11 \cdot 10^{-28}\text{g}=9,11 \cdot 10^{-31}\text{kg}=0,000511 \text{ m.a.b}$). Deyteriyning keltirilgan massasi

$$\mu_D = \frac{m}{1 + \frac{m}{2M}} \quad (4.100)$$

ya'ni $\mu_D > \mu$ (μ – vodorod atomi keltirilgan massasi, μ_D – deyteriy atomi keltirilgan massasi). Ridberg doimiyligi keltirilgan massaga proporsional bo'lganligidan deyteriy uchun Ridberg doimiyligi, vodorod uchun Ridberg doimiyligidan katta bo'lishligi kelib chiqadi, ya'ni

$$R_{\mu_D} > R_{\mu}$$

R_{μ_D} va R_{μ} lar orasidagi ana shu farq amerikalik fizik T.K. Yuri tomonidan deyteriyning ochilishida muhim o'rin tutdi. Bu kashfiyot uchun Yuriga 1934-yilda kimyo bo'yicha Nobel mukofoti berildi.

4.18-§. Spektral chiziqlarning izotopik siljishi

Bundan oldingi mavzuda yadro harakatini hisobga olish to'g'risida so'z yuritildi. Yadro harakati hisobga olinganda, umumiy massa markazi atrofida harakatlanayotgan elektron va yadrodan iborat tizimning to'liq energiyasi E_{μ} va Ridberg doimiyligi R_{μ} tegishli (4.93) va (4.97) formulalar bilan ifodalanadi. Yadro harakati cheksiz katta bo'lib, uning harakati hisobga olinmagan, yadro ko'zg'almas deb qaralgan holda elektron energiyasi E (4.94) ifoda va Ridberg doimiyligi – R (4.100) formulalar bilan hisoblanadi. (4.99) formulaga asosan R_{μ} , E_{μ} va R , E kattaliklar orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$E_{\mu} = E \frac{M}{M + m}; \quad R_{\mu} = R \frac{M_z}{M_z + m}$$

Yadro harakatini hisobga oladigan (4.93) formula va yadro harakatini hisobga olmaydigan (4.94) formulalar orqali atom energetik sathlari energiyalari kvant soni n ning bir xil qiymati uchun hisoblanganda, ya'ni E_{μ} va E lar hisoblanadi.

Bundan quyidagi natija hosil bo'ladi:

$$E_{\mu} > E.$$

Yadro harakatini hisobga olish bilan hisoblangan energetik sathlar $E=0$ bo'lgan tomonga biroz siljigan bo'ladi. (4.34) va (4.96) formulalarni taqqoslashdan quyidagi xulosaga kelish mumkin:

$1/\lambda$ (yadro harakati hisobga olinganda) $< 1/\lambda$ (hisobga olinmaganda).

Bu natijalardan ko'rinadiki, yadro harakati hisobga olinganda atom chiqaradigan foton energiyasi to'liq uzunligi, yadro harakati hisobga olinmaganda hisoblangan to'liq uzunligidan kattadir. (4.97) formuladan Ridberg doimiyligi keltirilgan massaga to'g'ri proporsional ekanligi ko'rinadi. Bu esa Z doimiy bo'lganda yadro massasining o'zgarishi spektral chiziqlarning siljishiga olib keladi. Bunday siljish *izotopik siljish* deyiladi. Yadro massasi qancha katta bo'lsa, $M_{ya}/M_{ya}+m$ nisbat ham shuncha katta bo'lishi spektral chiziqlarining qisqa to'liqlar tomoniga siljishiga sabab bo'ladi. Bu xulosa tajribada tasdiqlangan. Bunday bo'lishni vodorod atomi izotoplarida ko'rish mumkin.

Deyteriy (${}^2_1\text{D}$), tritiy (${}^3_1\text{T}$), protiy (${}^1_1\text{H}$) vodorod izotoplarini hisoblanadi. Vodorodning og'ir izotopi deyteriy bir proton va bir neytrondan tuzilgan. Neytron massasi proton massasidan oz miqdorda farq qiladi. U vaqtda deyteriy uchun keltirilgan massa quyidagiga teng bo'ladi:

$$\mu_D = \frac{m}{1 + m/2M},$$

ya'ni, $\mu_D > \mu$ (μ – vodorod uchun keltirilgan massa). Ridberg doimiyligi keltirilgan massaga to'g'ri proporsionaldir ((4.97) formula). Demak, deyteriy uchun Ridberg doimiyligi vodorod uchun berilgan Ridberg doimiyligidan bir qancha katta bo'ladi, ya'ni, $R_{\mu_D} > R_{\mu}$. Ridberg doimiyligi orasidagi ana shu farq atom spektral chiziqlarning siljishiga olib keladi.

Bunday siljish vodorod atomi izotoplarida kuzatiladi. *Izotoplar* deb, zaryadi (Ze) bir xil, ammo massa sonlari (A) har xil bo'lgan yadrolarga aytiladi. Yoki protonlar soni bir xil, neytronlar soni har

xil bo'lgan atomlarga aytiladi. Deyteriy va tritiylar vodorod izotoplari hisoblanadi. Deyteriy atomi yadrosi *deytron* deyiladi, bu yadro bir proton va bir neytrondan tashkil topgan. Tritiy yadrosi triton deyilib, bir proton va ikki neytrondan iborat. Izotoplarning massalari orasidagi farq, ularning spektrlardagi spektral chiziqlarni bir-biriga nisbatan siljishlariga olib keladi. Spektral chiziqlarning bunday siljishi *izotopik siljishdir*. Deyteriy va tritiylarning spektral chiziqlari qisqa to'liqinli sohaga siljigan bo'ladi. Lekin bu siljish unchalik katta emas, vodorod (${}^1\text{H}$) va deyteriy (${}^2\text{D}$)lar uchun Ridberg doimiyligi formulalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$R_D = R(1 + m / M_D) - \text{deyteriy uchun};$$

$$R_H = R(1 - m / M_H) - \text{vodorod uchun}.$$

U vaqtda spektral chiziqlar siljishini chastotalar siljishi orqali quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\Delta\nu = R_D - R_H = R \left(\frac{m}{M_H} - \frac{m}{M_D} \right) \approx \frac{Rm}{2M_H}.$$

Ushbu formulada $M_D \approx 2M_H$ va $m \ll M_H$ (m – elektronning massasi).

Spektral chiziqlar siljishidan hosil bo'ladigan chastotalarning bunday farqi $\Delta\nu$ tajribada tasdiqlangan. Deyteriy atomlari oddiy og'ir suv molekulasida ham mavjud, ya'ni og'ir suv molekulasida vodorod atomlari deyteriy atomlari bilan almashgan bo'ladi. Suvda deyteriyning bir atomi besh yarim ming vodorod atomlariga to'g'ri keladi.

Shuning uchun deyteriy atomlari chiqaradigan nurlanish chizig'i intensivligi vodorod atomlari chiqaradigan nurlanish chizig'i intensivligiga nisbatan juda kuchsiz bo'ladi. Bu chiziqlarning siljishini bilgan holda izotoplar massasini hisoblash mumkin, nurlanish chiziqlari intensivliklari farqini bilgan holda izotoplar konsentratsiyasini aniqlash mumkin. Elementlar izotop tarkibini tahlil qilishning izotopik siljishga asoslangan bunday usuli amaliyotda keng qo'llaniladi.

4.19-§. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari

Makrodunyo hodisalarini o'rganishda yuzaga kelgan klassik fizika mikrodunyo hodisalariga tatbiq qilinishida prinsipial qiyinchiliklarga duch keldi. Mikrodunyo hodisalarini ifodalash uchun klassik fizika qonunlarini tatbiq qilish mumkin emasligini, yangi kvant qonuniyatlar kerakligini tushunishda Bor nazariyasi katta qadam bo'ldi.

Mikrodunyoda yangi prinsipial tushunchalar va qonunlar talab qilinadi. Bunda birinchi o'rinda Plank tomonidan ochilgan kvant tushunchasi turishi kerak. Bor nazariyasi muhim natijalarga olib kelgan juda ko'p tajribalarning qo'yilishiga olib keldi. Borning ikki postulati tajribada kuzatilgan hodisalarni klassifikatsiya va sifatiiy tahlil qilishda asos bo'ldi.

Masalan, bu nazariya asosida atom va molekular spektroskopiyasidagi juda ko'p tajriba natijalari klassifikatsiya qilindi va umumlashtirildi. Lekin ularni to'liq tushunish uchun Borning ikki postulati yetarli emas edi. Ularga kvantlash qoidalarini ham kiritish talab qilindi. Kvantlash qoidasi yordamida atom energetik sathlari energiyalari hisoblanishi mumkin. Bor bir elektronli atomlarda – eng oddiy vodorod atomida elektronlarning doiraviy orbitallarini kvantlash qoidasini taklif qildi. Keyinchalik Zommerfeld Borning kvantlash qoidasini elektron harakatining elliptik orbitasi uchun umumlashtirdi. Lekin kvantlash qoidasini ko'p elektronli atomlarga, hatto geliy atomiga qo'llab bo'lmadi.

Lekin Bor nazariyasi yuzaga kelgan vaqtdan boshlab unda kamchiliklar mavjudligi ma'lum bo'ldi. Bor nazariyasi sof klassik ham, sof kvant nazariyasi ham emas edi. Bu nazariya yarim klassik, yarim kvant nazariya edi. Bor nazariyasidagi kamchiliklar uning vodorod atomiga tatbiq qilinishida ko'rinadi. Bu nazariya ishqoriy metallar spektrining dublet tuzilishini tushuntira olmadi. Bor nazariyasi asosida geliy atomi nazariyasini tuzishga bo'lgan urinishlar befoyda bo'ldi. Bu nazariya ko'p elektronli atomlar kvantlanishini, almashinish kuchlarining mavjudligini, bu bilan molekularlardagi kimyoviy bog'lanishlarni tushuntira olmadi. Davriy bo'lmagan harakatlarning kvantlanishi, zarralar difraksiyasi, atom statsionar holatlarda energiya chiqarmasligining sabablari Bor nazariyasi doirasida tushunarli bo'lmadi. Bundan tashqari, elektronning yadro

atrofida aylanma orbitalarda harakatlanishini ham tajribada kuzatish mumkin emas edi. Bor nazariyasi orqali eng oddiy bo'lgan vodorod atomi spektrida spektral chiziqlar chastotasini hisoblash mumkin bo'ldi, lekin spektral chiziqlarning intensivligini va qutblanishini aniqlab bo'lmadi. Intensivlik va qutblanishini aniqlash uchun moslik prinsipidan foydalaniladi. Moslik prinsipi esa, faqat kvant sonlarining katta qiymatida to'g'ri bo'ladi, bunda intensivlik va qutblanishni hisoblashlar klassik fizika qonunlari asosida bajariladi. Bor nazariyasi bu natijalarni kvant sonlarining kichik qiymatlariga ham tatbiq qildi. Lekin bunga hech qanday asos yo'q edi. Shunday qilib, spektral chiziqlarning intensivligi va qutblanishi klassik fizika nuqtayi nazaridan aniqlandi. U faqat atom statsionar holatlarining mavjudligini yoki elektronlarning statsionar orbitalarining mavjudligini ko'rsata oldi.

Bu esa klassik mexanika nuqtai nazaridan tushunarli emas edi. Klassik elektrodinamika qonunlarini ishlatish to'g'ri bo'lmasada (chunki nurlanish bo'lmaydi), elektronlarning statsionar holatdagi harakatiga klassik mexanika qonunlari tatbiq qilindi. Lekin G. Bregg hazil tariqasida shunday deydi: dushanba, chorshanba, juma kunlari Bor nazariyasiga klassik fizika qonunlarini, seshanba, payshanba, shanba kunlari kvant fizika qonuniyatlarini qo'llash kerak. Borning ikki postulati tajribada tasdiqlangan, shuning uchun ular to'g'ri deb hisoblanadi. Bor nazariyasi kvant mexanikasining paydo bo'lishidagi oraliq davr hisoblanadi. Bor nazariyasining muvaffaqiyati shundaki, bu nazariya Ridberg doimiyliigi va atom o'lchamini hisoblashlarda Plank doimiyliigi h materiyaning barcha turlarini ifodalashda universal fundamental kattalik sifatida muhim ahamiyatga ega ekanligini ko'rsatdi. Bor modelini qo'llash ma'lum chegaralarga ega bo'lsada, bu model energetik holatlar va boshqa ko'pgina tushunchalarni kiritishda qulay bo'lgan mexanik modeldir. Bor modeli faqat postulat sifatida qabul qilingan edi. Bor nazariyasidagi kamchiliklar vodorod atomi hodisalarini kvant mexanikasi doirasida tushuntirilishi bilan bartaraf qilindi.

Nazorat savollari

- 1. Atom tuzilishining Tomson modelini tushuntiring. Bu modeldan foydalanib qaysi kattalik aniqlangan?***

2. *Rezerford tajribalari. Rezerford formulasi, uning mohiyati qanday?*
3. *Rezerford tajribalaridan qilingan xulosalar va atom tuzilishining planetar modelini tushuntiring.*
4. *Planetar model qanday jarayonlarni tushuntira olmadi?*
5. *Rezerford formulasidan foydalanib, qaysi kattalikni aniqlash mumkin?*
6. *Bor postulatlarini ayting.*
7. *Bor nazariyasiga asosan elektron orbitasining radiusi, elektron tezligi, energiyasi qaysi formulalar yordamida hisoblanadi?*
8. *Frank va Gers tajribasining mohiyati qanday?*
9. *Vodorod atomi spektrida qanday qonuniyatlar aniqlangan?*
10. *Vodorod atomi spektrida qanday seriyalar aniqlangan?*
11. *Balmerning umumlashgan formulasini va kombinatsion prinsipini tushuntiring.*
12. *Vodorod atomi energetik sathlari diagrammasini chizing va izohlang.*
13. *Izotopik siljishni tushuntiring.*
14. *Bor nazariyasining kamchiliklari nimalardan iborat edi?*
15. *Nima uchun keltirilgan massa tushunchasi kiritilgan?*

5.1-§. To'liqin funksiyasi

Kvant mexanikasida mikrozarining holati to'liqin funksiyasi bilan ifodalanadi. To'liqin funksiyasi ψ harfi bilan belgilanadi va «psi-funksiya» deb o'qiladi. Kvant mexanikasida mikrozarining holatini klassik mexanikadagi kabi oldindan aniq aytib bo'lmaydi. Kvant mexanikasida mikrozarining u yoki bu holatining ehtimolligi aniqlanishi mumkin. Shuning uchun to'liqin funksiya deyilganda, koordinata va vaqtga bog'liq bo'lgan shunday matematik ifoda $\psi(x, y, z, t)$ tushunilishi kerakki, uning yordamida berilgan vaqtda mikrozaralarning fazodagi taqsimotini (joyini) aniqlash mumkin bo'lsin.

To'liqin funksiyasi qanday fizik ma'noga ega? To'liqin funksiyasi orqali mikrozarining qaysi xarakteristikalarini aniqlash mumkin, degan savollar tug'iladi. Bu savollarga beriladigan javoblarni ko'ray-lik. To'liqin funksiyasi — elektr va magnit maydonlari tushunchalari kabi fizik tushunchadir. Maks Born to'liqin funksiyasiga quyidagicha ta'rif beradi: to'liqin funksiyasi ehtimoliyat interpretatsiyasiga ega va uning modulining kvadrati $|\psi|^2$ fazoning berilgan nuqtasida va berilgan vaqtda zarining topilish ehtimoliyatiga proporsional bo'ladi. Zarining topilish ehtimoliyati maydon intensivligi kuchli bo'lgan sohada katta bo'ladi. Zarining dx uzunlik elementida topilishining ehtimoliyati quyidagicha ifodalanadi:

$$P = \psi^* \psi dx.$$

Bu ifodaga normalash qoidasini qo'llab quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

$$\int \psi^* \psi dx = 1, \quad (5.1)$$

yoki umumiy holda zarraning $dV = dx dy dz$ hajm elementida topilish ehtimoliyatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi dV = 1. \quad (5.2)$$

(5.1) va (5.2) formulalar to'liqin funksiyasini normalash sharti deyiladi va zarraning mavjudligini, fazoning qaysidir biror nuqtasida bo'lishini ko'rsatadi.

Bunday normalash xususiy qiymatlarning spektri diskret bo'lganda to'g'ri bo'ladi. Xususiy qiymatlarning spektri uzluksiz bo'lganda, $|\psi|^2$ dan olingan integral cheksizlikka aylanadi, shuning uchun xususiy qiymatlar uzluksiz bo'lganda boshqa normalash shartidan foydalaniladi.

Noaniqlik munosabatlaridan ko'rinadiki, klassik fizikada ishlatiladigan deterministik prinsiplar kvant mexanikasida to'g'ri bo'lmaydi, chunki zarraning turgan joyi va tezligini bir vaqtda absolut aniqlikda o'lchab bo'lmaydi.

Demak, kvant mexanikasida zarraning trayektoriyasi to'g'risida gapirib bo'lmaydi. Kvant mexanikasida faqat fazoning berilgan nuqtasida berilgan vaqtda zarraning topilish ehtimolligining zichligi $\psi^* \psi$ ni aniqlash mumkin bo'ladi. Ehtimolligining o'zi esa $\psi^* \psi dV$ ko'rinishda ifodalanadi.

Umuman, ψ funksiya fizikaviy jarayonlarni ifodalashda foydalaniladigan qulay instrument hisoblanadi.

Yuqorida mikrozaralar ham zarra ham to'liqin xususiyatiga ega ekanligi qarab chiqildi. Mikrozaralarning zarra xususiyati ularning o'zaro ta'sirida (fotoeffekt, Kompton effekti hodisalarida), to'liqin xususiyati esa ularning tarqalishida, interferensiya, difraksiya hodisalarini hosil qilishida namoyon bo'ladi. P impulsiga va E energiyaga ega bo'lgan mikrozaraning to'liqin xususiyati quyidagi ko'rinishdagi de-Broyl yassi to'liqin funksiyasi orqali ifodalanadi:

$$\psi(r, t) = A e^{\frac{-i}{\hbar}(Et - Pr)}. \quad (5.3)$$

(5.3) formulada: A — doimiy son, $\psi(r, t)$ — de-Broyl yassi to'liqin funksiyasi, t — vaqt, r — radius vektor.

5.2-§. Shredinger tenglamasi

Yuqorida E – energiya va P – impulsga ega bo‘lgan mikrozarra to‘lqin xususiyatiga ega ekanligi qarab chiqildi. Aniq biror yo‘nalishda erkin harakatlanayotgan zarraning holati de-Broyl yassi to‘lqin funksiyasi bilan ifodalanadi:

$$\psi = Ae^{i(kr-\omega t)}. \quad (5.4)$$

(5.4) formulada: ψ – psi funksiya, k – to‘lqin soni $k = \frac{P}{\hbar}$, r –

radius-vektor, ω – doiraviy chastota, t – vaqt, $i = \sqrt{-1}$ – kompleks son. Lekin zarra turli kuch maydonlarida ham harakatlanishi mumkin. Bunda uning harakati murakkabroq to‘lqin funksiyasi bilan ifodalanadi.

Mikrozarralarning harakatini uning to‘lqin xususiyatini hisobga olgan holda ifodalaydigan to‘lqin tenglama 1926-yilda Ervin Shredinger tomonidan taklif etildi. Shredinger tenglamasi faraz sifatida qabul qilingan, uning to‘g‘riligi bu tenglamadan kelib chiqadigan xulosalarning tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi. Shredinger tenglamasi kvant mexanikasining asosiy tenglamasi bo‘lib, norelyativistik kvant mexanikasi uchun, ya‘ni yorug‘likning vakuumdagi tezligidan kichik ($v \ll c$) bo‘lgan tezliklar uchun to‘g‘ridir. Shredinger o‘z tenglamasini yaratgandan so‘ng, uni vodorod atomiga tatbiq qilib, energiyaning xususiy qiymatlarining spektrini hosil qildi. Bu spektr vodorod atomining Bor nazariyasi orqali hosil qilingan spektr bilan mos keladi.

Shredinger tenglamasi faqat xususiy yechimlar uchun to‘g‘ri bo‘lmasdan, balki barcha yechimlar uchun to‘g‘ri bo‘ladigan umumiy tenglama bo‘lishi kerak. Shuning uchun bu tenglamaga fundamental doimiylar, masalan, Plank doimiysi, zarraning massasi, impulsi, zarra harakatlanadigan maydon kuchlari kirishi kerak. Shredinger tenglamasini izlashda, uning yechimlaridan biri erkin fazoda de-Broyl yassi to‘lqini funksiyasi ekanligini ko‘rish mumkin.

Shredinger o‘z tenglamasini yaratishda de-Broyl va Plank munosabatlarini asos qilib oldi, ya‘ni:

$$\lambda = \frac{h}{P} \text{ va } \nu = \frac{E}{\hbar} .$$

U holda zarraning to'liq energiyasi quyidagi ko'rinishda aniqlanadi:

$$E = \frac{P^2}{2m} + U = \text{const}, \quad (5.4a)$$

bunda: $P^2/2m$ – zarraning klassik fizikadagi kinetik energiyasi, P – zarraning impulsi. Zarra erkin bo'lgani uchun E va P kattaliklar doimiy va U – potensial energiya nolga teng deb qaraladi.

ψ funksiya o'z ma'nosiga ko'ra, quyidagi shartlarni qanoatlantirishi zarur:

1. ψ funksiya chekli bo'lishi kerak, chunki zarraning fazoda topilish ehtimolligi birdan katta bo'la olmaydi.

2. ψ funksiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki zarrani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas.

3. ψ funksiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki zarraning topilish ehtimolligi saqrash yo'li bilan o'zgara olmaydi.

Yechimi yuqorida keltirilgan shartlarni qanoatlantiradigan ψ funksiya uchun differensial tenglamani yechishda P – impulсни doimiy hisoblab, (5.4) formulani x koordinata bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = ik_x \psi; \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -k_x^2 \psi.$$

(5.4) formulani y va z koordinata o'qlari bo'yicha differensiallashdan ham shunday munosabatlar hosil bo'ladi.

x, y, z koordinatalar bo'yicha ikkinchi tartibli hosilalarni qo'shishdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\nabla^2 \psi = -k^2 \psi = -\frac{P^2}{\hbar^2} \psi. \quad (5.5)$$

bu yerda

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

∇^2 – Laplas operatori deyiladi.

(5.5) ifoda differensial tenglama bo'lib, zarraning aniq doimiy impuls bilan qilayotgan harakatini ifodalaydi. Endi (5.4) formulada

ω ni doimiy deb hisoblab, (5.4) tenglamani vaqt bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega\psi = -\frac{E}{\hbar}\psi, \quad (5.6)$$

E – zarraning kinetik energiyasi (5.4a) formulada $U=0$ bo'lganda, E – kinetik energiyaga teng bo'ladi).

(5.6) tenglama erkin fazoda zarraning doimiy kinetik energiya bilan qilayotgan harakatini ifodalaydi. (5.5)ni (5.6) tenglamaga hadma had bo'lib va norelyativistik mexanikada kinetik energiya $E=P^2/2m$ ekanligi hisobga olinganda, quyidagi bir jinsli tenglama hosil bo'ladi:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi, \quad (5.7)$$

(5.7) tenglamaga biror aniq harakatni ajratib ko'rsatadigan xususiy kattaliklar kirmaydi. Shuning uchun (5.7) tenglama zarraning erkin fazodagi istalgan harakatlari uchun to'g'ri bo'ladi. (5.7) tenglama zarraning potensial kuch maydoni bo'lmagandagi ($U=0$) *Shredinger tenglamasidir*.

(5.7) tenglamani zarraning potensial kuch maydoni ta'sirida qiladigan harakati uchun ham umumlashtirish mumkin. Potensial kuch maydoni $U(r)$ – potensial energiya bilan xarakterlanadi. Zarra harakatiga potensial kuch maydonining ta'siri hisobga olinganda, (5.7) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(r)\psi, \quad (5.8)$$

(5.8) tenglama zarraning potensial kuch maydonidagi harakatini ifodalaydigan *Shredinger tenglamasidir*. To'liq funksiyasi ψ ning interpretatsiyasiga ko'ra, zarralar fazoning aniq joyida to'planmagan, zarralar aniq biror ehtimollik bilan fazoda «bo'yalgan». Bunday hol (5.8) tenglamaning yozilishida hisobga olingan bo'lishi kerak. (5.8) tenglamada $U(r)$ – zarraning fazoda mumkin bo'lgan barcha holatlarini va ularning ehtimolligini hisobga oladigan potensial energiya bo'lishi kerak. Haqiqatda esa (5.8) tenglamada $U(r)$ – zarralarning klassik fizikadagi potensial energiyasi, ya'ni $U(r)$ – potensial maydonda to'plangan zarralarning potensial energiyasi

sifatida qaraladi. Shredinger tenglamasi vaqt bo'yicha birinchi tartibli tenglamadir. Bundan esa ψ – to'liq funktsiya butun fazoda biror vaqtda aniqlansa, vaqtning keyingi barcha qiymatlarida ham ψ – funktsiya butun fazoda bir qiymatda aniqlanishi kelib chiqadi. ψ – to'liq funktsiyasi haqiqatda kuzatiladigan namunalarda bilan ehtimollik munosabatlari orqali bog'liqdir. Bu munosabatlar holatlarning superpozitsiya prinsipi bilan ifodalanadi. Superpozitsiya prinsipining bajarilishi uchun Shredinger tenglamasi ψ – funktsiyaga nisbatan chiziqli va bir jinsli bo'lishi kerak. Superpozitsiya prinsipi matematik shaklda ikkita mulohazada ko'rinadi. Birinchidan, agar ψ_1 va ψ_2 funktsiyalar Shredinger tenglamasining yechimlari bo'lsa, ularning doimiy a_1 va a_2 koeffitsientlarga (umuman olganda, kompleks) ega bo'lgan har qanday chiziqli kombinatsiyasi $a_1\psi_1 + a_2\psi_2$ ham shu tenglamaning yechimi bo'ladi. Ikkinchidan, agar ψ_1 va ψ_2 to'liq funktsiyalar tizimning qandaydir ikkita holatini ifodalasa, ularning chiziqli kombinatsiyasi $a_1\psi_1 + a_2\psi_2$ ham o'sha tizimning qandaydir holatini ifodalaydi. Zarraning holati a_1 va a_2 koeffitsientlarning o'zi bilan aniqlanmasdan, balki a_1/a_2 nisbat bilan aniqlanadi. Agar har ikkala koeffitsientni bir xil kompleks doimiylikka ko'paytirilsa, holat o'zgarmaydi. Bu esa $\psi = a_1\psi_1 + a_2\psi_2$ funktsiyani normalashga imkon beradi (agar butun fazo bo'yicha olingan integral $\int \psi^* \psi dV$ to'g'ri kelsa). Kvant mexanikasida statsionar holat muhim o'rin tutadi. Statsionar holat shunday holatki, bunda kuzatiladigan fizik kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. ψ – to'liq funktsiyasining o'zi kuzatiladigan kattaliklarga kirmaydi, ψ – to'liq funktsiya prinsipial ravishda kuzatilmaydi. Kvant mexanikasi qonunlari asosida ψ – funktsiyadan hosil qilinadigan va kuzatiladigan fizikaviy kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligi kerak. Statsionar holatlarda

$$\psi(r, t) = \psi(r) e^{-i\omega t}, \quad (5.9)$$

Bu formulada $\psi(r)$ – funktsiya vaqtga bog'liq emas, doiraviy chastota ω doimiydir.

Prinsipial kuzatiladigan kattaliklarning ψ – funktsiyadan hosil qilinishini e'tiborga olmay, bu kattaliklardan biri bo'lgan ehtimoliyat zichligi $\rho = \psi^* \psi$ ning (5.9) formuladagi holatda vaqt o'tishi bilan

o'zgarmay qolishini ko'rish mumkin. Haqiqatdan ham ehtimoliyat zichligi $\rho = \psi^* \psi$ (5.9) holatda vaqt o'tishi bilan doimiy qoladi:

$$\rho = \psi^*(r)e^{i\omega t} \psi(r)e^{-i\omega t} = \psi^*(r)\psi(r),$$

bu kattalik esa vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Statsionar holatda $\psi(r)$ – funksiyani aniqlash uchun (5.9) ifodani (5.8) tenglamaga qo'yamiz:

$$\hbar\omega\psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(r) \right] \psi, \quad (5.10)$$

$\hbar\omega$ – kattalik statsionar holatda zarraning to'liq energiyasi E ni ifodalaydi. Shunday qilib, statsionar holatda to'liq energiya uchun quyidagi tenglama hosil bo'ladi (to'liq energiya deyilganda, statsionar holatdagi tizim energiyasi tushuniladi):

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(r) \right] \psi(r) = E\psi(r). \quad (5.11)$$

(5.11) tenglamaga vaqt kirmaydi. (5.11) tenglama statsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi deyiladi. Vaqt o'tishi bilan zarraning holati o'zgarmaydigan holat statsionar holat deb ataladi. Statsionar holatda zarraning to'liq energiyasi E o'zgarmaydi. Zarra hech qanday to'lqin xossasiga ega bo'lmasa, $U(r)$ funksiya klassik nuqtai nazardan aniqlanadi. Kvant mexanikasida zarraning harakati deyilganda, uning statsionar holatining o'zgarishi tushuniladi. (5.8) tenglama (5.11) tenglamadan farqli ravishda Shredingerning vaqt bo'yicha o'zgaradi-gan yoki umumiy tenglamasi deyiladi, ya'ni Shredingerning nostatsionar tenglamasidir. Vaqt o'tishi bilan zarraning holati o'zgaradigan holat nostatsionar holat deyiladi. Statsionar holatlarda Shredinger tenglamasi superpozitsiya prinsipini qanoatlantiradi. Lekin energiyasi turlicha bo'lgan statsionar holatlar superpozitsiyasi statsionar holat bo'lmaydi. Faqat (5.11) tenglamaning yechimi bo'lgan $\psi(r)$ ga ba'zi bir talablar qo'yiladi. Bu talablarni $\psi(r)$ funksiya cheksizlikda va $U(r)$ – potensial funksiyaning maxsus nuqtalarida qanoatlantirishi kerak. Bunday yechimlar E ning barcha qiymatlarida to'g'ri bo'lmasdan, balki ayrim qiymatlardagina to'g'ri bo'ladi. Energiyaning bunday qiymatlari esa statsionar holatlarda energiyaning tanlangan (kvantlangan) qiymatlaridir. Jumladan, vodorod atomi uchun hosil qilinadigan bunday energiya

qiymatlari vodorod atomi uchun Bor nazariyasi asosida hisoblangan energiya qiymatlariga mos keladi. (5.11) tenglama superpozitsiya prinsipini hisobga olgan holda Bor chastotasi qoidasiga olib keladi. Bundan ko‘rinadiki, har bir fizik jarayon qandaydir aniq fizik kattaliklarning vaqtga bog‘liq o‘zgarishi bilan xarakterlanadi. Lekin statsionar holatlarda barcha aniq fizik kattaliklar doimiy qoladi. Shuning uchun real fizik hodisalar holatini ifodalaydigan to‘lqin funksiyasi nostatsionar bo‘lishi kerak. Kvant mexanikasining prinsipial masalalarini hal qilishda Shredinger tenglamasi operatorlar orqali ifodalanadi. (5.11) ifodada keltirilgan Shredingerning statsionar tenglamasida qavs ichidagi ifoda operator orqali quyidagicha aniqlanadi:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r). \quad (5.12)$$

Bu formulada \hat{H} – Gamilton operatori deyiladi. U vaqtda (5.11) ifodadagi statsionar tenglama qisqa holda quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\hat{H} \psi = E\psi. \quad (5.13)$$

(5.13) tenglama *Shredingerning statsionar tenglamasi* bo‘lib, quyidagicha tushuntiriladi: $\psi(r)$ funksiyaga ta‘sir qiluvchi \hat{H} – operator $\psi(r)$ funksiyaga ko‘paytirilgan to‘liq energiya E ga teng. Nostatsionar holatlar uchun Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lgan umumiy tenglamasi (5.8) qisqa holda quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi. \quad (5.14)$$

(5.13) va (5.14) tenglamalarni taqqoslashdan energiya operatori uchun quyidagi ifoda hosil bo‘ladi:

$$\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}.$$

U vaqtda Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lgan umumiy tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\hat{H} \psi = E\psi. \quad (5.15)$$

Bu tenglamaning ma'nosi quyidagicha: ψ funksiyaga ta'sir qiluvchi operator \hat{H} , ψ funksiyaga ta'sir etuvchi \hat{E} operatorga teng, ya'ni \hat{H} va \hat{E} lar oddiy skalyar ko'paytuvchilar emas. To'lqin funksiyasi ψ ning vaqt bo'yicha o'zgarishi Shredinger tenglamasi (5.15) bilan ifodalanadi. (5.8) va (5.14) tenglamalar nostatsionar holatlar uchun Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan umumiy tenglamasidir.

Agar Shredingerning umumiy tenglamasi kuch maydoni ta'sir qilmagan erkin zarra harakatini ifodalasa, to'liq energiya E istalgan qiymatlarni oladi. Bu holda (5.15) tenglamada $\psi(x,y,z,t)$ to'lqin funksiya koordinatalar va vaqtning funksiyasi bo'ladi. To'liq energiya olishi mumkin bo'lgan qiymatlar $\psi(x,y,z,t)$ to'lqin funksiyasining mumkin bo'lgan cheksiz ko'p sondagi yechimlarida ko'rinadi. Agar erkin zarra qandaydir biror chekli hajmda bo'lsa, uni statsiona. holatda deb hisoblab, (5.13) tenglamadan foydalanish mumkin. Bu tenglamada $\psi(x,y,z)$ aniq qiymatlarnigina olishi mumkin. Shredinger tenglamasining chekli, bir qiymatli va uzluksiz yechimlarigina ma'noga ega bo'ladi.

Statsionar holatlar. Klassik mexanikada korpuskulaning harakati deganda, uning vaqt o'tishi bilan fazoda ko'chishi tushuniladi. Kvant mexanikasida korpuskulaning harakati deganda, uning umuman o'zgarishi tushuniladi. Shuning uchun harakat statsionar holatga kelish bilan bog'liq bo'lmasdan, balki statsionar holatning o'zgarishi bilan bog'liqdir. Bu tushuncha chuqur ma'noga ega, chunki dunyoda har qanday voqeaning sodir bo'lishi biron holatning, biron narsaning o'zgarishi tufayli bo'ladi. Agar hech narsa o'zgarmasa, hech qanday voqea sodir bo'lmaydi.

Agar dunyoning tashkil etuvchilari statsionar holatga o'tsa, bu o'tish Koinot tarixida buyuk bir voqea bo'lgan bo'lar edi va bundan keyin Koinotning mavjud bo'lishi ham tugagan bo'lardi.

Bu voqea bilan boshqa voqea solishtirilishi mumkin, ya'ni Koinot qandaydir statsionar holatdan hozirdagi nostatsionar holatga o'tgan. Bu o'tish buyuk bir voqea — Koinotning barpo bo'lishidir. Bunday o'tishga bundan 10–15 milliard yil oldin ro'y bergan «katta portlash» sabab bo'lgan bo'lishi va Koinotning statsionar holatdan nostatsiona. holatga o'tishi sodir bo'lgan bo'lishi mumkin. Koinotning bunday

katta portlashgacha bo'lgan holati to'g'risida fan hali ma'lumot bera olmaydi. Lekin bu borada izlanishlar davom etmoqda. Koinotning holati butunligicha statsionar holat emas, lekin uning tarkibiy qismlari (masalan, atomlar) statsionar holatlarda bo'lishi mumkin. Agar atomlar ham abadiy ravishda statsionar holatlarda bo'lsalar edi, fan ularning mavjudligini bilmaz, ko'rsata olmas edi, ular bilan hech qanday voqea sodir ham bo'lmas edi. Ularning mavjudligi statsionar holatlarining o'zgarishi orqali aniqlanadi. Statsionar holatlarning o'zgarishini o'rganish uchun statsionar holatlarning o'zini bilish kerak bo'ladi yoki boshqacha aytganda, fizika olamida hech qanday voqeaning statsionar holati uni tushuntira olmaydi. Lekin fizika olamida yuz berayotgan voqealarni tushunish va ifodalashga imkon beradi. Statsionar holatlar fizika olamini ifodalashda dastlabki fundamental moment hisoblanadi. Statsionar holatning asosiy xossalaridan biri uning birligidir. Bu xossa orqali foton harakati ifodalangan. Foton butun holatga tegishlidir, holatni bo'laklarga ajratish mumkin emas. Statsionar holatning fizikaviy xossalaridan to'liqin funksiyasi $\psi(x,y,z)$ ga bo'lgan talablar kelib chiqadi.

Statsionar holatda kuzatilayotgan barcha fizik kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. To'liqin funksiyasi y ning o'zi bu kattaliklarga tegishli bo'lmaydi va prinsipial ravishda kuzatilmaydi. Statsionar holatda kvant mexanikasining qonunlari asosida ψ funksiyadan hosil qilinadigan, kuzatiladigan fizikaviy kattaliklar ham vaqt o'tishi bilan o'zgarishsiz bo'ladi. Lekin barcha fizikaviy jarayonlar vaqt o'tishi bilan real fizik kattaliklarning o'zgarishi bilan xarakterlanadi. Shuning uchun fizik hodisalarning holatini ifodalaydigan to'liqin funksiyasi nostatsionar bo'lishi kerak.

To'liqin funksiyasiga matematik talablar. ψ – to'liqin funksiyasi (5.15)da ifodalangan differensial tenglamaning yechimidir. $|\psi(x,y,z)|^2$ ifoda esa (x,y,z) – nuqtada zarraning topilish ehtimoliyati zichligidir. Yoki boshqacha aytganda, $|\psi(x,y,z)|^2 dx dy dz$ – zarraning $dx dy dz$ hajmda (x,y,z) nuqta atrofida topilishi ehtimoliyatining zichligini ifodalaydi. Bundan esa ψ – to'liqin funksiyasi barcha nuqtalarda uzluksiz, bir qiymatli va chekli bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Agar potensial energiya $E_0(x,y,z)$ uzluksizlikning uzilishi sirtiga ega bo'lsa, ψ – funksiya va uning birinchi hosilasi bunday sirtida uzluksiz

bo'lib qolishi kerak, fazoning E_0 — cheksizga aylangan sohalarida ham ψ — to'liq funksiyasi nolga teng bo'lishi kerak. ψ — funksiyaning uzluksizligi bu sohaning chegarasida ψ — funksiya nolga teng bo'lishini talab qiladi.

To'liq funksiyasini normalash sharti. To'liq funksiyasi chiziqli tenglama bilan aniqlanadi (doimiy ko'paytuvchiga bo'lgan aniqlikda). Doimiy ko'paytuvchini shunday tanlanishi kerakki, u $|\psi|^2 = \psi\psi^*$ — ifodaning interpretatsiyasini ehtimoliyat zichligi sifatida qanoatlantirsin. $\psi^* \psi dx dy dz$ — zarraning $dx dy dz$ — hajm elementida topilish ehtimoliyatini bildiradi. U vaqtda normalash qoidasini qo'llashdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\int \psi^* \psi dx dy dz = 1 \quad (5.16)$$

ifoda zarraning mavjudligini va fazoning qaysidir biror nuqtasida bo'lishini ko'rsatadi. (5.16) tenglama to'liq funksiyasini normallashtirish sharti deyiladi. Bunday normalash xususiy qiymatlarining diskret spektri holida to'g'ri bo'ladi. Xususiy qiymatlarning uzluksiz spektri holida $|\psi|^2$ dan olingan integral cheksizlikka aylanadi, shuning uchun energiyaning uzluksiz qiymatlarida boshqa normallashtirish shartidan foydalaniladi. (5.16) ifodada zarraning butun fazoda topilish ehtimoliyati birga teng, demak, zarraning topilishi to'liq ishonchli.

Xususiy funksiyalar va xususiy qiymatlar. (5.11)da keltirilgan Shredinger tenglamasi zarraning to'liq energiyasi E ning barcha qiymatlarida to'liq funksiyasiga qo'yilgan talablarni qanoatlantiradigan yechimga ega bo'lmaydi, balki E ning ayrim aniq qiymatlarida-gina to'liq funksiyasiga qo'yilgan talablarni qanoatlantiradigan yechimga ega bo'ladi. Energiyaning bu qiymatlarini $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ bilan belgilaymiz. (5.11) tenglama yechimga ega bo'ladigan energiyaning $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ qiymatlari xususiy energiyalar deyiladi. Energiyaning $E=E_1; E=E_2, \dots, E=E_n$ qiymatlarida (5.11) tenglamaning yechimi bo'lgan $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ to'liq funksiyalar energiyaning E_1, E_2, \dots, E_n xususiy qiymatlariga tegishli bo'ladi. Bunday funksiyalar xususiy funksiyalar deyiladi. Energiya $E < 0$ bo'lganda, energiyaning xususiy qiymatlari diskret spektrni hosil qiladi. $E > 0$ bo'lganda, zarraning energetik spektri uzluksiz bo'ladi. Zarra noldan farq qiladigan ehtimoliyat bilan cheksizlikka ketishi mumkin yoki $E > 0$ bo'lganda, zarra harakati infinit bo'ladi. Infinitlik sharti klassik

mexanikada ham shunday. Atomning mumkin bo'lgan statsionar holatlar soni (yoki energetik holatlar soni) $U(x)$ potensial funksiyaning ko'rinishiga bog'liq bo'ladi. $U(x)$ funksiya chekli yoki cheksiz bo'lishi mumkin. Atomdagi diskret energetik sathlar soni ortishi bilan sath energiyasi assimptotik ravishda $E=0$ ga yaqinlashadi, qo'shni sathlar oralig'i ham nolga intiladi. To'liq energiyasi $E=U_{\min}$ bo'lgan statsionar holat mavjud bo'lmaydi. Zarraning potensial chuqurlikdagi eng kichik energiyasi E_1 , nol energiya deyiladi. Nol energiyani zarradan olish mumkin emas, chunki bu energiya ruxsat etilgan eng kichik energiyadir. Uni o'zgartirish uchun potensial chuqurlikni o'zgartirish kerak.

5.3-§. Operatorlar haqida qisqacha ma'lumot

Klassik mexanikada har bir fizik kattalik fazoning u yoki bu nuqtasida, bir vaqtda son qiymati bilan xarakterlanadi. Masalan, zarraning tezligi har bir vaqt oralig'ida aniq sonlar bilan, ya'ni tezlik-ning koordinata o'qlariga bo'lgan proyeksiyalari ($\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$) bilan aniqlanadi. Yoki boshqacha aytilganda, klassik mexanikada fizik kattaliklar koordinata va vaqtning funksiyalari sifatida ifodalalanadi. Umumiy holda funksiya deb, ma'lum bir son yoki sonlar to'plami tegishli boshqa sonlar yoki sonlar to'plami orqali ifodalalanuvchi kattalikka aytiladi. Klassik mexanikaning vazifasi turli fizik kattaliklar orasidagi funksional bog'lanishni topishdan iborat.

Kvant mexanikasida fizik kattaliklarni ifodalash. Kvant mexanikasida fizik kattaliklar aniq son qiymatiga ega bo'la olmaydi. Masalan, zarraning joyini bildiradigan kattalikni ko'raylik. Klassik mexanikada zarraning joyi har bir vaqtda uchta son — zarra koordinatalari bilan ifodalanadi. Kvant mexanikasida faqat zarraning fazoning u yoki bu qismida topilish ehtimoliyati to'g'risida gapirish mumkin. Bu ehtimoliyat esa to'liqin funksiyasi yordamida hisoblanadi. Lekin to'liqin funksiyasi zarra koordinatasini vaqt funksiyasi sifatida aniqlanishiga imkon bermaydi. Kvant mexanikasi faqat u yoki bu koordinata ehtimoliyatini va uning o'rtacha qiymatini hisoblashga, o'lchanadigan fizik kattalik son qiymatining ehtimoliyatini bilishga imkon beradi. Shunday qilib, kvant mexanikasida fizik kattaliklar son qiymati bilan emas, balki berilgan fizik kattalikning

operatori bilan xarakterlanadi. Berilgan aniq bir holatda fizik kattalikning son qiymati aniq bo'lmaydi, balki uni ifodalaydigan operator aniq ma'lum bo'ladi. Funksiya ma'lum bir sonlarning boshqa sonlar bilan bog'lanishini ko'rsatadi. Operator ma'lum bir funksiyaning boshqa funksiyalar bilan bog'lanishini amalga oshiradi.

Operator deb, qandaydir sohada berilgan har bir funksiyaga tegishli shu sohada berilgan yangi funksiyani hosil qilish imkoniyatini beruvchi matematik amalga aytiladi. Masalan, 2 soni ko'paytuvchi sifatida qandaydir oraliqda berilgan funksiyaning har bir qiymatini ikki baravar orttirib o'zgartiradi, bunda funksiyaning aniqlanish sohasi o'zgarmay qoladi. Bunday holda 2 soni arifmetik operator

hisoblanadi. $f(x)$ funksiyaga qo'yilgan differensial operator $\frac{d}{dx}$ oddiy ma'noda $f(x)$ funksiyaning har bir qiymatini uning hosilasi ko'rinishida o'zgartiradi:

$$\left(\frac{d}{dx}\right)f(x) = f'(x).$$

Operatorlarni sonlardan farq qilish uchun ustiga « $\hat{}$ » belgi qo'yilgan harflar bilan yoziladi. Masalan, \hat{A}, \hat{B} va h.k. Operatorlarni qo'shish mumkin. A va B operatorlar yig'indisi deb shunday operator tushuniladiki, uning istalgan $f(x)$ funksiyaga ta'siri $\hat{A}f(x) + \hat{B}f(x)$ natijani beradi. Operatorlar ko'paytmasi $\hat{A}\hat{B}$ deb, shunday operator tushuniladiki, uning istalgan $f(x)$ funksiyaga ta'siri $\hat{A}[\hat{B}f(x)]$ ifodaga teng bo'ladi. Bunda $f(x)$ funksiya dastlab \hat{B} operator ta'sirida bo'ladi, so'ng hosil bo'lgan natijaga \hat{A} operator ta'sir qiladi. Operatorlar ko'paytmasining xususiy holi \hat{A} operatorning λ soniga ko'paytmasi bo'ladi, ya'ni $\lambda \hat{A}$ yoki $\hat{A}\lambda$ ko'rinishda bo'ladi. Operatorlar algebra-sida ko'paytirishga nisbatan kommutativ qonun hamma vaqt ham to'g'ri bo'lmaydi. Ya'ni, $\hat{A}\hat{B} = \hat{B}\hat{A}$ ifoda har doim to'g'ri bo'lmaydi. Ushbu tenglik to'g'ri bo'lgan hollarda \hat{A} va \hat{B} operatorlar bir-biri bilan *kommutativlashadi* deyiladi va ular *kommutativlashuvchi*

operatorlar deb ataladi. Aks holda \hat{A} va \hat{B} operatorlar bir-biri bilan kommutativlashmaydi, bu holda bu operatorlar antikommutativ operatorlar deyiladi. Antikommutativ operatorlarga x ga ko'paytirish va x bo'yicha differensiallash misol bo'ladi. Haqiqatan ham

$$\left(x \frac{\partial}{\partial x}\right) f = x \frac{\partial f}{\partial x}, \quad (5.17)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} x\right) f = \frac{\partial}{\partial x} x f = f + x \frac{\partial f}{\partial x}. \quad (5.18)$$

Xuddi shunday

$$\frac{\partial}{\partial x} x - x \frac{\partial}{\partial x} = 1. \quad (5.19)$$

Bunday aniqlash berilgan \hat{A} va \hat{B} operatorlar orqali ularning funksiyasi bo'lgan boshqa operatorlar $\hat{L}(\hat{A}\hat{B})$ ni tuzishga imkon beradi.

Aniqlash \hat{A} va \hat{B} operatorlarning butun rasional funksiyalari uchun ma'noga ega bo'ladi. Operatorlarni qo'shish va ko'paytirish sonlarni odatdagi algebraik qo'shish, ko'paytirish orqali bajariladi. Bunda faqat bitta farq shundan iboratki, operatorlarni ko'paytirganda ko'paytuvchilarni almashtirish hamma vaqt ham mumkin bo'lmaydi. Masalan, hamma vaqt

$$(\hat{A} + \hat{B})^2 = (\hat{A} + \hat{B})(\hat{A} + \hat{B}) - \hat{A}^2 = \hat{B}\hat{A} + \hat{A}\hat{B} + \hat{B}^2. \quad (5.20)$$

Umumiy holda quyidagicha yozish noto'g'ri bo'lar edi:

$$(\hat{A} + \hat{B})^2 = \hat{A}^2 = 2\hat{A}\hat{B} + \hat{B}^2 \quad (5.21)$$

Ushbu formula \hat{A} va \hat{B} operatorlar bir-birini kommutativlashganda to'g'ri bo'ladi, qachonki, $\hat{B}\hat{A} = \hat{A}\hat{B}$ bo'lsa, u oldingisidan hosil bo'ladi. Istalgan f va φ funksiyalar hamda λ va μ doimiyliklar uchun quyidagi munosabat to'g'ri

$$\hat{A}(\lambda f + \mu \varphi) = \lambda \hat{A}f + \mu \hat{A}\varphi, \quad (5.22)$$

bo'lsa \hat{A} operatori *chiziqli* deyiladi. Kvant mexanikasida chiziqli operatorlar ishlatiladi. Aks holda holatlarning superpozitsiya prinsipi buziladi.

O'zgaruvchi fizik kattaliklarning o'rtacha qiymatini hisoblash. Ehtimoliyat nazariyasida $|a_n|^2$ ehtimoliyat bilan λ_n ($n=1,2,\dots$) qiymatlar qabul qiladigan $\langle A \rangle$ kattalikning o'rtacha qiymati quyidagi formula orqali hisoblanadi:

$$\langle \hat{A} \rangle = \sum_n \lambda_n |a_n|^2. \quad (5.23)$$

Bu qoida quyidagicha umumlashtirilishi mumkin: \hat{A} operator bilan aniqlanadigan dinamik o'zgaruvchining o'rtacha qiymati ψ to'liq funksiyasi bilan xarakterlanadigan holatda quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\langle \hat{A} \rangle = \int \psi^* \hat{A} \psi dx. \quad (5.24)$$

Agar ψ^* va ψ funksiyalarni

$$U = a_1 U_1 + a_2 U_2 + \dots + a_n U_n$$

qator ko'rinishida ifodalab (a – doimiy son, ajratish koeffitsienti deyiladi, U – operatorning xususiy funksiyasi) hosil bo'lgan qatorni (5.24) ifodaga qo'yilsa, kerakli amallar bajarilgandan so'ng (5.23) formula hosil bo'ladi. Bu esa (5.24) formulaning asosli ekanligini ko'rsatadi.

Koordinata operatori. Dinamik o'zgaruvchilarni aniqlaydigan operatorlar ermit operatorlari bo'lishi kerak. Ularning aniq ko'rinishlarini tanlash, ular yordamida olingan natijalarning tajriba natijalariga to'g'ri kelishi bilan aniqlanadi.

$\psi^*(x)\psi(x)$ – kattalik zarrani x nuqtada topilishining ehtimoliyati zichligini bildiradi (oddiylik uchun bir marta o'lchashdagi holat qaraladi). U vaqtda koordinatalarning o'rtacha qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\langle X \rangle = \int \psi^*(x) x \psi(x) dx = \int \psi^*(x) \hat{x} \psi(x) dx. \quad (5.25)$$

(5.25) ifodani (5.24) bilan taqqoslash x koordinataning operatori sifatida shu koordinataga ko'paytma operatorini tanlash kerakligini ko'rsatadi, ya'ni koordinata operatori \hat{x} ni qandaydir $f(x)$ funksiyaga ishlatilganda, shu funksiyani x ga ko'paytirish kerak bo'ladi:

$$\hat{x}f(x) = xf(x), \text{ ya'ni operator } \hat{x} = x.$$

Impuls operatori. Impuls operatorini topish uchun de-Broyl gipotezasidan foydalanish mumkin. De-Broyl gipotezasiga asosan impulsi P_x bo'lgan erkin zarra to'liq soni $k_x = \frac{P_x}{\hbar}$ va chastotasi $\omega = \frac{E}{\hbar}$ bo'lgan yassi to'liq orqali aniqlanadi. Shuning uchun impulsning xususiy qiymatlarini ifodalaydigan quyidagi tenglamani yozamiz:

$$\hat{P}_x \psi = P_x \psi, \quad (5.26)$$

bu tenglamaning yechimi quyidagi ko'rinishdagi yassi to'liq bo'lishi kerak, ya'ni

$$\psi = A e^{-i(\omega t - k_x x)} = A e^{-i(EZ - P_x x)} \quad (5.27)$$

(5.27) va (5.26) ifodalarni taqqoslashdan impuls operatori \hat{P}_x sifatida quyidagi operatorni tanlash mumkinligi ko'rinadi:

$$\hat{P}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}. \quad (5.28)$$

Impuls operatori \hat{P} ning bunday tanlanishida (5.27) formuladagi to'liq funksiyasi tenglamani qanoatlantirishi kerak. Impuls operatorining boshqa tashkil etuvchilari ham shunday aniqlanadi. Shuning uchun impuls operatorini vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\hat{P} = \frac{\hbar}{i} \left(i_x \frac{\partial}{\partial x} + i_y \frac{\partial}{\partial y} + i_z \frac{\partial}{\partial z} \right) = \frac{\hbar}{i} \nabla. \quad (5.29)$$

(5.29)dagi i_x, i_y, i_z lar operatorlar.

Gamilton operatori. Klassik fizikada Gamilton funksiyasi deb, zarraning impuls va koordinatasi orqali ifodalangan to'liq energiyasiga aytiladi. Bir zarra uchun to'liq energiya kinetik va potensial energiyalar yig'indisi sifatida aniqlanadi:

$$H(r, p) = \frac{p^2}{2m} + U(r). \quad (5.30)$$

Gamilton funksiyasi ta'rifiga asosan zarraning kinetik energiyasi tezlik bilan emas, balki impuls orqali ifodalansa, (5.30) formula quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$H = \frac{p^2}{2m} + U = E = \text{const}, \quad (5.31)$$

klassik mexanikada (5.31) formuladagi H – *Gamilton funksiyasi* deyiladi.

Kvant mexanikasida Gamilton funksiyasiga tegishli operator bo'lishi kerak. Bu operatorni hosil qilish uchun (5.31) formulaga p o'rniga uning operatori \hat{p} ning ifodasini, ya'ni

$$\hat{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla \quad (5.32)$$

ifodani qo'yish kerak. U vaqtda

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + U(r) = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r), \quad (5.33)$$

yoki

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(r), \quad (5.34)$$

\hat{H} – *Gamilton operatori* deyiladi.

To'liq energiya operatori. To'liq energiya operatori \hat{E} ni shunday tanlash kerakki, uning xususiy qiymatlari zarraning E energiyasiga teng bo'lsin. Erkin zarra misolida uning mumkin bo'lgan ko'rinishini topish mumkin. Buning uchun natijani umumiy hol uchun umumlashtiriladi:

$$\hat{E} \psi = E \psi, \quad (5.35)$$

Bu tenglamaning yechimi energiyasi E bo'lgan erkin zarrani ifodalaydigan yassi to'lqin ko'rinishida bo'lishi kerak, ya'ni

$$\psi = A e^{i(Et - p_1 x)}.$$

U holda to'liq energiya operatori \hat{E} quyidagicha aniqlanadi:

$$\hat{E} = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}. \quad (5.36)$$

Xususiy hol uchun topilgan (5.36) to'liq energiya operatori ixtiyoriy hol uchun umumlashiriladi.

Shredinger tenglamasining operatorlar orqali ifodalanishi.

Yuqorida qaralgan turli ko'rinishda yozilgan to'lqin tenglamalarini operatorlar orqali qisqa qulay ko'rinishda ifodalash mumkin.

Shredingerning statsionar tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U \right) \psi = E\psi, \quad (5.37)$$

bu tenglamada $\psi = \psi(x)$ – to'lqin funksiya, $U = U(x)$ – potensial energiya, E – to'liq energiya.

Bu tenglama harakat davomida to'liq energiya E o'zgarmaydigan holatlar uchun to'g'ri bo'ladi.

(5.37) tenglamada qavs ichidagi ifoda operator ko'rinishida ifodalanadi:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U, \quad (5.38)$$

\hat{H} – *Gamilton operatori* deyiladi. Bu ifodaning klassik mexanikadagi Gamilton funksiyasiga o'xshashligidan Shredingerning statsionar tenglamasini qisqa ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (5.39)$$

(5.39) tenglamani quyidagicha tushunish mumkin: ψ funksiyaga

ta'sir etayotgan operator \hat{H} ψ funksiyaga ko'paytirilgan to'liq energiya E ga teng. Endi Shredingerning umumiy tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + U\psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (5.40)$$

yoki

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U \right) \psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (5.41)$$

Bu tenglamada

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U, \quad (5.42)$$

ifoda *Gamilton operatori* deyiladi. U vaqtda Shredingerning umumiy tenglamasini qisqa ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H}\psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (5.43)$$

(5.35) va (5.43) tenglamalarni taqqoslashdan energiya operatori \hat{E} uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\hat{E} = -\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dt}. \quad (5.44)$$

Shunday qilib, Shredingerning umumiy tenglamasini operatorlar orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\hat{H}\psi = \hat{E}\psi, \quad (5.45)$$

Bu tenglama (5.35) ifodada keltirilgan statsionar holat uchun yozilgan tenglamaga juda o'xshashdir.

(5.45) tenglamaning ma'nosi quyidagicha: ψ funksiyaga ta'sir etayotgan operator \hat{H} ψ funksiyaga ta'sir etayotgan \hat{E} operatorga teng, ya'ni \hat{H} va \hat{E} operatorlar oddiy skalyar ko'paytuvchilar emas.

Agar (5.45) tenglamada ifodalangan Shredingerning umumiy tenglamasini potensial kuch maydoni ta'sir qilmagan erkin zarra harakatini ifodalasa, u vaqtda to'liq energiya E istalgan qiymatni qabul qilishi mumkin. Buni to'liq tenglamasining mumkin bo'lgan ko'p sondagi $\psi(x,y,z,t)$ yechimlarida ko'rish mumkin. Agar erkin zarra elastik devorlar bilan chegaralangan qandaydir chekli hajmda bo'lsa, bunday holatni statsionar hol deb qarab, (5.39) ifodadan foydalanish mumkin, bunda φ funksiya faqat koordinatalar funksiyasi $\psi(x,y,z)$ bo'ladi. Bunday holda energiya istalgan qiymatlarni qabul qila olmaydi, balki energiyaning faqat ayrim aniq E_i qiymatlarnigina qabul qiladi, energiyaning bunday qiymatlari to'liq tenglamasining aniq $\psi_i(x,y,z)$ yechimlariga to'g'ri keladi. Mumkin bo'lgan ψ_i yechimlarni ko'pincha xususiy funksiyalar,

bu yechimlarga tegishli bo'lgan E_j energiya qiymatlarini xususiy qiymatlar deyiladi.

5.4-§. Zarraning erkin harakati

To'liq funksiyalari. Zarraning erkin harakatida tashqi kuchlar ta'sir qilmaydi ($U=0$). Bunday holda zarraning to'liq energiyasi uning kinetik energiyasi bilan aniqlanadi. Zarraning bir o'lchamdagi harakatini ko'rib chiqaylik. Bunda Gamilton operatori \hat{H} va Shredinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad (5.46)$$

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}. \quad (5.47)$$

bunda:

$$\psi(x, t) = e^{iEt/\hbar} \psi_0(x). \quad (5.48)$$

U vaqtda $\psi_0(x)$ uchun quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2 \psi_0}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi_0 = 0, \quad (5.49)$$

(5.49) tenglamaning yechimi:

$$\psi_0(x) = A e^{-iP_x x/\hbar} + B e^{iP_x x/\hbar}, \quad (5.50)$$

bunda erkin zarra impulsi P_x uning energiyasi bilan quyidagicha bog'langanligi hisobga olingan, ya'ni:

$$P_x = \sqrt{2mE}.$$

A va B lar doimiyliklardir. (5.50) da birinchi had zarraning x o'qining musbat, ikkinchi had esa manfiy yo'nalishida harakatlanishini bildiradi. Shundayligiga ishonch hosil qilish uchun (5.50) ni hisobga olgan holda (5.48) funksiyani ko'rib chiqaylik. (5.50) funksiyaning birinchi va ikkinchi hadi bo'yicha fazalari doimiy bo'lgan nuqtalar qaysi yo'nalishda siljishini ko'raylik. Masalan, birinchi hadning fazalar doimiyligi sharti quyidagicha:

$$Et - P_x x = \text{const.}$$

Bu ifodani t bo'yicha differensiallab, fazaviy tezlik x o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab yo'nalganligini ko'rish mumkin. (5.50) funksiyaning ikkinchi hadini ham shunday tahlil qilish mumkin. Zarra harakatini musbat yo'nalishida deb qarasaq, $B=0$ bo'lishi zarur. U vaqtda (5.48) ifodaga asosan erkin zarraning to'lqin funksiyasi yassi to'lqin ko'rinishida bo'ladi, ya'ni

$$\psi(x, t) = Ae^{i(Et - P_x x) / \hbar}, \quad (5.51)$$

(5.49) tenglama energiya E ning istalgan qiymatida bir qiymatli, chekli va uzluksiz yechimga ega bo'ladi. Bu esa erkin zarraning energiya spektri uzluksiz bo'lishini ko'rsatadi. Erkin zarra uchun

Puasson qavslari $[\hat{H}, \hat{P}_x]$ nolga teng bo'ladi:

$$[\hat{H}, \hat{P}_x] = 0, \quad (5.52)$$

Bundan esa erkin zarraning impulsi harakat integrali doimiy kattalikka teng bo'lishi kelib chiqadi. (5.52) ifodaning nolga tengligi erkin zarraning energiyasi va impulsi bir vaqtda o'lchanadigan kattaliklar ekanligini ko'rsatadi.

Davriy uzunlikka normalash. Erkin zarraning xususiy qiymatlari spektri uzluksiz bo'lgani uchun xususiy qiymatlarni birga normalash mumkin emas, chunki

$$\int \psi^* \psi dx = A^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx = \infty, \quad (5.53)$$

bu holda δ funksiyaga normalash shartidan foydalanish kerak. Lekin ko'pincha buning o'rniga davriy uzunlikka normalash usulidan foydalaniladi. Bu usul quyidagicha: faraz qilaylik zarra uzunligi L bo'lgan sohada harakat qilayotgan bo'lsin. Bu sohadan tashqarida to'lqin funksiyasi davriy ravishda takrorlanadi. U vaqtda to'lqin funksiyasiga quyidagi davriylik shartini yozamiz:

$$\psi_0(x + L) = \psi_0(x). \quad (5.54)$$

Bunday holda zarra to'liq ravishda erkin hisoblanmaydi, uning harakati (5.54) shart bilan cheklangan bo'ladi. Shunga ko'ra, zarraning energiya spektri uzluksiz bo'lmaydi. Lekin L ning uzunligi yetarlicha katta bo'lganda, zarra harakati uning erkin harakatidan

oz farq qiladi. Energiya spektri (5.51)ni hisobga olgan holda (5.54) shartdan topiladi va quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$Ae^{i(x+L)P_x/\hbar} = Ae^{ixP_x/\hbar}, \quad (5.55)$$

yoki

$$e^{iP_x L/\hbar} = 1, \quad (5.56)$$

bunda P_x ixtiyoriy qiymatni olmaydi, balki faqat diskret P_{x_n} qiymatlarnigina qabul qiladi, bu diskret qiymatlar (5.56) ifodaga asosan quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$P_{x_n} = 2\pi\hbar n_x / L, \quad (5.57)$$

n_x – butun son. Shunday qilib, davriylik shartini kiritish uzluksiz spektrning diskret spektrga o‘tishiga olib keladi, ya’ni:

$$E_n = P_{x_n}^2 / 2m = 2\pi^2\hbar^2 n_x^2 / (mL)^2, \quad (5.58)$$

diskret spektrda ortonormalash shartidan foydalanish kerak, bu shart:

$$\begin{aligned} \delta_{nn'} &= \int_{-L/2}^{L/2} \psi_{on}^* \psi_{on} dx = A^2 \int_{-L/2}^{L/2} e^{2\pi i(n-n')x} dx = \\ &= A^2 L \frac{\sin \pi(n-n')}{\pi(n-n')} = \begin{cases} A^2 L(n=n') \\ 0(n \neq n') \end{cases} \end{aligned} \quad (5.59)$$

bundan quyidagilar hosil bo‘ladi:

$$A^2 L = 1; \quad A = 1/\sqrt{L}, \quad (5.60)$$

Ortonormalash funksiyalar tizimi quyidagi ko‘rinishda yoziladi.

$$\begin{aligned} \psi_{on}(x) &= e^{iP_{x_n}x/\hbar} L^{-1/2} = L^{-1/2} e^{ik_{x_n}x}, \\ P_{x_n} &= 2\pi\hbar n_x / L; \quad k_{x_n} = 2\pi n_x / L \end{aligned} \quad (5.61)$$

energiyaning xususiy qiymatlari uchun (5.58) formuladan foydalanilgan holda ko‘rish mumkinki, L makroskopik o‘lchamlarga ega bo‘lsa, E_n ning diskret qiymatlari bir-biriga yaqin bo‘lib, deyarli uzluksiz spektr hosil bo‘ladi. Bu natijalar taqribiy natijalar bo‘lib, zarra erkin harakatning spektri cheklanmagan sohada uzluksiz bo‘ladi.

Uzluksiz spektr. Uzluksiz spektr holida to‘lqin soni k_x uzluksiz qiymatlar qatorini qabul qiladi va to‘lqin funksiyasi quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi.

$$\psi_x(x) = A_1 e^{ik_x x}, \quad (5.62)$$

δ funksiyaga normalash sharti quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_{k_x}^*(x) \psi_{k_x}(x) dx = A_1^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k_x - k_x')x} dx = \delta(k_x - k_x'). \quad (5.63)$$

Furening integrallar qatori yordamida quyidagi tenglik isbotlanadi:

$$(2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k - k')x} dx = \delta(k - k') \quad (5.64)$$

(5.63) va (5.64) ifodalarni taqqoslash ko'rsatadiki, $A_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ va uzluksiz spektr funksiyalarining δ funksiyaga normalashgan tizimi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\psi_{k_x}(x) = 2\pi^{-1/2} e^{ik_x x}, \quad k_x = P_x / \hbar. \quad (5.65)$$

Zaryad zichligi va tok zichligi. (5.51) formuladan:

$$\begin{aligned} \partial\psi / \partial x &= (iP_x / \hbar)\psi, \\ \partial\psi^* / \partial x &= -(iP_x / \hbar)\psi^*. \end{aligned}$$

Shuning uchun tok va zaryad zichligi uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin. Tok zichligi:

$$j_x = \left[\frac{iq\hbar}{2m} \right] \left[\frac{\psi \partial \psi^*}{\partial x} - \frac{\psi^* \partial \psi}{\partial x} \right] = \left(\frac{qP_x}{m} \right) \psi^* \psi = \left(\frac{qP_x}{m} \right) |A|^2. \quad (5.66)$$

Zaryad zichligi:

$$\rho = q\psi^* \psi = q|A|^2,$$

ya'ni

$$j_x = \rho P_x / m = \rho \vartheta_x. \quad (5.67)$$

Bu ifoda klassik elektrodinamikadagi tok zichligi ifodasi bilan mos keladi. Yuqoridagi hisoblashlar bir koordinata uchun qaraldi. Bunday hisoblashlar ikkita boshqa koordinatalar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Erkin zarraning to'liq funksiyasi $\psi(r,t)$ ni uch o'lchamda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\psi(r, t) = \psi(x, t) \psi(y, t) \psi(z, t). \quad (5.68)$$

(5.68) tenglamaning o'ng tomonidagi har bir funksiya (5.51) formula ko'rinishidagi ifoda orqali aniqlanadi. Erkin zarraning to'liq funksiyasi uch o'lchamda quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi(r, t) = Ae^{i(Et - pr)} / h. \quad (5.69)$$

Bunda

$$pr = P_x x + P_y y + P_z z,$$

$$E = P^2 / (2m) = (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) / (2m).$$

$A = (2\pi)^{-3/2}$ — normalash doimiyligi. Hajm davriyligiga normalashda normalash doimiyligi quyidagicha aniqlanadi:

$$A = (L_x L_y L_z)^{1/2}.$$

(L_x, L_y, L_z) — x, y, z o'qlari yo'nalishidagi davriylik uzunliklaridir. Bu vaqtda to'liq funksiya:

$$\psi_{n_x n_y n_z} = (L_x L_y L_z)^{-1/2} e^{i(k_{n_x} x + k_{n_y} y + k_{n_z} z)}, \quad (5.69a)$$

$$k_{n_x} = 2\pi n_x / L_x, \quad k_{n_y} = 2\pi n_y / L_y, \quad k_{n_z} = 2\pi n_z / L_z,$$

bunda n_x, n_y, n_z — bir-biriga bog'liq bo'lmagan butun sonlar. Uzlüksiz spektr uchun to'liq funksiya (5.65) formula o'rniga quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$\psi_k(r) = (2\pi)^{-3/2} e^{ikr}; \quad k = P / \hbar. \quad (5.70)$$

U vaqtda (5.66) va (5.67) formulalar o'rniga tok zichligi uchun quyidagi formulalar hosil bo'ladi:

$$j = qp|A|^2 / m; \quad \rho = q|A|^2, \quad (5.71)$$

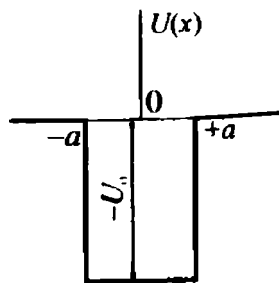
$$j = p\rho / m = \rho\vartheta, \quad j = P\rho / m = PV. \quad (5.72)$$

5.5-§. Bir o'lchamli potensial o'radagi zarra

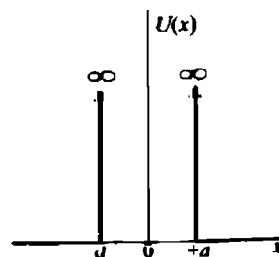
Shredinger tenglamasi asosida kvantlash to'g'riburchak shaklidagi bir o'lchamli simmetrik «potensial o'ra» misolida tushuntiriladi. $U(x)$ potensial funksiya $-\alpha < x < +\alpha$ intervalda U_0 doimiy qiymatga ega bo'ladi va bu intervaldan tashqarida nolga aylanadi (5.1-rasm). Bunday hol uchun Shredinger tenglamasining aniq yechimini hosil

qilish va shu asosda energiyaning kvantlanishini qarab chiqish mumkin.

Cheksiz chuqur potensial o'rani ko'raylik. Bunda U_0 kattalik cheksizga aylanadi. Bunday holda potensial funksiyaning nol qiymati uchun, uning potensial o'ra tubidagi qiymati, ya'ni $-\alpha < x < +\alpha$ intervaldagi qiymati olinadi. Bu vaqtda o'raning devorlarida (ya'ni $x = \pm\alpha$ bo'lganda) 0 dan $+\infty$ bo'lgan oraliqda $U(x)$ funksiyada uzilish bo'ladi. Bunday potensial o'ra 5.2-rasmda keltirilgan. Chekli chuqurlikka ega bo'lgan potensial o'ra holida cheksiz chuqur potensial o'ra holiga o'tishdagi matematik soddalashtirish, $-\alpha < x < +\alpha$ oraliqdan tashqarida U funksiya cheksiz katta bo'lganda U funksiya nolga aylanishi bilan bog'liqdir. Haqiqatdan ham, klassik fizikaga asosan, energiyasi E bo'lgan zarra $U(x) = +\infty$ bo'lgan sohaga o'ta olmaydi. Kvant mexanikasida bunday holat ehtimoliyat zichligi $\psi^* \psi$ va funksiyani o'zi ψ ning nolga aylanishi talabi bilan almashtiriladi.



5.1-rasm



5.2-rasm

Shunday qilib, Shredinger tenglamasining yechimini faqat $-\alpha < x < +\alpha$ oraliqda ko'rib chiqish yetarli bo'ladi. $-\alpha < x < +\alpha$ oraliq ichida $U(x) = 0$.

U vaqtda bir o'lchamli holat uchun yozilgan

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

Shredinger tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0. \quad (5.73)$$

Bunga quyidagi belgilash kiritilgan:

$$k^2 = 2mE / \hbar^2, \quad (5.74)$$

bo'lib, k ning musbat qiymatlari bilan chegaralanamiz. (5.73) tenglamaning umumiy yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\psi = A \cos kx + B \sin kx.$$

O'raning $x=\pm a$ devorlarida $\psi = 0$ bo'lishi kerak. U vaqtda

$$x = +a \text{ bo'lganda } A \cos ka + B \sin ka = 0,$$

$$x = -a \text{ bo'lganda } A \cos ka - B \sin ka = 0. \quad (5.74a)$$

Agar $A \neq 0$ bo'lmasa, $A \cos ka = 0$, demak, $\cos ka = 0$ va $\sin ka \neq 0$, $B = 0$. Aksincha, agar $B \neq 0$ bo'lmasa, $B \sin ka = 0$, demak, $\sin ka = 0$; $\cos ka \neq 0$, $A = 0$. Shunday qilib, (5.73) tenglamaning barcha yechimlari ikki qismga ajraladi:

1. Juft funksiyalar bilan

$$\psi = A \cos kx, \quad ka = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \dots$$

2. Toq funksiyalar bilan

$$\psi = B \sin kx, \quad ka = 2\left(\frac{\pi}{2}\right), 4\left(\frac{\pi}{2}\right), 6\left(\frac{\pi}{2}\right), \dots$$

Ikkinchi holda $ka=0$ bo'lishi mumkin emas, chunki bunda $\psi=0$ bo'lishi kerak, bu esa fizik ma'noga ega bo'lmaydi. A va B doimiyliklar quyidagi normalash sharti

$$\int_{-a}^{+a} |\psi|^2 dx = 0,$$

orqali aniqlanadi.

U vaqtda:

$$\psi = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a}} \cos \frac{n\pi x}{2}; & n - \text{toq bo'lganda,} \\ \frac{1}{\sqrt{a}} \sin \frac{n\pi x}{2}; & n - \text{juft bo'lganda.} \end{cases} \quad (5.75)$$

Har ikkala holda $k=n\pi/2a$, n ning har qanday butun qiymati uchun:

$$E = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2 = \frac{\hbar \pi^2}{8ma^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (5.76)$$

(5.76) formula energiyaning kvantlanganligini ko'rsatadi. Energetik sathlar ham diskret, $U=+\infty$ da ularning soni cheksiz katta, chunki

$n=0$ bo'lgan sath bo'lmaydi. Shuning uchun eng pastki sathning energiyasi $\hbar \pi^2/8ma^2$ kattalikka teng. Energiyaning bu qiymati nolinchiligi energiya bo'ladi. Yuqorida keltirilgan yechimga qarshi quyidagi inkorni ko'rish mumkin. Potensial funksiya $U(x)$ ning har qanday uzilishi sirtlarida quyidagi chegaraviy shartlar bajarilishi kerak:

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_1(x-0) = \psi_2(x+0), \\ \frac{d\psi_1(x-0)}{dx} = \frac{d\psi_2(x+0)}{dx} \end{array} \right\}. \quad (5.77)$$

$\psi_1(x) - \psi(x)$ funksiyaning uzilish sirtining bir tomoni, $\psi_2(x) -$ ikkinchi tomoni. Qaralayotgan holda $-a < x < +a$ oraliq ichida $\psi = \psi_1$ ekanligi (5.74a) formulalar bilan ifodalangan. Bu intervaldan tashqarida esa $\psi = \psi_2 = 0$. Shunday qilib, potensial o'ra devorlarida $\psi(x)$ funksiyaning birinchi hosilasi uzluksizlikning uzilishiga ega bo'ladi. Lekin $\psi(x)$ funksiyani qanoatlantiradigan talablarga bo'lgan bunday qarama-qarshilik chegaraviy qiymatlarga matematik o'tishlardagina hosil bo'ladi va qarama-qarshilikdek ko'rinadi. Haqiqiy holatlarda esa potensial o'ra chuqurligi U_0 cheklidir, lekin katta qiymatga ega bo'lishi mumkin. Bunday holda devor yaqinida undan har ikki tomonda $\psi(x)$ va $d\psi/dx$ noldan farqli va (5.77) shart qat'iy bajariladi. Lekin cheksiz chuqur o'ra chegarasiga o'tganda, chegaraviy qiymatlarda bu shartlar bajarilmasligi mumkin. Haqiqatdan ham, (5.77) dagi munosabatlardan quyidagi chegaraviy munosabatlarning bajarilmasligi ko'rinadi.

$$\lim \psi_1(x-0) = \lim \psi_2(x+0),$$

$$\frac{d}{dx} \lim \psi_1(x-0) = \frac{d}{dx} \lim \psi_2(x+0).$$

Topilgan yechim U_0 ning katta qiymatida real $\psi(x)$ ga tegishli bo'lmay, balki $U_0 \rightarrow \infty$ da uning chegaraviy qiymatiga tegishlidir. Chekli chuqurlikka ega bo'lgan potensial o'rani ko'raylik. O'radan tashqarida potensial funksiya nolga teng. O'ra ichida esa $U(x) = U_0 < 0$. Koordinata boshi sifatida o'ra tagining markazi olinadi. Dastlab to'liq energiya E manfiy bo'lgan holni ko'rish mumkin, bunda $U_0 < E < 0$. Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\left. \begin{aligned} k &= +\sqrt{2m(E - U_0) / \hbar^2} \\ \alpha &= +\sqrt{-2mE / \hbar^2} \end{aligned} \right\} \quad (5.78)$$

U vaqtda o'ra ichida Shredinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0. \quad (5.79)$$

O'radan tashqarida esa

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - a^2\psi = 0. \quad (5.80)$$

(5.79) tenglamasining umumiy yechimi:

$$\psi = A \cos kx + B \sin kx, \quad (5.81)$$

(5.80) tenglamaning yechimi esa $e^{\pm ax}$ bo'ladi. Bunda shunday ishorani tanlash kerakki, $x = \pm\infty$ da yechim nolga aylansin. Shunday qilib, o'radan tashqarida

$$x > a \text{ bo'lganda } \psi = Ce^{-ax},$$

$$x < -a \text{ bo'lganda } \psi = De^{ax}$$

bo'ladi.

Simmetriklik xossasidan ko'rinadiki, ehtimoliyat zichligi $|\psi|^2$ koordinata boshiga nisbatan x ning simmetrik funksiyasi bo'lishi kerak. Bundan $C^2 = D^2$, ya'ni ikkita holat bo'lishi mumkin: $C = D$ va $C = -D$. A, B, C, D doimiyliklarni shunday tanlash kerakki, o'raning chegarasida ψ funksiya va uning hosilasi $d\psi/dx$ uzluksiz bo'lishi kerak. $x = +a$ chegarada bunday bo'lishligidan:

$$A \cos ka + B \sin ka = Ce^{-aa},$$

$$-kA \sin ka + kB \cos ka = \alpha Ce^{-aa},$$

$x = -a$ chegarada:

$$A \cos ka - B \sin ka = De^{-aa},$$

$$kA \sin ka + kB \cos ka = \alpha De^{-aa}.$$

Bundan:

$$2A \cos ka = (C + D)e^{-aa},$$

$$2kA \sin ka = \alpha(C + D)e^{-\alpha},$$

$$2B \sin ka = (C - D)e^{-\alpha},$$

$$2kB \cos ka = -\alpha(C - D)e^{-\alpha}.$$

Agar $A \neq 0$ va $C = D$ bo'lsa, u vaqtda

$$ktg ka = \alpha. \quad (5.82)$$

Agar $B \neq 0$ va $C = -D$ bo'lsa, u vaqtda

$$kctg ka = -\alpha. \quad (5.83)$$

Bu shartlar bir vaqtda qanoatlantirilmaydi. Qanoatlantirilganda $k^2 = -\alpha^2$ bo'lishi kerak edi, bu esa mumkin emas. A, B, C, D koeffitsientlar nolga teng bo'lgan holdagi yechim fizik ma'noga ega bo'lmaydi. Bo'lishi mumkin bo'lgan barcha yechimlar ikki guruhga bo'linadi: $A \neq 0, B = 0, C = D$ bo'lgandagi juft to'lqin funksiyali yechimlar va $A = 0, B \neq 0, C = -D$ bo'lgandagi toq to'lqin funksiyali yechimlar. Energiya sathlari (5.82) yoki (5.83) tenglamalarning grafik yoki son qiymati orqali yechilishidan kelib chiqadi. Energiya sathlari (5.82) yoki (5.83) formulalarni grafik yoki sonlar ko'rinishidagi yechimlaridan hosil qilinadi. α va k lar (5.78) dagi ifodalar orqali topiladi. Grafik holda yechish uchun o'lchamsiz kattaliklar kiritamiz:

$$\xi = ak; \quad \eta = \alpha a. \quad (5.84)$$

U holda

$$\xi^2 + \eta^2 = -2mU_0 a^2 / \hbar^2, \quad (5.85)$$

juft to'lqin funksiyali yechimlar uchun (5.82) formuladan

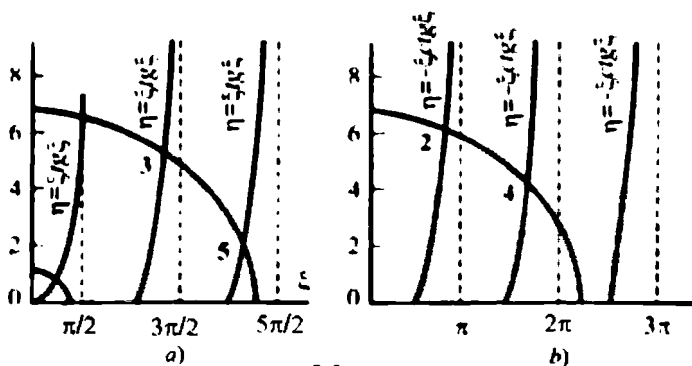
$$\eta = \xi \operatorname{tg} \xi, \quad (5.86)$$

toq to'lqin funksiyali yechimlar uchun (5.83) formuladan

$$\eta = -\xi \operatorname{ctg} \xi, \quad (5.87)$$

5.3a-rasmda $\eta = \xi \operatorname{tg} \xi$ va 5.3b-rasmda $\eta = -\xi \operatorname{ctg} \xi$ kattaliklar egri chiziqlari keltirilgan.

Vertikal punktir chiziqlar bilan bu egri chiziqlarning asimtotalari ko'rsatilgan. ξ va η kattaliklar musbat bo'lgani uchun egri chiziqlarning faqat ($\xi > 0, \eta > 0$) musbat kvadratda bo'lgan qismi



5.3-rasm

ahamiyatlidir. Bu egri chiziqlarni (5.85) formula hosil qiladigan aylana bilan kesib o'tamiz. Aylana radiusi $\sqrt{-2mU_0 a / \hbar}$ aniq deb hisoblanishi kerak, chunki U_0 va a kattaliklar aniq kattaliklardir. Bu aylananing (5.86) va (5.87) formulalar bilan ifodalangan egri chiziqlar bilan kesishish nuqtalari koordinatalari ξ va η larning mumkin bo'lgan qiymatlariga teng bo'ladi. Demak, k va α ham aniqlanadi. U vaqtda (5.78) formula orqali energiya E ni osonlikcha aniqlash mumkin. Sathlar soni chekli bo'lib, potensial o'raning $-U_0$ chuqurligi va $2a$ kengligi bilan aniqlanadi. Masalan, aylananing radiusi 7 bo'lsa, 5 ta sath hosil bo'ladi. 1,3,5 kesishish nuqtalariga juft, 2, 4 larga esa toq to'liqin funksiyalari to'g'ri keladi. Agar $0 \leq -U_0 a^2 \leq \hbar^2 \pi^2 / (8m)$ bo'lsa, faqat bitta kesishish nuqtasi bo'ladi, chunki k kattalik noldan farq qiladi. U vaqtda (5.78) formulada $E > U_0$. Barcha energetik sathlar, jumladan, eng pastki sath ham potensial o'ra tagidan yuqorida yotadi. Topilgan yechim nolinchii energiyaning bo'lishi zarurligini ko'rsatadi. $E > 0$ bo'lgan holni qarab chiqaylik. Bu vaqtda a kattalik eng kichik bo'ladi. $\alpha = i\beta$ bo'lsa, (5.80) tenglamaning o'rniga quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \beta^2 \psi = 0. \quad (5.88)$$

Bu tenglamaning yechimi:

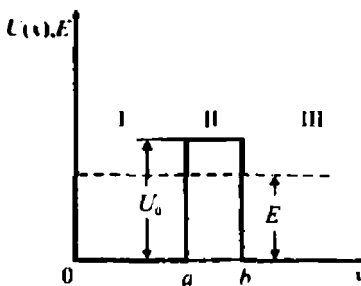
$$\psi = A' \cos \beta x + B' \sin \beta x \quad x > +a \text{ bo'lganda,} \quad (5.89)$$

$$\psi = A'' \cos \beta x + B'' \sin \beta x \quad x < -a \text{ bo'lganda,} \quad (5.90)$$

x ning istalgan qiymatida har ikki yechim chekli bo‘ladi va ularda to‘rtta ixtiyoriy doimiylar A', B', A'', B'' lar qatnashadi. Bu yechim-larni $-a < x < +a$ intervaldagi (5.81) formula yechim bilan birlashtirish mumkin. Lekin bu vaqtda potensial o‘raning har ikki devorida ψ va $d\psi/dx$ kattaliklar uzluksiz bo‘lishi kerak. Bunday A', B', A'', B'' koefitsientlarga nisbatan to‘rtta chiziqli tenglama hosil bo‘ladi. Tenglamalar A va B parametrlarga ega bo‘ladi. Bu esa noma‘lum koefitsientlarni A va B lar orqali ifodalash uchun yetarlidir. A va B lar istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Bundan esa quyidagi xulosa kelib chiqadi: $E > 0$ bo‘lganda energiya kvantlanmaydi, energetik spektr uzluksiz bo‘ladi. To‘lqin funksiyasi $x \rightarrow \pm\infty$ da nolga intilmaydi, ya‘ni zarra harakati infinit, umumiy nazariya ham shuni talab qiladi.

5.6-§. Zarralarning potensial to‘siqdan o‘tishi. Tunnel effekti

Zarraning bir o‘lchovli harakatining muhim hollaridan biri, uning potensial to‘siqdan o‘tishidir. 5.4-rasmda keltirilgan potensial o‘rani ko‘rib chiqish mumkin. μ massali zarra x o‘qi yo‘nalishida harakatlanayotgan bo‘lsin. Rasmda x o‘qi I, II, III sohalariga bo‘lingan. $a < x < b$ sohada potensial energiya noldan farq qiladi. Kengligi ab va balandligi U_0 bo‘lgan $a < x < b$ soha potensial to‘siq deyiladi. Zarra x o‘qi yo‘nalishida harakatlanganda potensial to‘siqqa duch kelsin (5.4-rasm). Agar zarraning to‘liq energiyasi E to‘siq balandligi U_0 dan katta, ya‘ni $E > U_0$ bo‘lganda (U_0 – potensial energiya) klassik mexanika tushunchalariga asosan zarra, albatta, I sohadan II sohaga o‘tadi, ya‘ni potensial to‘siq ichiga kiradi va o‘zining kamaygan $E - U$ energiyasi bilan potensial to‘siq ichida (II sohada) harakatini davom ettiradi. II sohada faqat o‘tayotgan to‘lqin tarqaladi. Bunda zarra potensial to‘siq orqa tomonidagi III sohaga o‘ta oladi va potensial o‘radan chiqib ketadi, qaytmaydi. Agar zarraning to‘liq energiyasi E



5.4-rasm

potensial to'siq balandligi U_0 dan kichik, ya'ni $E < U_0$ bo'lsa, klassik mexanika bo'yicha zarraning bir sohadan ikkinchi sohaga o'tishi mumkin emas. Lekin kvant mexanikasida tunnel effekti deb ataladigan hodisaga asosan zarraning to'liq energiyasi E potensial to'siq balandligi U_0 dan kichik bo'lganda, ya'ni $E < U_0$ bo'lganda ham mikrozarraning II sohada topilishi aniq ehtimoliyatga ega bo'ladi. x ning ortishi bilan bu ehtimoliyat eksponensial kamaya boradi, lekin noldan farq qiladi. Tunnel effektini tushunish uchun kvant mexanikasida potensial to'siq shaffofligi D degan tushuncha kiritiladi. D – to'siqqa tushayotgan elektronlar to'lqinlari intensivligining to'siqdan o'tadigan qismini xarakterlaydigan kattalik. Mikrozarralarning klassik fizikaga zid bo'lgan, ya'ni $E < U_0$ bo'lgan holda ham to'siqdan o'tishi Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Rasmda $a < x < b$ sohada Shredinger tenglamasining yechimi bo'lgan ψ funksiya noldan farqli qiymatlarga ega bo'ladi. Zarraning to'siq ichida topilishining ehtimoliyati esa to'lqin funksiyasi amplitudasining kvadratiga proporsionaldir. Shuning uchun mikrozarrani to'siq ichida ham qayd qilish ehtimoliyati mavjud, uning potensial to'siqdan o'tish ehtimoliyati noldan farq qiladi.

