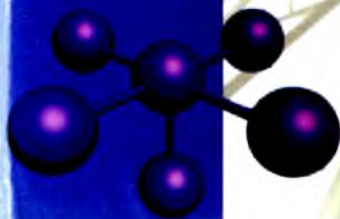
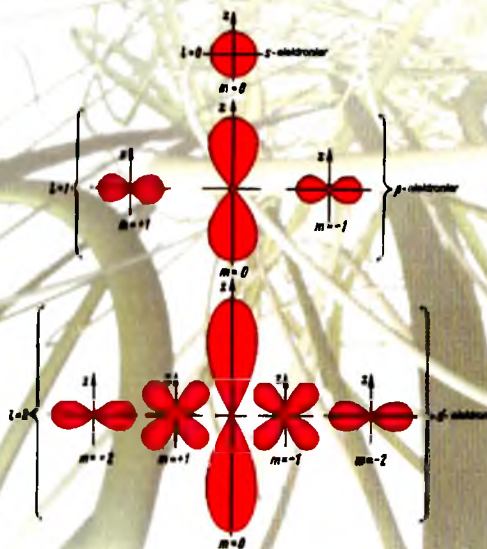


A.M. XUDAYBERGANOV, A.A. MAHMUDOV

ATOM FIZIKASI

ASOSIY TUSHUNCHA,
QONUN, TAJRIBA VA FORMULALAR

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0.$$



U
F
K

435
539/045)
L 87

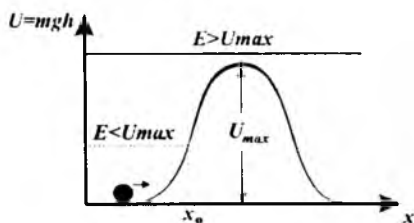
OLIY O'QUV YURLARINING
UMUMIY FIZIKA KURSI

A.M. XUDAYBERGANOV, A.A. MAHMUDOV

ATOM FIZIKASI

ASOSIY TUSHUNCHA,
QONUN, TAJRIBA VA FORMULALAR

Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan universitetlarning fizika va astronomiya mutaxassisligi (5120200, 5120400-bakalavriat yo'nalishlari), pedagogika universiteti va institutlarining fizika va astronomiya o'qitish metodikasi (5110200-bakalavriat yo'nalishi) hamda texnika oliy o'quv yurtlarining studentlari uchun o'quv qo'llanma sifatida tayyorlangan



Toshkent
"Navro'z" nashriyoti
2018

KBK 51.04(70'zb)
X57
UO'K 52(42+28)12

A.M.Xudayberganov, A.A. Mahmudov
Atom fizikasi / Asosiy tushuncha, qonun, tajriba va formulalar /
Toshkent, «Navro'z» nashriyoti, 2018 y. 252 b.

Taqrizchilar:

S. R. Polvonov – fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent;
B. Ibragimov – fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent;
B.A. Mirsolixov – fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent.

Ushbu o'quv qo'llanmada atom fizikasining asosiy ma'lumot, tushuncha, qonun va formulalari qisqartirilgan shaklda keltirilgan. Shuningdek, atom fizikasiga oid tajribalar ham berilgan. Ushbu o'quv qo'llanma universitet va pedagogika oliy o'quv yurtlarining fizika yo'nalishi hamda texnika oliy o'quv yurtlarining studentlari uchun mo'ljallangan. Undan atom fizikasiga qiziquvchilar va yosh o'qituvchilar ham foydalanishlari mumkin.

O'quv qo'llanma shartli ravishda ikki qismdan iborat bo'lib, uning birinchi qismida klassik atom fizikasi, ikkinchi qismida esa kvant atom fizikasining asosiy tushuncha, qonun va formulalari berilgan.

ISBN 978-9943-381-36-0

© A.M.Xudayberganov,
A.A. Mahmudov 2018 y.
© «Navro'z» nashriyoti, 2018 y.

SO'Z BOSHI

Hozirgi vaqtda fan va texnikaning turli sohalarining taraqqiyotini modda tuzilishi nazariyasisiz tasavvur etish ancha qiyin masaladir. Shuning uchun fizika ixtisosligi va texnika yo'nalishlarida ta'lim olayotgan student-yoshlarni imkoni boricha modda tuzilishining hozirgi zamon nazariyasi bilan tanishtirish kerak. Ushbu yozilgan o'quv qo'llanma ana shu vazifani amalga oshirishdagi urinishlardan biri hisoblanadi. Shu jihatdan ham u katta ahamiyat kasb etadi.

Modda tuzilishi nazariyasi mikroolam fizikasiga tegishli nazariya hisoblanadi. Mikroolam hodisalarini o'rganish murakkab metodik masala hisoblanadi. Chunki unda yangi qonuniyatlarni shakllantirish bilan birgalikda, klassik fizikaning mavjud qonun-qoida va tushunchalarini qaytadan ko'rib chiqish kerak bo'ladi. Shuning uchun modda tuzilishi nazariyasi ancha murakkab bo'lib, u fizikaning zamonaviy yutuqlariga va kuchli matematik apparatga tayanadi. Mikroolam hodisalarini o'rganish, ularni asoslab beruvchi matematik apparat-kvant mexanikani bilishni talab etadi. Modda tuzilishini o'rganish atom fizikasini o'rganishdan boshlanadi. Shu sababli ushbu o'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlarida atom fizikasini o'rganishga bag'ishlangan. Bu ham shunday o'quv qo'llanmaning zarurligini ko'rsatuvchi dalildir.

Bundan tashqari, bugungi kunda oliy o'quv yurtlarida atom fizikasini bayon etuvchi o'zbek tilida yozilgan darslik va o'quv qo'llanmalar mavjud emas deyilsa mubolag'a bo'lmaydi. Mavjud o'quv qo'llanma va darsliklar esa rus va chet tillarida yozilgan. Uni o'rganuvchilarga esa bu dalil o'ziga yarasha qiyinchiliklarni tug'diradi. Shu tufayli o'zbek tilida yozilgan ana shunday darslik va o'quv qo'llanmalar bo'lishi kerak. Shuning uchun yozilgan ushbu o'quv qo'llanma dolzarb qo'llanma hisoblanadi.

Bu o'quv qo'llanmani yozishda oddiydan murakkabga prinsipiga amal qilingan. Shuning uchun uning mavzulari oddiydan murakkabga qarab borgan. Bundan kelib chiqqan holda o'quv qo'llanmani shartli ravishda ikki qismga ajratish mumkin. Birinchisi klassik atom fizikasi bo'lsa, ikkinchisi kvant atom fizikasidir. Klassik atom fizikasiga oid mavzular oddiy, tushuncha, ta'rif va isbotsiz formulalar shaklida berilgan bo'lsa, kvant atom fizikasiga tegishli mavzular esa murakkabroq

tushuncha, ta'rif hamda isboti deyarli keltirilgan formulalar ko'rinishida bayon etilgan. Bunda kvant mexanika va oliy matematika elementlaridan unumli foydalanildi. Mavzularning shunday shaklda bayon etilishi kvant atom fizikasining murakkabligi bilan ham bog'liqdir.

Shuni ta'kidlash lozimki, bu yozilgan o'quv qo'llanmada keltirilgan mavzular ketma-ketligi pedagogika universiteti hamda oliy o'quv yurtlari fizika va astronomiya o'qitish metodikasi bakalavriat yo'nalishidagi umumiy fizikaning atom fizikasi bo'limi bo'yicha davlat ta'lim standarti va namunaviy o'quv dasturiga to'la mos keladi. Undan tashqari respublikadagi universitetlarning fizika ixtisosligi bo'yicha bakalavriat yo'nalishida o'qitiladigan atom fizikasi bo'yicha davlat ta'lim standarti va namunaviy o'quv dasturiga ham mos keladi. Undan texnika oliy o'quv yurtlarida dars beradigan professor-o'qituvchilar hamda yosh o'qituvchilar, shuningdek atom fizikasini o'rganishga qiziqqanlar foydalanishi mumkin.

O'quv qo'llanmaga unga bayon etilgan mavzular bo'yicha nazorat savollari va ana shu mavzularga oid testlar kiritilgan. Ular atom fizikasini o'rganayotganlarning olgan bilimlarini yanada mustahkamlashga ancha yordam beradi.

O'quv qo'llanma o'zbek tilida yozilganligi tufayli, mualliflardan ko'p qiyinchiliklarni engish talab etildi. Shuning uchun u kamchiliklardan holi emas. Kvant atom fizikasini bayon qilishda murakkab matematik apparatdan foydalanilgan. Lekin bu kamchilik emas. Chunki texnik yo'nalishda ta'lim olayotgan student bunday apparatdan xabardor bo'lishi zarur. Uning uchun asosiy qiyinchilik matematika emas, balki mikroolamda yuz berayotgan fizik hodisaning o'ziga xos xususiyatlarini bilish qiyinchilik bo'lishi darkor.

Mualliflar o'quv qo'llanmaning sifatini oshirishga qaratilgan har qanday taklif va tanqidiy mulohazalarni yuboruvchi kitobxonlarga oldindan o'z minnat dorchiliklarini bildiradilar. O'quv qo'llanma haqidagi taklif, fikr, tanqid va mulohazalarni quyidagi manzilga jo'natish mumkin: Toshkent, Shayxontohur tumani, Abdulla Qodiriy ko'chasi 11-uy, Toshkent islom universiteti, tabiiy fanlar kafedresi.

1-BOB. ATOM FIZIKASI VA UNDAGI RELYATIVISTIK MUNOSABATLAR

1-§. Kvant fizika haqida tushuncha

Mavzuning tayanch iboralari: klassik fizika, kvant, kvant obyektlari, kvant fizika, kvant mexanika.

Ushbu mavzuda kvant fizika, kvant mexanika, kvant va kvant obyektlari tushunchalari bilan tanishtiriladi. Ularga tegishli ma'lumotlar beriladi. Atom fizikasining obyektiga ham to'xtalib o'tiladi.

1. Umumiy fizikaning mexanika, molekulyar fizika, elektromagnetizm va optika bo'limlarining asosini klassik fizika tashkil etadi. Kvant qonuniyatlarining roli haddan tashqari kichik bo'lganligi tufayli hisobga olinmaydigan fizikaga klassik fizika deyiladi.

2. XX asrning boshlarida klassik fizika juda kichik hajmda (atom ichida) harakatlanuvchi zarralarning ta'sirlashuv qonunlarini tushuntira olmay qoldi. Bu qonunlarni tushuntirish yangi fizika, ya'ni kvant fizikaning paydo bo'lishiga olib keldi.

3. Kvant fizika kvant obyektlari va hodisalari hamda ularning xossalari haqidagi fan hisoblanadi.

4. Kvant obyektlari deyilganda mikroolam obyektlari (zarralar, atomlar, yadrolar va hokazolar) tushunilsa, kvant hodisalari deyilganda esa mikroolamda ro'y beradigan hodisalar tushuniladi. Kvant fizikada kvant qonuniyatlari o'rinli bo'ladi.

5. Kvant lotincha so'z bo'lib, "eng kichik miqdor" degan ma'noni anglatadi. Diskret (uzlukli) fizik kattalik o'zgarish mumkin bo'lgan eng kichik miqdorga kvant deyiladi. Shuningdek, qandaydir fizik xossalarni tashuvchi zarraga ham kvant deb ataladi. Masalan, foton – elektromagnit maydon, graviton esa gravitatsion maydon kvanti hisoblanadi.

6. Umumiy fizikaning atom fizikasi bo'limi kvant fizikaning debochasi hisoblanadi. Atom fizikasi atom qobuqlarining tuzilishi va ularda ro'y

beradigan hodisalarni boshqacha aytilsa, atom va u bilan bog'liq hodisalarni o'rganuvchi fizikaning bo'limidir.

7. Kvant fizika asosini tashkil qilgan kvant nazariya XX asrning boshlarida shakllana boshladi. Asosan kvant nazariyaning paydo bo'lishi ikki jahon urushi orasidagi qisqa davrga to'g'ri keladi. Bu nazariya klassik fizika o'zi oldiga qanday vazifalarni qo'ygan bo'lsa, ana shunday vazifalarni o'z oldiga qo'ydi. Uning klassik fizikadan farqi shundaki, u makroskopik jismlar bilan emas, balki mikroobyektlar (atom, yadro va elementar zarralar) bilan shug'ullanadi.

8. Kvant tasavvurlarni va nisbiylik nazariyasi g'oyalari o'zida jamlagan kvant fizikani ma'lum ma'noda hozirgi zamon fizikasi deb atash mumkin.

9. Kvant fizika chegaraviy holda, ya'ni mikroolamdan makroolamga o'tilganida (kvant fizika qonunlari klassik fizika qonunlariga aylanganida), klassik fizikaga aylanadi. Shu sababli, kvant fizika mikroolamda "ishlaydi", klassik fizika esa makroolamda "ishlaydi" deb hisoblanadi.

10. Klassik fizikadan kvant fizikaga o'tish deyilganida, materiyani oddiy o'rganishdan chuqurroq o'rganishga o'tish tushuniladi. Demak, kvant fizika – materiya xossalari mikrohodisalar darajasida o'rganuvchi nazariya ekan. Bundan tashqari, kvant fizika modda va maydonning tuzilishi va xossalari haqidagi hozirgi zamon ta'limotining nazariy asosi hamdir. Kvant fizika yordamida moddaning fizik parametrlarini hisoblab topish mumkin.

11. Kvant fizika bir emas, balki bir nechta fanlarni o'zida jamlagan fan hisoblanadi. Bu fanlarning har bir mustaqil fan bo'lishiga qaramasdan, ular o'rtasida aniq bir chegara mavjud emas. Kvant fizikaning fundamenti, ya'ni nazariy asosi, kvant obyektlarining tuzilishi, xossalari va qonunlarini o'rganuvchi kvant mexanikasidir.