Demak, to'liq energiyasi E bo'lgan zarra U_0 balandligi E dan katta bo'lgan potensial to'siqqa tushsa, ya'ni $E < U_0$ bo'lganda zarraning potensial to'siqdan o'tishi chekli ehtimoliyatga ega bo'ladi. Zarralarning potensial to'siq orqali sizib o'tishi *tunnel effekti* deyiladi. Tunnel effekti faqat kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi.

Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi ehtimoliyatini quyidagicha hisoblash mumkin (5.4-rasm).

I, II, III sohalarda potensial energiya qiymatlari (potensial to'siq balandligi) quyidagicha:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & 0 < x < a \quad \text{sohada} \\ U_0, & a < x < b \quad \text{sohada} \\ 0, & x > b \quad \text{sohada} \end{cases} \quad (5.91)$$

I, II, III sohalarda zarralarning to'lqin funksiyalari ψ_I , ψ_{II} , ψ_{III} bo'lsin. Har bir soha uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} \text{I sohada: } & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_{\text{I}}}{dx^2} = E\psi_{\text{I}}, \text{ bunda } U_0 = 0; \\ \text{II sohada: } & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_{\text{II}}}{dx^2} + U\psi_{\text{II}} = E\psi_{\text{II}}, \text{ bunda } U_0 = U; \\ \text{III sohada: } & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_{\text{III}}}{dx^2} = E\psi_{\text{III}}, \text{ bunda } U_0 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.92)$$

K_1^2 va K_2^2 belgilashlar kiritib, bu tenglamalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$K_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (5.93)$$

va

$$K_2^2 = \frac{2m(U - E)}{\hbar^2}. \quad (5.94)$$

U vaqtda

$$\left. \begin{aligned} \text{I sohada: } & \frac{d^2\psi_{\text{I}}}{dx^2} + K_1^2\psi_{\text{I}} = 0; \\ \text{II sohada: } & \frac{d^2\psi_{\text{II}}}{dx^2} - K_2^2\psi_{\text{II}} = 0; \\ \text{III sohada: } & \frac{d^2\psi_{\text{III}}}{dx^2} + K_1^2\psi_{\text{III}} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.95)$$

Bu tenglamalarning yechimlari quyidagi funksiyalardir:

$$\left. \begin{aligned} \text{I sohada: } & \psi_{\text{I}} = C_1 e^{ik_1 x} + C_2 e^{-ik_1 x}; \\ \text{II sohada: } & \psi_{\text{II}} = C_3 e^{-k_2 x} + C_4 e^{k_2 x}; \\ \text{III sohada: } & \psi_{\text{III}} = C_5 e^{ik_1 x} + C_6 e^{-ik_1 x}. \end{aligned} \right\} \quad (5.96)$$

Bu yechimlarda $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6$ lar har bir to'liqninga tegishli bo'lgan amplitudalardir. Ular quyidagicha aniqlanadi:

C_1 – potensial to'siqqa chapdan tushayotgan to'liqning amplitudasi;
 C_2 – I sohaga qaytgan to'liqning amplitudasi;

C_3 – II sohaga (potensial to‘siq ichiga) o‘tgan to‘lqin amplitudasi;

C_4 – potensial to‘siqqa (b nuqtadan) qaytgan to‘lqin amplitudasi;

C_5 – potensial to‘siqdan III sohaga o‘tib, cheksizlikka ketgan to‘lqin amplitudasi;

C_6 – III sohaga qaytgan to‘lqin amplitudasi.

C_6 – mavjud bo‘lmagan to‘lqin, chunki to‘lqin cheksizlikdan qaytmaydi, shuning uchun $C_6=0$.

(5.95) ifodadagi differensial tenglamalarning (5.96) da keltirilgan xususiy yechimlari I va II sohadagi de-Broyl yassi to‘lqinlarini ifoda-laydi (mikrozarralar harakati de-Broyl yassi to‘lqini sifatida namoyon bo‘ladi). Xususiy yechimlar e^{+ik_1x} va e^{-ik_1x} ko‘rinishga ega. Bunda e^{ik_1x} yechim x o‘qi yo‘nalishida chapdan o‘ngga borayotgan to‘lqin, e^{-ik_1x} esa qaytayotgan to‘lqinga tegishli. Xuddi shunday, e^{-ik_2x} yechim ham borayotgan va qaytayotgan to‘lqinlarga tegishli. Rasmda keltirilgan I, II, III sohalarda qarab chiqilgan $\psi_I, \psi_{II}, \psi_{III}$ – to‘lqin funksiyalari x o‘qining har bir nuqtasida uzluksiz va bir qiymatli holda aniqlanadi. Bu esa to‘lqin tenglamasini yechish orqali turli amplitudalarni zarralarning energiyasi, potensial to‘siq balandligi, uning kengligi orqali ifodalashga imkon beradi.

To‘lqin funksiyasi bilan bog‘liq bo‘lgan ehtimoliyat zichligi shu funksiyaning amplitudasi kvadratiga proporsional bo‘lgani uchun potensial to‘siqning shaffoflik koeffitsientini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$D = \frac{|C_5|^2}{|C_1|^2}. \quad (5.97)$$

Xuddi shunday, to‘siqdan qaytgan va unga tushgan to‘lqinlar amplitudalarining modullari kvadratlarining nisbati aniqlanadi:

$$R = \frac{|C_2|^2}{|C_1|^2}. \quad (5.98)$$

(5.97) va (5.98) formulalarda D – zarralarning II sohadan o‘tish yoki potensial to‘siqdan o‘tish ehtimoliyati; R – zarralarning sohalar chegarasidan qaytish ehtimoli.

Yuqoridagi $\psi_I, \psi_{II}, \psi_{III}$ yechimlar va ularning hosilalarining $x=a$ va $x=b$ nuqtalarda teng bo'lishi shartidan C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 amplitudalar uchun tenglamalar tizimi kelib chiqadi. Bu tenglamalar yordamida C_5, C_1, C_2 amplitudalar nisbatlarini aniqlash mumkin. Bunda shaffoflik koeffitsientining to'siq parametri bilan bog'lanishi hosil bo'ladi. Bunday bog'lanishni topishda matematik amallarni keltirmasdan fizikaviy mulohazalar yordamida shaffoflik koeffitsienti D ning ifodasini yozish mumkin bo'ladi.

Potensial to'siqning $x=a$ devoriga chapdan kelib tushgan $C_1 e^{ik_1 x}$ to'liqning intensivligi to'siq ichida $e^{-k_2 x}$ ko'rinishidagi eksponensial qonun bo'yicha kamayadi, to'siqning $x=b$ bo'lgan ikkinchi devoriga bu to'liq intensivligi dastlabki qiymatiga nisbatan

$$C \sim e^{-k_2(b-a)} \quad (5.99)$$

marta susayib yetib keladi. U vaqtda potensial to'siq orqa tomonidagi (potensial to'siqdan III sohaga o'tgan) zarralarning ψ funksiyasi potensial to'siqning oldi (I sohadagi) zarralarning ψ funksiyasidan $e^{-k_2(b-a)}$ ko'paytuvchi bilan farq qiladi. Zarraning topilish ehtimoliyati to'liq funksiyasi kvadrati bilan aniqlanadi. Shuning uchun potensial to'siq orqa tomonidagi zarralar zichligi to'siq oldi tomonidagi zarralar zichligidan quyidagi ko'paytuvchi bilan farq qiladi:

$$D = e^{-2k_2(b-a)} = \exp \left[-2 \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E)(b-a)} \right]. \quad (5.100)$$

Bu formulada D – potensial to'siqning shaffoflik koeffitsienti deyiladi va zarraning potensial to'siqdan o'tish ehtimoliyatini bildiradi. Bunday hodisa *tunnel effekti* deyiladi.

Shunday qilib, qaralayotgan to'g'ri burchakli potensial to'siq uchun shaffoflik koeffitsienti

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}(b-a)}. \quad (5.101)$$

Ixtiyoriy shakldagi potensial to'siq uchun shaffoflik koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - E)} dx}. \quad (5.102)$$

bu formulada x_1 va x_2 , E energiyaga to'g'ri keladigan $U=U(x)$ funksiya bilan potensial to'siqling koordinatalari.

Energiyasi E bo'lgan zarra balandligi E dan katta, ya'ni $E < U(x)$ bo'lgan potensial to'siqqa kelib tushsa, zarraning o'tishi chekli ehtimoliyatga ega bo'ladi. Bu ehtimoliyat (5.101) formula orqali hisoblanadi. Demak, zarra potensial to'siqdan o'tishida o'z energiyasini yo'qotmaydi deb hisoblanadi. Zarraning to'siqqa tushguncha energiyasi qancha bo'lsa, to'siqdan o'shanday energiya bilan chiqadi. Zarralarning potensial to'siqdan xuddi tunneldan o'tgandek sizib o'tishi *tunnel effekti* deyiladi.

5.7-§. Chiziqli garmonik ossillyator

Chiziqli garmonik ossillyator atom fizikasida foydalaniladigan muhim modellardan biri hisoblanadi. x o'qi bo'ylab kvazielastik $F=-kx$ kuch ta'sirida harakatlanuvchi m massali zarra *garmonik ossillyator* deyiladi. Garmonik ossillyatorni klassik va kvant mexanikalari asosida qarab chiqish mumkin.

Klassik mexanika tushunchalari asosida garmonik ossillyatorni qarab chiqaylik. Massasi m bo'lgan mikrozarra oddiy tebranishlarni bajarib, muvozanat holatdan x masofaga siljisin (5.5-rasm). Zarra

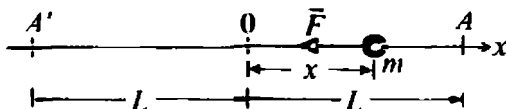
$$F = -kx \quad (5.103)$$

kuch ta'sirida harakat qiladi. Bu formulada k – doimiylik, F – elastiklik kuchi, zarra harakatiga teskari yo'nalgan bo'lib, zarrani dastlabki holatiga qaytarishga harakat qiladi. (5.103) formulani Nyutonning ikkinchi qonuni asosida quyidagicha yozish mumkin:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx, \quad (5.104)$$

yoki

$$m \frac{dx}{dt} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} dt = -kx dx.$$



5.5-rasm

Bu tenglamani integrallashdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\frac{1}{2}m\dot{\vartheta}^2 + \frac{1}{2}kx^2 = \text{const} = E, \quad (5.105)$$

(5.105) formulada birinchi had zarraning kinetik energiyasini ifodalaydi:

$$K = \frac{1}{2}m\dot{\vartheta}^2, \quad (5.106)$$

ikkinchi had esa zarraning potensial energiyasini ifodalaydi:

$$U = \frac{1}{2}kx^2. \quad (5.107)$$

U vaqtda ossillyator tizimining to'liq energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$K + U = E = \text{const}. \quad (5.108)$$

Energiyaning istalgan aniq bir qiymatida zarra ikki nuqta orasida, masalan, A (koordinatasi $x=L$) va A' nuqta (koordinatasi $x=-L$)

lar orasida $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ chastota bilan garmonik tebranma harakat qiladi.

Bunda energiya E , x va ϑ ga bog'liq bo'lgan istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin bo'lgani uchun uning olishi mumkin bo'lgan qiymatlarining spektri uzluksiz bo'ladi.

$$\omega^2 = \frac{k}{m} \quad (5.109)$$

belgilash kiritib, (5.104) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2x = 0 \quad (5.110)$$

(5.110) tenglama Shredingerning

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \alpha^2\psi = 0; \quad \alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (5.111)$$

to'liqin tenglamasiga o'xshashdir. Shuning uchun (5.110) tenglamaning yechimini (5.111) ning yechimi kabi ifodalash mumkin:

$$x = Ae^{i\omega t} + Be^{-i\omega t}. \quad (5.112)$$

A va B doimiyliklarni koordinata va tezlikning dastlabki qiymatlaridan foydalanib aniqlash mumkin. Buning uchun Eyler formulasi asosida (5.112) dagi yechimni quyidagicha yozish mumkin:

$$x = C \cos \omega t + D \sin \omega t. \quad (5.113)$$

(5.113) ifoda zarraning holatini vaqtga bog'liq ravishda ifodalaydigan harakat tenglamasidir. Vaqtning istalgan qiymatida zarraning tezligi quyidagicha ifodalanadi:

$$v = \frac{dx}{dt} = -C\omega \sin \omega t + D\omega \cos \omega t, \quad (5.114)$$

zarra $t=0$ bo'lgan vaqtda $x=L$ bo'lgan nuqtada bo'lsin, u holda uning tezligi ham $v=0$ bo'ladi. $t=0$ va $v=0$ bo'lgan bunday boshlang'ich shartlarda (5.114) tenglamalarda $C=L$ va $D=0$ bo'ladi. U vaqtda (5.113) va (5.114) tenglamalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$x(t) = L \cos \omega t \quad (5.115)$$

va

$$v(t) = -L\omega \sin \omega t. \quad (5.116)$$

Endi to'liq energiyani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$E = \frac{1}{2} m L^2 \omega^2 \sin^2 \omega t + \frac{1}{2} k L^2 \cos^2 \omega t. \quad (5.117)$$

Zarra tebranma harakatida $x=0$ bo'lgan muvozanat vaziyatidan o'tganida maksimal $v_{\max} = \omega L$ tezlikka ega bo'ladi. Bu vaqtda potensial energiya nolga teng, ya'ni $U=0$ bo'ladi. Bunday holda zarraning (garmonik ossilyatorning) to'liq energiyasi

$$E = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 L^2 \quad (5.118)$$

kattalik bilan aniqlanadi. Agar zarra A yoki A' chetki holatlarda bo'lsa, uning kinetik energiyasi nolga teng bo'ladi, chunki tezlik $v=0$. Bu holda zarraning to'liq energiyasi faqat potensial energiyaga teng, ya'ni

$$E = \frac{1}{2} k x_{\max}^2 = \frac{1}{2} k L^2. \quad (5.119)$$

Demak, klassik mexanikada chiziqli garmonik ossillyator muvozanat holati atrofida oddiy garmonik tebranishlarni bajarayotgan zarra deb qaraladi. Kvant mexanikasida garmonik ossillyatorni ko'raylik. Yuqorida klassik mexanikada qarab chiqilgan zarrani kvant mexanikasi usullari yordamida qarab chiqish uchun tegishli Shredinger tenglamasi yechimini topish kerak. Bunda to'lqin funksiyasining x o'qda biror nuqtada to'planmaganligini, shuning uchun berilgan vaqtda zarraning turgan joyini aniqlash mumkin emasligini hisobga olish zarur bo'ladi.

$\psi^*\psi$ kattalik zarraning x o'qda istalgan kichik dx oraliqda zarrani topilish ehtimoli zichligini bildiradi. Shuning uchun zarraga ta'sir etuvchi kuch zarraning joylashishiga bog'liq bo'lsa (klassik mexanika holida qaralgandek, ya'ni $F=-kx$ bo'lganidek), kvant mexanikasida garmonik ossillyatorni qarab bo'lmaydi. Haqiqatda ham, kvant mexanikasi modelida kuch o'z ma'nosini yo'qotadi, lekin impuls va energiya tushunchalari saqlanadi. Kvant mexanikasida klassik mexanikadagidek ossillyator uchun vaqt funksiyasi sifatida zarraning holati va tezligini ifodalaydigan (5.115) va (5.116) ga o'xshash tenglamalarni hosil qilib bo'lmaydi. Lekin ossillyator energiyasini qarash mumkin, chunki energiya klassik va kvant mexanikasi masalalarida koordinata funksiyasi ko'rinishdagi potensial energiya bilan ifodalanadi. Klassik mexanikada (5.107) tenglamadagi potensial energiya ifodasi Nyuton qonuni asosida ta'sir etuvchi kuch formulasida chiqariladi. Kvant mexanikasida esa potensial energiya

$$U = \frac{1}{2} kx^2. \quad (5.120)$$

mexanik tizimni xarakterlaydigan dastlabki va asosiy kattalik hisoblanadi. Bu hol kvant mexanikasida $U(x)$ funksiyani yangicha aniqlash vazifasini qo'yadi. Klassik mexanikada zarra $L=x_{\text{max}}$ maksimal chetlanishga ega va bunda to'liq energiya potensial energiyaga teng degan tasavvurlar asosida (5.119) tenglama hosil qilinadi. Lekin kvant mexanikasida to'liq energiyani potensial energiya orqali ifodalab bo'lmaydi. Shuning uchun funksiyaga yangi shartlar qo'yilsa, uning aniqlanish sohasi $x=\pm\infty$ gacha bo'ladi. To'lqin funksiyasiga quyidagicha yangi shart qo'yiladi: $x\rightarrow\pm\infty$ da $y(x)\rightarrow 0$ bo'lishi kerak. Bunday holda zarraning harakat manzarasi avvalgi

klassik mexanikadagi kabi bo'lmaydi, ya'ni elastik kuch ta'sirida zarraning muvozanat atrofida tebranadigan manzara bo'lmaydi. $U(x)$ funksiyaga yangi shart qo'yilganda, kvant mexanikasidagi manzara potensial chuqurlikdagi to'liqlar tizimini eslatadi. Bu potensial chuqurlik ichida yoki tashqarisida topilish ehtimolligi va zarra energiyasining potensial chuqurlik shakli bilan aniqlanadigan mumkin bo'lgan barcha qiymatlarini hisoblash mumkin bo'ladi. Bunday usulni qandaydir yo'l bilan hamma tomonidan chegaralangan to'liqlarga qo'llash mumkin. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ossilyator qaralganda, potensial chuqurlik ichida turg'un to'liqlar mavjud deb qaraladi. Demak, potensial chuqurlik ichida bo'lishi mumkin bo'lgan turli turg'un to'liqlarning xususiy funksiyalarini (ψ_n) va ularga tegishli bo'lgan xususiy energiyalarni (E_n) topish talab qilinadi. Shunday qilib, kvant mexanikasida garmonik ossilyator potensial chuqurlikdagi turg'un to'liqlar tizimidan iborat deb qaraladi. Chiziqli garmonik ossilyatorning kvant mexanikasidagi bu modelini turg'un to'liqlar energiyasini istalgan sondagi o'lchashlar uchun umumlashtirish mumkin. Agar potensial chuqurlik shakli klassik mexanikadagi chiziqli garmonik ossilyator energiyasi

$$U = \frac{1}{2} kx^2$$

bilan aniqlansa, u vaqtda chiziqli garmonik ossilyator uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{kx^2}{2} \psi = E\psi. \quad (5.121)$$

Bu tenglamaning yechimini chiqarish matematik jihatdan murakkab bo'lganligi va uni keltirishga zarurat yo'qligi tufayli bu tenglamaning tayyor holdagi yechimidan foydalangan holda xususiy energiya va xususiy to'liq funksiyasi qiymatlarini qarash mumkin. Bir o'lchamli garmonik ossilyatorning mumkin bo'lgan energiyalari qiymatlarini aniqlaydigan formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\nu, \quad (5.122)$$

bunda $\omega=2\pi\nu$ – doiraviy chastota, n – kvant soni, $n=1,2,3,\dots$ qiymatlarni qabul qilib, energetik sathlar tartib raqamini ko'rsatadi.

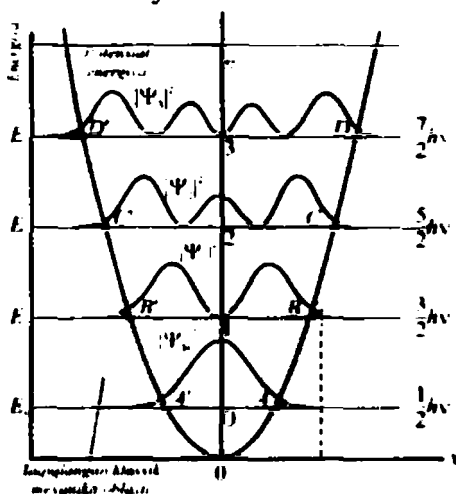
(5.122) formula orqali hisoblangan energiya qiymatlarining spektri bir-biridan $h\nu$ masofada joylashgan energetik sathlar sistema-sini hosil qiladi. Energiyaning eng kichik qiymati $E_0 = \frac{h\nu}{2}$ kattalikka, ikki qo'shni energetik sathlar orasi $h\nu$ ga teng. 5.6-rasmda garmonik ossillyatorning mumkin bo'lgan energiyalarining spektri keltirilgan.

$E_0 = \frac{h\nu}{2}$ – ossillyatorning asosiy holatining energiyasi bo'lib, nolli energiya deyiladi.

Demak, kvant mexanikasida ossillyator energetik spektri diskret bo'ladi. Bu spektrda ossillyator energetik sathlari orasidagi energiya farqi $h\nu$ ga teng. Bunday diskret energetik spektrlar kvant mexanik tizim chegaralangan hollarda hosil bo'ladi. Klassik mexanikada ossillyator energetik spektri uzluksiz bo'ladi. «Erkin» zarra, ya'ni kuch maydonidan tashqarida bo'lgan, potensial energiyasi doimiy bo'lgan zarra energiyaning istalgan qiymatlariga ega bo'lishi mumkin, bunda uning spektri ham uzluksiz bo'ladi.

5.6-rasmda ossillyator energetik sathlarining (5.122) formula orqali hisoblangan energiya qiymatlari va x o'qida har bir sohada zarraning topilish ehtimoliyati zichligi $|\psi|^2$ keltirilgan.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan ossillyator to'g'risida bayon qilingan tushunchalardan yana bir muhim xulosa kelib chiqali:



5.6-rasm

ossilyator energiyasi nolga aylanishi mumkin emas. (5.122) formula-dan ko'rinadiki, ossilyatorning eng kichik energiyasi E_0 nolga teng

bo'lmaydi, bu nolinchi energiya deyiladi va $\frac{1}{2}h\nu$ ga teng bo'ladi.

Berilgan sohada x o'qida zarraning topilish ehtimoli 5.6-rasmda energiyaning ruxsat etilgan ba'zi bir qiymatlari uchun ehtimoliyat zichligining taqsimlanishi keltirilgan. Grafikda chiziqli garmonik ossilyatorning $U(r)$ potensial funksiyasi ifodalangan. A va A' , B va B' nuqtalar kvant soni n ning berilgan qiymatida potensial energiya mumkin bo'lgan to'liq energiyaga teng bo'ladigan nuqtalardir. Klassik ossilyator (5.118) formulaga asosan bu nuqtalar chegarasidan chetga chiqa olmaydi. Kvant mexanikasidagi ossilyator uchun esa ehtimolik zichligi chekli qiymatga ega bo'ladi va bu chetki nuqtalar tashqarisida, ya'ni potensial chuqurlikdan tashqarida ham zarraning topilish ehtimoli kichik bo'lsada, chekli qiymatga ega bo'ladi.

Nazorat savollari

- 1. Kvant mexanikasida mikrozarralarning holati qanday aniqlanadi?*
- 2. To'liq funksiyasi Shredinger tenglamasining yechimi bo'lishi uchun qanday shartlarni qanoatlantirish kerak?*
- 3. To'liq funksiyasi amplitudasi kvadratining mohiyati nima?*
- 4. Statsionar holat va nostatsionar holatlar to'g'risida tushuncha bering.*
- 5. Statsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va izohlang.*
- 6. Nostatsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va tushuntiring.*
- 7. Xususiy funksiya va xususiy energiyalar qanday funksiya va qanday energiyalardir?*
- 8. Normalash shartining mohiyati nima?*
- 9. Shredinger tenglamasida zarraning qaysi xususiyati hisobga olingan?*
- 10. Fizik kattaliklar operatorlarini qanday tushuntirasiz? Operatorlar qanday hog'lanishni ifodalaydi?*
- 11. Operatorlarni qo'shish va ko'paytirish qanday bajariladi?*
- 12. Gamilton operatorlarining mohiyati nimadan iborat?*
- 13. Zarra qachon erkin harakat qiladi va bunday harakat uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda yoziladi?*
- 14. Chiziqli garmonik ossilyatorni qanday tushunasiz?*
- 15. Ossilyator energiyasi qanday formula bilan aniqlanadi?*
- 16. Ossilyator energiyasi nolga aylanishi mumkinmi?*

VI BOB BIR ELEKTRONLI ATOMLAR

Tashqi elektron qobig'ida bitta elektron (valent elektron) harakatlanayotgan atom *bir elektronli atom* deyiladi. Bir elektronli atomlarga vodorod va vodorodsimon atomlar kiradi.

6.1-§. Vodorod atomi

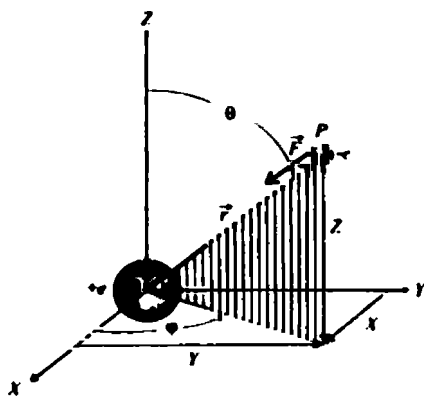
Vodorod atomi eng oddiy atom sistemasi bo'lib, u proton va elektrondan tuzilgan. Yadro maydonida bitta elektron harakatlanadi. Proton va elektron orasida elektr tortishish kuchi ta'sir qiladi.

Protonning massasi elektronning massasidan bir necha marta $m_p = 1836m_e$ kattadir, shuning uchun protonni (yadroni) deyarli tinch holatda deb qabul qilish mumkin. Klassik tasavvurlarga asosan vodorod atomi tuzilishi 6.1-rasmda ko'rsatilgan. Yadro to'g'ri burchakli koordinata sistemasi boshida joylashgan. Elektron yadro atrofida r o'lchamli orbita bo'ylab Kulon tortishish kuchi ta'sirida harakatlanadi. Elektronning potensial energiyasi:

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (6.1)$$

bunda formulada e – elektronning zaryadi, ϵ_0 – vakuum uchun dielektrik doimiylik, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$, r – elektron orbitasi radiusi.

Kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan elektron Kulon potensial chuqurligida joylashgan to'liqlar sistemasidan iborat. Bundan esa turg'un to'liqlar



6.1-rasm

sistemasi mavjud bo'lishligi kelib chiqadi. Bu to'liqlarning har biriga to'liq energiyani mumkin bo'lgan qiymati mos keladi. Bunday holda to'liq tenglamasini uch o'lchamli ko'rinishda yozish talab qilinadi. Vodород atomi stasionar holatda bo'lgani uchun vaqtga bog'liq bo'lmagan Shredinger tenglamasidan foydalanish qulaydir. Bunda to'liq energiya quyidagicha yoziladi:

$$E = \frac{P^2}{2m} + U. \quad (6.2)$$

To'g'ri burchakli uch o'lchamli koordinatalar sistemasida Gamilton operatori quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U. \quad (6.3)$$

Masalaning simmetrik bo'lganligidan sferik koordinatalar sistemasidan foydalaniladi. Bunday sistema 6.1-rasmda keltirilgan. Rasmda radius vektor — r , qutb burchagi — θ , azimut burchagi — φ sferik koordinatalar hisoblanadi. Dekart koordinatalar x, y, z va sferik koordinatalar r, θ, φ orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \varphi \\ y &= r \sin \theta \sin \varphi \\ z &= r \cos \theta \end{aligned} \right\}. \quad (6.4)$$

(6.4) da keltirilgan formulalar orqali dekart koordinatalar sistemasidan sferik koordinatalar sistemasiga o'tamiz. Gamilton operatorini sferik koordinatalar sistemasida yozib, ma'lum matematik amallarni bajargandan so'ng Shredingerning stasionar tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + \left(\frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \psi \right) = E\psi. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Endi to'liq funksiyasi r, θ va φ ga bog'liq bo'ladi.

$$\Psi = \psi(r, \theta, \varphi). \quad (6.6)$$

Hosil qilingan (6.5) tenglamaning yechimi uchta koordinata funksiyasining ko'paytmasi ko'rinishida bo'ladi:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\phi(\varphi). \quad (6.7)$$

(6.7) ifodani (6.5) formuladagi Shredinger tenglamasiga qo'yamiz va $2mr^2/\hbar^2$ ga ko'paytiramiz, u vaqtda:

$$\Theta\phi \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{R\Theta}{\sin^2 \theta} \frac{d^2 \phi}{d\varphi^2} + \frac{\phi R}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R\Theta\phi = 0. \quad (6.8)$$

(6.8) tenglamani $\psi=R\Theta\phi$ ga bo'lsak, hadlari r ga bog'liq va θ, φ larga bog'liq bo'lmagan ifoda hosil bo'ladi. Bu holat ikki qismni guruhlashga yordam beradi: r ga bog'liq bo'lgan radial va θ, φ ga bog'liq bo'lgan burchak qismlaridir. Ularning har biri bir xil bo'lgan qandaydir doimiy songa teng qilib olinadi. Bu doimiylik sifatida $\ell(\ell+1)$ qabul qilingan.

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R = \ell(\ell+1)R, \quad (6.9)$$

va

$$\frac{1}{\phi \sin^2 \theta} \frac{d^2 \phi}{d\varphi^2} + \frac{1}{\Theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) = \ell(\ell+1). \quad (6.10)$$

(6.10) tenglamani ikki qismga ajratish mumkin: birinchi faqat qutb burchagi θ ga, ikkinchisi faqat azimut burchagi φ ga bog'liq bo'lgan qismlardir. Buning uchun (6.10) tenglamani $\sin^2 \theta$ ga ko'paytirib, hadlarni guruhlash kerak:

$$\frac{1}{\phi} \frac{d^2 \phi}{d\varphi^2} + \frac{\sin \theta}{\Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - \ell(\ell+1) \sin^2 \theta = 0. \quad (6.11)$$

(6.11)ning har bir qismini doimiy kattalikka tenglashtiramiz. Hosil bo'lgan tenglamalarning istalgan yechimi ℓ ning parametrlari

ko'rinishidagi tegishli qiymatiga ega bo'ladi. Bo'linma doimiyligini m_l^2 bilan belgilaymiz. Tenglamaning har ikki qismini m_l^2 ga tenglashtirib va kerakli matematik amallarni bajargandan so'ng quyidagi ikkita tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{m_l^2}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{\Theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) = l(l+1), \quad (6.12)$$

$$\frac{d^2 \phi}{d\varphi^2} + m_l^2 \phi = 0. \quad (6.13)$$

Shunday qilib, vodorod atomining ideallashtirilgan modeli uchun Shredingerning sferik koordinatalar sistemasidagi to'liq tenglamasi uchta (6.9), (6.12) va (6.13) tenglamalarga ajratiladi. Tenglamalarning har biri faqat bitta koordinataga bog'liq. Bu tenglamalarni ko'rib chiqaylik.

1. Azimutal tenglama. (6.13) ifodada keltirilgan azimutal to'liq tenglamasi z o'qi atrofida aylanayotgan de-Broyl to'liq funksiyasini ifodalaydi. Bu tenglama garmonik ossillyator tenglamasi bilan o'xshash bo'lib, ikkita haqiqiy yechimga va bitta kompleks davriy funksiyaga ega bo'ladi, ya'ni:

$$\left. \begin{aligned} \phi &= A \sin m_l \varphi \\ \phi &= A \cos m_l \varphi \\ \phi &= A e^{im_l \varphi} \end{aligned} \right\}. \quad (6.14)$$

Agar atom z o'qi atrofida to'liq bir marta aylansa, ϕ funksiya dastlabki holatini oladi va azimut burchagi yana φ ga teng bo'ladi. $m_l \varphi$ kattalik 2π ga karrali bo'lganda har safar (6.14) funksiyaning bunday sharti qondiriladi. φ radianlarda o'lchanadi, u holda m_l butun son qiymatlariga ega bo'lishi kerak. Lekin, m_l ning nolga teng qiymatini va qarama-qarshi tomonga aylanishini hisobga olish zarur. U vaqtda m_l ning mumkin bo'lgan qiymatlari quyidagicha bo'ladi:

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (6.14a)$$

«-» ishora qarama-qarshi tomonga aylanishini bildiradi, m_l ning bu qiymatlarining kvadrati (6.14) dagi turli xususiy funksiyalarga tegishli bo'lgan xususiy qiymatlardir. O'z navbatida bu qiymatlar azimutal tenglamaning mumkin bo'lgan yechimlaridir. Doimiy kattalik m_l vodorod atomini xarakterlaydigan *kvant sonidir*. m_l – orbital magnit kvant soni deyiladi.

2. *Qutb koordinatalaridagi tenglama*. (6.12) tenglama qutb tenglamasi bo'lib, qutb burchagining dastlabki holatiga nisbatan o'zgarganidagi de-Broyl to'liqin funksiyasini ifodalaydi. Bu tenglamaning yechimi Lejandrning bog'langan polinomlari kabi bo'ladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$P_{lm_l}(\cos\theta). \quad (6.15)$$

Bu polinomlar $\cos\theta$ va m_l , ℓ doimiyliklarga bog'liq bo'ladi. m_l musbat va manfiy butun sonlarni hamda nol qiymatlarni qabul qilgani uchun qutb burchagi 0 dan π gacha o'zgaradi. Lejandr polinomlari xossasiga asosan (6.15) ifodadagi yechim ℓ butun sonlarga teng va m_l ning absolyut qiymatidan katta yoki teng bo'lgan qiymatlaridagina to'g'ri bo'ladi. Bunday shartdan ikkinchi kvant son – orbital kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan son qiymatlari kelib chiqadi, ya'ni:

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$$

ℓ m_l ning absolyut qiymatidan katta yoki teng bo'lganligidan $\ell = 0$ bo'lsa, $m_l = 0$ yoki $\ell = 1$ bo'lsa, $m_l = 0$ yoki ± 1 qiymatlariga teng bo'lishi mumkin, ya'ni:

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell.$$

Umumiy holda ℓ ning har bir berilgan qiymatiga $(2\ell + 1)$ yechim to'g'ri keladi. Yoki buni quyidagicha ta'riflash mumkin: ℓ ning har bir berilgan qiymatiga to'g'ri keladigan holat m_l ga nisbatan $(2\ell + 1)$ ga karrali turlangan («aynigan») bo'ladi. Agar ℓ ning har bir qiymatiga to'g'ri keladigan $(2\ell + 1)$ sondagi energiyalarning xususiy qiymatlari o'zaro teng bo'lsa, hunday holatlar «aynigan» deyiladi. Ikkinchi tomondan, qandaydir biror fizik hodisalar ta'sirida

xususiy qiymatlarga ajralsa, u holda turlanish («aynish») yo‘qoladi, hosil bo‘lgan holatlar turlanmagan («aynimagan») deyiladi.

3. Radial tenglama. (6.9) to‘lqin tenglamasi radial tenglama bo‘lib, protondan uzoqlik masofasi r ga bog‘liq ravishda de-Broyl to‘lqin funksiyasini ifodalaydi. Bu tenglamaning yechimi Lejandr polinomi $L_{n,\ell}(r)$ ko‘rinishda bo‘lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$R_{n,\ell}(r) = e^{-\alpha r} r^{\ell} L_{n,\ell}(r). \quad (6.16)$$

Bunda n – noldan farqli bo‘lgan istalgan butun musbat son, ℓ – orbital kvant son, $n - \ell$ esa *bosh kvant son* deyiladi. Lejandr polinomi xossasiga asosan (6.16) yechim to‘g‘ri bo‘lishi uchun $n > \ell + 1$ bo‘lishi kerak. Bunday shartdan n ning qabul qilishi mumkin bo‘lgan son qiymatlari kelib chiqadi.

Shunday qilib, uch (6.9), (6.12) va (6.13) tenglamalardan vodorod atomi uchun bir-biri bilan quyidagicha bog‘lanishda bo‘lgan uchta kvant sonlar sistemasi hosil qilindi:

Bosh kvant son $n = 1, 2, 3, \dots$;

Orbital kvant son $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$;

Orbital magnit kvant son $m_{\ell} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell$

n ning berilgan qiymatida (6.5) formulada ifodalangan Shredinger tenglamasining bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan yechimlarining soni quyidagicha aniqlanadi:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2. \quad (6.17)$$

4. To‘liq to‘lqin funksiyasi. Vodorod atomining qaralayotgan modeli uchun to‘liq to‘lqin tenglamasini hosil qilishda dastlab yuqorida hosil qilingan (6.9), (6.12), (6.14) tenglamalarning har birini tegishli chegarada har bir koordinata (r, θ, φ) uchun normallashtirish kerak. Hosil qilingan ifodalar (6.7) tenglamadagi kabi ko‘paytiriladi. Agar hosil qilingan natijaviy to‘liq to‘lqin tenglamasi uning xususiy funksiyalarida yechilsa, u vaqtda bu yechimlarning har biri o‘zgaruvchi amplituda bilan xarakterlanishini ko‘rish mumkin. Koordinata boshi atrofidagi fazo tugunli sirtlar bilan bo‘limlarga ajratiladi. Bunda har bir ikki qo‘shni bo‘limlarda tebranish amplitudasi faza bo‘yicha qarama-qarshi bo‘ladi. Tugunli sirtlar soni $n-1$ ga teng.

Agar energiyaning xususiy qiymatlari kvant sonlarining aniq biror to'plami uchun hisoblansa, hisoblangan qiymatlar faqat bosh kvant son n ga bog'liqligini ko'rish mumkin. Bu esa qaralayotgan soddalashtirilgan model uchun tizim aynishining ifodasidir. Masalani kvant mexanikasi asosida yechishda energiyaning diskret xususiy qiymatlarini hosil qilish uchun orbita radiusining har bir qiymatida elektronning to'liq energiyasi E , uning potensial energiyasi $U(r)$ dan kichik bo'lishi kerak. Bunday holatlar bog'langan holatlar, elektronlar esa bog'langan elektronlar deyiladi. Agar to'liq energiya potensial energiya $U(r)$ dan katta bo'lsa, elektron istalgan energiya qiymatiga ega bo'lishi mumkin. Bunda elektron energiyasi kvantlanmaydi va u erkin bo'ladi. Bog'langan holatlar yoki bog'langan elektronlar uchun energiyaning xususiy qiymatlari quyidagi formula orqali hisoblanadi:

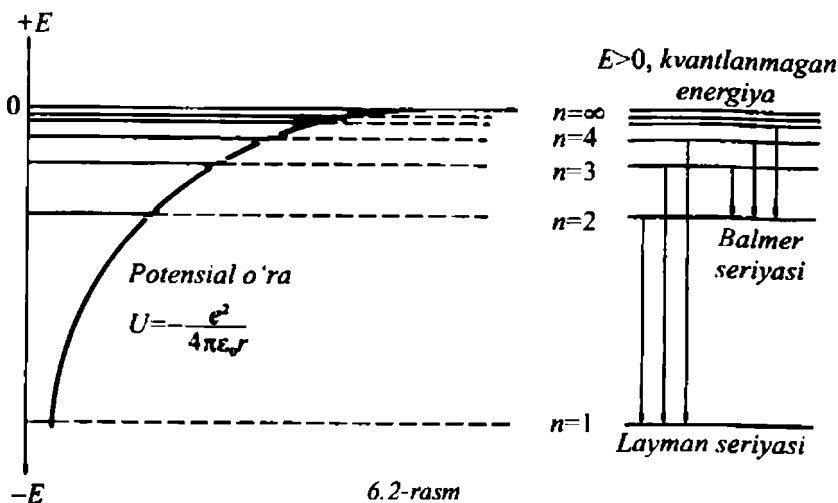
$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} = (-13,6)\frac{1}{n^2}eU. \quad (6.18)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

(6.18) formula Bor nazariyasida hosil qilingan energiya formulasi bilan mos keladi.

Bor nazariyasida hosil qilib bo'lmaydigan ko'pgina boshqa natijalar kvant-mexanik tasavvurlar asosida hosil qilinadi. Jumladan, kvant mexanikasi energetik holatlar aynishi bilan bog'liq bo'lgan masalalarni yoki tabiatda mavjud bo'lgan atomlar xossalari bilan to'g'ri keladigan atom modelini aniqlashga imkon berdi. 6.2-rasmda Kulon potensial chuqurligi va chuqurlikda bog'langan elektronlar sistemasiga tegishli bo'lgan energetik sathlar sxematik ravishda keltirilgan. Xuddi shunday rasmda energetik sathlar orasida bo'ladigan ba'zi bir optik o'tishlar ko'rsatilgan.

Bunday o'tishlar vodorod atomi spektridagi Balmer seriyasini hosil qiladi. Rasmda elektronning to'liq energiyasi nolga yaqinlashishi bilan energetik sathlar zichlashishi tasvirlangan. Elektronning to'liq energiyasi noldan katta bo'lganda, ya'ni $E > 0$ da erkin harakat qiladi, bunda energetik sathlar kvantlanmaydi. Erkin elektron energiyasi diskret bo'lmagan tutash spektrni hosil qiladi.



Shunday qilib, vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimi uchta kvant son n, ℓ, m_ℓ larga bog'liq bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi_{n,\ell,m_\ell}(r\theta\varphi) = R_{n,\ell}(r)\Theta^\ell(\theta)\Phi_{m_\ell}(\varphi). \quad (6.19)$$

6.2-§. Vodorodsimon atomlar

Vodorodsimon atomlar va tizimlar deb, oralarida elektr tortishish kuchlari ta'sir qilayotgan ikki nuqtaviy massadan iborat tizimga aytiladi. Vodorodsimon atomlarga vodorodsimon ionlar, vodorod izotoplari, pozitroniy va myuoniy, myuonli atomlar, adronli atomlar, Ridberg atomlari misol bo'ladi. Vodorodsimon atomlarning prototipi vodorod atomi hisoblanadi. Shuning uchun vodorod atomi uchun yozilgan barcha formulalar vodorodsimon atomlar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Vodorod atomi uchun $Z=1$, proton massasi M va elektron massasi m .

Vodorodsimon ionlar. Bunday ionlarga bir marta ionlashgan, zaryad soni $Z=2$ bo'lgan geliy atomi He^+ ; ikki marta ionlashgan, zaryad soni $Z=3$ bo'lgan litiy atomi Li^{++} ; uch marta ionlashgan, zaryad soni $Z=4$ bo'lgan berilliy atomi Be^{+++} va boshqa vodorodsimon ionlar kiradi.

Atomda yadro atrofida elektron buluti taqsimlanishining zichligi maksimum bo'lgan radius quyidagicha aniqlanadi:

$$r_n = \frac{n^2 a_0}{Z} \quad (6.20)$$

bunda $a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2}$ – vodorod atomida birinchi Bor orbitasi radiusi.

Vodorodsimon atomlarning energetik sathlari energiyasi:

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} \quad (6.21)$$

Bunda $n = \ell + k + 1$ bo'lib, n , ℓ , k lar butun sonlar; n – bosh kvant son, ℓ – orbital kvant son, k – radial kvant son. ℓ va k lar $0, 1, 2, \dots$ qiymatlarni, $n = 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi, Z – zaryad soni.

(6.20) va (6.21) formulalardan ko'rinadiki, He, Li, Be atomlarida birinchi Bor orbitasining radiusi (tegishlicha boshqa orbitalar ham) vodorod atomiga qaraganda Z marta kichik, ionlashtirish potentsiali esa Z^2 marta kattadir. Yadro atrofida elektron buluti taqsimlanishining zichligi radial yo'nalishda qaralganda $n = \ell + k + 1$ ifodada $k = 0$, $\ell = n - 1$ da orbitalar doiraviy bo'ladi, $k \neq 0$ da orbitalar elliptik bo'ladi.

Vodorod izotoplarida (deyteriy va tritiy) proton deytron va triton bilan almashgan bo'ladi. Deytron proton va neytrondan, triton esa, proton va ikkita neytrondan tashkil topgan. Shuning uchun deyteriy va tritiyda vodorod atomidagi singari $Z = 1$ bo'ladi, energetik sathlar energiyasi orasidagi farq keltirilgan massaning turli xil bo'lganligidandir. Deytron va triton massasi proton massasidan taxminan tegishlicha ikki va uch marta katta. Proton, deytron va triton uchun keltirilgan massalarning nisbiy farqi 10^{-3} tartibidadir. Bundan ko'rinadiki, deyteriy va tritiy uchun orbita o'lchamlari va ionlashtirish potentsiali qiymatlari vodorod atomi uchun shu kattaliklar qiymatlari bilan mos tushadi. Keltirilgan massalar orasidagi kichik farq nurlanish spektral chiziqlarining izotopik siljishiga olib keladi. Izotopik siljishning nisbiy qiymati nurlanish chastosining 10^{-3} tartibidadir.

Pozitroniy va myuoniy. Pozitroniy deb, pozitron e^+ va elektron e^- dan iborat *vodorodsimon tizimga* aytiladi. Pozitron massasi elektron massasiga teng, zaryadi bir musbat zaryadga teng. Bunday tizim uchun $Z=1$, keltirilgan massa vodorod atomi keltirilgan massasidan deyarli ikki marta kichik. Shuning uchun vodorod atomiga qaraganda pozitroniy Bor orbitasi o'Ichami ikki marta katta va ionlashtirish potentsiali ikki marta kichik. Myuoniy musbat myuon μ^+ va electrondan tashkil topgan. Myuon o'z xossalari bilan pozitronga o'xshaydi, lekin massasi pozitron massasidan 207 marta kattadir. Myuon zarralari leptonlar guruhiga kiradi. Leptonlar kuchli o'zaro ta'sirlarda qatnashmaydi.

Myuon beqaror zarra bo'lib, uning yashash vaqti 2,2 mks. Myuon uchun $Z=1$, keltirilgan massa vodorod atomi keltirilgan massasiga teng, myuonning Bor orbitasi o'Ichami va ionlashtirish potentsiali qiymatlari vodorod atomi bilan deyarli bir xil. Pozitroniy va myuoniy beqaror atomlardir. Myuoniyning beqarorligi va yashash vaqti myuonning beqarorligi va yashash vaqti bilan aniqlanadi. Pozitroniyning beqarorligi pozitron va elektronning mumkin bo'lgan o'zaro annigilyatsiyasi bilan xarakterlanadi. Pozitroniy ikki xil bo'ladi: ortopozitroniy va parapozitroniy. Ortopozitroniyda pozitron va elektron spinlari qarama-qarshi yo'nalgan. Ortopozitroniy $1,4 \cdot 10^{-7}$ s vaqt oralig'ida annigilyatsiyalanganidan so'nt uchta gamma-kvant hosil bo'ladi, parapozitroniydan esa $1,25 \cdot 10^{-10}$ s vaqt oralig'ida ikkita gamma-kvant hosil bo'ladi.

Myuonli atomlar. Yadro zaryadi Ze bo'lgan va elektroni manfiy myuon μ^- bilan almashtirilgan atomlar *myuonli atomlar* deyiladi. Manfiy ion massasi va yashash vaqti musbat ionga tegishli va shu kattaliklarga tengdir. Zaryadi esa manfiy ishoralidir. Vodorod atomi uchun yozilgan formulalar o'zgarishsiz holda myuon uchun ham to'g'ri bo'ladi, faqat elektron massasini manfiy myuon massasi bilan almashtirish kerak. Manfiy myuon massasi elektron massasidan 207 marta katta. Bu vaqtda keltirilgan massa ham 186 marta ortadi. Myuonli atomlarda Bor orbitasi o'Ichami vodorod atomi Bor orbitasi o'Ichamidan 186 marta kichik, ionlashtirish potentsiali esa 186 marta katta. Spektral chiziqlar chastotasi vodorod atomida $n \rightarrow n'$ o'tishda hosil bo'ladigan spektral chiziqlar chastotasidan 186 marta kattadir. Bu esa pastki energetik sathlar orasidagi o'tishlarda rentgen

nurlanishlari hosil bo'lishini ko'rsatadi. Z katta bo'lgan myuon atomlarida keltirilgan massaga bo'lgan tuzatmani hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun og'ir myuonli atomlarda Bor orbitasi o'lchami $207Z^2$ marta kichrayadi, ionlashtirish potentsiali esa $207Z^2$ marta ortadi, vodorod atominikiga nisbatan, $Z \sim 102$ tartibda bo'lsa, Bor orbitasi o'lchami 10^{-15} m tartibda bo'ladi, ionlashtirish potentsiali esa bir necha MeV bo'ladi. Myuonli atomlar zaryadi yadro hajmi bo'ylab taqsimlangandir. Bu esa ayrim hajmiy effektlarga olib keladi. Og'ir yadrolari myuonli atomlarda bunday effektlar ko'proq sezilarlidir. Myuonli atomlar spektri yadrolarning ichki tuzilishiga juda bog'liqligini ko'rsatadi, bundan esa yadrolar tuzilishini o'rganishda foydalanish mumkin. Myuonli atomlarda myuon orbitasi yadro ichkarisiga tushadi. Myuonli atomlar yashash vaqti chekli bo'lib, μ^- myuon yashash vaqti bilan aniqlanadi ($\approx 2,2$ mks). Odatda, myuonli atomlar qobig'ida myuon bilan birga elektron ham bo'ladi, lekin ularning ahamiyati kamdir, chunki elektronga qaraganda myuon yadroga yaqinroq turadi. Myuonli atomlar μ^- myuonni qamrab olgandan so'ng uyg'ongan holatga o'tadi va so'ng elektromagnit nurlanishlar yoki atom qobig'idan elektronni chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi.

Adronli atomlar. Adronli atomlarda yadro zaryadi Ze bo'lib, elektron manfiy adron bilan almashgan bo'ladi. Adronlar kuchli o'zaro ta'sirlarda qatnashadigan zarralardir. Spini yarim butun songa teng bo'lgan adronlar *barionlar* deyiladi, spini butun songa teng bo'lgan adronlar *mezonlar* deyiladi. Barionlarga proton, antiproton, neytron, antineytron, giperon, sigma, ksi kabi zarralar kiradi. Mezonlarga Π -mezonlar, K -mezonlar va boshqalar kiradi. Vodorod atomi uchun yozilgan formulalar adronli atomlar uchun birinchi yaqinlashishda ishlatilishi va Bor orbitasi o'lchami va ionlashtirish potentsiali qiymatlari uchun katta natijalar berishi mumkin. Lekin, kuchli o'zaro ta'sir, qisqa ta'sir bo'lganligi sababli uyg'ongan holatlar uchun kuchli o'zaro ta'sir kamayadi, bu vaqtda vodorod atomi uchun yozilgan formulalardan adronli atomlar uchun to'g'ri natijalar olish mumkin.

Ridberg atomlari. Ridberg atomlarida elektron kuchli uyg'ongan holatda joylashadi, ya'ni bosh kvant soni — n katta qiymatga ega bo'ladi. Bunday elektron yoki atom yuqori Ridberg holatida joylash-

gan deyiladi. Elektron orbitasi o'lchami $a = \alpha_0 n^2$ formula bilan aniqlanadi. Bunda $\alpha_0 = 5,3 \cdot 10^{-7} \text{m}$ – birinchi Bor orbitasi o'lchamidir. Bundan ko'rinadiki, bunday atomlarda elektron orbitasi o'lchami juda katta bo'ladi. Masalan, $n = 100$ bo'lganda, orbita o'lchami $\alpha_0 = 5,3 \cdot 10^{-7} \text{m}$ bo'ladi. Bunday atomning ko'ndalang kesimi yuzasi n^4 ga proporsional va $n = 1$ bo'lgandagi asosiy holatnikidan 108 marta katta. Ionlashtirish potentsiali esa $n^2 = 104$ marta kichik bo'lib, $1,36 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ ga teng. Ridberg atomlarida bog'lanish kuchsiz bo'lsada, yashash vaqti nisbatan kattadir, uyg'ongan qo'shni holatlar oralig'i esa kichikdir.

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \approx 2/n^3.$$

Ridberg atomlarini o'rganish radioastronomiyada, plazmalar va lazerlar fizikasida muhim ahamiyatga egadir.

6.3-§. Kvant sonlar

Yuqorida (V-bobda) vodorod atomining oddiyashtirilgan modelini tahlil qilish uchun Shredinger tenglamasidan foydalanildi. Bunday tahlilning birinchi natijasi sifatida bir-biriga bog'liq bo'lmagan uchta to'liq tenglamalari sistemasi hosil qilindi. Har bir tenglamaga sferik qutb koordinatalar sistemasidagi uchta o'zgaruvchidan (r, θ, φ) bittasining funksiyasi kiradi. So'ng bog'langan holatlar uchun (elektronning to'liq energiyasi potentsial energetik to'siqning balandligidan kichik ya'ni $E_{tot} < U(r)$ bo'lgan holda) uchta kvantlangan doimiyliklar (n, ℓ, m_ℓ) hosil qilindi. Bu doimiyliklar vodorod atomi uchun Bor nazariyasidagi kabi *kvant sonlar* deb ataldi.

Sferik koordinatalar sistemasida vodorod atomi uchun yozilgan ((6.5) tenglama) Shredinger tenglamasining yechimi uchta kvant sonlari n, ℓ, m_ℓ ga bog'liq bo'lib, (6.19) quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$\psi_{n,\ell,m_\ell}(r, \theta, \varphi) = R_{n,\ell}(r) \Theta_{\ell,m_\ell}(\theta) \Phi_m(\varphi),$$

bunda n, ℓ, m_ℓ – kvant sonlari bo'lib, $R_{n,\ell}$, Θ_{ℓ,m_ℓ} va Φ_m funksiyalarning holatini aniqlaydi. Kvant sonlarining ma'nosini ko'rib chiqaylik.

Birinchi kvant son n – *bosh kvant son* deyiladi. Bosh kvant son n yodrod atomida bog‘langan holatlar uchun energiyaning elektron ega bo‘lishi mumkin bo‘lgan diskret xususiy qiymatlarini aniqlaydi. Buni quyidagi formulada ko‘rish mumkin:

$$E_n = -\frac{me^2}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} eU, \quad (6.22)$$

bunda n – bosh kvant son bo‘lib, birdan boshlanadigan musbat butun sonlarni qabul qiladi:

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Ikkinchi kvant son ℓ – *orbital kvant son* deyiladi. Orbital kvant son yordamida elektron ega bo‘la oladigan impuls momenti L ning diskret qiymatlarini quyidagi formula orqali ifodalash mumkin:

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}.$$

Orbital kvant son – ℓ 0 dan $n-1$ gacha butun musbat sonlarni qabul qiladi, ya‘ni

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1.$$

Bor nazariyasida elektron proton atrofida orbita bo‘ylab harakatlanayotgan zarra deb qaraladi, atom sistemasida kvantlash sharoitini yaratish uchun elektronning impuls momentini kvantlash qoidasi kiritilgan. Endi kvant mexanikasi asosida impuls momenti uchun kvantlash munosabatlarini topish kerak. Buning uchun yuqorida qaralgan radial to‘lqin tenglamasida potensial energiyani $U(r)$ bilan belgilab quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - U(r) - \frac{\hbar^2}{2mr} \ell(\ell+1) \right] R = 0, \quad (6.23)$$

bu formulada radial funksiya R ga ko‘paytirilgan qavs ichidagi uchta had ham energiya o‘lchov birligiga ega bo‘lishi kerak. Bu tenglamani $\hbar^2 \ell(\ell+1)$ ga nisbatan yechimidan quyidagi ifoda hosil bo‘ladi:

$$\hbar^2 \ell(\ell+1) = r^2(2mK) = r^2 P^2.$$

Bu formulada K – kinetik energiya, P – impuls. Radiusning impulsiga ko‘paytmasi impuls momenti L ga teng, shuning uchun quyidagi ifodani yozish mumkin bo‘ladi:

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}. \quad (6.23a)$$

(6.23a) ifoda vodorod atomida bog'langan holatlarda bo'lgan elektronning kvantlangan orbital impuls momentini bildiradi.

Demak, orbital kvant son ℓ elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan impuls momentining diskret qiymatlarini aniqlaydi.

Orbital kvant soni ℓ nol qiymatga ega bo'lishi mumkinligi ko'rsatildi. Bor nazariyasida impuls momenti nol bo'lgan holat bo'lishi man qilinadi. Shredinger nazariyasida esa impuls momenti nol bo'lgan holat bo'lishi mumkin. (6.23a) formula Bor modelida impuls momentining kvantlash shartiga juda o'xshashdir. Bor nazariyasida

$$L = m\vartheta r = n\hbar, \quad (6.24)$$

bunda n – yadro atrofida orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektron uchun to'liq kvant sonini ifodalaydi:

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Orbital kvant soni – ℓ to'liq to'liqin funksiyasining koordinata boshi atrofida turli yo'nalishda taqsimlangan qismini aniqlaydigan sferik harmonik funksiyalar xossalariidan hosil bo'ladi.

ℓ ning katta qiymatlarida (6.23a) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} \approx \ell\hbar. \quad (6.24a)$$

Bu esa Bor postulatiga o'xshashdir:

$$L = n\hbar.$$

Atom spektrlarini o'rganishda optik spektroskopiyada ℓ ning har bir son qiymati elektron holatlarni aniqlaydigan kichik lotin harflari bilan quyidagicha belgilanadi (6.1-jadval).

6.1-jadval

ℓ ning qiymatlari	0	1	2	3	4
Holatlarni belgisi	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>

Bunday belgilashlarga asosan agar $\ell=0$ bo'lsa, *s*-elektronlar, $\ell=1$ bo'lsa, *p*-elektronlar, $\ell=2$ bo'lsa, *d*-elektronlar va hokazo deb yuritiladi. Elektronning holati kvant sonlari bilan quyidagicha

ko'rsatiladi: $n=1$, $\ell=0$ da $1s$ holat, $n=2$, $\ell=1$ da $2p$ holat, $n=3$, $\ell=2$ $3d$ holat va hokazo. $\ell=0$ bo'lgan s holat elektronning impuls momenti nol bo'lgan holatdir. Bunday holatda vodorod atomi uchun bo'lgan uchta to'liqin funksiyasidan faqat bitta radial to'liqin funksiyasi qoladi. Shuning uchun atom sistemasi qutb θ va azimut φ burchaklarga bog'liq bo'lmaydi. Bu vaqtda tizim sferik-simmetrik bo'ladi. Lekin ℓ noldan farqli qiymatlarni ham qabul qilgani uchun to'liq to'liqin funksiyasi sferik simmetriyaga ega bo'lmaydi va sistema impuls momentiga ega bo'ladi. (6.23) tenglamada kvadrat qavsda uchinchi had R – to'liqin funksiyasiga xuddi Kulon potensial to'sig'i $U(r)$ kabi ta'sir qiladi. Shuning uchun uchinchi had impuls momentining to'sig'i deb ataladi.

Uchinchi kvant son m_l – orbital magnit kvant soni deyiladi. $F_m(\varphi)$ funksiya z o'qi atrofida yuguruvchi de-Broyl to'liqinini ifodalaydi. Orbital magnit kvant soni esa orbital impuls momenti L_z ning z o'qiga proyeksiyasini aniqlaydi, ya'ni

$$L_z = m_l \hbar.$$

Bu formula impuls momentining z o'qiga mumkin bo'lgan proyeksiyalarini aniqlaydi.

Shredinger to'liqin mexanikasida magnit kvant soni m_l ning qanday fizik ma'noga ega ekanligini quyidagicha tushunish mumkin. Buning uchun impuls momenti operatori kiritiladi, bu operator sferik koordinatalar sistemasida quyidagi ko'rinishga ega:

$$L_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (6.25)$$

Klassik mexanikada zarraning impuls momenti vektor tenglama orqali aniqlanadi:

$$\vec{L} = \vec{r} \cdot \vec{p}.$$

Bunda \vec{r} – zarraning koordinata boshiga nisbatan holatini aniqlovchi radius-vektor, \vec{p} – zarraning impulsi, to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasida z o'qidagi komponenta quyidagi tenglama orqali aniqlanadi:

$$L_z = xP_y - yP_x,$$

Bunda P_y va P_x lar impuls \hat{P} ning y va x o'qlari bo'ylab komponentalari. Impulsning bu komponentalarini kvant mexanikasidagi tegishli operatorlar bilan almashtiramiz:

$$L_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right).$$

Bu tenglama to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasida z komponenta uchun impuls momenti operatorini ifodalaydi. Bu ifodada koordinatalarni o'zgartirib, sferik qutb koordinatalar sistemasida quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$L_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (6.26)$$

Bu ifoda impuls momenti operatorini ifodalaydi. To'liq funksiyasiga tatbiq qilingan impuls momenti operatori impuls momenti z komponentalari holatlarining sistemasini aniqlaydi (impuls momenti z komponentalarining xususiy qiymatini):

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = L_z \psi.$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagi ko'rinishda:

$$\psi = f(r, \theta) e^{iL_z \varphi / \hbar}. \quad (6.27)$$

Bunda ψ funksiya uzluksiz, bir qiymatli va azimut burchagi φ bo'yicha 2π davrga ega bo'lishi kerak. Bu esa

$$\begin{aligned} L_z &= m\hbar; \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \end{aligned} \quad (6.28)$$

bo'lishini ko'rsatadi.

m doimiylik orbital magnit kvant soni m_l ni ifodalaydi. m_l ning qiymatlari (6.14a) ifodada keltirilgan, ya'ni

$$m_l = 0, 1, 2, 3, \dots, \pm l.$$

(6.27)–(6.28) tenglamalardan L_z ning xususiy qiymatlari bilan bog'liq bo'lgan xususiy funksiyalar

$$F = A e^{i m \varphi} \quad (6.29)$$

formula orqali aniqlanadi.

Bunda A – doimiylik bo‘lib, uning qiymati quyidagi normalash shartidan topiladi:

$$\int_0^{2\pi} \Phi^* \Phi d\varphi = 1, \quad (6.30)$$

bunda Φ – xususiy funksiyalar azimutal tenglamaning yechimi sifatida (6.14) ifodada keltirilgan. Bu xususiy funksiyalar impuls orbital momenti z komponentalarining mumkin bo‘lgan qiymatlariga tegishlidir, ya’ni:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}. \quad (6.31)$$

Bor nazariyasidagi cheklashlardan biri impuls momenti nol bo‘lgan holatning bo‘lishi mumkinligi tan olinmaydi: ikkinchi cheklashda esa L ning kvantlanishi populat sifatida qaralgan, lekin Shredinger ta’rifida L ning kvantlanishi to‘lqin tenglamasining natijasi va sferik garmonik ko‘rinishidagi yechim xossalaridan kelib chiqadi.

Impuls to‘liq momenti vektorining qutb burchagi θ faqat quyidagi shartni qanoatlantiradigan qiymatlarga ega bo‘lishi mumkin:

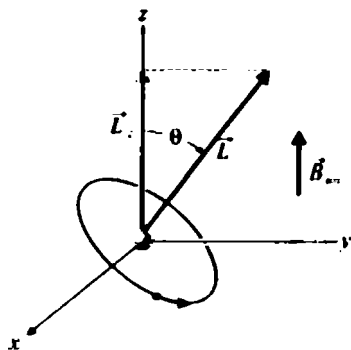
$$\cos \theta = \frac{L_z}{L} = \frac{m_\ell \hbar}{\hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}} = \frac{m_\ell}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}. \quad (6.32)$$

Bu esa 6.3-rasmda grafik ravishda tasvirlangan.

Impuls momentining katta qiymatlarida, $\ell \gg 1$ bo‘lganda bo‘ladi. U vaqtda (6.31) tenglama quyidagi ko‘rinishda keladi:

$$L \approx \ell \hbar, \quad (6.33)$$

Bunday holda impuls momentining ketma-ket qiymatlari orasidagi farq to‘liq impuls momentiga nisbatan kichik bo‘ladi va impuls momentining ruxsat etilgan qiymatlarining spektri yaxlit spektrga intiladi. Orbital kvant son m_ℓ ning maksimal qiymati $\pm \ell$ ga teng. ℓ ning katta qiymatlari va $|m_\ell|$ ning maksimal qiymatlari uchun (6.32) tenglama quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:



6.3-rasm

$$\cos \theta = \frac{m_l}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} = \pm \frac{1}{1} = \pm 1, \quad (6.34)$$

ya'ni impuls momenti vektorining 0 dan π gacha bo'lgan oraliqda barcha proyeksiyalari mavjud bo'lishi mumkin.

Shunday qilib, orbital magnit kvant son m_l elektronning orbital impuls momenti L ning z o'qiga bo'lgan proyeksiyasini aniqlaydi (6.3-rasm).

Energetik sathlar tartib raqami bosh kvant son n ning qiymatlari bilan, elektron holatlari esa orbital kvant son ℓ ning qiymatlari bilan aniqlanadi. Bir energetik sathda ℓ ning qiymatlariga qarab bir nechta holatlar bo'lishi mumkin.

Agar ℓ ning har bir berilgan qiymatida elektronning orbital magnit kvant soni m_l turlicha bo'lgan $(2\ell+1)$ holatlarda bo'lishi mumkinligi hisobga olinsa, u vaqtda n ning berilgan qiymatida (bir energetik sathda) ℓ va m_l larning qiymatlari turlicha bo'lgan holatlar soni quyidagicha aniqlanadi:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell+1) = n^2. \quad (6.35)$$

Lekin elektron spinga ega bo'lganligi uchun bu formulada n^2 ning o'rniga $2n^2$ qiymat bo'lishi kerak. Agar bir energetik sathga birdan ortiq holat tegishli bo'lsa, bu holatlarning energiyalari bir xil bo'ladi. Bunday energetik sath «aynigan» deb aytiladi. Bir xil energiyaga ega bo'lgan holatlar soni «aynish» karraligi deyiladi. Vodorod va vodorodsimon atomlarda faqat $n=1$ bo'lgan sath «aynimagan» bo'ladi, bu sath atomning asosiy holatini aniqlaydi. $n=2$ bo'lgan sath to'rt karra «aynigan» bo'ladi, bunda $\ell=0$ ($m_l=0$) bo'lgan bitta holat va $\ell=1$ ($m_l=0, \pm 1$) bo'lgan uchta holat bo'lishi mumkin. $n=3$ bo'lgan sath to'qqiz karra «aynigan», $n=4$ bo'lgan sath o'n olti karra «aynigan» va hokazo.

Shunday qilib, yuqorida n , m_l , ℓ kvant sonlari qarab chiqildi. Lekin elektron ichki harakat miqdor momentiga (spinga) ega bo'lganligi sababli elektronning atomdagi holatini xarakterlash uchun uchta

kvant soni yetarli bo'lmaydi. Ko'rilayotgan holda vodorodsimon atomlar yoki tashqi qobig'ida bitta elektron (valent elektron) bo'lgan atomlardagi elektron qaralmoqda. Kvant mexanikasida bunday elektronning atomdagi holati to'rtta kvant son bilan aniqlanadi:

- 1) bosh kvant son $- n$;
- 2) orbital kvant son $- \ell$;
- 3) orbital magnit kvant son $- m$;
- 4) spin magnit kvant son $- m_s$.

To'rtinchi kvant son m_s – spin magnit kvant son deyiladi va u spin vektori \vec{S} ning berilgan yo'nalishga proyeksiyasini aniqlaydi. Masalan, z o'qi yo'nalishiga. m_s to'g'risida keyingi paragraflarda ma'lumot beriladi.

Vodorod atomi orbitalarining shakli. Uch o'lchamli fazoda $\psi_{n,\ell,m}(\rho,\theta,\varphi)$ to'liqin funksiyasining o'zgarishini grafik ravishda ifodalash murakkab bo'lib, bunda elektron zichligining radial va burchak bo'yicha taqsimlanishini alohida ifodalash kerak bo'ladi.

Elektron buluti zichligi ehtimolligining radial taqsimlanishi. To'liqin funksiyasining radial qismi bosh kvant son n va orbital kvant son ℓ ga bog'liq bo'lib, yadro dan uzoqlashgan sari eksponensial qonun bo'yicha kamayadi. Xuddi shunday elektronning topilish ehtimoli $|rR_{n\ell}|^2 dr$ ham kamayadi. $|rR_{n\ell}|^2 dr$ funksiya elektronning yadro dan r va $r+dr$ sohada topilishi ehtimolini bildiradi. $|rR_{n\ell}|^2$ – ehtimollik zichligi deyiladi. Elektron buluti zichligining yadro atrofida taqsimlanishi $|\psi_{n\ell m}|^2$ kattalik bilan aniqlanadi.

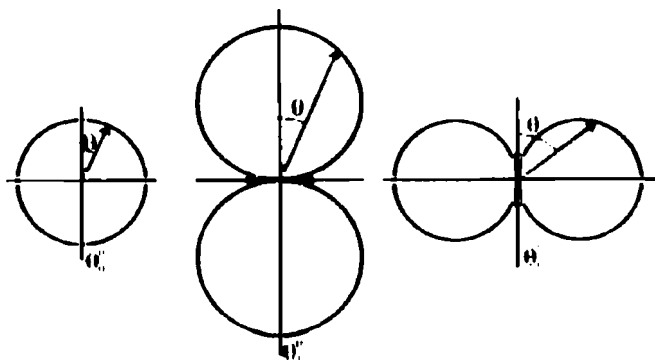
Elektron buluti zichligining radius bo'ylab taqsimlanishi esa $|rR_{n\ell}|^2$ funksiya bilan beriladi. Elektron atomda ma'lum biror ehtimoliyat bilan istalgan nuqtada bo'lishi mumkin. Elektronning $1s$ holatda bo'lishining ehtimoliyati $0,3$ nm masofada nolga yaqinlashadi. Bu esa elektronlar zichligi to'plangan fazo hajmini cheklashga imkon beradi. $1s$ holat uchun elektron zichligining radial taqsimlanishi maksimumi $0,053$ nm masofaga to'g'ri keladi, bu masofa birinchi

Bor orbitasi radiusiga mos keladi. Atomning $n=2,3,\dots,\infty$ uygʻongan holatlari elektron zichligining radial taqsimlanishi quyidagi qonuniyat asosida boʻladi, yaʼni n ning ortishi bilan elektron orbitalarining choʻzin-choqligi ortadi, elektronning yadro bilan bogʻlanish energiyasi kamayadi. Atomda yadro atrofida elektron buluti zichligining burchak boʻyicha taqsimlanishi ℓ va m , kvant sonlariga bogʻliq ($\psi(\theta, \varphi) = \Theta_{\ell, m}(\theta)\Phi_m(\varphi)$) boʻlib, $\sin\theta$ va $\cos\theta$ trigonometrik funksiyalar qatori bilan ifodalanadi. Atom orbitalarining simmetriyasi va chegaraviy sirt shaklini toʻlqin funksiyasining burchakli tashkil etuvchisi aniqlaydi. $\ell=0$ va $m_\ell=0$ holatlar uchun, yaʼni $n=1$ boʻlgan $1s$ asosiy holat uchun va $n=2,3,\dots,\infty$ boʻlgan uygʻongan holatlar uchun burchakli qism θ va φ burchaklarga bogʻliq emas. Bu esa fazodagi barcha yoʻnalishlarda elektronning topilish ehtimoliyati bir xil ekanligini bildiradi. Shuning uchun barcha s orbitalar yadroga nisbatan sferik simmetrik boʻladi (6.5-rasmda birinchi shakl. s holat (chegaraviy sirt sfera, uning tekislik bilan kesimi aylana)).

Elektron buluti har doim sferik-simmetrik boʻlavermaydi.

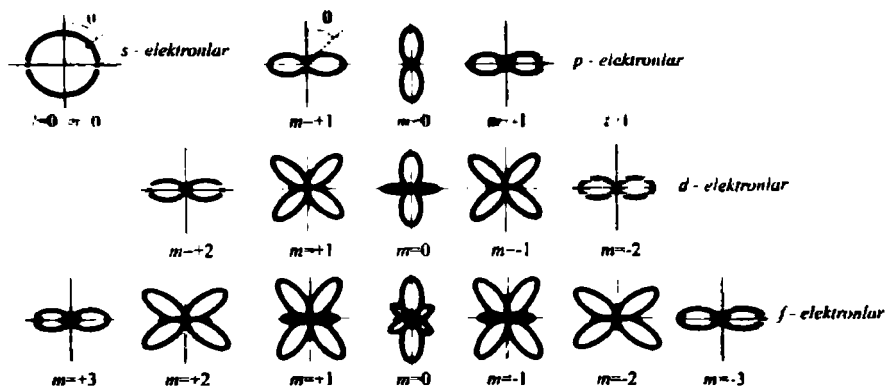
Elektron buluti zichligi ehtimolligining burchakli taqsimlanishi.

Toʻlqin funksiyasining burchakli qismi ℓ, n va m , kvant sonlariga bogʻliq: $\psi(\theta, \varphi) = \Theta_{\ell, m}(\theta)\Phi_m(\varphi)$ Elektronning $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ fazoviy burchakda topilish ehtimolligi $|\Theta_{\ell, m}(\theta)\Phi_m(\varphi)|^2 \sin\theta d\theta d\varphi$ kattalik bilan aniqlanadi. Yadro atrofidagi elektron buluti zichligining qutb burchagi θ va azimut burchagi φ ga bogʻliq ravishda taqsimlanishi $|\Theta_{\ell, m}(\theta)\Phi_m(\varphi)|^2$ funksiya orqali ifodalanadi. $\Theta_{\ell, m}^n$ funksiyaning $\theta_0^0, \theta_1^0, \theta_1^1$ koʻrinishdagi funksiyalarining qutb koordinatalar sistemasidagi grafiklari 6.4-rasmda tasvirlangan. Bunda θ qutb burchagida z oʻqi tomon yoʻnalgan radius-vektorning uzunligi $\Theta_{\ell, m}^n$ funksiya qiymatiga teng. $\Theta_{\ell, m}^n$ funksiya azimut burchagi φ ga bogʻliq boʻlmaganligi uchun 6.4-rasmdagi egri chiziqlar z oʻqiga nisbatan simmetrikdir.



6.4-rasm

Azimutal tenglamasining yechimidan ko'rinadiki, $|\Phi_m(\varphi)|^2$ kattalik φ ga bog'liq emas. Shuning uchun elektron buluti zichligining taqsimlanishi burchak φ ga bog'liq bo'lmasligi kerak, ya'ni elektron buluti z simmetriya o'qi atrofida aylanuvchi jism «shaklida» bo'lishi kerak. 6.5-rasmda ℓ va m_ℓ ning har xil qiymatlarida p, d, f holatlardagi elektronlar buluti zichligining taqsimlanishi (shakli) keltirilgan, ya'ni elektron buluti zichligining yadro atrofida qutb burchagi θ ga bog'liq ravishda taqsimlanishi ko'rsatilgan. 6.5-rasmda elektron bulutining holatlari spektroskopiyada ishlatiladigan kichik lotin harflari bilan belgilangan.



6.5-rasm

6.4-§. Elektronning orbital mexanik momenti

Klassik mexanikada atom yadrosi atrofida orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektronning koordinata boshi O ga nisbatan orbital mexanik momenti L quyidagicha aniqlanadi.

$$L = m_e \vartheta r = Pr. \quad (6.36)$$

Bu formulada: L – elektronning orbital mexanik momenti (impuls momenti), m_e – elektron massasi, ϑ – elektronning tezligi, r – orbita radiusi, P – elektron impuls. Lekin kvant mexanikasida impuls momentining bunday aniqlanishi ma'noga ega emas. Chunki har ikki vektor r va P bir vaqtda aniq qiymatlarga ega bo'lgan holat mavjud emas. Kvant mexanikasida impuls momenti ayrim o'ziga xos kvantmexanik xossalarga ega. Shu xossalarni qarab chiqaylik. Kvant mexanikasida r va P kattaliklarning operatorlari bilan ish ko'riladi.

Impuls momentining proyeksiyasi. Impuls momenti L ning z o'qi yo'nalishiga bo'lgan proyeksiyasi L_z ning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarini topaylik. Kvant mexanikasining asosiy tushunchalaridan biri shuki, bunda fizik kattalik f aniq bir f_0 qiymatga ega bo'ladigan holat ψ funksiya bilan ifodalanadi:

$$\hat{f}\psi = f_0\psi. \quad (6.37)$$

Bu tenglamaning yechimi ψ funksiyadir. Bunda \hat{f} fizik kattalik f_0 ning operatoridir. Kvant mexanikasining ushbu tushunchasidan foydalanib, (6.37) tenglamani impuls momenti uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{L}_z\psi = L_z\psi. \quad (6.38)$$

(6.38) formulada L_z – impuls momenti L ning z o'qiga bo'lgan proyeksiyasi, \hat{L}_z esa L_z ning operatori bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}, \quad (6.39)$$

bunda φ va L_z lar umumlashgan koordinata va umumlashgan impulsdardir. Umumlashgan impuls operatori esa umumlashgan koordinatadan olingan hosila

$$-\hat{P}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$$

ko'rinishida aniqlanadi.

(6.39)ni (6.38) formulaga qo'ysak quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$-i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = L_z \psi. \quad (6.40)$$

(6.40) tenglamaning yechimi ψ funksiya sifatida aniqlanadi:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i \frac{L_z}{\hbar} \varphi}, \quad (6.41)$$

bunda $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ ko'paytuvchi ψ funksiyani normallashtirish uchun kiritilgan, ya'ni

$$\int_0^{2\pi} \psi^* \psi d\varphi = 1.$$

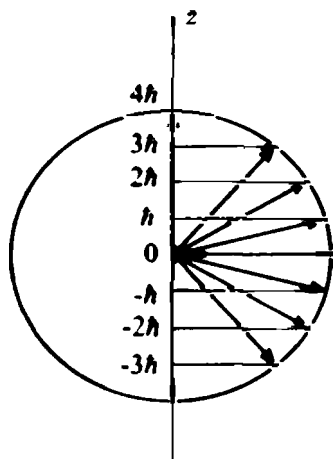
(6.41)dagi yechim har doim chekli, lekin har doim bir qiymatli bo'lmaydi. ψ funksiya bir qiymatli bo'lgan hollarda (6.41)dagi yechim uzluksiz va tekis bo'ladi. Agar φ 2π ga o'zgarganda (6.41)dagi ψ funksiya dastlabki qiymatiga qaytsa, u bir qiymatli bo'ladi, ya'ni

$$\frac{L_z}{\hbar} 2\pi = 2\pi m \quad (6.42)$$

bo'lganda, (6.41) ifodadagi ψ funksiya bir qiymatli bo'ladi. Bunda m istalgan butun son (musbat, manfiy yoki nolga teng). U vaqtda (6.42) ifodadan:

$$L_z = m\hbar, \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (6.43)$$

(6.43) formuladagi L_z impuls momenti L ning (L – orbital mexanik momenti yoki impuls momenti deyiladi) z o'qiga proyeksiyasini ifodalaydi. (6.43) formula impuls momenti L ning proyeksiyasining kvantlash qoidasidir. L_z ning kvantlanishi 6.8-rasmda sxematik ravishda tasvirlangan. Rasmda z o'qiga m ning mumkin bo'lgan qiymatlari qo'yilgan. Shunday qilib, (6.43) formuladan



6.6-rasm

ko'rinadiki, impuls momentining istalgan o'qqa proyeksiyasi kvantlanadi va Plank doimiyligining butun sonlariga teng bo'ladi. Bu natijaning fizikaviy ma'nosini ko'raylik. Buning uchun impuls momenti vektori L ni qarab chiqamiz. Birinchi qarashda L ning proyeksiyasi L_z ning kvantlanishi L vektorining z o'qi bilan ma'lum burchak hosil qiladigandek ko'rinadi. Lekin z o'qi fazoda istalgan tomonga yo'nalgan bo'lishi mumkin. Shuning uchun bunday mulohaza ma'nosizdir. (6.43) formuladan chiqadigan natija boshqacha ma'noga ega. (6.43) formula ko'rsatadiki, impuls mo-

menti proyeksiyasini tajribada o'lchashda \hbar ga karrali bo'lgan natijalar hosil bo'ladi. Lekin L_z ning qiymati tajribagacha \hbar ning butun sonlariga teng bo'lmasligi kerak. Tajribagacha va tajribadan keyin ψ funksiyalar mos tushishi shart emas, tajribagacha tizim holatining ψ funksiyasi, ya'ni istalgan fizik holatning ψ funksiyasi uning xususiy yechimlari superpozitsiyasi ko'rinishida bo'lishi mumkin:

$$\psi = \sum_m C_m \psi_m = \sum_m C_m \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\phi} \right) \quad (6.44)$$

Bunday ψ funksiya bilan ifodalanadigan tizim impuls momenti L ning aniq proyeksiyasiga ega bo'la olmaydi. Bunda L vektori ixtiyoriy tomonga yo'nalgan bo'lishi mumkin. Lekin L_z ni o'lchashda m ning qiymatlarining (6.44) formulaga kiradigan birorta qiymati topiladi. $L_z = m\hbar$ qiymatining topilishining ehtimoliyati $|C_m|^2$ kattalik bilan aniqlanadi. Shunday qilib, impuls momenti vektori fazoda aniq yo'nalishga ega bo'la olmaydi. Impuls momenti proyeksiyasining kvantlanishi kvantlangan impuls momenti vektorining fazoda aniq bir yo'nalishga nisbatan ixtiyoriy yo'nalishga ega bo'la olmasligini ko'rsatadi. Bunday holat fazoviy kvantlash deyiladi.

(6.43) formuladan ko‘rinadiki, o‘lchashlarda hamma vaqt impuls momentining butun sonli qiymatlari topiladi. Demak, tizimning istalgan holati (6.44)dagi qator ko‘rinishida bo‘lishi mumkin. Azimut burchagi φ ning istalgan bir qiymatli uzluksiz funksiyasi 2π davr bilan davriydir. Fure teoremasiga asosan bunday funksiya (6.44)dagi qatorga yoyilishi mumkin.

Shunday qilib, (6.44) formula ψ funksiyasi ko‘rinishiga hech qanday cheklanishlarni yuklamaydi.

Impuls momentining kvadrati. Impuls momenti kvadratining L^2 mumkin bo‘lgan qiymatlarini topaylik. (6.37) tenglama asosida quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\hat{L}^2\psi = L^2\psi. \quad (6.45)$$

Operator \hat{L}^2 ning ko‘rinishi murakkab bo‘lib, uning yechimi ham maxsus funksiyalar bilan ishlashni talab qiladi. Shuning uchun

\hat{L}^2 ning mumkin bo‘lgan qiymatlarini topishga boshqacha yondashiladi. Klassik mexanikada impuls momentining kvadrati uning koordinatalar o‘qiga bo‘lgan proyeksiyalari kvadratlari yig‘indisiga teng:

$$L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2. \quad (6.46)$$

Kvant mexanikasida (6.46) tenglamani tegishli operatorlarni bog‘lovchi formula deb qarash mumkin.

$$\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2, \quad (6.47)$$

o‘rtacha qiymati esa

$$\langle L^2 \rangle = \langle L_x^2 \rangle + \langle L_y^2 \rangle + \langle L_z^2 \rangle. \quad (6.48)$$

Bunda sferik-simmetrik maydonda harakatlanayotgan zarrani ko‘raylik. Zarraning impuls momenti kvadrati qandaydir aniq qiymatga ega bo‘lsin. Lekin impuls momenti kvadratining berilishi zarra holatini to‘liq aniqlamaydi, chunki bu vaqtda impuls momentining z o‘qiga proyeksiyasi turli qiymatlarga ega bo‘lishi mumkin. Bunda impuls momenti kvadratining berilgan qiymatida zarraning sferik-simmetrik holati qiziqtiradi. z o‘qi boshqa koordinata o‘qlaridan hech qanday farq qilmaydi. Shuning uchun zarraning sferik-simmetrik holati uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\langle L_x^2 \rangle = \langle L_y^2 \rangle = \langle L_z^2 \rangle. \quad (6.49)$$

U vaqtda (6.48) ifodaga asosan

$$\langle L_z^2 \rangle = 3 \langle L_z \rangle^2 > . \quad (6.50)$$

Simmetrik yechim impuls momentining aniq bir proyeksiyasiga ega bo'lmaydi. Chunki bunday holatlar L vektori bo'lishi mumkin bo'lgan burchaklar sohasini cheklaydi. Simmetrik yechim L ning mumkin bo'lgan barcha proyeksiyalari yechimlari superpozitsiyasiga teng bo'ladi. Simmetrik yechimda istalgan o'qqa jumladan, z o'qqa ham bo'lgan barcha proyeksiyalar teng ehtimollidir. Shuning uchun $\langle L_z^2 \rangle > L_z^2$ ning mumkin bo'lgan barcha qiymatlarining o'rtachasiga teng bo'ladi. (6.43) formulaga asosan L_z ning mumkin bo'lgan qiymatlari Plank doimiyligining butun qiymatlariga teng bo'ladi:

$$L_z = 0, \pm 1\hbar, \pm 2\hbar, \pm 3\hbar, \dots, \pm m_{\max}\hbar.$$

Impuls momenti proyeksiyasi L_z ning maksimal qiymati L ning absolyut qiymati $|L|$ dan katta bo'la olmaydi. m ning maksimal qiymatini ℓ orqali belgilaylik: $m_{\max} = \ell$. ℓ — butun musbat son L_z va m ning qabul qilishi mumkin bo'lgan barcha qiymatlari to'plamini yozamiz.

$$\left. \begin{aligned} L_z &= \ell\hbar, (\ell-1)\hbar, (\ell-2)\hbar, \dots, (-\ell)\hbar, \\ m &= \ell, (\ell-1), (\ell-2), \dots, 1, 0, -1, \dots, -(\ell-1), -\ell. \end{aligned} \right\} (6.51)$$

Bundan ko'rinadiki, ℓ ning har qanday berilgan qiymatlarida impuls momenti proyeksiyasi L_z $2\ell + 1$ ga teng bo'lgan turli qiymatlarni (bitta nol, ℓ ning musbat, ℓ ning manfiy qiymatlarini) qabul qiladi. Shuning uchun $\langle L_z^2 \rangle$ ning o'rtacha qiymati quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\begin{aligned} \langle L_z^2 \rangle &= \hbar^2 \frac{\ell^2 + (\ell-1)^2 + \dots + (-\ell)^2}{2\ell + 1} = 2\hbar^2 \frac{1^2 + 2^2 + 3^2 + \dots + \ell^2}{2\ell + 1} = \\ &= \frac{2\hbar^2}{2\ell + 1} \cdot \frac{\ell(\ell+1)(2\ell+1)}{6} = \frac{\hbar^2}{3} \ell(\ell+1) \end{aligned}$$

yoki

$$\langle L_z^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{3} \ell(\ell+1), \quad (6.52)$$

$\langle L_z^2 \rangle$ ning hosil qilingan bu qiymatini (6.52) formulaga qo'yib, elektronning impuls momenti kvadrati L^2 uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$L^2 = \hbar^2 \ell(\ell + 1), \quad (6.53)$$

(6.53) formulada ℓ – musbat butun son yoki nol. (6.53) formula impuls momenti kvadratining kvantlash qonunini bildiradi.

(6.51)da ℓ ning berilgan qiymatda L_z qabul qilishi mumkin bo'lgan barcha qiymatlar keltirilgan. (6.51) va (6.53) formulalarni taqqoslashdan ko'rinadiki, ℓ ning $\ell > 0$ bo'lgan har qanday qiymatlarida quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$L_{z_{\max}}^2 < L^2,$$

chunki

$$L_{z_{\max}}^2 = \hbar^2 \ell^2,$$

L^2 esa

$$L^2 = \hbar^2 \ell(\ell + 1), \quad (6.54)$$

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}. \quad (6.55)$$

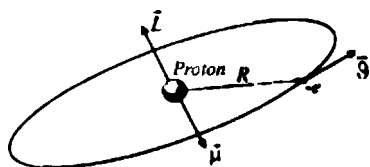
Bu natijani klassik fizika nuqtai nazaridan tushuntirish qiyin. Lekin kvant mexanikasida osonlikcha tushuntiriladi. Tekshirishlar ko'rsatadiki, mikrozarralarning harakat miqdor momentining ikkita har xil o'qlarga bo'lgan proyeksiyasini bir vaqtda aniqlash mumkin emas. Masalan, L_x va L_z larni bir vaqtda aniqlash mumkin emas. Ular uchun noaniqlik munosabatlari mavjud. Proyeksiya L_z ning qiymatini aniq bilganimizda L_x va L_y proyeksiyalar aniqlanishiga noaniqlik kiritiladi. Bunday holatda $\langle L_x^2 \rangle$ va $\langle L_y^2 \rangle$ larning o'rtacha qiymatlari bunday «bo'yalgan» holatlarda noldan farqli bo'ladi: $\langle L_x^2 \rangle >> 0$ va $\langle L_y^2 \rangle >> 0$. Shuning uchun

$$L^2 = [\langle L_x^2 \rangle + \langle L_y^2 \rangle + \langle L_z^2 \rangle] > L_z^2.$$

Impuls momentining kvadrati L^2 va uning proyeksiyalaridan biri, masalan, L_z bir vaqtda aniqlanishi mumkin. Kvant mexanikasida ko'rsatiladiki, L_z va L^2 qiymatlarining berilishi to'liq ravishda zarra-

ning aylanma holatini aniqlaydi. L^2 berilgan holat L_z ning mumkin bo'lgan $2\ell + 1$ qiymatlaridan biri bilan aniqlanadi. Shunday qilib, (6.54)dagi qator $L^2 = \hbar^2 \ell(\ell + 1)$ ning berilgan qiymatida $2\ell + 1$ ta haddan iborat bo'ladi. Tajribada impuls momentining biror o'qqa proyeksiyasi kattaligi o'lchanganda $2\ell + 1$ ning mumkin bo'lgan qiymatlaridan birortasi aniqlanadi. (6.54) formula elektronning impuls momenti kvadratini, (6.55) formula esa elektron impuls momentini ifodalaydi.