Takrorlash uchun savollar

1. Kvant fizika qanday fan?
2. Kvant obyektlari deyilganida nimalar tushuniladi?
3. Kvant so'zining ma'nosini tushuntirib bering.
4. Atom fizikasi nimani o'rganadi?
5. Kvant mexanikasi nima?

2-§. Mikroolamda tezliklar va o'Ichamlarning tutgan o'rni

Mavzuning tayanch iboralari: mikroolam, klassifikatsion belgi, klassik mexanika, relyativistik mexanika, kosmologiya.

Ushbu mavzuda mikroolamda tezliklar va o'Ichamlarning tutgan o'rni hamda ularning klassifikatsiyasi, ularga tegishli tushuncha ma'lumot va ta'riflar keltirib o'tiladi.

1. Kvant fizika, jumladan atom fizikasining hozirgi zamon fizikasida tutgan o'rnini aniqlash uchun tabiatda ro'y berishi mumkin bo'lgan protsess va hodisalarni klassifikatsiya qilish zaruriyati tug'iladi. Buni amalga oshirish yo'lini fizika tarixining o'zi ko'rsatadi.

2. XX asrning boshiga kelganida yutuqlari anchalik ko'p bo'lgan klassik fizikaning rivojlanishi to'liq yakunlandi. Ammo asta-sekin uning qo'llanish doirasining cheklanganligi, ya'ni klassik fizika faqat o'Ichamlari katta bo'lgan makroskopik jismlarning nisbatan sekin harakatini tushuntira olishligi ma'lum bo'lib qoldi. Bu esa fizik protsess va hodisalarning asosiy klassifikatsion belgisi sifatida ularning tezliklari yoki energiyalari va o'Ichamlarini olish mumkinligini ko'rsatadi. Shu sababli fizik protsess va hodisalarni ularning tezliklari va o'Ichamlari bo'yicha klassifikatsiya qilish mumkin bo'ladi.

3. Har bir klassifikatsion belgiga biror nazariy yo'l bilan keltirib chiqarilmaydigan qandaydir fundamental doimiy mos keladi.

4. Fizik protsess va hodisalar tezliklar bo'yicha quyidagicha klassifikatsiya qilinadi.

1) Agar zarralarning tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligidan juda kichik bo'lsa, bu holdagi zarralarning tezliklarini kichik tezliklar deyiladi. Ro'y beradigan protsesslarni esa relyativistik bo'lmagan, ya'ni norelyativistik protsesslar deyiladi. Ushbu protsesslarni klassik fizika o'rganadi. Bunday tezliklar bilan klassik mexanika shug'ullanadi.

2) Agar zarralarning tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligiga yaqin, ya'ni uning tartibida bo'lsa, bu holdagi zarralarning tezliklarini katta tezliklar deyiladi. Ro'y beradigan protsesslarni esa relyativistik protsesslar deyiladi. Ushbu protsesslarni kvant fizika o'rganadi. Bunday tezliklar bilan relyativistik mexanika shug'ullanadi.

5. Bu klassifikatsion belgiga mos keluvchi fundamental konstanta bo'lib yorug'likning vakuumdagi tezligi, ya'ni $c=3 \cdot 10^8$ m/s xizmat qiladi. Chegaraviy holda, ya'ni $c \rightarrow \infty$ da relyativistik mexanika klassik mexanikaga o'tadi.

6. Fizik hodisalarni ularga xos bo'lgan o'lchamlar, ya'ni o'rganilayotgan obyektlarning o'lchamlari yoki ular orasidagi masofalarga qarab sistemalashtirish mumkin. U quyidagicha amalga oshiriladi.

1) Ana shu o'ziga xos bo'lgan o'lchamlar uchun $r \geq 100$ yorug'lik yili bo'lsa, megaolam bilan ish ko'riladi. Uning xossalarini va evolyusiyasini o'rganuvchi fanga kosmologiya deyiladi.

2) Bizni o'rab turgan jismlar "oddiy" o'lchamlarga ega bo'ladi va ular makroskopik fizikaning predmeti bo'lgan makroolamni tashkil qiladi.

3) Agar quyidagi $r \leq 10^{-8}$ m tengsizlik bajarilsa, ko'rilayotgan hodisa mikroolamga tegishli bo'ladi. Bunday hodisalarni kvant fizikasi o'rganadi.

7. Mikroolam "nozik struktura" ga ega. Uning bunday tuzilishi quyidagicha tushuntiriladi. 10^{-8} m dan 10^{-9} m gacha bo'lgan masofalar oralig'i atom va molekulyar fizikaga tegishlidir. 10^{-15} m tartibidagi masofa yadro fizikasi va kichik energiyali zarralar fizikasi uchun o'rinli bo'ladi. Tartibi 10^{-15} m dan 10^{-18} m gacha bo'lgan masofalarda yuqori energiyali zarralar fizikasi ishlaydi. Tartibi 10^{-18} m bo'lgan masofalardan boshlab esa submikroolam o'rinli bo'ladi.

8. O'lcham yoki masofalar bo'yicha klassifikatsiya qilish tezliklar bo'yicha qilingan klassifikatsiyaga qaraganda unchalik aniq emas. Bunga misol tariqasida shuni keltirish mumkinki, makroolamning quyi chegarasi 10^{-7} m tartibida bo'lsa, uning yuqori chegarasi esa aniq ko'rsatilmagan.

9. Bu klassifikatsion belgiga ma'lum bir fundamental doimiy-

$h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ J·s – Plank doimiysi mos

keladi. Ushbu doimiy makroolam bilan mikroolamning o'rtasini ajratuvchi fundamental doimiy hisoblanadi. Chunki u makroolam bilan mikroolamning o'rtasini ajratuvchi o'lcham bilan bilvosita bog'langan. Chegaraviy holda $\hbar \rightarrow 0$ bo'ladi, bu hol esa makroskopik hodisalarni ko'rishga olib keladi. Bunda kvant fizika klassik fizikaga o'tadi.

10. Fizikada SI sistemada J·s o'lchamlikka ega bo'lgan kattalikka ta'sir deyiladi. Tabiatda mavjud bo'lgan eng kichik ta'sir-ta'sir kvanti yoki Plank doimiysi deb ataladi. h ning qiymati kichik bo'lganligi uchun ta'sirlashuvning kvant xarakteri makroskopik jismlarda namoyon bo'lmaydi.

11. Hozirgi zamon fizikasidagi eng kichik masofaning tartibi 10^{-18} m dir. Tezlatgichlarda olingan elektronlar oqimi yordamida zarralar strukturasini ana shunday masofalarda o'rganish mumkin. Ishlatiladigan eng katta masofaning tartibi esa 10 mlrd yorug'lik yili $\approx 10^{26}$ m ni tashkil etadi. Koinotning ko'rinuvchi qismining o'lchami ana shunday tartibga ega. Agar koinotni berk sistema deb hisoblansa, ko'rinuvchi qismning o'lchami uning o'lchamiga yaqin bo'ladi.

12. Ushbu keltirilgan masofalar bilan xarakterli o'lcamlarni xarakterli tezlikka bo'lish natijasida kelib chiqadigan xarakterli vaqtlar bog'langan. Ana shunday yo'l bilan olingan eng kichik vaqtning tartibi 10^{-26} s ni tashkil qiladi. Laboratoriyalarda qayd qilingan turg'un bo'lmagan zarralarning yashash vaqtlarining tartibi 10^{-24} s ni tashkil etadi. Eng katta vaqtning tartibi esa 10 mlrd yil $\approx 10^{18}$ s ni tashkil qiladi. Bu vaqtni esa koinotning yoshi bilan taqqoslash mumkin. Zamonaviy dunyoqarashlarga muvofiq, koinot yoshining tartibi 10-15 mlrd yilni tashkil etadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun mikroolamdagi protsess va hodisalar klassifikatsiya qilinadi?
2. Fizik protsess va hodisalarning asosiy klassifikatsion belgisi nima?
3. Har bir klassifikatsion belgiga nima mos keladi?
4. Tezlikning klassifikatsion belgisi nima?
5. O'lcamlarning klassifikatsion belgisi nima?
6. Plank doimiysining fizik mazmunini aytib bering.

3-§. Mikroolamda ishlatiladigan relyativistik munosabatlar

Mavzuning tayanch iboralari: relyativistik munosabat, nisbiy tezlik, tinchlikdagi massa, relyativistik massa, Lorens-faktor, o'lchashlarning ratsional sistemasi, o'lchashlarning kvant sistemasi, birliklarning tabiiy sistemasi.

Ushbu mavzuda mikroolamda ishlatiladigan relyativistik munosabatlar va ularning atom fizikasidagi o'rni haqida ma'lumot va tushuncha beriladi.

1. Tabiatda mavjud zarralar yorug'likning vakuumdagi tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanadilar. Shu sababli ularning harakati relyativistik mexanika qonunlariga bo'ysunadi. Shuning uchun atom, yadro va elementar zarralar fizikasida relyativistik munosabatlar katta ahamiyat kasb etadi.

2. Relyativistik mexanikada zarraning nisbiy tezligi tushunchasi kiritiladi. Zarraning tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligidan necha marta kichik ekanligini ko'rsatuvchi kattalikka zarraning nisbiy tezligi deyiladi. U quyidagicha topiladi:

$$\beta = \frac{v}{c}$$

3. Relyativistik mexanikada klassik mexanikada absolyut kattalik hisoblangan ba'zi kattaliklar o'zgaradi va nisbiy kattalikka aylanadi. Ana shunday kattaliklardan biri massadir.

4. Zarra yorug'likning vakuumdagi tezligidan juda kichik tezlikda harakatlangan vaqtida ega bo'lishi mumkin bo'lgan massaga shu zarraning tinchlikdagi massasi deyiladi. U m_0 harfi bilan belgilanadi.

5. Zarraning harakati tufayli oladigan massasiga relyativistik massa deyiladi. U m harfi bilan belgilanadi va tinchlikdagi massa bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

6. $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ belgilash kiritilsa. U holda yuqoridagi formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$m = m_0 \gamma.$$

γ kattalikka lorens-faktor deyiladi. Bu kattalik Lorens almashtirishlaridan kelib chiqqanligi uchun unga shunday nom berilgan. U biror o'lchamlikka ega bo'lmaydi va birdan ancha katta bo'lgan qiymatlarni qabul qiladi.

7. Zarraning massasi uning tezligi ortishi bilan ortadi.

8. Absolyut kattalikdan nisbiy kattalikka aylangan kattaliklardan yana biri o'lchami yoki masofadir. Agar biror jismning qo'zg'almas sanoq sistemasidagi o'lchami l_0 bo'lsa, uning shu sanoq sistemaga nisbatan yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan v tezlik bilan harakatlanayotgan sanoq sistemasidagi o'lchami l quyidagicha topiladi:

$$l = l_0 \sqrt{1-\beta^2} = \frac{l_0}{\gamma}.$$

Bu ifodadan esa jismning tezligi ortishi bilan uning o'lchamining qisqarishi kelib chiqadi. Ushbu qisqarishga lorens qisqarishi deyiladi. Yuqoridagi formula esa Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadi.

9. Agar zarralarning qo'zg'almas sanoq sistemasidagi mavjud bo'lish vaqtlari, ya'ni o'rtacha yashash vaqtlari τ_0 bo'lsa, ularning bu sanoq sistemasiga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan sanoq sistemasidagi o'rtacha yashash vaqtlari τ quyidagicha aniqlanadi:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \tau_0 \gamma.$$

Ushbu ifodadan zarralarning o'rtacha yashash vaqtlarining ortishi, ya'ni vaqt o'tishining sekinlashishi kelib chiqadi.

10. Relyativistik mexanikada zarraning to'liq energiyasi uning relyativistik massasi bilan Eynshteyn formulasiga muvofiq bog'langan:

$$E = mc^2.$$

11. Zarraning tinchlikdagi massasiga Eynshteyn formulasiga muvofiq $E_0 = m_0c^2$ tinchlikdagi energiya mos keladi.

12. Zarraning to'liq energiyasini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$E = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma m_0c^2 = \gamma E_0.$$

13. Zarraning to'liq energiyasi uning kinetik va tinchlikdagi energiyalari bilan quyidagicha bog'langan:

$$E = T + E_0.$$

14. Zarraning kinetik energiyasini quyidagicha hisoblash mumkin:

$$T = E - E_0 = \gamma m_0c^2 - m_0c^2 = m_0c^2(\gamma - 1) = E_0(\gamma - 1) = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right).$$

15. $\gamma \gg 1$ ekanligi hisobga olinsa, u holda zarraning kinetik energiyasi formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$T \approx \gamma E_0.$$

16. Zarraning kinetik energiyasini uning tinchlikdagi energiyasidan **necha marta** katta ekanligini ko'rsatuvchi parametrga lorens-faktor deyiladi:

$$\gamma = \frac{T}{E_0}.$$

17. Zarraning relyativistik impulsi quyidagicha topiladi:

$$p = mv = \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma m_0\beta c.$$

18. Zarraning to'liq energiyasi bilan uning relyativistik impulsi va tinchlikdagi energiyasini bog'lovchi formula quyidagi ko'rinishga ega:

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} = \sqrt{p^2c^2 + E_0^2}.$$

19. Zarraning relyativistik impulsi uning kinetik va tinchlikdagi energiyasi bilan quyidagicha bog'langan:

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{T(T + 2E_0)}.$$

20. Zarralarning massalarini o'lchash uchun massaning atom birligi (m.a.b.) deb ataluvchi birlikdan foydalaniladi. 1 m.a.b. deb ^{12}C izotopi atomi massasining 1/12 qismiga teng bo'lgan kattalik qabul qilingan:

$$1\text{m.a.b.} = \frac{1}{12} M(^{12}\text{C}) = \frac{1}{N_A} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

21. Zarralarning energiyalarini o'lchash uchun elektronvolt (eV) birligidan foydalaniladi. 1 eV energiya elektronni kuchlanishi 1 V bo'lgan elektr maydonning bir nuqtasidan ikkinchisiga ko'chirishda bajarilgan ishga son jihatdan teng bo'lgan kattalik edi. Elektronni kuchlanishi 1 V bo'lgan elektr maydonda oladigan kinetik energiyasiga ham 1 eV energiya deyiladi.