6.5-§. Elektronning orbital magnet momenti



6.7-rasm

Elektrodinamika kursidan ma'lumki, aylana bo'ylab harakat qilayotgan zaryadli zarra yopiq elektr tokini hosil qiladi. Maksvell nazariyasiga asosan yopiq elektr toki magnet maydonni vujudga keltiradi.

Bunday magnet maydon kuchlanganligini magnet momenti orqali ifodalash mumkin. Buning uchun R radiusli aylanma orbitada proton atrofida harakatlanayotgan elektronni qarab chiqaylik (6.7-rasm).

Elektronning orbital harakat miqdori momenti esa:

$$L_e = (m\vartheta)R. \quad (6.56)$$

(6.56)da m – elektronning massasi, R – orbita radiusi, ϑ – elektronning chiziqli tezligi, $\vartheta = 2\pi\nu R$. U vaqtda elektronning orbital harakat miqdor momenti quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$L_e = m2\pi\nu R^2. \quad (6.57)$$

Elektronning orbitada aylanish chastotasi ν bo'lsa, uning hosil qilgan elektr toki:

$$i = -e\nu. \quad (6.58)$$

Yuzasi $S = \pi R^2$ bo'lgan yopiq konturdan o'tayotgan i tok hosil qilgan magnet maydonning magnet momenti quyidagicha aniqlanadi:

$$\mu_e = iS = i\pi R^2 = e\nu\pi R^2. \quad (6.59)$$

(6.59) formula elektronning orbital magnit momentini ifodalaydi.

(6.59) ifodaning (6.57)ga nisbati olinsa:

$$\frac{\mu_z}{L_z} = -\frac{ev\pi R^2}{m2\pi v R^2} = -\frac{e}{2m} = 8,8 \cdot 10^9 \text{ Kl/kg}, \quad (6.60)$$

$\frac{\mu_z}{L_z} = -\frac{e}{2m}$ – *giromagnit nisbat* deyiladi. U vaqtda elektronning orbital magnit momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\mu_z = -\frac{e}{2m} L_z. \quad (6.61)$$

Elektronning orbital harakat miqdor momenti L_z kvantlangan bo‘lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$L_z = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}. \quad (6.62)$$

U vaqtda (6.60) ifodadan:

$$\mu_z = \frac{e}{2m} L_z = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (6.63)$$

hunda μ_z – orbital magnit momenti bo‘lib, elektronning orbital harakati bilan bog‘liqdir.

Elektron manfiy zaryadga ega bo‘lganligi uchun magnit momenti vektori harakat miqdor momenti vektoriga qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘ladi.

(6.62) ifodada ℓ – orbital *kvant soni* deyiladi va $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$ qiymatlarni qabul qiladi. (6.63) ifodada $\frac{e\hbar}{2m} = M_B$ – Bor magnetonidir.

$$M_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1},$$

Bor magnetoni magnit momentining birligidir. Elektronning magnit momenti va mexanik momentlari proyeksiyalari μ_{tz} va L_{tz} lar uchun ham (6.63) dagidek bog‘lanish to‘g‘ri bo‘ladi.

$$\mu_{tz} = -\frac{e}{2m} L_{tz}. \quad (6.64)$$

6.6-§. Elektronning xususiy momenti. Spin

Tajribada ishqoriy atomlar spektrlarini o'rganishda spektr chiziq-larining bir-biriga juda yaqin joylashgan ikkita komponentadan (dublet) iboratligi aniqlangan. Masalan, $^{23}\text{Na}_{11}$ atomida eng kuchli nurlanish $3p \rightarrow 3s$ o'tishda kuzatiladi, bu nurlanish spektrda bitta spektral chiziqni hosil qiladi. Lekin sishchiklab o'tkazilgan tekshirishlar bu bitta oddiy chiziq bo'lmagan, balki ikkita to'liq uzunlikdan (5890,12 va 5896,26 Å) iborat dublet chiziq ekanligini ko'rsatadi. Bitta spektral chiziqning bir-biriga juda yaqin joylashgan ikkita komponentaga ajralishi atom spektrlarining *nozik strukturasi* deyiladi. Spektr chiziqlarning dublet tuzilishini tushuntirishda uchta kvant son — n , ℓ , m , yetarli bo'lmaydi. Buning uchun yana to'rtinchi kvant sonni kiritish talab qilinadi. Bunday holni tushuntirishda A.X. Kompton 1921-yilda elektron pildiroqqa o'xshash zarra bo'lishi kerak, deb faraz qildi. 1925-yilda Leyden universiteti bitiruvchilari Gaudsmit va Ulenbeklar elektron o'z xususiy o'qi atrofida aylanma harakat qiladi, deb faraz qilib, spektral chiziqlarning ajralishini nazariy jihatdan tushuntirdilar. Gaudsmit va Ulenbekning bunday gipotezasiga asosan o'z xususiy o'qi atrofida aylanma harakat qilayotgan elektron xususiy mexanik impuls momenti L_s ga va unga tegishli bo'lgan xususiy magnit momenti μ_s ga ega bo'lishi kerak.

Spin. Elektronning xususiy mexanik impuls momenti L , *spin momenti* (yoki spin) deyiladi. Spin vektor kattalik bo'lib, dekart koordinatalar sistemasida koordinata o'qlariga S_x , S_y , S_z proeksiyalariga ega. Elektronning yadroga nisbatan impuls momentini Yerning Quyosh atrofida aylanishidagi impuls momentiga, xususiy mexanik momentini (spinni) esa, Yerning o'z o'qi atrofida aylanishidagi impuls momentiga taqqoslash mumkin. 1928-yilda Dirak elektronning relyativistik kvant nazariyasini yaratdi, bu nazariyadan spin xususiyatlari kelib chiqadi.

Elektronning o'z xususiy o'qi atrofida aylanishini hisobga olishda yana bir kvant sonni kiritish kerak bo'ladi. Dirakning relyativistik kvant nazariyasiga asosan bu kvant son — *spin kvant soni* — s dir.

Spin kvant sonining mavjudligi atomning nozik strukturasi o'rganishda tajribada aniqlangan.

Xususiy mexanik impuls momenti L_s quyidagi formula orqali kvantlangan:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}. \quad (6.65)$$

Bu formulaga kirgan spin kvant soni s faqat $s=1/2$ ga teng bo'lgan bitta qiymat qabul qiladi. U vaqtda L_s ning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymati:

$$L_s = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (6.66)$$

bunda s – spin kvant soni deyiladi, lekin u odatda boshqa kvant sonlar qatorida foydalanilmaydi, chunki faqat bitta ($s=1/2$) qiymatga ega va holatlar orasiga farq kiritmaydi. Xususiy mexanik

moment ham faqat bitta ($L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$) qiymatga ega bo'ladi va

elektronning massasi, zaryadi kabi fundamental xarakteristikasi hisoblanadi. Xususiy mexanik moment L_s ning tanlangan yo'nalishga, masalan z o'qi yo'nalishiga proyeksiyasi L_z ham kvantlangan bo'lib, quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$L_z = m_s \hbar, \quad (6.67)$$

bunda m_s – spin magnit kvant soni deyiladi $m_s = \pm 1/2$ qiymatlarini qabul qilishi mumkin. $m_s = 1/2$ bo'lganda «spin yuqoriga» (\uparrow) va $m_s = -1/2$ bo'lganda «spin pastga» (\downarrow) ko'rinishda belgilanadi.

$m_s = \pm \frac{1}{2}$ bo'lganligidan xususiy mexanik moment L_s ning

z o'qi yo'nalishiga proyeksiyasi quyidagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$L_z = \pm \frac{1}{2} \hbar, \quad (6.68)$$

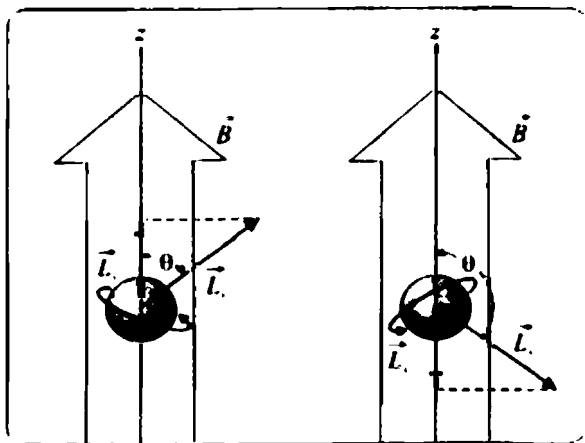
6.2-jadvalda kvant sonlarining qiymatlari keltirilgan.

Kvant sonlari	Qiymatlari	Mumkin bo'lgan qiymatlar soni
n – bosh kvant son	1,2,3,4,...	Istalgan son
ℓ – orbital kvant son	0,1,2,3,..., $n-1$	n
m_ℓ – orbital magnit kvant son	0, $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots, \pm \ell$	$2\ell + 1$
s – spin kvant son	$1/2$	1
m_s – spin magnit kvant son	$\ell, \pm 1/2$	$2s + 1 = 2$

Spin kvant son – s doim $1/2$ ga teng bo'lgani uchun tizimning holati n, ℓ, m_ℓ, m_s kvant sonlari orqali to'liq ravishda aniqlanishi mumkin.

ℓ ning har bir qiymati uchun m_ℓ ning $2\ell + 1$ qiymatlari mavjud. s ning qiymati uchun esa m_s ning $2s + 1 = 2$ qiymati mavjud.

Spin momentining berilgan yo'nalishga faqat ikkita mumkin bo'lgan oriyentatsiyasi bo'lishi mumkin. Bu ikki oriyentatsiyaning mumkin bo'lgan holatlari («yuqoriga», «pastga») 6.8-rasmda tasvirlangan. Yuqorida qaralgan kvantlanish spin momentining fazoviy kvantlanishi deb qaraladi.



6.8-rasm

6.7-§. Shtern va Gerlax tajribalari

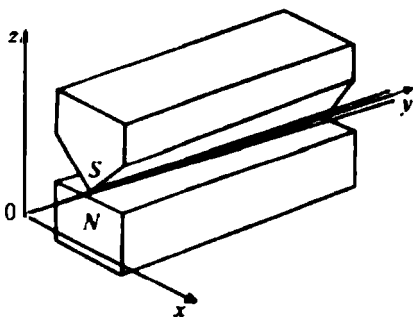
1921-yilda O. Shtern atom magnit momentini tajribada o'lchash g'oyasini taklif qildi. Bu taklif 1922-yilda V. Gerlax bilan birgalikda tajribada amalga oshirildi. Shtern va Gerlax tajribasida magnit maydonida vodorod atomlari dastalarining ajralishi, ya'ni atom energetik sathlarining ajralishi birinchi marta kuzatildi. Bu tajribada vodorodning neytral atomlari dastasi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tkaziladi. Bir jinsli bo'lmagan maydonda atomlarga maydon tomonidan

$$F = -grad \quad u = grad(\mu H) \quad (6.69)$$

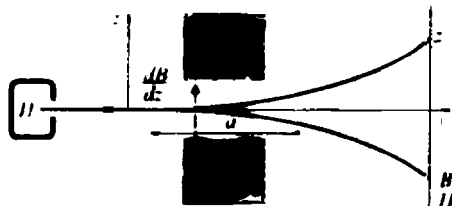
kuch ta'sir qiladi. Bunda μ – atomning magnit momenti, H – magnit maydon kuchlanganligi. (6.69) formulada ifodalangan kuch magnit maydonida atomlar dastasini alohida komponentalarga ajratadi. Tajriba qurilmasi 6.9 va 6.10-rasmlarda keltirilgan.

Vakuumba joylashtirilgan S va N magnit qutblari uchlari orasida bir jinsli bo'lmagan magnit maydon hosil qilinadi. Kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydon *pichoq* shaklidagi S qutbi yaqinida bo'ladi. Pechda bug'lantirib hosil qilingan vodorod atomlari dastasi hosil qilingan bir jinsli bo'lmagan maydonda y o'qi bo'ylab yo'naltiriladi. Magnit maydonda atomlar dastasining z o'qi bo'ylab ajralishi kuzatiladi. Bu ajralishni Π ekranda kuzatish mumkin (6.10-rasm). z o'qi bo'yicha atomlar dastasiga ta'sir etuvchi kuch:

$$F_z = \mu_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (6.70)$$



6.9-rasm



6.10-rasm

S qutbi *pichoq* shakli ostidagi yz tekisligida faqat H_z tashkil etuvchigina noldan farq qiladi: H_z *pichoq* shaklidagi S magnit qutbiga yaqinlanishda tez ortib boradi. (6.70) ifodadagi boshqa hadlar atomlar dastasining $x=0$ tekislikdan siljishidagina paydo bo'ladi. Shunday qilib, atomlar dastasiga ta'sir etuvchi asosiy kuch:

$$F_z = \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (6.71)$$

F_z kuchning kattaligi μ_z ga bog'liq. F_z kuch ta'sirida bunday magnit maydonidan o'tgan atomlar dastasi *pichoq* yaqinida alohida komponentalarga ajraladi. Ajralgan komponentalar soni atom magnit momentining mumkin bo'lgan proyeksiyalari soniga teng bo'lishi kerak.

Shtern va Gerlax tajribalarida vodorod atomlarining dastasi ikkita komponentalarga ajraladi. Bu esa atomlar dastasining ajralishiga sabab bo'lgan atomning magnit momenti magnit maydon yo'nalishida ikkita proyeksiyaga ega bo'lishini ko'rsatadi. Bu proyeksiyalarga tegishli bo'lgan kvant soni m_s bilan belgilanadi va m_s faqat ikkita qiymatni qabul qilishi aniqlandi. Shtern va Gerlax tajribalarida atomning magnit momenti proyeksiyasi m_s ning kvantlanishi ko'rsatildi.

Shtern va Gerlax $F_z = \frac{\partial H_z}{\partial z}$ kattalik qiymatini va atomlar dastasining nechta komponentaga ajralishini bilgan holda elektronning xususiy aylanishiga tegishli bo'lgan spin magnit momenti μ_s ning magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasining kattaligini hisobladi. Bu proyeksiya kattaligi bir Bor magnetoniga teng bo'lib chiqdi. Bu kutilmagan natija giromagnit nisbatni aniqlashga olib keladi (elektronning spin magnit momenti va mexanik momenti proyeksiyalarining nisbati). Aniqlangan giromagnit nisbat orbital mexanik va magnit momentlarni bog'lovchi giromagnit nisbatdan ikki marta kattadir, ya'ni:

$$\frac{\mu_{sz}}{L_{sz}} = -2 \frac{e}{2m},$$

$$\mu_{sz} = -2 \frac{e}{2m} L_{sz} = -2 \frac{e\hbar}{2m} m_s = \pm 1 M_B. \quad (6.72)$$

Elektronning spin magnet momentining moduli quyidagicha aniqlanadi:

$$|\mu_s| = 2 \frac{e}{2m} |L_s| = 2 \frac{eh}{2m} \sqrt{S(S+1)} = \sqrt{3} M_B. \quad (6.73)$$

Lekin odatda elektronning spin magnet momenti bir Bor magnetoniga teng deb yuritiladi. Bunday deyilishining sababi magnet moment o'lchanganda, doim uning o'zi emas, balki proyeksiyasi o'lchanadi, bu esa 1 Bor magnetoniga teng, ya'ni $1 \mu_B$.

Shtern va Gerlax tajribalari natijalarini miqdoriy tahlil qilish 1925-yilda elektron spinining ochilishiga olib keldi. Spin magnet momentining proyeksiyalari (h birliklarda) soni $2S+1$ ifoda orqali hisoblanadi. Shtern va Gerlax tajribasida $2S+1=2$ ekanligi aniqlandi, bundan esa elektron spini $S=1/2$ ekanligi kelib chiqadi. Keyinchalik Shtern va Gerlax tajribasi mis, oltin va boshqa atomlar bilan o'tkazildi. Bunda ham vodorod atomi bilan o'tkazilgandagi natijalar hosil qilindi. Shunday qilib, Shtern va Gerlax atomda magnet momentining mavjudligini tajribada ko'rsatdilar.

6.8-§. Elektronning to'liq mexanik va magnet momentlari

Elektronning to'liq mexanik momenti. Elektron atom yadrosi atrofida orbita bo'ylab harakatlanishi tufayli orbital impuls momenti L_t ga ega bo'ladi. Elektron o'zining xususiy o'qi atrofida aylanishi sababli xususiy impuls momenti L_s (spin momenti)ga ega bo'ladi. Elektronning to'liq mexanik momenti elektronning orbital va spin momentlarining yig'indisiga teng:

$$I_j = L_t + L_s, \quad (6.74)$$

bunda I_j – elektronning to'liq mexanik momenti, L_t – elektronning orbital mexanik momenti, L_s – elektronning xususiy mexanik momenti, ya'ni spin momenti. Orbital va xususiy mexanik momentlarining moduli quyidagi ko'rinishdagi formulalar orqali kvantlanadi:

$$|L_t| = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad \text{va} \quad |L_s| = \hbar \sqrt{s(s+1)}. \quad (6.75)$$

Elektronning to'liq mexanik momenti moduli ham kvantlangan ya'ni:

$$|I_j| = \hbar\sqrt{j(j+1)}, \quad (6.76)$$

j – to'liq moment kvant soni. j ni aniqlaylik. L_x va L_y vektorlarining z o'qiga mumkin bo'lgan proyeksiyalari quyidagicha aniqlanadi:

$$L_{xz} = \hbar m_x, \quad (m_x = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell), \quad (6.77)$$

$$L_{yz} = \hbar m_y, \quad (m_y = \pm 1/2), \quad (6.78)$$

u vaqtda (6.74) ifodaga asosan:

$$I_{xz} = L_{xz} + L_{yz}. \quad (6.79)$$

To'liq mexanik impuls momentining tanlangan yo'nalishiga proyeksiyasi ham kvantlangan, masalan z o'qi yunalishiga proyeksiyasi

$$I_{xz} = \hbar m_j, \quad (6.80)$$

bunda $m_j = \pm j, \pm(j-1), \pm(j-2), \dots$ (hammasi bo'lib, $2j+1$) qiymat oladi, ya'ni j ning berilgan qiymatida $2j+1$ holatlar bo'lishi mumkin. j to'liq moment kvant soni, m_j elektronning to'liq magnit moment kvant soni.

To'liq mexanik moment kvant soni j quyidagi formulalar orqali aniqlanadigan qiymatlarni qabul qiladi:

$$j = \ell + s \quad \text{va} \quad j = \ell - s.$$

Bu formulalarda «+» ishora elektron spin momenti s ning orbital momenti yo'nalishida, «-» ishora esa ℓ ga qarama-qarshi yo'nalishida oriyentirlanishini ko'rsatadi. Elektron uchun spin $s = 1/2$ bo'lganligidan:

$$j = \ell + 1/2 \quad \text{va} \quad j = \ell - 1/2.$$

Elektronning to'liq magnit momenti. Elektronning to'liq magnit momenti elektronning orbital magnit momenti (μ_l) va spin magnit momenti (μ_s) vektorlarining yig'indisiga teng:

$$\mu_j = \mu_l + \mu_s. \quad (6.81)$$

Bu formulada μ_j – elektronning to'liq magnit momenti, μ_l –

elektronning orbital magnit momenti, μ_s – elektronning spin magnit momenti. μ_l va μ_s lar quyidagi formulalar orqali aniqlanadi:

$$\mu_l = -\frac{e}{2m} L_l,$$

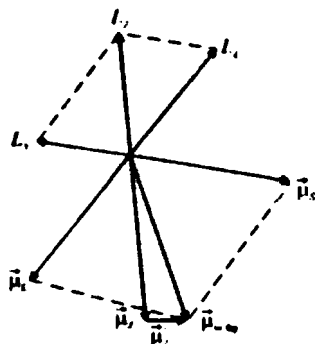
$$\mu_s = -\frac{e}{m} L_s. \quad (6.81a)$$

Elektronning spin magnit momenti giromagnit nisbati, uning orbital magnit momenti giromagnit nisbatidan ikki marta kattadir. Shuning uchun elektronning to'liq magnit momenti vektori to'liq mexanik momenti vektoriga kollinearen emas.

Atomning to'liq magnit momenti. Atomning to'liq magnit momenti ($\mu_{\text{to'liq}}$) uning to'liq orbital magnit momenti (μ_l) va to'liq spin magnit momenti (μ_s) larning vektor yig'indisiga teng (6.11-rasm):

$$\mu_{\text{to'liq}} = \mu_l + \mu_s. \quad (6.81b)$$

(6.81a) formulalardan spin momenti uchun giromagnit nisbat magnit momenti uchun bo'lgan giromagnit nisbatan ikki marta katta ekanligi ko'rinadi. Shuning uchun elektronning to'liq magnit momenti, uning to'liq mexanik momenti bilan bir to'g'ri chiziqda yotmaydi (6.11-rasm). Elektronning magnit momentlarini qo'shishni qarab chiqaylik. Bunda atomning vektor modelidan foydalaniladi. Izolyatsiyalangan atomda yoki izolyatsiyalangan mexanik tizimda to'liq mexanik moment doimiydir. Bundan esa to'liq mexanik moment (L) fazoda o'z yo'nalishini saqlashi kelib chiqadi. 6.11-rasmda orbital mexanik moment (L_s), xususiy mexanik moment (L_l), to'liq mexanik moment (L) vektorlari yo'nalishlari tasvirlangan. Bu vektorlarning uzunliklari birligi sifatida Plank doimiyligi \hbar olingan. Rasmda orbital magnit momenti (μ_l), spin magnit momenti (μ_s) momentlari yo'nalishlari ham ko'rsatilgan. Bu vektorlarning uzunliklari



6.11-rasm

birligi sifatida Bor magnetoni olingan. Vektorlar uzunliklari birliklarining bunday tanlanishida (μ_1) vektorining uzunligi L_L vektori uzunligi L_S vektorining uzunligidan ikki marta uzunroq. Shuning uchun yig'indi magnit momenti vektori (μ_{ykr}) to'liq mexanik moment (I)ga parallel bo'lmaydi. Atomning markaziy elektr maydonida (I) vektori o'z kattaligini va yo'nalishini saqlaydi. L_S va L_L vektorlari esa magnit o'zaro ta'sir mavjudligi tufayli o'z yo'nalishlarini saqlamaydi. Shu bilan birga (L_S)ning absolyut qiymati o'zgar olmaydi ($s=1/2$); L_L vektorining ham absolyut qiymati saqlanadi. Bunday holda to'liq orbital moment vektori (L_L) va to'liq spin momenti (L_S) vektorlari esa to'liq mexanik moment (L_J) yo'nalishi atrofida precession harakat qiladi. Natijada to'liq orbital magnit (μ_L) va to'liq spin magnit moment (μ_S)lari vektorlari ham yig'indi mexanik moment yo'nalishi atrofida precession harakat qilishi kelib chiqadi, ular bilan esa atomning to'liq magnit momenti ham precession harakat qiladi. U vaqtda atomning to'liq magnit momenti 6.11-rasmdan quyidagicha aniqlanadi:

$$\mu_{m'liq} = \mu_J + \mu_1, \quad (6.82)$$

(6.82) formulada μ_1 — atomning to'liq magnit momentining tashkil etuvchisi bo'lib, to'liq mexanik momentga paralleldir; μ_1 — atom to'liq magnit momentining tashkil etuvchisi bo'lib, to'liq mexanik moment yo'nalishiga perpendikulyardir. Precession harakat tez vaqt oralig'ida yuzaga keladi. Shuning uchun atomning to'liq magnit momentiga bog'liq bo'lgan hodisalarda atom magnit momentini precessiyaning ko'p sondagi davrlari bo'yicha o'rtachalashga to'g'ri keladi. Atomning to'liq magnit momentining perpendikulyar tashkil etuvchisining o'rtacha qiymati nolga barobar. Shuning uchun atomning to'liq magnit momentining o'rtacha qiymati deb (μ_J) kattalikka aytiladi, ya'ni to'liq magnit momentning to'liq mexanik moment yo'nalishidagi tashkil etuvchisi (μ_J) olinadi. Demak, atomning to'liq magnit momenti deyilganda (μ_J) kattalik tushuniladi va unga atomning to'liq magnit momenti deyiladi. Elektronning to'liq mexanik momenti J va μ_J lar bir-biriga parallel bo'lgani uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\mu_J = -gM_B J,$$

Bu formulada proporsionallik koeffitsienti g – Lande faktori deyiladi. μ_J – atomning to‘liq magnit momenti, M_B – Bor magnetoni, J – atomning to‘liq mexanik momenti.

Lande ko‘paytuvchisi. Atomning to‘liq magnit momentini 6.11-rasmda keltirilgan sxema bo‘yicha momentlarni qo‘shish orqali aniqlash mumkin.

Rasmdan:

$$\mu_J = \mu_L \cos(L_L, L_J) + \mu_S(L_S, L_J), \quad (6.83)$$

$$L_J = L_L + L_S \quad (6.84)$$

(6.84) ifodadan:

$$L_L = L_J - L_S$$

$$L_S = L_J - L_L$$

Bu tengliklarni kvadratga ko‘tarib, tegishli vektorlar orasidagi burchak kosinuslari uchun quyidagi formula hosil qilinadi:

$$\cos(L_L, L_J) = \frac{(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)} \cdot \sqrt{L(L+1)}}, \quad (6.85)$$

$$\cos(L_S, L_J) = \frac{(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)} \cdot \sqrt{S(S+1)}}. \quad (6.86)$$

L_J^2, L_L^2, L_S^2 kattaliklarni aniqlashda quyidagi formulalardan foydalanildi:

$$|L_J| = L_J = \hbar\sqrt{J(J+1)},$$

J – atomning to‘liq momenti kvant soni bo‘lib, quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$(J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|),$$

$$|L_L| = L_L = \hbar\sqrt{L(L+1)},$$

L – atomning orbital momenti kvant soni bo‘lib, quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$(L = l + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|),$$

$$|L_S| = L_S = \hbar\sqrt{S(S+1)},$$

S – atomning spin moment kvant soni bo‘lib, quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$S = \begin{cases} \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, 0 & (N - \text{juft bo'lganda}) \\ \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, \frac{1}{2} & (N - \text{toq bo'lganda}) \end{cases}$$

hamda

$$\mu_L = M_B \sqrt{L(L+1)},$$

$$\mu_S = 2M_B \sqrt{S(S+1)},$$

($M_B = e\hbar/2m_e$ – Bor magnetoni, $M_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{A} \cdot \text{m}^2$)

formulalarni hisobga olgan holda (6.85) va (6.86) formulalarga asosan (6.83) formulani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\mu_J = M_B \left[\frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} + 2 \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} \right] = M_B g_J \sqrt{J(J+1)}$$

bu formulada

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (6.87)$$

(6.87) formula Lande ko‘paytuvchisi deyiladi. Bu formuladan ko‘rinadiki, Lande ko‘paytuvchisi (g_J) – atomning to‘liq magnit va mexanik momentlari uchun giromagnit nisbatni ifodalaydi. Bu esa Lande ko‘paytuvchisining fizik ma‘nosidir. Agar atomning to‘liq spin momenti nolga teng bo‘lsa, atomning to‘liq momenti, uning orbital momenti bilan aniqlanadi, u vaqtda $S=0$, va $J=L$ bo‘ladi. Bunday holda (6.87) formulada $g_J = g_L = 1$ bo‘ladi, orbital moment uchun giromagnit nisbat ham shunday bo‘ladi. Agar atomning to‘liq orbital momenti nolga teng bo‘lsa, u vaqtda atomning to‘liq momenti faqat spin momenti bilan aniqlanadi, ya‘ni $L=0$, $J=S$ bo‘ladi. Bunday holda (6.90) formulada $g_J = g_S = 2$ bo‘ladi.

Atom holatlarining klassifikatsiyasi atomning to'liq spin moment kvant soni S , to'liq orbital moment kvant soni L va to'liq moment kvant soni J bilan aniqlanadi. Atomning to'liq momenti atomning orbital holatini ifodalaydigan harfning o'ng tomoniga pastiga yoziladi. Masalan, $S_{1/2}$ yozuvdan $L=0$, $J=1/2$ ekanligini, $D_{3/2}$ yozuvdan $L=2$, $J=3/2$ ekanligini tushunish mumkin. Atomning to'liq spini term multipletligi $2S+1$ bilan xarakterlanadi. $2S+1$ soni atom orbital holatini ifodalaydigan harfning chap tomoniga yuqoriga yoziladi. Masalan, ${}^2S_{1/2}$ yozuvda $L=0$, $J=1/2$, $S=1/2$ ekanligini, ${}^2D_{3/2}$ yozuvda $L=2$, $J=3/2$, $S=1/2$ ekanligini tushunish mumkin.

6.9-§. Atomning vektor modeli

Atomning to'liq mexanik va magnit momentlari elektron qobiqlarni hosil qiluvchi elektronlar mexanik va magnit momentlarining hamda spin va spin magnit momentlarining yig'indisidan iborat. Lekin atomning to'liq mexanik va magnit momenti vektori alohida qo'shiluvchilarni qo'shish usuliga va qo'shish ketma-ketligiga bog'liq bo'ladi. Fazoviy kvantlashni hisobga olgan holda impuls momentlarini qo'shishning umumiy usulini ko'rib chiqamiz:

Impuls momentlarini umumiy holda qo'shish. Impuls momentlarini qo'shish qoidasini quyidagi mulohazalar yordamida hosil qilish mumkin.

L_{ℓ_1} va L_{ℓ_2} ikkita orbital momentlar bo'lsin. Ularning modullari ℓ_1 va ℓ_2 kvant sonlar bilan aniqlanadi. Ya'ni:

$$L_{\ell_1} = \hbar\sqrt{\ell_1(\ell_1 + 1)} \quad \text{va} \quad L_{\ell_2} = \hbar\sqrt{\ell_2(\ell_2 + 1)}, \quad (6.88)$$

Momentlar yig'indisi moduli

$$L_{\ell} = L_{\ell_1} + L_{\ell_2}. \quad (6.89)$$

Fazoviy kvantlash hisobga olinsa, quyidagicha aniqlanadi:

$$|L_{\ell}| = L_{\ell} = \hbar\sqrt{L(L + 1)}, \quad (6.90)$$

bunda kvant soni L quyidagi qiymatlardan birini qabul qilishi mumkin:

$$L = \ell_1 + \ell_2, \ell_1 + \ell_2 - 1, \dots, |\ell_1 - \ell_2|, \quad (6.91)$$

Ikki momentni qo'shish usullarining soni L ning (6.91)da ifodalangan mumkin bo'lgan qiymatlarga teng. $\ell_1 > \ell_2$ bo'lgan holda (6.91) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$L = \ell_1 + \ell_2, \ell_1 + \ell_2 - 1, \dots, \ell_1 - \ell_2. \quad (6.92)$$

Sonlarning bu ketma-ketligida nolgacha $1, 2, \dots, \ell_1 - \ell_2 - 1$ sonlari yetishmaydi. Shuning uchun bu ketma-ketlikda hadlar soni quyidagicha bo'ladi:

$$(\ell_1 + \ell_2) - (\ell_1 - \ell_2 - 1) = 2\ell_2 + 1. \quad (6.93)$$

Xuddi shunday $\ell_2 > \ell_1$ bo'lgan holatda o'zaro oriyentatsiyaning turli usullari soni $2\ell_1 \pm 1$ ifodaga teng bo'ladi. Shuning uchun orbital kvant sonlari ℓ_1 va ℓ_2 bo'lgan mexanik momentlarni qo'shish usullarining soni fazoviy kvantlashni hisobga olgan holda quyidagi formula yordamida ifodalanadi:

$$N_{\ell_1, \ell_2} = 2 \min(\ell_1, \ell_2) + 1. \quad (6.94)$$

To'liq moment I_L ning tanlangan yo'nalishga proyeksiyasi, masalan, z o'qiga bo'lgan proyeksiyasi

$$I_{Lz} = \hbar m_L, (m_L = -L, -L+1, \dots, L-1, L) \quad (6.95)$$

formula bilan aniqlanadi. m_L — orbital magnit kvant soni. To'liq moment I_L ning tanlangan yo'nalishga nisbatan turli oriyentatsiyalarining to'liq soni $2L+1$ formula bilan aniqlanadi.

Ko'p sondagi momentlarni qo'shish qoidasini yuqorida keltirilgan ikki momentni qo'shish qoidasini ketma-ket qo'llash orqali hosil qilish mumkin.

Spin magnit momentlarini qo'shish qoidasi. Bu qoida ham yuqorida bayon qilingan qoida singaridir. Spin vektorlari L_{S_i} ($i=1, 2, \dots, N$) bo'lgan N elektron bo'lsin. Hamma elektronlarning to'liq spin momentlari L_S alohida elektronlar spinlari vektorlarining yig'indisiga teng

$$L_S = \sum_{i=1}^N L_{S_i}, \quad (6.96)$$

L_S — vektorning moduli

$$|L_S| = L_S = \hbar\sqrt{S(S+1)}, \quad (6.97)$$

To'liq spin S ning kvant soni quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$S = \begin{cases} 1/2N, 1/2N-1, \dots, 0, & (N\text{-juft bo'lganda}) \\ 1/2N, 1/2N-1, \dots, 1/2, & (N\text{-toq bo'lganda}) \end{cases} \quad (6.98)$$

Bu qoida (6.91) formulada ifodalangan qo'shish qoidasining tatbig'idan hosil bo'ladi. Bunda

$$1/2N = \frac{1/2 + 1/2 + \dots + 1/2}{N}, \quad (6.99)$$

elektronlarning to'liq spinining z o'qiga mumkin bo'lgan proyeksiyalari quyidagicha ifodalanadi:

$$L_{Sz} = \hbar m_s, \quad (m_s = -S - S + 1, \dots, S), \quad (6.100)$$

Ya'ni to'liq spinning mumkin bo'lgan oriyentatsiyalari soni $2S+1$ ifodaga teng.

6.10-§. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi

Spin-orbital o'zaro ta'sir va uning energiyasi. Atom elektroni va yadrosi orasidagi o'zaro ta'sir elektrostatik o'zaro ta'sirdir. Lekin elektron atom yadrosiga nisbatan harakat qiladi, bunda elektron spini va yadro zaryadiga bog'liq bo'lgan qo'shimcha o'zaro ta'sir paydo bo'ladi. Bunday o'zaro ta'sirga spin-orbital o'zaro ta'sir deb aytiladi.

Elektron orbital va spin mexanik momentlarga ega bo'lar ekan, ularga tegishli bo'lgan orbital magnit va spin magnit momentlarga ham ega bo'ladi. Elektronning spin magnit momenti μ_s va orbital magnit momenti μ_l larning o'zaro ta'siriga *spin-orbital o'zaro ta'sir* deyiladi. Spin-orbital o'zaro ta'sirning mavjudligini Borning yarim klassik nazariyasidagi tasavvurlardan ham ko'rish mumkin. Atomning oddiy modeli vodorod atomi hisoblanadi, bunda elektron doiraviy orbitada aylanadi. Bunda shunday sanoq sistemasiga o'tish mumkinki, bu sanoq sistemasida elektron tinch holatda bo'ladi,

ya'ni tizim o'zi elektron bilan birga harakatlanadi. Bu sanoq tizimda yadro harakatlanadi va kuchlanganligi H bo'lgan magnit maydonini hosil qiladi. Magnit maydoni tizimda tinch holatda bo'lgan elektronning spin magnit momenti m_s ga ta'sir qiladi. Proton (yadro) va elektron zaryadi son jihatidan teng bo'lib, ishorasi qarama-qarshi. Harakatlanayotgan sanoq sistemasida harakat qilayotgan yadro elektron turgan joyda magnit maydonini hosil qiladi, tinch turgan sanoq sistemasida aylanayotgan elektron yadro turgan joyda magnit maydonini hosil qiladi. Shuning uchun spin-orbital o'zaro ta'sirni spin magnit momenti (μ_s) va orbital magnit momenti (μ_l) orasidagi o'zaro ta'sir deb qarash mumkin. Elektronning spin magnit momenti m_s orbital magnit maydoni bo'ylab yoki unga qarama-qarshi orientirlanishi mumkin. Birinchi holda elektron va yadroning o'zaro ta'sir potensial energiyasi kamayadi, ikkinchi holda esa ko'payadi. Shuning uchun spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida atomning har bir energetik sathi ikkita sathchalarga ajraladi. Lekin faqat atom s holatda bo'lganda energetik sathlar ajralmaydi, s holatda atom orbital magnit momenti-ga ega bo'lmaydi, bunda spin-orbital o'zaro ta'sir yo'qoladi. Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sathlarning ajralishiga *sathning nozik strukturasi* deyiladi. Energetik sathning ajralgan sathchalari *to'plamiga multipletlik* deb ataladi. Multipletdagi ajralgan sathchalar soniga multipletni tashkil qilgan sathchalar soniga bog'liq ravishda dublet, triplet, kvartet, kvintetlar deyiladi. Oddiy sathlar sathchalarga ajralmaydi, bunday sathlar singlet deyiladi.

Shunday qilib, bir valent elektroni bo'lgan atom yoki ionlarda spin-orbital o'zaro ta'sir s singlet sathdan tashqari barcha energetik sathlarning dublet xarakterga ega bo'lishiga olib keladi. Faqatgina s sath ajralmaydi, s sath singlet bo'lib qoladi. Masalan, $4^2d_{3/2}$ sath «to'rt, dublet $d_{3/2}$ » deb aytiladi, ya'ni $n=4$ bo'lgan sathdagi $d_{3/2}$ holat ikkiga ajraladi. Multipletlik $N=2S+1$ formula orqali aniqlanadi. Bu formula multipletdagi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'lgan sathchalar sonini bildiradi.

Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida paydo bo'ladigan qo'shimcha potensial energiya kattaligini hisoblash mumkin. Buning uchun asosiy holatdagi vodorod atomini ko'rib chiqamiz. Spin-orbital o'zaro ta'sir mexanizmidan foydalanamiz. Elektron bilan birgalikda

harakatlanayotgan sanoq sistemasini olamiz. 9 tezlik bilan harakatlana-yotgan protonning elektron topilishi mumkin bo'lgan joyda hosil bo'lgan magnit maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalaniladi:

$$H = e[J \ r]/cr^3, \quad H = e[9 \ r]/cr^3, \quad (6.101)$$

bunda r – elektronning protonga nisbatan radius vektori. Absolyut qiymati jihatidan H :

$$H = \frac{\alpha e}{r^2}, \quad (6.102)$$

bunda $\alpha=9/c, \alpha$ – o'lchamsiz doimiylik bo'lib, *nozik struktura doimiysi* deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (6.103)$$

Kuchlanganligi H bo'lgan magnit maydonda elektron μ H potensial energiyaga ega bo'ladi. μ_x vektori magnit maydon kuchlanganligi H yo'nalishi bo'yicha yoki unga qarama-qarshi yo'nalishi mumkin. Absolyut qiymati jihatidan bu energiya

$$\mu_x H = M_B H, \quad (6.104)$$

ifoda bilan aniqlanadi, M_B – Bor magnetoni

$$M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}. \quad (6.105)$$

(6.104) formuladagi energiya spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida paydo bo'ladigan qo'shimcha potensial energiyadir. Bu potensial energiyani vodorod atomining asosiy holatidagi to'liq energiyasi bilan taqqoslash mumkin. Vodorod atomining energiyasi

$$E_1 = -\frac{\alpha^2 m_e c^2}{2}, \quad (6.106)$$

bu formulada r – birinchi Bor orbitasining radiusi bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}.$$

(6.104) va (6.106) formulalarni taqqoslashdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\frac{M_B H}{E_1} = \alpha^2 = 5,32 \cdot 10^{-4}$$

Nozik struktura doimiysi $\alpha = g/c$ ifodasidan ko'rinadiki, spin-orbital o'zaro ta'sir α ning kvadratiga bog'liq bo'lgan effektdir. Shuning uchun spin-orbital o'zaro ta'sirning nazariyasi relyativistik nazariya bo'lishi kerak. Chunki spin o'zi ham kvant-relyativistik effekt bo'lib, norelyativistik yaqinlashishda hisobga olinmaydi. Massaning tezlikka bog'liqligi ham energetik sathlarning nozik ajralishiga olib keladi. Buni Borning yarim klassik nazariyasi asosida birinchi marta Zommerfeld aniqladi. Energetik sathlarning bunday ajralishini quyidagicha tushuntirish mumkin: Borning norelyativistik nazariyasida elektronning bir xil katta o'qqa ega bo'lgan doiraviy va elliptik orbitalariga bir xil energiya to'g'ri keladi. Massaning tezlikka bog'liqligi hisobga olinganda bunday hol bo'lmaydi. Energiya esa ellips eksentrisitetiga bog'liq bo'la boshladi. Bu esa energetik sathlarning nozik ajralishiga olib keladi.

Shunday qilib, energetik sathlarning nozik strukturasi (sathlarning ajralishi – dublet bo'lishi) spin-orbital o'zaro ta'sir va elektron massasining tezlikka bog'liqligi natijasida hosil bo'ladi. Har ikki holda ham ajralish α parametr bo'yicha ikkinchi tartibli, shuning uchun bu ajralishlar bir vaqtda qaraladi.

Vodorod atomi energetik sathlarining nozik strukturasi. Shredingerning norelyativistik tenglamasi yechimidan vodorod va vodorodsimon atomlar energetik sathi energiyasi ifodasi kelib chiqadi.

Shredingerning norelyativistik tenglamasida elektron spinini hisobga olinmaydi. Massaning tezlikka relyativistik bog'lanishini va elektron spinini hisobga oladigan tenglamani 1928-yilda Dirak taklif qildi. Bu tenglamaning yechimidan vodorodsimon atomlar energetik sathlari energiyasini ifodalovchi formula kelib chiqadi. Bu formula *nozik struktura formulasi* deyiladi. Elektron spinining atom energetik sathlari holatiga qanday ta'sir qilishini ko'raylik.

$\ell \neq 0$ bo'lgan elektronni qaraylik. Elektronning orbital mexanik momenti uning magnit momenti va magnit maydoni H bilan bog'liq. Spinning maydon yo'nalishiga proyeksiyasi ikkita qiymatni olishi

mumkin, ya'ni $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Bu esa spektral chiziq $2S + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$

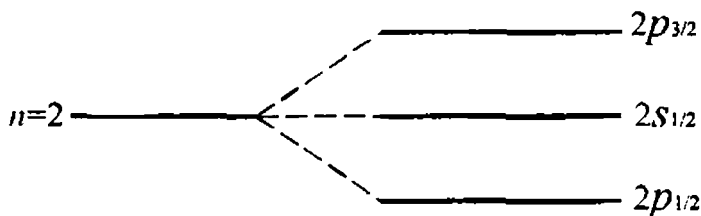
multipletlikka ega ekanligini, ya'ni n , ℓ , m_l kvant sonlari bilan aniqlanadigan holat ikkita holatchalarga ajralishini ko'rsatadi, bittasi

$m_s = +\frac{1}{2}$ va ikkinchisi uchun $m_s = -\frac{1}{2}$. Demak, $\ell \neq 0$ bo'lgan elektron

uchun to'liq momentlari $j_1 = \ell + \frac{1}{2}$ va $j_1 = \ell - \frac{1}{2}$ bo'lgan ikkita

holat bo'lishi mumkin. Bu ikki holatning energiyalari turlichadir, shuning uchun $\ell \neq 0$ bo'lgan energetik sath yolg'iz bo'lmay, balki ikkilangan bo'ladi. Energetik sathning bunday ikkiga ajralishining sababi spin-orbital o'zaro ta'sirdir. Spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi elektronning orbital harakati tufayli hosil bo'ladigan magnit maydon kattaligiga bog'liq. U vaqtda bosh kvant soni bir xil, lekin ℓ va j lar qiymatlari har xil bo'lgan holatlar energiyasi turlicha bo'ladi. Bosh kvant sonning berilgan qiymatida elektronning spin va orbital magnit momentlarining magnit o'zaro ta'siri natijasida energetik sathlarining ajralishiga nozik struktura deyiladi. Bunday ajralish optik spektrlarda yaqqol kuzatiladi. Vodorodsimon atom energetik sathining spin-orbital ajralishi 6.12-rasmda ko'rsatilgan.

$\ell = 0$ bo'lgan S holat ajralmaydi, bunda $m_s = \pm 1/2$ ikkita qiymatda ham holat energiyasi bir xil bo'ladi, chunki bunda orbital magnit maydoni bo'lmaydi. Bir xil orbital kvant soni qiymatiga va turli xil energiya qiymatiga ega bo'lgan, to'liq moment kvant sonni hisobga oladigan holatlarini ko'rsatish uchun ma'lum belgilashlar qabul qilingan. Masalan, $2p_{1/2}$ yozuv elektronning $n=2$, $\ell=1$ va



6.12-rasm

$j = l - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$ holatda bo'lishini ko'rsatadi, yoki $2p_{3/2}$ yozuv

elektronning $n=2$, $l=1$ $j = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$ holatda bo'lishini bildiradi.

Spin-orbital o'zaro ta'sir holatlarning orbital harakat miqdor momenti bo'yicha «ayninishini» yo'qotadi, holatlar faqat to'liq moment proyeksiyasi qiymatlari bo'yicha «aynigan» bo'ladi. To'liq moment kvant soni j bo'lgan sath m_j ning turli qiymatlariga tegishli $2j+1$ ga karrali bo'lgan aynishga ega bo'ladi.

Vodorod va vodorodsimon atomlar nozik strukturasi Dirakning relyativistik to'liqin tenglamasi yordamida hisoblanadi. Dirak tenglamasining yechimidan vodorodsimon atomlar energetik sathlarining energiyasini aniqlaydigan quyidagi formula kelib chiqadi:

$$E = -AZ^2 \frac{1}{n^2} - \frac{\alpha^2 AZ'}{n^3} \left[\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right]. \quad (6.107)$$

Bu formulada $A = \frac{me^4}{2\hbar^2}$; n – bosh kvant son, j – to'liq moment

kvant soni, Z – element atomining zaryadi. Formuladagi birinchi had atom energetik sathining Shredinger tenglamasi yechimidan kelib chiqadigan energiyasi. Ikkinchi had sathlarning nozik ajralishiga olib keladigan qo'shimcha energiyadir. (6.107) formulaga nozik struktura doimiyligining kvadrati α^2 kiradi:

$$\alpha^2 = \left(\frac{e^2}{\hbar A} \right)^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2 \approx \frac{1}{2000}. \quad (6.108)$$

Bu kattalikning kichikligi spin-orbital o'zaro ta'sir tufayli energetik sathlar ajralishining «nozikligi»ni aniqlaydi. (6.107) formuladan ko'rinadiki, ikkinchi had j orqali l ga bog'liq. Bundan esa j ning bir xil va l ning har xil qiymatiga ega holatlari, masalan, $3p_{3/2}$ va $3d_{3/2}$ holatlar energiyalari mos tushishi kelib chiqadi. n va

j lar bir xil va ℓ lari har xil bo'lgan holatlarning energiyalari mos tushishi faqat vodorod va vodorodsimon atomlarda kuzatiladi.

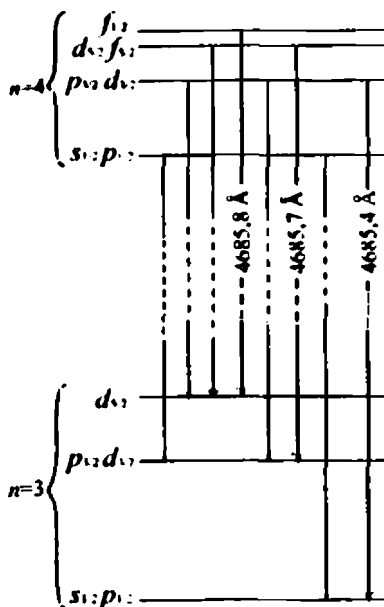
Bunday mos tushishning sababi spin-orbital tuzatmaning va elektron massasining tezlikka relyativistik bog'lanishni hisobga oladigan tuzatmalarning qisman kompensatsiyasidir.

Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrini tajribada tekshirish (6.107) formulaning to'g'ri ekanligini ko'rsatadi. (6.107) formuladan yana shu narsa ko'rinadiki, nozik struktura vodorod atomiga qaraganda vodorodsimon atomda osonroq kuzatiladi. Chunki ikkinchi hadga Z^4 kattalik kiradi. 6.13-rasmda bosh kvant soni $n=3$ va $n=4$ bo'lgan geliy He^+ ioni sathlari nozik strukturasi keltirilgan. Agar nozik struktura bo'lmasa edi, $n=4$ va $n=3$ bo'lgan sathlar orasida to'liq uzunligi $\lambda \approx 4686 \text{ \AA}$ bo'lgan foton chiqadigan bitta o'tishlar kuzatilar edi. Spin-orbital ajralish bo'lganligi tufayli bitta o'tish o'rniga tanlash qoidasi man qilmagan bir necha o'tish hosil bo'ladi.

Vodorod atomi spektrida va boshqa ko'pgina atomlar spektrida o'ta nozik struktura kuzatiladi. O'ta nozik struktura elektronlar magnit momentining yadroning kuchsiz magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'ladi.

Yengil atomlar energetik sathlarining nozik ajralishi kattaligi 10^{-5} eV dan oshmaydi va yadro zaryadining ortishi bilan ortib boradi. Og'ir atomlar uchun bu kattalik eV ning o'ndan bir ulushiga teng bo'lishi mumkin.

6.3-§ da qaralgan n , ℓ , m_ℓ kvant sonlari uchun elektronning mumkin bo'lgan holatlari soni n^2 bilan aniqlanadi:



6.13-rasm

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2. \quad (6.109)$$

Multipletlik $2S+1=2$ bo'lganda mumkin bo'lgan elektron holatlarning to'liq soni $2n^2$ ga teng bo'ladi:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2n^2. \quad (6.110)$$

6.11-§. Spektrlarning multipletligi

Atom termlari. Spektroskopiyada atomning tashqi qobig'idagi elektronlarning (valent) holatlari atomning orbital kvant soni L ning har bir son qiymatiga mos ravishda bosh lotin harflari S, P, D, F, H bilan ko'rsatiladi. Bunda quyidagi sxemadan foydalaniladi:

6.3-jadval

Kvant son L	0	1	2	3	4
Holatlar	S	P	D	F	H

Bu harflarning o'ng tomoni indeksida atomning to'liq moment kvant soni $-J$ va chap tomoni yuqorisiga shu holat multipletligi $2S+1$ yoziladi. Atomning har bir holati uchun yoziladigan bunday belgi atom termlari deyiladi va quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$${}^2S_{1/2}, {}^2P_{3/2}, {}^2P_{1/2}, {}^2D_{5/2}, {}^2D_{3/2}, {}^2F_{7/2}, {}^2F_{5/2}, \dots$$

yoki termni umumiy holda, masalan, P holati uchun ${}^{2S+1}P$, ko'rinishda yozish mumkin.

Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sathlar ajraladi. Lekin atom S holatda bo'lganda ajralish bo'lmaydi, chunki bu holatda atomning orbital magnit momenti bo'lmaydi. Spin-orbital o'zaro ta'sir ham yo'q. Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sathning ajralishidan hosil bo'lgan sathchalar (komponentalar) soni multipletlik deyiladi va $N=2S+1$ formula orqali aniqlanadi. Elektronning spin va orbital momentlarining mumkin bo'lgan o'zaro orientatsiyalari soniga *multipletlik* deb ataladi. Energetik sathlarning ajralishini ajrata olish kuchi yuqori bo'lgan spektroskopik qurilmalar

yordamida kuzatish mumkin. Spekrtda kuzatilgan har bir spektral chiziqning ajralgan komponentalari soni multipletlikni bildiradi. Agar energetik sathlar ajralishidan hosil bo'lgan sathlar soni (yoki har bir spektral chiziqning ajralgan komponentalari soni), ya'ni multipletligi ikkiga teng bo'lsa *dublet*, uchga teng bo'lsa *triplet*, to'rtga teng bo'lsa *kvartet* va hokazo deyiladi. Masalan, natriy atomida $3P \rightarrow 3S$ o'tishda hosil bo'lgan sariq chiziq to'lqin uzunligi 5890Å va 5896Å bo'lgan ikkita chiziqdan iborat (dublet) ekanligi kuzatilgan. Valent elektroni birga teng bo'lgan atom (ishqoriy metallar atomlari) yoki ionlar spektral chiziqlari dublet xarakterga ega. S singlet sathni rasmiy holda bir-birining ustiga tushgan sathlardan iborat bo'lgan dublet holat deb qarash mumkin. Demak, energetik sathlar multipletligi $N=2S+1$ ifoda orqali aniqlanadi. Atomning nurlanish spektral chiziqlarining multipletligi energetik sathlar multipletligidan hosil bo'ladi.

Elektron magnit momentining mumkin bo'lgan proyeksiyasi nechta bo'lsa, har bir energetik sath shuncha komponentaga ajralgan bo'ladi. $2S+1$ multipletlik orqali spin S ni va spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sath ajralishidan hosil bo'lgan komponentalar sonini aniqlash mumkin.

$S \leq L$ bo'lgan holda multipletlik, ya'ni energetik sathning ajralgan komponentalari soni $N=2S+1$ formula orqali aniqlanadi.

$S \geq L$ bo'lgan holda energetik sathning ajralgan komponentalari soni $N=2L+1$ ifoda orqali aniqlanadi. Bunday holda ham $2S+1$ ifoda sath multipletligini aniqlaydi. Masalan, atomning tashqi elektron qobig'ida ikkita elektron bo'lsa, ikki hol bo'lishi mumkin:

1. Elektronlar spinlari qarama-qarshi yo'nalgan, natijaviy spin $S=0$;

2. Elektronlar spinlari parallel yo'nalgan, natijaviy spin $S=1$.

Birinchi holda to'liq moment kvant soni $I=L$; multipletlik $N=2S+1=2 \cdot 0 + 1 = 1$. Bunday holda sathlar singlet sathlar bo'ladi, sath ajralishi bo'lmaydi. U vaqtda L ning turli son qiymatlariga tegishli bo'lgan quyidagi sathlar hosil bo'ladi:

6.4-jadval

$L=J$	0	1	2	3	4	5	6
Sathlar	1S_0	1P_1	1D_2	1F_3	1G_4	1H_5	1J_6

Ikkinchi holda spin kvant soni $S=1$ sath multiplleti $N=2S+1=2\cdot 1+1=3$. Ya'ni, har bir energetik sath uchta sathga (triplet) ajralgan bo'ladi (S – singlet sathdan boshqa sathlar). To'liq moment kvant soni J quyidagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$I=L-1; \quad I=L; \quad I=L+1.$$

Masalan, uglerod atomining asosiy holati 3P_0 yozuvni ko'raylik. Holat P harfi bilan ko'rsatilgani uchun $L=1$, $2S+1=3$ bo'lganidan $S=1$.

To'liq moment kvant soni

$$I=L-1=1-1=0; \quad I=L=1; \quad I=L+1=1+1=2.$$

Demak, $L=1$ bo'lgan P sath to'liq momentlari $I=0, 1, 2$ va energiyalari bir-biriga yaqin bo'lgan uchta ${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2$ sathga ajraladi yoki $L=2$ bo'lgan D sathning to'liq momentlari $J=1, 2, 3$ bo'lgan uchta ${}^3D_1, {}^3D_2, {}^3D_3$ bo'lgan sathlarga ajraladi. Sathlarning bunday ajralishi L va I ning qiymatlariga bog'liq ravishda 6.5-jadvalda keltirilgan.

6.5-jadval

L	0	1	2	3	4
I	0 1	0 1 2	1 2 3	2 3 4	3 4 5
Sath	${}^3S_0, {}^3S_1$	${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2$	${}^3D_1, {}^3D_2, {}^3D_3$	${}^3F_2, {}^3F_3, {}^3F_4$	${}^3G_3, {}^3G_4, {}^3G_5$

L, S, J kvant sonlari atomning elektron qobig'i holatini to'liq xarakterlay olmaydi. To'liq xarakterlash uchun spektroskopiyada atomning elektron konfiguratsiyasi ko'rsatiladi, ya'ni s, p, d, \dots holatlardagi elektronlar soni ko'rsatiladi.

Multipletlik qoidasi: elektronlarining soni juft bo'lgan atom yoki ionlarning termlari toq multipletlikka ega, elektronlarining soni toq bo'lgan atom yoki ionlarning termlari juft multipletlikka ega.

Nazorat savollari

1. Bir elektronli atomlar deb, qanday atomlarga aytiladi va bunday atomlarga qaysi atomlar misol bo'lishi mumkin?
2. Vodorod atomining tuzilishini tushuntiring. Yadro bilan elektron orasidagi o'zaro ta'sir kuchi qanday kuch hisoblanadi?

3. To'g'ri burchakli koordinatalar sistemasidan sferik koordinatalar sistemasiga qanday o'tiladi?
4. Sferik koordinatalar sistemasida Shredingerning statsionar tenglamasi qanday ko'rinishda yoziladi va bunday tenglamaning yechimi qanday bo'ladi?
5. Shredinger tenglamasi qaysi tenglamalarga ajratiladi?
6. Azimutal tenglama de-Broyl to'lqin funksiyasining qaysi holatini ifodalaydi va qaysi koordinataga bog'liq?
7. Qutb koordinatalaridagi tenglama qaysi vaqtdagi de-Broyl to'lqin funksiyasini ifodalaydi va qaysi koordinataga bog'liq?
8. Radial tenglama qaysi masofadagi de-Broyl to'lqin funksiyasini ifodalaydi va u qaysi koordinataga bog'liq?
9. Kvant sonlar qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarni yozing.
10. Qanday vodorodsimon atomlarni hilasiz?
11. Elektronning orbital mexanika va magnit momentlari formulalarini yozing va tushuntiring.
12. Elektronning to'liq magnit momenti qanday aniqlanadi?
13. Elektronning to'liq mexanik momenti formulasi qanday ifodalanadi?
14. Bor magnetoni qaysi kattalikning o'lchov birligi, uning formulasini va son qiymatini yozing.
15. Giromagnit nisbat haqida tushuncha hering.
16. Shtern va Gerlax tajribasida atomlar dastasining ikkiga ajralishi nimani ko'rsatadi?
17. Elektronning xususiy mexanik momentini tushuntiring
18. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasining mohiyati nima?
19. Vodorod atomi energetik sathlarining nozik strukturasi qanday tushunasiz?
20. Dirak tenglamasida qaysi kvant soni hisobga olingan?
21. Atom termlari qaysi ko'rinishda yoziladi?
22. Multipletlikni qanday tushunasiz?
23. Energetik sathning ajralgan komponentalari soni nechta bo'lishi qaysi kattalikka bog'liq?

VII BOB

KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR

7.1-§. Ko'p elektronli atomlar sistemasi

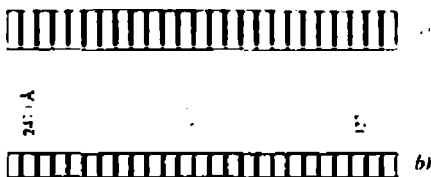
Vodorod va vodorodsimon atomlar elektron qobig'ida atom yadrosi maydonida bitta elektron harakatlanadi. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrini o'rganish mikroolam fizikasining asosiy qonuniyatlarini o'rnatdi. Elektroni birdan ortiq bo'lgan atomlar *ko'p elektronli atomlar* deyiladi. Ko'p elektronli atomlar spektrini o'rganish esa bir qator yangi qonuniyatlarni o'rganishga imkon berdi. Masalan, 1925-yilda Ulenbek va Gaudsmit tomonidan ishqoriy metallar atomlarining nozik strukturasi tushuntirishda elektronning spinga ega ekanligi haqida gipoteza aytili. Terenin va Dobretsovlar tomonidan 1928-yilda ishqoriy metallar atomlari spektrida birinchi marta o'ta nozik struktura kuzatildi, atom yadrolarining magnit va mexanik momentlarga ega ekanligi ko'rsatildi. Ko'p elektronli atomlar spektrlaridagi qonuniyatlarni tahlil qilish asosida 1925-yilda Pauli elektronlar tabiatini boshqaradigan o'z prinsipini (Pauli prinsipi) taklif qildi. Ko'p elektronli atomlar nazariyasi bir atomli elektronlar nazariyasiga qaraganda ancha murakkabdir.

Ko'p elektronli atomlar uchun Shredinger tenglamasini yozganda elektronning atom yadrosi bilan o'zaro ta'siridan tashqari elektronlarning ham o'zaro ta'sirlarini hisobga olish kerak bo'ladi. Bunday differensial tenglama juda murakkabdir. Murakkab atomlarni ifodalovchi tenglamani yechish uchun kvant mexanikasida turli yaqin-lashish usullari qabul qilingan. Ko'p elektronli atomlarda har bir elektron yadro maydoni va qolgan boshqa elektronlar hosil qilgan maydonda harakatlanadi. Bu maydonni markaziy maydon deb hisoblash mumkin. Shuning uchun elektronlarning harakat miqdor momenti saqlanadi va bu elektronlarga vodorodsimon atomlarga to'g'ri keladigan n , ℓ , m_ℓ , m_s kvant sonlari to'g'ri keladi. Bunday mulohazalar, Pauli prinsipini va ko'p elektronli atomlarda

elektron qobiqlari to'ldirilishi tartibi haqidagi ayrim qoidalardan foydalanish, ko'p elektronli atomlar tuzilishini, elementlar davriy sistemasining tuzilishini, atomlarning optik va rentgen nurlanishlarining xususiyatlarini o'rganishga yordam beradi. Murakkab atomlar spektrlari ham murakkab bo'lib, spektral chiziqlar soni juda ko'p bo'ladi. Hatto geliy, litiy atomlari spektrlarida ham juda ko'p sondagi chiziqlar kuzatiladi. Og'ir elementlar atomlari spektrlarida esa chiziqlar soni bir necha o'n minglarga yetadi. 7.1-rasmda:

a) temir atomi spektrining (3700÷4000)Å to'liq uzunlikdagi sohasi keltirilgan;

b) uglerod atom spektrining (2500÷3300)Å to'liq uzunlikdagi sohasi ko'rsatilgan. Bu rasmlarda ko'p sondagi chiziqlardan iborat murakkab spektrni ko'rish mumkin.



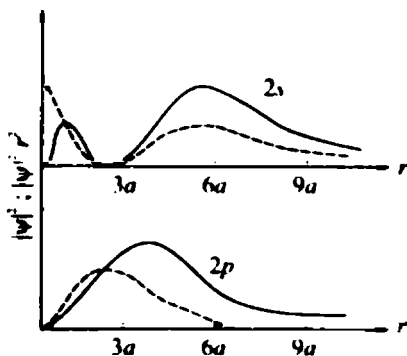
7.1-rasm

Elektroni birdan ortiq bo'lgan barcha atomlar ko'p elektronli atomlarga misol bo'la oladi. Masalan, He, Li, Be, B, C, N, O, F, Ne, Na, Mg, Si, P, S, Cl, Ar, K, ... elementlar atomlari misol bo'ladi.

7.2-§. Ko'p elektronli atomlarda elektron sathlarining tuzilishi

Vodorodsimon atomlarda bir xil bosh kvant soni n ga va turli xil orbital kvant soni ℓ ga ega bo'lgan barcha sathlar bir xil energiya qiymatiga ega bo'ladi. Bu «aynish» tasodifiy bo'lib, uning sababi shuki, vodorodsimon atomlarda elektronlar Kulon maydonida bo'ladi, maydon potentsiali esa $1/r$ qonun bo'yicha kamayadi. Ko'p elektronli atomlarda elektronlar harakatlanadigan maydon deyarli markaziy maydondir va maydon potentsiali $1/r$ qonun bo'yicha o'zgarmaydi. Shuning uchun ko'p elektronli atomlarda harakat miqdor momenti ℓ bo'yicha «aynish» bo'lmaydi. Ko'p elektronli atomlarda esa bir xil bosh kvant soniga va turli xil orbital kvant soniga ega bo'lgan energetik sathlar turlicha energiya qiymatiga ega bo'ladilar. Bir xil n ga turli xil ℓ ga ega bo'lgan elektronlar

to'liq funksiyasini ko'raylik. 7.2-rasmda vodorodsimon atomning $2s$ va $2p$ holati uchun punktir chizig'i bilan to'liq funksiyasi kvadrati $|\psi|^2$ ning uzluksiz chiziq bilan esa elektronning $|\psi|^2 r^2 dr$ shar qatlamida bo'lishining ehtimoliyati zichligi grafigi keltirilgan. Ko'p elektronli atomlarda elektr maydoni potentsiali $1/r$ ga qaraganda tez kamayadi. Chunki elektronni atom markazidan uzoqlashtirganda yadroning elektr maydoni nafaqat Kulon qonuni bo'yicha kamayadi, balki yadroga yaqin bo'lgan elektronlar bilan ekranlanadi.



7.2-rasm

Elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiyasining asosiy qismi r ning kichik qiymatlarida joylashgan to'liq funksiyasi qismi bilan bog'liq. 7.2-rasmdan ko'rindiki s holat elektronlarda to'liq funksiyasining bu qismi p holat elektronlarinikidan katta. Shuning uchun s holat elektronlarining yadro bilan bog'lanishi p holat

elektronlarinikidan kuchlidir. p elektronlarniki esa d elektronlarnikidan kuchli n ning bir xil qiymatlarida ℓ ning qiymati qancha kichik bo'lsa, sathlar shuncha kattaroq chuqurroqda joylashadi.

Masalan, natriy atomida $3s$ sathning energiyasi $5,12$ eV. $3p$ sathning energiyasi esa $3,02$ eV. Atomda elektronlar qancha ko'p bo'lsa, ekranlanish shuncha ko'proq ta'sir qiladi va orbital kvant soni ℓ turlicha bo'lgan sathlarga ajralishi shuncha kuchli bo'ladi. Og'ir atomlarda ℓ lari turlicha bo'lgan sathlarning ajralishi shuncha kuchliki, n ning ma'lum bir qiymatida ℓ li katta sathlar bosh kvant soni $n+1$ bo'lgan s holatdan yuqorida joylashadi. Spin-orbital o'zaro ta'sirning bo'lishi n va ℓ lari bir xil bo'lgan sathlarning qo'shimcha nozik ajralishiga olib keladi. Lekin bunda spin momenti s ning orbital momenti ℓ ga nisbatan oriyentatsiyasi turlicha bo'ladi. $s=1/2$ qaraganda s ning faqat ikkita oriyentatsiyasi bo'lishi mumkin, u vaqtda $\ell \neq 0$ bo'lgan har bir sath dublet (ikkilangan) bo'ladi.

Masalan, $3p$ sathi $3p_{1/2}$ va $3p_{3/2}$ sathchalarining to'plami hisoblanadi. Natriy atomida bu sathchalar orasidagi masofa (energiya farqi) $2 \cdot 10^{-3}$ eV ni tashkil qiladi, bu esa $3s$ va $3p$ sathlar orasidagi

masofadan ancha kichikdir. Lekin spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi atom tartib raqami ortishi bilan Z^2 ravishda ortadi. Shuning uchun og'ir atomlarda spin-orbital ajralishi sathlar holatiga ta'sir qiladi. Vodorodsimon atomlardagi singari ko'p elektronli atomlarda ham tashqi magnit maydoni bo'lmaganda sathlarning to'liq harakat miqdori momenti proyeksiyasi bo'yicha aynishi saqlanadi. Ko'p elektronli atomlar tuzilishini bilish uchun atomdagi hamma elektronlar holatini bilish kerak. Agar biror holatda n, ℓ, j kvant sonlarining berilgan qiymatiga ega bo'lgan bir nechta elektron bo'lsa, bu holatni oddiyroq yozish mumkin. Masalan, geliyning uyg'onmagan holatida har ikki elektron $1s_{1/2}$ holatda bo'ladi. Bu holatni $1s_{1/2}:1s_{1/2}$ yozuv o'rniga $[1s_{1/2}]^2$ yoki $1s^2_{1/2}$ ko'rinishida berish mumkin.

7.3-§. Geliy atomi

Vodorod atomi elektron qobig'ida yadro maydonida bitta elektron harakat qiladi. Shunday ko'p elektronli atomlar borki, ularning tashqi qobig'ida ikkita elektron harakatlanadi. Bunday atomlarga magniy, radiy, berilliy, stronsiy, geliy elementlari atomlari kiradi. Geliy atomi elektron qobig'i ikkita elektrondan iborat. Geliy atomi vodoroddan keyingi oddiy atom hisoblansada, Bor nazariyasi quyidagi sabablarga ko'ra uni tushuntira olmaydi: birinchidan Borning kvant nazariyasi almashish energiyasini hisobga olmaydi. Almashish energiyasi esa ko'p elektronli atomlarda, jumladan, geliy atomida ham muhim ahamiyatga egadir. Ikkinchidan, Bor nazariyasi elektron spinini hisobga olmaydi. Ko'p elektronli atomlarda esa spin bilan bog'liq bo'lgan effektlarni hisobga olmasdan turib, ularning ko'pgina xossalari tushuntirib bo'lmaydi. Geliy atomi spektridagi har bir seriya ikki nusxadan iborat bo'ladi. Birinchi nusxadagi chiziqlar oddiy singlet chiziqlardir, ikkinchi nusxadagi har bir chiziq triplet chiziqlardan iborat bo'ladi, ya'ni har bitta chiziq bir-biriga yaqin joylashgan uchta chiziqdan iborat bo'ladi. Geliy atomida 2 ta elektron $1s$ holatda joylashgan. Atom uyg'ontilganda bu elektronlardan bittasi yoki 2 tasi ham yuqori sathga o'tadi. Yuqori sathga o'tgan elektron spini pastki energetik sathda qolgan elektron spini bilan parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin. Spinlar parallel

yoʻnalgan boʻlsa, natijaviy spin $s=1/2+1/2=1$; antiparallel yoʻnalgan boʻlsa, ularning natijaviy spinini $s=1/2-1/2=0$ boʻladi. Bunda energetik sath multipletligi $2s+1=2\cdot 0+1=1$ boʻladi. Bunday energetik sath ajralmaydi. Bu geliy atomining singlet holatidir. Geliy atomining singlet holatiga parageliy deyiladi. Agar elektronlar spinlari parallel yoʻnalgan boʻlsa, energetik sath multipletligi $2s+1=2\cdot 1+1=3$ boʻladi. Bunda har bir energetik sath uchga ajralgan boʻladi. Bu geliy atomining triplet holati boʻladi. Geliy atomining triplet holatiga ortogeliy deyiladi (7.3-rasm). Elektron oʻtishlar singlet-singlet (ss) yoki triplet-triplet (tt) holatlar orasida boʻlishi mumkin. Bunday oʻtishlarda tanlash qoidasi spin kvant soni boʻyicha bajariladi, yaʼni $\Delta s=0$ boʻlishi kerak. Triplet chiziqlardan iborat bosh seriya chiziqlari spektrning infraqizil sohasida yotadi. Singlet chiziqlar spektrning ultrabinafsha sohasida yotadi. Geliy atomi spektrida eng aniq chiziq D sariq chiziqdir. Geliy elementi shu sariq chiziq orqali 1867-yilda Quyoshda aniqlangan. Bu D_3 sariq chizigʻi triplet boʻlib, ularning toʻlqin uzunliklari 587,59; 587,56 nm. Bunday tashqi qobigʻida 2 ta elektroni boʻlgan atomlar uchun Shredinger tenglamasini yozish mumkin. Potensial maydonda zarraning harakati Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi.

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (7.1)$$

bunda \hat{H} – zarra gamiltonianidir, yaʼni zarraning toʻliq energiyasi impuls va koordinata funksiyasi sifatida ifodalangan:

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hat{E}_n, \quad (7.2)$$

(7.1) tenglama bir elektron uchun mukammalroq holda quyidagi koʻrinishda yoziladi:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - E_n)\psi = 0. \quad (7.3)$$

Geliy atomida ikkita elektron boʻlgani uchun atom sistemasining toʻliq energiyasi quyidagi energiyalar yigʻindisidan iborat boʻladi:

a) har bir elektronning kinetik energiyalaridan:

$$E_{k_1} = \frac{P_1^2}{2m} \quad \text{va} \quad E_{k_2} = \frac{P_2^2}{2m}.$$

b) har bir elektronning potensial energiyalaridan:

$$E_{p_1}(r_1) \text{ va } E_{p_2}(r_2).$$

r_1 va r_2 birinchi hamda ikkinchi elektronning radius-vektorlari.

d) har ikki elektronning o'zaro ta'sir energiyasi

$$E_{p_{12}} = E_{p_{21}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |r_1 - r_2|}, \quad (7.4)$$

r_{12} – elektronlar orasidagi masofa. Ikki elektronli atom sistemasi uchun gamiltonianni quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H} = \frac{P_1^2}{2m} + \frac{P_2^2}{2m} + E_p(r_1) + E_p(r_2) + E_{p_{12}}(|r_1 - r_2|). \quad (7.5)$$

Ikki geliy elektronidan iborat tizim uchun Shredinger tenglamasi

(7.1) ko'rinishda bo'ladi, lekin bu tenglamada \hat{H} (7.5) formula ko'rinishida ifodalanadi. Bunda ψ – to'liq funksiyasi. ψ har ikkala elektronning koordinatalariga bog'liq bo'ladi, ya'ni oltita o'zgaruvchiga bog'liq. Shunday qilib, ikki elektronli tizim uchun $\psi(r_1, r_2)$ to'liq funksiyasini topishda (7.3) tenglamaning o'rniga Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\nabla_1^2 \psi + \nabla_2^2 \psi + \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 [E - E_{p_1}(r_1) - E_{p_2}(r_2) - E_{p_{12}}] \psi = 0. \quad (7.6)$$

Bu tenglamada

$$\nabla_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2}, \quad (7.7)$$

$$\nabla_2^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2}. \quad (7.8)$$

∇_1^2 va ∇_2^2 – birinchi va ikkinchi elektron uchun Laplas operatorlaridir.

(7.5) tenglamada to'liq funksiyasi ψ ning ma'nosi bir elektron uchun yoziladigan to'liq funksiyasining ma'nosi kabi bo'ladi, ya'ni $|\psi(r_1, r_2)|^2$ – radius vektorlari r_1 va r_2 bo'lgan tegishli nuqtalarda birinchi va ikkinchi elektronni topish ehtimoliyatining zichligidir. Endi ikki elektronli atom uchun yozilgan tenglamaning xususiy

qiymatini va xususiy funksiyasini topish lozim. Xususiy funksiyaga qo'yiladigan talablar bir elektronli atomlar uchun xususiy funksiyalarga qo'yilgan talablar kabi bo'ladi.

Ikki elektron orasidagi o'zaro ta'sir va elektronlar spini hisobga olinmaganda, (7.6) tenglamaning xususiy qiymati va xususiy funksiyasini topish ancha murakkab. Har bir elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiyasi elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sir energiyasidan katta. Shuning uchun birinchi yaqinlashishda elektronlarning o'zaro ta'sir energiyasi E_{p12} ni hisobga olmaslik mumkin. U vaqtda (7.6) tenglama o'rniga quyidagi ko'rinishdagi tenglama qarab chiqiladi:

$$\nabla_1^2 \psi + \nabla_2^2 \psi + \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^2 (E - E_{p1} - E_{p2}) \psi = 0. \quad (7.9)$$

(7.9) tenglamada birinchi va ikkinchi elektronlarning potensial energiyalari:

$$E_{p1} = E_{p1}(r_1) \text{ va } E_{p2} = E_{p2}(r_2).$$

Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinmaganligi uchun har bir elektron yadro maydonida ikkinchisiga bog'liq bo'lmagan ravishda mustaqil harakatlanadi deb qaraladi. U vaqtda bu bir elektronning fazoning u yoki bu nuqtasida topilish ehtimoliyati va uning energiyasi ikkinchi elektronning topilish ehtimoliyati va energiyasiga bog'liq bo'lmaydi. Demak, ikki elektronning umumiy energiyasi har ikki elektronlar energiyalari yig'indisiga teng:

$$E = E_a(1) + E_b(2). \quad (7.10)$$

(7.10)da $E_a(1)$ – birinchi elektronning a holatdagi energiyasi, $E_b(2)$ – ikkinchi elektronning b holatdagi energiyasi.

Bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki voqeaning yuzaga chiqish ehtimoliyati har bir voqeaning alohida yuzaga chiqish ehtimoliyatlarini ko'paytmasiga teng.

Shunga asosan ψ to'liq funksiyasining ma'nosini va elektronlar harakatining mustaqilligini hisobga olgan holda quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\psi(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2). \quad (7.11)$$

(7.11) formulada

$$\psi_a(1) = \psi_a(r_1) \text{ va } \psi_b(2) = \psi_b(r_2). \quad (7.12)$$

ifodalar a va b holatlarda bo'lgan elektronlarning tegishli to'liq funksiyalaridir.

(7.9) tenglamaga (7.10) va (7.11) formulardagi ifodalar qo'yilganda quyidagi ko'rinishdagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\begin{aligned} & \psi_b(2) \left[\nabla_1^2 \psi_a(1) + \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) [E_a(1) - E_{p1}] \right] \psi_a(1) + \\ & + \psi_a(1) \left[\nabla_2^2 \psi_b(2) + \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) [E_b(2) - E_{p2}] \right] \psi_b(2) = 0. \end{aligned} \quad (7.13)$$

$\psi_a(1)$ funksiya $\psi_b(2)$ ga bog'liq bo'lmaganligini hisobga olgan holda (7.13)dan:

$$\nabla_1^2 \psi_a(1) + \frac{2m}{\hbar^2} (E_a - E_{p1}) \psi_a(1) = 0, \quad (7.14)$$

$$\nabla_2^2 \psi_b(2) + \frac{2m}{\hbar^2} (E_b - E_{p2}) \psi_b(2) = 0. \quad (7.15)$$

Bu tenglamalar zaryadi $+2e$ bo'lgan yadroning kulon maydonida harakatlanayotgan elektronlarning harakat tenglamalaridir.

Bunda yuqorida qaralgan vodorodsimon atomlardagidek xususiy funksiyalar va xususiy qiymatlar tegishlicha quyidagi formulalar orqali beriladi:

$$\psi_{n,\ell,m} = R_{n\ell}(r) y_{\ell}^m(\theta, \varphi), \quad (7.16)$$

xususiy energiya qiymatlari esa quyidagi formula orqali:

$$E_n = - \frac{mz^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (7.17)$$

$$n = \ell + k + 1,$$

n – bosh kvant soni, ℓ – orbital kvant soni, k – radial kvant soni, ℓ va k lar $0, 1, 2, \dots$ sonlarni va $n=1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi.

Elektronlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda turli holatlarda bo'lishi mumkin. Elektronlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda qayerda bo'lishlari ehtimoliyatining taqsimlanishi vodorodsimon atomlar ehtimolliklarining taqsimlanishi bilan mos keladi. To'liq

energiya elektronlar energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Har bir elektronning energetik sathi vodorodsimon atom energetik sathi bilan mos tushadi. Lekin elektronlarning o'zaro ta'sirlari va spinlari hisobga olinsa, vodorodsimon atom bilan bunday mos tushishlar ahamiyatli darajada o'zgaradi.

Turli elektronlarning o'xshashligi. Elektron muayyan massa va zaryadga ega bo'lgan nuqtaviy zarradir. Elektronlarning barcha fizikaviy xossalari bir-birinikiga o'xshashdir. Shuning uchun agar bir elektron ikkinchisi bilan almashtirilsa, hech narsa o'zgarmaydi
Almashtirish «aynishi»

$$\psi(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2). \quad (7.18)$$

(7.18)da ifodalangan to'liqin funksiyasi $E=E_a+E_b$ xususiy energiya qiymatiga tegishlidir. Bu to'liqin funksiyasi (7.9) tenglamaning yechimi bo'ladi. 2-elektronni 1-elektron bo'lgan a holatga va 1-elektronni 2-elektron bo'lgan b holatga o'tkazilganda, ya'ni elektronlar joylari almashtirilganda, elektronlar o'xshash bo'lganligi sababli hech qanday o'zgarish bo'lmaydi. U vaqtda elektronlar joylari almashtirilishidan hosil bo'lgan to'liqin funksiyasi quyidagicha:

$$\psi(2,1) = \psi_a(2)\psi_b(1). \quad (7.19)$$

(7.19)da ifodalangan to'liqin funksiyasi ham (7.9) tenglamaning yechimi bo'la oladi. Bu to'liqin funksiyasi $E=E_a+E_b$ xususiy energiya qiymatiga tegishli bo'ladi. Shunday qilib, ayni bir xususiy energiya qiymatiga tegishli bo'lgan (7.18) va (7.19) to'liqin funksiyalari mavjud bo'ladi. Bunday hol elektronlarning o'xshash bo'lishligining natijasidir. Bunday aynish almashtirish aynishi deyiladi.

To'liqin funksiyalarning simmetriyasi. Elektronlarning o'xshashligidan birinchi elektronning r_1 nuqtada, ikkinchi elektronning r_2 nuqtada topilish ehtimoliyati ikkinchi elektronning r_1 nuqtada, birinchi elektronning r_2 nuqtada topilish ehtimoliyatiga teng:

$$|\psi(1,2)|^2 = |\psi(2,1)|^2, \quad (7.20)$$

uu vaqtda ikki tenglamadan biriga amal qilinadi:

$$\psi(1,2) = \psi(2,1), \quad (7.21a)$$

yyoki

$$\psi(1,2) = -\psi(2,1). \quad (7.21b)$$

Ya'ni to'liqin funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrik bo'lishi kerak:

$$\psi(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2) \text{ va } \psi(2,1) = \psi_a(2)\psi_b(1).$$

To'liqin funksiyalari elektronlarning o'xshashligini hisobga olgan holda, ularning harakatini ifodalaymaydi, chunki bu to'liqin funksiyalar muayyan simmetriklik xossalari ega emas, ya'ni bu to'liqin funksiyalar simmetrik ham emas, antisimmetrik ham emas. Lekin ular orqali simmetrik va antisimmetrik to'liqin funksiyalarini tuzish mumkin. (7.9) tenglama chiziqli differensial tenglamadir. Shuning uchun bu tenglamaning ixtiyoriy doimiy koeffitsientlar bilan bo'lgan yechimlarining yig'indisi ham (7.9) tenglamaning yechimi bo'la oladi. U vaqtda:

$$\psi^+(1,2) = \psi_b(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1), \quad (7.22)$$

$$\psi^-(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1). \quad (7.23)$$

To'liqin funksiyalar ham (7.9) tenglamaning yechimi bo'la oladi. (7.22) va (7.23) tenglamalarda ifodalangan to'liqin funksiyalar to'liqin funksiyalariga qo'yilgan talablarni qanoatlantiradi. Lekin (7.22) va (7.23) to'liqin funksiyalar (7.18) va (7.19) to'liqin funksiyalardan farqli ravishda quyidagi simmetrik xususiyatlarga egadir:

$\psi^+(1,2)$ – simmetrik to'liqin funksiyasi;

$\psi^-(1,2)$ – antisimmetrik to'liqin funksiyasi.

Shuning uchun bu funksiyalar elektronlarning harakatini ularning o'xshashligini hisobga olgan holda ifodalay oladi.

Yuqorida elektronlarning bir-biriga o'xshashligi ko'rildi. Lekin turli protonlar va turli neytronlar ham bir-biriga o'xshashlik xossasiga ega. Demak, o'xshashlik xossasi boshqa elementar zarralarga ham tegishlidir. Elementar zarralar sistemasini istalgan to'liqin funksiyasi ifodalay olmaydi, balki muayyan simmetriya xossalari ega bo'lgan. Simmetrik yoki antisimmetrik to'liqin funksiyalariga ifodalay oladi. Biror elementar zarra harakatini ifodalashda simmetrik yoki antisimmetrik to'liqin funksiyalardan qaysi birini ishlatish zarraning spiniga bog'liq bo'ladi. (7.22) va (7.23) ifodalardagi to'liqin funksiyalar bir xil xususiy energiya qiymatiga $E = E_a + E_b$ tegishlidir. Lekin elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinsa, bu mulohaza to'g'ri kelmaydi.

Elektronlarning o'zaro ta'sirini hisobga olgandagi to'liq funksiyalarining almashish «aynishi» va simmetriyasi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinganda, ularning to'liq funksiyasi har ikki elektron funksiyalarining ko'paytmasi ko'rinishida bo'la olmaydi, ya'ni (7.18) va (7.19) to'liq funksiyalari yoki ularning (7.22) va (7.23) ifodalangan chiziqli kombinatsiyalari ko'rinishida bo'la olmaydi. Shuning uchun elektronlarning o'zaro ta'siri hisobga olinganda, almashtirish «aynishi» bo'lmaydi.

(7.21a) va (7.21b) to'liq funksiyalarining simmetriklik xususiyati elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinganda ham saqlanishi kerak, chunki simmetriyaning bu xususiyati elektronlarning o'xshashligi natijasi bo'lib, o'zaro ta'sir bo'lganda ham saqlanadi. Lekin o'zaro ta'sir bo'lganda simmetrik va antisimmetrik to'liq funksiyalar turli xususiy energiya qiymatlariga tegishli bo'ladi.

Elektronning spinini hisobga olgandagi to'liq funksiyasi. Spinning vektorini spinning to'liq funksiyasi deb ataymiz va $S^{(+)}(i)$, $S^{(-)}(i)$ ($i=1,2,3,\dots$) bilan belgilaymiz. Bunda i – to'liq funksiyaga tegishli bo'lgan elektronning tartib raqami, $S^{(+)}$ – spinning to'liq funksiyasi, uning berilgan yo'nalishga (odatda z o'qiga) bo'lgan proyeksiyasi musbat bo'lib, $\hbar/2$ ga teng, $S^{(-)}$ – spin proyeksiyasi manfiy bo'lgan to'liq funksiyasidir. Spin proyeksiyasining kvant

sonini m_s bilan belgilaymiz. $m_s = \pm \frac{1}{2}$ elektron spini uning fazoviy harakati bilan kuchsiz ta'sirlashadi. Agar $\psi_0(1)$ elektronning fazoviy harakatini ifodalovchi to'liq funksiyasi bo'lsa, u vaqtda spinni hisobga oladigan to'liq funksiyasi spin orientatsiyasiga bog'liq ravishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi_a(1)S^{(+)}(1) \text{ va } \psi_a(1)S^{(-)}(1). \quad (7.24)$$

Ikki elektronning spin funksiyasi alohida elektronlarning spin funksiyalarining ko'paytmasi ko'rinishida beriladi. Elektronlarning ikki spin funksiyalaridan quyidagi spin funksiyalarining ko'paytmalarini hosil qilish mumkin:

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2), \quad (7.25a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2), \quad (7.25b)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2), \quad (7.25c)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(-)}(2). \quad (7.25d)$$

(7.25)larda keltirilgan funksiyalardan faqat a va d funksiyalar ma'lum simmetriyaga ega bo'lib, elektronlar joylari almashinishiga nisbatan simmetrik funksiyalardir. b va c funksiyalar simmetrik emas. Lekin ulardan simmetrik va antisimmetrik kombinatsiyalar qurish mumkin:

$$\begin{aligned} S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1), \\ S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1). \end{aligned} \quad (7.26)$$

Shunday qilib, quyidagi spin to'liqin funksiyalari hosil qilinadi:

a) simmetrik funksiyalar:

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \quad 1, \quad (7.27a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad 0, \quad (7.27b)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \quad -1, \quad (7.27c)$$

b) antisimmetrik funksiya:

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad 0. \quad (7.27d)$$

Ikki elektrondan iborat sistemaning to'liq spinining berilgan yo'nalishga proyeksiyasi birinchi va ikkinchi elektronlar spinlari proyeksiyalarining yig'indisiga teng, ya'ni:

$$m_s = m_s^{(1)} + m_s^{(2)}, \quad (7.28)$$

(7.28) formuladagi m_s kvant soni spin to'liqin funksiyasining aniqlanishini hisobga olgan holda hosil qilinadi. Ma'lumki, to'liq spinning kvant soni S quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

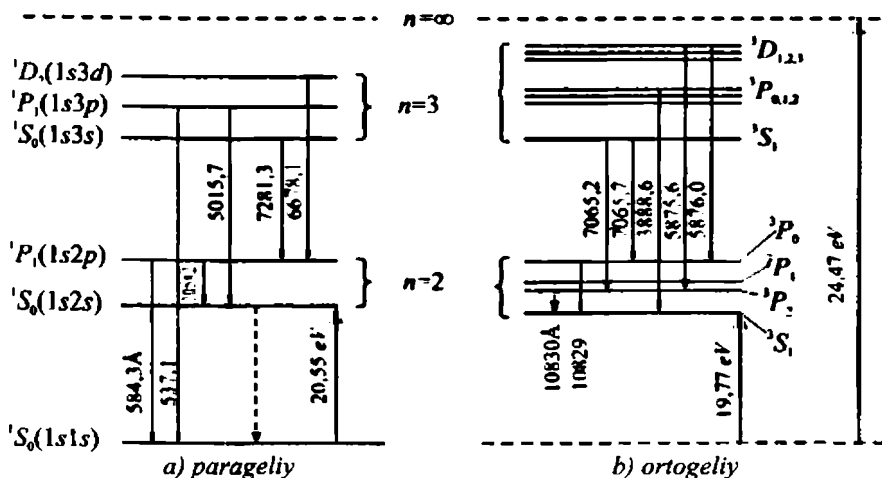
$$S = \begin{cases} \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, 0, & (N - \text{juft bo'lganda}) \\ \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, \frac{1}{2}, & (N - \text{toq bo'lganda}) \end{cases}$$

bunda N — elektronlar soni. Bu formuladan ko'rinadiki, ikki elektronning to'liq spinining kvant soni — S 0 yoki 1 qiymatlarni olishi mumkin. (7.27a)–(7.27d)lardagi to'liqin spin funksiyalar to'liq spini 1 ga tegishli ekanligi aniq ko'rinib turibdi, chunki to'liq spin

0 bo'lganda, spinning noldan farq qiladigan proyeksiyasi bo'lishi mumkin emas. Bu funksiyalar simmetrikdir. Agar to'liq spin 1 boshqa funksiyalar bilan ifodalansa, u vaqtda bu funksiyalarning chiziqli kombinatsiyasi to'liq spini 1 ni ifodalashi kerak. Lekin chiziqli kombinatsiyaning to'liq funksiyasi bo'lishi uchun aniq simmetriyaga ega bo'lishi kerak, bunday hol esa uning funksiyasining tashkil etuvchilari bir xil simmetriyaga ega bo'lganda bo'lishi mumkin. Bundan esa to'liq spin 1 ni ifodalaydigan barcha funksiyalar bir xil simmetriyaga ega bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Shuning uchun (7.27b) funksiyasi ham (7.27a) va (7.27c) funksiyalar kabi to'liq spin 1 ga tegishli bo'ladi. (7.27d)da ifodalangan to'liq funksiyasi to'liq spin 0 ga tegishli, chunki bu funksiya simmetriyaning boshqa xossalariga ega. Demak, (7.27a) va (7.27c) simmetrik spin to'liq funksiyalar ikki elektronning ($S=1$) triplet holatini ifodalaydi, antisimmetrik spin to'liq funksiyasi (7.27d) esa ikki elektronning ($S=0$) singlet holatini ifodalaydi.