22. Zarralarning impulsi eV/c , keV/c , MeV/c , GeV/c , TeV/c birliklarida o'lchanadi.

23. Mikroolam fizikasida birliklarning o'ziga xos o'lchov sistemalari mavjud. Ana shunday sistemalardan biri o'lchashlarning ratsional sistemasi (O'RS) yoki birliklarning relyativistik sistemasidir. Shu sistemada $c = 1$ deb qabul qilingan. U holda ushbu sistemada quyidagi $E=m$ munosabat o'rinli bo'ladi. Bundan zarraning energiyasi bilan massasi O'RS da bir xil birlikda o'lchanishi kelib chiqadi. Unda zarra massasining m.a.b. birligi bilan energiyasining eV yoki uning o'n oldi qo'shimchalar orqali ifodalangan birliklari orasida o'zaro bog'lanish mavjuddir. Bu bog'lanish quyidagi ko'rinishga ega: 1 m.a.b. = 931,5 MeV.

24. O'RS dan tashqari o'lchashlarning kvant sistemasi (O'KS) deb ataluvchi sistema mavjud. Bu sistemada $\hbar = 1$ deb qabul qilingan. Unda $E=\omega$, $p=k$ bo'lganligi uchun zarra energiyasi $1/s$ da, impulsi esa $1/m$ da o'lchanishi mumkin.

25. Yuqori energiyali zarralar fizikasida birliklarning tabiiy sistemasi (BTS) kiritilgan. Ushbu sistemada $c = \hbar = 1$ deb qabul qilingan. Unda massa, energiya, impulslarning birliklari uzunlik birligi orqali ifodalanadi: $[E]=[m]=[p]=[l^{-1}]=[t^{-1}]$. Bu munosabat quyidagi formulalardan kelib chiqadi:

$$E = mc^2, \quad p = mv, \quad l = vt, \quad \Delta p \Delta r \sim \hbar.$$

BTS da elektr zaryadi o'lchamsiz kattalik bo'lgani uchun elementar zaryad quyidagiga teng bo'ladi:

$$e. \cong \sqrt{\frac{1}{137}} \cong 0,085.$$

Takrorlash uchun savollar

1. Nisbiy tezlik deb nimaga aytiladi?
2. Tinchlikdagi massa nima?
3. Relyativistik massa deb nimaga aytiladi?
4. Lorens-faktorga ta'rif bering.
5. O'lchashlarning ratsional sistemasini tushuntirib bering.
6. Birliklarning tabiiy sistemasini tushuntirib bering.
7. O'lchashlarning kvant sistemasini tushuntirib bering.

1-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda kvant fizikasi va unga oid bo'lgan tushuncha va ta'riflar keltirildi. Shuningdek, atom fizikasi va uning obykti haqida ham ma'lumotlar berildi. Atom fizikasidagi relyativistik munosabatlarga to'xtalib o'tildi. Mikroolamda tezliklar va o'lchamlarning tutgan o'rni hamda ularning klassifikatsiyasi keltirib o'tildi.

1-BOBGA OID TESTLAR

1. Kvant fizika.....dir.
A) Kvant obyektlari va hodisalari hamda ularning xossalari haqidagi fan. B) atom fizikasining obykti. C) mikroolam fizikasining nazariy asosini o'rganuvchi fan. D) o'rtasida aniq bir chegara bo'lgan bir necha fanlar majmuasi.
2. Kvant obyektlarining tuzilishi, xossalari va qonunlarini o'rganuvchi fan.....dir.
A) kvant fizika. B) atom fizikasi. C) nisbiylik nazariyasi. D) kvant mexanika.
3. Plank doimiysi deyilganida nima tushuniladi?
A) fizikada SI sistemada J·s o'lchamlikka ega bo'lgan kattalik. B) ta'sir deb ataluvchi kattalik. C) tabiatda mavjud bo'lgan eng kichik ta'sir. D) javoblarning ichida to'g'risi yo'q.
4. Vaqt o'tishining sekinlashishi nima?
A) zarralarning o'rtacha yashash vaqtlarining kamayishi. B) zarralarning o'rtacha yashash vaqtlarining ortishi. C) radioaktiv elementlarning yarim yemirilish davrining ortishi. D) radioaktiv elementlarning yarim yemirilish davrining kamayishi.
5. Lorens qisqarishi deb nimaga aytiladi?

A) jismning tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashganida uning o'lchamlarini kamayishiga. B) yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanayotgan biror uzunlikdagi sterjenning uzunligining kamayishiga. C) yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda masofalarning qisqarishiga. D) barcha javoblar to'g'ri.

6. O'lchashlarning ratsional sistemasi (O'RS).....bo'lgan sistema.

A) $c = 1$. B) $c = \hbar = 1$. C) $\hbar = 1$. D) $c = \hbar$.

7. Birliklarning tabiiy sistemasi (BTS).....bo'lgan sistema.

A) $c = 1$. B) $c = \hbar = 1$. C) $\hbar = 1$. D) $c = \hbar$.

8. O'lchashlarning kvant sistemasi (O'KS).....bo'lgan sistema.

A) $c = 1$. B) $c = \hbar = 1$. C) $\hbar = 1$. D) $c = \hbar$.

9. O'zMU fizika fakulteti studentidan "Yadro fizikasi" kafedrasining dotsenti zarraning tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashib ortib borganida zarraning massasini qanday o'zgarishini so'radi. Student qanday javob berishi kerak?

A) asta-sekin ortadi. B) keskin ortadi. C) o'zgarmaydi. D) kamayadi.

10. Zarraning relyativistik impuls ifodasi keltirilgan javobni ko'rsating.

A) $\sqrt{2mT}$. B) $\sqrt{T(T + 2E_0)}$. C) $\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$. D) $m_0 \beta c$.

2-BOB. ATOM TUZILISHI VA ATOM MODELLARI

4-§. Atom tuzilishi haqidagi boshlang'ich tasavvurlar. Atomning Tomson modeli

Mavzuning tayanch iboralari: ar-Roziy, atom, Demokrit, rentgen nurlari, radioaktivlik hodisasi, F. Lindeman, Tomson.

Ushbu mavzuda atom tuzilishi haqidagi ar-Roziy, Demokrit va Tomsonlarning fikrlari va atomning Tomson modeli bayon etiladi. Shuningdek, atomning Tomson modeliga tegishli ma'lumot, tushuncha va formulalar ham keltirib o'tiladi.

1. Ajdodimiz buyuk mutaffakkir olim ar-Roziy (865-925 yy) atom tuzilishi haqida quyidagi fikrlarini aytgan: "Baro'na moddalar atomlardan, atomlarning o'zi esa atomlardan keyingi bo'lakchalardan tashkil topgan. Ular orasida o'zaro bo'shliq mavjud va ular doimiy harakatda bo'ladilar. Bu bo'lakchalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud". Bundan esa har qanday modda atomining murakkab tuzilishga ega ekanligi kelib chiqadi.

2. Qadimgi grek faylasufi Demokritning fikriga ko'ra, har qanday modda atomi bo'linmas zarra bo'lib, u XIX asrning oxiriga qadar materiyaning oxirgi zarrasi hisoblangan.

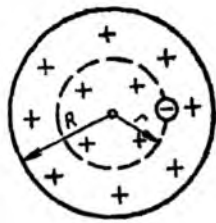
3. XIX asr oxiridagi uchta buyuk kashfiyot atomning bo'linmasligi haqidagi afsonaga chek qo'ydi. Shulardan biri 1890 yili ingliz olimi Stoni tomonidan birinchi elementar zarra bo'lgan elektron kashf etildi. 1895 yili esa Rentgen tomonidan X-nurlar, ya'ni rentgen nurlari kashf etildi. Bu esa ikkinchi buyuk kashfiyotdir. Buyuk kashfiyotlarning uchinchi 1896 yilda sodir bo'ldi. Bekkerel tomonidan radioaktivlik hodisasi kashf etildi. Ana shu uchchala hodisa ham xuddi ar-Roziy aytib o'tganidek, atomning murakkab sistema ekanligini ko'rsatib berdi.

4. Shundan kelib chiqqan holda XX asrning boshlariga kelganda fizika da atom tuzilishi haqida turli-tuman va fantastik tasavvurlar paydo bo'ldi. Ular qatoriga quyidagilarni kiritish mumkin. Myunxen universiteti rektori F. Lindeman 1905 yilda "kislrod atomi halqa shakliga, oltingugurt atomi esa dumaloq non shakliga ega" degan tasavvurni ilgari surdi. Kelvinning "uyurmaviy atom" nazariyasi ham davom etdi. Unga binoan, atom chekuvchining og'zidan chiqayotgan tutun halqalariga o'xshaydi. Ushbu

nazariya haqida Kirxgof shunday degan edi: “Bu shunday go‘zal nazariya-yaki, u qolgan barcha nazariyalarni yo‘qotadi”.

5. Atom tuzilishi to‘g‘risidagi birinchi nazariy modelni 1903 yilda Tomson taklif qildi. U modelga asosan, har qanday modda atomi sferadan iborat bo‘lib, bu sfera musbat elektr zaryadi bilan to‘ldirilgan. Bundan tashqari sferaning ichida elektronlar ham mavjud (1-rasm).

6. Tomsonning atom modelida uning massasi atomning butun hajmi bo‘ylab tekis taqsimlangan bo‘lib, atom ichida kuchsiz elektr maydoni yuzaga keladi.



1-rasm

7. Tomson modeliga ko‘ra atomning radiusi SI sistemasida quyidagicha topiladi:

$$R = \sqrt[3]{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega^2}},$$

bu yerda ω – elektron tebranishining siklik chastotasi. Ushbu formula Gauss sistemasida quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$R = \sqrt[3]{\frac{e^2}{m\omega^2}}.$$

8. Tomson taklif etgan modeldagi atom radiusini baholash uchun atom spektrning ko‘rinuvchi sohasiga to‘g‘ri keluvchi to‘lqin uzunligi $\lambda = 0,6$ mkm bo‘lgan nurlanish chiqaradi deb qarash mumkin, u holda bunday atomning radiusi

$$R = \sqrt[3]{\frac{(4,8 \cdot 10^{-20} \cdot 6 \cdot 10^{-5})^2}{4 \cdot 9,8596 \cdot 9 \cdot 10^{20} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28}}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 3 \text{ \AA}$$

ekanligi kelib chiqadi. Olingan bu qiymat tartibi bo‘yicha atomning gazokinetik o‘lchamiga to‘g‘ri kelib, uni Tomson modelining tasdig‘i deb qarash mumkin.

Takrorlash uchun savollar

1. Atom tuzilishi haqidagi ar-Roziyning fikrlarini aytib bering.
2. Demokritning atom to‘g‘risidagi g‘oyasi nimadan iborat?
3. “Uyurmaviy atom” nazariyasining mazmuni qanday?
4. Atomning Tomson modelini tushuntirib bering.
5. Nima uchun atomning Tomson modelida kuchsiz elektr maydoni yuzaga keladi?
6. Atomning Tomson modeliga ko‘ra atom o‘lchamlarini baholang.

5-§. Rezerford tajribasi va formulasi

Mavzuning tayanch iboralari: Rezerford, alfa-zarra, ssintillyasiya, atomning yadroviy planetar modeli, yadro, nishonga olish parametri, Rezerford formulasi.

Ushbu mavzuda Rezerford tajribasi va formulasiga, atomning yadroviy planetar modeliga to'xtalib o'tiladi. Shuningdek, ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar keltiriladi.

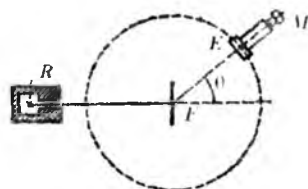
1. Rezerford va u boshchiligidagi guruh atomning Tomson modelini tekshirish uchun tajriba o'tkazishdi. Bu tajriba 1905 yili boshlandi. Bunda Rezerford radioaktiv yemirilish natijasida hosil bo'lgan, ba'zi radioaktiv elementlardan uchib chiqadigan α – zarralardan foydalandi.

2. α – zarra deyilganida ikki marta ionlashgan geliy atomi yoki geliy atomining yadrosi tushuniladi. α – zarra og'ir zaryadlangan zarra bo'lib, uning zaryadi ikki elementar zaryadga teng. Massasi esa elektron massasidan taxminan 8000 marta katta. α – zarra tezligining tartibi 10^8 cm/s ni tashkil qiladi. Rezerford α – zarralar bilan yupqa qatlamli moddalarni bombardimon qildi.

3. Rezerford tajribasining qurilmasi 2-rasmda keltirilgan. Rezerford tajribasining qurilmasi uncha murakkab bo'lmagan, u o'zidan α – zarralarni chiqaruvchi R radiy ampulasi, diafragma, rux sulfid bilan qoplangan E ekran va M mikroskopdan iborat bo'ladi.

Diafragma radiydan chiqayotgan α – zarralarni tor oqimini hosil qiladi va uni ekranga yo'naltiradi. Ekranga kelib tushgan α – zarra unda chaqnash, ya'ni ssintillyasiyani hosil qiladi va bu chaqnash mikroskop orqali kuzatiladi. Oldindan ekranni qayerida chaqnash hosil bo'lishini aytib berish mumkin emas. Bu chaqnashlar ekranda tartibsiz holda paydo bo'ladi. lekin ekranda diafragma tirqishining aniq tasviri yuzaga keladi.

Agar α – zarralarning yo'liga F metall (oltin) folga qo'yilsa, tirqishning ekrandagi aniq tasviri o'rniga unchalik aniq bo'lmagan tasvir hosil bo'ladi. Bu yerda shuni aytish zarurki, mikroskop va ekran oltin folganing markazi orqali o'tgan o'q atrofida aylana olishi mumkin. Shu sababli ularni ko'rilayotgan o'qqa nisbatan biror θ



2-rasm

8. Rezerford formulasini Gauss sistemasida α – zarraning boshlang'ich \vec{p} va sochilgandan keyingi \vec{p}_α vektorlari ayirmasining moduli orqali quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(2m_\alpha Zze^2)^2}{|\vec{p} - \vec{p}_\alpha|^4}$$

9. $(\theta, \theta + d\theta)$ burchak ostida sochilgan α – zarralarning nisbiy soni orqali ifodalangan Rezerford formulasi Gauss sistemasida quyidagi ko'rinishga ega:

$$\frac{dN}{N} = nd \left(\frac{Zze^2}{2m_\alpha v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = nd \left(\frac{Zze^2}{4T} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Bu yerda d – folga, sochuvchi moddaning qalinligi, n -undagi atomlar konsentratsiyasi. Bu formuladan $(\theta, \theta + d\theta)$ burchak ostida sochilgan α – zarralar soni shu zarralarning sochilish burchagiga bog'liqligi va u kamayishi bilan ushbu zarralar soni juda tez ortib borishi kelib chiqadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Rezerford tajribasining maqsadi nima?
2. α – zarra deb nimaga aytiladi?
3. Nima uchun α – zarra yadroning kulon maydonida sochiladi?
4. Ta'sirlashuvning effektiv kesimi nima?
5. Rezerford formulasidan qanday xulosa kelib chiqadi?

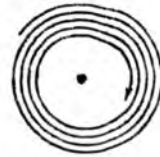
6-§. Bor postulatları

Mavzuning tayanch iboralari: Nils Bor, postulat, statsionar holat, chastotalar sharti, atom nurlanishi, diskret energiya, atomning asosiy holati, atomning uyg'ongan holati, metastabil holat.

Ushbu mavzuda Bor postulatları, ularning yuzaga kelish sababi va atom nurlanishi hamda nur yutishiga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar haqida fikr yuritiladi.

1. Atomning yadroviy planetar modeli klassik mexanika va elektrodinamika qonunlariga zid keldi. Chunki qo'zg'almas zaryadlar sistemasi turg'un holatda bo'la olmaydi. Shuning uchun Rezerford atomning statik, ya'ni qo'zg'almas modelidan voz kechdi va elektronlar yadro atrofida egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakat qiladi deb faraz qildi. Bu holatda

elektronlar tezlanish bilan harakat qiladilar va Maksvell nazariyasiga muvofiq o'zlaridan uzluksiz ravishda elektromagnit nurlanish chiqaradilar. Nurlanish protsessida elektron energiya yo'qotadi va buning natijasida u yadroga qulab tushadi (5-rasm). Bu esa atomning turg'un emasligini ko'rsatadi. Demak, atomning yadroviy planetar modeli klassik mexanika va elektrodinamika bilan birgalikda atomning turg'unligini va atom spektrini tushuntirib bera olmadi.



5-rasm

2. Yuzaga kelgan qiyinchilikdan qutilish yo'lini 1913 yili daniya fizigi Nils Bor fizikaning klassik tasavvurlariga zid bo'lgan farazlarni kiritish yo'li bilan topdi. U o'z farazlarini uchta postulat ko'rinishida ifodaladi va klassik fizikani mikroolam fizikasiga qo'llab bo'lmasligini ko'rsatib berdi. Bor postulatlari quyidagicha ta'riflanadi.

1) Atom yoki undagi elektronlar statsionar (turg'un) holat deb ataluvchi holatlarda uzoq vaqt bo'ladi. Bu holatlardagi elektronlar harakat qilishiga qaramay, atom yoki undagi elektronlar o'zidan nur, ya'ni energiya chiqarmaydi va yutmaydi. Ushbu holatlarda atom yoki undagi elektronlar diskret (uzlukli) energiya qatorini tashkil qilgan E_1, E_2, \dots, E_n energiyaga ega bo'ladilar.

2) Atom yoki undagi elektronlar m – statsionar holatdan n – statsionar holatga o'tganida o'zidan biror chastotali nur chiqaradi yoki yutadi. Nurlanish yoki nur yutish chastotasi quyidagi shartdan topiladi:

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} = \frac{\Delta E}{h}$$

Bu ifodaga Borning chastotalar sharti deyiladi.

3) Biror orbita bo'ylab yadro atrofida harakat qilayotgan elektronning impuls momenti L Plank doimiysiga karralidir:

$$L = mvr = n\hbar,$$

bu yerda ν – elektronning orbita bo'ylab harakat tezligi, r – orbita radiusi, $n = 1, 2, 3, \dots$ – butun sonlar to'plami.

3. Atom yoki undagi elektron yuqori energetik holatdan pastki holatga o'tsa, atom nurlanishi yuzaga keladi.

4. Atom yoki undagi elektron pastki energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tsa, atom nur yutishi hosil bo'ladi.

5. Atomning nurlanish yoki nur yutish chastotasi undagi elektronlarning yadro atrofida aylanish chastotalari bilan bir xil bo'lmaydi.

6. Atomdagi statsionar holat deyilganida, undagi elektronlar uzoq vaqt qolib ketadigan vaqtga bog'liq bo'lmagan atomdagi holat tushuniladi.

7. Hozirgi zamon atom tuzilishidan kelib chiqqan holda unda ikki xil energetik holatlar mavjud bo'ladi:

- 1) Atomning asosiy holati.
- 2) Atomning uyg'ongan holati.

8. Atomdagi minimal energiyali holatga uning asosiy holati deyiladi. Bu holatda bo'lgan elektronlar unda uzoq vaqt turadi. Shu sababli ushbu holatni statsionar holat deb hisoblash mumkin. Atomning asosiy holatidan boshqa hamma energetik holatlarni uyg'ongan holatlar deyiladi.

9. Uyg'ongan holatlar ikki xil bo'ladi: 1) Metastabil holatlar. 2) Oddiy uyg'ongan holatlar. Atomning oddiy uyg'ongan holatlarida elektronlar uzoq vaqt bo'la olmaydilar. Bunday holatlarga o'tgan elektronlar juda ham qisqa vaqtda shu holatlardan pastda joylashgan boshqa energetik holatlarga qaytib o'tadilar. Ayrim moddalarning atomlarida shunday uyg'ongan holatlar bor-ki, atomlar yoki undagi elektronlar bu holatlarda uzoq vaqt davomida (bir sekund) bo'la oladi. Bunday holatlarga metastabil holatlar deyiladi. Metastabil holatlarda esa elektronlar oddiy uyg'ongan holatlaridagiga qaraganda ancha uzoq turib qolishlari mumkin. So'ngra ana shu elektronlar metastabil holatlardan pastda turgan energetik holatlarga o'tadilar.

10. Nils Bor fizikaga birinchi marta klassik fizika va uning tasavvurlariga zid bo'lgan uzluqli, ya'ni diskret fizik kattalik va diskret holatlar tushunchasini kiritdi. Atom energiyasi va elektronning orbital momentini ana shunday kattaliklar ekanligini o'z postulatlarida ko'rsatib berdi. Demak, mikroolamda mega- va makrolamlardan farqli o'laroq, ikki xil fizik kattaliklar bilan ish ko'riladi. Bular uzluksiz va diskret fizik kattaliklardir.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima sababdan Bor o'z postulatlarini ishlab chiqdi?
2. Statsionar holat deb nimaga aytiladi?
3. Bor postulatlarini ta'riflang.
4. Atomning asosiy holati deo nimaga aytiladi?
5. Atom qachon nurlanadi?

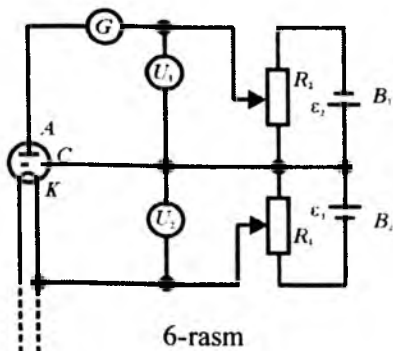
7-§. Frank-Gers tajribalari

Mavzuning tayanch iboralari: tiratron uyg'onish potentsiali, rezonans potentsial, ionlash, ionlash potentsiali, Frank, Gers.

Ushbu mavzuda Frank-Gers tajribasi, uning mazmuni va undan kelib chiqadigan xulosalar to'g'risida fikr vuritiladi.

1. Bor postulatlarini tekshirish maqsadida Frank va Gers 1913 yilda tajriba o'tkazdilar.

2. Frank-Gers tajriba qurilmasi 6-rasmda keltirilgan. Tajriba qurilmasining asosiy qismini lampali triod timsoli bo'lgan uch elektrodli shisha trubka tashkil qiladi. Bu trubka gaz, ya'ni simob bug'lari bilan to'ldirilgan. Bunday trubkaga tiratron deyiladi. Trubkadagi gazning bosimi 1 mm sim. ust. ni tashkil qilgan.



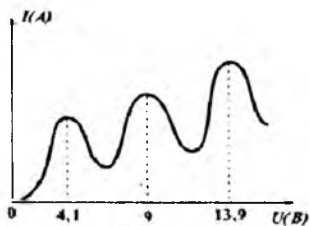
6-rasm

K katod bilan C to'r orasiga V_1 tok manbaidan R_1 potensimetr yordamida o'zgartirish mumkin bo'lgan U_1 kuchlanish beriladi. To'r bilan A anod orasiga esa R_2 potensimetr yordamida o'zgartirish mumkin bo'lgan U_2 kuchlanish beriladi. Frank-Gers tajribasining g'oyasi quyidagidan iborat. Katoddan uchib chiqqan elektronlar katod-to'r orasidagi elektr maydonga kelib tushadilar va bu maydonda tezlashib to'r tomon harakat qiladilar. Shuning uchun U_1 kuchlanish tezlatuvchi kuchlanish vazifasini bajaradi. To'rdan o'tgan elektronlar to'r-anod orasidagi elektr maydonga kelib tushadilar. Bu maydon tezlatuvchi maydonga nisbatan qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lganligi uchun elektronlar bu maydonda tormozlanadilar. Shu sababli U_2 kuchlanish tormozlovchi kuchlanish vazifasini bajaradi. Demak, U_1 va U_2 kuchlanishlarning qiymatlariga qarab, elektronlar anodga yetib boradilar ($U_1 > U_2$) va G galvanometrda anod toki hosil bo'ladi yoki to'r-anod maydonida tormozlanib ($U_1 < U_2$) to'rda tutilib qoladilar.

3. Katod-to'r orasidagi elektronlar shisha trubkadagi gaz atomlari bilan elastik yoki noelastik to'qnashadilar. Elastik to'qnashishlar vaqtida elektronlarning kinetik energiyalari o'zgarmaydi, ularning tezlik vektorlarining yo'nalishi o'zgaradi. Tezlik vektorlarining modullari esa atom massasi elektron massasidan ancha katta bo'lganligi sababli o'zgarmaydi. Ana shu elektronlar katod-to'r elektr maydonida tezlashib, to'r tomon harakatlanadilar. Trubkadagi gazning bosimi 1 mm sim. ust. bo'lganligi uchun, katoddan uchib chiqqan elektronlar katod-to'r oralig'ida simob bug'lari atomlari bilan to'qnashadilar. Frank va Gers tormozlovchi kuchlanish son qiymatini o'zgarimas 0,5-2 V qilib tanlashdi. Shu tufayli anod toki $U_1 > U_2$ bo'lgan zahotiy oq paydo bo'la boshladi.

4. O'tkazilgan tajriba natijalari 7-rasmda keltirilgan.

Unda tiratrondagi anod tokining tezlatuvchi kuchlanishga bog‘liqlik grafigi tasvirlangan. Bu grafikda tezlatuvchi kuchlanishning 4.1 V; 9 V;



7-rasm

13,9 V qiymatlarida anod toki o‘zining maksimal qiymatlariga erishganini ko‘rish mumkin. Birinchi maksimum bilan ikkinchi maksimum va ikkinchi maksimum bilan uchinchi maksimum orasidagi kuchlanishlar farqi 4,9 V ni tashkil etadi. Birinchi maksimumda esa bu farq 4.1 V ga teng. Ushbu farq ham 4,9 V ni tashkil qilishi kerak edi. Lekin tiratronning katodi va anodi turli metallardan yasalganligi sababli, shu metallar orasida qo‘shimcha “Kontakt potentsiallar farqi” deb ataluvchi kuchlanish mavjud bo‘ladi. Uni english uchun esa tezlatuvchi kuchlanishning bir qismi sarflanadi.