Shunday qilib, geliy atomi elektronlari spinlari parallel yo'nalganda, natijaviy spin birga teng bo'lib, uchta proyeksiyaga ega bo'ladi:
 $+1, -1, 0$.

Bundan esa geliy atomining triplet holati hosil bo'ladi. Geliy atomining natijaviy spini birga teng bo'lgan triplet (ortogeliy)



7.3-rasm

holatida noldan farq qiladigan magnit momentiga ega bo'ladi va magnit maydonda Zeeman ajralishini hosil qiladi. Ortogeliyning energetik sathlari va spektral chiziqlari tanlash qoidasiga bo'ysunadi.

Geliy atomi natijaviy spini nol bo'lgan singlet (parageliy) holatida magnit momentiga ega bo'lmaydi va magnit maydonida Zeeman ajralishini hosil qilmaydi. Shunday qilib, geliy atomining asosiy holati singlet 1S_0 holatdir (parageliy). Geliy atomi energetik sathlari va ular orasidagi elektron o'tishlar 7.3-rasmda keltirilgan. Triplet termlar 3S_1 to'liq emas, chunki $S > L$ bo'lgani uchun bitta energetik sathdan iborat. 3P , 1D va boshqa triplet termlar uchta sathdan iborat: $^3P_{0,1,2}$ va $^3D_{1,2,3}$. Bu triplet termlarining har bir sathi o'z energiyasiga ega. Sathlar energiyalarining bir-biridan farq qilishining sababi spin-orbital o'zaro ta'sirdir. Geliy atomi uchun triplet termlari sathlarining ajralish kattaligi kichikdir.

7.4-§. Ishqoriy metallar atomlari

Umumiy tushunchalar. Vodород atomi eng oddiy atom hisoblanadi, uni o'rganish, hisoblashda ham oddiy analitik usullaridan foydalanish mumkin. Boshqa atomlar tuzilishi esa murakkab bo'lib, ularni o'rganishda yaqinlashish (taqribiy) usullardan foydalaniladi. Lekin ishqoriy metallar (litiy, natriy, kaliy, rubidiy, seziiy) atomlari o'rganilganda nisbatan oddiyroq usul bilan natijalar olish mumkin, bu esa ularning atom tuzilishalari bilan bog'liq. Ishqoriy metallar Mendeleyev elementlar davriy sistemasida inert gazlardan keyin joylashgan: litiy geliydan keyin, natriy neondan keyin, kaliy argondan keyin va boshqalar. Inert gazlar atomlari juda barqaror bo'lib, ularni ionlashtirish uchun katta energiya talab qilinadi. Ishqoriy metallar atomlari tashqi elektron qobig'ida bitta elektron bo'lib, bir valentlidir. Ularni osonlikcha ionlashtirish mumkin, ionlashtirishga katta energiya talab qilinmaydi. Agar ishqoriy metall atomi Z elektronlar soniga ega bo'lsa, atomning $Z-1$ elektronlari inert gazlar atomi tuzilishini hosil qiladi. Oxirgi qobiqdagi elektron esa boshqa elektronlar va yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'ladi. Shunday qilib, ishqoriy metall atomining $Z-1$ elektroni yadro bilan zaryadi $Z_{a,e}$ bo'lgan barqaror o'zakni hosil qiladi. Bu esa zaryadi $Z_{a,e}$ bo'lgan yadroga o'xshaydi. Bunday yadroga effektiv yadro va $Z_{a,e}^-$ zaryadga

effektiv zaryad deyiladi. Atom tashqi qobig'idagi bitta elektron (valent elektron) effektiv yadro elektr maydonida harakatlanadi. Neytral atom uchun $Z_a=Z-1$, bir marta ionlashgan atom uchun $Z_a=Z-2$, ikki marta ionlashgan atom uchun $Z_a=Z-3$ va h.k. Masalaning bunday qo'yilishida ishqoriy metallar atomlari bir elektronli atomlar deb qaraladi, yadro sifatida effektiv yadro tushuniladi. Ishqoriy metallar atomlari tashqi elektron qobig'ida bitta elektron (valent) harakat qilgani sababli ular vodorod atomiga o'xshaydi. Lekin vodorod atomi va ishqoriy metall atomi orasida quyidagicha jiddiy farq bor: vodorod atomida elektron nuqtaviy zaryad maydonida harakatlanadi, ishqoriy metall atomida esa tashqi qobiqdagi bitta elektron effektiv yadro maydonida harakatlanadi, effektiv yadro esa nuqtaviy zaryad emas. Uning tuzilishi yuqorida bayon qilindi.

Kvant sonlar. Ishqoriy metallar atomi tashqi qobig'idagi valent elektronning stasionar holatlari vodorod atomi singari uchta kvant sonlari – bosh kvant soni – n , orbital kvant soni – ℓ va orbital magnit kvant soni – m_ℓ bilan aniqlanadi.

Orbital kvant soni – ℓ elektron burchak momenti kvadratini ifodalaydi:

$$\ell^2 = \hbar^2 \ell(\ell + 1). \quad (7.29)$$

Magnit kvant soni m burchak momentining tanlangan yo'nalishga, odatda z o'qiga bo'lgan proyeksiyasini ifodalaydi:

$$m_\ell = \ell_z m \hbar, \quad (7.30)$$

ℓ ning berilgan qiymatida m $2\ell + 1$ qiymat olishi mumkin, ya'ni

$$m = -\ell, -(\ell - 1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +(\ell - 1), +\ell.$$

Bosh kvant son:

$$n = n_r + \ell + 1, \quad (7.31)$$

formula bilan aniqlanadi. n_r – radial kvant son bo'lib, radius bo'ylab ψ to'liqin funksiyasi tugunlari soniga teng ($r = 0$ bo'lgan nuqta tugun hisoblanmaydi). n ning berilgan qiymatida ℓ quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1.$$

Valent elektronning holatini to'liq aniqlash uchun uchta kvant sonlari n , ℓ , m , yana qo'shimcha to'rtinchi kvant soni bilan

to'ldirilishi kerak. To'rtinchi kvant soni spin magnit kvant soni bo'lib, ikkita qiymat olishi mumkin, ya'ni $m_s = \pm 1/2$. Bundan esa elektronning kvant holatlari soni ikki marta ortadi, ya'ni:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2n^2. \quad (7.32)$$

Shunday qilib, bir-biriga bog'liq bo'lmagan $2n^2$ sondagi kvant holatlar hosil bo'ladi. Elektronning atomdagi holatlari orbital kvant soni ℓ ning son qiymatlariga mos ravishda kichik lotin harflari bilan belgilanadi. Holatlar belgisi quyidagi jadvalda keltirilgan.

7.1-jadval

ℓ kvant soni	0	1	2	3	4	5	6	7
Holatlar belgisi	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>	<i>k</i>

Bunda *s*-holatni *s*-elektronlar, *p*-holatni esa *p*-elektronlar deb yuritiladi.

Valent elektronning effektiv yadro maydonidagi harakati. Ishqoriy metallar atomi tashqi qobig'idagi valent elektronning effektiv yadro elektr maydonidagi harakatini ko'raylik. Valent elektron effektiv yadroga ta'sir qilib, undagi zaryad taqsimlanishini va elektr maydonini o'zgartiradi. Birinchi yaqinlashishda effektiv yadro maydonini atom markazida joylashgan nuqtaviy zaryad Z_0e nuqtaviy dipolning ustma-ust tushgan maydoni deb qarash mumkin. Bunda dipol o'qi tashqi elektronga qarab yo'nalgan. Shuning uchun tashqi elektronning harakati sferik-simmetrik maydondagi harakat deb qaraladi. Bunday maydonning potensial funksiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$U = -\frac{Z_0e^2}{r} - c\frac{Z_0e^2}{r^2}, \quad (7.33)$$

bunda s – doimiy kattalik, cZ_0e^2/r^2 hadni asosiy had $-Z_0e^2/r$ ga tuzatma deb qarash mumkin. Qabul qilingan yaqinlashishda ishqoriy metall atomining vodorodsimon atomdan farqi potensial funksiyaga $-c(Z_0e^2/r)$ hadning qo'shilishidan iborat. Statsionar holatdagi Shredinger tenglamasi o'lchami vektor r va θ, φ burchaklarga bog'liq

bo'lishi mumkin. Lekin bog'lanish qanday bo'lsada, stasionar holatlarda burchak momenti kvadrati

$$\hat{L}^2\psi = L^2\psi = \hbar^2\ell(\ell+1)\psi$$

bo'ladi. Shuning uchun bunday holda potensial kuch funksiyasi

$U(r) + \frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2mr^2}$ bo'lgan radial-simmetrik kuch maydoni uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - U - \frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2mr^2} \right) \psi = 0, \quad (7.34)$$

E – elektronning to'liq energiyasi, $U(r) = -\frac{Ze^2}{r}$ – potensial

energiya, $\frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2mr^2}$ – elektronning yadro atrofida aylanishidagi

kinetik energiyasi, bu kattalikni markazga intilma energiya ham deyiladi. (7.34) tenglama Shredingerning stasionar holatlar uchun

yozilgan $\hat{H}\psi = E\psi$ tenglamasidan farqi $\frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2mr^2}$ qo'shimcha

hadning kelishidir. (7.33) ifodadagi $-c(Z_\alpha e^2/r)$ hadni (7.34) tenglamadagi markazga intilma energiya ifodasi bilan qo'shilsa, hosil bo'lgan yig'indini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2mr^2} - c \frac{Z_\alpha e^2}{r^2} = \frac{\hbar^2\ell^*(\ell^*+1)}{2mr^2}. \quad (7.35)$$

(7.35) formulada doimiy son ℓ^* quyidagi kvadrat tenglama orqali aniqlanadi:

$$\ell^*(\ell^*+1) = \ell(\ell+1) - \frac{2m}{\hbar^2} cZ_\alpha e^2. \quad (7.36)$$

U vaqtda

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial\psi}{\partial r} + \left(\frac{q}{r} - \beta^2 - \frac{\ell^*(\ell^*+1)}{r^2} \right) \psi = 0. \quad (7.37)$$

$$q = 2mZe^2 / \hbar^2 \quad \text{va} \quad \beta^2 = -2mE / \hbar^2 \quad (7.38)$$

tenglamada ℓ ni ℓ^* bilan va q ni q^* bilan almashtirish kerak bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \left(\frac{q^*}{r} - \beta^2 - \frac{l^*(l^* + 1)}{r^2} \right) \psi = 0,$$

$$q^* = 2mZ_\alpha e^2 / \hbar^2. \quad (7.39)$$

ℓ dan farqli ravishda ℓ^* butun son emas. Effektiv yadro maydoni potensial energiyasi $-U(r)$ ni

$$U = \sum_{k=j}^{\infty} a_k r^k \quad (7.40)$$

qator ko'rinishida izlash mumkin. (7.36) ifodadan:

$$l^* = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\left(\ell + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{2m}{\hbar^2} cZ_\alpha e^2}. \quad (7.41)$$

(7.41)da musbat had hisoblangan $\left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) cZ_\alpha e^2$ kattalikni asosiy had

$(\ell + 1/2)^2$ ga tuzatma deb qarash mumkin. Bu tuzatma nolga aylanganda yoki noldan farq qilganda ham kvadrat ildiz oldida (+) ishora olinadi. Shunday qilib, ishqoriy metall atomining vodorod-simon atomdan farqli ℓ ni ℓ^* bilan almashtirilishidir. Bunday holda ishqoriy metallar energetik sathlari energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E = -\frac{mZ_\alpha^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + \ell^* + 1)^2}. \quad (7.42)$$

(7.42) formulada bosh kvant son n :

$$\left. \begin{aligned} n &= n_r + \ell + 1 \\ \ell^* &= \Delta + \ell; \quad \Delta = \ell^* - \ell \\ n^* &= n_r + \Delta + \ell + 1 = n_r + \ell + 1 + \Delta = n + \Delta \end{aligned} \right\} \quad (7.43)$$

U vaqtda (7.42) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$E = -\frac{mZ_a^2 e^4}{2h^2(n + \Delta)^2}, \quad (7.44)$$

hunda $\Delta = \ell^* - \ell$, Δ – kattalik bosh kvant son n ga tuzatmadir. Bu tuzatma orbital kvant son ℓ ga bog‘liq. Bundan ko‘rinadiki, ishqoriy metallar atomlarida sathlar energiyasi bosh kvant soni n ga va orbital kvant soni ℓ ga bog‘liq. c doimiy kattalik ham ℓ ga bog‘liq. Δ tuzatmaning Li, Na, K uchun hisoblangan qiymatlari 7.2-jadvalda keltirilgan. Demak, Δ tuzatma ishqoriy metallar energetik sathlari energiyasining ℓ ga bog‘liqligini hisobga oladigan kattalikdir.

7.2-jadval

Elementlar	Δ		
	$\ell = 1$	$\ell = 2$	$\ell = 3$
Litiy	0,41	0,04	0,00
Natriy	1,67	0,38	0,01
Kaliy	2,23	1,77	0,15

Spektral termlar. Atom tuzilishining Bor nazariyasiga asosan ℓ ning maksimal qiymati doiraviy orbitaga to‘g‘ri keladi, minimal qiymati esa tortilgan elliptik orbitaga to‘g‘ri keladi. Bunday holda valent elektronning orbitasi atom o‘zagining ichkarisiga kiradi va uning maydonini kuchli ravishda ko‘zg‘atadi. Doiraviy orbitalarda bunday hol bo‘lmaydi va qo‘zg‘alish kuchsiz bo‘ladi. Atom o‘zagida elektronning topilish ehtimoliyati ℓ ning kichik qiymatlarida katta bo‘ladi. Haqiqatda esa ℓ ning katta qiymatlarida atomda elektronni topish ehtimoliyati sferik simmetriyaga nisbatan, ℓ ning kichik qiymatiga yaqin bo‘ladi. Shunday qilib, ishqoriy metallar atomlarida energetik sathlar energiyasi bosh kvant son n va orbital kvant son ℓ ga bog‘liq bo‘ladi, buni (7.44) formuladan ko‘rish mumkin. Ishqoriy metallar atomlarida energetik sathlarga quyidagi spektral termlar to‘g‘ri keladi:

$$T = -\frac{E_n}{ch} = -\frac{E}{2\pi ch} = \frac{Z_a^2 R}{(n + \Delta)^2}, \quad (7.45)$$

bunda

$$R = \frac{2m\pi^2 e^4}{ch^2} = \frac{me^4}{4c\pi\hbar^3}, \quad (7.46)$$

R – Ridberg doimiyligi.

Ishqoriy metall atomlari termlari ($Z_u = Z - 1$) uchun $T_n = -\frac{E_n}{ch}$ ko‘rinishidagi ifoda XIX asr oxirida Ridberg tomonidan empirik yo‘l bilan aniqlangan. Bu termlar vodorod atomi termidan Δ tuzatma bilan farq qiladi. Vodorod atomi uchun bu tuzatma $\Delta = 0$. Ishqoriy metallar spektral termlari ikkita kvant soni: n va ℓ bilan xarakterlanadi. Spektral termlar yozilishida bosh kvant son – n oldin, so‘ng esa ℓ ning son qiymati bilan ifodalangan lotin harfi yoziladi. Masalan, $3s$ yozuv $n = 3$ va $\ell = 0$ bo‘lgan, $5d$ yozuv $n = 5$ va $\ell = 2$ bo‘lgan termlarni ifodalaydi. Shunday qilib, ishqoriy metall atomlari uchun termlarning quyidagicha belgilashlari hosil bo‘ladi:

$$ns = \frac{R}{(n+s)^2}, \quad np = \frac{R}{(n+p)^2}, \quad nd = \frac{R}{(n+d)^2}, \quad (7.47)$$

bunda neytral atomlar uchun $Z_u = 1$ deb olingan. Bosh kvant son n ga bo‘lgan tuzatmalar s , p , d harflar orqali yozilgan bo‘lib, $\ell = 0$, $\ell = 1$, $\ell = 2, \dots$ sonlarni bildiradi. Bu harflarni formulaning chap tomonidagi harflar bilan almashtirmaslik kerak, bu harflar termlarni bildiradi.

Tanlash qoidasi. Spektral seriyalar. Kombinatsion prinsip asosida turli termlarni kombinatsiya qilish bilan spektral chiziqlar hosil bo‘ladi. Lekin nur chiqarish yoki yutish orqali bo‘ladigan spektral chiziqlarning barcha kombinatsiyalari ruxsat etilmagan. Ishqoriy metallarda nur yutish yoki chiqarishda s termi r va d termlari, d termi p va f termlari bilan kombinatsiyalanishi mumkinligi aniqlangan. Bir energetik sathdan boshqa sathlarga bo‘ladigan elektron o‘tishlarda tanlash qoidasi bilan ruxsat etilgan o‘tishlarga to‘g‘ri bo‘ladi. Bunday kvant o‘tishlarda (nur chiqarish yoki yutish) orbital kvant soni ℓ bo‘yicha tanlash qoidasi quyidagicha bajarilishi kerak:

$$\Delta \ell = \pm 1.$$

Bosh kvant son bo'yicha esa Δn istalgan songa teng bo'lishi mumkin. Kvant o'tishlarda kvant sonlarining bunday o'zgarishi *tanlash qoidalari* deb ataladi. Tanlash qoidalari dipol nurlanishga va yutilishga tegishli bo'lib, atomlarda sodir bo'ladigan boshqa jarayonlarga tegishli emas. Masalan, zarba bo'lganda qandaydir s holatdan d, f, g va boshqa holatlarga o'tish sodir bo'lishi mumkin. Lekin bunda nurlanish beradigan atom dipol momentining o'zgarishi kuzatilmaydi. Bundan tashqari, *man etilgan* o'tishlar ham spektral chiziqlar chiqarish orqali sodir bo'ladi. Bu atomda dipol momenti o'zgaradi-gan dipol nurlanishi bo'lmaydi, balki atomning kvadrupol va oktopol momentlari o'zgaradigan kvadrupol yoki oktopol nurlanishlar bo'ladi. Bunday nurlanishlar tanlash qoidasi $\Delta \ell = \pm 1$ ga bog'liq bo'lmaydi.

Kvant mexanikasida atom sistemasining nurlanishi bilan bir kvant holatdan ikkinchi kvant holatga o'tishining ehtimolligi aniqlanadi. Tanlash qoidasiga rioya qilinmaganda bu ehtimollik nolga aylanadi. Ishqoriy metallar atomlar energetik sathi energiyasining n va ℓ ga bog'liq bo'lishligidan ularning spektral seriyalari hosil bo'ladi. Tanlash qoidasi $\Delta \ell = \pm 1$ hisobga olinganda ishqoriy metallar atomlari spektrlarida, masalan, litiy atomi spektrida quyidagi spektral seriyalar aniqlanadi (7.4-rasm):

$$\text{Bosh seriya} \quad \tilde{\nu} = ns - mp. \quad (7.48)$$

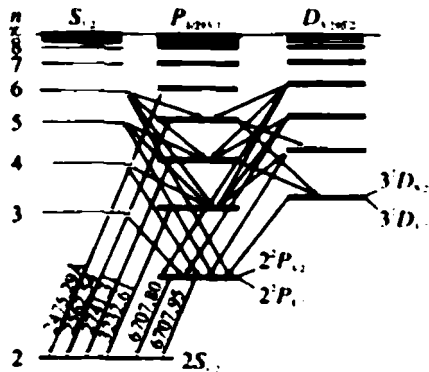
$$\text{O'tkir seriya} \quad \tilde{\nu} = np - ms. \quad (7.49)$$

$$\text{Diffuz seriya} \quad \tilde{\nu} = np - md. \quad (7.50)$$

$$\text{Asosiy seriya (Bergman seriyasi)} \quad \tilde{\nu} = nd - mf. \quad (7.51)$$

Bu formulalarda $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ – spektroskopik to'liq soni. Har bir seriyada n doimiy saqlanadi. Bosh seriyada $m: m=n, n+1, n+2$ boshqa seriyalarda esa $m=n+1, n+2, \dots$ qiymatlar qabul qiladi. Δ tuzatma har bir seriya chegarasida doimiy bo'lib, seriyadan seriyaga o'tganda o'zgaradi. Litiy atomi uchun kvant o'tishlar va spektral chiziqlari 7.4-rasmda va natriy atomi uchun 7.5-rasmda keltirilgan. Spektral chiziqlar to'liq uzunliklari angestremlarda berilgan ($1\text{\AA}=0,1 \text{ nm}$). 7.4-rasmda birinchi ustunchada n ning turli

qiymatlari uchun s holatdagi energetik sathlari ifodalangan, ikkinchi ustunda n ning turli qiymatlari uchun p holatdagi energetik sathlar keltirilgan, uchinchi ustunda esa d holatdagi energetik sathlar keltirilgan. Tanlash qoidasi $\Delta \ell = \pm 1$ ga asosan atom nurlanishi faqat ℓ bo'yicha qo'shni sathlar orasidagina bo'lishi mumkin, ya'ni s va p holatlar, p va d holatlar, d va f holatlar orasida bo'lishi mumkin.

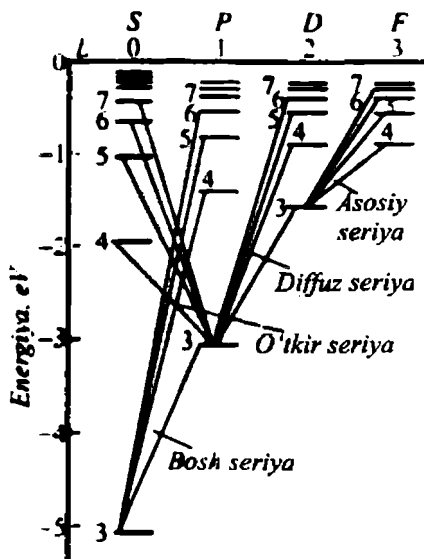


7.4-rasm

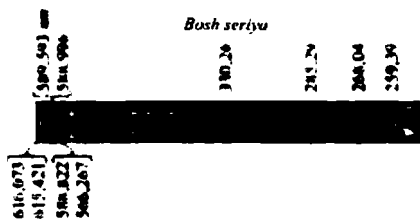
Litiy atomida valent elektron $2s$ holatda bo'ladi, uning eng yaqin uyg'ongan holati $2p$ holatdir. Shuning uchun elektronning $2p$ holatidan $2s$ holatga o'tgandagi nurlanish chizig'ining intensivligi katta bo'ladi. Bunday intensivligi katta chiziq rezonans chizig'i deyiladi. Rezonans chizig'ining chastotasi:

$$\tilde{\nu} = ns - np \text{ yoki } \tilde{\nu} = 2s - 2p, \quad (7.52)$$

ifoda orqali aniqlanadi. n elektronning $2p$ holatdan $2s$ holatga o'tgandagi nurlanish chastotasidir. Litiyning atomi spektri valent elektronlar o'tishlarida hosil bo'ladi. Litiy qizil chizig'i, natriyning sariq chizig'i rezonans chiziqlardir. Litiy atomida $2s$, $2p$ sathlar energiyalari har xildir. Xuddi shunday $3s$, $3p$, $3d$ sathlarning energiyalari ham turlicha. Umuman bosh kvant soni n bir xil va orbital kvant soni l har xil bo'lgan barcha energetik sathlar energiyasi turlichadir. Litiy atomida s sath yolg'iz bo'lib, boshqa sathlar esa magnit spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida ajralgan multiplet sathlardir. Spin kvant soni $s = 1/2$ bo'lganligidan barcha energetik sathlar dublet bo'lishi kelib chiqadi, ya'ni, masalan, p sath $p_{1/2}$ va $p_{3/2}$, d sath $d_{3/2}$ va $d_{5/2}$ sathlardan iborat bo'ladi. Valent elektronning turli p holatlardan chuqurroq sath s ga o'tishida $(np-2s)$ bosh seriya spektral chiziqlari hosil bo'ladi. Bosh seriya spektral chiziqlari atomning nur yutishida ham chiqarishida ham kuzatiladi. 7.6-rasmda natriy bug'ining chiqarish spektrida hosil bo'lgan bosh seriya chiziqlari ko'rsatilgan. Rasmda faqat seriyaning qisqa to'liqinli qismi



7.5-rasm



7.6-rasm

keltirilgan. Bosh seriya chiziqlarida qaralayotgan element atomining rezonans chizig'i bo'ladi.

Diffuz seriya chiziqlari elektronning turli d holatlardan p holatga o'tganida hosil bo'ladi. Diffuz seriyada elektronlarning d holatlardan p holatga o'tganida hosil bo'ladigan diffuz seriya chiziqlarining chastotasi $n = 2p - nd$ ($n = 3, 4, \dots$) formula bilan aniqlanadi. O'tkir seriya chiziqlari esa valent elektronning turli s holatlardan p holatlarga o'tganida hosil bo'ladi. O'tkir seriya chiziqlarining chastotasi $n = 2p - ns$ ($n = 3, 4, \dots$) formula orqali ifodalanadi.

Ajrata olish qobiliyati kuchli bo'lgan spektroskopik qurilmalar yordamida spektri kuzatilganda spektrdagi har bir chiziq ikkiga ajralganligi, ya'ni dublet chiziq ekanligi aniqlangan. Spektral chiziqlarning ajralishida quyidagi konuniyatlar kuzatiladi:

1. Bosh seriya chiziqlarining ajralishi doimiy emas, u chiziqdan bu chiziqqa o'zgaradi.
2. Diffuz seriya chiziqlarining barchasida ajralish bir xil.
3. O'tkir seriya chiziqlarida ajralish bir xil.

Ishqoriy metallar atomlari nurlanishlarining tajribalarda kuzatilgan spektrlarini tahlil qilish spektrdagi har bir spektral chiziq ikkiga ajralganligini, ya'ni dublet xarakterda ekanligini ko'rsatadi. Spektral chiziqlarning bunday ajralishi ko'rsatadiki, atomdagi energetik sathlarning energiyasi faqat bosh kvant songa va orbital kvant songa bog'liq bo'lmasdan, balki yana qandaydir qo'shimcha kattalikka

bog'liq bo'lib, bu kattalik sathlar energiyasini bir muncha o'zgartiradi. Sath energiyasining o'zgargan kattaligi sathlar ajralishiga yetarli bo'lgan energiya kattaligida bo'ladi. Shuning uchun bu qo'shimcha energiya (7.42) formulada ifodalangan energiyaga tuzatma kiritadi. Aytish mumkinki, elektron atom nurlanishida seziladigan qandaydir qo'shimcha erkinlik darajasiga egadir. Bu qo'shimcha erkinlik darajasiga tegishli kvant soni m_l bilan belgilansa, atom energetik sathlari energiyasi uchta kvant soniga bog'liq bo'ladi:

$$E = E_{n,l,m_l} \cdot \quad (7.53)$$

Shunday qilib, tajriba natijalarini tushuntirishda elektron ichki erkinlik darajasiga ega deb taxmin qilindi. Keyinchalik yana bir qator kashfiyotlar qilindiki, ularni tushuntirish uchun ham elektronning ichki erkinlik darajasini hisobga olish zarurati tug'ildi.

Elektronning ichki erkinlik darajasi, bu uning xususiy mexanik momenti bo'lib, unga elektron spini deyiladi. Elektron xususiy mexanik momentiga tegishli bo'lgan xususiy magnit momentiga ham ega bo'ladi. Elektronning magnit momentiga ega bo'lishi ishqoriy metallar atomlari spektridagi chiziqlarning dublet xarakterini tushuntirish imkoniyatini beradi, chunki magnit momenti qo'shimcha o'zaro ta'sirni vujudga keltiradi. Bunday o'zaro ta'sir spin-orbital o'zaro ta'sir deyiladi. Bunday o'zaro ta'sir elektron magnit momentining tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyasi tufayli hosil bo'ladi. Bu energiya quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E_n = -\mu B. \quad (7.54)$$

Spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi atom energetik sathlarining sathlarga ajralishiga olib keladi. Bunday ajralish spektrda spektral chiziqlarning ajralishida, ya'ni dublet xarakterda ekanligida kuzatiladi.

Shunday qilib, ishqoriy metall atomlari va vodorod atomi nurlanishi spektrida spektral chiziqlarning dublet xakteri elektronning magnit momentiga ega bo'lishi va natijada spin orbital o'zaro ta'sir vujudga kelishi bilan tushuntiriladi.

7.5-§. Pauli prinsipi

Atomda elektronlar n , ℓ , m_ℓ , m_s – kvant sonlari to‘plami turlicha bo‘lgan turli holatlarda bo‘lishi mumkin. Odatdagi tasavvurlarga asosan uyg‘otilmagan (asosiy holat) atomlarda elektronlar mumkin bo‘lgan eng kichik energiyali sathlarda bo‘lishi kerak, ya’ni atomning eng ichki energetik sathida. Lekin tajribalar bunday emasligini ko‘rsatadi. Zning ortishi bilan atom elektron sathlari ketma-ket to‘ldiriladi boradi. Sathlarning bunday ketma-ket to‘ldirilishini tushuntirish uchun Pauli o‘zining quyidagi gipotezasini taklif qildi: istalgan kvant holatda (energetik sathda) faqat bitta elektron bo‘lishi mumkin. Uyg‘otilmagan atomning har bir keyingi elektroni hali to‘ldirilmagan sathlarda eng ichki sathini egallashi kerak. Paulining bu gipotezasi har tomonlama tekshirishlarda tasdiqlandi.

Bir kvant holatda bittadan ortiq elektron bo‘la olmasligining tasdiqlanishi, uning umumiy tatbig‘iga olib keldi va bu qoida *Pauli prinsipi* yoki man etish prinsipi deb ataldi. Pauli prinsipi faqat ma’lum bir atomdagi elektronlar uchun to‘g‘ri bo‘lmasdan, balki koinotdagi barcha elektronlar uchun ham to‘g‘ri bo‘ladi. Lekin bunda elektronlarning holati ularning energiyasi va fazoviy taqsimlanishi bilan farq qiladi. Pauli prinsipi kvant mexanikasining asosiy prinsiplaridan biri hisoblanadi. Bu prinsipni tavsiflashda zarralarning aynan bir-biriga o‘xshashligi hisobga olinadi. Kvant mexanikasida zarralar sistemasining holati to‘lqin funksiyasi bilan ifodalanadi. Bir xil zarralardan iborat tizimda shunday holatlar bo‘ladiki, tizimdagi istalgan zarralar o‘rinlari almashtirilganda, to‘lqin funksiyasining ishorasi o‘zgarmasa, bunday to‘lqin funktsiya simmetrik to‘lqin funktsiya deyiladi. Bir xil zarralar sistemasidagi istalgan zarralar o‘rinlari almashtirilganda, to‘lqin funksiyasi ishorasini o‘zgartirsa, bunday to‘lqin funktsiya antisimmetrik to‘lqin funktsiya deyiladi. Kvant mexanikasida ko‘p sondagi zarralarni xarakterlashda Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikalaridan foydalaniladi. Tajribalar ko‘rsatadiki, spini yarim butun songa teng bo‘lgan zarralar (elektronlar, protonlar, neytronlar va h.k.) antisimmetrik to‘lqin funksiyasi bilan ifodalanadi. Bunday zarralar Pauli prinsipiga bo‘ysunadi va ularni Fermi-Dirak zarralari yoki *fermionlar* deyiladi. Spini nol yoki butun songa teng bo‘lgan zarralar (alfa zarralar, π^- , K -mezonlar va h.k.)

simmetrik to'liq funksiyasi bilan ifodalanadi. Bunday zarralar Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi va ularni Boze-Eynshteyn zarralari yoki *bozonlar* deb atiladi.

Shunday qilib, Pauli prinsipini quyidagicha tushunish mumkin: bir kvant holatda (energetik sathda) to'rtta kvant sonlari ham bir xil qiymatga ega bo'lgan ikki elektron bo'la olmaydi. Masalan, ikki elektronning bosh kvant soni n , orbital kvant soni ℓ va orbital magnit kvant soni m_ℓ bir xil qiymatga ega bo'lsa, to'rtinchi spin magnit kvant soni m_s ning qiymati bir-biridan farq qilishi kerak, ya'ni ikki elektron uchun m_s ning qiymatlari ikki xil bo'lishi zarur:

$$-\frac{1}{2} \text{ va } +\frac{1}{2}.$$

Atom holatini to'liq ravishda aniqlaydigan n, ℓ, m_ℓ, m_s – kvant sonlarning uchtasi – n, ℓ, m_ℓ Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi, to'rtinchisi spin magnit kvant soni m_s esa elektronning Dirak ishlab chiqqan relyativistik nazariyasidan kelib chiqadi.

Volfgang Pauli o'z prinsipini kashf qilgani uchun 1945-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

7.6-§. Elementlarning davriy sistemasi. Atom elektron qobiq va holatlarining elektronlar bilan to'ldirilish tartibi

Kimyoviy elementlar xossalari davriy ravishda takrorlanishi 1869-yilda D.I. Mendeleyev tomonidan kashf qilindi va Mendeleyevning elementlar davriy sistemasida o'z aksini topdi. Bu kashfiyot 1922-yilda Bor tomonidan atom tuzilishi nuqtai nazaridan tushuntirildi va kimyoviy elementlar sistemasi asosida elementning atom massasi emas, balki uning zaryadi yotishi aniqlandi. Agar zaryad birligi qilib elementar zaryad e qabul qilinsa, u vaqtda yadro zaryadi butun son bo'lib, Z bilan belgilanadi. Z soni elementning davriy tizimdagi tartib raqamini bildiradi va element atomidagi elektronlarning umumiy soniga teng bo'ladi. Yadro zaryadi son jihatidan yadroni o'rab turgan elektronlar qobig'idagi elektronlar soniga teng, elementning xossasi atom elektron qobig'idagi elektronlar soniga

va qobiq tuzilishiga bog'liq. Elementning kimyoviy xossasi tashqi qobiqdagi elektronlar (valent elektron) bilan aniqlanadi. Mendeleev davriy sistemasi 1925-yilda Pauli prinsipi aniqlangandan so'ng to'laroq tushuntirildi. Pauli prinsipi atom elektron qobig'ida ma'lum bir kvant holatda bo'lishi mumkin bo'lgan elektronlar sonini aniqlaydi. Shundan so'ng elementlarning davriy tizimda guruhlar va davrlar bo'yicha taqsimlanishi tushuntirildi. Tabiatda tabiiy holda 90 ta element uchraydi. Elementlarning eng katta tartib raqami — (92) uranga to'g'ri keladi. ^{43}Tc (texnetsiy) va ^{61}Pm (prometiy) tabiiy holda uchramaydi. Bu elementlar radioaktiv bo'lib, ularning yarim yemirilish davri ^{99}Tc ning asosiy izotopi uchun $2,12 \cdot 10^5$ yil, Pm ning izotoplari uchun bir necha yildan bir necha o'n yilgacha bo'lib, Yer yoshidan ko'p marta kichik. Yer paydo bo'lgandan beri bu elementlar butunlay yemirilib bo'lgan. Elementlar sistemasidagi tartib raqami 92 dan katta bo'lgan elementlar *transuran elementlar* deyiladi. Bu elementlar radioaktiv bo'lib, sun'iy yo'l bilan hosil qilingan. Hozirgi kunda tartib raqami 109 bo'lgan element ham hosil qilingan. Elementlarning davriy xossalari ning takrorlanishi atom elektron qobiqlari ichki tuzilishining tashqi belgisidir. Atomda alohida elektronning kvant holati to'rtta kvant soni n , ℓ , m_ℓ , m_s bilan aniqlanadi. Pauli prinsipi bir kvant holatda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas deb tushuntiradi. Bosh kvant soni n ning berilgan qiymatidagi elektronlar to'plami elektronlar qobiqlarini hosil qiladi. Elektron qobiqlar bosh kvant soni qiymatlariga mos ravishla bosh lotin harflar bilan belgilanadi (7.3-jadval).

7.3-jadval

Tartib raqami	1	2	3	4	5
Elektron qobiq qatlami	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>
Elektron qobiqlardagi elektronlarning maksimal soni	2	8	18	32	50

Bosh kvant soni n va orbital kvant soni ℓ ning berilgan qiymatlaridagi elektronlar to'plami elektron holatlarni hosil qiladi. n ning ℓ qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlariga qarab bir

elektron qobiqda bir nechta holatlar bo'lishi mumkin. Bu holatlar m_ℓ ning qiymatlari bilan farq qiladi. m_ℓ quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell-1), \dots, 0, \dots, +(\ell-1), +\ell.$$

Elektron holatlar orbital kvant soni ℓ ning son qiymatlariga mos ravishda kichik lotin harflari bilan beogilanadi (7.4-jadval).

7.4-jadval

ℓ	0	1	2	3	4
Holatlar	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>
Holatlardagi elektronlarning maksimal soni	2	6	10	14	18

Kvant soni ℓ ning turli qiymatlariga to'g'ri keladigan har bir holatida bo'lishi mumkin bo'lgan elektronlarning maksimal soni $2(2\ell+1)$ ifoda orqali aniqlanadi. Masalan, $n=1$ va $\ell=0$ bo'lgan *s* holatda 2 ta, $n=2$ va $\ell=1$ bo'lgan *p* holatda 6 ta, $n=3$ va $\ell=2$ bo'lgan *d* holatda 10 ta elektron bo'lishi mumkin va h.k. Demak, n ning berilgan qiymatida ℓ qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlariga bog'liq ravishda bir elektron qobiqda bir nechta holatlar bo'lishi mumkin. Masalan, $n=2$ bo'lgan *L* qobiqda $\ell=0$ va 1 bo'lgan *s* va *p* holatlar bo'ladi. Shuning uchun n ning berilgan qiymatidagi har bir qobiqda bo'lishi mumkin bo'lgan elektronlarning maksimal soni shu qobiqdagi holatlarda bo'lgan elektronlarning yig'indisiga teng, ya'ni

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell+1) = 2n^2. \quad (7.55)$$

Elektron holatini bildiruvchi harf va undagi elektronlar soni atom elektronlar konfiguratsiyasi deyiladi. Masalan, $1s^2 2s^2 2p^6$ yozuv $n=1$, $\ell=0$ bo'lgan *s* holatda ikkita elektron bo'lishini va $n=2$, $\ell=1$ bo'lgan *p* holatda oltita elektron bo'lishini bildiradi. $1s^2 2s^2 2p^6$ yozuv neonning elektron konfiguratsiyasidir. Elektron qobiqlar elektronlar bilan ketma-ket to'ldirilishi kerak edi, har bir elektron qobiqda dastlab *s* holat, so'ng *p*, *d*, *f* holatlar to'liq ravishda to'ldirilishi

kerak edi. Haqiqatda esa elektron qobiqlarning bunday «ideal» to'ldirilish tartibi barcha element atomlari uchun bajarilmaydi. Bunday «ideal» to'ldirilishning buzilishi asosan elektronlarning orbital harakat miqdor momentiga $L = h\sqrt{\ell(\ell+1)}$ ega ekanligi bilan tushuntiriladi. Elektronning bog'lanish energiyasi faqat uning yadro elektr maydonidagi potensial energiyasiga, uni o'rab turgan elektron qobig'iga bog'liq bo'lmasdan, balki markazdan qochma energiyaga ham bog'liq bo'ladi:

$$\frac{L^2}{2m_e r^2} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2m_e r^2}, \quad (7.56)$$

bunda r – elektronning yadrogacha bo'lgan masofasi. Markazdan qochma va elektr energiyalar qarama-qarshi ishoraga ega, shuning uchun turli tomonga ta'sir qiladi. Yoki boshqacha aytganda, elektronning orbitada aylanishidan hosil bo'ladigan markazdan qochma kuch elektronni yadrodan uzoqlashtirishga harakat qiladi. Shu sababga ko'ra, $3d$ holatdagi 10 ta elektrondan har biri $4s$ holatdagi ikki elektronning har birining bog'lanish energiyasiga nisbatan kichik qiymatdagi bog'lanish energiyasiga ega bo'ladi. Natijada $4s$ holat elektronlar bilan $3d$ holatdan oldinroq to'ldi. Markazga qochma energiya, ayniqsa, d va f holatlarda kattadir, bu holatlarda $\ell(\ell+1)=2(2+1)=6$ va $\ell(\ell+1)=3(3+1)=12$. Bunday holatlarning bo'lishi holatlarning ideal to'ldirilishining buzilishiga sabab bo'ladi. Haqiqatan ham, atomdagi elektron qobiq va holatlar quyidagi tartibda to'ldiriladi:

$1s^2$	2 elektron – K qobiq	$n=1$
$2s^2 2p^6$	8 elektron – L qobiq	$n=2$
$3s^2 3p^6$	10 elektron – M qobiq	$n=3$
$4s^2 3d^{10} 4p^6$	18 elektron – N qobiq	$n=4$
$5s^2 4d^{10} 5p^6$	18 elektron – O qobiq	$n=5$
$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6$	32 elektron – P qobiq	$n=6$
$7s^2 5f^{14} 6d^{10} 7p^6$	32 elektron – F qobiq	$n=7$

$n=1$ bo'lgan K – elektron qobiq $\ell=0$ bo'lgan bitta s holatdan iborat. Vodород atomida bu holatda bitta elektron bo'ladi – $1s^1$. Geliy atomida bu elektronga ikkinchi elektron qo'shiladi, va shu s

holatda ikkita elektron bo'ladi — $1s^2$. Bunda geliy atomida bir elektronning bog'lanish energiyasi vodorod atomi elektroni bog'lanish energiyasidan ikki marta katta. Bu esa geliy yadrosi zaryadi vodorod yadrosi zaryadidan ikki marta katta bo'lishi bilan tushuntiriladi. Shuning uchun normal holatdagi geliy atomi elektroni vodorod atomiga nisbatan yadrodan kichik masofada bo'ladi. Ikkinchi elektronning bo'lishi birinchi elektronning bog'lanish energiyasini kamaytiradi. Vodorod va geliy elementlar sistemasining birinchi davrini hosil qiladi. Endi yadroning zaryadi birga ortgan holda atom elektronlariga yana uchinchi elektron qo'shiladi, bunda $1s$ holat ikkita elektron bilan to'lgan bo'lib, uchinchi elektron $2s$ ($n=2$, L qobiq) holatga o'tadi, ya'ni: $1s^2 2s^1$. Bu esa ishqoriy metall ${}_3\text{Li}$ atomi konfiguratsiyasidir, yadroning zaryadi yana birga ortib, atom elektronlariga yana to'rtinchi elektron qo'shiladi, bu elektron $2s$ holatni to'ldiradi: $1s^2 2s^2$ bu esa ${}_4\text{Be}$ atomining elektron konfiguratsiyasidir. Shunday tartibda ${}_6\text{C}$, ${}_7\text{N}$, ${}_8\text{O}$, ${}_9\text{F}$ atomlarining elektron konfiguratsiyalari hosil bo'ladi. $2p$ holatning to'ldirilishi ${}_{10}\text{Ne}$ gazi bilan tugaydi. Shunday qilib, elementlar sistemasining ikkinchi davri hosil bo'ladi. ${}_{11}\text{Na}$ — ishqoriy elementdan boshlab $n=3$ bo'lgan M elektron qobiq to'ldirila boshlaydi va ${}_{18}\text{Ar}$ gazi bilan to'ldirilib bo'ladi. Bunda elementlar sistemasining uchinchi davri hosil bo'ladi. Navbatdagi $Z=19$ elementdan boshlab atom elektron qobig'i va holatlarining yuqoridagi tartibda elektronlar bilan tuldirilishi buziladi. Dastlab $4s$ holat to'ldiriladi, so'ng orada qolgan $3d$ holat to'ldirilishi boshlanadi. Elementlar to'ldirilishida bunday buzilish ${}_{19}\text{K}$ elementi atomidan boshlanadi. Elektronlar sistemasining to'rtinchi davrida vanadiy (V) elektron konfiguratsiyasi: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^3$ dan so'ng xrom (Cr) elektron konfiguratsiyasi keladi — $4s^1 3d^5$, ya'ni $3d$ holatdagi elektronlar soni birdaniga ikkitaga ortadi, bunda bir elektron $4s$ holatdan o'tadi. Navbatdagi element marganes (Mn) konfiguratsiyasida $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$ yangi elektron $3d$ holatga emas, balki $4s$ holatga qo'shiladi. Elektron holatlar to'ldirilishida bunday buzilish d , f holatlar to'ldirilishida ham kuzatiladi. Elementlar sistemasida har bir davr ishqoriy metall bilan boshlanadi va He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn inert gazlar bilan tugaydi. Ishqoriy metall atomi tashqi qobig'ida bitta elektron harakatlanadi, ularning ionlashtirish potentsiali kichik. Shuning uchun bunday atomlar

tashqi elektroni boshqa atomlarga osonlikcha birikadilar, tashqi elektronini beradilar. Shuning uchun ishqoriy metallar kimyoviy faol hisoblanadilar. Inert gazlarda tashqi *s-p* holatlar sakkizta elektrondan iborat bo'lib, simmetrik va mahkam bog'langan sistemasini tashkil qiladi. Shuning uchun inert gazlar ionlashtirish potentsiali katta qiymatga ega bo'ladi, shu sababdan inert gazlar kimyoviy faol bo'lmaydi, ular boshqa atomlar bilan kimyoviy birikmalar hosil qilmaydi. Elementlar sistemasida har bir yarim davr o'tish elementlari Fe, Ni, Co, Ru, Rh, Pd, Os, Ir, Pt elementlari bilan tugaydi. Bular triadani hosil qiladi: (temir, kobalt, nikel), (ruteniy, rodiy, palladiy), (osmiy, iridiy, platina). Elementlar davriy sistemasida seriydan boshlab lyutetsiyini o'z ichiga olgan o'n to'rtta element noyob Yer elementlari yoki lantanoidlardir. Bu element atomlarida ichki *4f* holat to'ldiriladi, tashqi holatlar o'zgarishsiz qoladi. Lantanoidlar – Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu larning kimyoviy xossalari bir-biriga yaqindir. Toriydan boshlab lourensiyni o'z ichiga olgan – Th, Pa, U, Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Es, Fm, Md, No, Lr elementlar *aktinoidlar* deyiladi. Ularning ko'pchiligi sun'iy yo'l bilan hosil qilingan. Bu elementlarda ichki *5f* holat to'ldiriladi, tashqi holatlar esa o'zgarmasdan qoladi. Shuning uchun lantanoidlar va aktinoidlarning kimyoviy xossalari bir-biriga yaqindir.

Elementlar davriy sistemasi 8 ustundan iborat bo'lib, bu ustunlar sakkiz guruhni tashkil etadi. Guruhlar esa jadvaldagi yettita gorizontol qatorni tashkil etadi. Bu qatorlar davrlar deb aytiladi. Har bir guruhda fizikaviy va kimyoviy xususiyatlari bir xil bo'lgan elementlar joylashtirilgan. Elementlar xususiyatlarining davriyligini o'xshash elementlar atomlarining chetki qobiqlaridagi elektron konfiguratsiyaning takrorlanishi bilan tushuntirish mumkin. Masalan, Si (kremniy) va C (uglerod) elementlari atomlarining kimyoviy xususiyatlari bir-biriga juda o'xshash, shuning uchun bu elementlar atomlaridagi oxirgi elektronlarni ifodalovchi uchta kvant son (n – bosh kvant sondan tashqari) ham aynan bir xil. Elementlar davriy sistemasi ushbu kitobning farzasida keltirilgan.

Davriy sistemadagi elementlarning kimyoviy belgisi, ionlashtirish potentsiali hamda atom qobiqlari bo'yicha elektronlarning taqsimlanishi 7.5-jadvalda keltirilgan.

Element	Ionlashtirish potentsiali, eV	Asosiy holat	Qobiqlar bo'yicha elektronlarning taqsimlanishi														
			K			L			M			N				O	
			1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16		
¹ H ² He	13,624,6	¹ S _{1/2}	1														
³ Li ⁴ Be ⁵ B ⁶ C ⁷ N ⁸ O ⁹ F ¹⁰ Ne	5,4 9,3 8,3 11,3 14,6 13,6 17,4 21,6	² S _{1/2} ¹ S ₀ ² P _{1/2} ¹ P _{1/2} ⁴ S _{3/2} ¹ P _{1/2} ¹ P _{1/2} ¹ S ₀	2 2 2 2 2 2 2 2	1 2 2 2 2 2 2 2		1 1 3 4 5 6											
¹¹ Na ¹² Mg ¹³ Al ¹⁴ Si ¹⁵ P ¹⁶ S ¹⁷ Cl ¹⁸ Ar	5,1 7,6 6,0 8,2 10,9 10,4 12,9 15,8	² S _{1/2} ¹ S ₀ ² P _{1/2} ³ P _{1/2} ⁴ S _{3/2} ¹ P _{1/2} ² P _{1/2} ¹ S ₀	Neon konfiguratsiyasi			1 2 2 2 2 2 2 2	1 2 2 2 2 2 2 2										
¹⁹ K ²⁰ Ca ²¹ Sc ²² Ti ²³ V ²⁴ Cr ²⁵ Mn ²⁶ Fe ²⁷ Co ²⁸ Ni ²⁹ Cu ³⁰ Zn ³¹ Ga ³² Ge ³³ As ³⁴ Se ³⁵ Br ³⁶ Kr	4,3 6,1 6,7 6,8 6,7 6,7 7,4 7,8 7,8 7,6 7,7 9,4 6,0 8,1 10,5 9,7 11,8 14,0	² S _{1/2} ¹ S ₀ ¹ D _{3/2} ¹ F _{7/2} ⁴ F _{7/2} ¹ S _{1/2} ⁶ S _{1/2} ¹ D _{5/2} ⁴ F _{9/2} ³ F ₄ ² S _{1/2} ¹ S ₀ ² P _{1/2} ³ P _{1/2} ⁴ S _{3/2} ¹ F _{7/2} ² P _{1/2} ¹ P _{1/2}	Argon konfiguratsiyasi			1 2 1 2 3 5 5 6 7 8 10 10 10 10 10 10 10 10 10	1 2 2 2 2 1 2 2 2 2 1 2 2 2 2 2 2 2 2 2										

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
³⁷ Rb	4,2	² S _{1/2}	Krypton konfiguratsiyasi											1	2
³⁸ Sr	5,7	¹ S ₀												2	2
³⁹ Y	6,5	² D _{3/2}	4	1											
⁴⁰ Zr	7,0	³ F ₂	5	1											
⁴¹ Nb	6,8	⁶ D _{1/2}	6	1											
⁴² Mo	7,1	² S ₁	7	1											
⁴³ Tc	7,1	⁶ D _{9/2}	8	1											
⁴⁴ Ru	7,5	⁵ F ₅	10												
⁴⁵ Rh	7,7	⁴ F _{9/2}	10	1											
⁴⁶ Pd	8,1	¹ S ₀	10												
⁴⁷ Ag	7,6	² S _{1/2}	10	1											
⁴⁸ Cd	9,0	¹ S ₀	10	2											
⁴⁹ In	5,8	² P _{1/2}	10	2	1										
⁵⁰ Sn	7,3	³ P ₀	10	2	2										
⁵¹ Sb	8,6	⁴ S _{3/2}	10	2	3										
⁵² Te	9,0	¹ P ₁	10	2	4										
⁵³ I	10,4	² P _{3/2}	10	2	5										
⁵⁴ Xe	12,1	¹ S ₀	10	2	6										

7.7-§. Atomning nurlanishi va yutishidagi tanlash qoidalari

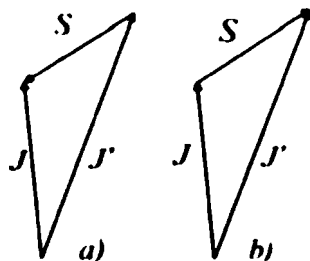
Agar atom uygʻongan holatda boʻlsa, u foton nurlash bilan pastroq energetik holatga oʻtishi mumkin. Aksincha, atom foton yutishi bilan yuqori energetik holatga oʻtishi mumkin. Lekin atomning bunday bir holatdan ikkinchi holatga oʻtishlarining hammasi ham haqiqatda amalga oshmaydi. Foton nurlash yoki yutish bilan boʻladigan kvant oʻtishlarning amalga oshish yoki oshmasligi kvant sonlar boʻyicha tanlash qoidalari bilan aniqlanadi. Tanlash qoidalari kvant oʻtishlarning ruxsat etilganligini yoki taqiqlanganligini ifodalaydi. Tanlash qoidalari spektroskopiyada tajriba natijalari asosida oʻrnatilgandir. Har bir tanlash qoidasi qandaydir saqlanish qonunini ifodalaydi.

Atomning nur chiqarishi yoki yutishi bilan boʻladigan oʻtishlarda koʻriladigan asosiy tanlash qoidalari harakat miqdor momentining saqlanish qonuni natijasidir. Ikkita foton chiqarish bilan boʻladigan oʻtishlar ehtimoliyati kichik. Bitta foton chiqarish bilan boʻladigan

o'tishlarni ko'rib chiqamiz. Atomning bitta foton nurlashida harakat miqdor momentining saqlanish qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$J = J' + S_f \quad (7.57)$$

(7.57) formulada J – atomning fotonni nurlashgacha bo'lgan harakat miqdor momenti (\hbar birliklarda), J' – fotonni nurlagandan keyingi harakat miqdor momenti, S_f – fotonning spin vektori. Tanlash qoidalarida J , J' va S_f vektorlarning kvant sonlari J , J' , S lar asosida chiqariladi. Harakat miqdor momentining saqlanish qonuniga asosan (7.57) tenglamaning har ikki tomonida kvant sonlari bir xil bo'lishi kerak. (7.57) ning o'ng tomonidagi kvant sonlari vektorlarni qo'shish qoidasidan kelib chiqadi. Kvant mexanikasida J vektori bir qiymatda aniqlanadigan xususiy hol mavjud. Bu holda to'liq moment vektorining kvant soni $J = 0$ bo'ladi. U vaqtda J vektorning kvadrati $J^2 = J(J+1) = 0$, ya'ni J vektorning o'zi va uning barcha proyeksiyalari aniq qiymatlarga ega bo'ladi. Bunda J vektori klassik fizikadagidek qaraladi. Shuning uchun kvant soni $J = 0$ bo'lgan kvant holatdan $J = 0$ bo'lgan boshqa holatga o'tish, ya'ni $0 \rightarrow 0$ o'tishlar mutlaq taqiqlangan bo'ladi. Tanlash qoidalarini keltirib chiqarishda vektor diagrammalari usuli modelidan foydalanamiz. Bu usulda J va S vektorlar oddiy klassik vektorlar deb qaraladi. Bu vektorlarning uzunligi J va S kvant sonlariga teng bo'lmasdan, balki $\sqrt{J(J+1)}$ va $\sqrt{S(S+1)}$ kattaliklarda teng bo'ladi. Qaralayotgan $J = J' + S$ vektor modelida atomning foton nurlashidagi impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi. Atomning foton nurlanishida J va J' vektorlardan birortasi nol bo'lmaydigan holni qaraylik. $|J'| \geq |J|$ bo'lsin. 7.7a-rasmdagi uchburchakning har bir tomoni uzunligi qolgan ikki tomoni uzunliklari yig'indisidan kichikdir. J va J' vektorlarning uzunrog'i, ya'ni $|J'| \geq |J| + |S|$ tengsizlikdan foydalanamiz, yoki



7.7-rasm

$$\sqrt{J'(J'+1)} \leq \sqrt{J(J+1)} + \sqrt{S(S+1)}, \quad (7.58)$$

foton uchun spin kvant soni $S=1$, u vaqtda ikkinchi had $\sqrt{2}$ ga teng bo'ladi. Atomda elektronlar soni juft bo'lganda J' va J kvant sonlari butun va elektronlar soni toq bo'lganda, yarim butun sonlarga teng bo'ladi. $\Delta J=J'-J$ faqat musbat butun sonlarga teng bo'ladi, chunki atom foton nurlashida undagi elektronlar soni o'zgarmaydi. (7.58) formulada J' ni $J+\Delta J$ ifoda bilan almashtirib kvadratga ko'taramiz:

$$\Delta J^2 + (2J+1)\Delta J - 2 \leq 2\sqrt{2J(J+1)}, \quad (7.59)$$

J ning ma'lum qiymatida va $\Delta J > 0$ bo'lganda, (7.59) ifodaning chap tomoni ΔJ ning ortishi bilan ortadi, chunki uning ΔJ bo'yicha hosilasi musbatdir. $\Delta J=0$ bo'lganda (7.59) tengsizlik bajariladi. (7.59) tengsizlik $\Delta J=1$ bo'lganda ham bajariladi, lekin $J \leq 2\sqrt{2J(J+1)}$ tengsizlikka aylanadi. $\Delta J=2$ bo'lganda (7.59) tengsizlik bajarilmaydi va u

$$2(J+1) \leq 2\sqrt{2J(J+1)}$$

tengsizlikka aylanadi, bu tengsizlik esa to'g'ri emas. ΔJ ning katta qiymatlarida (7.59) tengsizlik bajarilmaydi. $J' < J$ bo'lgan holga J ni J' ning almashtirilishiga olib keladi. Shunday qilib, J va J' kvant sonlaridan birortasi ham nol bo'lmaganda, atomning foton nurlashi uchun tanlash qoidalari hosil bo'ladi, ya'ni

$$\Delta J = J' - J = \pm 1 \quad \text{yoki } 0. \quad (7.60)$$

J va J' kvant sonlardan birortasi nolga aylansa, (7.60) ifodada $\Delta J=0$ hol amalga oshmaydi. Faqat $\Delta J=\pm 1$ bo'lgan o'tishlar bo'lishi mumkin. J va J' kvant sonlari ikkasi ham nol bo'lgan hol bo'lishi mumkin emas.

Atomning foton yutishidagi tanlash qoidasi foton nurlashdagi kabi hosil qilinadi. Bu holda to'liq moment vektorlari $J+S=J'$ bog'lanishda bo'ladi. Bunda 7.7b-rasmdan foydalaniladi.

Endi atomning foton nurlanishigacha yoki nurlashidan keyingi (yoki foton yutish holi uchun) to'liq impuls momentlari vektorlari J va J' proyeksiyalari m_J va $m_{J'}$ kvant sonlari bo'yicha tanlash

qoidalarini ko'raylik. Bunda tanlash qoidasini to'g'ridan-to'g'ri yozish mumkin:

$$\Delta m_j = m_j - m_j = \pm 1 \text{ yoki } 0, \quad (7.61)$$

(7.61) dagi tanlash qoidasi oldin ko'rilgan tanlash qoidalari bilan bir vaqtda bajarilishi kerak.

Shunday qilib, atomning bir statsionar holatdan ikkinchi statsionar holatga o'tishi energiyasi $E = h \nu$ bo'lgan bitta foton chiqarish bilan sodir bo'ladi. Fotonning orbital harakati bilan bog'liq bo'lmagan ichki harakat miqdori momenti *foton spini* deyiladi. Foton spini birga teng (ya'ni \hbar ga teng). Lekin to'liq momentning o'zi emas, balki uning proyeksiyasi \hbar birliklarda o'lchanadi. Fotonning spini uning tarqalish yo'nalishida ikki xil usul bilan oriyentirlanadi. Bu shuni ko'rsatadiki, fotonning istalgan qutblangan holati ikkita holatning chiziqli kombinatsiyasidan hosil bo'ladi. Birinchi holatda qutblanish o'ng va ikkinchisida qutblanish chapda bo'ladi. Shu bilan birga S vektorining istalgan yo'nalishga proyeksiyalari bo'lgan holatlar soni $2S+1$ ifodaga teng. Bunda S spin kvant soni. Shuning uchun foton spini $1/2$ bo'lishi kerakdek tuyuladi. Lekin bunday holda foton nurlanishi va yutilishida atomning to'liq harakat miqdor momenti vektori J ning kvant soni $\pm 1/2$ ga o'zgarishi kerak, ya'ni butun sondan yarim butun songa o'tiladi va aksincha. Bu hol esa atomning foton nurlashi yoki yutishida atomda elektronlar soni o'zgarmaydi degan mulohazaga qarama-qarshidir. J kvant soni esa elektronlar soni juft bo'lganda butun va toq bo'lganda yarim butun songa teng bo'ladi. Foton faqat tezligi yorug'lik tezligiga teng bo'lgan harakat holatida mavjud bo'ladi. Istalgan sanoq sistemasida foton uchun bitta tanlangan yo'nalish — harakat yo'nalishi mavjud. Foton spini vektorining proyeksiyasi ham faqat shu yo'nalishga bo'ladi. Foton spini $S=1$ bo'lgani uchun spin shu yo'nalishga nisbatan $2S+1$, ya'ni uch xil oriyentirlanishi mumkin: birinchi holda spin proyeksiyasi harakat yo'nalishida yo'nalgan, ikkinchi holda harakatga qarshi yo'nalgan, uchinchi holda esa nolga teng. Haqiqatda elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang bo'lgani uchun uchinchi hol amalga oshmaydi. Bunday natijalar tajribalarda kuzatilgan. To'liq harakat miqdor momenti vektori L va spin momenti vektori S bilan

bog'liq bo'lgan tanlash qoidalarini ko'raylik. Elektromagnit to'lqinlarning (foton) nurlanishi elektronning elektromagnit xossalari – zaryadi va magnit momenti tufayli paydo bo'ladi. Atomning foton nurlashi zaryad harakatining o'zgarish (L vektorning o'zgarishi) yoki spin magnit momentining o'zgarishi yoki hirdaniga har ikkala o'zgarish natijasida hosil bo'ladi. Spin burilishida hosil bo'ladigan nurlanish relyativistik effekt hisoblanadi. Nazariya ko'rsatadiki, optik sohada nurlanish bo'lganda fotonning elektron zaryadi bilan o'zaro ta'siri fotonning elektron magnit momenti bilan o'zaro ta'siridan kuchli bo'ladi. Bu esa foton nurlanishi spin vektori o'zgarishi bilan bog'liq emasligini ko'rsatadi, ya'ni

$$\Delta S = 0. \quad (7.62)$$

Demak, atomning nur (foton) yutishi yoki nurlashi atom holatlari spini bo'lmagandagidek sodir bo'ladi, ya'ni spinga bog'liq bo'lmaydi. Bunda atomning magnit momenti faqat orbital momentga teng deb qaraladi. Ya'ni to'liq moment J orbital moment L ga teng. U vaqtda bitta foton nurlash yoki yutish orqali bo'ladigan o'tishlar uchun orbital moment kvant soni bo'yicha tanlash qoidasi quyidagicha bajariladi:

$$\Delta L = L - L = \pm 1 \text{ yoki } 0. \quad (7.63)$$

L va L' lardan birortasi nolga aylansa, $\Delta L=0$ bo'lgan hol amalga oshmaydi. $\Delta L=0$ bo'lgan hol bir valent elektroniga ega bo'lgan atomlar uchun ham amalga oshmaydi (masalan, vodorod va ishqoriy metallar atomlari uchun). Lekin o'tishlarning bunday taqiqlanishi harakat miqdorining saqlanish qonuni bilan bog'liq bo'lmasdan, balki to'lqin funksiyasi juftligining saqlanish qonuni bilan bog'liq. $\Delta J=\pm 1$ tanlash qoidasi bajarilganda aylanma qutblangan foton nurlanadi, $\Delta J=0$ da esa chiziqli qutblangan foton nurlanadi.

Yuqorida ko'rilgan (7.60–7.63) formulalarda tanlash qoidalari foton xossalari bilan bog'liq bo'lib, faqat bitta foton nurlash yoki yutish bilan bo'ladigan kvant o'tishlarda to'g'ri bo'ladi. Ko'p foton nurlash yoki chiqarish bilan bo'ladigan o'tishlarga to'g'ri kelmaydi.

7.8-§. Atomda elektronlarning bog'lanish turlari

Atomning to'la harakat miqdori moment \vec{J} ga bir necha elektronning orbital va spin momentlari hissa qo'shsa, \vec{J} shu momentlarning vektor yig'indisi ko'rinishda aniqlanadi. Elektronlarning o'zaro ta'sirda bo'lishligi sababli ularning orbital va spin momentlarini qo'shish atom sistemasidagi mavjud o'zaro ta'sirlar xarakteri bilan aniqlanuvchi qoidalarga bo'ysinadi.

LS bog'lanish. Agar elektronlar sistemasining orbital va spin momentlari o'zaro ta'siri har bir elektronning orbital va spin momentlari o'zaro ta'sirdan kuchli bo'lsa, elektronlar sistemasida *LS* bog'lanish amalga oshadi.

LS bog'lanish ko'pincha Rossel-Saunders yoki normal bog'lanish deb ham ataladi. Tajriba natijalarida ko'pchilik hollarda *LS* bog'lanish amalga oshishi isbotlangan. Shu sababli atom tuzilishi nazariyasida *LS* bog'lanish muhim rol o'ynaydi.

LS bog'lanishda alohida elektronlarning orbital momentlari qo'shib atomning orbital momenti L ni spin momentlari qo'shib esa atomning spin momenti S ni hosil qiladi. Ya'ni,

$$\begin{aligned}\vec{L} &= l_1 + l_2 + \dots \\ \vec{S} &= s_1 + s_2 + \dots\end{aligned}\quad (7.64)$$

Atomning to'liq momenti J uning orbital \vec{L} va spin \vec{S} momentlari yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (7.64a)$$

LS bog'lanish quyidagi formulalar ko'rinishida ham ifodalanadi:

$$\left. \begin{aligned}\vec{L} &= \sum \vec{l}_i, \\ \vec{S} &= \sum \vec{s}_i, \\ \vec{j} &= \vec{L} + \vec{S}\end{aligned}\right\} \quad (7.64b)$$

$|\vec{L}|, |\vec{S}|, |\vec{j}|, L_z, S_z, J_z$ lar odatdagidaek kvantlanadi va ularga L, S, J, M_L, M_S va M_J kvant sonlari mos keladi, ya'ni

$$\begin{aligned} |\vec{L}| &= \hbar\sqrt{L(L+1)}, & L_z &= \hbar M_L, \\ M_L &= -L, -L+1, \dots, L, \end{aligned} \quad (7.65)$$

M_L – atomning orbital magnit kvant soni

$$\begin{aligned} |\vec{S}| &= \hbar\sqrt{S(S+1)}, & S_z &= \hbar M_S, \\ M_S &= -S, -S+1, \dots, S, \end{aligned} \quad (7.66)$$

M_S – atomning spin magnit kvant soni

$$\begin{aligned} |\vec{J}| &= \hbar\sqrt{J(J+1)}, & J_z &= \hbar M_J, \\ M_J &= -J, -J+1, \dots, J, \end{aligned} \quad (7.67)$$

M_J – atomning to'liq magnit kvant soni.

Atomda elektronlar soni juft bo'lganda S va J kvant sonlari butun son, elektronlar soni toq bo'lganda esa yarim butun son qiymatlarni qabul qiladi. LS bog'lanish elektrostatik kuchlarning nisbatan kuchli ta'siri ostida yuz beradi.

jj-bog'lanish. Og'ir atomlarda yadro zaryadi katta bo'lganligi sababli elektronlarning orbital l_i va spin S_i momentlari o'rtasidagi spin-orbital o'zaro ta'sir elektronlar o'rtasida elektrostatik o'zaro ta'sir bilan tenglashadi. Natijada LS bog'lanish buzilib, ayrim elektronlarning to'la harakat miqdori momentlari to'g'ridan to'g'ri qo'shiladi. Shu yo'l bilan atomning to'liq harakat miqdori momenti hosil bo'ladi, ya'ni atomning to'la harakat miqdor momenti alohida elektronlar to'la harakat miqdor momentlari yig'indisidan iborat bo'ladi. Elektron harakat miqdori momentlarining bu xil qo'shilishiga, ya'ni elektronlarning bu bog'lanishiga *jj-bog'lanish* deyiladi. *jj-bog'lanish*da i -elektronning to'liq momenti

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{S}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (7.68)$$

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^N \vec{j}_i, \quad (7.69)$$

Bu formulalarda: J – atomning to'liq harakat miqdor momenti, j – elektronning to'liq harakat miqdor momenti, l_i – elektronning orbital momenti, S_i – elektronning spin momenti. Atomda elekt-

ronlarning bunday bog'lanishiga *jj-bog'lanish* deyiladi. *jj* bog'lanish *LS* bog'lanishga qaraganda kam uchraydi.

Bu bog'lanishlarga misol tariqasida $\ell = 0, 1$ holatdagi ikkita elektronning hosil qilgan konfiguratsiyasini ko'rish mumkin. $\ell_1 = 0, \ell_2 = 1, S_1 = S_2 = 1/2$ bo'lsin (7.8-rasm). Russell Saunders bog'lanishlariga binoan:

$$|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}, \quad L = \ell_1 + \ell_2, \dots, |\ell_1 - \ell_2|; \quad L = 1,$$

$$|\vec{S}| = \hbar\sqrt{S(S+1)}, \quad S = S_1 + S_2, \dots, |S_1 - S_2|; \quad S = 1, 0,$$

$$|\vec{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}, \quad j = L + S, \dots, |L - S|; \quad j = 1 \text{ va } j = 2, 1, 0.$$

Ya'ni, to'rtta sath yuzaga keladi. Bu to'rtta sath $j_1 = 1$ va $j = 2, 1, 0$ sathlardan iborat ikkita bosh termni tashkil etadi. Ikkinchi j_2 term uchta bir-biriga juda yaqin sathlardan iborat. *jj*-bog'lanishga binoan,

$$\vec{j}_i = \vec{\ell}_i + \vec{S}_i, \quad (7.70)$$

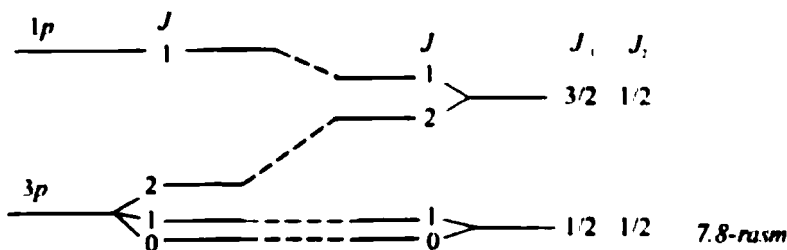
$$|\vec{j}_1| = \hbar\sqrt{j_1(j_1+1)}, \quad j_1 = \ell_1 + S_1, \dots, |\ell_1 - S_1|; \quad j_1 = \frac{1}{2};$$

$$|\vec{j}_2| = \hbar\sqrt{j_2(j_2+1)}, \quad j_2 = \ell_2 + S_2, \dots, |\ell_2 - S_2|; \quad j_2 = \frac{3}{2} \text{ va } \frac{1}{2}. \quad (7.71)$$

j va S o'rtasidagi kuchli o'zaro ta'sir natijasida $j = 3/2; 1/2$ holatlar bir-biridan katta farq qiladigan energiyaga ega bo'ladi.

j_1 va j_2 o'rtasidagi kuchsiz bog'lanish natijasida

$$\vec{j}_i = \sum \vec{j}_i. \quad (7.72)$$



$$|j| = \hbar \sqrt{j(j+1)},$$

$$j = j_1 + j_2, \dots, |j_1 - j_2|, \quad (7.73)$$

$$j = 2, 1 \text{ va } 1, 0.$$

Demak, yana to'rtta sath hosil bo'lar ekan. 7.8-rasmda bu ikki xil bog'lanishlar beradigan energiya sathlari keltirilgan.

Shunday qilib, bu ikki xil bog'lanishda sathlar soni teng va j ning qiymatlari bir xil.

Nazorat savollari

1. *Qanday atomlar ko'p elektronli atomlar deyiladi? Misollar keltiring.*
2. *Murakkab atomlar uchun Shredinger tenglamasida elektronlarning qanday o'zaro ta'sirlari hisobga olinishi kerak?*
3. *Ishqoriy metallar atomlari tuzilishi qanday?*
4. *Effektiv yadro va effektiv zaryad hosil bo'lishini tushuntiring.*
5. *Ishqoriy metallar atomlarida kvant sonlar qanday bo'ladi?*
6. *Ishqoriy metallar atomlari energetik sathlari energiyasi qayday formula bilan aniqlanadi va bunda bosh kvant soni qaysi kattalikka bog'liq?*
7. *Ishqoriy metallar atomlari spektrlarida qanday seriyalar kuzatiladi?*
8. *Pauli prinsipining mohiyatini tushuntiring.*
9. *Elektron qobiqlarning elektronlar bilan to'ldirilishini tushuntiring.*
10. *^{11}Na elementining elektron konfiguratsiyasini yozing.*
11. *Tanlash qoidalarini ayting.*
12. *Atomda elektronlarning qanday bog'lanish turlarini bilasiz?*

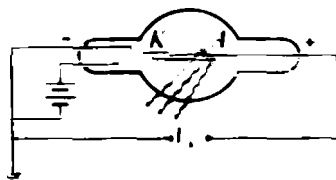
VIII BOB RENTGEN NURLARI

8.1-§. Rentgen nurlarining hosil qilinishi

Rentgen nurlari 1895-yilda V. Rentgen tomonidan kashf qilingan bo'lib, uning nomi bilan ataladi. Rentgen nurlari elektromagnit to'lqinlar nurlanishi bo'lib, to'lqin uzunligi $\lambda = (10 \pm 0,001) \text{ nm}$ oraliqda bo'ladi. Rentgen nurlari ikki xil bo'lishi aniqlangan: tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlari.

Rentgen nurlari 8.1-rasmda tasvirlangan rentgen trubkasida hosil qilinadi.

Eng oddiy rentgen trubkasi ichidan havosi so'rib olinib ($10^{-5} - 10^{-7}$) mm Hg bosim hosil qilingan shisha ballon bo'lib, uning ichiga katod K va anod A elektrodlari joylashtirilgan. K katod



8.1-rasm

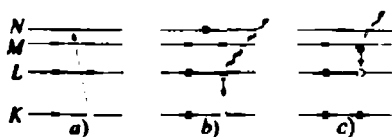
volframdan tayyorlangan spiral bo'lib, bu spiraldan past voltli elektr toki o'tkaziladi, bunda spiral $\sim 2000^\circ$ gacha qiziydi. Qizigan katoddan termoelektronlar ajralib chiqib boshlaydi. A – anod metall dan tayyorlangan massiv sterjendan iborat, sterjen sirtiga galvanik yoki payvandlash usuli bilan xarakteristik rentgen nurlari tekshiriladigan element qatlami hosil qilinadi. Katod va anod orasiga bir necha o'n kilovolt tartibda potentsiallar ayirmasi qo'yiladi.

Tormozlanish rentgen nurlarining hosil bo'lish mexanizmi quyidagicha: katod qizdirilgan holda bo'lganda, katod va anod orasidagi potentsiallar ayirmasi oshirib boriladi. Bunda hosil qilingan elektr maydon qizigan katoddan ajralib chiqayotgan termoelektronlarni tezlatadi. Yetarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar anod sirtiga urilib, unda tormozlanadi.

Ma'lumki, harakatdagi elektron atrofida elektr va magnit maydonlari mavjud, chunki harakatdagi elektron elektr tokiga ekvivalent. Elektronning tormozlanishi deganda, uning atrofidagi maydonning o'zgarishi tushuniladi. Magnit va elektr maydonining o'zgarishi

elektromagnit to'liqlar nurlanishiga sabab bo'ladi. Bu nurlanish *tormozlanish rentgen nurlanishi* deyiladi.

Xarakteristik rentgen nurlarining hosil bo'lish mexanizmi quyidagicha: xarakteristik rentgen nurlanishi murakkab atomlar ichki elektron qobiqlaridagi elektronlar o'tishi natijasida hosil bo'ladi. Anod va katod orasidagi potentsiallar ayirmasi bilan tezlatilgan, katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar anod materiali atomlari bilan to'qnashadi va atomning ichki (K, L, M, \dots) qobiqlarining biridan elektronlarni urib chiqaradi yoki tashqi bo'sh qobiqqa o'tkazadi. Bo'sh qolgan o'rinlarga qo'shni qobiqlardan elektronlar o'tadi. Elektronlarning o'tishi katta energiyadagi nurlanish chiqishi bilan sodir bo'ladi. Bunday nurlanish *xarakteristik rentgen nurlanishi* deyiladi. Masalan, agar K qobiqdan elektron urib chiqarilgan bo'lsa (8.2a-rasm), K qobiqda bo'sh qolgan o'ringa undan yuqorida bo'lgan L, M, N qobiqlarning biridan elektron o'tishi mumkin (8.2 b-rasm). Xuddi shunday elektron L qobiqdan urib chiqarilgan bo'lsa, L qobiqdagi bo'sh qolgan o'ringa M qobiqdan elektron o'tadi (8.2 c-rasm). Bu o'tishlarda katta energiyadagi nurlanish hosil bo'ladi.



8.2-rasm

Shu nurlanish xarakteristik rentgen nurlanishi bo'ladi. Atomning ichki qobiqlari orasida bo'ladigan elektron o'tishlarda katta miqdorda energiya ajraladi.

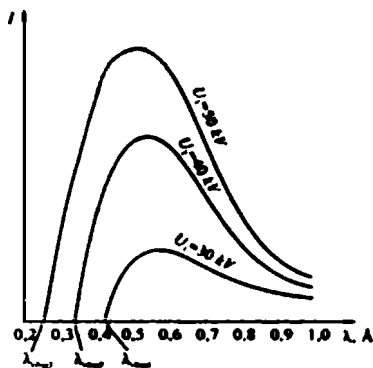
Rentgen trubkalarida tezlatilgan elektronlar kinetik energiyasining $\sim 0,01$ qismi rentgen nurlari energiyasiga aylanadi, energiyaning qolgan qismi anodning qizishiga sarflanadi. Quvvati yuqori bo'lgan rentgen trubkalarida anod suv bilan sovitiladi.

8.2-§. Rentgen nurlarining spektrlari

Tormozlash rentgen nurlari tutash spektrni hosil qiladi. Tutash spektrning tuzilishi anod materialiga bog'liq bo'lmaydi. Tutash spektr quyidagi xossalarga ega: spektrda rentgen nurlari intensivligining to'liq uzunligiga bog'liq ravishda taqsimlanishi egri chiziqdan iborat bo'lib, to'liq uzunligining aniq qiymatlarida egri chiziq maksimumga ega bo'ladi. Intensivlikning bu maksimumidan uzun to'liqlar va qisqa to'liqlar tomonga pasayishi turlicha bo'ladi;

uzun to'liqlar tomonga pasayganda egri chiziq asimptotik ravishda nolga intiladi, qisqa to'liqlar tomonga pasayganda esa keskin pasayadi va to'liq uzunligining ma'lum bir qiymatida spektr keskin uziladi. To'liq uzunligining bu qiymati tutash spektrning qisqa to'liqlik chegarasi deyiladi va u elektronlarni tezlatuvchi potensialga bog'liq bo'ladi.

8.3-rasmda anod va katod orasidagi potensiallar farqining turli qiymatlari uchun tormozlanish rentgen nurlanishining tutash spektri keltirilgan. Rasmda tormozlanish rentgen nurlanishi intensivligining to'liq uzunligiga bog'liqligi tasvirlangan. Anod va katod orasidagi potensiallar ayirmasi $U_1=30 \text{ kV}$ bo'lganda spektr to'liq uzunligi ma'lum bir chegaraviy λ_{cheg1} qiymatidan boshlanib, uzun to'liq uzunliklar tomonidan davom etadi. Potensiallar ayirmasi yana oshirila borilsa, $U_2=40 \text{ kV}$ bo'lganda, spektrning qisqa to'liqlik chegarasi chapga siljiydi, λ_{cheg2} spektrning intensivligi esa ortadi. $U_2=50 \text{ kV}$ bo'lganda ham shunday bo'ladi va h.k.



8.3-rasm

Tutash spektrning qisqa to'liqlar sohasida spektrning uzilishini kvant mexanikasi tasavvurlari asosida quyidagicha tushuntirish mumkin: elektronlar tormozlanishida hosil bo'ladigan rentgen nurlarining energiyasi tormozlangan tez elektronlarning energiyasidan katta bo'la olmaydi.

Katod va anod orasiga qo'yilgan potensiallar ayirmasi bilan tezlashtirilgan elektronlar eU kattalikdagi kinetik energiyaga erishadi. Elektronlar anod sirtiga urilib tormozlanganida kinetik energiyasining bir qismi anodni qizdirishga sarf bo'ladi, qolgan qismi hosil bo'lgan rentgen nurlanishi kvantlari energiyasiga aylanadi. U vaqtda energiya uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$h\nu \ll eU. \quad (8.1)$$

(8.1) formulada $h\nu$ – tormozlanish rentgen nurlanishi kvantlarining energiyasi, eU – tezlashtirilgan elektronlarning kinetik energiyasi.

Elektronlarning anodni qizdirishga sarflanadigan energiyasi har xil bo'lganligi uchun hosil bo'ladigan rentgen kvantlarining energiyasi ham har xil bo'ladi, ya'ni har xil energiyali rentgen kvantlari nurlanadi. Shuning uchun ham tormozlanish rentgen nurlanishi tutash spektrga ega bo'ladi.

Tormozlanish rentgen nurlari tutash spektrida eng qisqa to'liq uzunligiga to'g'ri keladigan rentgen nurlanishi kvantlari $h\nu_{\max}$ – maksimum energiyaga ega bo'ladi. Bunday katta energiyali tormozlangan rentgen nurlanishi kvantlari anodga kelib urilayotgan tez elektronlarning kinetik energiyasi to'liq ravishda tormozlangan rentgen nurlari energiyasiga aylanganida hosil bo'ladi. Shuning uchun tutash spektrning chegarasi λ_{\min} ni topish uchun elektronning eU kinetik energiyasini rentgen kvantining maksimal energiyasi $h\nu_{\min}$ ga tenglashtirish kerak, ya'ni:

$$eU = h\nu_{\max}. \quad (8.2)$$

(8.2) formulada $\nu_{\max} = c/\lambda_{\min}$ ekanligini hisobga olgan holda λ_{\min} uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\lambda_{\min} = hc/eU. \quad (8.3)$$

(8.3) formulada

$$\lambda_{\min} = \lambda_{\text{cheg}},$$

λ_{cheg} – tutash spektrning eng qisqa chegaraviy to'liq uzunligi deyiladi. (8.3) formuladan ko'rinadiki, tutash rentgen spektrning chegaraviy to'liq uzunligi faqat potentsiallar ayirmasiga bog'liq bo'lib, anod materialiga bog'liq emas.

(8.3) formulada U – kilovoltlarda va λ – angstremlarda ifodalangan bo'lsa, uni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\lambda = \frac{12,412}{U} \text{ \AA}, \quad (8.4)$$

(8.4) formulada elektronni tezlatuvchi potensial $U=100$ kV bo'lganda tutash spektrni chegaralagan eng qisqa chegaraviy to'liq uzunlik $\lambda_{\text{cheg}}=0,124\text{ \AA}$ ga teng bo'ladi.

Rentgen spektroskopiyasida to'liq uzunligi XE – birliklarda ifodalanadi:

$$1XE=1,00225\text{ \AA}. \quad (8.5)$$

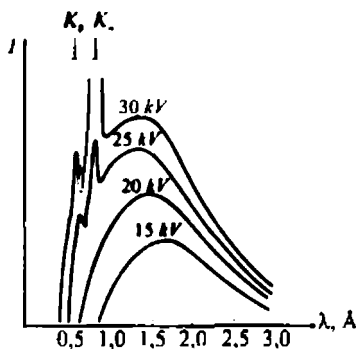
(8.5) ifoda keltirilgan birliklarda hisoblangan to'liq uzunliklar tormozlanish rentgen nurlanishi tutash spektrining qisqa to'liqlik sohasida joylashgan bo'ladi.

Xarakteristik rentgen nurlari chiziqli spektrni hosil qiladi. Chiziqli spektrlar anod materialiga, uning atomi xossalari bog'liq bo'ladi. Shuning uchun har bir element faqat o'ziga xos xarakteristik rentgen nurlari chiqaradi.

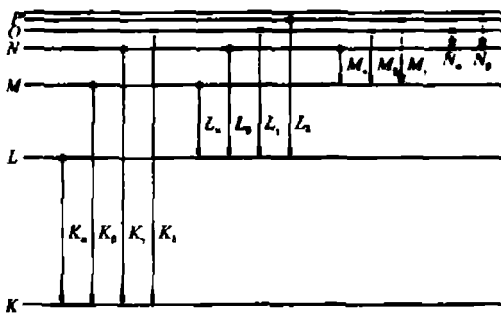
Anod va katod orasiga qo'yilgan potentsiallar ayirmasining ma'lum qiymatida tezlashtirilgan elektronlarning energiyasi anod materiali atomining ichki qobiqlaridan elektronni urib chiqarishga yetarli bo'lgan holda tormozlanish rentgen nurining tutash spektri fonida xarakteristik rentgen nurlarining qisqa spektral chiziqlari hosil bo'ladi (8.4-rasm).

8.4-rasmda anod va katod orasida qo'yilgan potentsiallar ayirmasining 15, 20, 25, 30 kV qiymatlarida bo'lgan tormozlanish nurlanishining tutash spektri fonida xarakteristik rentgen nurlanishining spektral chiziqlari K_α , K_β hosil bo'lgan.

Rentgen spektrlarida spektral chiziqlar rentgen sathlari orasida bo'ladigan elektron o'tishlari natijasida hosil bo'ladi. Elektron o'tishlar $\Delta L = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ tanlash qoidalari bajarilishi asosida hosil bo'ladi. Xarakteristik rentgen nurlarining spektral chiziqlari ma'lum qonuniyat bilan ketma-ket joylashadi. Spektral chiziqlar seriyalarga birlashtiriladi. Seriyalar K , L , M , N harflari bilan belgilanadi. Agar spektral chiziqlar elektronlarning K -qobiqqa o'tishida hosil bo'lgan bo'lsa, spektral chiziqlar K -seriyaga tegishli bo'ladi, L -seriya chiziqlari elektronlarning L -qobiqqa o'tishidan hosil bo'lgan chiziqlardan iborat bo'ladi. Boshqa seriyadagi spektral chiziqlar ham shunday hosil bo'ladi. K -seriya spektrning eng qisqa to'liqlik sohasida, L -seriya uzun to'liqlik sohasida, M va N seriyalar ko'zga ko'rinadigan sohada joylashgan bo'ladi. Xarakteristik rentgen spektrida K , L , M , N seriyalarining hosil bo'lishi sxematik ravishda 8.5-rasmda keltirilgan seriyadagi har bir chiziq o'z belgisiga ega. Har bir chiziq qaysi seriyaga tegishli bo'lsa, shu seriya nomi bilan aytiladi. Elektron qaysi qobiqdan o'tgan bo'lsa, shu qobiq indeksi bilan



8.4-rasm



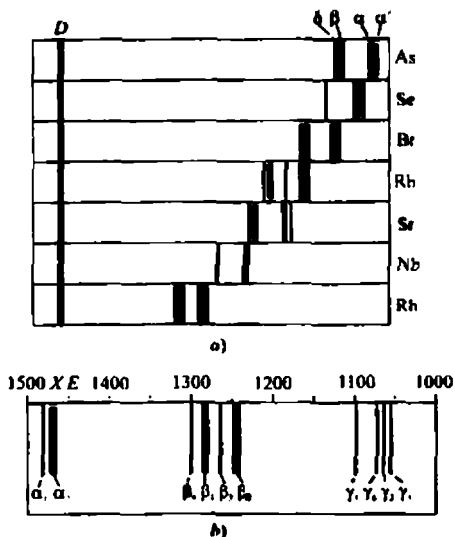
8.5-rasm

indekslar bilan K_{α} , K_{β} , K_{γ} yoki L_{α} , L_{β} , L_{γ} va h.k. ko'rinishida yoziladi (8.5-rasm). K_{α} elektronning yaqin qobiqdan K qobiqqa o'tishida chiqarilgan xarakteristik rentgen nuri energiyasi hosil bo'lgan spektral chiziqdir. α , β , γ , δ — harflariga qo'yiladigan son indeksleri uzun to'lqinlar spektral chiziqlardan boshlab seriyadagi chiziqlarning tartib raqamini ko'rsatadi. K — seriya o'z tuzilishiga ko'ra, eng oddiy spektr hisoblanadi. Bu seriya uchta spektral chiziqdan iborat bo'lib, ular shartli ravishda K_{α} , K_{β} , K_{γ} bilan belgilanadi. K_{γ} — chizig'i uzun to'lqinli bo'lib, kattaroq intensivlikka ega. K_{α} — chizig'i α_1 va α_2 komponentlardan, ya'ni K_{α_1} va K_{α_2} — chiziqlaridan iborat bo'lgan dublet tuzilishiga ega. K_{β} — chizig'i to'lqin uzunligi va intensivligi jihatidan K_{α} dan keyin turadigan chiziqdir. K_{β} — chizig'i ham dublet tuzilishiga ega bo'lib, K_{β_1} va K_{β_2} ko'rinishida belgilanadi. K_{α_1} va K_{α_2} hamda K_{β_1} va K_{β_2} chiziqlari bir-biridan energiya bo'yicha juda oz farq qiladi. Bu chiziqlar rentgen spektrlarining «nozik strukturasi»ni hosil qiladi. K — chizig'i qisqa to'lqinli chiziq hisoblanadi. L-seriya K-seriyaga qaraganda murakkab tuzilishga ega bo'ladi.

8.6a-rasmda ba'zi elementlarning K-seriya spektrlari keltirilgan. 8.6b-rasmda esa volframning L-seriya spektral chiziqlari tasvirlangan. Rasmlardan L-seriya K-seriyaga qaraganda murakkab tuzilganligini ko'rish mumkin. K-qobiqdagi elektron atom bilan kuchli bog'langan, L-elektron kuchsizroq, M-qobiqdagi elektron undan ham kuchsizroq bog'langan. Shuning uchun elektronlarning $L \rightarrow K$ o'tishida hosil bo'ladigan xarakteristik rentgen nurlanishi kvantlarining energiyasi L va K qobiqlaridagi elektronlarning bog'lanish energiyalari farqiga teng bo'ladi. Rentgen spektrlari atomning ichki qobiqlaridagi elekt-

ko'rsatiladi. Masalan, K_{α} yozuv elektron K qobiqqa o'tganligini bildiradi. α — indeksi elektron o'tishlar yaqin qobiqdan bo'lganligini, β — indeksi o'tishlar yaqin qobiqdan keyingi qobiqdan bo'lganligini ko'rsatadi va h.k. Qobiqlar α, β, γ —

ronlarning harakati tufayli hosil bo'ladi. Atomning ichki qobiqlari bir xil tuzilishga ega bo'lganligi uchun rentgen nurlari spektrlarida davriylik kuzatilmaydi. Spektral chiziqlar chastotalarining element tartib raqami Z ning ortishi bilan qisqa to'lqinlar tomonga monoton siljishi kuzatiladi. Rentgen nurlari spektrida chiziqlar soni juda kam bo'lib, chiziqlar bir xil tuzilishga ega bo'ladi. Umuman rentgen nurlari spektrlari oddiy va bir xil tuzilishga ega. Rentgen spektrlarida atomga tegishli xossalar mavjud bo'ladi. Shuning uchun ham rentgen nurlarining chiziqli spektrlari atomlarning murakkab elektron qobiqlari tuzilishini aniqlashga imkon beradi.



8.6-rasm

8.3-§. Mozli qonuni

Zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadroning Kulon maydonidagi energiyasi:

$$E_n = AZ^2 \frac{1}{n^2}.$$

Atomning biror qobig'idagi elektronning energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$E_n = A(Z - \sigma_{nl})^2 \frac{1}{n^2}. \quad (8.6)$$

Bu formula vodorodsimon atomlar energetik sathlari energiyasini hisoblash formulasi kabi bo'lib, bunda σ_{nl} – tuzatma kiritilgan. σ_{nl} – ekranlash doimiyligi deyiladi. σ_{nl} – yadro maydonini ichki elektronlar va boshqa elektronlar bilan ekranlashini hisobga oladi ($\sigma_{nl} \ll Z$). Atomlarning ichki elektron qobiqlarining tuzilishi bir xil bo'lganligi uchun berilgan qobiq uchun (berilgan n uchun) σ_{nl} bir xil bo'ladi. K -qobiqdagi elektronlarga asosan ikkinchi elektron

ekranlovchi ta'sir ko'rsatadi, bunday holda ekranlash doimiyligi $\sigma=1$ bo'ladi. L -qobiqdagi elektronlar uchun esa $\sigma=8$. σ_{n_l} ning aniq qiymatlari tajribalarda aniqlanadi va fizikaviy doimiylıklar jadvalarida keltiriladi. (8.6) formula vodorodsimon atom energiyasini topish

formulasidan ($E_n = -\frac{mZ^2e^4}{2h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$) ishorasi bilan farq qiladi. (8.6)

formulada ishora musbat, chunki elektroni yo'qotilgan atom energiyasi musbat bo'ladi.

Rentgen nurlari kvantlarining energiyasi energiyaning saqlanish qonuniga asosan atomning boshlang'ich va oxirgi holatlari energiyalari farqiga teng:

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2} = A(Z - \sigma_1)^2 \frac{1}{n_1^2} - A(Z - \sigma_2)^2 \frac{1}{n_2^2}, \quad (8.7)$$

(8.7) formulada E_{n_1} - atomning boshlang'ich holati energiyasi,

E_{n_2} - atomning oxirgi holati energiyasi, A - sath energiyasi,

$A = \frac{me^4}{2h^2} = 13,6 \text{ eV}$, n - bosh kvant son, σ - ekranlash doimiyligi.

Ekranlash doimiyligi σ ni energetik sathlar uchun emas, spektral chiziqlar uchun hisobga olish mumkin. U vaqtda (8.7) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$h\nu = A(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (8.8)$$

Turli atomlar spektlaridagi bir xil spektral chiziqlar uchun σ ning qiymati deyarli doimiy bo'ladi. Masalan, $20 < Z < 30$ bo'lgan barcha atomlarning K_α chizig'i uchun $\sigma = 1,13$.

(8.8) formuladan ko'rinadiki, rentgen spektral chiziqlarining chastotasi (rentgen nurlari chastotasi) elementdan elementga o'tishda amalda Z^2 ga proporsional ravishda ortadi. Bu qonuniyat 1913-yilda Mozli tomonidan tajriba orqali kashf etildi. Mozli turli elementlar xarakteristik rentgen spektral chiziqlarining chastotasini o'rganib, rentgen nurlari chastotasidan chiqarilgan kvadrat ildiz elementining tartib raqami Z ga chiziqli bog'lanishda ekanligini aniqladi, ya'ni

$$\sqrt{v} = a(Z - \sigma_n), \quad (8.9)$$

(8.9) formulada v – xarakteristik rentgen nurlari chastotasi, σ_n – ekranlash doimiyliigi, Z – antikatod (anod) yasalgan elementning tartib raqami, a – ayni seriya spektral chiziqlari uchun doimiy miqdor bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$a = \sqrt{Rc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)},$$

bunda R – Ridberg doimiyliigi, c – yorug'likning vakuumdagi tezligi, m va n lar elektron orbitalarining tartib raqami.

(8.9) formula Mozli qonunini ifodalaydi. Mozli qonuni Mendeleevning elementlar davriy sistemasida elementlar tartib raqamini to'g'ri aniqlashda muhim o'rin tutadi.

Elementlar davriy sistemasining turli qismlarida hali kashf etilmagan elementlarga tegishli ochiq qolgan joylar mavjud edi. $Z=58$ dan $Z=71$ gacha bo'lgan oraliqdagi elementlarning to'g'ri joylashtirilganligi ishonchsiz edi. Chunki bu elementlarning kimyoviy xossalari bir-biridan juda kam farq qiladi. Ularning atom og'irliklari ishonchli aniq emas edi, shuning uchun ularni tartib bo'yicha joylashtirilganiga ishonish qiyin bo'lgan. Mozli bu qiyinchiliklarni bartaraf qildi. Mozli vodorod (H) bilan uran (U) orasida tartib raqamlari har xil bo'lgan 92 xil atom mavjud bo'lishini ko'rsatib, hali kashf etilmagan elementlarning sonini aniq aytib berdi. Mozli birinchi bo'lib elementlarning fizika-kimyoviy xossalari atom og'irligi emas, balki elementning tartib raqami (yadro zaryadi) belgilashini ko'rsatdi. Bu xulosa izotoplarning kashf etilishi bilan yanada tasdiqlanadi.

8.4-§. Rentgen nurlarining difraksiyasi

1912-yilda M.Laue tomonidan rentgen nurlari difraksiyasini o'rganish bo'yicha o'tkazilgan tajribalar natijasida rentgen nurlari elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi aniqlandi. Bu tajribalar rentgen nurlarining nafaqat to'lqin tabiatiga ega ekanligini ko'rsatdi, balki ularning to'lqin uzunliklarini o'lchashga ham imkon berdi.

Bragg – Vulf formulasi. Kristall fazoviy panjara tugunlarida ma'lum qonuniyat va tartib bilan joylashgan atom va molekularlar

to'plamidan iborat bo'ladi. To'lqinlar tabiati Gyuygens-Frenel prinsini orqali tahlil qilinadi. Bu prinsipga asosan to'lqin frontining har bir nuqtasi ikkilamchi to'lqinlar manbai hisoblanadi. Ikkilamchi manbalardan chiqqan to'lqinlar fazaviy munosabatlar hisobga olinganda interferensiya hodisasini hosil qiladilar. To'lqinlarning tekis sirtidan qaytishi shunga olib keladiki, sirtning har bir nuqtasi ikkilamchi to'lqinlar manbai bo'lib qoladi. Bu manbalardan chiqqan to'lqinlar o'zaro interferensiyalashib, ma'lum qaytish burchagi ostida qaytgan to'lqinlarni hosil qiladi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi.

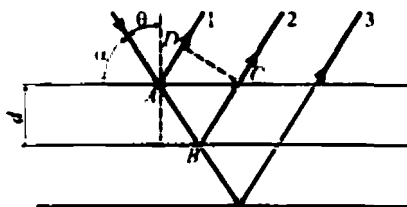
Kristallga to'lqinlar tushganida kristall panjara tugunlari ikkilamchi to'lqinlar manbai bo'ladi. Agar tugunlar bir tekislikda joylashgan bo'lsa, u vaqtda tekislikdan to'lqinlarning tushish burchagiga teng bo'lgan qaytish burchagi ostida qaytishi sodir bo'ladi. Qaytgan to'lqinlarning intensivligi kristall panjaraning tugunlari tekislikda qanchalik zich joylashishiga bog'liq: tekislikda tugunlar joylashishi zichligi kamaysa, qaytgan to'lqinlar intensivligi ham kamayadi. Fazaviy kristall panjara tugunlari orqali ko'p sondagi tekisliklir o'tkazish mumkin. Bu tekisliklarning har biri to'lqinlarni shunday yo'nalishda qaytaradiki, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi. Lekin bu shart to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmaydi, to'lqin uzunligi har xil bo'lgan to'lqinlar bir xilda qaytadi. Har xil tekisliklardan qaytgan to'lqinlar o'zaro kogerentdir, chunki ular asli bir xil to'lqindan kelib chiqqan ikkilamchi to'lqinlardir. Ikkilamchi to'lqinlar fazalari farqi 2π ga karrali bo'lsa, bu to'lqinlar bir-birini kuchaytiradi va qaytish burchagi ostida haqiqatdan ham qaytgan to'lqinlar tarqaladi. To'lqinlarning parallel tekisliklar sistemasidan qaytish sharti Bregg – Vulf sharti deyiladi. Bu shartni quyidagicha chiqarish mumkin. 8.7-rasmda qo'shni parallel tekisliklardan qayt-

gan 1 va 2 to'lqinlar tasvirlangan. Bu to'lqinlar yo'llari orasidagi farq quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta = |AB| + |BC| - |AD|. \quad (8.10)$$

8.7-rasmdan

$$|AB| + |BC| = 2d / \cos\theta,$$



8.7-rasm

$$|BC| = 2d \sin \theta,$$

ekanligi hisobga olinsa quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\Delta = \frac{2d}{\cos \theta} + \frac{2d \sin^2 \theta}{\cos \theta} = 2s \cos \theta. \quad (8.11)$$

Qo'shni tekisliklardan qaytgan to'lqinlar fazalari farqi quyidagi kattalikka teng bo'ladi:

$$\delta = k\Lambda = (2\pi / \lambda)\Delta.$$

Bu qaytgan to'lqinlarning interferensiyasi:

$$\delta = 2\pi m, \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

shart bajarilganda sodir bo'ladi. Demak, to'lqinlarning parallel tekisliklardan qaytish shartini (8.11) formulaga asosan quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$2d \cos \theta = m\lambda. \quad (8.12)$$

(8.12) formulada d – parallel tekisliklar orasidagi masofa, λ – to'lqin uzunlik. Bu formulani tushish burchagi θ bilan emas, balki siljish burchagi $\alpha = \pi/2 - \theta$ orqali ifodalash ham mumkin, ya'ni

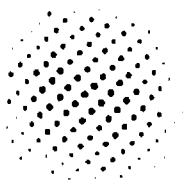
$$2d \sin \alpha = m\lambda. \quad (8.13)$$

(8.12) va (8.13) formulalar Bregg – Vulf shartini ifodalaydi. Agar parallel tekisliklar sistemasiga monoxromatik to'lqinlar kelib tushsa, uning (8.12) shartni qanoatlantiradigan qismi qaytadi. Agar tushgan to'lqinning (8.12) shartni qanoatlantiradigan qism bo'lmasa, qaytish sodir bo'lmaydi. Parallel tekisliklar sistemasida (8.12) shartni qanoatlantirgan monoxromatik to'lqinlar qaytishi mumkin.

Shunday qilib, parallel tekisliklar sistemasidan qaytgan to'lqinlar interferensiyasi maksimumlarini kuzatish kristall tuzilishi ma'lum bo'lsa, to'lqin uzunligi haqida, agar to'lqin uzunligi ma'lum bo'lsa, kristall tuzilishi haqida ma'lumot olishga imkon beradi. (8.12)dagi Bregg – Vulf formulasida to'lqinlarning kristallga kirishi va chiqishi-dagi sinishi hisobga olinmagan. Lekin rentgen nurlari to'lqinlari uchun sindirish koeffitsienti birdan juda kam farq qiladi.

Kristallarda to'lqinlar difraksiyasini kuzatish usullari. Kristallarda to'lqinlar difraksiyasini kuzatishning uch xil usuli ma'lum:

1. Laue usuli. Monokristall rentgen nurlari bilan nurlantiriladi. Monokristall tugunlaridan o'tgan parallel sirtlar sistemasidagi har bir sirt tegishli yo'nalishlarda ma'lum bir uzunlikdagi to'lqinlarni qaytaradi. Qaytgan nurlar intensivligi qaytaruvchi tekislikdagi atomlar joylashishi zich bo'lganda sezilarli darajada bo'ladi. Agar turli tekisliklar sistemasidan qaytgan nurlar yo'liga fotoplastinka qo'yilsa, fotoplastinkada dog'lar sistemasi hosil bo'ladi. Bu dog'lar sistemasiga *lauegramma* deyiladi (8.8-rasm). Tajriba geometriyasini bilgan holda lauegrammadan, kristall tuzilishi hamda to'lqin uzunligi orasidagi bog'lanishni aniqlash mumkin.



8.8-rasm



8.9-rasm

2. Bregg usuli. Kristall monoxromatik rentgen nurlari bilan nurlantiriladi. Nurlarning parallel tekisliklar sistemasidan qaytishi monokristall aylantirib turilgan holda tekshiriladi. (8.13) formulaga asosan siljish burchagining ma'lum qiymatlarida qaytish sodir bo'ladi. Siljish burchagini o'lchab, λ ni bilgan holda (8.13) formuladan qaytaruvchi parallel tekisliklar sistemasini uchun d ni hisoblash mumkin. Tajribalarda amalda kristallni aylantirish o'rniga kristallga tushayotgan rentgen nurlari yo'nalishini o'zgartirish qulay bo'ladi. Bunda kristall qo'zg'almas bo'ladi (8.9-rasm).

3. Debay – Sherer usuli. Katta o'lchamdagi monokristallarni hosil qilish qiyinchilik tug'diradi. Mayda monokristalldan iborat bo'lgan monokristall poroshogini hosil qilish oddiyroq va yengilroq. Bundan tashqari, ko'p vaqtlarda polikristallarni tekshirish talab qilinadi. Bunday vaqtlarda Debay – Sherer usuli ishlatiladi. Agar polikristall kukuni (poroshogi) monoxromatik rentgen nurlari bilan



8.10-rasm

nurlantirilsa, poroshokni tashkil qilgan monokristallar orasida tushayotgan nurlar dastasiga nisbatan oriyentasiyalari (8.13) formuladagi Vulf – Bregg shartini qanoatlantiradigan monokristallar bo'ladi. Agar kristallga tushayotgan rentgen nurlari

yo'nalishiga fotoplastinka qo'yilsa, qaytgan nurlar fotoplastinkada halqa shaklidagi izlar qoldiradi (8.10-rasm). Turli sirtlar sistemasidan qaytishlar bir vaqtda sodir bo'ladi va fotoplastinkada halqalar sistemasi paydo bo'ladi. Tajriba geometriyasini, tushayotgan rentgen nurlari to'lqin uzunligini va fotoplastinkada halqalar joylashishini bilgan holda monokristallning tuzilishi yoki monokristall tuzilishi ma'lum bo'lganda, rentgen nurlari to'lqin uzunligi to'g'risida ma'lumot olish mumkin. Yuqorida qaralgan bu uch usul rentgen nurlari difraksiyasini o'rganishda muvaffaqiyatli qo'llanildi. Rentgen nurlari difraksiyasi rentgen nurlarining elektromagnit to'lqin tabiatiga ega ekanligini tajribada tasdiqlashga, rentgen nurlari to'lqin uzunligini aniqlashga imkon berdi. Kristall atomlari orasidagi masofa d ni difraksiyaga bog'liq bo'lmagan ravishda solishtirma massa va atom massasini bilgan holda ham aniqlash mumkin. Bu esa rentgen nurlari to'lqin uzunligi atom o'lchamiga yaqin tartibda ekanligini ko'rsatdi. Shuning uchun rentgen nurlari interferensiyasini kuzatish tajribalarini qo'yish ma'lum qiyinchiliklar tug'diradi.

Shunday bo'lsada, keyinroq bunday tajribalar qo'yilgan. Difraksion hodisalar asosida rentgen nurlari to'lqin uzunligini yuqori aniqlikda o'lchashga imkon beradigan qurilmalar yasaldi. Modda tuzilishini aniqlashning rentgenostruktura tahlili usuli ishlab chiqildi.

Rentgen nurlari sinishini hisobga olish. Rentgen nurlarining sinishi, ularning turli muhitda va vakuumda turli xil tezliklar bilan tarqalishidan kelib chiqadi. To'lqinlarning fazaviy tezliklari farqi (8.11) Bregg – Vulf shartining o'zgarishiga olib keladi. Bu vaqtda tushish burchagi (θ_{tush}), sinish burchagi (θ_{sin})ga teng bo'lmaydi, shuning uchun to'lqinlar yo'llari farqi (8.10) formulaga muhitning sindirish ko'rsatkichi n ni kiritish kerak bo'ladi. Ya'ni

$$\Delta = n(|AB| + |BC| - |AD|)... \quad (8.14)$$

(8.14) formula $n > 1$ va $n < 1$ bo'lgan hollar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Rentgen nurlari uchun $n < 1$.

$$|AB| + |BC| = 2d / \cos \theta_{\text{sin}}$$

va

$$|AD| = 2d \operatorname{tg} \theta_{\text{sin}} \cdot \sin \theta_{\text{tush}}$$

ekanligini va sinish qonunini $n = \frac{\sin \theta_{\text{sin}}}{\sin \theta_{\text{tush}}}$ hisobga olgan holda (8.11) formulani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \theta_{\text{sin}}} + \frac{2dn \sin^2 \theta_{\text{sin}}}{\cos \theta_{\text{sin}}} = 2nd \cos \theta_{\text{sin}}.$$

Demak, yo‘llar farqi:

$$\Delta = 2nd \cos \theta_{\text{sin}}.$$

U vaqtda rentgen nurlarining (8.12) formulada keltirilgan qaytish sharti

$$2nd \cos \theta_{\text{sin}} = m\lambda \quad (8.15)$$

ko‘rinishda ifodalanadi. Bunda λ – vakuumdagi to‘lqin uzunlik, θ_{sin} – sinish burchagi.

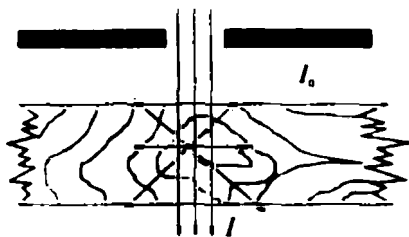
8.5-§. Rentgen nurlarining moddada yutilishi

Rentgen nurlarining o‘ziga xos xususiyatlaridan biri uning moddalarda yutilishidir. Rentgen nurlarini moddalarda yutilishi moddaning optik xususiyatlariga bog‘liq emas. Masalan, yorug‘lik uchun rangsiz va shaffof bo‘lga qo‘rg‘oshinli (Pb) shisha rentgen nurlarini butunlay yutadi. Shuning uchun ham qo‘rg‘oshinli shisha rentgen qurilmalari bilan ishlovchi mutaxassislarni himoyalashda qo‘rg‘oshinli shishalar ishlatiladi. Aksincha, yorug‘lik uchun shaffof bo‘lmagan yupqa alyuminiy (Al) varag‘i rentgen nurlarini juda kam yutadi.

Rentgen nurlarining tibbiyotda va texnikada yoritib ko‘rishda ishlatilishi rentgen nurlarining quyidagi yutilish qonunlariga asoslanadi: agar rentgen nurlarining parallel dastasi modda qatlamidan o‘tsa, u holda dasta kuchsizlanadi, ya‘ni intensivligi kamayadi. Bu kuchsizlanishga ikki jarayon sabab bo‘ladi: sochilish hamda yutilish. Bu jarayonlar bir-biridan tubdan farq qiladi.

Sochilish natijasida nurlar dastasining kuchsizlanishiga nurlarning bir qismi chetga og‘ishi (8.11-rasm) va shuning uchun parallel dastadan chiqib ketishi sabab bo‘ladi. Bu hodisa yorug‘likning xira muhitdan o‘tishidagi sochilishiga o‘xshaydi. Bunda farq shundaki,

muhitning yorug'likka shaffof bo'lmashligi unda sindirish ko'rsatkichi muhitning sindirish ko'rsatkichidan farq qiladigan ancha yirik zarralarning muallaq holda bo'lishidir. Rentgen nurlarining to'liq uzunliklari juda qisqa bo'lganligi tufayli yorug'likka shaffof bo'lgan har qanday muhit rentgen nurlari uchun noshaffof hisoblanadi. Bu holda sochuvchi markazlar modda atomi yoki molekulasining o'zi bo'ladi. Bunga o'xshagan molekulyar sochilish yorug'likda ham kuzatiladi. Rentgen nurlari dastasi qalinligi 5 sm bo'lgan suv qatlami-da faqat sochilish hisobiga $\approx 2,7$ marta kuchsizlanadi.



8.11-rasm

Yutilish yoki absorbsiya natijasida kuchsizlanish sababi shundaki, rentgen nurlari energiyasining bir qismi moddada haqiqatdan ham yutiladi, issiqlikka aylanadi.

Agar rentgen nurlarining parallel dastasi monoxromatik bo'lsa, ya'ni ayni bir xil to'liq uzunlikdagi nurlardan iborat bo'lsa, u holda moddaning qalinligi dx bo'lgan cheksiz yupqa qatlamida dastaning kuchsizlanishi quyidagi qonun asosida bo'ladi:

$$-dI = \mu I dx$$

bu ifodada I – qatlamga tushayotgan rentgen nurlari dastasining intensivligi, μ – kuchsizlanish koeffitsienti. Bu tenglamani integrallab rentgen nurlarining moddaning chekli d qalinlikdagi qatlamida kuchsizlanish qonunini hosil qilish mumkin:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (8.16)$$

(8.16) ifodada I_0 – rentgen nurlar parallel dastasining modda qalinligi $d=0$ bo'lgandagi intensivligi. Yutilish koeffitsienti μ ning o'lchamligi (sm^{-1}).

Dastaning yutilish va sochilish hisobiga kuchsizlanishida kuchsizlanish koeffitsienti (μ) ikkita koeffitsientlarning: yutilish koeffitsiyenti (τ) va sochilish koeffitsienti (σ)ning yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\mu = \tau + \sigma, \quad (8.17)$$

τ va σ koeffitsientlar va μ moddaning massasiga proporsional bo'ladi. Shuning uchun ham *massali koeffitsientlar* deb ataluvchi koeffitsientlardan, ya'ni μ/ρ , τ/ρ va σ/ρ nisbatlardan foydalanish qulay bo'lib, ρ – moddaning zichligini bildiradi. Shunga asosanib (8.17) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \rho d}, \quad (8.18)$$

ρd ko'paytma kesimi 1 sm² va qalinligi d bo'lgan modda ustunining massasi, μ/ρ ning o'lchamligi [g⁻¹·sm²]. Agar $\rho d=1$ bo'lsa, u holda $I=I_0 e^{-\mu/\rho}$ bo'ladi. Bundan μ/ρ nisbat rentgen nurlarining har bir kvadrat santimetrdagi 1 g moddaga ega bo'lgan qatlamda kuchsizlanishini ifodalashi ko'rinadi.

Odatda, nazariy hisoblashlarda atom koeffitsientlari deb ataluvchi μ_a , τ_a , σ_a koeffitsientlardan foydalaniladi. Bu koeffitsientlar ma'lum bir element uchun μ/ρ , τ/ρ va σ/ρ qiymatlarini atomning absolyut massasiga, ya'ni mazkur elementning gramm-atomi A ning Avogadro doimiysi N ga nisbatiga ko'paytirib topiladi.

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N}; \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho} \cdot \frac{A}{N}; \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{\rho} \cdot \frac{A}{N}. \quad (8.19)$$

Demak, μ_a kattalik bir sm² yuzada bir atomi bo'lgan qatlamdagi kuchsizlanishni ifodalaydi. Bu koeffitsientlarni atomning mos ravishda rentgen nurlarini kuchsizlantirish, yutish yoki sochishdagi effektiv kesimida hisoblash bo'ladi.

τ_a uchun empirik yo'l bilan aniqlangan va amalda ancha to'g'ri bo'lgan quyidagi munosabatni keltirish mumkin:

$$\tau_a = cZ^4\lambda^3, \quad (8.20)$$

bu yerda: c – doimiy kattalik, Z – moddaning atom tartib raqami va λ – to'liq uzunlik. (8.20) ifodadan foydalanib, yutilishning massali koeffitsientini aniqlash mumkin:

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_a N}{A} = \frac{cN}{A} Z^4 \lambda^3, \quad (8.21)$$

yoki

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{c}{A} Z^4 \lambda^3, \quad (c' = c \cdot N). \quad (8.22)$$

(8.21) va (8.22) formulalardan aytish mumkinki, muayyan bir to'liq uzunlikdagi nurlarning yutilishi atom tartib raqamining (Z) ortishi bilan juda tez ortar ekan.

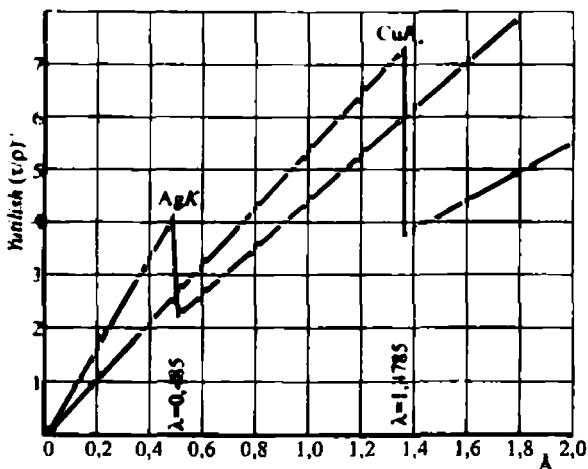
Rentgen nurlari yutilishining ikkinchi xususiyati yutilishning atomga xosligidir. Shuning uchun yutilishning molekulyar koeffitsiyenti mazkur molekula tarkibiga kiruvchi elementlarning atom koeffitsientlarini additiv qo'shish bilan topiladi. Shu tufayli har xil kimyoviy birikmalarning molekulyar koeffitsientlarini hisoblash uchun elementlar yutishining atom koeffitsientlarini bilish yetarlidir.

(8.21) va (8.22) formulalar va rentgen nurlari yutilishining additivligi bu nurlardan yoritib ko'rishda foydalanishda asos qilib olingan. Masalan, inson suyagi va to'qimalarining yutish koeffitsientlarini taqqoslab ko'raylik. Suyakning moddasi kalsiy fosfat $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$; to'qimaning yutishi, asosan uning tarkibidagi suvga (H_2O) bog'liqdir. Ca, P, O va H larning tartib raqamlari mos ravishda 20; 15; 8 va 1 ga teng ekanligini hisobga olib, ikkala modda yutishining atom koeffitsientlari nisbati:

$$\frac{3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4}{2 + 8^4} \approx 3 \cdot \left(\frac{5}{2}\right)^4 + 2 \cdot \left(\frac{15}{2}\right)^4 + 8.$$

ya'ni $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ ning yutish koeffitsienti suvning (to'qimaning) yutish atom koeffitsientlaridan ~150 marta katta ekanligini aniqlash mumkin. Ammo amaliy maqsadlarda massa koeffitsientlarining nisbatini bilish muhimroq. Agar bizni qiziqtiradigan holda (8.21) formulani qo'llasak, nisbat ~68 ga teng bo'lib chiqadi. Bu esa rentgenogrammalarda nima uchun suyakning soyasi aniq ajralib turishini tushuntirib beradi.

(8.20) va (8.21) formulalar to'liq uzunlik ortganda, rentgen nurlarining yutilishi tez ortishini ko'rsatadi. To'liq uzunlik qancha katta bo'lsa, rentgen nurlarining o'tuvchanlik qobiliyati shuncha kam bo'ladi. Agar to'liq uzunliklari bilan $\sqrt[3]{\tau/\rho}$ qiymatlari orasidagi bog'lanish chizilsa, u holda (8.20) va (8.21) formulalarga asosan mazkur element uchun yutilishning λ ga bog'lanish grafigi to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi (8.12-rasm). Ammo muayyan bir to'liq uzunlikda yutilishda birdan sakrash yuz beradi, keyin yana chiziqli qonun bo'yicha o'zgaradi.



8.12-rasm

8.12-rasmda mis (Cu) uchun bunday sakrash $\lambda=1,3785\text{\AA}$ da, kumushda (Ag) esa $\lambda=0,485\text{\AA}$ da yuz berishi ko'rinib turibdi. To'liq uzunliklarining bunday kritik qiymatlarining ma'nosi quyidagilardan iborat: agar biror element to'liq uzunligi qisqarib boruvchi monoxromatik rentgen nurlari bilan yoritilsa, rentgen nurlarining qat'iy aniq bir to'liq uzunligidan boshlab element o'zidan *fluoresSENSIYA nurlanishi* ko'rinishida xususiy nurlanish chiqaradi. Yutilishda sakrash yuz beradigan kritik to'liq uzunliklar mazkur to'liq uzunlikdagi fluoressensiya xarakteristik nurlanishining kritik to'liq uzunliklari bilan mos keladi. Yutilishda sakrash yuz berishi (8.20) va (8.21) formulalarda shu bilan hisobga olinadiki, c koeffitsient kritik to'liq uzunlikning ikki tomonida har xil qiymatlarga ega bo'ladi.

8.6-§. Rentgen nurlarining moddada sochilishi

Rentgen nurlarining moddada sochilishida spektrning optik qismidagi yorug'likning sochilish qonunlaridan farqi borligi ko'rinadi. Ma'lumki, spektrning to'liq uzunligi $10-5$ sm tartibida, ya'ni atom o'lchamlaridan ($10-8$ sm) ancha katta bo'lgan optik qismida sochilish to'liq uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsionaldir. Bu osmonning zangori bo'lib ko'rinishini tushuntiruvchi Reley qonunidir. Rentgen nurlari sohasida to'liq uzunlik bilan

atomning o'lchamlari tartibi bir xildir. Bu yerda sochilish qonuni ham boshqacha bo'ladi. Rentgen nurlarining sochilishi to'liq uzunlikka bog'liq emas. Rentgen nurlarining xossalarini o'rganishda J. Tomson sochilishni tushuvchi rentgen nurlarining elektromagnit maydoni ta'sirida elektronlarning majburiy tebranma harakatining natijasi deb qarab, sochilishning atom koeffitsienti uchun quyidagi formulani taklif qilgan:

$$\sigma_a = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} Z, \quad (8.23)$$

bu yerda e va m lar elektronning zaryadi va massasi, c – yorug'lik tezligi. Elementning bu formulaga kiruvchi atom tartib raqami – Z neytral atomdagi elektronlar soniga teng. Yuqorida keltirgandek, σ_a ning o'lchami yuz o'lchami bilan bir xil.

Shunday qilib,

$$\frac{\sigma_a}{Z} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}$$

nisbatni bitta elektronning rentgen nurlarni sochilishining effektiv kesimi deb qarasa bo'ladi. Bunga $e=4,8 \cdot 10^{-10}$; $SGSEq$; $e/mc=1,760 \cdot 10^7$; $c=2,997 \cdot 10^{10}$ sm/s qiymatlarni qo'yib, elektronning effektiv kesimini topamiz. U holda

$$\sigma_a = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} = 6,57 \cdot 10^{-29} \text{ sm}. \quad (8.24)$$

Bu effektiv kesimning o'lchami:

$$r_0 = 4,57 \cdot 10^{-13} \text{ sm}. \quad (8.25)$$

Bu kattalikning tartibi *elektronning klassik o'lchami* tartibi bilan bir xildir.

J. Tomson atomdagi elektronlar sonini aniqlashga (8.23) formulani quyidagi yo'l bilan tatbiq etgan: atom koeffitsientlarining (8.20) ifodadagi ta'rifiga muvofiq

$$\sigma_a = \frac{\sigma}{P} \frac{A}{N}$$

bo'lgani uchun sochilishning massa koeffitsientini (8.23) formuladan topamiz:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{NZ}{A}. \quad (8.26)$$

(8.23) ifodadan foydalanib quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{\sigma}{\rho} = 6,57 \cdot 10^{-25} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \frac{Z}{A} \approx 0,40 \frac{Z}{A}. \quad (8.27)$$

J.Tomsonning (8.23) formulasini tajribada tekshirish bu formula yengil elementlar uchun ancha to‘g‘ri ekanligini isbotladi. Tajribada topilgan σ/ρ kattalik to‘lqin uzunlikka bog‘liq emas, uning qiymati 0,20 ga teng. Bu qiymatni (8.27) ifodaga qo‘yilganda:

$$0,20 = 0,40 \frac{Z}{A} \text{ yoki } \frac{Z}{A} = \frac{1}{2}. \quad (8.28)$$

ya‘ni, yengil elementlarning (H dan tashqari) atom tartib raqamlari atom og‘irligining yarmiga teng bo‘lishi kerak. Bu munosabat haqiqatda davriy sistemasining boshida taqriban to‘g‘ri bo‘lib chiqadi.

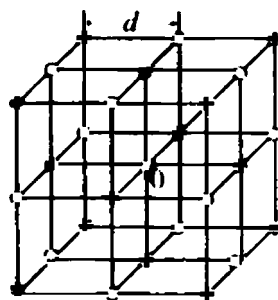
8.7-§. Rentgen nurlarining to‘lqin uzunligini aniqlash

Rentgen nurlarining interferensiyasi qaytishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Bu formula Vulf – Bregg formulasidir. Bu ifoda rentgen nurlarining spektroskopiyasiga asos qilib olingan bo‘lib, rentgen nurlarining to‘lqin uzunligini qaytish burchagi bo‘yicha aniqlash imkonini beradi. Ammo bunda kristaldagi qo‘shni atom tekisliklari orasidagi d masofa ma‘lum bo‘lishi kerak. Bu masofani quyidagicha topish mumkin. Elementar yacheykasi kub shaklida bo‘lgan kristall mavjud bo‘lsin. Bunga misol qilib NaCl kristallini olaylik (8.13-rasm). NaCl ning bir gramm-molekulasining massasi $M=58,584$ g. undagi NaCl molekullari soni Avogadro doimiysi (N) ga teng. Shuning uchun undagi Na^+ va Cl^- ionlari soni $2N$ bo‘ladi. NaCl kristallining elementar yacheykasini tekshiraylik. Bu kristall strukturasi o‘rganish elementar kubning uchlarida NaCl molekullari emas, balki Na^+ va Cl^- ionlari joylashishini ko‘rsatadi. Shunday

qilib, kub yacheykaning 8 ta uchida 8 ion joylashadi, ammo uchlardan har biri 8 ta qo'shni yacheyka uchun umumiy bo'lgani tufayli, har bir yacheykaga bittadan ion to'g'ri keladi. Agar yacheyka qirrasining uzunligi d ga teng bo'lsa, hajmi d^3 bo'ladi va ichida $2N$ ioni bo'lgan bir gramm molekulaning butun hajmi $2Nd^3$ bo'ladi. Bu hajm M massaning kristall zichligi ρ ga nisbatiga teng. Bunday shartga asosan, quyidagini yozish mumkin:



8.13-rasm

$$2Nd^3 = M/\rho$$

yoki

$$d = \sqrt[3]{\frac{1}{2} \frac{M}{N\rho}} \quad (8.29)$$

(8.29) formulada ρ – kristall zichligi.

λ ni to'g'ri topish atom fizikasida muhim ahamiyatga ega. NaCl uchun $d_{\text{NaCl}} = 2,81400\text{\AA}$. Mis anodli rentgen trubkasidan foydalanilganda misning (Cu) K_α chizig'ining to'liq uzunligi:

$$\lambda = 1,53302(31) \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

ekanligini topish mumkin. Bundan ko'rinib turibdiki, λ ni juda yuqori aniqlik bilan topish mumkin.

8.8-§. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash

Rentgen spektrlarini o'rganish elektronning solishtirma zaryadini (e/m) aniqlash uchun yangi imkoniyatlar yaratdi. Dispersiyaning elektron nazariyasidan, zaif bog'langan elektronlar va yetarlicha katta energiyali rentgen nurlari bo'lgan holda sindirish ko'rsatgichi quyidagicha topiladi:

$$\mu = 1 - \frac{ne^2}{2\pi m\nu^2}, \quad (8.30)$$

bunda: n – bir sm^3 hajmdagi elektronlar soni va ν – rentgen nurlari chastotasi.

Elektronlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin: atom tartib raqami Z bo'lgan moddaning bir molidagi elektronlar soni NZ ga teng, 1 sm^3 hajmdagi soni esa:

$$n = \frac{NZ}{M} \rho, \quad (8.31)$$

bunda: M – atom massasi. Agar e elektrostatik birliklarda, F – Faradey soni elektromagnit birliklarda ifodalangan bo'lsa, u holda, $Ne = Fc$ bo'ladi; v ni c/λ bilan almashtirib, (8.30) va (8.31) ifodalardan quyidagini topamiz:

$$\mu = 1 - \frac{FZ \rho \lambda^2}{2\pi M} \frac{e}{mc},$$

bunda $\delta = 1 - \mu$ deb belgilab, e/m aniqlanadi:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi M}{FZ \rho} \frac{\delta}{\lambda^2} \text{CGSM} \cdot \text{g}^{-1}. \quad (8.32)$$

(8.29) formuladan e/m ni, ya'ni elektronning solishtirma zaryadini elektromagnit birliklarda aniqlash uchun δ va rentgen nurlari to'liqning absolyut uzunligini aniq bilish kerak. (8.31) formuladan foydalanib, Berden e/m ning quyidagi qiymatini topgan:

$$e / mc = 1,7601(3) \cdot 10^7 \text{CGSM} \cdot \text{g}^{-1}.$$

Bu qiymat boshqa usullar bilan topilgan qiymatga juda yaqin.

8.9-§. Rentgen nurlarining xossalari va ulardan foydalanish

Rentgen nurlarining fizik xossalari ko'zga ko'rinadigan yoki ultrabinafsha nurlar xossalari kabidir. Rentgen nurlari ham korpuskulyar, ham to'liq xossalarga ega. Ko'pgina ko'rinadigan nurlardan farqi shundaki, rentgen nurlari to'liq uzunligi juda kichik ($\lambda = 10 \div 10^{-2} \text{ nm}$), lekin gamma-nurlar to'liq uzunligi rentgen nuri to'liq uzunligidan ham kichik. Rentgen nurlari ko'zga ko'rinmaydi, rentgen nurlarini moddalarga ta'siridan bilish va tadqiq qilish mumkin.

Ko'zga ko'rinmaydigan rentgen nurlari tabiiy kristall moddalarda va sun'iy yo'l bilan tayyorlangan kukunlarga tushganida ko'zga

ko'rinadigan yorug' fluoresiyensiya hosil qiladi. Fotoplastinkaga ta'sir qilib, uni qoraytiradi, gazlarni ionlashtiradi. Rentgen nurlari kuchli o'tuvchanlik qobiliyatiga ega, chunki ularning yutilish koeffitsienti kichik. Rentgen nurlarining yutilishi modda zichligi va tushayotgan rentgen nuri to'liq uzunligiga bog'liq. Yutilish koeffitsienti atom tartib raqami kubiga to'g'ri proporsional va v^3 ga teskari proporsional. Shu sababdan ham rentgen nurlari uchun yengil moddalar og'ir moddalarga nisbatan shaffof hisoblanadi. Rentgen trubkasida anod va katod orasiga qo'yilgan kuchlanish qancha katta bo'lsa, hosil bo'ladigan rentgen nurlari shunchalik o'tuvchan (energiyasi katta bo'ladi, yoki qattiq rentgen nurlari deyiladi) bo'ladi. Bunday rentgen nurlari tibbiyotda, metallurgiyada, mashinasozlikda hamda fan-texnikaning boshqa sohalarida jismlarni nurlantirib tekshirish ishlarida keng qo'llaniladi. Zich moddalarni o'rganish uchun anod va katod orasiga $U=(100\div 200)$ kV kuchlanish qo'yiladigan rentgen qurilmalari ishlatiladi. Odam tanasining turli qismlarini yoritishda 30–60 kV kuchlanishli rentgen qurilmalari ishlatiladi.

Nazorat savollari

- 1. Rentgen nurlarining hosil qilinishini tushuntiring. To'liq uzunliklari qanday oraliqda bo'ladi?*
- 2. Tormozlanish va xarakteristik nurlanishning hosil bo'lish jarayonlarini tushintiring.*
- 3. Mozli qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi va undan foydalanib qanday fizik kattalikni aniqlash mumkin?*
- 4. Tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlanishlarining spektrlari hir-biridan qanday farq qiladi? Spektrlarini chizib tushuntiring.*
- 5. Rentgen nurlarining difraksiyasi qaysi olimlar usullari orqali kuzatilgan?*
- 6. Rentgen nurlari difraksiyasidan qanday fizik kattaliklar aniqlangan?*
- 7. Rentgen nurlarining moddada yutilishi va sochilishi jarayonlarini tushuntiring.*
- 8. Oje effekti qanday vaqtda hosil bo'ladi?*
- 9. Rentgen nurlari spektral chiziqlarining to'liq uzunligi qanday aniqlanadi?*
- 10. Rentgen nurlarining to'liq uzunligini o'lchash orqali solishtirma zaryad (e/m) aniqlanganda qaysi formuladan foydalaniladi?*
- 11. Rentgen nurlarining xususiyatlari va ulardan foydalanish sohalarini ayting.*

IX BOB

ATOM TASHQI KUCHLAR MAYDONIDA

9.1-§. Zeemanning oddiy va murakkab effektlari

Magnit maydoniga joylashtirilgan yorug'lik manbaining optik spektri magnit maydon bo'lmagandagiga qaraganda murakkab tuzilishga egadir. Spektrdagi har bir chiziq bir necha komponentadan iborat. Magnit maydonda spektral chiziqlarning komponentalarga ajralishi birinchi marta 1896-yilda Zeeman tomonidan kuzatildi. Shuning uchun magnit maydonda spektral chiziqlarning ajralish hodisasiga *Zeeman effekti* deyiladi.

Zeemanning effekti oddiy (normal) va murakkab (anomal) effektlari kuzatilgan. Agar spektrdagi har bir spektral chiziq uchta komponentaga ajralsa, Zeemanning oddiy effekti, agar har bir spektral chiziq uchtadan ko'p sondagi komponentalarga ajralsa Zeemanning murakkab effekti hosil bo'ladi. Zeemanning oddiy va murakkab effektlari kvant fizikasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi. Magnit maydoniga joylashtirilgan atom energetik sathlari energiyasini hisoblash uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bunda Shredinger tenglamasiga kiradigan energiya operatori bir necha haddan iborat bo'ladi:

$$\hat{E} = \hat{T} + \hat{U}_k + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{SH} + \hat{U}_{HL}. \quad (9.1)$$

(9.1) formulada \hat{E} – magnit maydondagi atom energetik sathining energiyasi, \hat{T} – elektronlar kinetik energiyasi bo'lib, barcha elektronlar uchun kattaliklar yig'indisiga teng. \hat{U}_k – elektronlarning yadroga tortilishidagi va ularning bir-biridan itarishidagi potensial energiyasi \hat{U}_{SL} – spin orbital o'zaro ta'sirga bog'liq bo'lgan energiya bo'lib, sathlarning odatdagi (magnit maydon bo'lmagandagi) nozik strukturasi aniqlaydi. Bu uchta had tashqi magnit maydon bilan bog'liq emas. (9.1) formuladagi oxirgi ikkita had elektronlarning

spin va orbital momentlarining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasidir. Energiyaning (9.1) ko'rinishdagi ifodasi bilan Shredinger tenglamasini umumiy holda yechish juda qiyinchilik tug'diradi. Shuning uchun bu masalani yechishda energiyaning muhim xususiy hollarini ko'rib chiqamiz.

Zeemanning murakkab effekti. Kuchsiz magnit maydonda atomning nurlanish spektridagi har bir spektral chiziqning uchtdan ortiq ko'p sondagi chiziq'larga ajralishiga *Zeemanning murakkab effekti* deyiladi. Maydon kuchsiz bo'lganda (9.1) formulada U_{Hl} va U_{SH} hadlar U_{Sl} hadga qaraganda juda kichik bo'ladi, ya'ni orbital va spin magnit momentlarining tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan kichik. Bu vaqtda energetik sathlarning magnit maydon bo'lmagandagi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi tufayli bo'ladigan ajralishi hosil bo'ladi.

Nozik struktura alohida komponentalarning tashqi magnit maydonda ajralishini ko'raylik. Magnit maydon bo'lmaganda atomning har bir energetik sathi L , S , J kvant sonlari bilan xarakterlanadi. Bu uchta sonning berilishi atomning magnit momenti $-\mu$ ni aniqlaydi. Atom magnit momenti $-\mu$ ning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'siri natijasida H va μ ga bog'liq bo'lgan qo'shimcha energiya hosil bo'ladi:

$$U_H = -\mu H, \quad (9.2)$$

$$\mu = -gM_B J.$$

U vaqtda (9.2) ifodadan:

$$U_H = gM_B JH = gM_B m_J H. \quad (9.3)$$

(9.3) formulada m_J – atomning to'liq momenti J ning magnit maydon yo'nalishiga bo'lgan proyeksiyasidir, ya'ni to'liq moment kvant soni m_J , ijozat etilgan $2J+1$ qiymatlardan faqat bittasini qabul qilishi mumkin:

$$m_J = \pm J; \pm(J-1); \pm(J-2).$$

(9.3) formuladan ko'rinadiki, to'liq momenti J bo'lgan atomning energiyasi J ning maydon yo'nalishiga nisbatan oriyentatsiyasiga bog'liq. Shuning uchun magnit maydon ta'sirida to'liq impuls momenti J bo'lgan atom energetik sathlari energiyalari turlicha bo'lgan

($2J+1$) sathlarga ajraladi. Har bir ajralgan sathning energiyasi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E = E_0 + U_H = E_0 + gM_B m_J H, \quad (9.4)$$

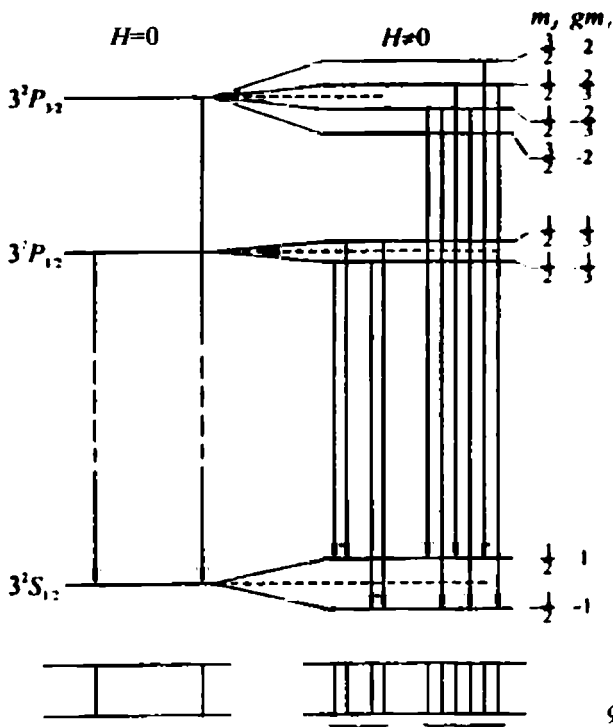
(9.4) formulada

$$U_H = gM_B m_J H,$$

U_H – atom magnit momentining tashqi magnit maydoni bilan o‘zaro ta‘siri natijasida hosil bo‘lgan qo‘shimcha energiya; E_0 – magnit maydon bo‘lmaganda atom energiyasi. Har bir ajralgan sath uchun m_J ham turlicha bo‘ladi. Ajralgan energetik sathlar orasidagi energiya farqi:

$$\Delta U_H = gM_B H, \quad (9.5)$$

(9.5)dan ko‘rinadiki, H doimiy bo‘lganda ΔU Lande faktori g ga bog‘liq va har xil sathlar uchun har xildir. Zeemanning murakkab effektini natriyning rezonans dubleti misolida ko‘rish mumkin (9.1-rasm).



9.1-rasm.

9.1-rasmda chap qismda magnit maydon bo'lmaganda natriyning rezonans dubletining hosil bo'lishi ko'rsatilgan. Rasmning o'ng qismida esa $3P_{3/2}$, $3P_{1/2}$ va $3S_{1/2}$ sathlar o'rniga kuchsiz magnit sathlar va ular orasidagi tanlash qoidasida ruxsat berilgan o'tishlar maydonda ajratilgan holda ko'rsatilgan. Ajratilgan sathchalar orasida bo'ladigan elektron o'tishlar Δm_j bo'yicha

$$\Delta m_j = \pm 1, 0 \quad (9.6)$$

tanlash qoidasiga bo'ysunadi. Bunday tanlash qoidasi asosida bitta $3P_{1/2} - 3S_{1/2}$ o'tish o'rniga magnit maydonida to'rtta o'tish, $3P_{3/2} - 3S_{1/2}$ o'tish o'rniga esa oltita o'tish hosil bo'ladi. Shuning uchun kuchsiz magnit maydoniga joylashtirilgan natriy atomi spektrida magnit maydon bo'lmagandagi rezonans dublet o'rnida o'nta bir-biriga yaqin spektral chiziqlar kuzatiladi. Bu spektral chiziqlar hosil bo'lishidagi elektron o'tishlarda atom chiqaradigan nurlanish energiyasi va chastotasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= E_2 - E_1 = [(E_{02} + g_2 M_B m_{j_2} H) - (E_{01} + g_1 M_B m_{j_1} H)] = \\ &= (E_{02} - E_{01}) + (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1}) M_B H. \end{aligned} \quad (9.7)$$

(9.7) formuladan magnit maydondagi atomning nurlanish chastotasi topiladi, ya'ni:

$$\omega = \frac{E_{02} - E_{01}}{\hbar} + (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1}) \frac{M_B H}{\hbar}, \quad (9.8)$$

Magnit maydon bo'lmagandagi asosiy spektral chiziq chastotasi — ω_0 bilan belgilanadi:

$$\omega_0 = \frac{E_{02} - E_{01}}{\hbar},$$

u vaqtda (9.8) formuladan

$$\omega = \omega_0 + \frac{M_B H}{\hbar} (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1}). \quad (9.9)$$

Ajralish kattaligi energetik birliklarda $M_B H$ ko'paytuvchi bilan yoki chastota birliklarda $M_B H/\hbar$ ko'paytuvchi bilan aniqlanadi. (9.9) formulada M_B — Bor magnitoni bo'lib, $M_B = 0,927 \cdot 10^{-20}$ erg·Ersted⁻¹.

U vaqtda (9.5) formulaga asosan:

$$\Delta U \approx M_B H = \frac{0,927 \cdot 10^{-20} \text{ erg} \cdot \text{Ers.}^{-1} \cdot H \cdot \text{Ers.}}{1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{eV}^{-1}} = 5,8 \cdot 10^{-9} H \text{ eV.} \quad (9.10)$$

Magnit maydon bo'lmaganidagi rezonans dubleti chiziqlari orasidagi energiya farqi uchun:

$$\Delta U \approx 2 \cdot 10^{-3} eV, \quad (9.11)$$

(9.10) va (9.11) ifodalardagi energiya farqlarini taqqoslashdan ko'rinadiki, magnit maydonda ajralgan sathlar orasi kichik. Shuning uchun kuchsiz magnit maydonda hosil bo'lgan Zeeman effektini kuzatish uchun ajrata olish qobiliyati kuchli bo'lgan spektroskopik qurilmalar talab qilinadi. Shunday qilib, kuchsiz magnit maydonda atom spektridagi spektral chiziqlarning uchdan ortiq ko'p sondagi spektral chiziqlarga ajralishi Zeemannning murakkab effekti deyiladi. *Zeemannning murakkab effekti* kuchsiz magnit maydonlarda hosil bo'lishi kuzatildi. Atom energetik sathlarining maydon bo'lmaganidagi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida bo'ladigan ajralishi, magnit maydon ta'sirida bo'ladigan ajralishidan katta bo'lsa, magnit maydoni kuchsiz hisoblanadi. Bunda (9.1) formulada U_{SI} kattalik U_{SH} va U_{II} kattaliklardan katta bo'ladi.

Zeemannning oddiy effekti. Kuchli magnit maydoniga joylashtirilgan atom spektridagi har bir spektral chiziqning uchta komponentga ajralishi *Zeemannning oddiy effekti* deyiladi. $S=0$, $J=L$ bo'lgan energetik sathlar orasidagi o'tishlarda Zeeman effekti magnit maydon kuchlanganligi kattaligiga bog'liq bo'lmagan ravishda kuzatiladi.

Magnit maydonda bu sathlardan har biri $2L+1$ energetik sathlarga ajraladi. Ajralgan energetik sathchalar oralig'i (energiya farqlari) bir xil bo'ladi. Chunki $S=0$ da Lande faktori $g=1$ ga teng. U vaqtda (9.9) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\omega = \omega_0 + \frac{M_B H}{\hbar} (m_{J_2} - m_{J_1}). \quad (9.12)$$

Bunda ω_0 – tashqi magnit maydon bo'lmaganda atomning nurlanish chastotasi. (9.6)dagi tanlash qoidasiga asosan (9.12) formuladan uchta chastota hosil bo'ladi:

$$\omega_0 \text{ va } \omega_0 \pm \frac{M_B H}{\hbar}.$$

Magnit maydonida ajralgan $S_1=0, J_1=L_1=1$ va $S_2=0, J_2=L_2=2$ bo'lgan energetik sathlar orasida tanlash qoidasi asosida bo'ladigan o'tishlar 9.2-rasmda tasvirlangan. Rasmdan ko'rinadiki, bu energetik sathlar orasida to'qqizta o'tish bo'lishi mumkin, lekin 2 va 8 o'tishlar energiyasi asosiy o'tish 5 ning energiyasi bilan mos tushadi, 1, 3, 6 o'tishlar energiyasi esa 4, 7, 9 o'tishlar energiyasi bilan mos tushadi. Shunday qilib, magnit maydonda S lari nolga teng bo'lgan, ya'ni $S=0$ bo'lgan energetik sathlar orasidagi o'tishlar triplet bo'lishi kerak. Demak, magnit maydonda har bir spektral chiziqning har bir nurlanish chizig'i uchta komponentga ajralishi aniqlangan. Bu hodisa tajribada ham kuzatilgan. Zeemanning oddiy effekti kuchli magnit maydonidagi atomlarda hosil bo'ladi. Atom energetik sathlarining magnit maydon ta'siridagi ajralishi maydon bo'lmagandagi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida ajralishidan katta bo'lsa, magnit maydon kuchli hisoblanadi. Maydon kuchli bo'lganda (9.1) formulada U_{SL} kattalik U_{SH} va U_{HL} kattaliklardan kichik bo'ladi va uni hisobga olmaslik mumkin. Bunday holda kuchli maydonda L va S vektorlari orasidagi bog'lanish uziladi. Shunday qilib, kuchli magnit maydonda ajralgan energetik sathlar energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E = E_0 + U_H = E_0 + (g_L M_B m_L H + g_S M_B m_S H). \quad (9.13)$$

(9.13) ifodadagi Lande faktori g ni

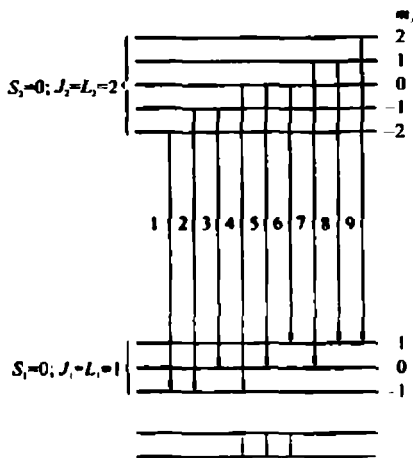
$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}$$

formula orqali hisoblaganda, $g_L=1$ va $g_S=2$ ekanligi kelib chiqadi. U vaqtda (9.13)ni formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$E = E_0 + U_H; \quad U_H = M_B H (m_L + 2m_S), \quad (9.14)$$

yoki

$$E = E_0 + M_B H (m_L + 2m_S). \quad (9.15)$$



9.2-rasm

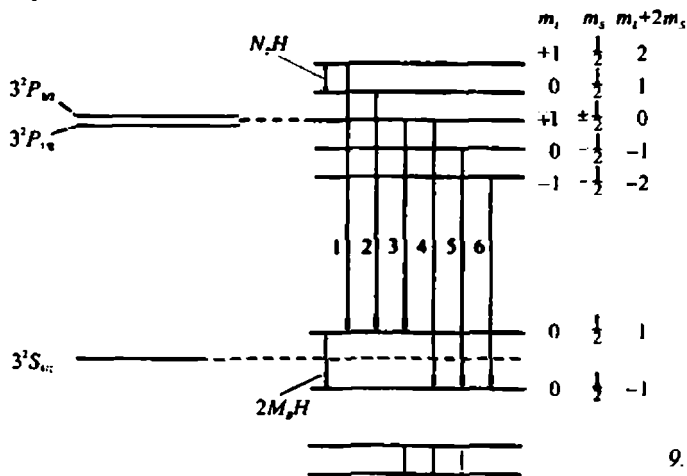
9.3-rasmda natriy (Na) atomi sathlarining kuchli maydonda ajralishi ko'rsatilgan. Ajralgan sathlar energiyalari endi $m_l + 2m_s$ kattalikka bog'liq bo'ladi. Magnit maydon bo'lmagandagi bitta $3S_{1/2}$ sath o'rniga magnit maydon ta'sirida ikkita sath hosil bo'ladi, $3P_{3/2}$ va $3P_{1/2}$ sathlar o'rniga esa beshta sath hosil bo'ladi.

Rasmda yuqori qismdan ajralgan energetik sathlar orasidagi masofa $M_B \cdot H$ birliklarda birga teng, pastki qismdagi ajralgan energetik sathlar orasidagi masofa esa ikkiga teng. Rasmda $\Delta m_l = 0, \pm 1$ va $\Delta m_s = 0$ tanlash qoidasi bajarilganda mumkin bo'lgan o'tishlar ko'rsatilgan. Bunday o'tishlar soni oltita. Bu o'tishlarda ikkinchi va beshinchi o'tishlar energiyalari (chastotalari) bir xil bo'lib, bu o'tishlar magnit maydoni bo'lmagandagi asosiy o'tish bilan mos tushadi. Birinchi va to'rtinchi, uchinchi va oltinchi o'tishlar jufti ham bir xil energiyaga ega bo'ladi. Bu o'tishlarning chastotasi siljimagan o'tish chastotasidan $\Delta\omega$ ga farq qiladi:

$$\Delta\omega = \frac{M_B H}{\hbar} = \frac{e}{2mc} \cdot H. \quad (9.16)$$

(9.15) formula kuchli magnit maydonida har bir energetik sath uchta komponentaga ajralishi mumkinligini ko'rsatadi. Haqiqatdan ham atom energiya nurlaganda elektron o'tishlar m_s lari bir xil bo'lgan energetik sathlar orasida bo'ladi.

Elektron o'tishlarda atom nurlantirgan kvant energiyasi quyidagicha aniqlanadi:



9.3-rasm

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= [E_{02} + M_B H(m_{L_2} + 2m_S)] - [E_{01} + M_B H(m_{L_1} + 2m_S)] = \\ &= (E_{02} - E_{01}) + M_B H(m_{L_2} - m_{L_1}). \end{aligned} \quad (9.17)$$

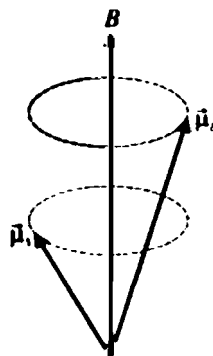
Tanlash qoidasi m , ning faqat birga o'zgarishiga ruxsat beradi.

Zeemanning oddiy effekti murakkab effektning xususiy holidir. Oddiy effekt to'liq spini nolga teng bo'lgan atomlarda kuzatiladi, ya'ni singlet chiziqlar bo'lgan spektrlarda kuzatiladi.

Shunday qilib, magnit maydon kuchlanganligi ortishi bilan Zeemanning murakkab effekti oddiy (triplet) effektga aylanadi. Bu hodisa 1912-yilda Pashen va Bak tomonidan ochilgan bo'lib, *Pashen va Bak effekti* deyiladi.

9.2-§. Pashen va Bak effekti

Kuchli maydon. Zeemanning murakkab effekti kuchsiz magnit maydonida kuzatiladi. Kuchsiz magnit maydonida atomning magnit momenti bilan tashqi magnit maydon orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan kichik bo'ladi. Agar magnit maydon induksiyasi yetarlicha katta bo'lsa, u vaqtda atom magnit momentining magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan katta bo'ladi. Shuning uchun orbital va spin momentlari orasidagi bog'lanish uziladi. Bu vaqtda atomning spin magnit momenti va orbital magnit momenti tashqi magnit maydon bilan har biri alohida ta'sirlasha boshlaydi, ya'ni har biri mustaqil ravishda magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi atrofida precession harakat qiladi (9.4-rasm). Kuchli magnit maydonida spin-orbital bog'lanishning uzilishi *Pashen va Bak effekti* deyiladi.



9.4-rasm

Sathlar ajralishi. Atomning orbital va spin magnit momentlari tashqi magnit maydoni bilan mustaqil ta'sirlashgani uchun atomning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi orbital va spin magnit momentlarining tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Shuning uchun atomning tashqi magnit maydondagi to'liq energiyasi quyidagi ko'rinishda

aniqlanadi:

$$E = E_0 - \mu_L H - \mu_S H. \quad (9.18)$$

(9.18)da $(-\mu_L H)$ – atomning orbital magnit momenti μ_L ning tashqi magnit maydoni bilan o‘zaro ta’sir energiyasi, $(-\mu_S H)$ – atomning spin magnit momenti μ_S ning tashqi magnit maydoni bilan o‘zaro ta’sir energiyasi. E_0 – magnit maydon bo‘lmaganda atomning ichki energiyasi yoki atomning magnit momentini ifodalovchi:

$$\mu = -g\mu_B J = -g\mu_B M_J; \quad \mu = -g\mu_B m_J$$

formulaga asosan (9.18) formulada:

$$\mu_L = -g_L M_B m_L \quad \text{va} \quad \mu_S = -g_S M_B m_S,$$

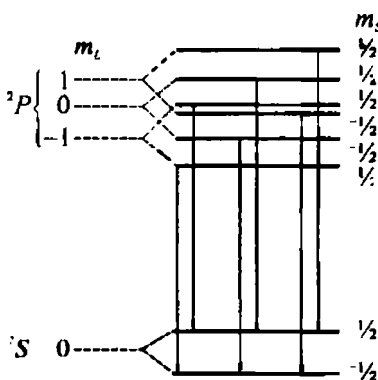
yoki $g_L=1$ va $g_S=2$ ekanligidan:

$$\mu_L = -M_B m_J \quad \text{va} \quad \mu_S = -2M_B m_S.$$

m_J va m_S har doim butun qiymatlarga teng. Demak, kuchli magnit maydonda atom termlari bir-biridan normal siljish $M_B H$ ga karrali oraliqlarga siljigan termlarga ajraladi.

Kuchli magnit maydonda atom energetik sathlarining ajralishi sathlarning tabiiy multiplet ajralishidan katta bo‘ladi.

Misol tariqasida kuchli magnit maydonda natriy atomi 2S va 2P sathlarning ajralishini ko‘raylik. Bu ajralish 9.5-rasmda keltirilgan. Spin-orbital bog‘lanishning uzilganligi uchun atomning to‘liq momenti o‘z ma’nosini yo‘qotadi. Shuning uchun $^2P_{1/2}$ sath $^2P_{3/2}$ sathdan farq qilmaydi, chunki endi bu sathlar $L=1$ bo‘lgan bir xil qiymatli sathlar kabi xarakterlanadi.



9.5-rasm

$L=1$ bo‘lganda atomning orbital momenti magnit maydon kuchlan-ganligi yo‘nalishiga nisbatan uch xil usul bilan oriyentatsiyalanadi. $\mu_L=1, 0, -1$, bu esa o‘zaro ta’sir energiya-sining uch xil qiymatga ega bo‘lishiga va P sathning uchta sathga ajralishiga olib keladi. Orbital magnit momen-tining har bir oriyentatsiyasida spin magnit momenti bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan ikki xil usul bilan oriyen-tirlanishi mumkin. Shuning uchun

uchta orbital sathlarning har biri ikkita spin sathlarga ajraladi. Natijada, kuchli magnit maydonda 2P sath oltita sathga ajraladi. $L=0$ bo'lgani uchun 2S sathining ajralishi spin magnit momenti oriyentatsiyasi natijasida hosil bo'ladi, ya'ni ikkita sathga ajraladi.

Nurlanish chiziqlarining ajralishi. $\Delta L = \pm 1$ va $\Delta S = 0$ tanlash qoidalaridan foydalangan holda ruxsat etilgan o'tishlarni topish mumkin. 9.5-rasmda strelkalar bilan natriy atomining bosh seriyasidagi mumkin bo'lgan o'tishlar ko'rsatilgan. Hammasi bo'lib oltita nurlanish chizig'i hosil bo'ladi. Tashqi magnit maydonida spinning oriyentatsiyasi tufayli hosil bo'lgan ajralish P holatda ham S holatda ham bir xil. Bu oltita chiziq juft-juft bo'lib, bir-biri bilan ustma-ust tushadi. Natijada, nurlanish spektrida triplet hosil bo'ladi. Tanlash qoidalarini hisobga olgan holda (9.18) formula orqali nurlanish chiziqlarining ajralishini hisoblash mumkin. Qulaylik uchun (9.18) formulani quyidagicha yozamiz:

$$E = E_0 - \mu_{Lz} H - \mu_{Sz} H,$$

yoki

$$\hbar\omega_{1,2} = \hbar\omega - (\mu_{Lz} - \mu_{Lz'})H - (\mu_{Sz} - \mu_{Sz'})H, \quad (9.19)$$

$$\mu_{Lz} H = \hbar\omega_L m_L;$$

$$\mu_{Sz} H = 2\hbar\omega_L m_S$$

ekanligi va tanlash qoidalari

$$\Delta m_L = 0, \pm 1 \quad \text{va} \quad \Delta m_S = 0$$

hisobga olinsa, (9.19) formuladan

$$\Delta\omega = \omega_{1,2} - \omega = \omega_L \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_L \\ 0 \\ -\omega_L \end{pmatrix}.$$

Ya'ni uchta chastota hosil bo'ladi. Demak, nurlanish chiziqlarining ajralishi oddiy Zeeman ajralishiga teng bo'ladi. Shunday qilib, kuchli magnit maydonda murakkab Zeeman effektining oddiy effektiga aylanishiga Pashen-Bak effekti deyiladi. Demak, kuchli magnit maydonda spektr chiziqlari uchta komponentaga ajraladi.

9.3-§. Elektron paramagnit rezonans

Zeeman effektini tahlil qilishda Zeeman ajralishida turli elektron holatlarga tegishli bo'lgan komponentalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlar qaraladi. Bunda spektral chiziqlarning ajralishi turli energetik sathlardan ajralgan sathchalar orasidagi kvant o'tishlar natijasida hosil bo'ladi. Qator yillar davomida turli mamlakatlar olimlari tomonidan aynan bir energetik sathdan ajralgan energetik sathchalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlarni magnit maydonda aniqlash masalasi ustida izlanishlar olib borildi. Izlanishlarning taqribiy natijalari ajralgan energetik sathchalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlarni magnit maydonda aniqlash uslubi orqali atomlarning xossalari to'g'risida to'liq ma'lumot olish mumkinligini ko'rsatdi.

Agar atomning to'liq mexanik momenti nolga teng bo'lmasa, ya'ni $J \neq 0$ bo'lganda, magnit maydonda atomning har bir energetik sathi bir nechta sathchalarga ajraladi, agar $J=0$ bo'lsa, energetik sathlar ajralishi bo'lmaydi. Zeeman ajralishida komponentalar orasidagi kvant o'tishlar tekshirilganda, atomning asosiy elektron holati uchun $J \neq 0$ bo'lgan moddalardan foydalanish qulay. Bunday moddalar paramagnit moddalardir. Magnit maydon bo'lmaganda atomning magnit momenti noldan farq qiladigan moddalar paramagnit moddalar deb aytiladi.

Zeeman ajralishidagi komponentalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlar birinchi marta Ye. K. Zavoyskiy tomonidan kuzatildi. Tekshiriladigan namuna sifatida temir guruhi elementlarining tuzlaridan foydalanildi. Zavoyskiy tomonidan kashf etilgan ajralgan komponentalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlarni kuzatish metodi elektron paramagnit rezonans (EPR) deb ataldi. Bunday deyilishining sababi Zeeman ajralishidagi komponentalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlar $J \neq 0$ bo'lgan elektron holatlar (energetik sathlar) orasida amalga oshadi, ya'ni paramagnit moddalarda amalga oshadi. Bunday hodisaning rezonans deb aytilishiga sabab, bu hodisani kuzatish tajribalarida yuzaga keladigan rezonans jarayonidir. Paramagnit modda magnit maydoniga joylashtirilganda, modda atomining har bir energetik sathi $2J+1$ ta energetik sathchalarga ajraladi. Bir energetik sathdan ajralgan sathchalar bir-biridan magnit kvant m , ning qiymatlari bilan farq qiladi (m , to'liq moment \vec{J} vektorining

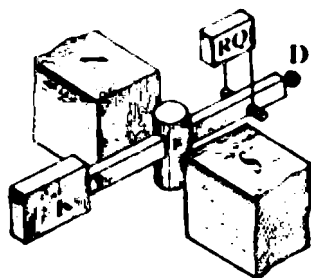
magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasini bildiradi). Bir energetik sathdan ajralgan sathchalar orasidagi spontan kvant o'tishlarning ehtimolligi kichik bo'lib, bu ehtimollikni sathchalar oralig'ining kubiga proporsional. Bundan tashqari, atomda valent elektron bitta bo'lganda, sathchalar orasidagi kvant o'tishlar $\Delta L \neq 0$ tanlash qoidasi bilan man qilinadi. Lekin tashqi kuchlar maydoni ta'sirida tanlash qoidasi bajarilmaganda ham ajralgan energetik sathchalar orasida majburiy o'tishlar sodir bo'ladi. Agar kuchlanganligi H_0 bo'lgan doimiy magnit maydoniga ko'ndalang ravishda kuchlanganligi H bo'lgan sekin o'zgaruvchan magnit maydoni qo'yilsa, doimiy magnit maydonda ajralgan energetik sathchalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlarning ehtimolligi ortadi. Ayniqsa, doimiy magnit maydonda aynan bir energetik sathdan ajralgan sathchalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlarning tezligi sezilarli darajada ortadi.

Atom yuqoriroq energetik sathchadan quyiroyq energetik sathchaga o'tsa, shu yuqoriroq va quyiroyq sathchalar farqiga teng bo'lgan energiya chiqarilishi kerak. Lekin atom quyiroyq energetik sathchadan yuqoriroq energetik sathchaga tashqi elektromagnit nurlanish ta'sirida o'tadi. Bunday o'tishlar amalga oshishi uchun tashqi elektromagnit nurlanish kvantining energiyasi (chastotasi) ajralgan energetik sathchalar oralig'i energiyasiga (chastotasiga) teng bo'lishi kerak, ya'ni rezonans yuzaga kelishi kerak. Bunday holda quyidagi rezonans sharti bajariladi:

$$\hbar\omega = gM_B H_0. \quad (9.20)$$

(9.20) formulada $\hbar\omega$ – elektromagnit maydon energiyasi, $gM_B H_0$ – kattalik ajralgan sathchalar oralig'i (sathchalar energiyalarining farqi), M_B – Bor magnetoni, g – giromagnit nisbat, H – elektromagnit maydon kuchlanganligi.

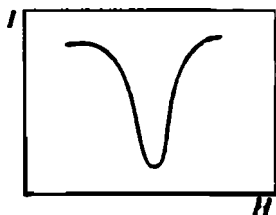
(9.20) ifodadagi rezonans sharti bajarilganda, paramagnit moddada elektromagnit nurlanishning intensiv yutilishi kuzatiladi. Bu yutilish rezonans xarakterga ega bo'lganligi sababli, bunday hodisani paramagnit rezonans (EPR) hodisasi deyiladi. Elektromagnit nurlanishning bunday intensiv yutilishini radiotexnik qurilma qayd qiladi yoki ossillograf ekranida ham kuzatish mumkin. Paramagnit moddada elektromagnit nurlanishning keskin yutilishida modda atomi yuqoriroq energetik sathchaga o'tadi.



9.6-rasm

Elektron paramagnit rezonans hodisasini kuzatishda Zeeman ajralishidagi komponentalar oralig'ini odatda ishlatiladigan magnit maydonlari uchun bo'lgan 10^9-10^{11} Hz ni tashkil etadi. Chastotaning bunday diapazoniga tegishli bo'lgan elektromagnit nurlanishlar chastotasini o'zgartirish tajribalarda texnik jihatdan qiyinchilik tug'diradi. Shuning uchun magnit maydonni o'zgartirish

kerak bo'ladi. Magnit maydon o'zgaranda ajralgan komponentalar oralig'ini ham o'zgaradi. Paramagnit rezonans hodisasini kuzatish qurilmasining sxemasi elektromagnit va radioapparaturadan iborat (9.6-rasm). Tekshiriladigan paramagnit modda elektromagnit qutblari *N* va *S* orasidagi *R* rezonator ichiga joylashtiriladi. Klitronli generator (*K*) yordamida rezonator radiochastotali elektromagnit maydon tebralanishlari hosil qilinadi. Hosil qilingan elektromagnit nurlanish paramagnit moddaga tushadi. Moddadan o'tgan nurlanish *D* detektor va *RQ* radioqurilma yordamida qayd qilinadi. Tajribalar monoxromatik nurlanish yordamida amalga oshiriladi, ya'ni klitronli generator chiqarayotgan elektromagnit nurlanish chastotasi o'zgar-mas saqlanadi. Magnit maydon esa asta-sekin o'zgartirib boriladi. Magnit maydonning biror rezonans qiymatida paramagnit moddada nurlanishning yutilishi keskin ortadi. Natijada, paramagnit moddadan o'tib detektorga yetib kelayotgan nurlanish intensivligi keskin kamayadi. Buni 9.7-rasmda tasvirlangan nurlanish intensivligi (*J*) va o'zgaruvchan magnit maydon kuchlanganligi (*H*) orasidagi rezonans xarakterdagi bog'lanish egri chizig'ining minimumga ega bo'lishida ko'rish mumkin. Paramagnit moddada nurlanishning bunday yutilishi paramagnit rezonans hodisasidir.



9.7-rasm

Umuman ajralgan energetik sathchalar orasida bo'ladigan kvant o'tishlarni magnit maydonda aniqlashning magnit rezonans metodi magnit momenti aniqlanadigan zarraning turiga bog'liq ravishda elektron paramagnit rezonansi

(EPR) va yadro magnit rezonansi (YaMR) deb aytiladi. Magnit rezonans hodisasi yordamida atom va yadrolarning magnit momentlari, molekula va kristallarning tuzilishi, kimyoviy reaksiyalar kinetikasi, atomlar orasidagi bogʻlanishlar, moddada elektronlarning holati haqida maʼlumotlar olish mumkin.

9.4-§. Shtark effekti

Atom spektrida spektral chiziqlarning kuchli elektr maydonda ajralishi 1913-yilda I.Shtark tomonidan kashf qilindi. Elektr maydonida atom energetik sathlarining ajralishi va bu ajralish bilan bogʻliq boʻlgan spektral chiziqlarning ajralish hodisasi *Shtark effekti* deyiladi. Bu hodisani atom, molekularlarning chiqarish va yutilish spektrlaridagi spektr chiziqlarining ajralishi va siljishida kuzatish mumkin. Atom energetik sathlarining ajralishi bir jinsli va bir jinsli boʻlmagan elektr maydonlarida sodir boʻladi. 1913-yilda Shtark vodorod atomi Balmer seriyasidagi spektral chiziqlar ajralishini batafsil tushuntirdi. Keyinchalik boshqa atomlar spektr chiziqlarida ham Shtark effekti kuzatildi. Bir jinsli elektr maydon kuchlanganligining ortishi bilan ajralgan energetik sathlar oraligʻi (ajralgan sathlar energiyalarining farqi) ham ortadi. Shtark effekti chiziqli va kvadratik effektlardan iborat. Agar ajralgan energetik sathlar oraligʻi elektr maydon kuchlanganligiga (E) proporsional boʻlsa, chiziqli Shtark effekti, agar maydon kuchlanganligi kvadratiga (E^2) proporsional boʻlsa, kvadratik Shtark effekti hosil boʻladi. Kvadratik effekt barcha atomlarda kuzatiladi, chiziqli effekt esa vodorod va vodorod-simon ionlarda kuzatiladi. Shtarkning kvadratik effekti vodorod atomi uchun nisbatan kuchsiz elektr maydonlarda chiziqli Shtark effekti fonida sezilarli boʻlmaydi. Atomni chiziqli ossillyatorlar toʻplamiga taqqoslab tushuntiradigan klassik nazariya atom energetik sathlarining elektr maydonda ajralishini tushuntira olmadi.

Shtark effektining nazariyasi Borning yarim klassik nazariyasiga asoslangan holda K. Shvarsschild va A. Eynshteyn tomonidan 1916-yilda berildi. Ularning asosiy natijalari 1926-yilda Shredinger rivojlantirgan kvant mexanikasi nazariyasi orqali tushuntirildi. Shtark effekti elektr maydonda atom zaryadlarining siljishi oqibatida atom elektr qutblangan boʻlib qolishida yuz beradi. Elektr maydon boʻlma-

ganda atomda xususiy elektr dipol momenti mavjud bo'lishi yoki bo'lmasligiga bog'liq ravishda Shtark effekti turli ko'rinishda bo'ladi. Birinchi holda, ya'ni atom xususiy elektr dipol momentiga ega bo'lganda elektr maydoni qo'yilsa, maydon bo'ylab chiziqli kattaliklargina hisobga olinganda, atom elektr maydon kuchlanganligi e ning birinchi darajasiga proporsional bo'lgan qo'shimcha ($-Pe$) energiya oladi. Bunda atom spektrida spektral chiziqlarning siljishi va ajralishi (atom energetik sathlarining siljishi va ajralishi) ham elektr maydon kuchlanganligining birinchi darajasi ε ga proporsional bo'ladi. Bunday effekt Shtark tomonidan aniqlangan bo'lib, *chiziqli Shtark effekti* deyiladi.

Ikkinchi holda, ya'ni atomda xususiy elektr dipol momenti yo'q. Bunda elektr maydon qo'yilganda, atomda induksiyalangan dipol momenti paydo bo'ladi, ya'ni

$$P = \alpha \varepsilon, \quad (9.21)$$

bunda α – atomning elektr qutblanuvchanligi bo'lib, uni kvant mexa-nikasi metodlaridan foydalanib hisoblash mumkin. Qo'yilgan elektr maydoni 0 dan ε gacha oshirib borilganda, atomning elektr dipol momenti ham 0 dan P gacha ortib boradi. Bunda atom ustida $(Pe)/2 = \alpha \varepsilon^2/2$ ish bajariladi. Bu ish elektr maydonida atomning potensial energiyasini oshirishga sarflanadi ($1/2$ koeffitsient potensial energiyani elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasini Guk qonuni bo'yicha hisoblagandagidek hisoblashdan kelib chiqadi). Bunday holda atom spektrida spektral chiziqlarning siljishi va ajralishi (atom energetik sathlarining siljishi va ajralishi) elektr maydon kuchlanganligining kvadrati ε^2 ga proporsional bo'ladi. Shtark tomonida kuzatilgan bunday effekt *Shtarkning kvadratik effekti* deyiladi. Bu effekt chiziqli effektga qaraganda kamroq kuzatiladi. Shuning uchun keyinroq ochilgan.

Xususiy elektr dipol momentiga ega bo'lgan atom elektr maydonida qo'shimcha dipol momentini oladi. Birinchi yaqinlashishda bu qo'shimcha elektr dipol momentini elektr maydon kuchlanganligiga proporsional deb hisoblash mumkin. U vaqtda Shtarkning chiziqli va kvadratik effektlari ustma-ust tushadi. Bunda atom energetik sathlari-ning ajralishi nosimmetrik bo'ladi: barcha sathchalar kichik energiyali tomonga siljigan bo'ladi, bunda sathchalar qancha

yuqorida joylashgan bo'lsa, shuncha kuchli siljiydi. Spektral chiziqlar o'zlari spektrning qizil tomoniga siljigan bo'ladi. Lekin bu siljish katta emas. Masalan, Shtark komponentalaridan biri H_{σ} chizig'ining qizil tomonga siljishi 1 sm^{-1} ga teng, bu chiziqning chetki Shtark komponentalari bilan oralig'i esa 200 sm^{-1} ni tashkil qiladi. Elektr maydon kuchlanganligi 10^5 V/sm dan ortiq bo'lmagan elektr maydonlarida vodorod atomida kvadratik Shtark effektini hisobga olmaslik mumkin. Vodorod atomida kvadratik Shtark effekti elektr maydon kuchlanganligi yetarlicha katta bo'lganda namoyon bo'ladi. Elektr maydon kuchlanganligi taqriban $4 \cdot 10^5 \text{ V/sm}$ dan ortiq bo'lgan maydonlarda spektral chiziqlarning ajralishi (atom energetik sathlarining ajralishi) elektr maydon kuchlanganligining uchinchi darajasi ϵ^3 ga proporsional bo'lishi kuzatiladi. Lekin bunday holda ham hisoblash-lar ϵ^3 dagidek o'tkaziladi. ϵ^2 va ϵ^3 hadlarni hisobga olgan holda Shtark effekti nazariyasi tajriba natijalari bilan mos keladi, hatto maydon 10^6 V/sm bo'lganda ham. Hozirgi vaqtda kuchlanganligi 10^6 V/sm bo'lgan maydonga erishilgan.

Atom elektr dipol momentining tashqi elektr maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasida hosil bo'lgan qo'shimcha energiyani, ya'ni atomning tashqi elektr maydonidagi qo'shimcha energiyasi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$\Delta E = -(\hat{P}_{el} \cdot \vec{\epsilon}) = -\int_0^{\epsilon} \alpha \epsilon d\epsilon = -\frac{\alpha \epsilon^2}{2}. \quad (9.22)$$

P_{el} ning z o'qiga bo'lgan proyeksiyasi:

$$P = P_z = \alpha \vec{\epsilon}. \quad (9.23)$$

Qo'shimcha energiyaning qiymati maydon yo'nalishiga bog'liq emas. Bunday hol murakkab atomlarda kuzatiladi. Elektr maydonda atom sathlarining ajralishini atomning vektor modeliga asosan tushuntirish mumkin.

Ma'lumki, murakkab atomlarda \vec{J} vektor, \vec{L} va \vec{S} larning vektor yig'indisidan iborat. Agar tashqi maydon ta'sirida $\vec{L}\vec{S}$ bog'lanish uzilmasa, \vec{J} vektorining tashqi elektr maydoni yo'nalishidagi proyeksiyasi $m = -J, -J+1, \dots, J-1, J$ ga teng qiymatlar qabul qiladi.

Elektr maydonning ta'siri atom harakat miqdori momenti \vec{J} ning

maydon yo'nalishiga bog'liq bo'lishi sababli, tashqi elektr maydon atom energetik sathlarining ajralishiga olib keladi. Lekin, sathlarning magnit maydon ta'siridagi ajralishidan farqli ravishda, termlarning elektr ajralish komponentalari soni $2J+1$ ga teng emas, chunki (qo'shimcha energiyaning elektr maydon yo'nalishiga bog'liq bo'lmaganidek) magnit momentlarining qarama-qarshi yo'nalganligi bilan farqlanuvchi ikki holatda ham atomning qo'shimcha energiyalari teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, faqat m_j va $-m_j$ bilan farqlanuvchi holatlar energiya sahtlari ustma-ust tushgan bitta sathdan iborat bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydon atom sathlarining ayniganligini to'la yo'qotmaydi. Shu sababdan, energiya sathlari to'la momentning butun son qiymatli holida $J+1$ ta, yarim butun son qiymatida esa $J+1/2$ ta komponentalarga ajraladi. Bu komponentalarning har biri kuchsiz magnit maydonda (ya'ni tashqi elektr maydon ustiga magnit maydoni ham qo'yilsa) yana ikkitaga ajraladi, chunki magnit maydonda m_j va $-m_j$ holatlari ekvivalent emas.

Vodorod atomida Shtark effekti. Tashqi elektr maydondagi vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini aniq yechish mumkin. Agar tashqi elektr maydonining yo'nalishini z o'qiga mos yo'nalishda olsak, elektronning atomdagi ichki potensial energiyasi $U = -e^2 / (4\pi\epsilon_0 r)$ ga atomning tashqi elektr maydonda olgan potensial energiyasi $e\epsilon_z$ qo'shiladi. Odatda, atomning ichki elektr maydoni tashqi maydonga nisbatan juda katta bo'ladi. Masalan, vodorod atomida birinchi Bor orbitasi (a_1) uchun Kulon maydonining kuchlanganligi

$$\epsilon_0 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_1^2} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ V/m.}$$

Shuning uchun atomning tashqi elektr maydonda olgan qo'shimcha potensial energiyasi

$$\Delta E = e\epsilon_z, \quad (9.24)$$

uning maydon bo'lmagandagi to'la energiyasi

$$E_0 = \frac{p^2}{2m_e} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (9.25)$$

ga tuzatma tarzida qarash mumkin. Kvant mexanikasida bu xil masalalar g'alayonlanish nazariyasiga asoslangan usul bilan yechila-

di. G'alayonlanish nazariyasi kvant mexanikasiga oid maxsus darsliklarda beriladi.