5. Bu grafikni Frank va Gers quyidagicha tushuntirishdi. $U_1 > U_2$ bo‘lgan zahotiy oq tezlatuvchi kuchlanish, ya‘ni anod kuchlanishi ortib borishi bilan katoddan chiqqan elektronlarni simob atomlari bilan elastik to‘qnashib anodga yetib borishi natijasida anod toki ortadi. U_1 anod kuchlanishi 4,9 V (birinchi holda 4,1 V) ga teng yoki undan ozroq katta bo‘lganida elektron tezlatuvchi maydonda 4,9 eV energiya oladi va to‘r atrofidagi simob atomlari bilan noelastik to‘qnashadi. Buning hisobiga simob atomlari ionlashadi va ular musbat ionlarga aylanadi. Bunda energiyasini to‘liq yo‘qotgan elektronlar esa to‘r +0,5 V kuchlanishgacha zaryadlanganligi tufayli to‘rda tutilib qoladilar. Shuning uchun anod tokining qiymati keskin kamayadi. Anod kuchlanishini yanada orttirish, elektronlarni to‘rga yetib bormasdan avval 4,9 eV energiyaga ega bo‘lishiga olib keladi. Bu esa elektron bilan atomning noelastik to‘qnashish sohasini katod yaqiniga ko‘chishiga sabab bo‘ladi. Ushbu noelastik to‘qnashish natijasida energiyasining asosiy qismini yo‘qotgan elektron tezlatuvchi elektr maydon yordamida to‘r tomon biror tezlanish bilan harakat qila boshlaydi va ma‘lum energiyaga ega bo‘ladi. Agar bu energiya eU_2 energiyadan katta bo‘lsa, elektron U_2 kuchlanishli tormozlovchi maydonni engib o‘tib anodga kelib tushadi. Bu esa anod tokining ortishiga olib keladi. Grafikda bu protsessga anod tokining birinchi keskin kamayishidan keyingi ortishi sohasi to‘g‘ri keladi. U_1 tezlatuvchi kuchlanish shunday qiymatga yetganida, birinchi noelastik to‘qnashishda o‘z energiyasini to‘liq yo‘qotgan elektron tezlatuvchi elektr maydon hisobiga 4,9 eV energiyaga ega bo‘lsa, bu elektron simob atomlari bilan yana

noelastik to'qnashadi. Bu elektron endi anodga borib tushmaydi va to'rda tutilib qoladi. Ushbu hodisa grafikdagi anod tokining ikkinchi marta keskin kamayishiga olib keladi. Grafikdagi ikkinchi maksimum katod-to'r oralig'idagi simob atomlari bilan elektronlarni uch marta noelastik to'qnashishlarini ko'rsatadi.

6. Olingan natijalarga asosan Frank va Gers simob atomlarining ionlashtirish energiyasi, ya'ni elektronlarni simob atomlari bilan ikkita ketma-ket noelastik to'qnashishlari orasidagi olinadigan energiyasi 4,9 eV ekanligini aniqladilar. Ular geliy gazi bilan to'ldirilgan lampa uchun yuqoridagi tajribani takrorlab, xuddi shunga o'xshash grafikni oldilar va undan geliy atomlarining ionlashtirish energiyasi 19,8 eV ekanligini topdilar.

7. Simob bug'lari to'liqin uzunligi 2536 \AA bo'lgan ultrabinafsha nurlarni kuchli yutishi ma'lum edi. Plank nazariyasiga muvofiq, bu nur yutishga 4,84 eV energiya mos keladi. Energiyaning bu qiymati Frank-Gers tajribasidagi simob atomlarining ionlashtirish energiyasi 4,9 eV bilan mos keladi. Bunday moslik to'g'ri ekanligini tekshirish maqsadida Frank-Gers tezlatuvchi kuchlanish $U_1 = 4,9\text{V}$ bo'lganda ultrabinafsha nurlanish paydo bo'lish yoki bo'lmasligini tekshirdilar.

Buning uchun ular tajribada ishlatilgan trubkani ultrabinafsha nurlarni yaxshi o'tkazadigan kvardsdan yasashdi. Avvalgi tajribada ishlatilgan shisha ballonli trubka ultrabinafsha nurlarni o'tkazmaganligi tufayli u bu tajribada ishlatilmagan. Kvars trubkaning tuzilishi shisha trubkaning tuzilishiga qaraganda oddiy edi. U faqat katod va to'rdan iborat bo'lib, xuddi avvalgi trubka kabi simob bug'lari bilan to'ldiriladi. Ultrabinafsha nurlarni qayd qiluvchi ultrabinafsha spektrograf trubkaga qaratiladi.

Katod bilan to'r orasidagi kuchlanish 4,9 V dan kichik bo'lganda, to'rdagi tok bu kuchlanish ortishi bilan asta-sekin ortadi. Bunda hech qanday nurlanish kuzatilmaydi. Shu kuchlanish taxminan 4,9 V ga tenglashganda zanjirdagi tok keskin kamayadi va bu vaqtda spektrograf

to'liqin uzunligi 2536 \AA bo'lgan ultrabinafsha nurlanishni qayd qiladi. Bu natijalarga asoslangan holda Frank va Gers "simob atomlari bilan noelastik to'qnashgan elektronlarning energiyasi simob atomlarini ionlashtirishga, qisman simob atomlarining nurlanishiga sarf bo'ladi" degan xulosaga keldilar.

8. Frank-Gers tajribalarining natijalari 4 yildan so'ng, ya'ni Bor nazariyasi olimlar tomonidan tan olinganidan so'ng to'g'ri talqin qilindi va

Frank-Gers tajribalari Bor postulatlarining to'g'riligini isbotlovchi birinchi tajribalar ekanligi ham tan olindi.

9. 4,9 V kuchlanishga karrali bo'lgan U_1 kuchlanishning qiymatlarida anod tokining kamayib ketishi atomda energetik holatlar mavjudligini va bu holatlar energiyasi diskret qiymatlarni qabul qilishini ko'rsatadi. Chunki U_1 kuchlanishning bu qiymatlarida elektron simob atomi bilan noelastik to'qnashadi. Bunda simob atomi elektron bergan energiyani bir porsiya ko'rinishida yutadi. 4,9 eV dan kichik energiyani esa simob atomi yutmaydi. Bundan simob atomining energiyasi uzluksiz emas, balki uzlukli (diskret) ekanligi kelib chiqadi. Bunday xulosa Borning birinchi postulatini to'g'riligini isbotlovchi dalil hisoblanadi.

10. Kvars lampada o'tkazilgan tajribalar natijalaridan Borning ikkinchi postulatini to'g'ri ekanligi kelib chiqadi. Simob atomining elektron bilan noelastik to'qnashishida simob atomi 4,9 eV energiyani yutib, asosiy holatdan birinchi uyg'ongan holatga o'tadi. Undan atomni asosiy holatga qaytishi esa energiyasi 4,9 eV bo'lgan kvantni chiqarish yo'li bilan amalga oshiriladi va bunda ultrabinafsha nurlanish hosil bo'ladi.

11. Biror yo'l bilan atomdan bir yoki bir necha elektronlarni chiqarish protsessiga ionizatsiya (ionlashtirish) deyiladi.

12. Frank-Gers tajribalarida atomni ionlashtirish protsessini emas, balki uni uyg'otish protsessini kuzatish mumkin ekan. Unda simob atomini ionlashtirish energiyasi deb hisoblangan energiya atomning birinchi uyg'ongan holat energiyasini ko'rsatadi. U_1 tezlatuvchi kuchlanishning tajribada olingan 4,1 V qiymatiga simob atomining birinchi uyg'onish, 9 V qiymatiga ikkinchi uyg'onish, 13,9 V qiymatiga uchinchi uyg'onish potentsiali deyiladi.

13. Atom yoki undagi elektronni yuqori energetik holatdan pastki energetik holatga o'tkazish, ya'ni atomni uyg'otish uchun kerak bo'ladigan minimal energiyaga mos keluvchi kuchlanishga uyg'onish potentsiali deyiladi.

14. Ikki qo'shni uyg'onish potentsiallari orasidagi farqqa rezonans yoki kritik potentsial deyiladi.

15. Atomdagi elektronlarni chiqarish uchun zarur bo'ladigan minimal energiyaga mos keluvchi kuchlanishga ionizatsiya yoki ionlash potentsiali deyiladi.

16. Har qanday fizik sistemadan tashqariga chiqish shu sistema uchun fizik cheksizlik hisoblanadi. U holda ionizatsiya protsessiga quyidagicha

ham ta'rif berish mumkin. Atomdan bir yoki bir necha elektronlarni fizik cheksizlikka chiqarish protsessiga ionizatsiya deyiladi.

17. Atomdan bir yoki bir necha elektronlarni fizik cheksizlikka chiqarish uchun zarur bo'ladigan minimal energiyaga mos keluvchi kuchlanishga shu atomning ionlash yoki ionizatsiya potentsiali deyiladi.

18. Frank-Gers tajribalari atom tuzilishi nazariyasini rivojlantirish uchun eksperimental asos bo'lib xizmat qildi. 1925 yil qilgan ishlari uchun Frank-Gers Nobel mukofoti bilan taqdirlandilar.

Takrorlash uchun savollar

1. Frank-Gers tajribasining maqsadi nimadan iborat?
2. Qanday qilib Frank va Gers Bor postulatlarining to'g'ri ekanligini isbotlashdi?
3. Nima sababdan Frank-Gers tajribasida tezlatuvchi poensial 4,9 V bo'lganda ultrabinafsha nurlanish hosil bo'ladi?
4. Uyg'onish potentsiali deb nimaga aytiladi?
5. Atomni ionlash deganda nima tushuniladi?

8-§. Rentgen nurlari

Mavzuning tayanch iboralari: rentgen trubkasi, tormozlovchi rentgen nurlari, xarakteristik rentgen nurlari, antikatod, tutash spektrning qisqa to'liqinli chegarasi, Vulf-Breg qonuni, rentgen nurlarining yutilish koeffitsienti.

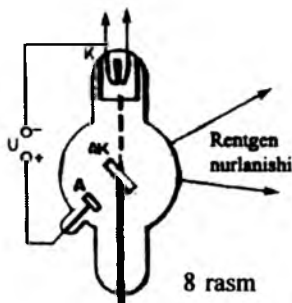
Ushbu mavzuda rentgen nurlari, ularning xossalari, ularni hosil qilish, rentgen nurlarining yutilishi va ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda qonunlar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. 1895 yilda Rentgen tomonidan kashf qilingan rentgen nurlari yuqori energiyali tez elektronlarni qattiq jism, asosan metall atomlari bilan ta'sirlashishi natijasida yuzaga keladi. Rentgen nurlarining to'liqin uzunliklari 10^{-8} - 10^{-12} m oralig'ida joylashgan. Bu oraliqning katta to'liqin uzunliklari qismida rentgen nurlari ultrabinafsha nurlar bilan aralashib ketadi.

2. Rentgen nurlari katta o'tish qobiliyatiga ega. Ular moddalar orqali o'tgan vaqtida butunlay sochilmaydi va sinmaydi, gazlarni ionlashtiradi va fotoemulsiyani qoraytiradi. Ko'zga ko'rinmas rentgen nurlari tabiatan xuddi yorug'likka o'xshash kvantlar oqimidan iborat bo'ladi. U holda

rentgen nurlari to'liqin xususiyatiga ega. Kristallarda ular difraksiyalanadi va interferensiyalanadi. Odatda rentgen nurlari interferensiya va difraksiya hodisalariga duchor bo'lganligi sababli qayd qilinadi.

3. Rentgen nurlarini hosil qilish va amalda foydalanish uchun rentgen trubkasi ishlatiladi. Elektron va ion rentgen trubkalari mavjud bo'ladi. Elektron rentgen trubkasining sxemasi 8-rasmda keltirilgan.



10^{-5} mm sim. ust. dan kichik bosimgacha havosi so'rib olingan shisha yoki metall ballon uch elektrod, ya'ni katod, antikatod va anoddan tashkil topgan. *K* katod volfram spiraldan iborat bo'lib, u orqali elektr toki o'tkaziladi. Katoddan termoelektron emissiya hisobiga uchib chiqqan elektronlar oqimini metall silindr fokuslab, massiv metall plastinka-*AK* antikatodga yo'naltiradi. Bundan tashqari, shisha ballon ichida *A* anod ham mavjud. Anod bilan katod o'rtasiga

yuqori doimiy $U = 50-200$ kV kuchlanish berilib, katoddan uchib chiqqan elektronlarni yuqori energiyagacha tezlatish uchun kuchli elektr maydon hosil qilinadi. Bu maydonning ta'siri natijasida elektronlar katta kinetik energiya ($\sim 10^5 - 10^8$ eV) olib, antikatodni bombardimon qiladilar. Ushbu elektronlarni antikatodga urilib, tormozlanishi natijasida rentgen nurlari hosil bo'ladi.

4. Ikki xil rentgen nurlari mavjud:

- 1) Tormozlovchi rentgen nurlari.
- 2) Xarakteristik rentgen nurlari.

5. Antikatodga kelib urilgan tez elektronlarning energiyasi antikatod moddasi uchun xos bo'lgan ma'lum energiya qiymatidan kichik bo'lsa, u holda elektronlarning antikatodga urilishi natijasida tormozlanishi tufayli yuzaga keladigan rentgen nurlariga tormozlovchi rentgen nurlari deyiladi.

6. Antikatodga kelib urilgan tez elektronlarning energiyasi antikatod moddasi uchun xos bo'lgan ma'lum energiya qiymatidan katta bo'lsa, u holda bunday elektronlar antikatod moddasi atomlari ichiga kirib atom elektronlarini urib chiqaradi. Urilib chiqarilgan elektronlarning o'rni bo'sh qolganligi sababli, bu o'rinlarga yuqori energetik holatlarda turgan elektronlar nur chiqarib o'tadilar. Ana shu nurlarga xarakteristik rentgen nurlari deyiladi.

7. Rentgen nurlarining spektri bir-biriga qo'shilgan ikki spektrdan tashkil topadi. Bular tormozlovchi va xarakteristik rentgen nurlari

spektrlaridir. Ushbu spektrlarning xossalari va kelib chiqishi turlicha bo'ladi.

8. Tormozlovchi rentgen nurlarining spektri uzluksiz bo'lib, u oq yorug'likning spektrini eslatadi. Shu sababli bunday spektrga ega bo'lgan rentgen nurlarini "oq" rentgen nurlari deb ham atash mumkin.