Tashqi elektr maydondagi vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini g'alayonlanish nazariyasi bo'yicha yechish g'alayonlanmagan holatning to'la energiyasiga ikkinchi tartibli yaqinlashishdagi tuzatmani o'z ichiga olgan quyidagi ifodani beradi:

$$E = E_0 + E^{(1)} + E^{(2)} = -\frac{Rh}{n^2} + 3e\epsilon a_1(n_1 - n_2)\frac{n}{2} - a_1^3 \epsilon^3 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m_l^2 + 19] \left(\frac{n}{2}\right)^2, \quad (9.26)$$

bu yerda: n – bosh kvant soni; $n=1+|m_l|+n_1+n_2$, n_1 va n_2 lar butun musbat sonlar, m_l – orbital magnit kvant soni. E_0 – atomning $\epsilon=0$ holdagi to'la energiyasi, $E^{(1)}$ va $E^{(2)}$ lar g'alayonlanmagan holatning to'la energiyasi E_0 ga birinchi va ikkinchi tartibli yaqinlashish tuzatmasi. Birinchi yaqinlashish elektr maydon kuchlanganligiga (ϵ) nisbatan birinchi tartibli Shtark effektiga olib keladi: $E=E_0-E^{(1)}$, ikkinchi yaqinlashish esa ϵ^2 nisbatan ikkinchi tartibli Shtark effektini beradi. ϵ va ϵ^2 oldidagi doimiy koeffitsiyenlarni hisoblab,

$$\frac{3}{2}ea_1 = \frac{3h^2}{8\pi^2 m_e e} = 1,28 \cdot 10^{-28} \frac{\text{erg}}{\text{V/sm}} = 6,42 \cdot 10^{-5} \frac{\text{sm}^{-1}}{\text{V/sm}};$$

$$\frac{a_1^3}{16} = \frac{-h^6}{16(2\pi e)^6 m_e^3} = -1,04 \cdot 10^{-31} \frac{\text{erg}}{\text{V/sm}} = -5,22 \cdot 10^{-16} \frac{\text{sm}^{-1}}{\text{V/sm}}.$$

bunda birinchisi ikkinchisidan taxminan 10^{11} marta katta ekanligi aniqlanadi. Xulosa qilish mumkinki, uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonlarda chiziqli Shtark effekti kuzatilar ekan.

Vodorod atomi sathlarining tashqi elektr maydon ta'sirida ajralishini ko'rish mumkin. n – bosh kvant soni va n_1 , n_2 lar musbat butun sonlar o'rtasidagi munosabatlardan $0 \leq n_1 \leq n-1$, $0 \leq n_2 \leq n-1$ va $|m_l| \leq n-1$ ekanligi kelib chiqadi. Chiziqli Shtark effektida vodorod atomining birinchi to'rt termining ajralishi 9.1-jadvalda keltirilgan.

n		n_1	n_2	$c(n_1, -n_2, n)$	n			n_1	n_2	$c(n_1, -n_2, n)$
1	0	0	0	0	4	3	0	0	0	
2	1	0	0	0	4	2	1	0	4c	
2	0	1	0	2c	4	2	0	1	-4c	
2	0	0	1	-2c	4	1	2	0	8c	
3	2	0	0	0	4	1	0	0	-8c	
3	1	1	0	3c	4	1	1	1	0	
3	1	0	1	-3c	4	0	3	0	12c	
3	0	2	0	6c	4	0	0	3	-12c	
3	0	0	2	-6c	4	0	2	1	4c	
3	0	1	1	0	4	0	1	2	-4c	

$$C = \frac{3h\varepsilon}{8\pi^2 m_r e} = \frac{E^{(1)}}{[h(n_1 - n_2)n]}.$$

Bosh kvant son $n=1+|m_r|+n_1+n_2$; m_r – orbital magnit kvant soni. $E^{(1)}$ – g'alayonlanmagan holatda birinchi yaqinlashishdagi energiya tuzatmasi. Shunday qilib, tashqi elektr maydoni ta'sirida atom sathlari ajralishidan quyidagi natijalarga kelish mumkin:

1. Bosh kvant sonining ortishi bilan ajralgan komponentalar soni juda tez o'sadi. $n=1$ sath butunlay ajralmaydi; $n=2$ sath uchtaga ajraladi; $n=3$ sath oltitaga; $n=4$ sath o'ntaga ajraladi. Oxirgi ikki holda ba'zi komponentalar energiyasi teng va tegishli sathlar ajralmagan. $n=3$ da birinchi va oxirgi komponentalar energiyasi nolga teng va ularning sathlari $\varepsilon=0$ dagi o'rnidan siljimagan, $n=4$ da esa birinchi va beshinchi, ikkinchi va to'qqizinchi, uchinchi va o'ninchi komponentalar energiyalari o'zaro teng. Shunday qilib, berilgan n da sathlarning ajralish komponentalar soni $(2n-1)$ ta bo'ladi.

2. n sathning $(2n-1)$ ta komponentasi bilan n' sathning $(2n'-1)$ ta komponentasi o'rtasidagi o'tishlarning maksimal soni $(2n-2)(2n'-1)$ taga teng chiziqni berishi kerak. $(2n-1)(2n'-1)$ o'tishlarning ba'zilari $\Delta|m|=0, \pm 1$ tanlash qoidasi bilan taqiqlangan bo'lishi mumkin.

3. Chiziqli Shtark effektida komponentalarning o'zaro siljish kattaligi magnit kvant soni m_l ga bog'liq bo'lmasdan ($n_1 - n_2$) ayirmaga bog'liqdir. Siljish kattaligining qiymati

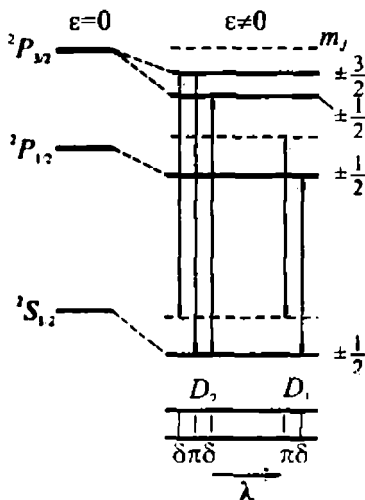
$$\frac{3ea_1\varepsilon(n_1 - n_2)n}{2} = \frac{3ea_1\varepsilon(n - 1)n}{2n^2}$$

ga proporsional, chunki ($n_1 - n_2$) kattalik ($n - 1$) dan ($n + 1$) gacha o'zgaradigan qiymatlar qabul qiladi. Demak, vodorod atomida chiziqli Shtark effekti hosil bo'lganda, yuqori sathlarning bir-birini qoplashi kuzatilishi kerak. Tashqi elektr maydon kuchlanganligining 10^6 V/sm qiymatlaridan boshlab, kvadratik Shtark effekti sezilarli bo'ladi. Ajralgan har bir chiziq yuqorisidagi chizig'iga qaraganda ko'proq siljiydi. Natijada spektr chiziqlari chastotasining ortishi va spektrning qizil tomonga siljishi kuzatiladi.

Murakkab atomlarda Shtark effekti. Kuchsiz tashqi elektr maydonida vodorod atomi uchun to'g'ri bo'lgan chiziqli Shtark effekti orbital kvant son (ℓ) ga nisbatan «aynishga» ega bo'lmagan sathlarda (vodorodsimon va murakkab atomlarda) yo'qoladi. Shuning uchun vodorodsimon va boshqa murakkab atomlarda sathlarning kuchsiz tashqi elektr maydoni ta'sirida maydon kuchlanganligining kvadratiga (ε^2) proporsional ravishda ajralishi kuzatiladi va bu hol esa (9.24) formulada ifodalangan.

Kuchsiz elektr maydonlaridan kuchli maydonlarga o'tishda kvadratik Shtark effekti asta-sekin chiziqli effektga o'tadi.

Ishqoriy metallarning D chizig'ii uchun Shtark effektini ko'rish mumkin (9.8-rasm). D chiziq sathlari $^2P_{3/2}$, $^2P_{1/2}$ va $^2S_{1/2}$ tashqi kuchsiz elektr maydonida, to'la momentning yarim butun son qiymatiga mos. $I + 1/2$ ta komponentalarga ajraladi, ya'ni $^2P_{3/2}$ sath $I + 1/2 = 3/2 + 1/2 = 2$ taga ajraladi, $^2P_{1/2}$ va $^2S_{1/2}$ uchun esa $I + 1/2 = 1$ ajralmaydi. Bundan tashqari, (9.23) formulaga mos holda sathlarning



9.8-rasm

hammasi har xil qiymatga, energiyasi kichik tomonga siljiydi. Bu holat 9.8-rasmda ko'rsatilgan. Shunday qilib, 2P termlar uchta termga ajraladi: ${}^2P_{3/2}$ ikkita va ${}^2P_{1/2}$ ning o'zi. 2P ning bu uchta komponentalaridan ${}^2S_{1/2}$ sathga o'tishlar uchta chiziqni beradi:

$${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}, \quad |m_l| = 3/2 \rightarrow 1/2; \quad {}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2},$$

$$|m_l| = 1/2 \rightarrow 1/2; \quad {}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}, \quad m_l = 1/2 \rightarrow 1/2.$$

Kuchli elektr maydonga o'tishda, sathlarning elektr ajralishi shu sathning $\bar{L}\bar{S}$ o'zaro ta'siri ostida ajralishi bilan tenglashadi.

Tashqi maydon kuchlanganligining ortishida \bar{L} va \bar{S} vektorlarning o'zaro ta'sirini kichik deb, bu ta'sirning energiyasini atom energiyasiga tuzatma sifatida qarash mumkin. Natijada, $\bar{L}\bar{S}$ bog'lanish uziladi va \bar{L} vektorning tashqi kuchli maydonda mustaqil kvantlanishi yuz beradi. Berilgan \bar{L} bilan aniqlanadigan term $2L+1$ komponentalarga ajraladi, lekin $\ell + 1$ ta komponentagina har xil energiyaga ega bo'ladi.

Shunday qilib, chiziqli Shtark effekti kuchli elektr maydonda, kvadratik Shtark effekti esa kuchsiz elektr maydonida hosil bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Zeeman effekti qanday hodisa va u qachon kashf qilingan?
2. Kuchli va kuchsiz magnit maydonlari haqida tushuncha bering.
3. Zeemanning murakkab effektini ayting va uni natriy (Na) dubleti misolida tushuntiring.
4. Magnit maydonidagi atom energetik sathlarining energiyasi formulasida qanday energiyalar hisobga olingan?
5. Zeemanning oddiy effektini ayting va spektral chiziqlar chastotalarini yozib tushuntiring.
6. Paschen va Bak effekti qanday hodisa va qaysi vaqtda sodir bo'ladi?
7. Qanday moddalar paramagnit moddalar deyiladi?
8. Ajralgan energetik sathchalar orasidagi kvant o'tishlar qaysi vaqtda sodir bo'ladi?
9. Paramagnit rezonans qanday hodisa?
10. Shtark effektining hosil bo'lishini tushuntiring.
11. Chiziqli Shtark effekti qanday effekt, uning hosil bo'lishi qanday kattalikka bog'liq va qanday atomlarda kuzatiladi?
12. Kvadratik Shtark effekti qanday kattalikka bog'liq va u qanday atomlarda kuzatiladi?

10.1-§. Molekulalar va ularning hosil bo'lishi. Kimyoviy bog'lanish turlari

Molekula – bir jinsli moddaning eng kichik zarrasi bo'lib, shu moddaning asosiy kimyoviy xossalariga ega bo'ladi. «Molekula» tushunchasi fanga 1860-yilda kiritilgan bo'lib, uning mavjudligi 1906-yilda J. Perren tomonidan tajribada tasdiqlangan. Molekula atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar orqali o'zaro birlashgan bir xil yoki turli xil atomlardan tashkil topgan barqaror tizimdir. Masalan, vodorod molekulas (H_2), kislorod molekulas (O_2), azot molekulas (N_2), bir xil atomlardan tashkil topgan ikki atomli molekulalardir. Osh tuzi molekulas ($NaCl$) ikki xil atomlardan tashkil topgan ikki atomli molekuladir. Molekulalar (H_2 , C_6H_6 ,

NH_3), atomlar, ionlar (SO_4 , BF_4 , NO_3), radikallar (CH_3 , OH , C_5H_5) orasida kimyoviy kuchlar ta'sir qiladi. Bu kuchlar molekulalarning erkin, ya'ni boshqa zarralardan ajralgan alohida holatidagi barqarorligini ta'minlaydi. Masalan, C_2 , CH_3 , I_2 molekulalari erkin, alohida holatda kerakli uzoq vaqt mavjud bo'la oladi. Lekin ular bir-biri bilan birlashsa, oddiy sharoitda ham tegishli grafit, etan, yod kristalliga aylanadi. Bunday molekulalar atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar tufayli mustaqil mavjud bo'la oladi. Kimyoviy bog'lanishlar – ikki yoki bir nechta atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi natijasida kimyoviy barqaror tizimlar (molekulalar, radikallar, kristallar va b.) hosil bo'lishidir. Atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar atomning tashqi qobig'idagi elektronlarning (valent elektronlarning) turli xil o'zaro ta'sirlari orqali tushuntiriladi.

Ichki qobiq elektronlari atomning kimyoviy xossalariga ta'sir qilmaydi. Elementlarning kimyoviy xossalari tashqi qobiq elektronlari bilan aniqlanadi. Atomlardan molekulalar hosil bo'lishida ta'sir qiladigan kuchlar musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektronlar orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir kuchlaridan iboratdir. Atom spektrlarini tahlil qilish, spektrlarda kuzatiladigan

asosiy qonuniyatlar atom elektron qobig'i tuzilishi va atom elektron holatlari bilan bog'liqligini ko'rsatadi. U yoki bu molekulaning hosil bo'lishida atomlarning muhim bo'lgan kimyoviy xossalari ham elektron qobiqlar xossalari bilan tushuntiriladi. Lekin atomlarning kimyoviy xossasi bitta atomda emas, balki o'zaro ta'sirlashib molekula hosil qiladigan atomlar to'plamida namoyon bo'ladi. Bu esa molekulani tashkil etuvchi atomlar o'zaro ta'sirlashuvchi kuchlar bilan bog'langanligini ko'rsatadi. Molekulani atomlarga ajratish uchun ma'lum miqdorda ish bajarish kerak, ya'ni energiya sarflash kerak. Aksincha, molekula hosil bo'lish jarayonida energiya ajraladi. Bu esa molekula atomlarini bog'lab turuvchi kuch mavjudligini ko'rsatadi. Molekula hosil bo'lishida ajraladigan energiya molekulada atomlarni bog'lab turadigan o'zaro ta'sir kuchi o'lchovi hisoblanadi. Molekulalar ikki atomdan, uch atomdan va ko'p sondagi atomlardan tuzilgan bo'lishi mumkin. Masalan, osh tuzi bir natriy atomidan va bir xlor atomidan tuzilgan, ya'ni osh tuzi molekulasi ikki atomli molekuladir. Suv molekulasi ikki vodorod atomidan va bir kislorod atomidan tuzilgan, ya'ni uch atomli molekulani hosil qiladi. Molekulalar o'lchami turli moddalar molekulalari uchun turlicha bo'ladi. Masalan, vodorod molekulasi (H_2) o'lchami $2,47 \cdot 10^{-8}$ sm, kislorod molekulasi (O_2) o'lchami $2,98 \cdot 10^{-8}$ sm, suv molekulasi (H_2O) o'lchami $2,72 \cdot 10^{-8}$ sm va h.k. Molekulalar o'lchami diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik, ichki ishqalanish hodisalari asosida aniqlanadi. Atomlarning molekulaga birikishi to'ldirilmagan tashqi elektron qobig' bilan bog'liq.

Molekuladagi atomlar aniq bir tartib bilan o'zaro bog'langan va fazoda ma'lum tartibda joylashgan bo'ladi. Molekula tuzilishi fazoda va vaqt oralig'ida barqarorligi bilan xarakterlanadi. Molekulaning barqarorligi uning boshqa zarralar bilan o'zaro ta'siriga, temperaturega, bosimga va hoshqa tashqi faktorlarga bog'liq bo'ladi. Masalan, juda yuqori temperaturalarda ko'pchilik molekulalar atomlarga ajraladi, ya'ni molekulyar tuzilishi buziladi. Molekulaning asosiy xarakteristikasi bu uning ichki energiyasi bo'lib, faqat kvantlangan qiymatlarni qabul qiladi. Molekula hosil bo'lishida atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlarda atomlarning o'zaro bog'lanish sohasida elektronlar zichligining qayta taqsimlanishi muhim o'rin tutadi. Atomlarning o'zaro bog'lanishi elektronlar zichligi taqsimlanishining

qandayligiga bog'liq ravishda asosan uch tur kimyoviy bog'lanishlarni tashkil qiladi – kovalent (gomepolyar), ion (geteropolyar) va metall bog'lanishlar. Bu bog'lanishlarning har birining o'z nazariyasi mavjud.

10.2-§. Ion bog'lanish

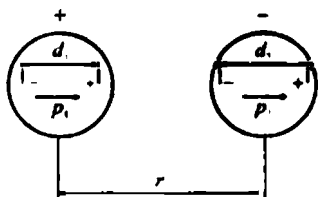
Elektrostatik tortishuv tufayli ionlar orasida vujudga keladigan kimyoviy bog'lanish *ion bog'lanish* deyiladi. Ionlarning o'zaro tortishish yo'li bilan hosil bo'lgan molekulalar *ion yoki geteropolyar molekulalar* deb ataladi. Ionli molekulalar hosil bo'lishi asosida tashqi qobiqchalari turlicha to'ldirilgan, ya'ni elektromanfiyligi bir-biridan keskin farq qiladigan atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi turadi. Bunday atomlar o'zaro ta'sirlashganda, elektron buluti elektromanfiyligi kuchli bo'lgan atomga tomon siljiydi, ya'ni qutblanadi. *Qutblanish* – elektr maydoni ta'sirida elektr zaryadi elektron zichligining siljishidir. Eng ko'p bir tomonlama qutblanish ion bog'lanishda hosil bo'ladi. Elektromanfiylik bog'langan atomning boshqa atomlar elektron qobig'idan elektronni tortish xususiyatidir.

Elementlar davriy sistemasida I va II guruhlar metallari va tipik metallmaslar – galogenlar ionli molekulalarni hosil qiladi. Masalan, $\text{NaCl}(\text{Na}^+, \text{Cl}^-)$, $\text{CsI}(\text{Cs}^+, \text{I}^-)$, $\text{LiF}(\text{Li}^+, \text{F}^-)$ va boshqa molekulalar ionli molekulalarga misol bo'ladi. Ishqoriy metallarda tashqi elektron qobiqdagi s holat elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan, ular kimyoviy reaksiyalarda o'z atomidan yengilgina ajraladi. Masalan, natriy (Na) atomida (natriyning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$) $3s^1$ holatdagi bir elektron o'z atomidan yengilgina ajraladi. Bunda bir elektroni ajralgan natriy atomi natriyning musbat Na^+ ioniga aylanadi. Aksincha, metallmaslar – galogenlar atomlarida tashqi elektron qobiq elektronlari yadro bilan kuchli bog'langan bo'lib, kimyoviy reaksiyalarda boshqa elektronni biriktirib oladi. Masalan, xlor (Cl) atomining (xlorning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$) tashqi qobig'ida $3p^5$ holat elektron bilan to'lishiga bir elektron yetmaydi, u yana bir elektronni biriktirib oladi, $3p$ holat to'ladi. Bunda xlorning manfiy ionii Cl^- hosil bo'ladi. Demak, xlorning elektron manfiyligi yuqori.

Ikki xil ishorali Na⁺ va Cl⁻ ionlar orasida vujudga keladigan kulon elektrostatik tortishish kuchi tufayli ionli NaCl molekula hosil bo'ladi.

Ionli molekularlar umumiy nazariyasini 1925-yilda M. Born va V. Geyzenberglar klassik tasavvurlar asosida ishlab chiqdilar. Bunda bog'lanish energiyasini hisoblashda elektrostatik tasavvurga asoslangan holda yarimempirik hisoblash usulidan foydalanildi. Bir-biridan yetarlicha masofada uzoqlashtirilgan ikki ion (masalan, Na⁺ va Cl⁻ ionlari) birinchi yaqinlashishda bir-biri bilan nuqtaviy zaryadlar kabi Kulon qonuni bo'yicha tortishadi. Bunday o'zaro ta'sir energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$U_e = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (10.1)$$



10.1-rasm

Keyingi yaqinlashishda ionlarning o'zaro qutblanishini hisobga olish kerak. Molekulada ionlarning har biri qo'shni ionning elektr zaryadi ta'sirida qutblanadi, ya'ni ionlarda manfiy va musbat zaryadlarning siljishi hosil bo'ladi. Natijada har bir ionning induksiyalangan P_1 va P_2 dipol momentlari hosil bo'ladi.

Bu dipol momentlari molekulaning ionlar hosil qilgan dipol momenti P ga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Ionlarning qutblanishi natijasida ularning elektron buluti deformatsiyalanadi. Buni har bir ionning yadrosi va elektron bulutining d masofaga nisbiy siljishi deb qarash mumkin (10.1-rasm).

Har bir ionning induksiyalangan dipol momentining kattaligi elektr maydoni kuchlanganligi orqali aniqlanadi:

$$P = ed = \epsilon_0\alpha E. \quad (10.2)$$

Bunda α – ion elektron bulutining deformatsiyalanish xususiyatini ifodalaydi va unga *qutblanuvchanlik* deyiladi. U vaqtda (10.1) formuladagi Kulon o'zaro ta'sir energiyasiga yana har bir ion dipol momentining qo'shni ion yig'indi zaryadi bilan o'zaro ta'sir energiyasi (U_P)ni qo'shish kerak bo'ladi:

$$U_P = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} (P_1 + P_2). \quad (10.3)$$

(10.3) ifodadagi energiyaga dipollarning hosil bo'lishiga sarflangan energiya (U_α) ni ham qo'shish kerak bo'ladi. Bu energiyani zaryadlarning siljishi uchun bajarilgan ish deb ham qarash mumkin, ya'ni:

$$U_\alpha = \varepsilon_0 \int_0^{E_1} \alpha_1 E_1 dE_1 + \varepsilon_0 \int_0^{E_2} \alpha_2 E_2 dE_2 = \frac{P_1^2}{2\varepsilon_0 \alpha_1} + \frac{P_2^2}{2\varepsilon_0 \alpha_2}. \quad (10.4)$$

Endi dipollarning o'zaro ta'sir energiyasi ($U_{\alpha\beta}$) ni ham hisobga olish kerak bo'ladi:

$$U_{\alpha\beta} = -\frac{P_1 P_2}{2\pi\varepsilon_0 r^3}. \quad (10.5)$$

Faqat ionlarning o'zaro tortishishi to'liq ravishda qoplashga olib kelishi kerak edi. Lekin bunday bo'lmaydi, chunki kichik masofalarda ionlar qobiqlari ustma-ust tushadi va bunda itarishish kuchlari yuzaga keladi. Bu kuchlarning tabiati yetarlicha murakkab bo'lib, klassik mexanikada itarishish kuchlari energiyasini aniqlashda quyidagi empirik formuladan foydalaniladi:

$$U_n = \frac{B}{r^n}. \quad (10.6)$$

Kvant mexanikasida itarilish to'ldirilgan elektron qobiqlarning almashtirish integrali sifatida namoyon bo'ladi. Ionlar elektron qobiqlarining o'zaro singishlarida har bir yadro maydoniga qo'shimcha elektronlar tushadi.

Birinchi yaqinlashishda ionli molekulaning bog'lanish energiyasini hisobga olmagan holda (10.1) va (10.6) formulalardan aniqlash mumkin:

$$U = U_e + U_n = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{B}{r^n}. \quad (10.7)$$

Muvozanat holatda U energiya minimal bo'ladi va $r=r_0$. Shuning uchun

$$\left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_0} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_0^2} - \frac{nB}{r_0^{n+1}} = 0.$$

Bundan

$$B = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n} \cdot r_0^{n-1}.$$

Shunday qilib, $r=r_0$ bo'lganda ionli molekulaning bog'lanish energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$U_{r=r_0} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \quad (10.8)$$

bunda r_0 va n kattaliklar molekulaning boshqa xususiyatlarini tekshiradigan tajribalardan aniqlanadi. Odatda, kristallar uchun r_0 rentgenografiya yoki elektronografiya usullari orqali topiladi, n kristallarning siqilishiga qarab aniqlanadi. Barcha aniq kristall panjaralar uchun n ning qiymati 6 dan 10 gacha bo'ladi va ionda elektronlar sonining ortishi bilan ortib boradi. r_0 ning son qiymatidan foydalangan holda (10.8) ifodadan bir qator ionli molekulalarning bog'lanish energiyasini aniqlash mumkin. Olingan natijalar 5–10% aniqlikda tajriba natijalari bilan mos keladi.

10.3-§. Kovalent bog'lanish. Vodorod molekulasining kvant nazariyasi

Kovalent bog'lanishda molekula bir xil element atomlaridan tashkil topgan bo'ladi. Bunday molekula hosil bo'lishidagi bog'lanish kovalent bog'lanish yoki gomopolyar (grekcha «gomeo» degan so'zdan olingan bo'lib, «bir xil» degan ma'noni bildiradi) bog'lanish deyiladi.

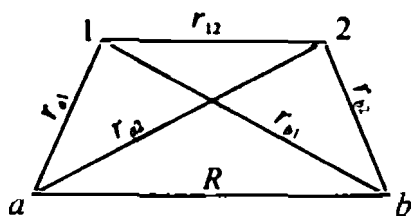
Kovalent bog'lanish kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi. Kovalent bog'lanishni ikkita vodorod atomidan tashkil topgan vodorod molekulasi hosil bo'lishi misolida ko'rish mumkin. O'zaro ta'sirlashmaydigan masofada joylashgan ikkita vodorod atomi bo'lsin. Birinchi atomdagi elektronning ham, ikkinchi atomdagi elektronning ham yadrodan biror masofa uzoqlikda bo'lishining ehtimoliyati (elektronning to'liqin funksiyasining kvadrati) aynan bir xil bo'ladi.

Eng oddiy hol elektron $\ell=0$ bo'lgan s holatda bo'lganda ehtimoliyat sferik-simmetrik bo'ladi, ya'ni elektron bulut biror radiusli sferadan iborat bo'ladi. Endi har ikki atomni bir-biri bilan ta'sirlashadigan masofaga joylashtirilganda, ikkala atomning elektron bulutlari tutasha

boshlaydi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin: har ikki atom o'zaro ta'sirlashmaydigan masofada joylashtirilganda atomlarda elektronlar faqat o'z yadrolari atrofida harakatlanar edi. Atomlar bir-biriga yaqinlashganda esa birinchi atom elektronini ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektroni esa birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimoliyati noldan farqli bo'ladi. Atomlar yanada yaqinlashganda, ularning elektron bulutlari shunchalik tutashib ketadiki, bunda birinchi atom elektroni yoki ikkinchi atom elektroni degan so'zlarga o'rin qolmaydi. Bunda kvant mexanikasidagi bir xil zarralarni farq qilib bo'lmaslik prinsipini hisobga olish kerak bo'ladi, chunki har ikki atom elektronlari bir-biridan farq qilmaydi, ikkala elektronning ham zaryadi, massasi, spini bir xil. Bunday holda har bir elektron bir vaqtning o'zida ikkala atomga ham tegishli bo'ladi. Ikkala elektronning umumiy-lashgani uchun ikki yadro oralig'ida elektron buluti zichligi ortadi, bu esa yadrolarni bir-biriga maksimal yaqinlashtiradi. Yadrolar orasidagi masofaning biror r_0 qiymatida kovalent bog'lanishda ikki atomli barqaror molekula hosil bo'ladi.

Kovalent bog'lanishga vodorod molekulasi hosil bo'lishi misol bo'la oladi. 1927-yilda V. Gaytler va F. London birinchi marta vodorod molekulasini (H_2)ning asosiy holati uchun kvant mexanik hisoblashlarni o'tkazdilar. Bu esa kvant kimyosining rivojlanishiga asos bo'ldi. Gaytler va London ishlarida gomepolyar bog'lanishning fizikaviy tomonlarini ko'rib chiqildi. Hamma molekulalar atom yadrolaridan va elektronlardan tuzilgan. Yadro va elektron massalari bir-biridan katta farq qilgani uchun yadroning nisbiy harakati elektron harakatidan yuz martalab kichik deb hisoblash mumkin. Shuning uchun statsionar holat masalasini yadro harakatini hisobga olmay balki, kuch markazi maydonida faqat elektronlar harakatini hisobga olgan holda yechish mumkin. Kuch markazlarining (atom yadrolarining) nisbiy joylashishi molekulaning fazoviy konfiguratsiyasini aniqlaydi, bunda turg'un muvozanat molekulaning eng kichik energiyasiga tegishli bo'ladi. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasidan foydalaniladi, bu tenglamaning ko'rinishi molekulaning murakkabligiga bog'liq bo'ladi. Vodorod – H_2 molekulasini uchun Shredinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z_i^2} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (10.9)$$



10.2-rasm

Bu tenglamada U – molekulaning potensial energiyasidir. Vodород molekulası ikki proton va ikki elektrondan tuzilgan eng oddiy molekuladir. Vodород molekulası 10.2-rasmda keltirilgan. Rasmda a va b lar bilan protonlar, 1 va 2 raqamlar bilan elektronlar belgilangan.

Agar protonlar orasidagi masofa juda katta bo'lsa, molekulani tashkil qilgan atomlar to'liq funksiyalari bir-birini qoplaydi. Bunda har bir elektron har ikki atomga tegishli bo'lib, atomlar orasida elektronlar almashinishi bo'ladi, bunda almashinish kuchlari paydo bo'ladi. Bu esa kovalent bog'lanishni hosil qiladi. (10.9) ifodadagi Shredinger tenglamasida U molekulaning potensial energiyasi bo'lib, u uch haddan iboratdir, ya'ni

$$U = U_1 + U_2 + U', \quad (10.10)$$

bunda: $U_1 = -e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_{a1}$ – a yadro maydonidagi birinchi elektronning energiyasi, $U_2 = -e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_{b2}$ – b yadro maydonidagi ikkinchi elektronning (10.1-rasm) energiyasi, U' – yadro va elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi.

$$U' = \left(\frac{1}{r_{a2}} + \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{R} \right). \quad (10.11)$$

(+) ishoraga ega bo'lgan hadlar elektronlar va yadrolarning o'zaro itarishish energiyasini bildiradi, R protonlar orasidagi masofa. Tizimning to'liq energiyasi (E) kimyoviy bog'lanishlar o'lchovi deb hisoblanadi. Potensial energiya R va r masofalarning uzluksiz funksiyasi bo'lsa, to'liq energiya E aniq masofalar uchun aniq qiymatlarni qabul qiladi. Bu energiya qiymatlaridan tizimning turg'un holatiga tegishli bo'lgan eng kichik qiymati muhimdir. (10.9) tenglamani aniq yechish mumkin bo'lmaganligi uchun yaqinlashish usulidan foydalaniladi.

Nolinchi yaqinlashishda vodorod molekulasida o'zaro ta'sirlashmaydigan ikki vodorod atomidan tashkil topgan bo'lib, $1s$ ($R=\infty$) holatda deb qaraladi. Shuning uchun nolinchi yaqinlashishda potensial energiya $U^0=U_1+U_2$ kattalikka teng bo'ladi. Birinchi va ikkinchi atomlar o'zlarining $\psi_a(1)$ va $\psi_b(2)$ to'liq funksiyalari bilan xarakterlanadi. O'zaro ta'sirlashmaydigan ikki atomdan iborat sistemaning to'liq funksiyasi shu atomlar funksiyalari ko'paytmasidan iborat:

$$\Psi_1 = \psi_a(1) \psi_b(2), \quad (10.12)$$

nolinchi yaqinlashishda sistemasining to'liq energiyasi ikkita vodorod atomining $1s$ holatidagi bir xil energiyalari yig'indisiga teng:

$$E^{(0)} = E_1 + E_2 = 2E_0. \quad (10.13)$$

Ψ_1 ikki atomdan iborat sistemasini uchun yagona funksiya emas. Bu funksiyaning kvadrati birinchi elementlari a – yadro atrofida va bir vaqtda ikkinchi elektronning b – yadro atrofida topilish ehtimoliyatini bildiradi. Elektronlar to'liq xossasiga ega bo'lgani uchun bir tizimga tegishli bo'lgan elektronlarni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Shuning uchun elektronlar o'rinlari almashtirilganda, tizimda hech qanday o'zgarish bo'lmaydi. Elektronlar o'rinlari almashtirilgandagi

$$\Psi_2 = \psi_a(2) \psi_b(1) \quad (10.14)$$

to'liq funksiyasi ham nolinchi yaqinlashishda tenglama yechimi bo'la oladi. Bu to'liq funksiyasiga to'g'ri keladigan energiya $E^{(0)}=2E_0$ kattalikka teng. Energiyaning $E^{(0)}$ qiymatiga ikkita xususiy funksiya, ikkita holat to'g'ri keladi. Bunday holatlar *aynigan holatlar* deyiladi. Qaralgan bunday holatda aynish *almashilgan aynish* deyiladi. Ko'rilgan holatlar molekulaning real holatini ifodalamaydi. Nolinchi yaqinlashishning Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalari energiyasi bir xil $E^{(0)}$ bo'lgan holatlarga tegishlidir. Bu vaqtda Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalar ixtiyoriy chiziqli tenglamaning nolinchi yaqinlashishdagi yechimi bo'la oladi. Shunday qilib, Shredinger tenglamasining yechimini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\Psi(1,2) = C_1\Psi_1 + C_2\Psi_2 = C_1\psi_a(1)\psi_b(2) + C_2\psi_a(2)\psi_b(1). \quad (10.15)$$

(10.15) da C_1 va C_2 lar masalaning fizikaviy shartlarini qanoatlantiradigan koeffitsientlardir. Haqiqatdan ham $\Psi(1,2)$ funksiyaning kvadrati birinchi va ikkinchi elektronning yadrodan u yoki bu masofada

bir vaqtda topilish ehtimolligi zichligini ifodalaydi. Elektronlar bir-biridan farq qilinmaganligi uchun quyidagi shart bajarilishi zarur:

$$\Psi^2(1,2) = \Psi^2(2,1). \quad (10.16)$$

Bu holat $C_1 = C_2$ bo'lganda o'rinli bo'ladi. U vaqtda $\psi(1,2)$ funksiyasi uchun ikkita qiymat mavjud:

$$\begin{aligned} \Psi_+(1,2) &= C(\Psi_1 + \Psi_2) = C[\psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1)], \\ \Psi_-(1,2) &= C(\Psi_1 - \Psi_2) = C[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)]. \end{aligned} \quad (10.17)$$

C_1 va C_2 ning boshqa qiymatlarida (10.16) shart bajarilmaydi. Ψ_+ funksiya simmetrik bo'lib, elektronlar o'rinlari almashganda o'z qiymatini saqlaydi:

$\Psi_-(1,2)$ funksiya assimmetrik bo'lib, elektronlar o'rin almashganda o'z ishorasini o'zgartiradi:

$$\Psi_+(1,2) = \Psi_+(2,1).$$

Har ikkala funksiyalar kvadrati (10.16) shartni qanoatlantiradi. Boshlang'ich Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalar o'miga $\Psi_+(1,2)$ va $\Psi_-(1,2)$ funksiyalar hosil bo'ladi. Bu funksiyalar masalaning fizikaviy mazmunini qanoatlantiradi. Endi o'zaro ta'sir potensial energiyasi U_1 ni hisobga oladigan yaqinlashishga o'tamiz. Variatsiya usuli bilan o'tkazilgan hisoblashlar ko'rsatadiki, o'zaro ta'sir natijasida Ψ_+ va Ψ_- funksiyalarga to'g'ri keladigan energiya qiymatlari turlicha bo'ladi. Simmetrik funksiya Ψ_+ uchun energiya quyidagicha aniqlanadi:

$$E_+ = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}, \quad (10.18)$$

antisimmetrik funksiya Ψ_- uchun esa

$$E_- = 2E_0 + \frac{K - A}{1 - S^2}. \quad (10.19)$$

Bu formulalarda

$$K = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint \psi_a^2(1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{a2}} \right) \psi_b^2(2) d\Omega_1 d\Omega_2,$$

bunda: K – Kulon integrali elektronlar bilan yadro orasidagi elektrostatistik o'zaro ta'sirni xarakterlaydi.

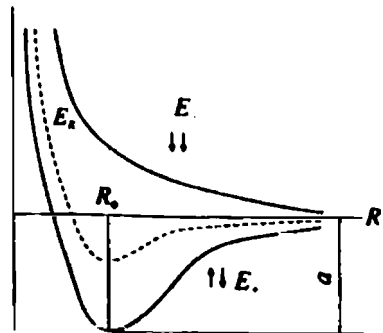
$$A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint \psi_a(1) \psi_b(1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{a2}} \right) \psi_a(2) \psi_b(2) d\mathcal{V}_1 d\mathcal{V}_2$$

kattalikni *almashinish integrali* deyiladi. Almashinish integrali elektronlarni bir-biridan farq qilib bo'lmashligi va Pauli prinsipini hisobga olib, simmetrik va antisimmetrik yaqinlashgan to'liq funksiyalari kiritilishi natijasida hosil bo'ladi. Simmetrik va antisimmetrik to'liq funksiyalari elektron koordinatalarining almashtirilishi bilan bir-biridan farq qiladi. Elektronlarni bir-biridan ajratib bo'lmashligi natijasida quyidagi qoplash integrali hosil bo'ladi:

$$S = \int \psi_a(1) \psi_b(1) d\mathcal{V}_1 = \int \psi_a(2) \psi_b(2) d\mathcal{V}_2.$$

S – kattalik qoplash integrali deyiladi.

K va A kattaliklar muvozanatli masofada manfiydir. S o'lchamsiz kattalik bo'lib, muvozanatli yadroviy masofalarda 0,56 ga teng. Absolyut qiymat jihatdan $|A| > |S|$. Antisimmetrik va simmetrik holatlar uchun (10.18) va (10.19) formulalar bilan hisoblangan energiyalarning atomlar orasidagi masofaga bog'liqligi 10.3-rasmda keltirilgan. A ning oldidagi turli ishoralar har ikkala holatni sifat jihatdan farq



10.3-rasm

qilinishiga olib keladi. Antisimmetrik to'liq funksiyasiga Ψ_- tegishli bo'lgan E_- egri chizig'i ixtiyoriy R masofada atomlarning itarilishini ko'rsatadi. E_+ egri chizig'i R_0 nuqtada minimumga ega bo'lib, R_0 dan kichik masofalarda atomlarning itarilishini va R_0 dan katta masofalarda esa tortilishini xarakterlaydi. R ning ortishi bilan har ikkala egri chiziq $2E_0$ qiymatga asimptotik yaqinlashadi, chunki katta masofalarda atomlar orasidagi o'zaro ta'sir yo'qoladi, energiya esa alohida atomlar energiyalari yig'indisiga teng bo'ladi. E_+ va E_- egri chiziqlarni taqqoslash shuni ko'rsatadiki, gomeopolyar bog'lanish almashinish integrali bilan tushuntiriladi. Bundan tashqari, bog'lanish energiyasi kattaligi amalda almashinish integrali kattaligiga teng. (10.18) va (10.19) formulalarda almashinish integrali A va qoplash integrali S ni hisobga olmasdan, faqat Kulon o'zaro ta'sir

hadi K gina hisobga olinsa, tegishli hisoblashlardan hosil qilinadigan natija EK 10.3-rasmda punktir egri chizig'i bilan ifodalangan. Bu egri chiziq R_1 yaqinida minimumga ega. Bu esa kovalent bog'lanishning kvant xarakterga ega ekanligini ko'rsatadi.

Vodorod molekulasida elektronlarning fazoviy taqsimlanishini ko'raylik. Elektronning biror hajmining ixtiyoriy sohasida topilish ehtimoliyati zichligi

$$\Psi_{\pm}^2(1, 2) = \Psi_{\pm}^2(2, 1) \quad (10.20)$$

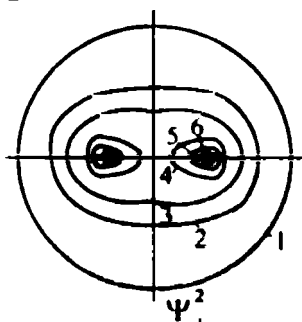
kattalik bilan aniqlanadi. (10.17) ifodaga asosan

$$\Psi_+^2 = C^2(\Psi_1^2 + \Psi_2^2 + 2\Psi_1\Psi_2),$$

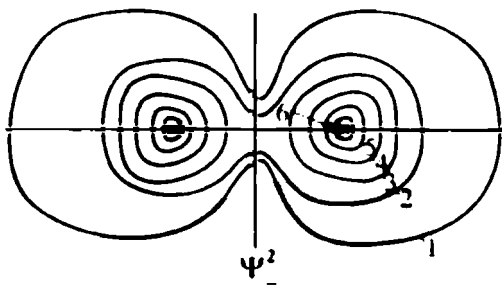
$$\Psi_-^2 = C^2(\Psi_1^2 + \Psi_2^2 - 2\Psi_1\Psi_2).$$

Vodorod ikki atomining o'zaro ta'siri natijasida elektron zichligi holatga bog'liq ravishda $2\Psi_1\Psi_2$ kattalikka kamayadi yoki ortadi.

$\Psi_1^2 + \Psi_2^2$ kattalikka qaraganda $\Psi_1\Psi_2$ kattalik vodorod yadrolari orasidagi fazoda eng katta qiymatga ega bo'ladi. Bog'lanish hosil bo'lganda (Ψ_+) funksiya yadrolar orasidagi sohada elektron buluti zichligi ortadi, itarishishda (Ψ_-) funksiya esa kamayadi. Elektron zichligining taqsimlanishida Ψ^2 ning qiymatlari 10.4 va 10.5-rasmlarda ifodalangan.



10.4-rasm



10.5-rasm

Bunda Ψ^2 ning bir xil qiymatlarining chiziqlari (bir xil zichliklar) ko'rsatilgan. Chiziq oldidagi katta son qiymati elektron topilish ehtimoliyati zichligining kattaligini bildiradi. Rasmdan ko'rinadiki, vodorod atomlaridan H_2 molekulasining hosil bo'lishi yadrolar orasidagi elektron buluti zichligining ortishi bilan amalga oshadi.

10.4-§. Molekulalar spektrlari

Molekulalar spektri o'z tabiati bilan atomlarning chiziqli spektridan farq qiladi. Molekulalar spektrlari o'z xarakteriga ko'ra *yo'l-yo'l spektrlar* deb ataladi. Spekrda yo'llar ma'lum bir tartibda joylashgan bo'lib, yo'llar seriyalarni tashkil qiladi. Spekrda bir qator seriyalar kuzatiladi. Molekulalar spektri atom spektriga qaraganda murakkab tuzilgan, bu esa molekulalarning tuzilishi murakkab ekanligini ko'rsatadi.

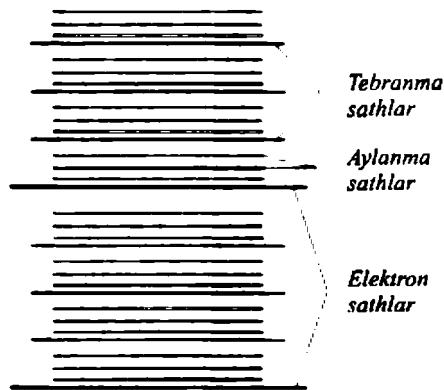
Molekulalar nurlanishi spektrining hosil bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin: molekulalar nurlanishi molekulaning bir statsionar energetik sathdan undan quyiyoqda joylashgan sathga o'tishida hosil bo'ladi. Molekula statsionar holatining energiyasi bir necha faktorlarga bog'liq. Masalan, ikki atomdan tashkil topgan molekulaning energiyasi uch qismdan iborat: 1. Molekulaning elektron qobig'ining energiyasi E_{elek} ; 2. Molekula tarkibidagi atomlar yadrolarining tebranish energiyasi E_{tebr} ; 3. Molekula o'zining biror o'q atrofida aylanish energiyasi E_{ayl} .

Molekulaning bu uch xil energiyasidan hosil bo'ladigan energetik sathlar 10.6-rasmda tasvirlangan. Rasmda molekulaning tebranma, aylanma, elektron energetik sathlari ko'rsatilgan. Molekulaning tebranma energiyasi elektron bulut energiyasini orttiradigan qo'shimcha kattalik qaralishi mumkin. Molekulaning aylanishi esa har bir tebranish energetik sathini bir necha bir-biriga yaqin joylashgan sathlarga ajralishiga olib keladi. Bu sathlar *aylanma sathlar* deb ataladi.

Yuqoridagi mulohazalarga asosan molekulaning to'liq energiyasi quyidagi energiyalar yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$E = E_{elek} + E_{tebr} + E_{ayl}.$$

Molekula bir energetik holatdan ikkinchi energetik holatga o'tganda energiyasining uchala qismi ham bir vaqtning o'zida o'zgarishi mumkin. Energiya-



10.6-rasm

ning bunday o'zgarishida chiqadigan nurlanish chastotasi Bor chas-totalar qoidasi asosida aniqlanadi, ya'ni:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu.$$

Bu formulaga asosan molekula nurlanishi kvantining chastotasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\nu = \frac{\Delta E'}{h} = \frac{\Delta E_{elek}}{h} + \frac{\Delta E_{tebr}}{h} + \frac{\Delta E_{ayl}}{h}, \quad (10.21)$$

(10.21) formulada ΔE_{elek} , ΔE_{tebr} , ΔE_{ayl} kattaliklar E_{elek} , E_{tebr} , E_{ayl} energiyalarning o'zgarishini bildiradi. E_{elek} , E_{tebr} , E_{ayl} energiyalar diskret qiymatlarni qabul qiladi. Molekulalar spektrining turli qismlarida yo'l-yo'llar hosil qiladigan zich joylashgan chiziqlarning paydo bo'lishi quyidagi munosabat bilan tushuntirilishi mumkin:

$$\Delta E_{ayl} \ll \Delta E_{tebr} \ll \Delta E_{elek}.$$

Spektrning infraqizil qismida ($\lambda=0,1 \div 1 \text{ mm}$) molekulaning bir aylanma energetik sathdan boshqasiga o'tishida molekulaning aylanma spektrining spektral chiziqlari hosil bo'ladi. Molekulaning bir tebranma energetik sathdan ikkinchisiga o'tishida spektrning infra-qizil qismida molekulaning tebranma spektri chiziqlari hosil bo'ladi. Molekulaning tebranma energetik sathlari energiyasi o'zgarishida, bir vaqtda uning aylanma energetik sathlari energiyasi ham o'zgaradi. Shuning uchun molekulaning tebranma energetik sathlari orasidagi o'tishlari tebranma-aylanma o'tishlar deb qaraladi. Bundan esa molekulaning chastotasi $\nu_{tebr-ayl}$ bo'lgan tebranma-aylanma spektri hosil bo'ladi. Bu spektr bir-biriga yaqin chiziqlar guruhlaridan iborat bo'ladi va berilgan tebranma o'tishlar aylanma o'tishlar bilan bir vaqtda bo'lishi orqali aniqlanadi. Molekulalar spektrining ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalari molekulaning elektron energetik sathlari orasidagi o'tishlarda hosil bo'ladi. Har bir elektron energetik sathga molekuladagi yadrolarning mumkin bo'lgan turli tebranishlari to'g'ri keladi, ya'ni tebranuvchi energetik sathlar to'plami to'g'ri keladi. Elektron tebranma sathlar orasidagi o'tishlar molekulaning elektron tebranma spektrini hosil qiladi, bu spektr chastotasi nelek-tebr bo'lgan alohida chiziqlardan iborat bo'ladi. Har bir tebranma energetik holatga aylanma sathlar sistemasi tegishli bo'ladi, u vaqtda har bir elektron-tebranma o'tishlarga spektrda qandaydir yo'l-yo'llar to'g'ri keladi. Molekula spektrining ko'rinadigan sohasida elektron-

tebranma spektri bir necha yo‘llar guruhidan iborat tizimni hosil qiladi. Molekuladagi tebranma-aylanma o‘tishlarda molekulaning elektron holati o‘zgarmaydi. Aylanma energetik sathlar oralig‘i kichik bo‘lib (energiya hisobida), 10^{-3} eV tartibidadir. Bu sathlar orasidagi o‘tishlarda chiqariladigan nurlanishlar to‘lqin uzunligi 0,1 mm dan 1 sm gacha yetadi. Tebranma energetik sathlar oralig‘i 0,1 eV ga teng. Bu sathlar orasidagi o‘tishlarda chiqariladigan nurlanishlar to‘lqin uzunligi 1 mkm dan 0,1 mm gacha bo‘ladi. Valent elektronlar energetik sathlari oralig‘i bir necha elektronvolti tashkil qiladi, bu spektrning ko‘rinadigan va ultrabinafsha qismidagi spektral chiziqlarning to‘lqin uzunligiga to‘g‘ri keladi. Eng oddiy molekula ikki atomdan iborat molekuladir. Ikki atomli molekulani ikki atom massa markazi atrofida aylanuvchi gantel shaklidagi qattiq rotator deb qarash mumkin (10.7-rasm). Bunday tizimning inersiya momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = \mu r^2, \quad (10.22)$$

(10.21) formulada

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

kattalik keltirilgan massani ifodalaydi, $r=r_1+r_2$. Aylanma harakat qilayotgan ikki atomli molekulaning impuls momenti kvantlangan bo‘lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$L_{\text{rot}} = \sqrt{J_R(J_R + 1)} \hbar. \quad (10.23)$$

Bu formulada J_R – aylanma kvant soni bo‘lib, mumkin bo‘lgan butun son qiymatlarini qabul qiladi, ya‘ni $J_R=0,1,2,3,\dots$. Impuls momenti $L=I\omega$ bo‘lgan molekulaning aylanma kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$K_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{(I\omega)^2}{2I} = \frac{L^2}{2I}. \quad (10.24)$$

Bunda K_{rot} kvantlangan bo‘ladi, ya‘ni

$$K_{\text{rot}} = J_R(J_R + 1) \frac{\hbar^2}{2I}, \quad (10.24a)$$

Qo'shni aylanma sathlar energiyalari farqi quyidagicha aniqlanadi:

$$K_{rot(J_R+1)} - K_{rot(J_R)} = \Delta K_{rot} = \frac{\hbar^2}{I} (J_R + 1). \quad (10.25)$$

(10.24) formuladan ko'rinadiki, aylanma molekulyar spektr bir-biridan teng oraliqlarda joylashgan chiziqlar seriyasini hosil qiladi.

Qo'shni energetik sathlar oralig'i $\frac{\hbar^2}{I} (J_R + 1)$ kattalikka teng. Bunday o'tishlar $\Delta J_R = \pm 1$ tanlash qoidasi bilan amalga oshadi. Tanlash qoidasi bajarilganda bo'ladigan o'tishlarda chiqarilgan fotonlar energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$h\nu_R = \frac{\hbar^2}{I} (J_R + 1). \quad (10.25a)$$

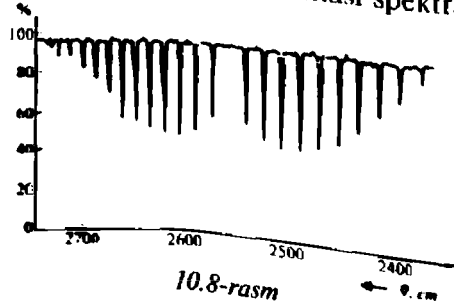
Bu o'tishlarda hosil bo'lgan spektral chiziqlar spektrning infraqizil sohasida va mikroto'liqlik sohasida joylashgan bo'ladi.

Ikki atomli molekulaga yetarlicha energiya berilganda, u uyg'ongan holatga o'tadi, molekulaning tebranma va aylanma harakati vujudga keladi. Energiyaning minimal qiymatida tebranma spektr energiyasi quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:

$$K_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu_0,$$

bunda n – sathlar tartib raqami, $n=0, 1, 2, \dots$. Minimal tebranishning minimal energiyasi $\frac{1}{2} h\nu_0$ kattalik bilan aniqlanadi. Tebranma

o'tishlar aylanma o'tishlar bilan birga bo'ladi. Bu o'tishlar natijasida spektrning infraqizil sohasi spektral aylanma yo'llar deyiladi.



10.8-rasm

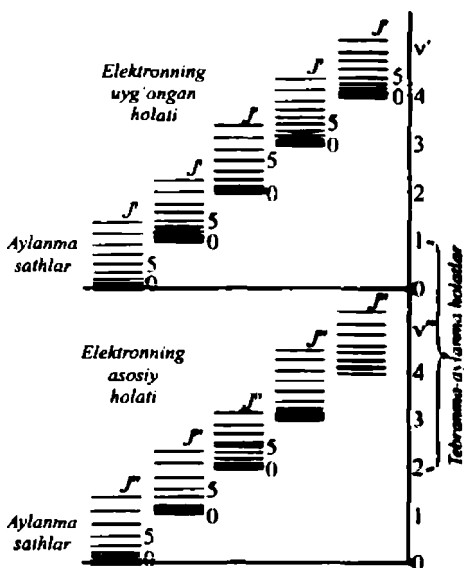
Vodorod-bromid molekulasining tebranma-aylanma molekulyar spektri 10.8-rasmida keltirilgan. Bunda vodorod bromid bilan to'ldirilgan ampuladan uzluksiz ravishda infraqizil nurlanishni o'tkazish orqali hosil bo'lgan yutilish spektri qayd qilingan. Agar bildiril-

gan energiya molekulaning uyg'ongan holatda bo'lishi uchun yetarli bo'lsa, bunda aylanma-tebranma elektron o'tishlar hosil bo'lishi mumkin. Bunday o'tishlarda energiyasi

$$\begin{aligned}
 h\nu &= h\nu_e + (E_g'' - E_g') + (E_{rot}'' - E_{rot}') = \\
 &= h\nu_e + \frac{1}{2}h\nu_0 + J_R(J_R + 1) \frac{h^2}{I}
 \end{aligned}
 \tag{10.25b}$$

formula bilan aniqlanadigan fotonlar (nurlanish) chiqariladi. Molekulani hosil qilgan atomlarning tashqi qobiqlardagi elektronlar o'tishida spektrning ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalarida yo'l-yo'l elektron spektr hosil bo'lishiga yetarli energiya ajraladi. Molekular enerjetik sathlarning nisbiy joylashishi 10.9-rasmda keltirilgan. Har bir elektron holat uchun u bilan bog'liq bo'lgan tebranma holat va har bir tebranma holat uchun u bilan bog'liq bo'lgan aylanma sathlar mavjud bo'ladi. Tanlash qoidasi $\Delta J_R = 0$ bo'lgan o'tishlarni man qiladi. 10.9-rasmda ikki guruh spektral chiziqlari tanlash qoidalari $\Delta J_R = -1$ va $\Delta J_R = +1$ larning bajarilishi bilan hosil bo'ladi.

Ayni bir tebranma o'tishga tegishli aylanma chiziqlar to'plami tebranma-aylanma yo'l deyiladi. Tebranma-aylanma yo'llar joylashadigan soha taqriban 8000 Å dan 50000 Å (0,8–5 mk) gacha



10.9-rasm

boradi. Tebranma-aylanma yo'lining komponentalari orasidagi masofa molekularning inersiya momentiga bog'liq bo'ladi.

10.5-§. Molekulalar energiyasi

Molekulaga birikkan atomlar va ular elektronlarining, yadrolarining harakatini molekula massa markaziga nisbatan qarash mumkin. Ushbu sanoq sistemasida yadro o'z massasining elektron massasiga nisbatan cheksiz kattaligi tufayli juda sekin harakatlanadi. Shu sababdan, yadro harakati bilan bog'liq energiya elektronning yadro atrofida aylanish energiyasidan ko'p marta kichik, biroq yadroning molekula bo'ylab aylanish davri elektronnikiga nisbatan juda katta. Demak, elektronlar harakatini hisoblashda yadroni qo'zg'almas deb hisoblash mumkin. Shunday qilib, yadroning o'rmi bilan elektronlarning harakati moslangan.

Yadro harakatini ilgariylanma, aylanma va muvozanat holat atrofida tebranma harakatlarga ajratish mumkin. Ilgarilanma harakat kvant effektlariga olib kelmaydi va spektr chiziqlarini vujudga keltirmaydi. Shunday qilib, molekulaning energetik sathini uch turga ajratish mumkin: elektronlar energetik sathlariga, tebranish va aylanish energetik sathlariga. Bu energetik sathlarning nisbiy kattaliklarini aniqlash unchalik murakkab emas. Aytaylik, molekulaning chiziqli o'lchami a ga teng bo'lsin. Ma'lumki, atomlarni molekulaga biriktiruvchi valent elektronlar molekulyar orbita bo'ylab harakat qilib, o'z harakatida to'ldirilgan elektron qobiqlar sohasidan tashqari molekulaning butun sohasini o'tadi. Shuning uchun valent elektronning harakat energiyasi tartibi jihatdan m_e massali elektronning a radiusli aylanma orbita bo'ylab harakat energiyasiga teng, ya'ni

$$E^e \approx \frac{\hbar^2}{m_e a^2}, \quad (10.26)$$

hunda a bir necha angstromga teng. Ushbu energiya miqdoriga mos keluvchi chastota spektrining ko'rinuvchi va ultrabinafsha sohasi chastotasiga to'g'ri keladi.

Tebranish energiyasini hisoblash uchun molekulada atomlar elastik bog'langan va o'zlarining muvozanat vaziyati atrofida tebra-

nađi, deb faraz qilinadi. Ma'lumki, har qanday tebranishni garmonik tebranishlar yig'indisi orqali tasvirlash mumkin. Birinchi yaqinlashishda atomlar tebranishini M massaning K_0 elastiklik koef-fisiyentli garmonik tebranishi sifatida qaraladi. M massa taxminan yadro massasiga teng. Atom tebranishi yadro tebranishi bilan xarakterlanadi, chunki elektronlarning yadro atrofidagi harakati shunchalik tezki, ular yadroning siljishida har doim ulguradi va o'zini yadro bilan mahkam bog'langandek tutadi. Demak, atom tebranishida elektronlar buluti o'zgarmaydi. Atom tebranishining elastiklik koeffitsienti kimyoviy bog'lanishning tarangligini xarakterlaydi. K_0 ni quyidagicha aniqlash mumkin. Agar tebranish bo'yicha a masofaga (molekula o'lchami) siljish yuz bersa, molekula energiyasi albatta E^e ga o'zgaradi, chunki bunday katta masofaga siljish molekulyar orbitadagi elektron harakatining buzilishiga olib keladi, ya'ni

$$E^e \approx -Fa \approx K_0 a^2, \quad (10.27)$$

bu yerda $F = -k_0 r$ — har doim atomning muvozanat vaziyatiga yo'nalgan va siljishi r ga proporsional kuch. Shunday qilib, elastiklik koeffitsienti taqriban quyidagiga teng:

$$K_0 \approx E^e / a^2. \quad (10.28)$$

U holda molekulaning kichik uyg'ongan holatiga mos keluvchi muvozanat vaziyati atrofida atomning kichik garmonik tebranishi bilan bog'liq energiyasi garmonik tebranish chastotasi bilan elastiklik koeffitsienti orasidagi quyidagi munosabat

$$\omega^2 = \frac{K_0}{M} \quad (10.29)$$

hisobga olinganda, molekulaning tebranma harakati energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E^T \approx \hbar\omega = \hbar \left(\frac{K_0}{M} \right)^{1/2} = \frac{\hbar}{a} \left(\frac{E^e}{M} \right)^{1/2} = \frac{\hbar^2}{a^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{Mm_e}} = \sqrt{\frac{m_e}{M}} E^e. \quad (10.30)$$

bu yerda M — taxminan protonlar massasi va $m_e/M \approx 10^{-4}$ tartibga ega. Demak, E^T energiya E^e energiyaga qaraganda taxminan ikki tartibga kichik va u spektr chizig'ining infraqizil sohasi chastotasiga mos keladi. Tebranish kvant soni 9 tanlash qoidasiga bo'ysunadi:

$\nabla g = \pm 1$. Shuning uchun ossillyator energiyasi faqat $\hbar\omega_0$ ulushlar bilan o'zgarishi mumkin. Molekulaning aylanma harakat energiyasini hisoblash uchun uning inersiya momentidan foydalaniladi. Klassik nazariyaga binoan molekulaning inersiya momenti M^2 ga proporsional

$$I = M^2. \quad (10.31)$$

Kvant nazariyasiga asosan rotasion aylanma holat energiyasi:

$$E^A = J(J+1) \frac{\hbar^2}{2I} = B_0 J(J+1). \quad (10.32)$$

Bu yerda J – *rotasion kvant soni* deyiladi va $0, 1, 2, \dots$ butun musbat son qiymatlarni qabul qiladi. U holda, molekulaning aylanma harakat energiyasi tartib jihatidan quyidagicha aniqlanadi:

$$E^A = \frac{\hbar^2}{Ma^2} = \frac{m_e}{M} E^e. \quad (10.33)$$

Demak, E^e dan to'rt tartibga kichik. Aylanma harakat energiyasining chastotasi spektr chizig'ining mikroto'lqinlar sohasi chastotasi to'g'ri keladi. Shunday qilib, (10.26), (10.30) va (10.33) ifodalarga asosan, elektronlar energetik sathlarini, tebranish va aylanish energetik sathlarini kichik parametr $(m_e/M)^{1/2}$ bo'yicha ketma-ket yoyilgan hadlar qatori sifatida qarash mumkin. Ushbu mulohazada molekula energiyasi qatorida nolinci had yoyilmasi elektron energetik sathlari bilan, birinchi had yoyilmasi tebranish energetik sathlari bilan, ikkinchi had yoyilmasi esa aylanish energetik sathlari bilan ifodalanadi. U vaqtda molekulaning biror statsionar holatidagi to'liq energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$E = E^e + E^T + E^A = \frac{\hbar^2}{m_e a^2} + \sqrt{\frac{m_e}{M}} + E^I + \frac{m_e}{M} E^I. \quad (10.34)$$

Kuchsiz va kuchli uyg'onishlarda E^T o'zgaradi, yanada kuchli uyg'onishlarda E^e o'zgaradi, ya'ni molekulaning elektron konfiguratsiyasi o'zgaradi.

Energetik sathlarning bunday bir-biridan keskin farq qiluvchi guruhlariga ajralishi molekulalarning nurlanish spektrining atomlar nurlanish spektridan keskin farq qilishiga olib keladi. Atomlar spektri alohida-alohida aniq chiziqlardan iborat, ya'ni chiziqli bo'ladi.

Molekulalar spektri esa bir tomonidan aniq chegaraga ega bo'lmagan yo'l-yo'l tasvirga ega bo'ladi. Molekulalar spektrini atom spektridan farq qilishi tushunarli. Ma'lumki, atomlarning optikaviy spektri tashqi qobiqdagi elektronlar harakatining o'zgarishi bilan bog'liq. Molekulada esa xuddi shu elektronlar kimyoviy bog'lanishda ishtirok etadi. Shuning uchun molekuladagi atom tashqi qobiq elektronlarining harakati tubdan o'zgaragan bo'lib, bu spektrni butunlay o'zgartirib yuboradi. Molekula spektrining atom spektridan farq qilishining boshqa sababi molekulani atomga nisbatan qo'shimcha erkinlik darajasiga ega bo'lishidir va ushbu qo'shimcha harakatlar ham nurlanish spektriga hissa qo'shadi.

Atomlarning molekulaga birlashishida elektronlarning ishtirok qilishining tasdig'i molekula rentgen spektrining atom rentgen spektriga mos kelishidir. Bu shuni bildiradiki, molekuladagi atomlarning ichki elektron qobiqlarining tuzilishi atomlarning erkin holdagi tuzilishidan farq qilmaydi. Shunday qilib, ikki atomli molekulaning energiyasi elektronning orbita bo'ylab harakat energiyasi – E^e , molekulaning tebranma harakat energiyasi – E^T va aylanma energiyasi – E^A larning yig'indisidan iborat bo'ladi.

10.6-§. Molekulyar kuchlar

Molekula va atomlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektronlar orasidagi Kulon tortishish va itarishish kuchlari deb qaraladi. Birinchidan, molekulyar kuchlarga kimyoviy yoki valent kuchlari kiradi. Bu kuchlar kichik masofalarda ta'sir qiladigan kuchlar bo'lib, atom yadrolari spinlarining qarama-qarshi oriyentatsiyasi bilan bog'liq va ta'sirlashuvchi atomlar elektronlari to'liq funksiyalarining bir-birini qoplashi darajasi bilan aniqlanadi. Atom markazigacha bo'lgan masofaning ortishi bilan elektronlar zichligi eksponensial kamayib boradi. U vaqtda atomlar orasidagi masofa ortishi bilan kimyoviy kuchlar eksponensial ravishda kamayadi. Ikkinchidan, molekulyar kuchlarga qisqa ta'sir etuvchi itarishish kuchlari kiradi. Bu kuchlar o'zaro ta'sirlashuvchi zarralarning yaqinlashishida elektron qobiqlarining bir-biriga kirishi natijasida hosil bo'ladi. Bunday kuchlar ta'sirlashuvchi zarralar orasidagi masofaga bog'liq ravishda eksponensial

kamayadi. Uchinchidan, neytral atomlar va molekulalar orasida o'zaro tortishish kuchlari ta'sir qiladi. Bu kuchlar masofaga bog'liq ravishda eksponensial qonun bilan emas, balki darajali qonun asosida, ya'ni sekin kamayadi. Bunday kuchlar uzoq ta'sir etuvchi kuchlar deyiladi. Bu kuchlar atomlar va molekulalar elektr dipol momentlari o'zaro ta'siri yoki ularning elektron qobiqlari deformatsiyasi natijasida hosil bo'ladi. Agar molekulalar qutblangan bo'lsa, ya'ni dipol momentiga ega bo'lsa, bunday o'zaro ta'sir tushunarli bo'ladi. Lekin molekulalar doimiy dipol momentiga ega bo'lmasa ham o'zaro ta'sir mavjud va qutblangan molekulalar o'zaro ta'sirdan katta bo'ladi. Bunday holda o'zaro ta'sir kuchlar Van-der-Vaals yoki dispersion kuchlar deyiladi. Molekulalar dipol momentiga ega bo'lmasa, ular orasida dipol o'zaro ta'sir qanday paydo bo'ladi? Gap shundaki, uyg'otilgan molekula va atomlarda dipol momentlari paydo bo'ladi. Agar atom va molekulalar uyg'otilmagan bo'lsa, klassik nuqtayi nazaridan uyg'otilmagan molekula va atomlar nolinchii energiyaga ega bo'lib, nolinchii tebranishlarni hosil qiladi. Nolinchii tebranishlarning mavjudligi Van-der-Vaals kuchlarining kelib chiqishi bilan bog'liq. Nolinchii tebranishlar issiqlik harakati bilan bog'liq emas, ya'ni temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun Van-der-Vaals kuchlari temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. Shunday ekanligi tajribada tasdiqlangan. Qutblanmagan molekulalar uchun dispersion kuchlar asosiy rol o'ynaydi. Dispersion kuchlar lahzali elektr dipollarining o'zaro ta'sirini xarakterlaydi. Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sirning barcha hollarida potensial energiya molekulalar orasidagi masofaning oltinchi darajasiga teskari proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$U = -\frac{a}{r^6}. \quad (10.35)$$

Bu formulada r – molekulalar orasidagi masofa, a – molekulaning qutblanuvchanligi.

O'zaro ta'sirning turli holatlari uchun a quyidagicha aniqlanadi:

$$a_1 = \frac{P^4}{24\pi^2 \epsilon_0^2 K T} \quad (\text{oriyentatsiya effekti});$$

$$a_2 = \frac{\alpha P^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2} \quad (\text{qutblanish effekti});$$

$$a_3 = \frac{0,6\alpha^{3/2}\sqrt{n'he}}{32\pi^2\epsilon_0^2\sqrt{m}} \text{ (dispersion effekt).}$$

Bu yerda P – molekulaning dipol momenti, m – elektronning massasi, n – atom tashqi elektron qobig'idagi elektronlar soni. (10.35) formulalardagi (–) ishora barcha molekulalar kimyoviy tabiatiga bog'liq bo'lmagan o'zaro tortish ishlarini ko'rsatadi. Lekin to'yingan molekulalar yoki o'zaro bog'lanish hosil qila olmaydigan molekulalar holda Van-der-Vaals kuchlariga itarishish kuchlari ham ko'shiladi. Shuning uchun bunday molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasini birinchi yaqinlashishda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$U = U_0 - \frac{a}{r^6}. \quad (10.36)$$

Bunda U_0 – itarishish energiyasini bildiradi. (10.36)dan ko'rinadiki, energiyalarni qo'shish natijasida Van-der-Vaals kuchi va itarishishning musbat energiyasi egri chizig'i bog'lanish $U(r)$ chuqur bo'lmagan minimumga ega bo'ladi. Bu esa Van-der-Vaals molekulasining turg'unligini hosil qiladi. Tajriba va nazariyadan olingan natijalar ko'rsatadiki, bunday holda muvozanatli oraliq r_0 Van-der-Vaals molekulalari uchun oddiy molekulalar muvozanatli oralig'idan bir necha marta kattadir. Van-der-Vaals molekulalarining dissosiasiya energiya kattaligi oddiy molekula dissosiasiya energiyasidan 10^2 – 10^3 marta kichikdir.

10.7-§. Valentlik

Valentlik (lotinchadan olingan so'z *valentia* – kuch) ma'lum biror element atomining boshqa element atomi bilan kimyoviy bog'lanish hosil qilib birlashish yoki almashish xususiyatidir. Valentlik tushunchasini fanga 1853-yilda E.Franklend tomonidan kiritilgan.

Ilgari har bir element doimiy valentlikka ega va birikma tarkibi doimiy bo'lishi kerak deb hisoblanar edi. Valentlikning o'lchov birligi sifatida vodorod (valentligi ikkiga teng) yoki kislorod (valentligi ikkiga teng) olinadi. Bunda element atomining valentligi son jihatdan shu element atomi bilan birika oladigan vodorod atomlari soniga teng. Valentlikning bunday aniqlanishi kimyoviy bog'lanishlar tushunchasi bilan bog'lanmagan. Lekin valentlikning bunday tushunchasi

rus kimyogari A.M. Butlerovning kimyoviy tuzilish nazariyasini kashf qilishida, D.I. Mendeleev tomonidan elementlar-ning davriylik qonuni ochilishida, kimyoviy elementlar davriy sistemasining tuzilishida valentlik tushunchasi muhim o'rin tutdi. D.I Mendeleev elementlarning davriy tizimdagi o'rni bilan valentlik o'rtasida bog'lanish borligini isbotladi va o'zgaruvchan valentlik tushunchasini kiritdi. 1897-yilda elektronning ochilishi bilan valentlikning elektron nazariyasiga asos solishga harakat qilindi (ingliz fizigi J.Tomson tomonidan). 1916-yilda nemis fizigi V.Kossel nazariyasiga asosan, elementlar yoki elementlar guruhi o'zaro birikkanda bittasi elektron beradi, ikkinchisi esa bu elektronni qabul qilib oladi. Berilgan elektron soniga qarab musbat valentlik, qabul qilib olingan elektron soniga qarab manfiy valentlik deyiladi. Shunga ko'ra, natriy musbat bir, xlor esa manfiy bir valentlikka ega. Lekin elementlar kovalent bog'lanish hosil qilib birikkanda elektron bermaydi va biriktirmaydi. Amerikalik fizik-kimyogar G.N. Lyuns nazariyasi bo'yicha valentlik element atomlari elektron jufti – kovalent bog'lanish hosil qilish uchun bergan elektronlar soniga teng. V. Kossel va G.N. Lyuns nazariyalari valentlik mohiyatini to'la ochib bermadi. Atomning kvant mexanikasi nazariyasi yuzaga kelgach (1926), valentlikning mohiyati oydinlashdi.

Valentlik tushunchasi kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan qaralganda, uning kimyoviy bog'lanishlar nazariyasining qaysi turida aniqlanishi hisobga olinadi, ya'ni valentlik kimyoviy bog'lanishlar turiga bog'liq ravishda aniqlanadi. Bu nazariyaga asosan, valentlik juftlanmagan (yakka) elektronlar soniga teng. Masalan, ishqoriy metallar atomining tashqi elektron qobig'ida bitta elektron bor. Shuning uchun ishqoriy metallar atomlari bir valentlidir. Ba'zi atomlarda juftlanmagan yakka elektronlar reaksiya jarayonida hosil bo'ladi. Masalan, uglerod atomining qobig'ida juftlanmagan ikkita elektron bor. Reaksiya paytida juftlangan ikki elektron yakkaleshib, juftlanmagan ikkita elektron beradi. Shunday qilib, juftlanmagan elektronlar soni to'rttaga yetadi. Ba'zan atomlar ta'sirlashib boshqa valent holatiga o'tadi, bitta elektronni boshqa atomga berishi yoki boshqa bir atomning elektronini biriktirib olishi mumkin. Shunday qilib, elementning valentligi uning vodorodli yoki kislorodli birikmasi orqali aniqlanadi.

Nazorat savollari

1. Molekula qanday zarra?
2. Molekulaning hosil bo'lishini, tuzilishi turlarini tushuntiring va misollar keltiring.
3. Molekula hosil bo'lishida ta'sir qiladigan kuchlar qanday kuchlar hisoblanadi?
4. Turli moddalar molekulari o'Ichamlari orasida farq bormi? Misollar keltiring.
5. Atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar qaysi elektronlarning o'zaro ta'siri bilan tushuntiriladi?
6. Molekula hosil bo'lishida energiya chiqariladimi yoki yutiladimi?
7. Molekula spektrining ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalaridagi spektral chiziqlar qanday hosil bo'ladi?
8. Ion bog'lanishda molekula qanday hosil bo'ladi? NaCl molekulasini misolida rasmda chizib tushuntiring.
9. Kovalent (gomepolyar) bog'lanishda vodorod molekulasining hosil bo'lishini rasmda chizib tushuntiring.
10. Molekulalar spektrlari qanday ko'rinishga ega bo'ladi?
11. Molekulalarning aylanma, tebranma, tebranma-aylanma spektrlaridagi spektral chiziqlar qanday hosil bo'ladi?
12. Molekulaning biror statsionar holatdagi to'liq energiyasi qanday harakatlardagi energiyalar yig'indisidan iborat?
13. Qisqa ta'sir etuvchi kuchlar qanday kuchlar?
14. Qutblanmagan molekular orasida qanday kuchlar ta'sir qiladi?
15. Vodorod molekulasini uchun Gayler va London nazariyasida qaysi kvant mexanik koeffitsientlar hisoblangan?
16. Kovalent bog'lanishda yadro va elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi qanday formula orqali ifodalanadi?
17. Vodorod molekulasini uchun Shredinger tenglamasini yozing va tushuntiring.
18. Vodorod molekulasini uchun to'liq funksiyasi qanday koordinatalarga bog'liq bo'ladi?
19. Molekulaning statsionar holatdagi to'liq energiyasi qanday harakatlarning energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi?
20. Elektronning aylanma orbita bo'yidagi harakat energiyasi qanday formula bilan ifodalanadi va bu energiyaga mos keluvchi chastota spektrining qanday sohasi chastotasiga to'g'ri keladi?
21. Molekulaning tebranma harakati energiyasi qanday formula bilan ifodalanadi va bu energiya to'g'ri kelgan chastota spektrining qaysi sohasi chastotasiga to'g'ri keladi?
22. Molekulaning ayirama harakatidagi energiyasining formulasini yozing va bu energiyaga to'g'ri kelgan chastota spektrining qaysi sohasi chastotasiga mos keladi?
23. Molekula va atomlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari qanday kuchlar?
24. Qanday molekulyar kuchlarni bilasiz?

XI BOB

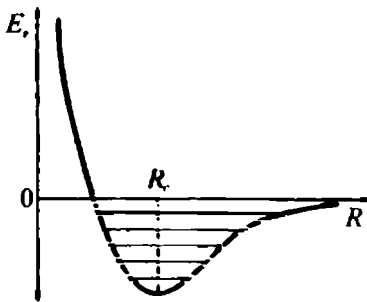
QATTIQ JISMLAR

11.1-§. Qattiq jismlar. Qattiq jismlarda atomlarning bog‘lanish turlari

Jismlarning qattiq holati molekular, atomlar, ionlar orasidagi kuchli o‘zaro ta’sir natijasida hosil bo‘ladi, bunda molekularning issiqlik harakati ahamiyatga ega bo‘lmaydi. Erkin energiyaning kichik qiymatlarida molekularning bir-biriga nisbatan muvozanatda mustahkam joylashishi yuz beradi. Molekularning o‘zaro joylashishi fazoning bir sohasidan ikkinchi sohasiga o‘tganda takrorlanadi, ya’ni bunda qattiq jismlarning davriy tuzilishi hosil bo‘ladi. Bu esa kristall panjarani hosil qiladi, qattiq jismlar kristallar holida bo‘ladi.

Molekula, atom, ionlar kristallarini tashkil qiluvchi muvozanat holat nuqtalari *kristall panjara tugunlari* deyiladi. Kristall panjara mavjudligi qattiq jismning asosiy belgisidir.

Atomlar bir-biridan uzoq masofalarda tortishadi, yaqin masofalarda esa itarilishadi. R_0 masofada tortishish va itarilish kuchlari o‘zaro kompensatsiyalashadi va atomlar mustahkam muvozanat holatiga o‘tadi. Bunday mustahkam muvozanat kristall panjara tugunlaridagi molekular atomlari orasida yoki tugunlardagi atomlar o‘rtasida kuzatiladi. Potensial energiyaning atomlar orasidagi masofaga bog‘liq o‘zgarishi 11.1-rasmda keltirilgan.



11.1-rasm

Ushbu rasmdagi potensial energiya molekular uchun ham to‘g‘ri bo‘ladi. Kristall panjara tugunlarida molekular joylashgan bo‘lsa, *molekulyar kristallar* deyiladi. Agar atomlar joylashgan bo‘lsa, *atom kristallari* deb yuritiladi. Kristallarda besh xil bog‘lanish bo‘lishi mumkin: ionli, kovalent, vodorod, metall va molekulyar bog‘lanishlar.

11.1.1. Ion bog‘lanish

Ionli bog‘lanish atomlar orasida bo‘ladi, bunda atomlardan biri osonlikcha elektronini yo‘qotadi va musbat ionga aylanadi. Ikkinchi atom esa qo‘shimcha elektronni biriktirib olib manfiy ionga aylanadi. Bu ionlar Kulon tortishish kuchi ta‘sirida bog‘langan tizimni hosil qiladi. Bunday bog‘lanishga *ionli bog‘lanish* deyiladi. Ionli bog‘lanishli kristallarga NaCl, LiF, KI va boshqalar misol bo‘la oladi. NaCl kristallida natriy atomi elektron qobig‘i inert gaz neonning (Ne) yopiq elektron qobig‘iga bitta elektronning qo‘shilishidan hosil bo‘ladi. Yoki natriyning elektron konfiguratsiyasini $(\text{Na})=(\text{Ne})3s$ ko‘rinishda ko‘rsatish mumkin. $3s$ holatdagi elektron atomning asosiy qismi bilan kuchsiz bog‘langan bo‘lib, atomdan osonlikcha ajraladi va natriy ioni Na^+ hosil bo‘ladi. Xlor atomi elektron qobig‘i inert gaz argonning yopiq elektron qobig‘ini hosil qilishi uchun bitta elektroni yetishmaydi. Xlor yetishmagan elektronni biriktirib olib yopiq elektron qobiqni to‘ldirish uchun harakat qiladi, natijada xlorning manfiy ioni Cl^- hosil bo‘ladi. Bir-biridan r masofada bo‘lgan ionlarning o‘zaro ta‘sir potensial energiyasi $e^2/(4\pi\epsilon_0 r^2)$ ko‘rinishda ifodalanadi. Shunday qilib, ion bog‘lanish atomlar orasidagi zaryad almashishi orqali hosil bo‘ladi. Ionli kristallarda bog‘lanish energiyasi katta bo‘ladi. NaCl kristall panjarasi bog‘lanish energiyasi 764 kJ/mol (183 kkal/mol)ni tashkil qiladi. Ionli kristallarning elektr o‘tkazuvchanligi past temperaturelarda kichik va yuqori temperaturelarda katta bo‘ladi.

11.1.2. Kovalent bog‘lanish

Kovalent bog‘lanish atomlar orasidagi elektronlarning umumiy-lashganligidan hosil bo‘ladi, ya‘ni elektronning butun kristallga tegishli bo‘lib umumiy-lashganligidan hosil bo‘ladi. Atomlar orasidagi elektronlar bulutining ustma-ust tushishi yadrolar orasidagi masofaning o‘zgarishi bilan tezda o‘zgaradi. Bu esa kovalent bog‘lanish kuchlari katta ekanligini ko‘rsatadi. Shuning uchun kovalent kristallar juda mustahkam bo‘lib, erish temperaturasi yuqori bo‘ladi. Kovalent kristallarga olmos, kremniy (Si), germaniy (Ge) misol bo‘lishi mumkin. Kovalent bog‘lanishni hosil qiladigan zaryad o‘zaro

ta'sirlashuvchi atomlar orasida teng taqsimlanmaydi. Yoki ikkinchi atom elektronining birinchi atom atrofida bo'lishligiga qaraganda, atomlardan birining elektroni ikkinchi atom atrofida nisbatan uzoq vaqt bo'la oladi. Bunda esa har ikkala atom ham qisman ionlashgan bo'ladi va ular orasida elektrostatik kuchlar paydo bo'ladi. Atomlar orasidagi bog'lanish esa qisman ionli, ya'ni aralash bo'ladi. Shunday qilib, kovalent bog'lanishdan aralash bog'lanishga va ion bog'lanishga uzluksiz ravishda o'tish kuzatiladi. Bu bog'lanishlar bir-biridan zaryadning umumiylashuvi bilan farq qiladi. Kovalent kristallarda gomeopolyar bog'lanish bo'ladi, ya'ni bunday bog'lanish almashuvchi kuchlar orqali amalga oshadi. Kristall panjara tuzilishida tekshirilayotgan atomni o'rab turgan yaqin atomlar soni elementning valentligiga teng bo'ladi. Panjara atomlarining valent elektronlari umumiylashgan bo'ladi. Kovalent kristallarga yuqori mustahkamlik, past temperaturalarda esa kuchsiz elektr o'tkazuvchanlik xususiyatlari xosdir. Bunday kristallarda kristall panjaralarining bog'lanish energiyasi taqriban 700–1200 kJ/mol bo'ladi.

11.1.3. Vodород bog'lanish

Vodород atomi bir elektronga ega. Shuning uchun u bitta atom bilan kovalent bog'lanishda bo'lishi mumkin. Agar bu atom vodород atomi elektronini kuchli umumlashtirsa, manfiy zaryadlangan atomga aylanadi. U vaqtda elektron ko'p vaqt davomida atom yaqinida bo'ladi, proton (vodород atomi yadrosi) ekranlanmagan bo'ladi (vodород atomi musbat zaryadlangan) va manfiy zaryadlangan boshqa atomga tortiladi. Bundan vodород atomi orqali ikki manfiy zaryadlangan atomlar orasida bog'lanish yuzaga keladi. Bunday bog'lanish *vodород bog'lanish* deyiladi.

11.1.4. Metall bog'lanish

Metall atomlarida tashqi qobiq elektronlari umumiylashgan bo'lib, elektron gazni hosil qiladi. Elektronlar bir atom atrofidan ikkinchi atom atrofiga ko'chib yuradilar va birorta atom bilan barqaror bog'lanish hosil qilmaydilar. Bunday elektronlar *o'tkazuvchanlik elektronlari* deyiladi va metallarning elektr o'tkazuvchanligini

hosil qiladi. Shunday qilib, metallarda tashqi qobiqdagi valent elektronlar *erkin elektronlar* deyiladi. Metall kristallarning elektr va issiqlik o'tkazuvchanligi yuqori darajadadir. Elektr va issiqlik o'tkazuvchanlik umumiydagi valent elektron tufayli bo'ladi. Atomlardagi manfiy elektron gazni musbat zaryadlangan ionlar bilan to'ldirish natijasida metall energiyasining pasayishi elektronni atomdan ajratib olish uchun kerakli energiyani kompensatsiyalaydi. Bu vaqtda metall atomlari orasida paydo bo'ladigan bog'lanish *metall bog'lanish* deyiladi.

O'tkazuvchanlik elektronlari konsentratsiyasi metall atomlari konsentratsiyasiga taqriban teng bo'ladi, ya'ni har bir metall atomiga taqriban bitta elektron to'g'ri keladi. Masalan, kumushning (Ag) bir atomiga 0,7 elektron, misning (Cu) bir atomiga 0,8 elektron va oltinning bir atomiga 0,9 elektron to'g'ri keladi. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi $\sim 10^{28} \text{m}^{-3}$ miqdorda bo'ladi.

11.1.5. Molekulyar bog'lanish

Agar elektronlar atomlar bilan kuchli bog'lanishda bo'lsa, qattiq jismlarda yuqorida aytilgan bog'lanishlar bo'lishi qiyinroqdir.

Molekulyar kristallar molekularlarning kuchsiz bog'langan shaklidir. Bunday hol, masalan, inert gazlarga to'g'ri keladi. Lekin yetarli sharoitda inert gazlar ham suyuq yoki qattiq holatga o'tkazilishi mumkin. Bunda Van-der-Vaals kuchlari ta'sir qiladi. Bu kuchlar elektronlarning atom va molekularlardagi harakati natijasida paydo bo'ladigan atom va dipol momentlari orasidagi kuchsiz tortishish kuchlaridir. Inert gazlar atomlaridan hosil bo'lgan kristallardagi bog'lanish molekulyar bog'lanish bo'lib, bu bog'lanish Van-der-Vaals kuchlari orqali namoyon bo'ladi.

O'zgaruvchan dipol momenti qo'shni atom va molekularlarda o'zgaruvchan dipol momentini induksiyalaydi. Boshlang'ich va induksiyalangan dipol momentlarining o'zaro ta'siri natijasida Van-der-Vaals tortishish kuchlari paydo bo'ladi. Molekular kristallarga deyarli barcha organik kristallar va ko'pgina boshqa birikmalar kiradi. Bunday kristallarning bog'lanish energiyasi kichik. Masalan: Ar, CH₄ kabi kristallarda bog'lanish energiyasi 8 kJ/mol, ularning erish va qotish temperaturasi past.

11.2-§. Qattiq jismlarning issiqlik sig'imi. Debay nazariyasi

Nometall qattiq jismlar issiqlik sig'imga kristall panjara tugunlaridagi zarralarning (atom, molekula, ion) issiqlik tebranma harakati energiyasi asosiy hissa qo'shadi. Metallar issiqlik sig'imga esa elektron gaz ham o'z hissasini qo'shadi.

Qattiq jismlar issiqlik sig'imi klassik nazariyasi asosida energiya-ning erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanishi haqidagi tassavur yotadi. Bir jinsli qattiq jism bir-biriga bog'liq bo'lmagan, uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgan, bir xil chastota bilan issiqlik tebranma harakatlarni bajarayotgan zarralar sistemasi deb qaraladi. Har bir erkinlik darajasiga $E=kT$ energiya to'g'ri keladi. Qattiq jism molining ichki energiyasi

$$u = 3N_A E = 3N_A kT = 3RT. \quad (11.1)$$

(11.1) formulada k – Bolsman doimiyligi bo'lib, u

$$k = \frac{R}{N_A}; \quad R = k \cdot N_A,$$

N_A – Avogadro soni; $N_A = 6,023 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$, T – absolyut temperatura.

Qattiq jism kristall panjarasining molyar issiqlik sig'imi ichki energiyadan temperatura bo'yicha olingan xususiy hosilaga teng:

$$C_\mu = \frac{\partial u}{\partial T} = 3R = 25 \frac{\text{Joul}}{\text{mol} \cdot \text{K}} = 5,97 \frac{\text{Kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}}, \quad (11.2)$$

(11.2) formula Dyulong va Pti qonunini ifodalaydi, bu qonunga ko'ra, barcha kimyoviy oddiy kristall qattiq jismlarning molyar issiqlik sig'imi taxminan 6 Kal/mol · K ga teng. Bu qonunning faqat nisbatan yuqori temperaturalardagina to'g'rili kuzatiladi. Bu qonunga asosan qattiq jismlarning molyar issiqlik sig'imi kristallarning tem-peraturasiga yoki boshqa xususiyatlariga bog'liq emas. Lekin tajribalar bunday bo'lishini rad qiladi. Tajriba natijalari qattiq jismlar issiqlik sig'imi ularning temperaturasiga, ayniqsa past temperaturalarda juda bog'liq bo'lishligini ko'rsatadi. Qattiq jismlar issiqlik sig'imining klassik nazariyasi bilan tajriba natijalari orasidagi bunday farqning sababi foydalanayotgan energiya-ning erkinlik

darajalari bo'yicha bir tekis taqsimlanish qonunining cheklanganligi va bu qonunning past temperaturalarda to'g'ri kelmasligidandir. Past temperaturalarda kristallar issiqlik sig'imi kamayib, 0K ga yaqinlashganda nolga intiladi. Past temperaturalarda kristall panjara tugunlarida tebranayotgan zarraning tebranish harakati o'rtacha energiyasi kvant mexanikasi qonunlari asosida hisoblanadi.