9. Tormozlovchi rentgen nurlarining spektri quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi. Ushbu spektrdagi rentgen nurlari intensivligi (rentgen nurlarining tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan sirtning birlik yuzidan birlik vaqt ichida o'tgan rentgen nurlari energiyasi)ni ularning to'liq uzunligiga bog'lanishini ifodalovchi egri chiziq ma'lum bir to'liq uzunligida maksimumga ega. Rentgen nurlari intensivligini bu maksimumdan katta va kichik to'liq uzunliklari tomon kamayishi ikki xil bo'ladi. Bu intensivlik katta to'liq uzunliklari tomon ancha sekin kamayib borib, to'liq uzunligi qo'yilgan o'qqa asimptotik yaqinlashib boradi. Shu intensivlik kichik to'liq uzunliklari tomon esa keskin kamayadi va to'liq uzunligining biror qiymatida uziladi. Rentgen nurlarining bu to'liq uzunligiga kritik to'liq uzunlik, ya'ni tutash spektrning qisqa to'liqli chegarasi deyiladi.

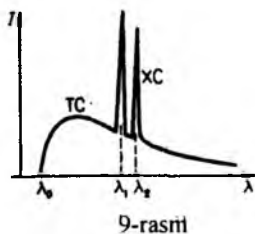
10. Tutash spektrning qisqa to'liqli chegarasi elektronlarning tezlatuvchi kuchlanishiga bog'liq bo'ladi. Agar bu kuchlanishning kV da o'lchangan U qiymati ma'lum bo'lsa, u holda shu chegara quyidagicha hisoblanadi:

$$\lambda_0 = \frac{12,345}{U} \text{ \AA}$$

Tutash spektr xarakteri antikatod tabiati, ya'ni antikatod moddasining turiga bog'liq bo'lmasdan faqat elektronlarning tezlatuvchi kuchlanishiga bog'liq bo'lishligi yuqoridagi ifodadan kelib chiqadi.

11. Xarakteristik rentgen nurlari biror element atomidagi elektronlarni yuqori energetik holatdan pastki energetik holatga o'tishi natijasida yuzaga kelganligi uchun uning spektri chiziqli bo'ladi. Tutash rentgen nurlari spektridan farqli o'laroq, xarakteristik rentgen nurlari spektri antikatod tabiatiga bog'liqdir. Har bir kimyoviy elementda o'ziga xos xarakteristik rentgen nurlari yuzaga keladi. Shu nuqtai-nazardan rentgen nurlari spektri optik spektrdan farq qiladi.

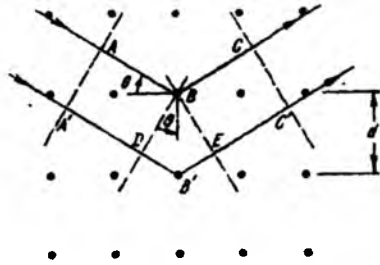
12. Rentgen nurlari intensivligini ularning to'liq uzunligiga bog'liqlik grafigi, ya'ni spektri 9-rasmda keltirilgan.



Bunda TS – tormozlovchi rentgen nurlari spektri, XS – xarakteristik rentgen nurlari spektri, λ_0 – tutash spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi, λ_1, λ_2 – xarakteristik rentgen nurlari spektral chiziqlarining ba‘zi to‘lqin uzunliklari.

13. Rentgen nurlarining barcha moddalardagi sinish ko‘rsatkichi birga juda yaqin. Shu sababli rentgen nurlarining to‘lqin uzunligini o‘lchash uchun prizmalı spektrometr tayyorlab bo‘lmaydi. Rentgen nurlari difraksiyalanganligi uchun difraksion panjaradan foydalanish mumkin. Lekin rentgen nurlarining to‘lqin uzunliklari ana shu difraksion panjara doimiysidan ancha kichik bo‘ladi. Rentgen nurlarining to‘lqin uzunliklarini o‘lchash uchun esa difraksion panjara shtrixlari orasidagi masofa

$\sim 1A$ bo‘lgan panjara zarurdir. Bu o‘lcham atom o‘lchami va qattiq jism atomlari orasidagi masofa bilan mos tushganligi tufayli, tabiatda mavjud bo‘lgan qattiq jismlar, odatda kristallar rentgen nurlari uchun tabiiy spektrometr hisoblanadi. Shuning uchun rentgen nurlarini o‘rganish va o‘lchash uchun kristallardan foydalanish eng qulay usuldir.



10-rasm

14. Rentgen nurlari difraksiyasi uchun Vulf-Breg qonuni formulasi quyidagi ko‘rinishga ega:

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

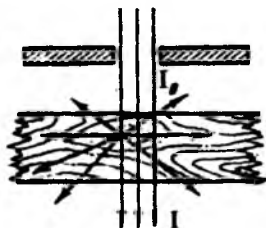
bu yerda n – butun son (amalda u birga teng bo‘ladi), d – kristall atom tekisliklari orasidagi masofa, θ – rentgen nurlarining qaytish burchagi (10-rasm).

15. Vulf-Breg qonuni o‘rinli bo‘ladigan rentgen nurlarining intensiv qaytishiga breg qaytishi deyiladi. n butun soniga esa breg qaytishining tartibi deyiladi.

16. Rentgen nurlari biror modda orqali o‘tganida bu moddada yutiladi va ushbu yutilish shu moddaning optik xossalari bog‘liq bo‘lmaydi.

17. Agar rentgen nurlarining parallel oqimi ma‘lum qalinlikdagi modda orqali o‘tsa, bu oqim kuchsizlanadi, ya‘ni o‘z intensivligini yo‘qotadi. Rentgen nurlari oqimi intensivligining bunday kamayishi ikki protsess natijasi bo‘lib, ular rentgen nurlarining sochilishi va yutilishidir. Shuni aytish kerakki, bu protsesslar turlicha ro‘y beradi.

18. Rentgen nurlarining biror moddada sochilishi moddaga tushgan parallel rentgen nurlari oqimining o'z yo'nalishidan og'ishi tufayli sodir bo'ladi (11-rasm).



11-rasm

19. Rentgen nurlarining yutilishi yoki absorbsiyalanishi tufayli o'z intensivligini yo'qotishi, rentgen nurlari energiyasining bir qismini moddada haqiqiy yutilishi sababli sodir bo'ladi. Ushbu protsess hisobiga bu energiya issiqlik energiyasiga aylanadi.

20. Intensivligi I_0 bo'lgan monoxromatik rentgen nurlarining parallel oqimi qalinligi x bo'lgan moddaga tushayotgan va undan o'tayotgan bo'lsin. Moddadan o'tgan rentgen nurlarining intensivligi I bo'lsa, unda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$I = I_0 \exp(-\mu x).$$

Bu yerda μ – rentgen nurlarining yutilish koeffitsienti. Ushbu ifodaga rentgen nurlarining yutilish qonuni formulasi deyiladi. Unga muvofiq, biror moddadan o'tayotgan parallel rentgen nurlari oqimining intensivligi eksponensial qonunga muvofiq kamayar ekan.

21. Rentgen nurlarining yutilish koeffitsienti ular o'tayotgan moddaning shunday qalinligiga teskari proporsionalki, shu qalinlikdan o'tayotgan rentgen nurlarining intensivligi e marta kamayadi.

22. Rentgen nurlarining biror moddada yutilishi ularning to'lqin uzunligi ortib borishi bilan ortadi yoki aksincha bo'ladi. Rentgen nurlarining to'lqin uzunligi kamayib borsa, ularning biror moddada yutilishi kamayib boradi. Bu esa o'z navbatida ularning o'tish qobiliyatini ortishiga olib keladi. Buning natijasida esa ularning qattiqligi ortadi.

23. Rentgen nurlarini biror moddada yutilish qobiliyatiga qarab ularni ikki guruhga ajratish mumkin: 1. Yumshoq rentgen nurlari. 2. Qattiq rentgen nurlari.

24. Agar rentgen nurlarining to'lqin uzunligi katta bo'lsa, ular biror modda orqali o'tganida u moddada ko'proq yutiladi. Bunday rentgen nurlarining qattiqligi kam bo'ladi. Ana shunday rentgen nurlariga yumshoq rentgen nurlari deyiladi. Yumshoq rentgen nurlarining chastotasi kichik bo'ladi.

25. Rentgen nurlarining to'lqin uzunligi kichik bo'lsa, ular biror modda orqali o'tganida u moddada kamroq yutiladi. Bunday rentgen

nurlarining qattiqligi ko'p bo'ladi. Ana shunday rentgen nurlariga qattiq rentgen nurlari deyiladi. Qattiq rentgen nurlarining chastotasi katta bo'ladi.

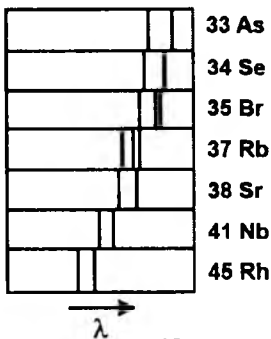
26. Tormozlovchi rentgen nurlarining chastotasi antikatod moddasining turiga bog'liq bo'lmaydi. Bundan farqli o'laroq esa xarakteristik rentgen nurlarining chastotasi antikatod moddasining turiga bog'liq bo'ladi. Shu sababli ham bunday rentgen nurlarini xarakteristik rentgen nurlari deb ataladi.

27. Xarakteristik rentgen nurlari spektri o'zining oddiyligi bilan boshqa spektrlardan farqlanadi. Ushbu spektr K, L, M, N, O harflari bilan belgilanuvchi bir nechta spektral seriyalardan tashkil topadi. Har bir seriya tarkibiga chastotasi ortib borish tartibida joylashtirilgan bir necha spektral chiziqlar kiradi va bu chiziqlar $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ indeksleri bilan belgilanadi. Masalan, $K_\alpha, K_\beta, K_\gamma, \dots, L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, \dots$. Turli elementlarning spektrlari bir-biriga o'xshash xarakterga ega bo'ladi.

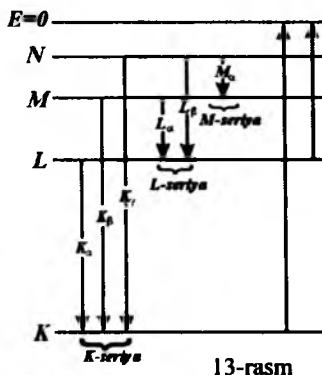
28. Kimyoviy elementning atom nomeri ortganida xarakteristik rentgen nurlanishi spektri o'z strukturasi o'zgartirmagan holda qisqa to'lqin tomonga siljiydi (12-rasm). Xarakteristik rentgen nurlanishi spektrlari tuzilishi bir-biriga o'xshash bo'lgan atomlarning ichki qismlaridagi elektronlarning o'tishlarini tufayli yuzaga kelganligi sababli, spektrning qisqa to'lqin tomonga siljishi sodir bo'ladi. Ana shunday rentgen nurlanishi spektrlarining hosil bo'lishi 13-rasmda ko'rsatilgan.

29. Atomdagi ichki elektronlardan birini boshqa holatga o'tkazish natijasida atomni uyg'otish mumkin. Atom yadrosiga eng yaqin turgan elektron qobiqdagi ikkita elektrondan biri chiqarib olinsa, bu o'rinni yuqori elektron qobiqlarida turgan elektronlardan biri to'ldiradi. Mana shu holda xarakteristik rentgen nurlanishining K -seriyasi hosil bo'ladi. Bu rentgen nurlanishining boshqa seriyalari ham ana shunday hosil bo'ladi. K -seriya boshqa seriyalarning hosil bo'lishiga ham yo'l ochib beradi. Chunki K -seriya hosil bo'lgan vaqtida yuqori elektron qobiqlardagi holatlar bo'sh qoladi va bu holatlarga undan yuqori qobiqlardagi elektronlarni o'tishi natijasida xarakteristik rentgen nurlanishining boshqa seriyalari hosil bo'ladi.

30. Xarakteristik rentgen nurlanishi spektrini o'rgangan ingliz fizigi Mozli 1913 yilda ana shu nurlanish chastotasining uni chiqargan kimyoviy elementning atom nomeri bilan bog'lanishini ifodalovchi oddiy qonuni aniqladi.



12-rasm



13-rasm

31. Bu qonun quyidagicha ta'riflanadi: xarakteristik rentgen nurlanishining chastotasidan olingan kvadrat ildiz bu nurlanishni hosil qilgan kimyoviy element atom nomerining chiziqli funksiyasi bo'ladi.

32. Mozli qonunining formulasi umumiy ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\sqrt{\nu} = C(Z - \sigma) = CZ + B.$$

Bu yerda C, B, σ – doimiylar.

33. Ushbu qonunda xarakteristik rentgen nurlanishi xos bo'lgan xususiyat namoyon bo'ladi: xarakteristik rentgen nurlanishi spektri atom nomerini o'zgarishi bilan monoton o'zgaradi. Bundan esa atomning ko'p xossalari, jumladan atomning kimyoviy valentligi, solishtirma hajmi va shunga o'xshash ko'pgina xossalarning atom nomeri o'zgarishi bilan davriy o'zgarishi kelib chiqadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Rentgen trubkasi nima uchun qo'llaniladi?
2. Tormozlovchi rentgen nurlari nima?
3. Xarakteristik rentgen nurlari nima?
4. Vulf-Breg qonuni nimani ifodalaydi?
5. Mozli qonuni nimani ifodalaydi?

2-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda atom tuzilishi va Tomson modeliga oid bo'lgan tushuncha va ta'riflar keltirildi. Shuningdek, Rezerford tajribasi va formulasi, atomning yadroviiy planetar modeli haqida ham ma'lumotlar va ularga

tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'riflar va formulalar berildi. Bor postulat-lari hamda ularga ma'lumot, tegishli tushuncha va ta'riflarga, Frank-Gers tajribalariga ham to'xtalib o'tildi. Rentgen nurlari, ularning spektrlari, difraksiyasi va yutilishiga hamda ularga oid ma'lumot, tushuncha, ta'riflar va formulalar keltirib o'tildi.

2-BOBGA OID TESTLAR

1. Barcha moddalar atomlardan, atomlarning o'zi esa atomlardan ke-yingi bo'lakchalardan tashkil topgan. Ular orasida o'zaro bo'shliq mavjud va ular doimiy harakatda bo'ladilar. Bu bo'lakchalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud. Ushbu fikr kimga tegishli?

A) Demokrit. B) Kelvin. C) Ar-Roziy. D) Tomson.

2. Atom chekuvchining og'zidan chiqayotgan tutun halqalariga o'xshaydi. Ushbu fikr kimga tegishli?

A) Demokrit. B) Kelvin. C) Ar-Roziy. D) Tomson.

3. Har qanday modda atomi sferadan iborat bo'lib, bu sfera musbat elektr zaryadi bilan to'ldirilgan. Bundan tashqari sferaning ichida elektronlar ham mavjud. Ushbu fikr kimga tegishli?

A) Demokrit. B) Kelvin. C) Ar-Roziy. D) Tomson.

4. Atom materiyaning oxirgi zarrasi bo'lib, u bo'linmasdir. Ushbu fikr kimga tegishli?

A) Demokrit. B) Kelvin. C) Ar-Roziy. D) Tomson.

5. Zarra sochilishining ro'y berish ehtimoli uning sochilish burchagi bilan bevosita bog'liq bo'larkan. Bu xulosa qayerdan kelib chiqadi?

A) atomning Tomson modelidan. B) Rezerford formulasidan.

C) Rezerford tajribasidan D) Bor postulatlaridan.

6. Har qanday atom diskret energetik qatorga ega. Bu xulosa qayerdan kelib chiqadi?

A) atomning Tomson modelidan. B) Rezerford formulasidan.

C) Rezerford tajribasidan. D) Bor postulatlaridan.

7. Xarakteristik rentgen nurlanishining chastotasidan olingan kvadrat ildiz bu nurlanishni hosil qilgan kimyoviy element atom nomerining chiziqli funksiyasi bo'ladi. Bu fikr nimani ifodalaydi?

A) Mozli qonunini. B) Vulf-Breg qonunini.

C) Kirxgof qonunini. D) A va B javoblar to'g'ri.

8. Toshkent axborot texnologiyalari universiteti studentiga fizika darsida Bor postulatlarini isbotlovchi multimediya ko'rsatildi. Unda

student Bor postulatlarining yaqqol isbotini ko'rdi. Studentni ishontiruvchi isbot nimadan iborat edi?

A) atomdagi elektronlarning biror tezlanish bilan harakatlanishi. B) atom nurlanishi. C) atomning nur yutishi. D) B va C javoblar to'g'ri.

9. O'zbekiston Respublikasi tibbiyot akademiyasining ilmiy xodimi rentgen nurlari bilan shug'ullanayotgan laboratoriyada shunday fizik kattalikni aniqladiki, bu kattalik rentgen nurlari o'tayotgan moddaning qalinligiga teskari proporsional bo'lgan kattalik edi. Ilmiy xodim qaysi kattalikni aniqlagan?

A) rentgen nurlari intensivligini. B) rentgen nurlarining to'lqin uzunligini. C) rentgen nurlarining yutilish koeffitsientini. D) rentgen nurlari energiyasini.

10. Berilgan javoblarning ichidan to'g'risini ko'rsating.

A) Frank-Gers tajribalari atom tuzilishi nazariyasini rivojlantirish uchun eksperimental asos bo'lib xizmat qilmadi. B) Frank-Gers tajribalarida ishlatilgan trubkani ultrabinafsha nurlarni yaxshi o'tkazadigan kvardsdan yasash maqsadga muvofiqdir. C) *K*-seriya hosil bo'lgan vaqtida yuqori elektron qobiqlardagi holatlar elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi. D) Bor fizikaga uzluksiz va diskret fizik kattalik hamda diskret holatlar tushunchasini kiritdi.

3-BOB. VODOROD ATOMINING KLASSIK NAZARIYASI

9-§. Vodorod atomining spektral seriyalari. Umumlashgan Balmer formulasi. Kombinatsion prinsip

Mavzuning tayanch iboralari: spektral seriya, to'liq soni, Balmer seriyasi, umumlashgan Balmer formulasi, Layman seriyasi, Pashen seriyasi, Breket seriyasi, Pfund seriyasi, Xemfri seriyasi, spektral term, kombinatsion prinsip.

Ushbu mavzuda vodorod atomining spektral seriyalari, umumlashgan Balmer formulasi va kombinatsion prinsip hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Atomlar nurlanishida hosil bo'lgan spektrlar chiziqli spektrlardir.
2. Qandaydir matematik qonuniyatga bo'ysunuvchi spektral chiziqlar guruhiga spektral seriya deyiladi.
3. Spektral seriyaga quyidagicha ham ta'rif berish mumkin: biror atom spektral chiziqlarining joylashish ketma-ketligini va ularning intensivligini taqsimlanish qonuniyatini ko'rsatuvchi ifodaga spektral seriya deyiladi.
4. Bir birlik uzunlikka joylashgan to'liqlar soniga to'liq soni deyiladi va u to'liq uzunligiga teskari kattalik hisoblanadi hamda quyidagicha topiladi:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda}.$$

5. Vodorod atomining 6 ta spektral seriyasi mavjud. Bular Layman, Balmer, Pashen, Breket, Pfund va Xemfri seriyalaridir.

6. Vodorod atomi spektrining ultrabinafsha sohasini xarakterlovchi Layman seriyasi quyidagicha yoziladi:

$$\nu' = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

bu yerda $R = 109737 \text{ cm}^{-1}$ – vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi, $n = 2,3,4,\dots$

7. Layman seriyasi nurlanish yoki nur yutish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

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

bunda $R \approx 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ – vodorod atomi uchun vaqt birligi orqali ifodalangan Ridberg doimiysi.

8. Vodorod atomi spektrining ko‘rinuvchi sohasini xarakterlovchi Balmer seriyasi quyidagicha yoziladi:

$$\nu' = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

bu yerda $n = 3, 4, 5, \dots$

9. Balmer seriyasi nurlanish yoki nur yutish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

10. Vodorod atomi spektrining infraqizil sohasini xarakterlovchi Paschen seriyasi quyidagicha yoziladi:

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

bu yerda $n = 4, 5, 6, \dots$

11. Paschen seriyasi nurlanish yoki nur yutish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

12. Vodorod atomi spektrining infraqizil sohasini xarakterlovchi Breket seriyasi quyidagicha yoziladi:

$$\nu' = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

bu yerda $n = 4, 5, 6, \dots$

13. Breket seriyasi nurlanish yoki nur yutish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

14. Vodorod atomi spektrining infraqizil sohasini xarakterlovchi Pfund seriyasi quyidagicha yoziladi:

$$\nu' = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

bu yerda $n = 6, 7, 8, \dots$

15. Pfund seriyasi nurlanish yoki nur yutish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

16. Vodorod atomi spektrining infraqizil sohasini xarakterlovchi Xemfri seriyasi quyidagicha yoziladi:

$$\nu' = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

bu yerda $n = 7, 8, 9, \dots$

17. Xemfri seriyasi nurlanish yoki nur yutish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

$$\nu = R'\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

18. Umumlashgan Balmer formulasi quyidagicha yoziladi:

$$\nu' = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

20. Umumlashgan Balmer formulasi nurlanish chastotasi orqali quyidagicha yoziladi:

$$\nu = R'\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

21. $n \rightarrow \infty$ da hamma spektral chiziqlar uning atrofida to'planadigan chegaraviy to'lqin soniga shu seriyaning chegarasi deyiladi.

22. Har bir spektral seriyaning to'lqin uzunligi va chastotasi bo'yicha chegaralari mavjud. Umumlashgan Balmer formulasini to'lqin uzunligi orqali quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

$n \rightarrow \infty$ bo'lsa, yuqori ifodadagi to'lqin uzunlik o'zining minimal qiymatiga erishadi. Shu qiymat spektral seriyaning to'lqin uzunliklari bo'yicha eng kichik chegarasidir. U quyidagicha teng bo'ladi:

$$\lambda_{\min} = \frac{m^2}{R}.$$

23. $n = m + 1$ bo'lganda, to'lqin uzunlik orqali ifodalangan umumlashgan Balmer formulasidagi to'lqin uzunlik o'zining maksimal qiymatiga erishadi. Shu qiymat spektral seriyaning to'lqin uzunliklari bo'yicha eng katta chegarasi bo'lib, u quyidagicha topiladi:

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{R\left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{(m+1)^2}\right]} = \frac{[m(m+1)]^2}{R(2m+1)}.$$

24. Vodorod atomi istalgan spektral chizig'ining to'liqin sonini $\frac{R}{m^2}$ tipdagi hadning m butun sonining ikki qiymatiga mos keluvchi qiymatlari ayirmasi shaklida yozish mumkin bo'ladi. Bu Ridberg-Ritsning kombi-natsion prinsipining zamonaviy ta'rifidir.

25. Vodorod atomining n – energetik sathiga mos keluvchi spektral term quyidagicha topiladi:

$$T(n) = \frac{R}{n^2}, T(n) = -\frac{E_n}{hc}.$$

26. Vodorod atomi uchun kombinatsion prinsip quyidagicha ta'riflanadi: agar vodorod atomiga tegishli bo'lgan bitta spektral seriyaning ikkita spektral chizig'ining to'liqin sonlari ma'lum bo'lsa, ularning ayirmasi ham vodorod atomiga tegishli bo'lgan boshqa spektral seriyaning spektral chizig'i to'liqin sonini beradi.

27. Kombinatsion prinsip formulasi quyidagicha yoziladi:

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

bunda $T(m), T(n) - m - va n$ – energetik sathlarga mos keluvchi spektral termlar.

28. Atomning biror energetik sathiga mos keluvchi energiyani xarakterlovchi kattalikka spektral term deyiladi.

29. Atomning eng kichik (minimal) energiyali holati uning asosiy holati deyiladi.

30. Vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi uning asosiy holat energiyasini xarakterlovchi kattalikdir.

31. Vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi quyidagicha topiladi:

$$R = -\frac{E_n}{hc} n^2.$$

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun atomlarda spektral seriya tushunchasi qo'llaniladi?
2. To'liqin soni nima?
3. Vodorod atomi spektrining qaysi sohasini Layman seriyasi xarakterlaydi?
4. Umumlashgan Balmer formulasi nimani ifodalaydi?
5. Ridberg doimiysining fizik mazmuni nimadan iborat?

10-§. Kvantlash tushunchasi. Doiraviy orbitalarni kvantlash

Mavzuning tayanch iboralari: kvantlash, kvantlangan kattalik, kvantlash qoidasi, kvantlashning umumiy sharti, doiraviy orbitalarni kvantlash.

Ushbu mavzuda mikroolamda ishlatiladigan kvantlash tushunchasi, kvantlangan kattalik, kvantlash qoidasi, kvantlashning umumiy sharti, doiraviy orbitalarni kvantlashga to'xtalib o'tiladi va ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Bor nazariyasining asosida uning postulatlarini yotadi. Bu postulatlar esa klassik fizika qonunlariga umuman zid keladi. Chunki Bor postulatlarini atomda uzluqli, ya'ni diskret energetik sathlar ketma-ketligining mavjudligini ko'rsatadi. Ushbu ketma-ketlikka esa xuddi shunday alohida tanlangan diskret orbitalar mos keladi. Bundan farqli o'laroq, klassik fizikada uzluksiz energiya va unga mos keluvchi uzluksiz orbitalar mavjud bo'ladi. Bu esa klassik fizika bilan kvant fizika orasidagi qarama-qarshilikni yuzaga keltiradi. Ana shu ziddiyat umumiy xarakterga egadir. Shunga tegishli dalillar majmuasi mikroolamda uzluksizlik bilan bir qatorda uzluqlik, ya'ni diskretlikni paydo bo'lishini va u Plank doimiysi bilan xarakterlanishini ko'rsatadi. Katta o'lchamli hodisalar uchun esa uzluksizlikni xos ekanligini ko'rsatadi.

2. Mikroolamda yuzaga kelgan uzluqlik, ya'ni diskretlikka kvantlash deyiladi.

3. Mikroolamdagi diskret kattaliklarga esa kvantlangan kattaliklar deb ataladi.

4. Biror fizik kattalikning diskret ekanligini ko'rsatuvchi ifodaga ana shu kattalikning kvantlash qoidasi deyiladi.

5. Bor nazariyasida kvantlangan orbitalarni tanlashni amalga oshiruvchi maxsus postulatni ko'rib chiqaylik. Bunda atomning Rezerford modelidan foydalaniladi. Bu postulat chiziqli garmonik ossillyatorning kvant holatlarini tanlab olishda ishlatiladigan Plank postulatining umumlashgan ko'rinishi hisoblanadi. Unga muvofiq, chiziqli garmonik ossillyatorning barcha holatlaridan faqat energiyasi $E_n = nh\nu$ bo'lgani amalga oshiriladi.

6. Garmonik ossillyatorga tegishli bo'lgan ushbu shartni boshqacha ta'riflash mumkin. Uning uchun yuqoridagi ifodani quyidagi shaklda yozib olish kerak:

$$\frac{E_n}{\nu} = nh.$$

Bunday shaklda yozilgan yuqoridagi shartni faqat garmonik ossillyatorga emas, balki atom sistemalariga qo'yilgan umumiy talab deb hisoblash mumkin. Uni esa quyidagicha ta'riflash mumkin: har qanday atom sistemalarida $\left[\frac{\text{energiya}}{\text{chastota}}\right]$ yoki $[\text{energiya} \times \text{vaqt}]$ o'lchamlikka ega bo'lgan va ta'sir deb ataluvchi mexanik kattalik Plank doimiysiga karrali bo'ladi. Shu kattalikni har bir xususiy holda aniqlash mumkin.