Qattiq jismlar issiqlik sig'imining kvant nazariyasida kristall qattiq jism har biri kvant garmonik ossillyator hisoblangan N atomlar sistemasidan iborat deb qaraladi. Bu atomlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan ravishda bir xil ω chastota bilan tebranadilar. Atomning har bir erkinlik darajasiga yoki har bir kvant garmonik ossillyatorga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya miqdori:

$$E = \frac{h\omega}{e^{kT} - 1} = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}. \quad (11.3)$$

Qattiq jism molining ichki energiyasi quyidagicha topiladi:

$$U = 3N_A \cdot E = 3N_A \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}. \quad (11.4)$$

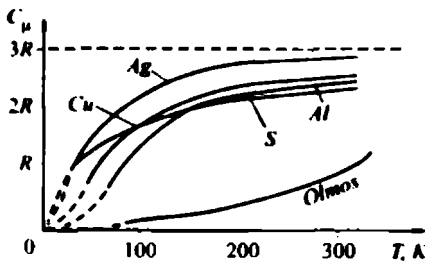
Bundan esa qattiq jismning molyar issiqlik sig'imi quyidagicha aniqlanadi:

$$C_\mu = 3R \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 \frac{e^{kT}}{(e^{kT} - 1)^2}. \quad (11.5)$$

(11.5) formulada $T_\theta = \frac{h\nu}{k}$ kattalikni xarakteristik temperatura deb belgilab olinsa, u vaqtda

$$C_\mu = 3R \left(\frac{T_\theta}{T} \right)^2 \frac{e^{T_\theta/T}}{(e^{T_\theta/T} - 1)^2}. \quad (11.6)$$

(11.6) formula qattiq jismlar issiqlik sig'imining temperaturaga bog'liqligini ifodalaydi. Bu bog'lanish mis (Cu), kumush (Ag), oltinugurt (S), alyuminiy (Al), olmos elementlari uchun 11.2-rasmda tasvirlangan.



11.2-rasm

Energiyaning erkinlik darajalariga bir tekis taqsimlanish qonuniga ko'ra yuqori temperaturalarda, ya'ni $hn \gg kT$ bo'lganda kristall panjara tugunlarida tebranma harakat qilayotgan garmonik ossilyatorning o'rtacha energiyasi:

$$E = kT \text{ va } C_\mu = 3R,$$

bo'ladi.

Past temperaturalarda, ya'ni $hn \gg kT$ bo'lganda esa:

$$e^{h\nu/kT} - 1 \approx e^{h\nu/kT}, \quad (11.6a)$$

va

$$C_\mu = 3R \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 e^{-T_0/T}. \quad (11.7)$$

Temperatura absolyut nolga yaqinlashganda, ya'ni $T \rightarrow 0$ da $(T_0/T)^2$ kattalik ortishiga qaraganda $T_0/T \rightarrow \infty$ va tezroq ortib boradi. Shuning uchun $T \rightarrow 0$ da molyar issiqlik sig'imi $C_\mu \rightarrow 0$. Bu natija esa tajriba bilan sifat jihatidan mos keladi. Kristall panjara tugunlaridagi zarralar bir-biriga bog'liq bo'lmagan ravishda bir xil chastota bilan issiqlik tebranma harakatida bo'ladilar deb qarash, kristall panjaralarda zarralarning tebranish manzarasini juda soddalashtirib ko'rsatishdir. Haqiqatda qattiq jism atomlari (yoki boshqa zarralar) orasida juda kuchli o'zaro ta'sir mavjudki, bunda barcha N zarralar $3N$ erkinlik darajasiga ega bo'lgan bog'langan tizimni hosil qiladi. Bunda tebranyotgan zarralarning tebranish chastotalari turlicha bo'ladi. Qattiq jismlarda chastotalar o'zgarish oralig'i kattadir. Shu sababli juda past va yuqori chastotalar bilan bo'ladigan tebranishlar mavjud. Past chastotali tebranishlarga tovush diapazonidagi elastik tebranishlar to'g'ri keladi.

Kristall panjarada zarralar orasidagi bog'lanish kristallarda elastik tovush to'lqinlarining tarqalishiga olib keladi. Qattiq jismlar issiqlik sig'imi nazariyasida kristallning issiqlik tebranishlari energiyasiga past chastotali tebranishlar asosiy hissa qo'shadi. Bunday tebra-

nishlar to'liqin uzunligi kristall panjaraning davridan katta bo'lgan elastik to'liqinlarga tegishlidir. Kristallarda tarqalayotgan elastik to'liqinlar o'zlarini tutash muhitda tarqalayotgandek tutadi. Kristallning atom tuzilishi kristallda to'liqin uzunligi

$$\lambda_{\min} = \frac{g}{v_{\max}}$$

dan katta bo'lgan elastik to'liqinlarning tarqalishiga ta'sir qilmaydi. Bu formulada g – elastik to'liqin tezligi, v_{\max} – uning chastotasi, λ_{\min} – to'liqin uzunligi kristall panjara davri kattaligida o'lchanishi mumkin bo'lishi kerak:

$$\lambda_{\min} \sim d \sim \left(\frac{v}{N}\right)^{1/3}. \quad (11.7a)$$

bunda N – hajmi V bo'lgan kristalldagi zarralar soni (kristall panjara tugunlari soni). Kristalldagi elastik to'liqinlar kvant xossalarga ega. Bu esa chastotasi n bo'lgan to'liqinning diskret energiya qiymatiga ega bo'lishida ko'rinadi. Elektromagnit nurlanishni energiya kvantlari, ya'ni fotonlar to'plami sifatida qaralgani kabi, kristall panjaraning tebranish to'liqinlarini fononlar deb ataladigan tebranish kvantlari to'plami sifatida tasavvur qilish mumkin. Fononlarning tarqalish tezligi tovush to'liqinlarining tarqalishiga to'g'ri keladi.

Fononlar $E=hv$ energiyaga va $P = \frac{hv}{g}$ kvaziimpulsga ega bo'lgan kvazizarralardir. Fononning P – kvaziimpulsi tarqalish yo'nalishi tovush to'liqinlari tarqalishi yo'nalishi bo'yicha bo'ladi. Kvaziimpulsning impulsdan farqi shundaki, kristallarda fononlarning to'qnashishida kvaziimpuls diskret bo'laklar shaklida kristall panjarada uzatilishi mumkin, bu vaqtda u saqlanmaydi. Shunday qilib, tovush maydonining kvantlanishi fononlarga olib keladi. Fononlarning spini nolga teng, shuning uchun ular Boze – Eynshteyn statistikasiga bo'ysinadi. Fononlar yutilishi va chiqarilishi mumkin, lekin ularning soni doimiy saqlanmaydi. Shuning uchun ham fonon gazi uchun kimyoviy potensial nolga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\mu = \frac{U - TS + PV}{N} = 0.$$

Bunda T – absolyut temperatura, U – ichki energiya, V – tizimning hajmi, P – bosim, S – entropiya va N – zarralar soni.

Kimyoviy potensial izobar-izotermik sharoitlarda tizimdagi zarralar sonini birga oshirishda bajarilgan ishga teng.

Kristallning energiyasi fonon gazining energiyasi sifatida qaraladi. Chastotasi ν va $\nu + d\nu$ oraliqda bo'lgan fononlar soni quyidagicha aniqlanadi:

$$dN = \frac{dg}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (11.8)$$

(11.8) formulada dg – kristallning V hajmidagi kvant holatlar soni:

$$dg = 3 \frac{4\pi P^2 dPV}{h^3} = 3 \frac{4\pi \nu^2 d\nu}{9^3} V. \quad (11.9)$$

Bunda $P = \frac{h\nu}{9}$ – fononning kvazimpulsi, 9 – kristalda tovush tezligi, 3 esa kristalda o'zaro perpendikulyar qutblangan ikkita ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar tarqalishi mumkinligini hisobga oladigan koeffitsient. (11.9)ni hisobga olgan holda (11.8) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$dN = \frac{12\pi \nu^2 d\nu V}{9^3 (e^{h\nu/kT} - 1)}. \quad (11.10)$$

Kristallning ichki energiyasi esa:

$$U = \int_0^{\nu_{\max}} h\nu dN = \frac{12\pi N h}{9^3} \int_0^{\nu_{\max}} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (11.11)$$

(11.11) da $\nu_{\max} = 9 \left(\frac{3N}{4\pi \nu} \right)^{1/3}$ – fononlar chastotasining yuqori chegarasi bo'lib, kristallning issiqlik tebranishlari energiyasiga hissa qo'shadigan kattalik. U ning qiymati hisoblanganda

$$T_D = \frac{h\nu_{\max}}{k} \quad (11.12)$$

kattalik kiritiladi. T_D – Debayning *xarakteristik temperaturasi* deyiladi va bunda ikki chegaraviy holat qaraladi.

1. Yuqori temperaturalarda, ya'ni $T \gg T_D$ ($kT \gg \hbar \omega$)da, (11.6)

formulada $e^{h\nu/kT} - 1 \approx \frac{h\nu}{kT}$ deb olish mumkin. U vaqtda

$$U = \frac{12\pi V}{g^3} kT \int_0^{v_{\max}} v^2 dv = \frac{12\pi V kT}{g^3} \frac{v_{\max}^3}{3} = 3NkT,$$

yoki

$$U = 3NkT. \quad (11.13)$$

Kristallning bir moli uchun $N = N_A$ bo'lib, N_A – Avogadro soni. U holda kristallning molyar issiqlik sig'imi – C_μ :

$$C_\mu = \frac{\partial u}{\partial T} = 3N_A k = 3R, \quad (11.14)$$

ya'ni Dyulong va Pti qonuni hosil bo'ladi.

2. Past temperaturalarda, ya'ni $T \ll T_D$ ($kT \ll \hbar \omega$)da

$$\int_0^{v_{\max}} \frac{v^3 dv}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

integral hisoblanganda, yangi o'zgaruvchi $\xi = h\nu/kT$ kiritiladi va yuqori chegara ∞ ga almashtiriladi, u vaqtda ichki energiya:

$$\begin{aligned} U &= \frac{12\pi V h}{g^3} \int_0^{v_{\max}} \frac{v^3 dv}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = \\ &= \frac{12\pi V h}{g^3} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} = \frac{4\pi^5 k^4 V}{5h^3 g^3} T^4. \end{aligned} \quad (11.15)$$

Bunday holda kristallning molyar issiqlik sig'imi absolyut temperaturaning kubiga proporsional bo'lib qoladi, ya'ni:

$$C_\mu = \frac{\partial u}{\partial T} = \frac{16\pi^5 k^4 V T^3}{5h^3 g^3} = \text{const} \cdot T^3,$$

yoki

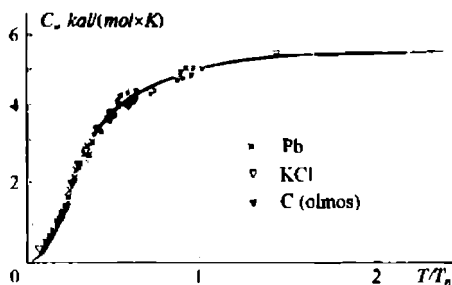
$$C_\mu = \frac{\partial u}{\partial T} = \text{const} \cdot T^3. \quad (11.16)$$

Bu bog‘lanish (11.16) – Debayning kubinchi T^3 qonuni deb ataladi. Shunday qilib, kristall panjaraning issiqlik sig‘imi absolyut nol tem-peratura yaqinida temperaturaning uchinchi darajasiga proporsional o‘zgaradi. $T=0$ da issiqlik sig‘imi ham nolga aylanadi. Yetarlicha past temperaturalarda bu qonun to‘g‘ri bajariladi. Bunday nazariy hisoblashlar va tajriba natijalarini taqqoslash quyidagi jad-valda ((11.6) formula orqali hisoblangan Debay temperaturalari va tajriba natijalaridan aniqlangan temperaturalar qiymatlari) keltirilgan.

11.1-jadval

Qattiq jismlar	Debay temperaturalari	
	Tajribanatijalari	(11.16) formulagaasosan
Alyuminiy	398	402
Mis	315	332
Kumush	215	214
Qo‘rg‘oshin	88	73
Olmos	1860	–

11.3-rasmda Pb, KCl, olmos kristallari uchun issiqlik sig‘imining T/T_0 kattalikka bog‘lanish grafigi keltirilgan. Bunda tutash egri chiziq (11.16) formula orqali hisoblangan, nuqtalar esa tajribadan olingan natijalardir. (11.16) formulada ifodalangan Debay xarakteristik temperaturasi har bir modda uchun tebranishlar energiyasini kvantlash muhim o‘rin tutadigan sohani ko‘rsatadi. Debay formulasi bo‘yicha qattiq jismlarning issiqlik sig‘imi temperaturasining kubiga proporsional, ya‘ni, $C \sim T^3$. Lekin, Debay formulasi faqat oddiy kristall panjarali jismlar, ya‘ni kimyoviy elementlar va ha‘zi sodda birikmalar (masalan, galoid, tuzlar)



11.3-rasm

uchungina issiqlik sig'iminining temperaturasiga qarab o'zgarishini ko'rsatadi. Kristall panjarasi ancha murakkab bo'lgan jismlarga Debay formulasini qo'llab bo'lmaydi, chunki bunday jismlarning tebranishlar spektri nihoyatda murakkabdir. Murakkab molekullardan tuzilgan kristallarda molekula ichidagi atomlar issiqlik harakati bilan bog'liq bo'lgan issiqlik sig'imi paydo bo'ladi. Birinchi yaqinlashishda panjara ichida molekullarning tebranishi ularning ichki holatiga ta'sir qilmaydi, deb hisoblash mumkin. U vaqtda kristallning issiqlik sig'imini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$C = C_{panjara} + C_{ichki}.$$

Ayrim hollarda molekular ichki tebranma harakati tufayli paydo bo'ladigan issiqlik sig'imi — C_{ichki} yetarlicha ahamiyatli bo'lishi mumkin. Masalan, benzolda molekullardagi ichki tebranishlari bilan bog'liq bo'lgan issiqlik sig'imi $T \approx 150K$ da panjara issiqlik sig'iminining 20% ni tashkil qiladi, $T \approx 270K$ da esa 80% gacha yetadi.

11.3-§. Qattiq jismlarda atom energetik sathlarining ajralishi. Energetik zonalar

Atomlar bir-biriga yaqinlashtirilganda (muvozanat holatgacha) ularning energiyalari kamayadi va atom energiya sathlarining ajralishi yuz beradi. Ikki vodorod atomi yaqinlashtirilsa, asosiy holat sathi ikkita sathga ajraladi. Bu ajralish umumiy hodisaning xususiy holidir. Ikkita bir xil tizim yaqinlashtirilib, o'zaro ta'sir paydo bo'lganida bu ta'sir paydo bo'lganicha mavjud bo'lgan energiyasi bir xil bo'lgan sathlar ajraladi, lekin tizimdagi sathlarning umumiy soni o'zaro ta'sir bo'lganda ham, bo'lmaganda ham o'zgarmaydi.

Atomlar sekin-sekin yaqinlashtirilganda (atomlar orasidagi o'zaro ta'sir ortganda) tizim energiyasi va uning boshqa tavsiflari uzluksiz o'zgaradi, ammo sathlar soni faqat diskret tarzda o'zgarishi kuzatiladi. Sathlar umumiy sonining o'zgarimasligi tabiiy hol. Tizim sathlari ajralishini klassik tebranuvchi tizimlar misolida qarab chiqamiz.

Ikkita bir xil x va y tebranuvchan tizimlarni qarab chiqaylik. Misol sifatida, ikkita mayatnikni yoki tebranish konturini olish mumkin. O'zaro ta'sir bo'lmaganda ularning harakati quyidagi tenglamalar bilan ifodalanadi:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + \omega^2 x &= 0, \\ \ddot{y} + \omega^2 y &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (11.17)$$

Bu tenglamalarda x va y o'zgaruvchilar mayatniklarning muvozanat holatdan yoki elektr konturidagi kuchlanishning o'rta qiymatdan chetlanishini yoki tizimlar harakatining boshqa tavsiflarini ifodalaydi. Har ikki tebranish tizimlarida ham tebranish chastotalari bir xil deb faraz qilib, tizimlarda o'zaro ta'sir paydo bo'lgan holni qarab chiqamiz. Masalan, mayatniklarga yengil prujina bog'laymiz yoki tebranish konturlarini yaqinlashtiramiz. Birinchi tizimga ta'sir etuvchi kuch faqat birinchi tizim koordinatasi x ga bog'liq bo'lmay, balki ikkinchi tizim koordinatasi y ga ham bog'liq bo'ladi. Tizimning bir xil bo'lgani uchun y sistemasining x sistemasiga bo'lgan ta'siri x tizimning y tizimga bo'lgan ta'siridek bo'ladi. Tizimlar orasida o'zaro ta'sir bo'lganda (11.17) tenglama quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + \omega^2 x + \alpha y &= 0, \\ \ddot{y} + \omega^2 y + \alpha x &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (11.18)$$

(11.18) tenglamalarni yechish uchun u va ϑ koordinatalarga o'tish kerak bo'ladi, ya'ni

$$\left. \begin{aligned} u &= x + y; & x &= \frac{u + \vartheta}{2} \\ \vartheta &= x - y; & y &= \frac{u - \vartheta}{2} \end{aligned} \right\}. \quad (11.19)$$

(11.18) va (11.19) tenglamalardan:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{u} + (\omega^2 + \alpha)u &= 0 \\ \ddot{\vartheta} + (\omega^2 - \alpha)\vartheta &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (11.20)$$

(11.20)da quyidagicha belgilashlar kiritamiz:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1^2 &= \omega^2 + \alpha \\ \omega_2^2 &= \omega^2 - \alpha \end{aligned} \right\} \quad (11.21)$$

va u va ϑ larni topamiz:

$$\left. \begin{aligned} u &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ \vartheta &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \quad (11.22)$$

bu yerda A_1 va A_2 lar tebranishlar amplitudalari, φ_1 va φ_2 tebranishlar fazalari. (11.19) tenglamalar orqali x va y o'zgaruvchilarga qaytib, tizimning tebranishi chastotalari bilan biroz farq qiluvchi ikkita u va ϑ garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratligi ko'rish mumkin.

A_1 , A_2 , φ_1 va φ_2 doimiy kattaliklarning miqdori boshlang'ich shartlarga bog'liq. Boshlang'ich vaqtda faqat x tizim tebranayotgan

holni ko'raylik. Bu holda $A_1 = A_2 = A$ va $\varphi_1 = \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$ bo'ladi. U vaqtda:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{A}{2} (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t) \\ y &= \frac{A}{2} (\cos \omega_1 t - \cos \omega_2 t) \end{aligned} \right\} \quad (11.23)$$

Vaqt o'tishi bilan $\omega_1 t$ va $\omega_2 t$ kattaliklar orasida farq orta boradi. $\omega_1 t - \omega_2 t = \pi$ bo'lganda x sistemasida tebranish so'nadi, y tizimda esa tebranish maksimumga erishadi. So'ng tebranishning barcha energiyasi x tizimda to'planadi va bu jarayon shunday tarzda davom qiladi. Ko'rilgan holda bir xil kattalikdagi xususiy chastotaga ega bo'lgan ikkita tizim o'zaro ta'sirlashgandan so'ng hosil bo'lgan natijaviy tizim chastotalari (ω_1 va ω_2) turli bo'lgan ikkita ajralgan u va ϑ umumiy tebranishlar bilan xarakterlanadi. ω_1 va ω_2 chastotalardan biri boshlang'ich chastotadan biroz katta, ikkinchisi biroz kichik.

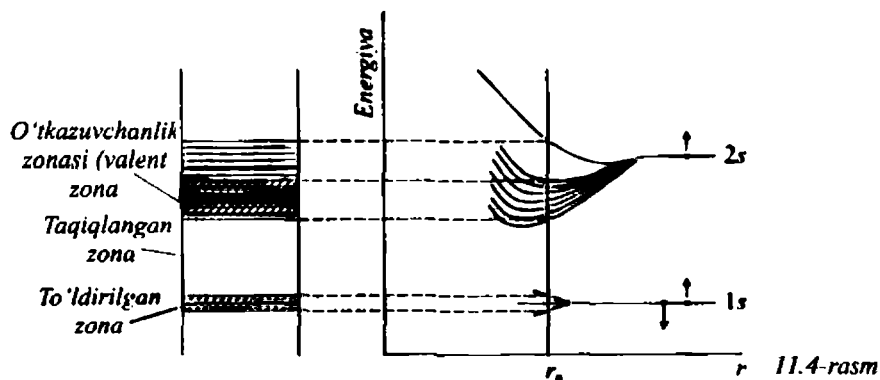
Kvant mexanikasida ossilyatorning energiya sathlari kvantlanadi, sathlar orasidagi masofa esa $\hbar\omega$ kattalikka teng bo'lib, chastota ω ning o'zgarishi sathlar orasidagi masofaning o'zgarishiga olib keladi. u va ϑ tebranishlarga mos bo'lgan ajralgan energetik sathlar umumiy sathlar bo'ladi va ular alohida atomlarga emas, balki ikkita o'zaro ta'sirlashuvchi atomlar sistemasiga tegishli bo'ladi.

Bunday xulosalarni ko'p sondagi o'zaro ta'sirlashuvchi bir xil atomlardan iborat kristallarga tatbiq qilamiz. Yuqorida joylashgan, umumlashgan atom sathlari energiya bo'yicha ajraladilar. Misol sifatida bir gramm-molekula moddaga ega bo'lgan kristallni ko'raylik.

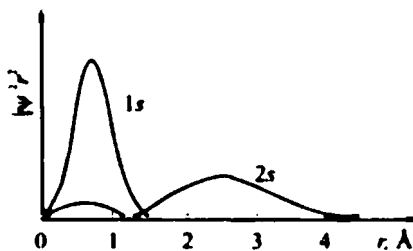
Bu holda atomdagi har bir sath $6 \cdot 10^{23}$ sathchalarga ajraladi. Ajralish kattaligi kristalldagi atomlar soniga emas, balki ularni bog'lovchi kuchlariga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun bitta energetik sath ajralishidan hosil bo'lgan barcha energetik sathchalar qandaydir ΔE energiya sohasi ichida bo'ladi. Bu sohaning kengligi unchalik kuchli bo'lmagan o'zaro ta'sir paytida sathlar orasidagi masofadan kichik bo'ladi. Bu vaqtda sathchalarning taqsimlanishi uzluksiz bo'ladi. Atomning bitta energetik sathining ajralishidan hosil bo'lgan sathchalar ruxsat etilgan zonani hosil qiladi. Bu zonalar bir-biridan taqiqlangan energetik oraliqlar bilan ajratilgan bo'ladi. Bu oraliqlar *taqiqlangan zonalar* deyiladi. Biror sath ajralishidan hosil bo'lgan zonani ham shu sath belgisi bilan belgilaydilar. 11.4-rasmda litiy kristali atomining 1s va 2s sathlari ajralishidan hosil bo'ladigan energetik zonalar tasvirlangan.

Rasmdan ko'rinadiki, 2s sath to'liqin funksiyasining radial cho'zilishi 1s sathi to'liqin funksiyasi radial cho'zilishidan katta bo'lganligi uchun 2s zona 1s zonadan kengroq va 2s zonada o'zaro ta'sir kuchliroq namoyon bo'ladi. 1s va 2s sathlar to'liqin funksiyasining radial cho'zilishi 11.5-rasmda keltirilgan.

11.4-rasmda keltirilgan litiy atomi energetik sathlarinig ajralish tasviri boshqa qattiq jism atomlariga ham to'g'ri keladi. Faqat sathlar soni, kengligi, zonalar taqsimlanishi boshqacha bo'ladi, lekin tasvirning umumiy xarakteri o'zgarmaydi. Qattiq jismlar atomining pastda joylashgan sathlari ajralganda tor zonalarni hosil qiladi, yuqorida joylashgan sathlar ajralganda esa keng zonalar hosil bo'ladi. Agar qattiq jismda bir necha xil atomlar bo'lsa (masalan, NaCl), u



vaqtda barcha komponentalar energetik sathlaridan zonalar hosil bo'ladi. Eng keng zona valent elektron sathiga to'g'ri keladi. Shuning uchun ham qattiq jismlar nurlanganda optik diapazonda chiziqli spektr hosil bo'lmaydi. Qattiq jism yuqori temperaturagacha qizdirilganda uzluksiz spektr hosil bo'ladi. Rentgen



11.5-rasm

trubkalarda qattiq jismlar antikatod sifatida ishlatilganda tor ichki zonalar orasidagi o'tishlarda rentgen spektrlari kuzatiladi. Kristall atomlari orasida bog'lanish rentgen spektrlariga ta'sir qilmaydi. Atom sathlaridan zonalarning hosil bo'lishi kristallarning barcha xillarida kuzatiladi. Kristallar turlari orasidagi farq zonalarning boryo'qligida emas, balki ularning to'ldirilish xarakteridadir.

11.4-§. O'ta oquvchanlik. Tajriba natijalari

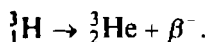
Moddalarning kristallanishi (qotishi) atomlar (molekulalar) orasida o'zaro tortishish kuchlari ta'sirida hosil bo'ladi. Kristallanish jarayoniga zarralarning tartibsiz harakati qarshilik ko'rsatadi. Klassik fizika nuqtai nazardan bu harakat issiqlik harakati bo'lib, absolyut nol temperaturada butunlay to'xtaydi. Shu nuqtai nazarga asosan, absolyut nolga yaqinlashganda har qanday modda qattiq holatga o'tishi kerak. Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan atomlar issiqlik harakatidan tashqari absolyut nol temperaturada ham to'xtamaydigan *nol tebranma* harakatda (energiyasi $\hbar\omega/2$) bo'ladi. Atom massasi qancha kichik bo'lsa uning *nol tebranma* harakat chastotasi

ω shuncha katta bo'ladi, ya'ni $\omega \approx \frac{1}{\sqrt{m}}$. Agar atomlar orasidagi

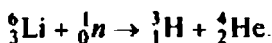
tortishish kuchlari tebranishlarga qarshi turish uchun yetarli bo'lmasa, u vaqda absolyut nol temperaturada ham modda qattiq holatga o'tmaydi (agar bosim juda katta bo'lmasa) suyuq holatida qolaveradi. Bunday hodisani geliyda kuzatish mumkin. Buning ikki sababi bor. Birinchidan, barcha inert gazlar orasida geliy atomlarining

massalari juda kichik. Ikkinchidan, inert gazlar atomlari yopiq tashqi sferik-simmetrik elektron qobiqlariga ega. Geliy atomining yagona K qobig'i ham shunday, K qobiq ikki elektrondan iborat yopiq qobiqdır. Shuning uchun geliy atomlari orasidagi tortishish kuchlari nisbatan kuchsiz, chunki suyuq geliyning zichligi kichik ($2,20K$ temperaturada va to'yingan bug'lar bosimida zichligi $0,146 \text{ g/sm}^3$). Normal bosim va absolyut nol temperaturada geliy suyuq holda bo'lib, uning kvant xossalari namoyon bo'ladi. Shuning uchun geliyning *kvant suyuqligi* deyiladi. Ma'lum bo'lgan barcha moddalar orasida absolyut nol temperaturada suyuq holda bo'lish xossasi faqat geliyga xosdir. Lekin geliyning qattiq holda ham hosil qilish mumkin. Buning uchun suyuq geliyga bo'lgan tashqi bosim $25,3 \text{ atm}$. katta bo'lishi kerak. Bunday bosim tortishish kuchlarini oshirish bilan ekvivalentdir.

Geliyning ikkita turg'un izotopi mavjud: ${}^4_2\text{He}$ va ${}^3_2\text{He}$, havo hajmida $5 \cdot 10^{-4}\%$ geliy bor. Tabiiy geliy deyarli faqat ${}^4_2\text{He}$ dan iborat bo'lib, ${}^3_2\text{He}$ ning miqdori hisobga olmaslik darajada kichik. Masalan, havodan olingan geliy ${}^4_2\text{He}$ aralashmasida ${}^3_2\text{He}$ miqdori umumiy gaz massasining 10^{-7} foizini tashkil qiladi. ${}^3_2\text{He}$ sun'iy yo'l bilan makroskopik miqdorda hosil qilingandan so'ng, uning xossalarini o'rganish mumkin bo'ldi. ${}^3_2\text{He}$ tritiyning β -yemirilishi natijasida hosil bo'ladi.



${}^3_1\text{H}$ – tritiyning o'zi esa quyidagi yadro reaksiya natijasida hosil bo'ladi:

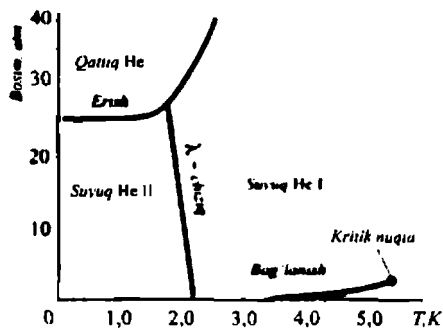


${}^3_2\text{He}$ hosil bo'ladigan boshqa reaksiyalar ham mavjud. Tabiiy geliyning suyultirish 1908-yilda Leyden laboratoriyasida Kamerling – Onnes tomonidan amalga oshirilgan. Shundan so'ngina absolyut temperatura yaqinida geliyning xossalarini o'rganish imkoniyati tug'ildi.

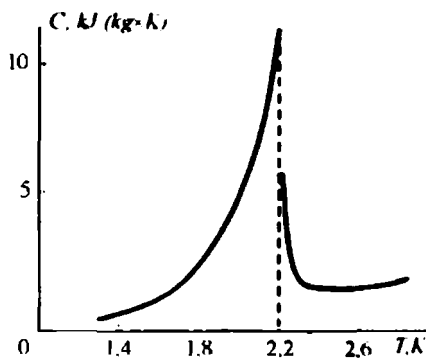
${}^4_2\text{He}$ ning kritik temperaturasi $T_k=5,25K$, geliy faqat shu tempe-

raturedan past bo'lgan temperaturadagina suyuq holatda bo'la oladi. Bosim 1 atm. bo'lganda ${}^4_2\text{He}$ 4,21 K temperaturada qaynaydi. ${}^3_2\text{He}$ ning kritik temperaturasi 3,35 K. Bosim 1 atm. bo'lganda ${}^3_2\text{He}$ 3,195K temperaturada qaynaydi. Tabiiy geliy 1926-yilda qattiq holda Keye-zom tomonidan olingan. Qattiq geliy olish uchun nol temperaturada 25,3 atm. bosim talab qilinadi, 60K temperaturada esa 10000 atm. talab qilinadi. Qattiq geliy tiniq va rangsiz modda. Bundan keyin geliy deyilganda, uning og'ir izotopi ${}^4_2\text{He}$ tushuniladi. ${}^4_2\text{He}$ ning holat diagrammasi 11.6-rasmda keltirilgan.

Temperaturasi pasayganda suyuq geliy ikkinchi darajali qaytar fazaviy aylanishlarda qatnashadi, ya'ni bunday aylanishlarda issiqlik yutilmaydi va chiqarilmaydi, suyuqlikning solishtirma hajmi esa o'zgarmay qoladi. Bosimning oshishi bilan o'tish temperaturasi T chiziqli qonun bo'yicha maksimal qiymat 2,17 K dan (geliy bug'larining to'yingan bosimida – 37,80 mm Hg) minimal qiymat 1,77 K gacha (30 atm. bosimida) kamayadi. (T, P) holat diagrammasida bunday fazaviy o'tishlar bajariladigan nuqtalar λ chiziqlar deb ataladigan to'g'ri chiziqlar ustida joylashgan. Temperaturasi T dan past bo'lgan suyuqlik geliy-II deyiladi (bir xil bosimda). Fazaviy o'tishning namoyon bo'lishi, birinchidan, issiqlik sig'imining T temperaturada sakrab o'zgarishida kuzatiladi. T temperaturaning har ikki tomonida geliyning issiqlik sig'imi



11.6-rasm



11.7-rasm

turli xil proporsionallik koeffitsientli quyidagi logarifmik qonun buyicha

$$C = \text{const} \ln \frac{I}{(T - T_A)}, \quad (11.24)$$

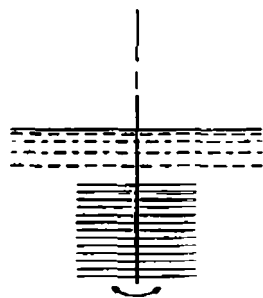
cheksizga intiladi. Issiqlik sig'imi egri chizig'ining ko'rinishi (11.7-rasm) λ ga o'xshashligidan λ nuqta va λ chiziqalar deyilgan nomlar kelib chiqqan. Ikkinchidan $\text{HeI} \leftrightarrow \text{HeII}$ o'tishlarda kengayishning temperatura koeffitsienti sakrab o'zgaradi, bu koeffitsient He-II uchun manfiydir.

Geliy-I o'zini oddiy suyuqlik kabi tutadi va yopishqoqlik hamda issiqlik o'tkazuvchanlikning chekli qiymatlariga ega. Geliy-II esa o'ziga xos xossalarga ega bo'lib, bu xossalalar faqat kvant tasavvurlar asosidagina tushuntirilishi mumkin. Geliy-II ning kvant suyuqligi deyilishining ikkinchi sababi ham shunda. Birinchi sababi geliyning absolyut nol temperaturada ham suyuq holda bo'lishidir. Bu xossalalar geliy-II o'ta oquvchanligining ko'rinishi bo'lib, 1937-yilda P.A. Kapitsa tomonidan aniqlangan. Kapitsaga qadar geliy-II suyuqligining tor kapillyarlar va tirqishlar orqali oqishini kuzatishlar uning yopishqoqligiga nisbatan o'zaro to'g'ri kelmaydigan natijalarga olib keldi. Kapitsa huning sababini kapillyar va tirqishlarning juda keng bo'lishida deb tushuntirdi. Geliy-II ning yopishqoqligini tekshirishdan olingan natijalar orqali Reynolds soni hisoblanganda juda katta son hosil bo'ladi. Reynolds sonining bunday katta qiymatida geliy-II ning oqimi turbulent bo'lishi kerak. Kapitsa geliy-II ning juda tor kapillyar va tirqishlar (diametri 10^{-5} sm dan ham kichik) orqali oqishini kuzatib uning laminar ekanligini aniqlashga muvaffaq bo'ldi. Bunday holda geliy-II kapillyardan yopishqoqlik kuchiga uchramasdan oqadi. Bu hodisa, ya'ni oqimda yopishqoqlikning yo'qolishi *o'ta oquvchanlik* deb ataldi. 1938-yilda Keyezom va Mak Vud tomonidan geliy-II ga tushirilgan diskning aylanuvchi tebratishlarining so'nish usuli bilan geliy-2 ning yopishqoqligini o'lchash ustida tajribalar o'tkazilgan. Tajriba natijalari geliy-II ning yopishqoqligi chekli qiymatga ega ekanligini va λ nuqta yaqinida geliy-I ning yopishqoqligidan kam farq qilishini ko'rsatdi.

Geliy-II da kuzatiladigan ayrim hodisalarni qaraylik. Geliy-II ning 1938-yilda L. Tissa tomonidan asoslangan ikki suyuqlikli modeli

1941-yilda L.D. Landau tomonidan takomillashtirildi. Bu modelga asosan geliy-2 ikkita komponentadan iborat: normal (n) va o'ta oquvchan (s). Bu komponentalarning har biri o'z zichliklari (suyuqlikning to'liq zichligi $\rho = \rho_n + \rho_s$) va gidrodinamik tezliklari ϑ_n va ϑ_s bilan xarakterlanadi. Suyuqlik oqimining to'liq zichligi impuls $j = \rho_n \vartheta_n + \rho_s \vartheta_s$ kattaliklar bilan aniqlanadi. $T \rightarrow 0$ da normal komponenta zichligi ρ_n ham nolga intiladi. Geliy to'liq ravishda o'ta oquvchan holatda bo'lganda o'ta oquvchan komponenta zichligi $-\rho_s$, $T > T_1$ da nolga aylanadi. Bu vaqtda geliy-II geliy-I ga aylanadi. Lekin ikki suyuqlikli model faqat geliy-II da bo'ladigan hodisalarni ifodalaydigan usul bo'lib, adekvat (tajribaga hamma vaqt ham mos emas) emas. Geliy-II ni normal va o'ta oquvchan atomlardan iborat ajratish mumkin emas, chunki atomlar bir xildir. Tinch holatda bo'lgan geliy-II da normal va o'ta oquvchan komponentalar orasida farq kuzatilmaydi. Aniqrog'i, ikkita komponenta mavjudligi to'g'risida emas, balki normal va o'ta oquvchan harakatlarning bir vaqtda vujudga kelishi haqida so'z yuritish to'g'ri bo'ladi. Bu vaqtda ρ_n va ρ_s lar oddiy koeffitsientlar sifatida bo'lib, u yoki bu effektga harakatlarning har birining qo'shgan hissasini bildiradi. Normal harakat suyuqlikning yopishqoqli oqishining barcha xossalriga ega bo'ladi, bu vaqtda o'ta oquvchan harakat o'ta oquvchanlik hodisasining paydo bo'lishiga olib keladi. Ikki suyuqlikli model ko'rsatadiki, geliy-II turidagi o'ta oquvchan harakat nafaqat yopishqocsiz harakat bo'lmasdan, balki issiqlik o'tkazishda ham qatnashmasligini ham ko'rsatadi.

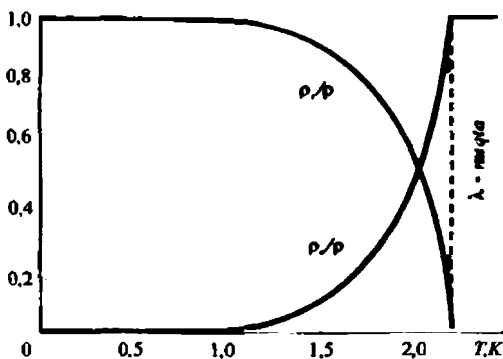
Bayon qilingan bunday nuqtai nazarga ko'ra, geliy-II ning juda tor kapillyarlarda oqishida yopishqoqlikning yo'qolishi tushunarli bo'ladi. Geliy-II ning tor kapillyarlarda oqishida yopishqoqlik yo'qolgan o'ta oquvchan oqim paydo bo'ladi. Kapilyar qancha tor bo'lsa, o'ta oquvchan oqim shunchalik yaxshi hosil bo'ladi. Keng kapillyarda esa oqim turbulent bo'ladi. 1946-yilda E.L. Andronikashvilli tomonidan o'tkazilgan tajriba ikki suyuqlikli modelning to'g'riligini tasdiqladi. Bu tajribaning sxemasi 11.8-rasmda keltirilgan.



11.8-rasm

Alyuminiy folgadan yasalgan juda yupqa disklar to'plami (qalinligi 0,0015 sm) bir o'qda bir xil masofada (0,021 sm oralig'ida) ketma-ket joylashtirilgan bo'lib, elastik ipga osilgan va geliy-II da burama tebranma harakat qiladi. Disklarning tebranishiga geliy-II ning normal komponentasi asosiy sabab bo'lib, o'ta oquvchan komponenta bu tebranishlarga ta'sir ko'rsatmaydi. $T > T_1$ bo'lganda, bu tebranishlarda butun suyuqlik qatnashadi. λ nuqtadan o'tganda tebranishlar davri keskin kamayadi, bu esa geliy-II da o'ta oquvchan komponentaning paydo bo'lganligi bilan tushuntiriladi. Temperaturaning keyingi pasayishlarida ham tebranish davrining uzluksiz kamayishi davom etadi. Tebranish davrini o'lchash bilan turli temperaturalarda ρ_n/ρ va ρ_s/ρ normal va o'ta oquvchan komponentalarning nisbiy miqdorlarini aniqlash mumkin bo'ldi. Natijalar 11.9-rasmda grafik ko'rinishida keltirilgan.

Grafikdan ko'rinadiki, absolyut nol temperaturada faqat o'ta oquvchan komponenta bo'ladi. Temperatura ortishi bilan uning miqdori kamaya boradi (ρ_n/ρ egri chizig'i pastga tusha boradi). ρ_s/ρ nolga aylangan temperatura geliy-II ning geliy-I ga o'tish nuqtasi bo'ladi. Shunday qilib, suyuq geliyda fazaviy o'tish suyuqlikning o'ta oquvchan qismining yo'qolishi yoki paydo bo'lishi bilan bog'liqdir. Lekin bunday yo'qolish yoki paydo bo'lish asta-sekin boradi, ya'ni λ nuqtada ρ_s/ρ chegaraviy qiymatni $\rho_s/\rho = 1$ oladi. Shuning uchun o'tish ikkinchi darajali fazaviy o'tish bo'ladi. Bayon qilingan nuqtai nazarga ko'ra, geliy-II ning tor kapillyar orqali oqishida yopishqoqlik kuzatilmaydi. Bu esa idishdan suyuqlikning ishqalanishga ega bo'lmagan o'ta oquvchan qismining oqishi va



11.9-rasm

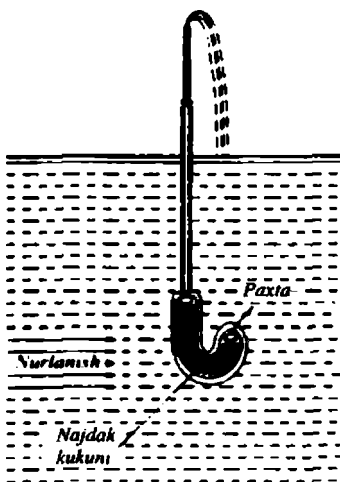
suyuqlikning normal qismining idishda ushlanib qolishi, uning yopishqoqligiga xos bo'lgan juda ham kichik tezlik bilan oqishi bilan bog'liqdir. Geliy-II da burama tebranishlar qilayotgan disk suyuqlikning normal qismida ishqalanib tormozlanadi. Shu sababdan yopishqoqlikning oxirgi qiymati hosil bo'ladi. Shunday qilib, kapillyarlardagi oqimni kuzatishlardagi tajribalarda geliy-II ning o'ta oquvchan qismining mavjudligi aniqlandi. Disk tebranishlarini kuzatish tajribalarida esa geliy-II ning normal qismining mavjudligi kuzatildi. Geliy-II da kuzatiladigan ba'zi bir hodisalarini ko'rib chiqaylik. Geliy-II solingan ikki idish bir-biri bilan tor kapillyar orqali ulangan. Bu yerda kapillyar vazifasini maydalangan najdak kukuni bilan to'ldirilgan trubka bajargan. Kukun zarralari orasida har xil qalinlikdagi (~100 nm) kanallar bo'lib, bu kanallarda geliyning o'ta oquvchan qismi oqadi. Dastlab geliy solingan idishlar temperaturasi bir xil bo'lib, geliy sathlari har xil bo'lsa, geliyning o'ta oquvchan qismining bir idishdan ikkinchi idishga oqishi boshlanadi. Bunda geliy oqib chiqayotgan idishda temperatura ko'tariladi va geliy oqib kirayotgan idishda temperatura pasayadi. Bu hodisa *mexanotermik* yoki *mexanokolorik effekt* deyiladi. Bu hodisa geliy-II ning o'ta oquvchan qismining issiqlik olib o'tmasligi bilan tushuntiriladi. Shuning uchun geliy-II oqib chiqayotgan idishda ichki energiya o'zgarmaydi, undagi suyuqlikning umumiy miqdori esa kamayadi. Massa birligiga katta miqdorda ichki energiya to'g'ri keladi, bu esa temperaturaning ortishiga olib keladi. Aksincha, geliyning o'ta oquvchan qismi oqib kirayotgan ikkinchi idishda geliy-II ning solish-tirma ichki energiyasi kamayadi, shuning uchun bu idishda temperatura pasayadi.

Termomexanik effekt deb ataladigan teskari effekt ham mavjud. Bu hodisani kuzatish uchun quyidagi tajriba o'tkazilgan. Ikki idishga geliy-II solingan bo'lib, idishlar tor kapillyarlar bilan tutashtirilgan. Dastlab har ikki idishda temperatura va suyuqlik sathlari bir xil bo'lgan. Idishlardan hiri qizdirilganda, bu idishda o'ta oquvchan komponenta miqdori kamayadi, normal komponenta esa ko'payadi. Temperatura muvozanat buziladi. O'ta oquvchan komponentaning sovuq idishdan issiqroq idishga oqishi orqali mexanik muvozanat tiklanadi. Bunday jarayon mexanikotermik effekt natijasida har ikki idishda temperaturalar farqi ortadi. Bunda normal komponenta

oqimda qatnashmaydi. Idishlardaga temperaturalar tenglashuvi mexanik muvozanat hosil bo'lishiga qaraganda juda sekin boradi. Temperaturalari tenglashmaguncha temperaturasi past idishdagi geliy sathi temperaturasi yuqori bo'lgan idishdagi geliy sathidan past bo'ladi. Shunday qilib, geliy-II temperatura farqi bo'lganda o'ta oquvchan qismining temperatura farqiga teskari tomonga oqishi kuzatiladi. Bu hodisa termomexanik effekt deyiladi. Termomexanik effektga geliy-ning favvoralanishi misol bo'lishi mumkin. Geliyning favvoralanishi 1938-yilda Allen va Jonson tomonidan kuzatilgan (11.10-rasm).

Qumqog'oz kukuni bilan zich to'ldirilgan trubkaning keng uchi geliyli vannaga tushiriladi, ikkinchi tor uchi esa vertikal kapillyarga ulangan. Qumqog'oz kukuni yoritilganda (cho'ntak fonari bilan yoritish mumkin) u qiziydi va o'ta oquvchan oqim geliy solingan vannadan trubkaga shunday tezlik bilan ko'tariladiki, kapillyardan geliy-II 30–40 sm yuqorigacha ko'tarilib fontan bo'lib oqadi.

Yana shunday bir tajribani ko'raylik, suyuq geliyga tushirilgan jism sirtida to'yingan bug' bosimida qalinligi 30 nm yoki 100 atom qatlami bo'lgan yupqa pardalar hosil bo'ladi. Bunday pardalar hosil bo'lishi boshqa suyuqliklarda ham kuzatiladi (masalan, kerosinda).



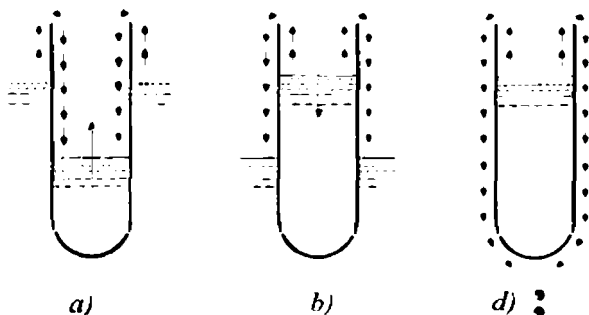
11.10-rasm

Lekin geliy-II yopishqoqlik bo'lmaganligi uchun o'ta oquvchan qismi tor kanallar bo'ylab parda ichkarisiga oqadi. Bu hodisa 1922-yilda Kamerling-Onnes tomonidan kuzatilgan. Natijada geliy-II solingan vannaga tushirilgan bo'sh probirka suyuqlik bilan to'la boshlaydi (11.11a-rasm). Probirkaning to'lishi probirka va vannadagi suyuqliklar sathi baravrlashguncha davom etadi. Probirka vannadan ko'tarilgach bo'shay boshlaydi (11.11b-rasm). Toki probirka vannadagi suyuqlik sirtidan butunlay ko'tarilguncha davom etadi. Probirkaning tashqi sirtidan vannaga tomadigan tomchilar hosil bo'ladi (11.11d-rasm).

Bu tajribalarda geliy-II sifon sifatida ishlaydi. Geliy-II ning o'ta oquvchan qismini harakatga keltiruvchi kuchni asosan parda oxiridagi gravitatsion potentsiallr farqi vujudga keltiradi. Geliy-II ning o'ta oquvchan qismining tezligi 20 sm/s ni tashkil qiladi. Geliy-II ning normal qismi o'zining yopishqoqligi tufayli pardada harakatsiz qoladi.

V. Keyezom va uning qizi A. Keyezom 1935-yilda geliy-I ning geliy-II ga o'tishi issiqlik o'tkazuvchanlikning keskin ortib ketishi (taqriban 106 marta) bilan sodir bo'lishini kuzatganlar. Geliy-II ning issiqlik o'tkazuvchanligi issiqlikni eng yaxshi o'tkazuvchi metallarnikidan ham yuz martadan ko'proq ortiq. Bundan tashqari, geliy-II da issiqlik oqimi temperaturalar farqiga proporsional emas, shuning uchun geliy-II da issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti to'g'risida mulohaza yuritish mumkin emas.

P.L. Kapisa geliy-II ning issiqlik berishidagi anomaliya sababi uning o'ta oquvchanligi natijasi ekanligini ko'rsatdi. Geliy-II dagi issiqlik berish konvektiv xarakterga egadir. Geliy-II da o'ta oquvchanlik va normal oqimlarining mavjudligini 1941-yilda P.L. Kapitsa tajribada kuzatdi. Tissa ikki suyuqlikli model asosida geliy-II da ikkinchi tovushning mavjudligi g'oyasini taklif qildi. Uning bu g'oyasi Landau tomonidan ishlab chiqildi va 1946-yilda V.P. Peshkov tomonidan tajribada kuzatildi. Oddiy suyuqlikda tebranishlarning tarqalishi tovushni hosil qiladi. Bunday to'lqinlar geliy-II da ham tarqalishi mumkin, bunda hosil bo'ladigan tovushlar birinchi tovushlar bo'ladi. Geliy-II da $T=0$ bo'lganda, birinchi tovushning tarqalish tezligi 239 m/s ni tashkil qiladi, bu tezlik temperatura

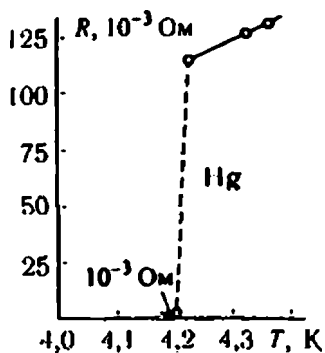


11.11-rasm

ortishi bilan kamayadi. Birinchi tovush to'liqida o'ta oquvchan va normal qismlar har bir vaqt oralig'ida bir tomonga siljiydi, ya'ni bir xil fazada harakatlanadi. Lekin, agar geliy-II da temperaturalar farqi hosil qilinsa, temperaturalar konveksiya yo'li bilan tenglasha hoshlaydi. Bunda o'ta oquvchan va normal qismlar qarama-qarshi tomonga harakat qilgani uchun, geliy-II ning to'liq zichligi o'zgar-may qoladi va impulsning to'liq oqimi $j = \rho_1 g_1 \rho_2 g_2$ nolga teng bo'ladi. Geliy-II ning o'ta oquvchan va normal qismlari qarama-qarshi fazalarda tebranadi. Normal qism issiqlik olib o'tadi, o'ta oquvchan qism issiqlik olib o'tmaydi. Ko'rilayotgan holda temperatura to'liqini hosil bo'ladi, bunda zichlik o'zgar-maydi, balki temperatura o'zgaradi. Temperaturaning bunday o'zgarishi ikkinchi tovush deb atalgan. Ikkinchi tovushning tezligi temperaturaga kuchli bog'liq. $T=0$ bo'lganda ikkinchi tovush tezligi 139 m/s, $T=T_c$ bo'lganda, bu tezlik nolga aylanadi. Landau nazariyasiga asosan, $T=0$ da ikkinchi tovush tezligi birinchi tovush tezligidan $\sqrt{3}$ marta kichik bo'ladi (tajriba natijalariga asosan).

11.5-§. O'ta o'tkazuvchanlik

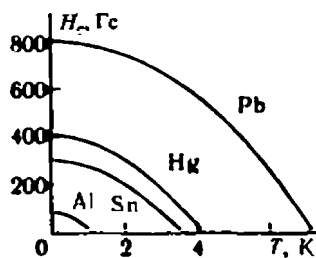
O'ta o'tkazuvchanlik deb, moddaning elektr o'tkazish qarshiligi nol bo'lgan holatga o'tishi hodisasiga aytiladi. Bunday hodisa 1911-yilda niderlandiyalik fizik X.Kamerling – Onnes tomonidan kashf etildi. Kamerling – Onnes 4,2 K temperaturada simobning qarshiligi keskin pasayishini kuzatdi,



11.12-rasm

lekin u 3 K temperaturada ham simob qarshiligi mavjudligini aniqlay olmagan edi. Modda qarshiligi (R) va temperaturasi (T) orasidagi bunday bog'lanish 11.12-rasmda tasvirlangan. Hozirgi vaqtda o'ta o'tkazuvchanlik holatda o'ta o'tkazuvchilar solishtirma qarshiligi $10^{-21} \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ dan kichik, ya'ni uy temperaturasida misning qarshiligidan 10^{17} marta kichikligi aniqlangan. 11.12-rasmdan ko'rinadiki, normal holatdan o'ta o'tkazuvchanlik holatga

o'tishda ma'lum bir temperaturada juda keskin o'tiladi, bunday temperatura *kritik temperatura* (T_c) deyiladi. Termodinamika nuqtai nazaridan bunday o'tish ikkinchi turdagi fazaviy o'tishdir, chunki bu o'tish elektron holatlarining qayta tuzilishi bilan bog'liq. O'ta o'tkazuvchanlik kashf qilingandan so'ng, o'tkazuvchanlikni faqat moddani qizitish bilan emas, balki magnit maydoniga joylashtirish bilan ham buzish mumkinligi aniqlandi. Normal holatdan o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish yuz beradigan magnit maydon *kritik maydon* deb ataldi. Kritik maydonning temperaturaga bog'liqligi quyidagi empirik formula orqali ifodalanadi:

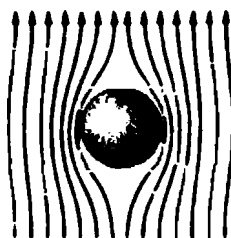


11.13-rasm

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (11.25)$$

$T=0$ K bo'lganda, kritik maydon maksimal bo'ladi va kritik temperaturaga yaqinlashgan sari kamayib boradi. Ba'zi bir o'ta o'tkazuvchan metallar uchun kritik magnit maydonning temperaturaga bog'liqligi 11.13-rasmda keltirilgan.

O'ta o'tkazuvchanlikni tadqiq qilishda 1933-yil ahamiyatli davr hisoblanadi. Bu davrda nemis fizigi V.Meyssner va R.Oksenfeld birinchi marta kritik temperaturadan past temperaturada magnit maydoni to'liq ravishda o'ta o'tkazuvchilardan siqib chiqarilishini aniqlashdi. Bunday hodisa *Meysner effekti* deyiladi. 11.14-rasmda bu effekt o'ta o'tkazuvchi shar misolida tasvirlangan: o'ta o'tkazuvchanlik temperaturasidan past temperaturada o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishda magnit maydoni kuch chiziqlari to'liq ravishda shardan siqib chiqara oladi. O'ta o'tkazuvchanlik holati moddaning fundamental xossasi hisoblanadi, bunday holat 11.5-rasmda ko'rsatilgan. Rasmda magnit tabletkasi o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega bo'lgan idish ustida suzishi tasvirlangan. Tabletkaning magnit



11.14-rasm



11.15-rasm

maydoni o'ta o'tkazuvchan idishning yupqa qatlamida elektr tokini hosil qiladi. O'z navbatida bu tok magnit tabletkasi maydoniga qarama-qarshi bo'lgan magnit maydonini va idish materiali ichida kompensatsiya bo'ladigan magnit maydonini yuzaga keltiradi. Shunday qilib, magnit maydoni to'liq ravishda o'ta o'tkazuvchidan siqib

chiqariladi, magnit tabletkasi esa xususiy magnit maydoni kuch chiziqlari tepasida «muallaq» turadi. Namuna ichidagi magnit maydoni induksiyasi B , tashqi maydon kuchlanganligi H va magnitlanish maydoni kuchlanganligi I larning yig'indisiga teng bo'lganligi sababli, o'ta o'tkazuvchilarda $I = -H$ va $B = 0$ bo'lganligi sababli, ular ideal diamagnitlar hisoblanadi.

O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasida 1950-yilda nazariyotchi fiziklar V.A. Ginzburg va L.D. Landaular ahamiyatga molik ishlar qildilar. Bu ishlar II turdagi fazaviy o'tishlardagi hodisalarning kvant tabiatini hisobga olgan holda rivojlantirilgan fenomenologik nazariya edi. 1957-yilda A.A. Abrikosov Ginzburg — Landau nazariyasi asosida II turdagi o'ta o'tkazuvchilar nazariyasini ishlab chiqdi. Bu bilan 1937-yilda L.V. Shubnikov tomonidan o'ta o'tkazuvchi qotishmalarda kuzatilgan magnit maydonining qisman singishi va bu holda qarshilik nol bo'lishi hodisasi tushuntirildi. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining mexanizmi 1957-yilda amerikalik olimlar Dj.Bardin, L.Kuper va Dj.Shriffer (BKSH nazariyasi) va rus olimi N.N. Bogolyubovlarning nazariy ishlaridan so'ng tushunarli bo'ldi. BKSh nazariyasida yangi prinsipial taklif berildi: o'ta o'tkazuvchilarda o'tkazuvchanlik elektron-fonon o'zaro ta'siri bilan juftlashgan elektronlar, ya'ni kuper juftliklari harakati tufayli hosil bo'ladi. Nazariyaning rivojlanishi o'ta o'tkazuvchanlik fizikasidagi asosiy tajriba natijalarini tushuntirdi va yangi effektlarning mavjudligini ko'rsatdi.

1961-yilda o'ta o'tkazuvchanlikda yana bir muhim yangilik aniqlandi: o'ta o'tkazuvchi silindrlarda magnit oqimining kvantlanishi hodisasi kuzatildi. 1962-yilda ingliz fizigi B. Josefsen ikki o'ta

o'tkazuvchi orasiga qo'yilgan izolyator modda — oksidlar orqali tunnel o'tishi sodir bo'lishini nazariy bashorat qildi. Bu hodisa «kuchsiz o'ta o'kazuvchanlik» deb nom oldi. Agar ikkita o'ta o'tkazuvchini ajratib turgan yupqa (10Å tartibda) izolyator qatlami orqali o'tadigan tok i ning kritik qiymati ic dan katta bo'lmaganda, kontaktda kuchlanish tushishi bo'lmaydi (bu hodisa Djozefsonning stasionar effektidir). $i > i_c$ bo'lgan holda kontaktga kuchlanishning tushishi sodir bo'ladi, bu vaqtda kontakt elektromagnit to'lqinlar nurlaydi (bu hodisa Djozefsonning nostatsionar effektidir). Bunday aytilgan bashoratlardan bir yil o'tgandan so'ng tajribada birinchi effekt, keyinchalik 1965-yilda ikkinchi effekt ochildi.

1986-yilda, ya'ni o'ta o'tkazuvchanlik ochilgandan 75 yil keyin ko'p yangiliklar qilindi. O'ta o'tkazuvchanlik holatda bo'la oladigan 40 turdagi metallar ma'lum bo'ldi. Bu metallarning kritik temperaturasi 0,012 K dan (volfram uchun), 11,3 K (texnitsiy uchun)gacha bo'lgan oraliqda yotadi. Toza metallardan tashqari, bir necha yuzlab o'ta o'tkazuvchan birikmalar va qotishmalar ma'lum. Ko'pincha birikmalarda komponentalardan birortasi ham o'ta o'tkazuvchan bo'lmaydi, masalan, CoSi_2 , CuS birikmalarda. Shu vaqtgacha maksimal kritik temperaturaga ega bo'lgan birikmalarga Nb_3Ge , Nb_3Sn , V_3Si lar kiradi. Bu birikmalar mos holda 23,2, 18 va 17 K temperaturalarda o'ta o'tkazuvchanlik holatga o'tadi (Nb_3Ge da o'tish temperaturasi plyonkada hosil qilingan, og'ir namunada kritik temperatura 15 K atrofida). Ba'zi bir elementlar va birikmalarning o'ta o'tkazuvchanlik xususiyatlari 11.2 va 11.3-jadvallarda keltirilgan.

11.2-jadval

Ko'proq tarqalgan ba'zi bir texnik materiallarning kritik temperaturasi va maksimal kritik magnit maydoni

Modda	T_c , K	H_{c2} , Tl; $T=4,2$ K bo'lganda
Nb_3Sn	18,0	22
NbZr	10	8,8
NbTi	10	10
Nb_3Ge	15	22

**Ba'zi bir elementlarning kritik temperaturasi va
kritik magnit maydoni**

Element	T, K	H., 10 ⁴ Tl	Element	T, K	H., 10 ⁴ Tl
Al	1,19	105	Pb	7,2	803
Be	0,026		Sn	3,72	308
Cd	0,55	29,6	Ta	4,46	831
Ga	1,09	58,9	Ti	0,42	56
Hg	4,15	390	Tl	2,39	179
In	3,4	289	V	5,46	1167
La	4,88	808	W	0,015	1,07
Mo	0,92	98	Zn	0,85	52,5
Nb	9,3	1980	Zr	0,55	47,7

O'ta o'tkazuvchanlik sohasidagi tadqiqotlar rivojlanishi tahlil qilinganda, quyidagi tendensiya yaqqol ko'rinadi: dastlab oddiy metallarning (Hg, Pb, Hb), keyinchalik ikki karrali (Nb₃Sn, Nb₃Ge) va uch karrali (Nb₃(Al,Ge)) birikmalarning o'ta o'tkazuvchanligi o'rganilgan. O'ta o'tkazuvchanlikni bunday ketma-ketlikda o'rganish oddiy metallar o'rganilishining mantiqiy davomi deyish mumkin. Nb₃Ge birikmasi uchun kritik temperatura $T_c=23,2$ K. O'ta o'tkazuvchanlikning mavjud bo'lishida temperatura intervali faqat suyuq vodorodning qaynash temperaturasiga (20,3 K) va suyuq neonning qaynash temperaturasiga (27,1 K) yaqinlashadi. Haqiqatda esa materiallarni o'ta o'tkazuvchan holatga o'tkazish uchun juda qimmat turadigan va ishlatishda texnik qiyinchiliklar tug'diradigan xladoagent – suyuq geliydan foydalaniladi. Kritik temperaturaning (T_c) chegaraviy qiymati suyuq azotning qaynash temperaturasi (77 K) hisoblanadi. Suyuq azot arzon va qulay xladoagent bo'lib, sanoatda katta miqdorda ishlab chiqariladi.

1986-yilda I.G. Bednors va K.A. Myullerlar tomonidan yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchilar ochildi. Ularning kritik temperaturasi suyuq azotning qaynash temperaturasidan yuqori. Bunday birikmalarning asosi mis oksidlaridir, shuning uchun ular ko'pincha kupratlar yoki metall oksidlari deb aytiladi. Metall oksidli o'ta o'tkazuvchilar tadqiq qilinganda va shu yo'nalishda yangi o'ta o'tkazuvchi materiallar ochilishida Bednors va Myullerlar kashfiyotidan so'ng

butun dunyo ilmiy jamoatchiligi qo'shildi. 1987-yilda $YBa_2Cu_3O_7$ keramikasida o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish temperaturasi 92 K ga yetdi. Keyinchalik o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish temperaturasi talliy birikmalarida 125 K gacha ko'tarildi. Oxirgi o'n yilda yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar ustida olib borilgan izlanishlar natijasida simob birikmalarida eng yuqori kritik temperatura ~145 K ga erishildi.

11.6-§. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar

Hozirgi vaqtda yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlarga mis oksidlariga asoslangan va azot temperaturasi sohasida o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish temperaturasiga ega bo'lgan birikmalar kiradi. Hozir 20 dan ortiq yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar aniq, ular turli metallar kupratlari bo'lib, aytilishda asosiy metall nomi bilan ittriyli yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar deyiladi. Masalan, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, $T_c \approx 90$ K – ittriyeyli yuqori temperaturali o'ta o'tkazgich, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, $T_c \approx 95$ K – vismutli, $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$, $T_c \approx 110$ K – talliyli, $HgBa_2CaCu_2O_6$, $T_c \approx 125$ K – simobli o'ta o'tkazgichlar deyiladi.

Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar ikkinchi turdagi tipik o'ta o'tkazuvchilar vakili bo'lib, ular uchun london uzunligining kogerent uzunligiga nisbati katta qiymatga (bir necha yuz tartibda) ega. Shuning uchun ikkinchi kritik magnit maydoni H_{c2} juda katta qiymatga ega bo'ladi, jumladan Bi-212 uchun taqriban 400 Tl, H_{c1} uchun esa bir necha yuz ersted ($1 \text{ e} = 10^{-4} \text{ Tl}$). 11.4-jadvalda kupratli oilalar ayrim tipik vakillarining parametrlari keltirilgan.

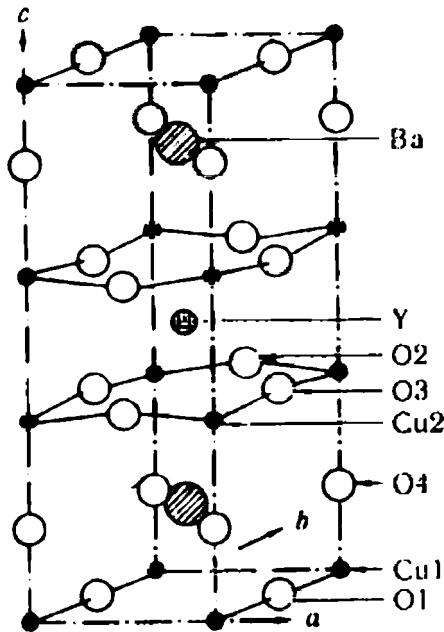
Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgich monokristallarida quyi kritik magnit maydonidan katta bo'lgan magnit maydonlarida hamma vaqt ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichlarga xos uyurmali strukturalarning mavjudligi kuzatiladi.

Oksidli o'ta o'tkazgichlar tarkibiga odatda 4–5 xil atomlar kiradi, elementar kristallografik yacheykaga esa 20 ga yaqin turli atomlar kiradi. Amalda barcha yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchilar Cu va O atomlardan iborat tekislikli perovskit tipidagi qatlamli strukturaga ega. 11.16-rasmda keng tarqalgan yuqori temperaturali

Yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchi materiallarning
parametrlari

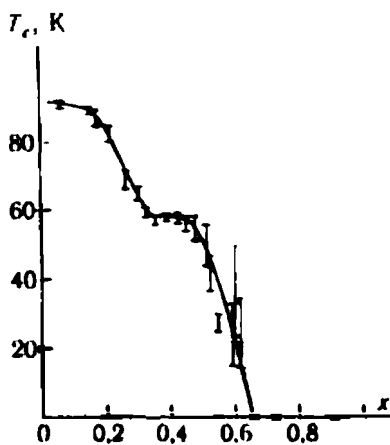
Birikmalar	T_c , K	CuO- qatlam soni	$\lambda_{a,b}$, nm	λ_c , nm	ξ_a , nm	ξ_c , nm
$\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$	40	1	80	430	3,7	0,7
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	95	2	27	180	3,1	0,4
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	95	2	25	500	3,8-1,8	0,2
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	115	3	<25	>500	3	<0,2

tipik o'ta o'tkazuvchi – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ittriyl birikmaning kristallografik struktura-rasi tasvirlangan. Strelka bilan o'tkazuvchi tekisliklar Cu–O holati ko'rsatilgan.



11.16-rasm

O'ta o'tkazuvchanlikda kislorodning mavjudligi muhim o'rin tutadi. Kislorod atomlari ikkita turli pozitsiyani egallashi mumkin: CuO_2 tekisliklarida (bu pozitsiyalar hozir O3 ko'rinishda belgilanadi) va CuO zanjirida (O1 ko'rinishda belgilanadi), buni 11.16-rasmda ko'rish mumkin. Zanjirda kislorod atomlarining kimyoviy bog'lanishi kuchli emas, termik ishlovda ular kristaldan chiqishi mumkin, zanjirda esa vakansiya (teshiklar) hosil bo'ladi, bu esa strukturaviy o'zgarishlarga olib keladi.



11.17-rasm

Masalan, ittriyli kupratda ($x=7$ – kislorod atomlarining soni) mis zanjirining kislorod bilan to'liq to'lishiga ortorombik struktura mos keladi, kislorod atomlari yetarli bo'lmagan holda tetragonal struktura mos keladi (O1 panjara $x=6$). 11.17-rasmda $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ – ittriyli kuprat kritik temperaturasining undagi kislorod miqdori x ga bog'liqligi ko'rsatilgan.

Ko'p sondagi tajribalar natijalari kislorodli tekisliklar kristallografik panjaralarda asosiy obyekt ekanligini tasdiqlaydi. Kislorodli tekisliklar oksidli birikmalarning o'tkazuvchanligini va ularda yuqori temperaturalarda o'ta o'tkazuvchanlikning hosil bo'lishini ta'minlaydi.

Nazorat savollari

1. Qanday jismlarga qattiq jismlar deyiladi va ular necha xil bo'ladi?
2. Kristallar qanday turlarga bo'linadi?
3. Qanday kristallar ionli kristallar deyiladi va ionlar orasida qanday bog'lanish bor? Misollar keltiring.
4. Atomli kristallar qanday tuziladi va atomlar orasida qanday bog'lanish mavjud bo'ladi?
5. Kristall panjara davrini qanday tushunasiz?

6. Kristallarda bog'lanish turlari necha xil bo'ladi?
7. Vodород atomi orqali qanday zaryadlangan atomlar orasida bog'lanish vujudga keladi va bog'lanish qanday bog'lanish deyiladi?
8. Metall bog'lanishdagi elektron gazini qanday tushunasiz?
9. Metallarning o'tkazuvchanligini qanday elektronlar hosil qiladi?
10. Molekulyar bog'lanishni tushuntiring.
11. Dyulong va Pti qonunining mohiyati nimadan iborat va bu qonun qaysi temperaturalarda o'rinni?
12. Kvant nazariyasida atomning har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya qanday formula bilan ifodalanadi?
13. Qattiq jismlar issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liqmi? Past temperaturalarda issiqlik sig'imi qanday bo'ladi?
14. Qattiq jismlar issiqlik sig'imining temperaturaga qarab o'zgarishi qaysi formula bilan ifodalanadi va bu formula qaysi olimning nomi bilan ataladi?
15. Past temperaturalarda, ya'ni $h\nu \gg kT$ bo'lgan holda molyar issiqlik sig'imi c_p qanday formulada aniqlanadi?
16. Xarakteristik temperatura qanday temperatura va u qaysi formula bilan aniqlanadi?
17. Fonon nima? Fonon energiya va impulsiga egami?
18. Qattiq jismlar atomlarida qanday energetik zonalar mavjud bo'ladi?
19. Qattiq jismlar spektri qanday hosil bo'ladi va u qanday ko'rinishda bo'ladi?
20. Qanday holda modda absolyut nolda qattiq holatga o'tmaydi?
21. Geliy absolyut nol temperaturada qanday holatda bo'ladi va uni qattiq holda ham hosil qilish mumkinmi?
22. Moddaning qanday holatga o'tishida o'ta o'tkazuvchanlik sodir bo'ladi?
23. Kritik temperatura qanday temperatura?
24. Kritik magnit maydon deb qanday maydonni tushunasiz?
25. Kritik temperaturalarga ega bo'lgan hirikmalarga qaysi birikmalar kiradi?
26. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchilar qachon va kimlar tomonidan ochildi?
27. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlarga qanday birikmalar kiradi?
28. Eng yuqori kritik temperatura qanchaga teng?

1-ILOVA

Mikrodunyoda fizik kattaliklar o'lchamlari. Mikrodunyo hodisalarini tekshirishlar ko'rsatadiki, atomlar va boshqa elementar zarralar bo'ysinadigan qonunlar mikrodunyo qonunlaridan farq qiladi. Bu esa ma'lum darajada tezlik, energiya, uzunlik va boshqa fizik kattaliklar o'lchamliklarining boshqa masshtabga o'tishi bilan bog'liqdir. Lekin buni makrodunyo va mikrodunyo qat'iy chegara bilan ajratilgan, mikrodunyo boshqa qonunlar, makrodunyo yana boshqa qonunlar ta'sir qiladi deb tushunmaslik kerak. Mikrodunyo ta'sir qiladigan barcha qonunlar makrodunyo ham ta'sir qiladi, lekin tekshiriladigan namunalar masshtabi boshqa bo'lgani uchun bu qonunlarning shakli, foydalanishlari o'zgaradi va mikrodunyo qonunlariga o'tadi. Mikrodunyo fizik kattaliklarning o'lchamliklari masshtabini qarab chiqaylik.

Uzunlik. Atom o'lchami 10^{-8} sm ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ sm} = 10^{-10} \text{ m}$) yoki 10^{-10} m tartibidadir. Bu kattalik atomning tashqi elektron orbitasi radiusini ifodalaydi. Yuz million atomni bir qatorga joylashtirsa $1 \text{ sm} = 10^{-2}$ m uzunlikni egallaydi. Yadroning o'lchami ($10^{-12} \pm 10^{-13}$) sm yoki ($10^{-14} \pm 10^{-15}$) m tartibidadir. $10^{-13} \text{ sm} = 10^{-15} \text{ m}$ uzunlik bir Fermi deb qabul qilingan. Ya'ni,

$$1 \text{ Fermi} = 10^{-15} \text{ m}$$

yoki

$$1 \text{ Fermi} = 10^{-13} \text{ sm.}$$

Hozirgi kungacha o'tkazilgan tajribalarda 0,1 Fermi yoki $10^{-14} \text{ sm} = 10^{-16} \text{ m}$ gacha bo'lgan uzunlikni o'lchashga muvaffaq bo'lingan. Demak, mikrodunyo uzunlik Fermi birliklarida o'lchanadi.

Energiya. Atom va yadro tadqiqotlarida energiyaning o'lchov birligi sifatida elektronvolt (eV), kiloelektronvolt (keV), megaelektronvolt (MeV) va gigaelektronvolt (GeV) birliklari ishlatiladi.

Bir elektronvolt elektron elektr maydonida potentsiallari farqi bir volt bo'lgan ikki nuqta orasida harakatlanganida olgan energiyasidir. Bir elektronvolt energiya va ish birliklari orasidagi bog'lanishlarni ko'raylik. Elektr maydonda zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishi quyidagicha aniqlanadi:

$$A = qU, \tag{1}$$

q – elektron zaryadi. O'lchov birligi SI – sistemasida Kulon. Zaryad kattaligi

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl.}$$

$$1 \text{ Kl} = 3 \text{ 109 SGSE zaryad birligi.}$$

$$U \text{ vaqtida: } q = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^9 = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE zaryad birligi.}$$

U – potentsiallar farqi, o‘lchov birligi SI sistemasida volt.

$$1 \text{ V} = \frac{1}{3 \cdot 10^9} \text{ SGSE} = \frac{1}{300} \text{ SGSE} \text{ potensial birligi.}$$

(1) formula asosida SGSE birliklar sistemasida:

$$1 \text{ eV} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} \cdot \frac{1}{300} \text{ SGSE} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

Demak, mikroduyoda energiya birliklari quyidagicha:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joul};$$

$$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV} = 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ Joul};$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Joul};$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV} = 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Joul.}$$

Bu birliklar asosida massa atom birligining energiya ekvivalenti-ni aniqlash mumkin:

$$1 \text{ m.a.b} = 931,5 \text{ MeV};$$

$$1 \text{ elektron massasi} = 0,511 \text{ MeV.}$$

Tezlik. Har qanday harakatlar tezligining mutlaq chegarasi yorug‘likning vakuumdagi tezligi hisoblanadi, ya‘ni:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s.}$$

Yorug‘lik tezligi bilan elektromagnit to‘lqinlar va massaga ega bo‘lmagan neytrino harakatlanadi. Massaga ega bo‘lgan boshqa elementar zarralar yorug‘lik tezligiga yaqin tezlikka ega bo‘lishi mumkin, lekin yorug‘lik tezligidan kichik. Masalan, protonning kinetik energiyasi 10^9 eV bo‘lganda, uning tezligi yorug‘lik tezligining 85% iga teng bo‘ladi. Mikroduyoda zarralar tezligi yorug‘lik tezligi bilan taqqoslanishi va unga yaqin bo‘lishi mumkin, bunday hol makroduyoda kuzatilmaydi. Yorug‘lik tezligi mikroduyoda tezliklar masshtabini belgilaydigan kattalik sifatida qabul qilinadi. Demak, mikroduyoda tezlik yorug‘lik tezligi ulushlari bilan o‘lchanadi.

Vaqt. Uzunlik Fermilarda, tezlik yorug‘lik tezligi ulushlarida o‘lchanadigan mikroduyoda hodisalar yuz beradigan vaqt masshtabi ham biz odatlangan vaqtdan farq qilish kerak. Agar 10 Fermi uzunlikni yorug‘lik tezligiga bo‘lsak, ya‘ni, zarra yorug‘lik tezligi bilan harakatlanib yadroni diametri bo‘yicha kesib o‘tishi uchun ketgan vaqti hisoblanrsa, quyidagi kattalik hosil bo‘ladi:

$$\frac{10 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 10^{10}} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ s,}$$

10^{-23} sekund yadro vaqti deb ham yuritiladi, bu bilan elementar zarralar mikroduyosida vaqt masshtabi aniqlanadi.

Massa. Massa zarralarning inertligini va gravitatsion xossalarini ifodalaydi. Massa orqali zarraaning zahira energiyasi aniqlanadi. Nisbiylik nazariyasiga asosan 9 tezlik bilan harakatlanayotgan jismning to‘liq energiyasi:

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

$v \ll c$ bo'lganda v/c daraja bo'yicha yoyib to'liq energiya uchun quyidagi ifoda hosil qilinadi:

$$E \approx \frac{m_0 v^2}{2} + m_0 c^2 \quad (3)$$

(3) ko'rinadiki, jismning to'liq energiyasi uning kinetik energiyasi va tinchlikdagi energiyasidan iborat tinchlikdagi massasi m_0 bo'lgan jism zahira E_0 hususiy energiyaga ega bo'ladi, bu energiya munosabat bilan ifodalanadi. Elementar zarralarning massa birligi sifatida elektronning tinchlikdagi massasi (m_e):

$$m_e = 9 \cdot 10^{-28} \text{g} = 9 \cdot 10^{-31} \text{kg}$$

qabul qilingan. Agar bu massa energetik birliklarda ifodalansa, elektron massasining energiyaga ekvivalentligi hosil bo'ladi:

$$1 \text{ elektron massa} = m_e c^2 = \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{1,6 \cdot 10^{-6}} = 0,511 \text{ MeV.}$$

Atom va yadro fizikasida atom va yadro massalari massaning atom birliklarida o'lchanadi. 1962-yilgacha massaning bir atom birligi qilib, kislorod ($^{16}_8\text{O}$) neytral atomi massasining 1/16 qismi qabul qilingan edi. 1962-yildan boshlab atom massasining yangi uglerod ($^{12}_6\text{C}$) shkalasi qabul qilindi. Bunda massaning bir atom birligi qilib uglerod ($^{12}_6\text{C}$) atomi massasining 1/12 qismi qabul qilindi. Massaning atom birligi qisqacha m.a.b ko'rinishida yoziladi. Bu birlik atom massasining xalqaro birligidir.

$$1 \text{ m.a.b} = 1/12^{12}\text{C massasi.}$$

Uglerod shkalasida vodorod atomining massasi 1,0078252, neytron massasi 1,0086654, elektron massasi 0,0005486 massa birligiga teng. Massaning atom birligini grammlarda ifodalash mumkin:

$$1 \text{ m.a.b.} = \frac{1}{16} \cdot \frac{16}{N_A} = \frac{1}{6,023 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{g,}$$

ya'ni, $1 \text{ m.a.b} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{g} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{kg.}$

Massaning bir atom birligining energiyaviy ekvivalenti ($m = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{g}$ va $c = 3 \cdot 10^{10} \text{sm/s}$), $E = mc^2 = 1,492 \cdot 10^{-3} \text{erg.}$

Harakat miqdor momenti. Harakat miqdor momentining kvant birligi qilib \hbar qabul qilingan.

Demak, $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27}$ erg·s yoki $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ J·s.

Atomdagi elektron bir \hbar yoki bir necha $\hbar - (n \cdot \hbar)$ harakat miqdor momentiga ega bo'lishi mumkin. Harakat miqdor momenti bir qiymatdan ikkinchi qiymatga o'tgandagi o'zgarishi juda kichik bo'ladi, bunday kichik o'zgarishni makrodunyo hodisalarida sezib ham kuzatib ham bo'lmaydi. Zarralarning harakat miqdor momentini oshirish uchun ularning tezligini oshirish kerak. Orbitadagi elektronning harakat miqdor momentini \hbar ga oshirish uchun uning tezligini ikki marta oshirish kerak bo'ladi.

2-ILOVA, AMALIJY MASHG'ULOTLAR MAVZULARI VA MASALALAR

1. Issiqlik nurlanishi

1.1. Quyosh qora jismdek nur sochadi deb qabul qilib, uning energetik yorituvchanligi M_p va sirtidagi temperatura T hisoblangin. Quyoshning gardishi Yerdan $\vartheta = 32'$ burchak ostida ko'rinadi. Quyosh doimiyi $C = 1,4$ kJ/(m²·s).
(Javob: 64,7 MVt/m²; 5,8 kK)

1.2. Eritish pechining ko'rish tuynugidan sochilayotgan energiya oqimi $\Phi_p = 34$ Vt. Agar tuynukning yuzasi $S = 6$ sm² bo'lsa, pechning temperaturasi T aniqlangin.
(Javob: 1 kK)

1.3. Qora jismning energetik yorituvchanligi $M_p = 10$ kVt/m² bo'ladigan temperatura T aniqlangin.
(Javob: 648 K)

1.4. $T = 0^\circ\text{C}$ temperaturada qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi ($M_{p,\tau_{\max}}$) qanday to'lqin uzunligiga mos keladi?
(Javob: 10,6 mkm)

1.5. $T = 400$ K temperaturada $t = 5$ min vaqt davomida qorakuyaning $S = 2$ sm² yuzali sirtidan $W = 83$ J energiya sochiladi. Qorakuyaning issiqlik nurlanish koeffitsienti ε aniqlangin.
(Javob: 0,9537)

1.6. Quyoshning yuqori qatlamlarining temperaturasi 5,8 kK ga teng. Quyoshni qora jism sifatida qabul qilib, Quyosh energetik yorqinligi spektral zichligining maksimumi ($M_{p,\tau_{\max}}$) ga mos keluvchi to'lqin uzunligi λ_m aniqlangin.
(Javob: 54 nm)

1.7. $T=600$ K temperaturada ko'mirning issiqlik nurlanish koeffitsientini $\varepsilon=0,8$ deb qabul qilib: 1) ko'mirning energetik yorituvchanligi M_e ; 2) $t=10$ min vaqt davomida ko'mirning $S=5$ sm^2 yuzali sirtida sochiladigan W energiya aniqlansin.

(Javob: $R_e=a_rGT^4=5,88$ kVt/ m^2 ; $W=R_eST=1,76$ kJ)

1.8. Qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{\lambda T})_{max}=4,16 \cdot 10^{11}$ (Vt/ m^2)/m. U qanday λ_m to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi?

(Javob: 1,45 mkm)

1.9. Qora jismning energetik yorituvchanligi M_e ikki marta o'sishi uchun uning termodinamik temperaturasini necha marta orttirish kerak?

(Javob: 1,19 marta)

1.10. Artur yorqin yulduzi energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{\lambda T})_{max}$ $\lambda_m=580$ nm to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi. Yulduz qora jismdek nur sochadi deb qabul qilib, uning sirtining temperaturasi T aniqlansin.

(Javob: 4,98 kK)

1.11. Energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{\lambda T})_{max}$ ko'rish spektrining ω qizil chegarasiga ($\lambda_1=750$ nm); b) binafsha chegarasiga ($\lambda_2=380$ nm) to'g'ri kelganda, qora jismning temperaturasi T qanday bo'ladi?

(Javob: 3,8 kK; 7,6 kK)

1.12. Agar pechning temperaturasi $T=1,2$ kK bo'lsa, yuzasi $S=8$ sm^2 bo'lgan eritish pechining tuynugidan $t=1$ min vaqtda sochiladigan W energiya aniqlansin.

(Javob: 3,65 kJ)

1.13. Qora jismning termodinamik temperaturasi T ikki marta ortganida energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumiga to'g'ri keluvchi λ_m to'lqin uzunligi $\Delta\lambda=400$ nm ga kamaydi. Boshlang'ich va oxirgi temperatura T_1 va T_2 lar aniqlansin.

(Javob: 3,62 kK; 7,24 kK)

1.14. Quyosh 1 minutda qancha miqdor energiya chiqaradi? Quyosh nurlanishi absolyut qora jism nurlanishiga yaqin deb hisoblansin. Quyosh sirtining temperaturasini 5800°K deb qabul qilinsin.

(Javob: $W=6,5 \cdot 10^{21}$ kVt·min)

1.15. Pechdagi 6,1 sm^2 o'lchamli teshikdan 1 sekundda 8,28 kal issiqlik nurlanadigan bo'lsa, pechning temperaturasi qancha? Nurlanish absolyut qora jism nurlanishiga yaqin deb hisoblansin.

(Javob: 1000 K)

1.16. Absolyut qora jismning nurlanishini quvvati 34 kVt. Jism sirti $0,6 \text{ m}^2$ bo'lsa, uning temperaturasi aniqlang.

(Javob: 1000 K)

1.17. Agar absolyut qora jism energetik yorituvchanligining maksimal spektral zichligi 4840 \AA to'liq uzunligi to'g'ri keladigan bo'lsa, absolyut qora jism 1 sekundda 1 sm^2 sirtidan qancha energiya chiqaradi?

(Javob: $W=7,35 \cdot 10^3 \text{ J}$)

2. Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari

2.1. Rux plastinkaga to'liq uzunligi $\lambda=220 \text{ nm}$ bo'lgan monoxromatik yorug'lik tushadi. Fotoelektronlarning maksimal tezligi aniqlansin.

(Javob: 760 km/s)

2.2. Fotoelektronlarning maksimal tezligi 10 Mm/s ga teng bo'lganda, muayyan metallning sirtiga tushayotgan ultrabinafsha nurlanishning to'liq uzunligi λ aniqlansin. Elektronlarning metalldan chiqish ishi hisobga olinmasin.

(Javob: 4,36 nm)

2.3. Litiy sirtiga monoxromatik yorug'lik tushadi ($\lambda=310 \text{ nm}$). Elektronlar emissiyasini to'xtatish uchun $1,7 \text{ V}$ dan kam bo'lmagan tutuvchi potentsiallar farqini qo'yish kerak. Chiqish ishi A aniqlansin.

(Javob: 2,3 eV)

2.4. Agar fotoeffektning qizil chegarasi $\lambda_0=307 \text{ nm}$ va fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi $T_{max}=1 \text{ eV}$ bo'lsa, foton energiyasining qanday hisssasi fotoelektronni urib chiqarishga sarflangan?

(Javob: 0,8)

2.5. Agar natriy uchun fotoeffektning qizil chegarasi $\lambda_0=500 \text{ nm}$ bo'lsa, elektronlarning natriydan chiqish ishi A aniqlansin.

(Javob: 2,49 eV)

2.6. $\epsilon=1,53 \text{ MeV}$ energiyali g-fotonlar bilan nurlantirilganda, metalldan uchib chiqqan fotoelektronlarning maksimal tezligi ϑ_{max} aniqlansin.

(Javob: 291 Mm/s)

2.7. γ -fotonlar bilan nurlantirilgan metallardan uchib chiqayotgan fotoelektronlarning maksimal tezligi $\vartheta_{max}=291 \text{ Mm/s}$. γ -fotonlarning energiyasi ϵ aniqlansin.

(Javob: 1,59 MeV)

2.8. To'liqin uzunligi $\lambda=55,8 \text{ pm}$ bo'lgan rentgen nurlari grafit plitkasidan sochiladi (Kompton hodisasi). Tushayotgan yorug'lik dastasining yo'nalishiga nisbatan $\theta=60^\circ$ burchak ostida sochilgan yorug'likning to'liqin uzunligi λ' aniqlansin.

(Javob: 57 pm)

2.9. 1) erkin elektronlarda; 2) erkin protonlarda Kompton sochilishida to'liqin uzunligining maksimal o'zgarishi aniqlansin.

(Javob: 1) 4,84 pm; 2) 2,64 fm)

2.10. $\varepsilon=0,4 \text{ MeV}$ energiyali foton erkin elektronda $\theta=90^\circ$ burchak ostida sochiladi. Sochilgan fotonning energiyasi ε' va sochuvchi elektronning kinetik energiyasi T aniqlansin.

(Javob: 0,224 MeV; 0,176 MeV)

2.11. Foton ($\lambda=1 \text{ pm}$) erkin elektronda $\theta=90^\circ$ burchak ostida sochildi. Foton o'z energiyasining qancha hissasini elektronga bergan?

(Javob: 70%)

2.12. Fotonning to'liqin uzunligi λ elektronning Kompton to'liqin uzunligi λ_0 ga teng. Fotonning energiyasi ε va impulsi P aniqlansin.

(Javob: 0,511 MeV; $27 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$)

2.13. Grafit rentgen nurlarini 60° burchak bilan sochsa (to'liqin uzunligi $2,54 \cdot 10^{-9} \text{ sm}$), kompton sochilishda rentgen nurlarining to'liqin uzunligi qanday bo'lgan?

(Javob: $\lambda_0=0,242 \text{ \AA}$)

2.14. Rentgen trubkasiga 1) 30 kV, 2) 40 kV va 3) 50 kV potentsiallar ayirmasi berilgan. Uzlüksiz rentgen spektrining qisqa to'liqin chegarasi topilsin.

(Javob: 1) 0,413 Å; 2) 0,310 Å; 3) 0,248 Å)

2.15. Rentgen trubkasiga berilgan kuchlanishning 23 kV ga kamayishi izlanayotgan to'liqin uzunligini 2 marta orttirishi ma'lum bo'lsa, uzlüksiz rentgen spektrining qisqa to'liqin chegarasi topilsin.

(Javob: 0,27 Å)

2.16. Rentgen trubkasi elektrodlariga 60 kV potentsiallar ayirmasi berilgan. Bu trubkadan olingan rentgen nurlarining eng kichik to'liqin uzunligi 0,194 Å ga teng. Bu ma'lumotlardan Plank doimiysi topilsin.

(Javob: $h=6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$)

2.17. Fotonga muvofiq keladigan to'liqin uzunlik 0,016 Å bo'lsa, uning energiyasi, massasi va harakat miqdorini toping.

(Javob: $\varepsilon=1,15 \cdot 10^{-13} \text{ J}$; $m=1,38 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$; $p_0=4,1 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$)

2.18. Foton massasi tinch turgan elektron massasiga teng bo'lishi uchun uning energiyasi qancha bo'lishi kerak?

(Javob: 0,51 MeV)

2.19. Litiy, natriy, kaliy va seziiy uchun fotoeffektning qizil chegarasini toping.

(Javob: $5,17 \cdot 10^{-7}$ m; $5,4 \cdot 10^{-7}$ m; $6,2 \cdot 10^{-7}$ m; $6,6 \cdot 10^{-7}$ m)

2.20. Muayyan metall uchun fotoeffektning qizil chegarasi 2750Å. Fotoeffektning vujudga keltiruvchi foton energiyasining minimal qiymati nimaga teng?

(Javob: $\epsilon=4,5$ eV)

2.21. To'liq uzunligi $\lambda=0,2$ Å bo'lgan rentgen nurlari 90° burchak bilan Kompton hodisasi bo'yicha sochiladi. 1) Rentgen nurlari sochilganda to'liq uzunligining o'zgarishini, 2) tepki elektron energiyasini, 3) tepki elektron harakat miqdorini toping.

(Javob: 1) $\Delta\lambda=0,024$ Å; 2) $W_e = \frac{hc\Delta\lambda}{\lambda_0\lambda} = 6,6 \cdot 10^3$ eV;

3) $p_e=4,4 \cdot 10^{-23}$ kg·m/s)

3. Zarralar va to'liqlar

3.1. Kinetik energiyasi: 1) 10 keV, 2) 1 MeV bo'lgan elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping.

(Javob: 1) $\lambda=0,122$ Å; 2) $\lambda=0,0087$ Å)

3.2. 20°C temperaturada ko'proq ehtimol tezlikda harakat qilayotgan vodorod atomi uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping.

(Javob: $\lambda=1,8$ Å)

3.3. 1) 1 V va 2) 100 V potentsiallar ayirmasida o'tgan elektronlar uchun de-Broyl to'liq uzunligi topilsin.

(Javob: 1) $\lambda=12,3$ Å; 2) $\lambda=1,23$ Å)

3.4. α -zarracha kuchlanganligi 250 V bo'lgan bir jinsli magnit maydonida 0,83 μm radiusli aylana bo'yicha harakat qiladi. Shu α -zarracha uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping.

(Javob: $\lambda=0,1$ Å)

3.5. Agar elektronning tezligi $\vartheta=1$ Mm/s bo'lsa, elektronning to'liq xususiyatini xarakterlovchi de-Broyl to'liq uzunligi λ aniqlansin. Shunday hisob-kitob proton uchun ham bajarilsin.

(Javob: 727 pm; 0,396 pm)

3.6. Elektron $v=200$ Mm/s tezlik bilan harakatlanadi. Elektron massasining uning tezligiga bog'liq ravishda o'zgarishi hisobga olingan holda de-Broyl to'liqin uzunligi λ aniqlansin.

(Javob: 2,7 pm)

3.7. Elektron uchun de-Broyl to'liqin uzunligi $\lambda=0,1$ nm bo'lishi uchun u qanday tezlantiruvchi potentsiallar farqi U ni o'tishi kerak?

(Javob: 150 V)

3.8. 1) 1 kV; 2) 1 MV – tezlantiruvchi potentsiallar farqidan o'tgan protonning de-Broyl to'liqin uzunligi λ aniqlansin.

(Javob: 907 fm; 28,6 fm)

3.9. Agar elektronning de-Broyl to'liqin uzunligi λ uning Kompton to'liqin uzunligi λ_c ga teng bo'lsa, elektron qanday tezlik bilan harakatlanmoqda?

(Javob: 212 Mm/s)

3.10. Vodorod atomining ikkinchi orbitasida turgan elektronning de-Broyl to'liqin uzunligi λ aniqlansin.

(Javob: 0,67 nm)

3.11. Asbob elektromagnit impulsning tarqalish tezligini qayd qildi. Asbob qanday tezlikni qayd qilgan – fazaviy tezliknimi yoki guruhynimi? Izohlab bering.

(Javob: Asbob guruhiy tezlikni qayd etdi)

3.12. Guruhiy tezlikning umumiy ifodasini bilgan holda norelyativistik va relyativistik hollar uchun de-Broyl to'liqinining guruhiy tezligi u topilsin.

(Javob: Har ikkala holda ham guruhiy tezlik, zarraning v tezligiga teng)

3.13. Harakatlanayotgan zarra koordinatasining noaniqligini de-Broyl to'liqin uzunligiga teng deb faraz qilib, shu zarra impulsining nisbiy noanikligi $\Delta p/p$ aniqlansin.

(Javob: 16%)

3.14. $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ noaniqliklar munosabatidan foydalanib, vodorod atomidagi elektronning eng pastki energetik sathi baholansin. Atomning chiziqli o'lchamlari $l=0,1$ nm deb qabul qilinsin.

(Javob: $E_{min}=2\hbar^2/(ml^2)=15$ eV)

4. Kvant mexanikasining asoslari

4.1. Tomson modeli asosida vodorod atomining radiusini va uning nurlanishining to'liqin uzunligini hisoblang. Vodorod atomini ionlashtirish energiyasi $E=13,6$ eV.

(Javob: $r=1,6 \cdot 10^{-8}$ sm; $\lambda=0,24$ mkm)

4.2. Tezligi $v=6 \cdot 10^6$ m/s bo'lgan protonlar dastasi kumush folgaga normal tushmoqda. Folganing qalinligi $d=1,0$ mkm. Protonlarning orqa yarim sferada sochilish ehtimoliyati topilsin.

(Javob: $W \approx 0,006$)

4.3. Geliy ionining (He^+) ikkinchi Bor orbitasida elektronning aylani-shining doiraviy chastotasi hisoblansin.

(Javob: $\omega = (m_e^4 / \hbar^3) Z^2 / n^3 = 2,07 \cdot 10^{10}$ rad/s.)

4.4. Uran atomi yadrosidan kinetik energiyasi $T=1,5$ MeV bo'lgan α -zarraning $\theta_1=60^\circ$ dan $\theta_2=180^\circ$ gacha bo'lgan burchaklar oralig'i-da sochilishiga tegishli bo'lgan effektiv kesimlar topilsin.

(Javob: $\Delta\sigma = \pi \left(\frac{q_1 \cdot q_2}{27} \right)^2 \left(\csc^2 \frac{\theta_1}{2} - \csc^2 \frac{\theta_2}{2} \right) = 7,3 \cdot 10^{-22} \text{ sm}^2$.)

4.5. Elektronning vodorod atomidagi uchinchi energetik sathdan birinchisiga o'tishida chiqariladigan foton energiyasi ε hisoblansin.

(Javob: 12,1 eV)

4.6. Vodorod spektri birinchi infraqizil seriyasining (Pashen seriyasi) eng katta λ_{\max} va eng kichik λ_{\min} to'lqin uzunliklari topilsin.

(Javob: 1,87 mkm; 820 nm)

4.7. Vodorod atomidagi ikkinchi va uchinchi orbitalarning radiuslari r_2 va r_3 hisoblansin.

(Javob: $r_m \approx 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2 / (me^2)$; $r^2=122$ pm; $r^3=477$ pm)

4.8. Elektronning vodorod atomining ikkinchi orbitasida aylanish chastotasi aniqlansin.

(Javob: $f = \frac{g}{2\pi r} = \frac{me^4}{32\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 n^3} = 8,19 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$)

4.9. Balmer seriyasidagi uchinchi spektral chiziqqa mos keluvchi to'lqin uzunligi λ aniqlansin.

(Javob: 434 nm)

4.10. $\varepsilon=16,5$ eV energiyali foton g'alayonlanmagan vodorod atomidan elektronni urib chiqardi. Atom yadrosidan uzoqda elektron qanday θ tezlikka ega bo'ladi?

(Javob: 1 Mm/s)

4.11. Geliy ioni He^+ ning ikkinchi energetik sathdan birinchisiga o'tishida chiqaradigan to'lqin uzunligi hisoblansin. Shunday hisob-kitob litiy ioni Li^{++} uchun ham bajarilsin.

(Javob: 30,1 nm; 13,5 nm)

4.12. Asosiy holatdagi vodorod atomi to'liq uzunligi $\lambda=121,5$ nm bo'lgan yorug'lik kvantini yuidi. G'alayonlangan vodorod atomidagi elektron orbitasining radiusi r aniqlansin.

(Javob: 212 pm)

4.13. Vodorod atomining n -orbitasida turgan elektronning kinetik energiyasini hisoblab chiqaring. Masalani $n=1,2,3$ va ∞ uchun hal qiling.

(Javob: $W_1=2,18 \cdot 10^{-18}$ J=13,6 eV; $W_2=5,44 \cdot 10^{-19}$ J=3,40 eV;

$W_3=2,42 \cdot 10^{-19}$ J=1,51 eV; $W_4=0$)

4.14. 1) Birinchi bor orbitasidagi vodorod atomi elektronining aylanish davrini; 2) uning burchak tezligini toping.

(Javob: 1) $T=1,43 \cdot 10^{-16}$ s; 2) $\omega=4,4 \cdot 10^{16}$ rad/s)

4.15. 1) Vodorod spektrining ultrabinafsha seriyasidagi eng katta to'liq uzunligini toping; 2) elektron urilishidan vodorod atomlari g'alayonlanishida chiziq paydo bo'lishi uchun elektronlar qanday eng kichik tezlikka ega bo'lishi kerak?

(Javob: 1) $\lambda=1,21 \cdot 10^{-7}$ m; 2) $\vartheta=1,90 \cdot 10^6$ m/s)

4.17. To'liq uzunligi $\lambda=4860$ Å bo'lgan foton atomni nurlantirganida vodorod atomida elektronning kinetik energiyasi qanchaga o'zgargan?

(Javob: 2,56 eV)

4.18 Vodorod atomida birinchi bor orbitasida harakatlanadigan elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping.

(Javob: $\lambda=3,3$ Å)

4.19 1) Bir karra ionlashgan geliy uchun birinchi bor elektron orbitasi radiusini; 2) undagi elektron tezligini toping.

(Javob: 1) $r_1=2,66 \cdot 10^{-11}$ m; 2) $\vartheta_1=4,37 \cdot 10^6$ m/s)

4.20. Elektronning vodorod atomining ikkinchi orbitasidagi tezligi ϑ aniqlansin.

(Javob: $\vartheta = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar n} = 1,09$ Mm/s)

5. Kvant mexanikasining asoslari

5.1. Shryodinger tenglamasining vaqtga bog'liq qismi $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi$ ko'rinishga ega. Tenglamaning yechimi topilsin.

(Javob: $\psi = C \exp(-iEt/\hbar)$)

5.2. ψ funksiya chekliligi talabi nimaga asoslangan?

(Javob: ψ -funksiya chekli bo'lgandagina $|\psi|^2$ ni ehtimollikning zichligi sifatida fizik tahlil qilish mumkin)

(Javob:

5.3. $|\psi(x)|^2$ birdan katta bo'lishi mumkinmi?

(Javob: Bo'la oladi. Zarrani x dan $x+dx$ gacha oraliqda topish ehtimolligini ko'rsatuvchi $|\psi(x)|^2 dx$ ifodagina birdan kichik bo'lishi kerak. Lekin $|\psi(x)|^2 dx$ ifoda $|\psi(x)|^2 > 1$ shart bajarilganda ham birdan kichik bo'lishi mumkin)

5.4. Kengligi l bo'lgan potensial o'radagi elektronning holatini ifodalovchi to'lqin funksiyasi ma'lum: $\psi(x) = c_1 \sin kx + c_2 \cos kx$ chega-raviy $\psi(0) = 0$ va $\psi(l) = 0$ shartlardan foydalanib, c_1 koeffitsient va to'lqin vektori k ning notrivial yechimlar mavjud bo'ladigan qiymatlari aniqlansin.

(Javob: $c_2 = 0$; $k = \pi n / l$)

5.5. Kengligi l bo'lgan potensial o'radagi elektronga $k = \frac{\pi n}{l}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$)

to'lqin soni to'g'ri keladi. Elektron energiyasi E ning to'lqin soni k ga bog'lanishidan foydalanib, energiyaning xususiy qiymatlari E_n uchun ifoda topilsin.

$$\text{(Javob: } E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ml^2} \text{)}$$

5.6. Elektron kengligi $l = 0,5$ nm bo'lgan potensial o'rada turibdi. Elektron energetika sathlarining eng kichik farqi ΔE aniqlansin. Javob elektron-voltlarda ifodalansin.

(Javob: 4,48 eV)

5.7. Potensial o'radagi zarra holatini ifodalovchi xususiy funksiya ko'rinishga ega. Normalashtirish shartidan foydalanib o'zgarmas c aniqlansin.

(Javob: $c_n = \sqrt{2/l}$)

5.8. Zarra potensial o'rada asosiy holatda turibdi. Zarrani: 1) o'raning o'rtadagi uchdan bir qismida; 2) o'raning chekkadagi uchdan bir qismida bir o'lchamli bo'lish ehtimolligi qanday?

(Javob: 1) 0,609; 2) 0,195)

5.9. Kengligi l bo'lgan bir o'lchamli potensial o'rada elektron bor. Elektronning o'ra devorlaridan teng uzoqlikda $l/4$ intervalda, birinchi energetik sathda bo'lish ehtimolligi W hisoblansin.

(Javob: 0,475)

5.10. Zarra kengligi l bo'lgan potensial o'rada eng pastki g'alayonlangan holatda turibdi. Zarraning o'ra devorlaridan teng uzoqlikda $l/4$ intervalda bo'lish ehtimolligi W hisoblansin.

(Javob: 0,092)

5.11. Elektronning kengligi l bo'lgan bir o'lchamli potensial o'ra devorlaridan teng uzoqlikdagi $l/4$ oraliqda, birinchi va ikkinchi energetik sathlarda bo'lish ehtimolliklarining nisbati W_1/W_2 hisoblansin.

(Javob: 5,22)

5.12. Yadrodagi nuklonlarni chiziqli o'lchamlari $l=10 \text{ fm}$ bo'lgan kub shaklidagi uch o'lchamli potensial o'rada turibdi deb hisoblab, yadrodagi nuklonning eng pastki energetik sathi baholansin.

(Javob: 6,2 MeV)

5.13. Elektron tomonlari l bo'lgan ikki o'lchamli cheksiz chuqur kvadratsimon potensial o'rada, asosiy holatda turibdi. Elektronning quyi devorlaridan teng uzoqlikdagi kvadrat bilan cheklangan va yuzasi quyi yuzasining $1/4$ qismini tashkil qiladigan sohada bo'lish ehtimolligi aniqlansin.

(Javob: 0,67)

5.14. Elektronning tomonlari l_1, l_2, l_3 bo'lgan uch o'lchamli cheksiz chuqur potensial o'radagi holatini tasvirlovchi xususiy ψ funksiya

$\psi_{n_1 n_2 n_3} = c \sin \frac{\pi n_1}{l_1} x \sin \frac{\pi n_2}{l_2} y \sin \frac{\pi n_3}{l_3} z$ dagi C koeffitsient normalashtirish

shartidan aniqlansin.

(Javob: $C = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{l_1 l_2 l_3}}$)

5.15. $E=100 \text{ eV}$ energiyali elektron balandligi $U=64 \text{ eV}$ bo'lgan potensial to'siqqa tegadi. Elektronning to'siqdan qaytish ehtimolligi W hisoblansin.

(Javob: 0,0625)

5.16. Protonning potensial to'siqdan qaytish koeffitsienti $\rho=2,5 \cdot 10^{-5}$. To'siqning balandligi U to'siqqa tushayotgan protonlar kinetik energiyasi T ning necha foizini tashkil qiladi?

(Javob: 2%)

5.17. Elektron kengligi $d=0,5 \text{ nm}$ bo'lgan to'g'ri burchakli potensial to'siq orqali o'tadi. To'siqning balandligi U elektronning energiyasi E dan 1% ga katta. Agar elektronning energiyasi: 1) $E=10 \text{ eV}$; 2) $E=100 \text{ eV}$ bo'lsa, shaffoflik koeffitsienti D hisoblansin.

(Javob: 0,2; $6,5 \cdot 10^{-3}$)

6. Bir elektronli atomlar

6.1. Vodorod atomi asosiy holatda. Elektronning atomdagi holatini tavsiflovchi xususiy to'liqin funksiya $\psi(r) = c \cdot e^{-r/a}$ ko'rinishga ega (bunda c – ma'lum doimiy). Normalashtirish shartidan c doimiy topilsin.

$$(\text{Javob: } c = 1/\sqrt{\pi a^3})$$

6.2. Elektronning vodorod atomidagi asosiy holatini tasvirlovchi xususiy funksiya $\psi(r) = c e^{-r/a}$ ko'rinishga ega, bu yerda $a = 4\pi\epsilon_0\hbar^2 / (e^2 m)$ (Bor radiusi). Elektronning bo'lish ehtimoli eng katta bo'lgan r masofa aniqlansin.

$$(\text{Javob: } r = \pi\epsilon_0\hbar^2 / (e^2 m))$$

6.3. Vodorod atomida asosiy holatdagi elektron $\psi(r) = c e^{-r/a}$ to'liqin funksiyasi bilan tavsiflanadi. Elektronning $r_1=0,5a$ va $r_2=1,5a$ radiusli $\Delta r=0,01a$ qalinlikdagi sferik qatlamda bo'lish ehtimolliklarining nisbati ω_1/ω , aniqlansin.

$$(\text{Javob: } 0,825)$$

6.4. Vodorod atomi asosiy holatda. 1) Elektronning radiusi Bor radiusi a ga teng sfera bilan chegaralangan soha ichida bo'lishining ehtimolligi ω_1 ; 2) elektronning shu sohadan tashqarida bo'lishining ehtimolligi ω_2 ; 3) ehtimolliklarning nisbati ω_1/ω_2 , hisoblansin. To'liqin funksiyasi ma'lum deb

$$\text{hisoblansin: } \psi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a} .$$

$$(\text{Javob: } 0,324; 0,676; 2,09)$$

6.5. Atomda: 1) s -holatda; 2) p -holatda turgan elektron orbital harakatining impuls momenti L_z , hisoblansin.

$$(\text{Javob: } 1) 0; 2) 1,50 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})$$

6.6. Atomdagi elektron orbital harakatining impuls momenti L_z ning, tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proyeksiyasining ehtimoliy qiymatlari aniqlansin. Elektron d -holatda.

$$(\text{Javob: } 0; 1,55 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}; 2,11 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})$$

6.7. Dastlabki paytda asosiy holatda bo'lgan vodorod atomi $\epsilon=10,2$ eV energiyali yorug'lik kvantini yutdi. Elektronning orbital harakat impuls momenti ΔL_z ning o'zgarishi aniqlansin. Elektron g' alayonlangan atomda p -holatda.

$$(\text{Javob: } 1,49 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})$$

6.8. Elektron atomda f -holatda. Elektron impulsining orbital momenti L , va impuls momentining tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proyeksiyasi Z_{emax} ning maksimal qiymati topilsin.

(Javob: $\hbar\sqrt{12} = 3,46\hbar$; $3\hbar$)

6.9. Vodorod atomidagi elektron orbital harakatining impuls momenti $L = 1,83 \cdot 10^{-34}$ J·s. Elektronning orbital harakati natijasida vujudga kelgan me magnit momenti aniqlansin.

(Javob: $1,61 \cdot 10^{-23}$ J/Tl)

6.10. Vodorod atomida $2p$ -holatda bo'lgan elektronning to'liq energiyasi E , orbital harakatining impuls momenti L_e va magnit momenti μ_e hisoblansin.

(Javob: $-3,4$ eV; $1,50 \cdot 10^{-34}$ J s; $1,31 \cdot 10^{-23}$ J/Tl)

6.11. Elektron impulsining spin momenti L_s va shu momentning tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proyeksiyasi L_{sz} hisoblansin.

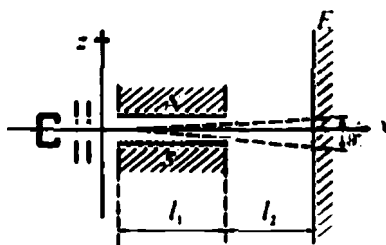
(Javob: $0,912 \cdot 10^{-34}$ J s; $0,528 \cdot 10^{-34}$ J·s)

6.12. $\vartheta = 0,6$ km/s tezlikka ega bo'lgan kumush atomlari tor tirqishdan o'tkazildi va bir jinsli bo'lmagan magnit maydon induksiyasi chiziqlariga tik yo'naltirildi (Shtern-Gerlax tajribasi). $l = 6$ sm ga cho'zilgan bu maydonda dasta ikkiga ajraldi. Maydondan chiqishda ajralgan dastaning tashkil etuvchilari orasidagi masofa $b = 3$ mm bo'lsa, magnit maydonning bir jinslimaslik darajasi $\partial B/\partial z$ aniqlansin. Kumush atomlari asosiy holatda.

(Javob: $5,8$ kTl/m)

6.13. Shtern va Gerlax tajribasida seziiy atomlarining (asosiy holatdagi) ingichka dastasi ko'ndalang bir jinslimas magnit maydon orqali o'tib E ekranga tushadi (1-rasm). Ekranda ajralgan dastani tashkil etuvchilar orasidagi b masofa 6 mm ga teng bo'lishi uchun magnit maydonning bir jinslimaslik darajasi $\partial V/\partial z$ qanday bulmog'i kerak? $l_1 = l_2 = 10$ sm deh qabul qilinsin. Seziiy atomlarining tezligi $0,3$ km/s ga teng.

(Javob: 432 Tl/m)



1-rasm

6.14. Kumush atomlarining ingichka dastasi $l_1 = 4$ sm ga cho'zilgan bir jinslimas ($\partial B/\partial z = 1$ kTl/m) magnit maydondan o'tishda ikki dastaga ajraldi. Kuzatish ekrani magnit maydonining chegarasidan $l_2 = 10$ sm masofaga uzoqlashtirilgan (1-rasm). Agar ekranda ajralgan dastaning tashkil etuvchilari orasidagi b masofa 2 mm ga teng va kumush atomlari $\vartheta = 0,5$ km/s tezlikka ega bo'lsa, atom magnit momentining magnit induksiya vektorining yo'nalishidagi proyeksiyasi μ_z , (Bor magnitonlarida) aniqlansin.

(Javob: $-\mu_B, +\mu_B$)

7. Ko'p elektronli atomlar

7.1. Ushbu 1) H; 2) He; 3) Be; 4) Li; 5) B atomlar uchun asosiy termlar yozilsin.

(Javob: 1) ${}^2S_{1/2}$; 2) 1S_0 ; 3) ${}^2S_{1/2}$; 4) 1S_0 ; 5) ${}^3P_{1/2}$)

7.2. Atomlarning ushbu: 1) 2S ; 2) 2P ; 3) 4P ; 4) 5D holatlari uchun mumkin bo'lgan termlar hisoblansin.

(Javob: 1) ${}^2S_{1/2}$; 2) ${}^2P_{1/2}$, ${}^2P_{3/2}$; 3) ${}^4P_{1/2}$, ${}^4P_{3/2}$, ${}^4P_{5/2}$; 4) 5D_0 , 5D_1 , 5D_2 , 5D_3 , 5D_4)

7.3. Ushbu atomlar: 1) Li; 2) Be; 3) B; 4) C; 5) N termlarining mumkin bo'lgan multipletligi ($2s+1$) aniqlansin.

(Javob: 1) 2; 2) 1 va 3; 3) 2 va 4; 4) 1,3 va 6; 5) 2,4 va 6)

7.4. p - va d -elektronlarning Russel-Saunders bog'lanish turiga binoan kombinatsiyasi uchun mumkin bo'lgan barcha termlar yozilsin. Ularning spektral belgisi berilsin.

(Javob: Singlet termlar – 1P_1 , 1D_2 , 1F_3 ; triplet termlar – ${}^3P_{0,1,2}$, ${}^3D_{1,2,3}$, ${}^3F_{2,3,4}$)

7.5. s va p holatlarda bitta valentli elektroni bo'lgan atomlar uchun Lande ko'paytiruvchisi g hisoblansin.

(Javob: s holatda 2; p holatda $2/3$ va $4/3$)

7.6. Pauli prinsipidan foydalanib, atomdagi elektronlarning qanday N_{\max} maksimal soni ushbu: 1) n, l, m, m_s ; 2) n, l, m ; 3) n, l ; 4) n kvant sonlarining bir xil qiymatlariga ega bo'lishi mumkin ekanligi ko'rsatilsin.

(Javob: 1) 1; 2) 2; 3) $2(2l+1)$; 4) $2n^2$)

7.7. To'ldirilgan elektron qatlami $n=3$ kvant soni bilan xarakterla-nadi. Shu qatlamda ushbu: 1) $m_s=+1/r$; 2) $m=-2$; 3) $m_s=-1/2$ va $m=0$; 4) $m_s=1/2$ va $l=2$ kvant sonlariga ega bo'lgan elektronlarning soni N ko'rsatilsin.

(Javob: 1) 9; 2) 4; 3) 2; 4) 5)

7.8. 1) Bor; 2) uglerod; 3) natriy atomlari elektron tuzilishining formulasi yozilsin.

(Javob: 1) $1s^22s^2p^1$; 2) $1s^22p^2$; 3) $1s^22s^2p^63s^1$)

7.9. Atomning K -, L - va M -elektron qatlamlarida turishi mumkin bo'lgan s -, n - va d -elektronlarning maksimal soni nechaga teng?

(Javob: Ikkita s elektron; ikkita s elektron va oltita p elektron; ikkita s elektron, oltita p elektron va o'nita d elektron)

7.10. Asosiy holatda: 1) K - va L -qatlamlar, $3s$ -qobiq va $3p$ -qobiqning yarmi; 2) K -, L - va M -qatlamlar hamda $4s$ -, $4p$ - va $4d$ -qobiqlari to'ldirilgan atomlardagi elektronlarning soni N topilsin. Bular qaysi atomlar?

(Javob: 1) 15 (fosfor atomi); 2) 46 (palladiy atomi))

7.11. p va d elektronlardan iborat ikki elektronli sistemaning spektral termlari belgilarini yozing.

(Javob: 1P_1 ; 1D_2 ; 1F_3 ; $^3P_{0,1,2}$; $^3D_{1,2,3}$ va $^3F_{2,3,4}$)

7.12. Qaysi element atomida K , L va M qobiqlar $4s$ -holat to'ldirilgan, $4p$ -holat esa yarim to'ldirilgan?

(Javob: As)

7.13. Atomning mumkin bo'lgan maksimal to'liq mexanik momentini va unga tegishli bo'lgan spektral termning belgisi topilsin: a) natriy, valent elektronining bosh kvant soni $n=4$; b) elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2p^3 d$ bo'lganda.

(Javob: a) $^2F_{7/2}$, $P_{\max} = \frac{\sqrt{63}}{2} \hbar$; b) 4F_4 , $P_{\max} = 2\sqrt{5}\hbar$)

8. Rentgen nurlari

8.1. Chastotalari $6 \cdot 10^{19}$ Hz va $7,5 \cdot 10^{19}$ Hz bo'lgan rentgen nurlarining to'liq uzunliklari topilsin.

(Javob: $l_1=50\text{\AA}$; $l_2=0,04\text{\AA}$)

8.2. Tormozlangan rentgen nurlanishining spektri qanday bo'ladi?

(Javob: Tormozlangan rentgen nurlanishi elektronlar oqimining rentgen trubka anodida tormozlanishi natijasida hosil bo'ladi. Anodga kelayotgan elektronlar turli energiyaga ega. Ularning tormozlanishida to'liq uzunligi turlicha bo'lgan rentgen nurlari hosil bo'ladi, shunga ko'ra spektr tutash (yaxlit) bo'ladi)

8.3. Agar tutash rentgen nurlanishi spektrining minimal to'liq uzunligi $\lambda_{\min}=1$ nm bo'lsa, rentgen trubkasining antikatodiga tusha-yotgan elektronlarning tezligi β aniqlansin.

(Javob: 21 Mm/s)

8.4. Tormozlangan rentgen nurlanishi spektridagi qisqa to'liqinli chegara $\lambda_{\min}=15,5$ pm bo'lsa, rentgen trubkasi qanday kuchlanish ostida ishlayotganligi aniqlansin.

(Javob: $79,8 \text{ kV}$)

8.5. Agar Rentgen trubkasi $U=30$ kV kuchlanish ostida ishlayotgan bo'lsa, tutash rentgen nurlanishi spektrining qisqa to'liqinli chegarasi λ_{\min} aniqlansin.

(Javob: 41 pm)

8.6. Skandiy xarakteristik rentgen spektrining K -seriyasidagi eng katta to'liqin uzunligi λ_{\max} hisoblansin.

(Javob: 304 pm)

8.7. Muayyan elementning chiziqli rentgen spektrini tekshirish natijasida K_{α} -chiziqning to'liqin uzunligi $\lambda=76$ pm ekanligi topildi. Bu qaysi element?

(Javob: niobiy ($Z=41$))

8.8. Rentgen nurlanishining spektrida vanadiy K -seriyasining barcha chiziqdari paydo bo'lishi uchun antikatodi vanadiy ($Z=23$) bilan qoplangan rentgen trubkasiga qanday eng kichik Umin potentsiallar farqini qo'yish kerak? Vanadiy K -seriyasining chegarasi $\lambda=226$ pm.

(Javob: 5,5 kV)

8.9. Marganes ($Z=25$) xarakteristik spektrining chizig'iga mos keluvchi foton energiyasi ϵ aniqlansin.

(Javob: 5,9 kV)

8.10. Volfram atomida elektron M -qatlamdan L -qatlamga o'tdi. Ekranlash doimiy s ni 5,5 ga teng deb qabul qilib, chiqarilgan fotonning to'liqin uzunligi λ aniqlansin.

(Javob: 0,14 nm)

8.11. Rentgen trubkasi $U=1$ mV kuchlanish ostida ishlaydi. Rentgen nurlanishining eng kichik to'liqin uzunligi λ_{\min} aniqlansin.

(Javob: 1,24 pm)

8.12. Platina xarakteristik rentgen nurlanishi spektridagi K_{α} chiziqqa tegishli fotonning to'liqin uzunligi λ va energiyasi ϵ hisoblansin.

(Javob: 20,5 pm; 60,5 kV)

8.13. Rentgen trubkasidagi qanday U_{\min} eng kichik kuchlanishda mis K_{α} seriyasining chiziqdari paydo bo'la boshlaydi?

(Javob: 8,00 kV)

8.14. Mozli qonuni yordamida hisoblang: 1) alyuminiy va kobalt uchun K_{α} -chizig'ining to'liqin uzunligini; 2) vanadiy K va L qobiqlari elektronlarining bog'lanish energiyalari orasidagi farq topilsin.

(Javob: a) Al uchun 8,43Å; Co uchun 1,80Å; b) taqriban 5 keV)

8.15. Rentgen trubkasida kuchlanishni $U_1=10$ kV dan $U_2=20$ kV gacha ko'targanda K_{α} chiziqdarining to'liqin uzunliklari oralig'i va qisqa to'liqin chegarasi $n=3,0$ oshdi. Rentgen trubkasi antikatodi elementining tartib raqami topilsin.

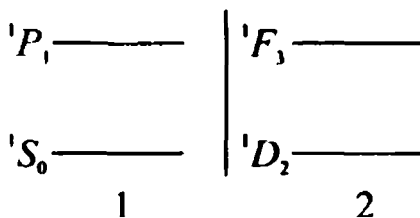
$$Z = 1 + \sqrt{\frac{2(n-1)}{3\pi hcR \left(\frac{n}{eU_1} - \frac{1}{eU_2} \right)}} = 29$$

(Javob:)

9. Atom tashqi kuchlar maydonida

9.1. Atomning holati ikkita spektral term bilan xarakterlanadi. 1) 1S va 1P ; 2) 1D va 1F holatlar uchun S , L kvant sonlari va J kvant sonining mumkin bo'lgan qiymatlari ko'rsatilsin. Bu holatlar uchun energetik sathlarning joylashuvi magnit maydoni bo'lmagan hol uchun tasvirlansin.

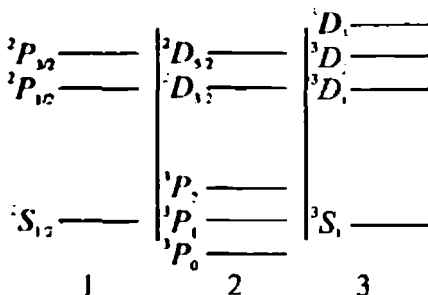
(Javob: 1) 1S term uchun $S=0$, $L=0$, $J=0$, 1P term uchun $S=0$, $L=1$, $J=1$; 2) 1D term uchun $S=0$, $L=2$, $J=2$, 1F term uchun $S=0$, $L=3$, $J=3$. Energetik sathlarning joylashuvi 2-rasmda ko'rsatilgan)



2-rasm

9.2. Atomning holati ikkita spektral term bilan xarakterlanadi. 1) 2S va 2P ; 2) 3P va 2D ; 3) 3S va 3D holatlar uchun kvant soni J ning mumkin bo'lgan qiymatlari ko'rsatilsin. Magnit maydon bo'lmaganda bu holatlar uchun spin-orbital ta'sirni (tabiiy multipliet ajralish) hisobga olib energetik sathlarning joylashuvi tasvirlansin.

(Javob: 1S term uchun $J=1/2$; $2P$ term uchun $J=1/2, 3/2$; 2) 3P term uchun $J=0, 1, 2$; 2D term uchun $J=3/2, 5/2$; 3) 3S term uchun $J=1$; 3D term uchun $J=1, 2, 3$. Energetik sathlarning joylashuvi 3-rasmda tasvirlangan).



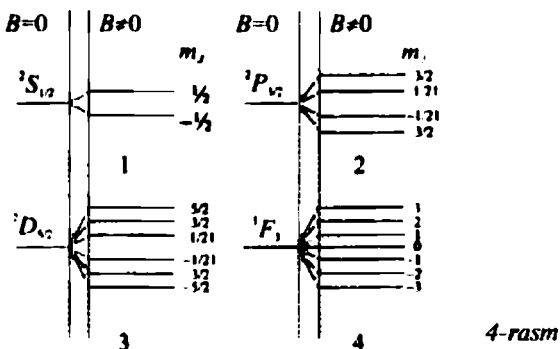
3-rasm

9.3. Holatlari: 1) ${}^2S_{1/2}$; 2) ${}^2P_{3/2}$; 3) ${}^2D_{5/2}$; 4) 1F_1 , spektral termlar bilan aniqlanadigan magnit maydonidagi atomning energetik sathlarining ajralishi tasvirlansin va m_j kvant sonining mumkin bo'lgan qiymatlari aniqlansin.

(Javob: 1) $-1/2, 1/2$; 2) $-3/2, -1/2, 1/2, 3/2$;

3) $-5/2, -3/2, -1/2, 1/2, 3/2, 5/2$;

4) $-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$. Energetik sathlarning magnit ajralishi 4-rasmda tasvirlangan)



9.4. Zeemanning murakkab effektida atom ${}^2P_{1/2}$ term bilan aniqlanuvchi holatdan ${}^2S_{1/2}$ holatga o'tishida spektral chiziqlarning siljishi $\Delta\omega$ hisoblanis.

Siljish birligi sifatida normal (Lorens) siljish $\Delta\omega = \left(\frac{\mu_B}{h}\right) B$ qabul qilinsin.

(Javob: $-4/3\Delta\omega_0, -2/3\Delta\omega_0, 2/3\Delta\omega_0, 4/3\Delta\omega_0$)

9.5. $\lambda=0,612$ mkm bo'lgan spektral chiziq H magnit maydonida Zeemanning normal effektini aniqlaydi. Bu chiziqning chetki komponentalari oralig'i $\Delta\lambda$ topilsin. $H=10$ kE.

(Javob: $\Delta\lambda=\lambda^2 eH/2\pi mc^2=0,35\text{A}$)

9.6. Atom kuchlanganligi $H=2,5$ kE bo'lgan magnit maydonida ajralishning to'liq kattaligi hisoblanis (kE larda): a) 1D term uchun; b) 1F_4 term uchun.

(Javob: a) $5,8 \cdot 10^{-5}$ eV; b) $\Delta E=2gJ\mu_B H=14,5 \cdot 10^{-5}$ eV, bunda g – Lande faktori, J – ichki kvant soni)

10. Molekulalar

10.1. Vodorod molekulasini tebranishining xususiy doiraviy chastotasi $\omega=8,08 \cdot 10^{14}$ s⁻¹. Molekula klassik tebranishlarining amplitudasi A topilsin.

(Javob: $A = \sqrt{\frac{h}{\mu\omega}} = 12,5$ pm)

10.2. CO molekulasini tebranishining xususiy doiraviy chastotasi ω ni bilgan holda ($\omega=4,08 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$), kvazi elastik kuchlar koeffitsiyenti β topilsin.

(Javob: $\beta=\mu\omega^2=1,89 \text{ kN/m}$)

10.3. Agar angarmoniklik koeffitsiyenti $\gamma=0,0208$ bo'lsa, HBr molekulasini ega bo'lgan tebranma energetik sathlarning soni aniqlansin.

(Javob: 24)

10.4. H_2 molekulasini uchun ikkita qo'shni energetik sathlarning maksimal va minimal (noldan farqli) oraliqlari necha marta farq qiladi ($\gamma=0,0277$)?

(Javob: 16,2)

10.5. Xususiy doiraviy chastotasi $\omega=2,98 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ va angarmoniklik koeffitsiyenti $\gamma=9,46 \cdot 10^{-3}$ ma'lum bo'lgan O₂ molekulasining maksimal tebranish energiyasi E_{max} aniqlansin.

(Javob: $E_{\text{max}} = \hbar \omega / (4\gamma) = 5,18 \text{ eV}$)

10.6. Agar CO molekulasining xususiy chastotasi $\omega=4,08 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ va angarmoniklik koeffitsiyenti $\gamma=5,83 \cdot 10^{-3}$ bo'lsa, uning dissotsilanish energiyasi D (elektronvoltlarda) aniqlansin. Potensial egri chiziqda tebranma energetik sathlarning joylashuvi tasvirlansin va unda dissotsilanish energiyasi qayd etilsin.

(Javob: $E_d = \frac{\hbar\omega(1-2\gamma)}{4\gamma} = 11,4 \text{ eV}$)

10.7. Agar N₂ molekulasining dissotsilanish energiyasi $D=9,80 \text{ eV}$ va xususiy doiraviy chastotasi $\omega=4,45 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ bo'lsa, uning angarmoniklik koeffitsiyenti γ topilsin. Potensial egri chiziqda molekula energetik sathlarining joylashuvi tasvirlansin va unda dissotsilanish energiyasi qayd etilsin.

(Javob: $\gamma = \frac{\hbar\omega}{4E_d + 2\hbar\omega} = 7,36 \cdot 10^{-3}$)

10.8. Ikki atomli molekulaning eng past g'alayonlangan holatga mos keluvchi impuls momenti L topilsin.

(Javob: $1,49 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$)

10.9. Ikki atomli molekulaning birinchi aylanma sathdan ikkinchisiga o'tishida uning impuls momentining o'zgarishi ΔL aniqlansin.

(Javob: $1,10 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$)

10.10. Birinchi g'alayonlangan aylanma sathda turgan Sa molekulasining aylanma harakati burchak tezligi ω aniqlansin. Yadrolararo masofa $d=189 \text{ pm}$.

(Javob: $1,57 \cdot 10^{11} \text{ J s}$)

10.11. Agar yadrolararo masofasi $d=113$ pm bo'lsa, CO molekulasi uchun aylanish doimiysi B hisoblansin. Javob millielektron-voltlarda ifodalansin.

(Javob: 0,238 MeV)

10.12. Aylanma harakat energiyasi $E_r=2,16$ MeV bo'lgan kislorod molekulasining impuls momenti L topilsin.

(Javob: $3,66 \cdot 10^{-34}$ J·s)

10.13. Agar CO molekulasi chiqaradigan sof aylanma spektrning qo'shni chiziqlari orasidagi ΔE intervallar $0,48$ meV ga teng bo'lsa. CO molekulasining inersiya momenti J va yadrolararo masofasi d topilsin.

(Javob: $14,6 \cdot 10^{-46}$ kg·m²; 113 pm)

10.14. HCl molekulasi uchun energiyalarining farqi $\Delta E_{J+1, J} = 7,86$ meV bo'lgan ikkita qo'shni sathlarning aylanma kvant soni z aniqlansin.

(Javob: 22 va 3)

10.15. Sof aylanma spektrga taalluqli $n=1250$ mkm to'liq uzunligiga ega bo'lgan spektral chiziq chiqarishida azot molekulasining impuls qanchaga o'zgarishi aniqlansin.

(Javob: $-1,035 \hbar$ ($J=2 \rightarrow J=1$))

10.16. N₂ molekulasi uchun ushbular topilsin: 1) agar yadrolararo masofa $d=110$ pm bo'lsa, inersiya momenti J ; 2) aylanish doimiysi B ; 3) molekulaning uchinchi aylanma energetik sathdan ikkinchisiga o'tishida energiyaning o'zgarishi $|\Delta E|$. Nisbiy atom massasi $A_r=14$.

(Javob: 1) $1,40 \cdot 10^{-46}$ kg·m²; 2) 0,259 MeV; 3) $6 \text{ V} = 1,55 \text{ neV}$)

10.17. Agar CH molekulasining sof aylanma nurlanish spektrining qo'shni chiziqlari orasidagi intervallar $\Delta \nu = 29 \text{ sm}^{-1}$ bo'lsa, bu molekulaning yadrolari orasidagi d masofa topilsin.

(Javob: 112 pm)

10.18. HCl molekulasining sof aylanma spektri ikkita qo'shni spektral chiziqlarining to'liq uzunliklari ν_1 va ν_2 mos ravishda 117 mkm va 156 mkm larga teng. HCl molekulasi uchun aylanish doimiysi (sm^{-1}) hisoblansin.

$$\text{(Javob: } B = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = 10,7 \text{ sm}^{-1} \text{)}$$

10.19. Aylanma kvant soni z bo'lgan ikki atomli molekula energetik sathlarining qo'shilish (aylanish) karraliligi aniqlansin.

(Javob: $2J+1$)

11. Qattiq jismlar

11.1. Agar eng yaqin qo'shni atomlari orasidagi d masofa $0,304 \text{ nm}$ ga teng bo'lsa, kristallning nisbiy atom massasi aniqlansin. Panjara hajmi markazlashtirilgan kubsimon singoniyali. Kristallning zichligi $\rho = 534 \text{ kg/m}^3$.

(Javob: 6,95 (lity))

11.2. Quyidagi kristallarning panjara doimiysi a va eng yaqin qo'shni atomlari orasidagi d masofa topilsin: 1) alyuminiy (qirrasida markazlashtirilgan kubsimon singoniyali panjara); 2) volfram (hajmi markazlashtirilgan kubsimon singoniyali panjara).

(Javob: 1) $0,404 \text{ nm}$; $0,286 \text{ nm}$; 2) $0,316 \text{ nm}$; $0,274 \text{ nm}$)

11.3. Zich joylashgan geksogonal tuzilishga ega bo'lgan magniy kristalli panjarasining doimiylari a va c lar aniqlansin. Magniy kristallining zichligi $\rho = 1,74 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

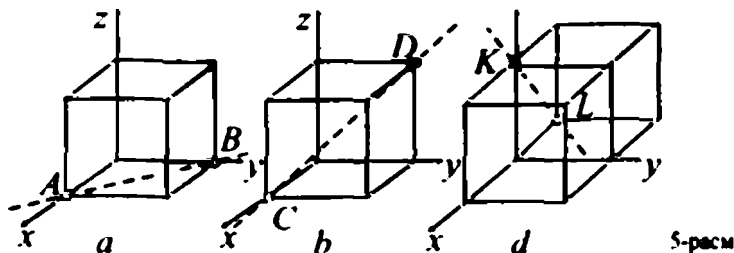
(Javob: $0,320 \text{ nm}$; $0,521 \text{ nm}$)

11.4. Zich joylashgan geksogonal tuzilishga ega bo'lgan berilliy kristalli panjarasining doimiysi a hisoblansin. Panjara parametri $a = 0,359 \text{ nm}$. Berilliy kristallining zichligi $\rho = 1,82 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

(Javob: $0,23 \text{ nm}$)

11.5. Zich joylashgan geksogonal tuzilishga ega bo'lgan geliy kristallining ($T = 2 \text{ K}$ temperaturada) zichligi ρ topilsin. Shu temperaturada aniqlangan panjara doimiysi $a = 0,397 \text{ nm}$.

(Javob: 207 kg/m^3)



11.6. 5- a, b, d -rasmlarda tasvirlangan AB, CD, K to'g'ri chiziqlar yo'nalishlarining ko'rsatkichlari topilsin.

(Javob: $[110]$; $[111]$; $[101]$)

11.7. Agar $T = 20 \text{ K}$ da kumushning molyar issiqlik sig'imi $C = 1,7 \text{ J/mol K}$ ekanligi ma'lum bo'lsa, Debayning maksimal chastotasi ω_{max} hisoblansin.

(Javob: $5,2 \cdot 10^3$)

- 11.8. Debay nazariyasi bo'yicha oltin kristallidagi xususiy tebranishlarning maksimal chastotasi ω_{\max} aniqlansin. Xarakteristik temperatura $\theta_D=180$ K.
(Javob: $2,36 \cdot 10^{13}$ m⁻¹)
- 11.9. Eynshteyn nazariyasiga binoan rux kristallining nolinch molyar energiyasi U_{m0} hisoblansin. Rux uchun xarakteristik temperatura $\theta_E=180$ K.
(Javob: 2,87 MJ/mol)
- 11.10. $t_1=0^\circ\text{S}$ dan $t_2=200^\circ\text{C}$ gacha isitishda nikel kristallining ichki energiyasining o'zgarishi ΔU aniqlansin. Kristallning massasi $m=20$ g. Issiqlik sig'imi C hisoblansin.
(Javob: 1,70 kJ)
- 11.11. $N=10^{25}$ ta klassik uch o'lchovli erkli garmonik ossillyatorlardan tashkil topgan tizimning energiyasi U va issiqlik sig'imi C aniqlansin. Temperatura $T=300$ K.
(Javob: 124 kJ; 414 J/K)
- 11.12. Agar kumush uchun xarakteristik temperatura $\theta_E=165$ K bo'lsa, Eynshteynning issiqlik sig'imi nazariyasiga muvofiq kumush atomlarining tebranish chastotasi n topilsin.
(Javob: 3,44 THz)
- 11.13. Eynshteynning issiqlik sig'imi haqidagi kvant nazariyasidan foydalanib, kristallni $T=\theta_E/2$ temperaturadan $\Delta T=2$ K gacha qizdirishda uning molyar ichki energiyasining o'zgarishi ΔU_m hisoblansin.
(Javob: 36 kJ/mol)
- 11.14. Issiqlik sig'imining klassik nazariyasiga binoan alyuminiy va mis kristallarining solishtirma issiqlik sig'implari C hisoblansin.
(Javob: 925 J/(kg·K); 39 J/(kg·K))
- 11.15. Klassik nazariyadan foydalanib NaCl va CaCl₂ kristallarining solishtirma issiqlik sig'implari C hisoblansin.
(Javob: 825 J/(kg·K); 675 J/(kg·K))
- 11.16. Issiqlik sig'imining klassik nazariyasiga binoan $V=1$ m³ hajmli alyuminiy bromid AlBr₃ kristallining issiqlik sig'imi C hisoblan-sin. Alyuminiy bromid kristallining zichligi $\rho=3,01 \cdot 10^3$ kg/m³.
(Javob: 1,12 MJ/K)
- 11.17. Debay nazariyasi bo'yicha mis kristallining molyar nolinch energiyasi U_{m0} hisoblansin. Misning xarakteristik temperaturasi $\theta_D=320$ K.
(Javob: 2,99 MJ)

TEST SAVOLLARI

1. Issiqlik nurlanishi qaysi vaqtda vujudga keladi?

- a) havo tarkibidagi elementlar miqdorining o'zgarishida;
- b) elektronlarning vakuumdagi harakatida;
- d) rentgen nurlari elektronlarda sochilishida;
- e) modda atom va molekularining issiqlik harakati tufayli.

2. Absolyut qora jismning amaldagi modeli qanday?

- a) juda kichik tirqishga ega va ichki sirti qoraga bo'yalgan deyarli berk bo'lgan kovak idishdan iborat qurilma;
- b) ichkari qismi qora kuya hilan to'ldirilgan kub shaklidagi idish;
- d) tashqi sirti qora rangdagi butunlay berk bo'lgan silindrsimon idishdan iborat;
- e) tushgan nurlarni to'liq qaytaradigan shisha idish.

3. Absolyut qora jism nurlanishi spektridagi egri chiziqlar qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanish ifodalaydi?

- a) issiqlik nurlanishi energiyasining uzluksizligini ifodalaydi;
 - b) issiqlik nurlanishi impulsining chastotalar bo'yicha taqsimlanishini ifodalaydi;
 - d) absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'liqin uzunlikka bog'liqligini ifodalaydi;
 - e) issiqlik nurlanishini spektrining infraqizil sohasini ifodalaydi.
4. Kirxgof qonuni qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

a) $\frac{E_{\lambda T}}{A_{\lambda T}} = \epsilon_{\lambda T}$;

b) $E_{\lambda} A_{\lambda} = \epsilon$;

d) $\epsilon_{\lambda T} E_{\lambda T} = \frac{1}{\lambda_{\lambda T}}$;

e) $\frac{E}{A} = eU$.

5. Jismlarning nurlanishi to'g'risidagi Plank gipotezasi qanday?

- a) jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida ulushlar (kvantlar) sifatida chiqariladi;
- b) jismlarning nurlanishi uzluksiz ravishda davom etib turadi;
- d) jismlarning nurlanishi temperaturaga bog'liq ravishda ortib boradi;
- e) jismlarning nurlanishi doimiy jarayondir.

6. Issiqlik nurlanishi to'g'risida Plank formulasi qaysi kattalikni tushuntiradi?

- a) issiqlik nurlanishi to'liq spektrida energiya taqsimlanishining zichligini tushuntiradi;

- b) absolyut qora jismning issiqlik yutishini tushuntiradi;
- d) jismlarning issiqlik chiqarishini tushuntiradi;
- e) absolyut qora jismning nurlarni qaytarishini tushuntiradi.

7. Stefan – Bolsman qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog‘lanishni ifodalaydi va uning formulasi qanday ko‘rinishda?

- a) jismning nur yutish qobiliyatining jism massasiga bog‘liqligini ifodalaydi;
- b) absolyut qora jismning to‘la nur chiqarish qobiliyati bilan temperatura orasidagi bog‘lanishni ifodalaydi: $E_r = \sigma T^4$;
- d) jismning impuls va energiyasi orasidagi munosabatni ifodalaydi;
- e) mikrozararlarning to‘lqin va zarra xususiyatlari orasidagi bog‘lanishni ifodalaydi.

8. Vin qonuni qaysi formulada to‘g‘ri ifodalangan?

- a) $c = \lambda v$;
- b) $\frac{h}{\lambda} = \sigma$;
- d) $h\nu = E$;
- e) $\lambda T = b$.

9. Reley-Jins formulasi qaysi formulada to‘g‘ri ifodalangan?

- a) $\rho_v = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT$;
- b) $\rho_v = mV$;
- d) $\rho_v = nkT$;
- e) $\rho_v = \frac{3}{2} m\nu^2$.

10. Vin formulasi issiqlik nurlanishi spektrining qaysi sohasini to‘g‘ri tushuntira oladi?

- a) spektrning infraqizil sohasini;
- b) spektrning yuqori chastotali sohasini;
- d) spektrning ko‘zga ko‘rinadigan sohasini;
- e) spektrni to‘liq ravishda tushuntira oladi.

11. Plank formulasi qaysi ifodada to‘g‘ri yozilgan?

- a) $\rho_v = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$;
- b) $\rho_v = \frac{h\nu}{kT}$;
- d) $\rho_v = \frac{me^4}{h^2 n^2}$;
- e) $\rho_v = \frac{h}{p}$.

12. Ridberg doimiysining nazariya va tajribadan olingan qiymatlari mos kelishi uchun elektron massasi o‘rinda qanday massa olingan?

- a) elektron massasi o'rnida protonning keltirilgan massasi olingan;
- b) elektron massasi o'rnida neytron massasi olingan;
- d) elektron massasi o'rnida elektron va yadroning keltirilgan massasi olingan;
- e) elektron massasi o'rnida proton va yadroning keltirilgan massasi olingan.

13. Balmerning umumlashgan formulasida m va n lar qaysi kattaliklarni bildiradi?

- a) m va n lar kvant sonlarni bildiradi;
- b) m va n lar protonlar sonini bildiradi;
- d) m va n lar elektronlar sonini bildiradi;
- e) m va n lar elektron orbitalarining tartibini bildiradi.

14. De-Broyl to'liqlarining guruh tezligi qanday tezlik?

- a) guruh tezlik bu umumiy tezlikdir;
- b) guruh tezlik zarrachaning o'z tezligidir;
- d) guruh tezlik bu fazoviy tezlikdir;
- e) guruh tezlik bu mikrozarracha tezligidir.

15. Balmer seriyasidagi spektral chiziqlar spektrning qaysi sohasida joylashgan?

- a) spektrning qisqa to'liqlik sohasida;
- b) spektrning uzun to'liqlik sohasida;
- d) spektrning ultrabinafsha sohasida;
- e) spektrning ko'zga ko'rinadigan sohasida.

16. Paschen, Breket, Pfund seriyalari spektrning qaysi sohasida yotadi?

- a) spektrning infraqizil sohasida;
- b) spektrning yuqori chastotali sohasida;
- d) spektrning past chastotali sohasida;
- e) spektrning ultrabinafsha sohasida.

17. Issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotali sohasida energiya taqsimlanishi zichligi qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

$$a) P = \frac{m\theta}{r} kT;$$

$$b) \rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-h\nu/kT};$$

$$d) P = \frac{4\pi^3 h}{c^2} kT^2 dv;$$

$$e) P = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} e^{-h\nu/kT}.$$

18. Fotoeffekt qanday hodisa?

- a) yorug'lik ta'sirida moddalardan elektronning uzilib chiqishi;
- b) Jismlarning issiqdan kengayishi;
- d) yorug'likning turli sirtlardan qaytish hodisasi;
- e) yorug'likning bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganida sinish hodisasi.

19. Fotoeffektning qizil chegarasini qanday tushunasiz va uning formulasi qanday?

a) spektrdagi chiziqlarning eng chetki chizig'i $E = me^2$;

b) fotoeffekt hosil bo'lishi uchun chegaraviy energiyaga to'g'ri keladigan

to'lqin uzunligi, $\lambda_r = \frac{hc}{A}$;

d) modda yutadigan energiyaning maksimal qiymati $\lambda = \frac{1}{T}$;

e) eng oxirgi orbitadan elektronning uzilib chiqishi $E = h\nu$.

20. Fotoeffekt hodisasi metallarda qaysi elektronlarda yuz beradi?

a) erkin elektronlarda;

b) manfiy elektronlarda;

d) bog'langan elektronlarda;

e) valent elektronlarda.

21. Qaysi formulada fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasi to'g'ri ifodalangan?

a) $h\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$;

b) $E = h\nu + \frac{1}{2} P$;

d) $E = A + m\vartheta$;

e) $h\nu = A + \frac{m\vartheta^2}{2}$.

22. Kompton effektida qaysi kattalik o'zgarishi yuz beradi, uning formulasi qanday ko'rinishda?

a) to'lqin uzunligi, $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2k \sin^2 \frac{\theta}{2}$;

b) elektron massasi Me ;

d) elektron zaryadi Ze ;

e) elektron spini s .

23. Kompton to'lqin uzunligi (Kompton doimiysi) qanday ifodalanadi?

a) $\lambda = nh$;

b) $\lambda = 2\pi r \cdot h$;

d) $\lambda = \frac{c}{\nu} h$;

e) $\lambda_K = \frac{h}{m_0 c}$.

24. De-Broyl gipotezasi qanday tajribalarda tasdiqlangan?

a) elektronlarning difraksiya va interferensiya hodisalarini hosil qilishda;

b) elektronlarning moddada yutilishi hodisasida;

d) De-Broyl to'lqinlarining yoyilishi hodisasida;

e) De-Broyl to'lqinlarining tebranishida.

25. Elektron uchun de-Broyl to'lqin uzunligi qaysi formula orqali hisoblanadi?

$$a) \lambda_e = \frac{1,2254}{\sqrt{U}} ;$$

$$b) \lambda = \frac{h}{m\dot{g}} ;$$

$$d) \lambda = A + \frac{m\dot{g}}{r} ;$$

$$e) \lambda = A + \frac{m\dot{g}^2}{2} .$$

26. Geliy atomi uchun de-Broyl to'liqin uzunligi qaysi formulada aniqlanadi?

$$a) \lambda_{He} = \frac{h}{1 - e^{h \cdot kT}} ;$$

$$b) \lambda_{He} = \frac{1}{\sqrt{U}} ;$$

$$d) \lambda_{He} = \frac{2\pi Ze^2}{r} ;$$

$$e) \lambda_{He} = \frac{1,26}{\sqrt{U}} \text{ nm} .$$

27. Tormozlanish rentgen nurlanishi spektrining qisqa to'liqinli chegarasi qaysi formula orqali ifodalanadi?

$$a) \lambda_{\text{min}} = \frac{hc}{eU} ;$$

$$b) \lambda_{\text{min}} = \frac{h}{\sqrt{E+U}} ;$$

$$d) \lambda_{\text{min}} = \frac{h}{m\nu^2} ;$$

$$e) \lambda_{\text{min}} = \frac{h}{2\pi^2 Ze^4} .$$

28. Rentgen nurlari necha xil bo'ladi va qanday ataladi?

- a) rentgen nurlari faqat ultrabinafsha nurlardan iborat bo'ladi;
- b) rentgen nurlari uch xil bo'ladi, infraqizil, ultrabinafsha va oq rentgen nurlari;
- d) rentgen nurlari bir xil bo'ladi, ko'zga ko'rinadigan nurlar;
- e) rentgen nurlari ikki xil bo'ladi, tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlari.

29. De-Broyl to'liqin uzunligi qanday ifodalanadi?

$$a) \lambda = c \cdot \nu ;$$

$$b) \lambda = \frac{h}{P} ;$$

$$d) \lambda = \frac{K}{P} ;$$

$$e) \lambda = 2\pi r .$$

30. De-Broyl to'liqinlari qanday tezliklar bilan tarqaladi?

- a) o'rtacha va katta tezliklar bilan;
- b) kosmik tezliklar bilan;
- d) fazaviy va guruhiy tezliklar bilan;
- e) to'liqin tezliklari bilan.

31. Mikrozaralar trayektoriyaga ega bo'ladimi?

- a) mikrozaralar trayektoriyaga ega bo'ladi;
- b) mikrozaralar trayektoriyaga ega bo'lmaydi;
- d) mikrozaralar aylana ko'rinishdagi trayektoriyaga ega bo'ladi;
- e) mikrozaralar to'g'ri chiziqli trayektoriyaga ega bo'ladi.

32. $\psi = Ae^{-i(\omega t - kZ)}$ funksiya Shredinger tenglamasining yechimi bo'lishi

uchun u qanday shartlarni qanoatlantirishi kerak?

- a) ψ -funksiya ko'ndalang to'lqin funksiyasi bo'lishi kerak;
- b) ψ -funksiya bo'ylama to'lqin funksiyasi bo'lishi kerak;
- d) ψ -funksiya bir qiymatli, chekli va uzluksiz bo'lishi kerak;
- e) ψ -funksiya uzlukli bo'lishi kerak.

33. De-Broyl yassi to'lqin funksiyasi qanday ifodalanadi?

- a) $\psi = \psi_0 e^{xT}$;
- b) $\psi = A \cdot e^{-kx}$;
- d) $\psi = \psi_0 \cos \omega t$;
- e) $\psi = A \cdot e^{-L(\omega t - kr)}$.

34. Nozik struktura doimiyligining son qiymati qanchaga teng?

- a) $C = \left(\frac{mZ}{hc} \right)^2 = \left(\frac{1}{100} \right)^2$;
- b) $b^2 = \left(\frac{m\theta^2}{e^2} \right)^2 = \left(\frac{1}{150} \right)^2$;
- d) $a^2 = \left(\frac{e^2}{hc} \right)^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2$;
- e) $\alpha^2 = \left(\frac{Ze^4}{n^2} \right)^2 = \left(\frac{1}{80} \right)^2$.

35. O'ta nozik struktura deganda nimani tushunasiz?

- a) atomlarning o'zaro ta'sirlashuvida elektronlar ajralishini;
- b) atomlar elektr maydonlarining o'zaro ta'sirlashuvida energetik sathlar ajralishi;
- d) elektron bilan neytronning o'zaro ta'sirlashuvi natijasida energetik sathlar ajralishini;
- e) elektronlar magnit momenti bilan yadroning kuchsiz magnit maydon momenti orasidagi o'zaro ta'sir natijasida energetik sathlar ajralishini.

36. Pauli prinsipi nimani ma'n qiladi?

- a) atomlarning asosiy holatlarda bo'lishini;
- b) atomlarning uyg'ongan holatlarda bo'lishini;
- d) bitta kvant holatda (energetik sathda) kvant sonlari har xil bo'lgan uchta elektron bo'lishini;

e) bir kvant holatda (energetik sathda) to'rtta kvant sonlari bir xil qiymatga ega bo'lgan ikkita elektron bo'lishini.

37. Simmetrik to'lqin funksiyasi bilan qaysi zarralar ifodalanadi?

a) spini $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan zarralar – elektronlar, protonlar, neytronlar;

b) spini $\frac{3}{2}$ ga teng bo'lgan zarralar – adronlar;

d) spini butun songa teng bo'lgan zarralar – yorug'lik kvantlari, π - va K-mezonlar, geliy atomi yadrosi, α -zarralar;

e) spini $\frac{5}{2}$ ga teng bo'lgan zarra – giperonlar.

38. Shredinger tenglamasi zarraning qaysi xususiyatini hisobga oladi?

a) Shredinger tenglamasi mikrozzarrachaning tezligini ifodalaydi;

b) Shredinger tenglamasi mikrozzarrachaning harakat trayekto-riyasini ifodalaydi;

d) Shredinger tenglamasi mikrozzarrachaning to'lqin xususiyatini hisobga oladi;

e) Shredinger tenglamasi zarracha tezlanishini ifodalaydi.

39. Kompton effekti qaysi zarralar orasidagi to'qnashuvda hosil bo'ladi?

a) elektronning yadro bilan to'qnashuvida;

b) elektronning elektron bilan to'qnashuvida;

d) fotonning erkin elektron bilan to'qnashuvida;

e) yadroning yadro bilan to'qnashuvida.

40. Atom nurlaydigan yoki yutadigan energiya qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

a) $E = h\nu$;

b) $E = m\vartheta r$;

d) $E = \frac{k}{p}$;

e) $E = \frac{m\vartheta^2}{2} \dots$

41. Yadroning zaryadi va o'lchami qanday?

a) manfiy, 10^{-5} sm;

b) musbat, 10^{-13} sm;

d) musbat, 10^{-3} sm;

e) neytral, 10^{-6} sm.

42. Atomda elektron holatini nechta kvant sonlari xarakterlaydi?

a) p, l – ikkita kvant sonlari xarakterlaydi;

- b) p, l, s – uchta kvant sonlari xarakterlaydi;
 d) n, l, m_p, m_s – to'rtta kvant sonlari xarakterlaydi;
 e) n – bitta kvant sonlari xarakterlaydi.

43. Simob atomining «Rezonans potentsiali» qanchaga teng?

- a) 8,8 eV ga;
 b) 6,8 eV ga;
 d) 4,9 eV ga;
 e) 9,5 eV ga.

44. Frank va Gers tajribasi nimani ifodalaydi?

- a) atomda diskret energetik sathlarning mavjudligini isbotlaydi;
 b) atomda elektronlarning borligini isbotlaydi;
 d) yadroda proton va neytronning mavjudligini isbotlaydi;
 e) elektron va yadro orasida o'zaro ta'siming mavjudligini isbotlaydi.

45. Atom tuzilishining Tomson modeli bo'yicha atom radiusini aniqlash qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

$$a) R = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{1/3},$$

$$b) R = \frac{h}{m g};$$

$$d) R = \frac{m g^2}{r^2};$$

$$e) R = \frac{c}{2\pi r}.$$

46. Zarraning erkin harakati uchun Shredinger tenglamasi qaysi tenglamada to'g'ri yozilgan?

$$a) E = \frac{p^2}{2m};$$

$$b) -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = E\psi;$$

$$d) E = \frac{p^2}{2m} + \frac{m g^2}{2};$$

$$e) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0.$$

47. Chiziqli garmonik ossillyator energiyasi qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

$$a) E_n = \frac{8\pi m Z e^2}{\hbar^2 n^2};$$

$$b) E_n = kx + m g^2;$$

$$d) E_n = \sqrt{\frac{2m\hbar}{k}};$$

$$e) E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \nu.$$

48. Rezerford tajribalarida sochilgan alfa-zarralar soni metall folga elementi zaryadiga qanday bog'liq?

- a) folga elementi zaryadi ortishi bilan sochilgan alfa-zarralar soni ortadi;
- b) element zaryadi kamayishi bilan sochilgan alfa-zarralar soni ortib boradi;
- d) sochilgan alfa-zarralar soni element zaryadiga bog'liq emas;
- e) sochilgan alfa-zarralar soni faqat zarralar tezligiga bog'liq.

49. Qanday energiyalar xususiy energiyalar deyiladi?

- a) Shredinger tenglamasi yechimga ega bo'lgan diskret E_1, E_2, E_3, \dots energiya qiymatlari xususiy energiyalar deyiladi;
- b) vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan energiyalar xususiy energiyalar deyiladi;
- d) zarraning potensial va kinetik energiyalari xususiy energiyalar deyiladi;
- e) zarralarning issiqlik harakatidagi energiyasi xususiy energiyalar deyiladi.

50. To'liqin funksiyasining normalash sharti qanday ma'noga ega?

- a) zarraning mavjudligini va harakati tezligini bildiradi;
- b) zarraning fazoning biror nuqtasida bo'lmasligining ehtimolligini bildiradi;
- d) zarraning fazoning biror nuqtasida bo'lishi ishonchli hodisa bo'lib, uning ehtimolligi birga teng bo'lishini ko'rsatadi;
- e) zarraning hajm birligidan chiqib ketishi ishonchli hodisa ekanligini bildiradi.

51. Noaniqlik munosabatlari qanday ma'noga ega?

- a) klassik fizikada makrozarralar uchun bo'lgan qonunlarni mikrozararlarga tatbiq qilish chegarasini ifodalaydi;
- b) mikrozararlarning qonunlarini ifodalaydi;
- d) mikrozararlarga klassik fizika qonunlarini tatbiq qilish mumkinligini ifodalaydi;
- e) kvant mexanikasida zarraning impulsini o'lchash mumkinligini ifodalaydi.

52. Tunnel effektini qanday tushunasiz?

- a) mikrozararlarning potensial o'radan chiqa olmasligini bildiradi;
- b) mikrozararlarning potensial to'siqdan sizib o'tishiga tunnel effekti deyiladi;
- d) mikrozararlarning potensial to'siq devoriga urilishiga tunnel effekti deyiladi;
- e) mikrozararlarning potensial o'ra devoriga urilib undan qaytishiga tunnel effekti deyiladi.

53. Elektronning xususiy mexanik momenti qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

a) $L_S = \mu g H m$;

b) $L_S = \hbar \sqrt{s(s+1)}$;

d) $L_S = j + l + 1$;

e) $L_S = \frac{h}{m \omega r}$.

54. Elektronning orbital impuls momenti qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

a) $L_\ell = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$;

b) $L_\ell = \hbar 2\pi r$;

d) $L_\ell = i s$;

e) $L_\ell = \frac{\hbar}{2\pi\epsilon_0\ell^2}$.

55. Atomning magnit momenti qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

a) $\mu_I = \frac{e}{2m} L = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell+1)}$;

b) $\mu_I = \sum_{i\pm 1}^n j_i$;

d) $\mu_I = g\mu_B \sqrt{I(J+1)}$;

e) $\mu_I = \frac{\hbar}{m g}$.

56. Bosh kvant son n ning berilgan qiymati bilan aniqlanadigan elektron qobig'idagi elektronlarning maksimal soni qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

a) $\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell+1) = 2n^2$;

b) $Z = 2n^2 + 1$;

d) $N = n + \ell + k + 1$;

e) $N = 2\ell + 2p + 2s$.

57. Elektron holatlarda berilgan n va ℓ kvant sonlari bilan aniqlanadigan elektronlarning maksimal sonini aniqlashg formulasi qaysi ifodada to'g'ri yozilgan?

a) $2(2\ell+1)$;

b) $2(n+2)$;

d) $2(\hbar\nu + 1)$;

e) $\sum_{n=1}^{\infty} \left(\hbar\nu + \frac{m g^2}{2} \right)$

58. Molekula qanday zarra va u qanday hosil bo'ladi?

a) Molekula berilgan moddaning eng kichik zarrasi bo'lib, shu moddaning asosiy kimyoviy xossalariga ega bo'ladi. Ma'lum sharoitlarda atomlar birlashib molekulani hosil qiladi;

b) Molekula moddaning ichki energiyasini aniqlaydigan zarra bo'lib, atom yadrosidagi proton va neytronlarning birlashishidan hosil bo'ladi.

d) Molekula moddani qizdirishda hosil bo'ladigan zarra bo'lib, moddaning issiqlik xossalarini ifodalaydi;

e) Molekula moddaning eng kichik zarrasi hisoblanadi va moddaning sovushida hosil bo'ladi.

59. Ionli molekula qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?

a) NaCl;

b) H₂, Cl₂;

d) O₂;

e) N₂.

60. Quyidagi javoblarning qaysi birida kovalent bog'lanishda hosil bo'lgan molekular ko'rsatilgan?

a) NaCl, HCl;

b) H₂, O₂, N₂, Cl₂;

d) H₂SO₄;

e) CuSO₄.

61. Molekula to'liq energiyasining formulasi qaysi javobda to'g'ri ifodalangan?

a) $E = eE$;

b) $E = mgh + \frac{m\theta^2}{2}$;

d) $E = E_{elek} + E_{tebr} + E_{ayl}$;

e) $E = \frac{p^2}{2m}$.

62. Kimyoviy bog'lanishlar necha xil?

a) ikki xil: ion bog'lanish, kovalent bog'lanish;

b) besh xil: ion, induksion, kovalent, geteropolyar, gomopolyar bog'lanishlar;

d) uch xil: chizikli bog'lanish, burchakli bog'lanish, valent bog'lanish;

e) bir xil: kimyoviy bog'lanish.

63. Molekulaning energetik sathlarini necha turga ajratish mumkin?

a) besh turga ajratish mumkin: ilgarilanma, aylanma, egri chizikli, to'g'ri chizikli va tebranma;

b) uch turga ajratish mumkin: elektronlar energetik sathlariga, tebranish va aylanish energetik sathlariga;

d) ikki turga ajratish mumkin: ilgarilanma va aylanma;

e) bir xil energetik sath bo'ladi: elektronlarning aylanma harakati energetik sathi.

64. Ikki atomli molekulaning energiyasi qanday energiyalar yig'indisidan iborat?

a) atomning, yadroning, elektronning aylanma harakatidagi energiyalari yig'indisidan iborat: $E = E^A + E^Y + E^E$;

b) elektronning, yadrodagi proton va neytronning energiyalari-ning yig'indisidan iborat: $E = E^e + E^p + E^n$;

d) molekula elektron qobig'ining energiyasi E^e , molekula tarkibi-dagi atomlar va yadrolarning tebranma harakati energiyasi E^T va molekulaning aylanma harakati energiyasi E^A - larning yig'indisidan iborat: $E = E^e + E^T + E^A$;

e) ikki elektronning orbitadagi aylanma harakati energiyalarining yig'indisidan iborat: $E = E^e + E^e$.

65. Molekulalar orasida qanday o'zaro ta'sir kuchlari mavjud?
a) dispersion, orientasion va induksion o'zaro ta'sir kuchlari mavjud;
b) molekula atomlari elektronlari orasida tortishish o'zaro ta'sir kuchlari mavjud;
d) molekula atomlari yadrolari orasida tortishish o'zaro ta'sir kuchlari mavjud;
e) molekula atomlari yadrosidagi neytronlar orasida o'zaro itarishish kuchlari mavjud.

66. Qattiq jismlar necha xil holatda bo'ladi va qaysi holatlarda?

- a) uch xil: gaz, suyuq, bug';
- b) ikki xil holatda: kristall va amorf;
- d) bir xil holatda: qattiq holatda;
- e) besh xil holatda: qattiq, suyuq, gaz, amorf, yopishqoq.

67. Amorf jismlar qaysi javobda to'g'ri ta'riflangan?

- a) amorf jismlar "o'ta sovutilgan" suyuqlik bo'lib, ular aniq kristall xossalari ega bo'la olmaydi;
- b) amorf jismlar qizdirilgan suyuqlik bo'lib, uning xossalari suyuqlik xossalari kabi bo'ladi;
- d) amorf jismlar kristallarning bir turi hisoblanadi;
- e) amorf jismlar qattiq jismlarning anizotropik xossasiga ega bo'lgan turi hisoblanadi.

68. Kristall qattiq jismlarga qaysi javobda to'g'ri ta'rif berilgan?

- a) kristallar issiqlikni uzluksiz ravishda o'tkazadigan qattiq jismlardir;
- b) kristallar aniq erish, qotish temperaturasiga ega bo'lmagan qattiq jismlardir;
- d) kristallar tashqi ko'rinishidan to'g'ri geometrik shaklga ega bo'ladi. Kristallni tashkil qilgan zarralar joylashishi davriy ravishda takrorlanadi;
- e) kristallar elektr tokini o'tkazmaydigan qattiq jismlardir.

69. Kristallar necha xilda bo'ladi va qanday kristallar deyiladi?

- a) kristallar besh xilda bo'ladi: qattiq, suyuq, gaz, qizdirilgan va sovutilgan kristallar;
- b) kristallar bir xil bo'ladi: qattiq kristallar;
- d) kristallar ikki xil bo'ladi: qattiq va yumshoq kristallar;
- e) kristallar to'rt xil bo'ladi: ionli kristallar, valentli kristallar, molekulyar kristallar va metall kristallar.

70. Dyulong va Pti qonuni qaysi formulada to'g'ri ifodalangan va u qanday temperaturalarda to'g'ri bo'ladi?

- a) $C_{\mu} = \frac{\partial U}{\partial T} = R \cdot e^{h\nu/kT}$, bu qonun past temperaturalarda to'g'ri bo'ladi;

b) $C_{\mu} = 3R = 6 \frac{\text{Kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$, bu qonun faqat nisbatan yuqori temperaturalarda to'g'ri bo'ladi;

d) $C_{\mu} = \frac{\partial Q}{\partial T} = 15 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$, bu qonun barcha temperaturalarda ham to'g'ri bo'ladi;

e) $C_{\mu} = \frac{h}{1 + e^{h\nu/kT}} = 3 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{gr}}$, bu qonun absolyut nol temperature-larda to'g'ri bo'ladi.

71. Qattiq jismlar issiqlik sig'iminin kvant nazariyasida atom-ning har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan o'rta energiya qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

a) $E = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$;

b) $E = h\nu$;

d) $E = \frac{mg^2}{2}$

e) $E = \frac{mg^2}{2} + mgh$.

72. Qattiq jismlar issiqlik sig'iminin klassik nazariyasida uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgan va issiqlik tebranma harakatda bo'lgan zarraning har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan energiya qaysi javobda to'g'ri keltirilgan?

a) $E = eU$;

b) $E = h\nu$;

d) $E = mg^2 + P$;

e) $E = kT$.

73. Qattiq jismlarning issiqlik sig'imi ularning temperaturasiga bog'liqligi?

a) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi faqat ularning uy temperaturasiga bog'liq;

b) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi kvant nazariyasida ularning temperaturasiga, ayniqsa past temperaturalarda juda bog'liq;

d) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi absolyut nol temperaturaga bog'liq;

e) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi juda yuqori temperaturalardagina temperaturaga bog'liq bo'ladi.

74. Debayning xarakteristik temperaturasining formulasi qaysi javobda to'g'ri berilgan?

a) $T_D = \frac{h\nu_{\max}}{K}$

b) $T_D = t + 273$;

$$d) T_D = \frac{me^4}{\hbar^2 n^2};$$

$$e) T_D = \frac{h\nu}{\lambda}.$$

75. Debyning T^3 qonuni qaysi javobda to'g'ri ta'riflangan?

a) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi temperaturaning kvadratiga to'g'ri proporsional;

b) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liq emas;

d) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi absolyut nol temperatura yaqinida temperaturaning uchinchi darajasiga proporsional o'zgaradi;

e) qattiq jismlarning issiqlik sig'imi temperaturaning beshinchi darajasiga proporsional bo'ladi.

TEST JAVOBLARI

1) e	16) a	31) b	46) b	61) d
2) a	17) b	32) d	47) e	62) a
3) d	18) a	33) e	48) a	63) b
4) a	19) b	34) d	49) a	64) d
5) a	20) d	35) e	50) d	65) a
6) a	21) e	36) e	51) a	66) b
7) b	22) a	37) d	52) b	67) a
8) e	23) e	38) d	53) b	68) d
9) a	24) a	39) d	54) a	69) e
10) b	25) a	40) a	55) a	70) b
11) a	26) e	41) b	56) a	71) a
12) d	27) a	42) d	57) a	72) e
13) e	28) e	43) d	58) a	73) b
14) b	29) b	44) a	59) a	74) a
15) a	30) d	45) a	60) b	75) d

ADABIYOTLAR

1. *Ahmadjonov O.* Fizika kursi. Optika, atom va yadro fizikasi. III tom. – Toshkent: O'qituvchi, 1989. – 272 b.
2. *Акоста В., Кован К., Грэм Б.* Основы современной физики. // Перевод с английского В.В.Толмачева, В.Ф.Трифонов. Под редакцией А.Н.Матвеева. – Москва: Просвещение, 1981. – 495 с.
3. *Ахиезер А.И.* Атомная физика. Справочное пособие. – Киев: Наукова думка, 1988. – 264 с.
4. *Bekjonov R.V., Ahmadxo'jayev V.* Atom fizikasi. – Toshkent: O'qituvchi, 1979.
5. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – Киев: Вища школа, 1984. – 271 с.
6. *Белонучкин В.Е., Заикин Д.А., Ципенюк Б.М.* Основы физики, т.2. – Москва: Физматлит, 2007. – 608 с.
7. *Борн М.* Атомная физика. – Москва: Мир, 1965.
8. *Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.* Введение в атомную физику. – Москва: Наука, 1969. – 304 с.
9. *Горяга Г.И.* Конспект лекций по атомной физике. – Москва: Изд-во МГУ, 1974. – 433 с.
10. *Грабовский Р.И.* Курс физики. – Москва: Высшая школа, 1963. – 527 с.
11. *Иродов И.Б.* Задачи по общей физики. – Москва: МГУ, 2001.
12. *Korolev F.A.* Fizika kursi. Optika, atom va yadro fizikasi. – Toshkent: O'qituvchi, 1978. – 616 b.
13. *Ливенцев Н.М.* Курс физики. Атомная и ядерная физика. – Москва: Высшая школа, 1978.
14. *Матвеев А.Н.* Атомная физика. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.
15. *Нерсесов Э.А.* Основные законы атомной и ядерной физики. – Москва: Высшая школа, 1988. – 288 с.
16. *Рунюв Н.Н.* Строение атомов и молекул. – Москва: Просвещение, 1987.
17. *Savelev I.V.* Umumiy fizika kursi. III tom. – Toshkent: O'qituvchi, 1976. – 449 b.
18. *Сивухин Д.В.* Общей курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч.1. – Москва: Наука, 1986. – 415 с.
19. *Chertov A., Vorobyov A.* Fizikadan masalalar to'plami. – Toshkent: O'zbekiston, 1997. – 604 b.
20. *Shpolskiy E.V.* Atom fizikasi. I tom. – Toshkent: O'qituvchi, 1970. – 584 b.

MUNDARIJA

Soʻz boshi.....	3
Kirish.....	4

I BOB. ISSIQLIKNING NURLANISHI

1.1-§. Issiqlik nurlanishi. Muvozanatli nurlanish.....	12
1.2-§. Absolyut qora jism modeli.....	14
1.3-§. Kirxgof qonuni.....	16
1.4-§. Issiqlik nurlanishining qonunlari.....	18
1.5-§. Plank formulasi.....	24
1.6-§. Kvant oʻtishlar.....	26
Nazorat savollari.....	27

II BOB. ELEKTROMAGNIT NURLANISHNING KORPUSKULAR XUSUSIYATLARI

2.1-§. Tutash rentgen spektrining qisqa toʻlqinli chegarasi.....	28
2.2-§. Fotoeffekt.....	30
2.3-§. Fotoeffekt nazariyasi.....	39
2.4-§. Fotonlar.....	42
2.5-§. Kompton effekti.....	45
2.6-§. Oje elektronlari.....	48
Nazorat savollari.....	49

III BOB. ZARRALAR VA TOʻLQINLAR

3.1-§. Mikro va makrozarralarning toʻlqin xususiyatlari.....	50
3.2-§. De-Broyl gipotezasi.....	51
3.3-§. De-Broyl toʻlqinlarining xususiyatlari.....	53
3.4-§. De-Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi.....	63
3.4.1. Devisson va Jermer tajribalari.....	64
3.4.2. Tomson va Tarnakovskiy tajribalari.....	69
3.5-§. De-Broyl toʻlqinlarining statistik talqini.....	70
3.6-§. Noaniqlik munosabatlari.....	72
Nazorat savollari.....	78

IV BOB. ATOM TUZILISHINING MODELLARI. VODOROD ATOMINING BOR NAZARIYASI

4.1-§. Atom tuzilishining modellari.....	79
4.2-§. Atom tuzilishining Tomson modeli.....	80
4.3-§. Rezerford tajribalari.....	81
4.4-§. Alfa-zarralarning sochilish nazariyasi. Rezerford formulasi.....	85
4.5-§. Atom tuzilishining planetar modeli.....	90
4.6-§. Atom planetar modelining klassik fizika tasavvurlariga mos kelmasligi.....	92
4.7-§. Yadro zaryadini aniqlash.....	94
4.8-§. Bor postulatları. Atom tuzilishining Bor nazariyasi.....	97
4.9-§. Doiraviy orbitalarni kvantlash.....	99
4.10-§. Elliptik orbitalarni kvantlash.....	104
4.11-§. Frank va Gers tajribalari.....	107
4.12-§. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar.....	110
4.13-§. Spektral termlar. Kombinatsion prinsip.....	115
4.14-§. Vodorod atomining energetik sathlari diagrammasi.....	117
4.15-§. Piking seriyasi va vodorodsimon ionlar spektrlari.....	120
4.16-§. Vodorod atomining ionlashtirish energiyasi.....	122
4.17-§. Yadro harakatini hisobga olish.....	124
4.18-§. Spektral chiziqlarning izotopik siljishi.....	129
4.19-§. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari.....	132
Nazorat savollari.....	133

V BOB. KVANT MEXANIKASINING ASOSLARI

5.1-§. To'liq funksiyasi.....	135
5.2-§. Shredinger tenglamasi.....	137
5.3-§. Operatorlar haqida qisqacha ma'lumot.....	146
5.4-§. Zarraning erkin harakati.....	154
5.5-§. Bir o'lchamli potensial o'radagi zarra.....	158
5.6-§. Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti.....	165
5.7-§. Chiziqli garmonik ossilyator.....	170
Nazorat savollari.....	176

VI BOB. BIR ELEKTRONLI ATOMLAR

6.1-§. Vodorod atomi.....	177
6.2-§. Vodorodsimon atomlar.....	184
6.3-§. Kvant sonlar.....	188
6.4-§. Elektronning orbital mexanik momenti.....	198
6.5-§. Elektronning orbital magnit momenti.....	204

6.6-§. Elektronning xususiy momenti. Spin.....	206
6.7-§. Shtern va Gerlax tajribalari.....	209
6.8-§. Elektronning to'liq mexanik va magnit momentlari	211
6.9-§. Atomning vektor modeli.....	217
6.10-§. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi.....	219
6.11-§. Spektrlarning multipletligi.....	226
Nazorat savollari.....	228

VII BOB. KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR

7.1-§. Ko'p elektronli atomlar sistemasi.....	230
7.2-§. Ko'p elektronli atomlarda elektron sathlarining tuzilishi.....	231
7.3-§. Geliy atomi.....	233
7.4-§. Ishqoriy metallar atomlari.....	243
7.5-§. Pauli prinsipi.....	254
7.6-§. Elementlarning davriy sistemasi. Atom elektron qobiq va holatlarining elektronlar bilan to'ldirilish tartibi.....	255
7.7-§. Atomning nurlanishi va yutishidagi tanlash qoidalari.....	262
7.8-§. Atomda elektronlarning bog'lanish turlari.....	267
Nazorat savollari.....	270

VIII BOB. RENTGEN NURLARI

8.1-§. Rentgen nurlarining hosil qilinishi.....	271
8.2-§. Rentgen nurlarining spektrlari.....	272
8.3-§. Mozli qonuni.....	277
8.4-§. Rentgen nurlarining difraksiyasi.....	279
8.5-§. Rentgen nurlarining moddada yutilishi.....	284
8.6-§. Rentgen nurlarining moddada sochilishi.....	288
8.7-§. Rentgen nurlarining to'liq uzunligini aniqlash.....	290
8.8-§. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.....	291
8.9-§. Rentgen nurlarining xossalari va ulardan foydalanish.....	292
Nazorat savollari.....	293

IX BOB. ATOM TASHQI KUCHLAR MAYDONIDA

9.1-§. Zeemanning oddiy va murakkab effektlari.....	294
9.2-§. Pashen va Bak effekti.....	301
9.3-§. Elektron paramagnit rezonans.....	304
9.4-§. Shtark effekti.....	307

Nazorat savollari.....	314
------------------------	-----

X BOB. MOLEKULALAR

10.1-§. Molekulalar va ularning hosil bo'lishi. Kimyoviy bog'lanish turlari.....	315
10.2-§. Ion bog'lanish.....	317
10.3-§. Kovalent bog'lanish. Vodород molekulasining kvant nazariyasi....	320
10.4-§. Molekulalar spektrlari.....	327
10.5-§. Molekulalar energiyasi.....	332
10.6-§. Molekulyar kuchlar.....	335
10.7-§. Valentlik.....	337
Nazorat savollari.....	339

XI BOB. QATTIQ JISMLAR

11.1-§. Qattiq jismlar. Qattiq jismlarda atomlarning bog'lanish turlari.....	340
11.1.1. Ion bog'lanish.....	341
11.1.2. Kovalent bog'lanish.....	341
11.1.3. Vodород bog'lanish.....	342
11.1.4. Metall bog'lanish.....	342
11.1.5. Molekulyar bog'lanish.....	343
11.2-§. Qattiq jismlarning issiqlik sig'imi. Debay nazariyasi.....	344
11.3-§. Qattiq jismlarda atom energetik sathlarining ajralishi. Energetik zonalar.....	351
11.4-§. O'ta oquvchanlik. Tajriba natijalari.....	355
11.5-§. O'ta o'tkazuvchanlik.....	364
11.6-§. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar.....	369
Nazorat savollari.....	371
Ilovalar.....	373
Amaliy mashg'ulotlar mavzulari va masalalar.....	376
Testlar.....	397
Adabiyot.....	411

Guljaxon AXMEDOVA
Orifjon Baxromovich MAMATQULOV
Isobek XOLBAYEV

ATOM FIZIKASI

*Oliy o'quv yurtlarining 5140200 – fizik –
bakalavr ta'lim yo'nalishi uchun o'quv qo'llanma*

«ISTIQLOL» – Toshkent – 2013

Muharrir Mirali Po'latov
Badiiy muharrir Husniddin Yoqubov
Texnik muharrir Yelena Tolochko
Musahhah Nargiza Atabayeva
Sahifalovchi Sunnat Po'latov

Litsenziya raqami AI № 217. 03.08.2012-y. Bosishga ruxsat etildi 12.12.2013-y.
Bichimi 60×84¹/₁₆. Shartli bosma tabog'i 26,0. Adadi 315 nusxa. Ofset qog'ozi.
Buyurtma № 63.

«ISTIQLOL NASHRIYOTI» MChJ. Toshkent sh., 100129, Navoiy ko'chasi,
30-uy. Tel: 244-94-36, faks: 244-51-98. El. pochta: istiqlol-nashr@mail.ru.

«ISTIQLOL NASHRIYOTI» MChJ matbaa bo'limida chop etildi. Toshkent sh.,
100129, Navoiy ko'chasi, 30-uy.