7. Holatlarni to'g'ri tanlashni ko'rsatuvchi umumiy qoidaga murojaat qilish uchun chiziqli garmonik ossillyatordan foydalaniladi. q ni garmonik ossillyatorning umumlashgan koordinatasi, r ni esa umumlashgan impuls deb qabul qilinsa, bitta erkinlik darajasiga ega bo'lgan har qanday sistemani kvantlashning umumiy sharti quyidagicha hisoblanadi:

$$\oint p dq = nh.$$

8. Yuqoridagi shartni Rezerford modeliga asoslangan atomga qo'llash mumkin. Bu holda yadro atrofida harakatlanayotgan elektronni xarakterlovchi koordinata sifatida φ qutb burchagi olinadi. Unga mos keluvchi umumlashgan impuls sifatida esa elektronning $p_\varphi = mr^2\dot{\varphi}$ impuls momenti olinadi. U holda yuqoridagi shartni quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$\oint p dq = \int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p_\varphi = nh.$$

Oxirgi tenglikdan quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$p_\varphi = n\hbar.$$

Ushbu formula doiraviy orbitalarning kvantlash qoidasini ifodalaydi: klassik mexanikada mavjud bo'lgan barcha orbitalardan faqat impuls momenti \hbar ga karrali bo'lgani amalga oshiriladi. Bundan esa \hbar impuls yoki orbital momentning kvant birligi ekanligi kelib chiqadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun mikroolamda kvantlash tushunchasi qo'llaniladi?
2. Qanday kattaliklarga kvantlangan kattalik deyiladi?
3. Kvantlash qoidasi nima?
4. Umumiy kvantlash qoidasi qanday?
5. Doiraviy orbitalarning kvantlash qoidasi to'g'risida nima deyish mumkin?

11-§. Vodород atomining klassik (Bor) nazariyasi

Mavzuning tayanch iboralari: elektronning statsionar orbitalari radiusi, elektronning statsionar orbita bo'ylab harakat tezligi, birinchi Bor orbitasining radiusi, vodorod atomi energiyasi, bosh kvant soni.

Ushbu mavzuda vodorod atomining Bor nazariyasi hamda bu nazariyaning inqirozi masalalariga to'xtalib o'tiladi va ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Vodород atomi zaryadi $+e$ bo'lgan yadrodan va uning atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakatlanuvchi bitta elektrondan tashkil topadi. Gazlarning kinetik nazariyasidan har qanday atomning o'lchamlari 10^{-8} cm tartibida ekanligi ma'lum. Rezerford tajribasidan esa 10^{-12} cm tartibidagi masofalargacha Kulon qonunini o'rinli bo'lishi kelib chiqadi. Shu sababli vodorod atomidagi elektroni uning yadrosi bilan o'zaro ta'sirlashuvi Kulon qonuniga muvofiq bo'ladi aytish mumkin. Bu holda elektronga kulon va markazdan qochma kuchlar ta'sir qiladi. Elektron aylanayotgan doiraviy orbita turg'un bo'lishi uchun ushbu kuchlar bir-birini kompensiyalaydi.

2. Elektronning yadro atrofidagi harakati klassik mexanika qonunlariga bo'ysungani tufayli, yadro bilan elektronning o'zaro ta'sirlashuv energiyasini Gauss sistemasida quyidagicha yozish mumkin:

$$U = -\frac{e^2}{r}.$$

3. Vodород atomidagi elektronning n – statsionar orbitasi radiusi quyidagicha topiladi:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{\pi m_e e^2} = r_1 n^2,$$

bu yerda $r_1 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10}$ m – birinchi Bor orbitasining radiusi.

Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{m_e e^2},$$

bu yerda $r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$

4. Vodorod atomidagi elektronning n – statsionar orbita bo‘ylab harakat tezligi quyidagicha hisoblanadi:

$$v_n = \frac{e^2}{2\epsilon_0 \hbar n} = \frac{v_1}{n},$$

bunda $v_1 = \frac{e^2}{2\epsilon_0 \hbar}$ – elektronning $n = 1$ orbitadagi harakat tezligi. Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$v_n = \frac{e^2}{\hbar n} = \frac{v_1}{n}, \text{ bunda } v_1 = \frac{e^2}{\hbar}.$$

5. Vodorod atomining energiyasi, ya’ni undagi elektronning to‘liq energiyasi uning potensial energiyasi U bilan quyidagicha bog‘langan:

$$E = \frac{U}{2}.$$

6. Vodorod atomining n – statsionar orbitasi bo‘ylab harakatlanayotgan elektronning kinetik energiyasi W_k uning potensial energiyasi U bilan quyidagicha bog‘langan:

$$T = -\frac{U}{2}.$$

7. Vodorod atomining n – statsionar orbitasi bo‘ylab harakatlanayotgan elektronning kinetik energiyasini quyidagicha hisoblash mumkin:

$$T = \frac{m_e v_n^2}{2} = \frac{m_e v_1^2}{2n^2} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}.$$

Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$T = \frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2 n^2}.$$

8. Vodorod atomining n – statsionar orbitasi bo‘ylab harakatlanayotgan elektronning potensial energiyasini quyidagicha hisoblash mumkin:

$$U = -m_e v_n^2 = -\frac{m_e v_1^2}{n^2} = -\frac{m_e e^4}{4\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}.$$

Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$U = -\frac{m_e e^4}{\hbar^2 n^2}.$$

9. Vodorod atomining n – statsionar orbitasi bo‘ylab harakatlanayotgan elektronning to‘la energiyasi quyidagicha topiladi:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{E_1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} \text{ (eV)},$$

bu yerda $E_1 = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} = 13,6 \text{ eV}$.

Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2 n^2}.$$

10. Vodorod atomining n – statsionar orbitasi bo'ylab harakatlana-yotgan elektronning kinetik energiyasi uning to'la energiyasi bilan quyidagicha bog'langan:

$$W_k = -E_n.$$

11. Vodorod atomining n – statsionar orbitasi bo'ylab harakatlana-yotgan elektronning potensial energiyasi uning to'la energiyasi bilan quyidagicha bog'langan:

$$U = 2E_n$$

12. Atom energiyasini xarakterlovchi n soniga bosh kvant soni deyiladi. U 1 dan N gacha bo'lgan butun sonlarni qabul qiladi.

13. Vodorod atomi uchun Ridberg doimiysi quyidagi formula yordamida topiladi:

$$R = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m_e e^4}{4\pi c \hbar^3}.$$

Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$R = \frac{m_e e^4}{4\pi c \hbar^3}.$$

14. Vodorod atomi uchun vaqt birligi orqali ifodalangan Ridberg doimiysi quyidagicha aniqlanadi:

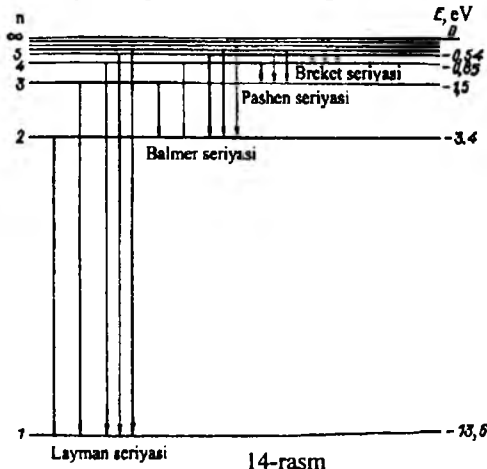
$$R' = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m_e e^4}{4\pi \hbar^3}.$$

Bu ifodaning Gauss sistemasidagi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$R' = \frac{m_e e^4}{4\pi \hbar^3}.$$

15. Atomning ionizatsion va uyg'onish potentsiallaridan foydalanib, atom to'g'risidagi ma'lumotlar to'plamini aks ettiruvchi atom energetik

sathlar diagrammasini hosil qilish mumkin. Ana shunday diagrammalardan biri vodorod atomining energetik sathlar diagrammasidir.



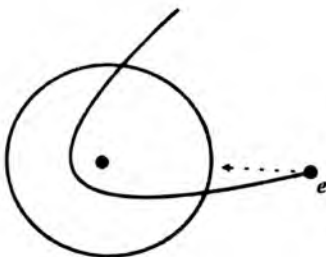
14-rasm

16. Vodorod atomining energetik sathlar diagrammasi 14-rasmda keltirilgan. Unda gorizontaal chiziqlar bilan vodorod atomining turli energetik sathlari berilgan. Ushbu diagrammani hosil qilish uchun uning o'ng tomonidagi ordinata o'qiga eV da ifodalangan atom energiyasini, chap tomondagi ordinata o'qiga esa n kattalikni qo'yish yetarli bo'ladi. Bu diagrammada vodorod atomining 4 ta spektral seriyasining hosil bo'lishi ham ko'rsatilgan.

17. n ortishi bilan ketma-ket energetik sathlar orasidagi masofa kamayib boradi va chegarada nolga aylanadi. Undan yuqorida esa kvantlanmagan musbat energiyali uzluksiz soha joylashadi. Chap va o'ngdagi energiya va termlar shkalasi energetik sathlar qo'shilib ketgan yerdan boshlab hisoblaydi. Kvantlangan holatlar uchun energiya manfiy, termlar musbat bo'ladi. Ana shu diagrammada strelkalar bilan holatlar orasidagi o'tishlar va unda hosil bo'ladigan spektral seriyalar ko'rsatilgan. Har bir seriya vodorod atomidagi elektronni yuqori energetik holatdan pastki energetik holatga o'tishi natijasida hosil bo'ladi. Spektral chiziqlarning to'lqin soni esa o'ng shkala yordamida boshlang'ich va oxirgi holatlarga mos keluvchi termlarning ayirmasi sifatida aniqlanadi.

18. Vodorod atomining energetik sathlar diagrammasidan uning chegaraviy energetik spektrining uzluksiz ekanligini kuzatish mumkin. Vodorod atomidagi elektronning musbat energiyali holatdan manfiy energiyali holatga o'tishi yoki aksincha o'tish natijasida yuzaga keladi.

19. Har bir kvantlangan holatda elektron manfiy energiyaga ega bo'ladi. Bu dalil vodorod atomi energiyasi formulasidan ham ko'rinadi. Ushbu formuladagi manfiy ishora nol potensial energiyali holatni tanlash ixtiyoridan kelib chiqadi. Nolga teng bo'lgan potensial energiyaga elektron yadrodan cheksiz katta masofada joylashib tinch turgan vaqtida ega bo'ladi. Shuning uchun vodorod atomi energiyasi formulasidagi manfiy ishora elektron joylashgan holat energiyasi elektron yadrodan cheksiz katta masofada joylashib tinch turgan holat energiyasidan kichik ekanligini ko'rsatadi. Boshqacha aytilsa, vodorod atomi energiyasi formulasidagi manfiy ishora atomda bog'langan elektron bilan ish ko'rilayotganidan darak beradi.



15-rasm

20. Elektron musbat energiyaga u atomdan ajratib olinganida, ya'ni fizik cheksizlikka chiqarilgan vaqtida potensial energiyasiga nisbatan ortiqcha kinetik energiyasi bo'lgan vaqtida ega bo'ladi.

21. Klassik mexanikaga asosan musbat energiyali elektron atom yadrosi atrofida giperbolik orbita bo'ylab harakatlanishi kerak (15-rasm). Borning birinchi

postulatiga muvofiq bunday elektron harakati davomida nurlanishi kerak emas. U faqat giperbolik orbitadan yopiq doiraviy orbitaga o'tgan vaqtida nurlanish yuzaga kelishi kerak. Kvant nazariyaning umumiy prinsiplariga asosan davriy yoki shartli davriy harakat kvantlanadi. Shuning uchun giperbolik orbita bo'ylab harakatlanuvchi elektronlar uzluksiz taqsimlangan cheksiz energiya zahirasiga ega bo'ladilar. Bundan vodorod atomining chegaraviy energetik spektri uzluksiz ekanligi kelib chiqadi.

22. Bor nazariyasi atom tuzilishi nazariyasida katta qo'yilgan qadam bo'ldi deyilsa mubolag'a bo'lmaydi. U bir tomondan klassik fizika qonunlarini atom hodisalariga qo'llab bo'lmashligini ko'rsatsa, ikkinchi tomondan bunday hodisalarda kvant qonunlarining roli katta ekanligini ham ko'rsatib berdi. Bundan tashqari bu nazariya juda ham kerakli natijalarga olib kelgan ko'p sonli eksperimental ishlarga turtki bo'ldi.

23. Bor nazariyasining musbat tomonlari bilan bir qatorda nazariyaning boshidan ma'lum bo'lgan yetarli kamchiliklari mavjud edi. Bular qatoriga eng avvalo nazariyaning ichki mantiqiy qarama-qarshiligi kiradi. Bor nazariyasi klassik yoki kvant nazariyaning davomi emas edi. Bor nazariyasi yarim klassik va yarim kvant nazariya hisoblanadi. U. G. Breg

hazil qilgan holda “Bor nazariyasida dushanba, chorshanba va juma kunlari klassik qonunlar o‘rinli bo‘lsa, seshanba, payshanba va shanba kunlari kvant qonunlar ishlaydi” deb aytgan.

24. Bor nazariyasi vodorod atomini to‘la asoslab berdi. Vodorodsimon atomlar spektral chiziqlarining chastotalarini hisoblab bera oldi. Lekin ularning intensivligini hisoblab bera olmadi. Uni hisoblash uchun moslik prinsipidan va ba‘zi kvant sonlaridan foydalanishga to‘g‘ri keldi. Bor nazariyasi bularni ko‘zda tutmagan edi. Klassik elektrodinamika yordamida esa hisoblab bo‘lmadi. Shuningdek, Bor nazariyasini geliy atomiga va boshqa murakkabroq atomlarga qo‘llab bo‘lmadi. Bu esa yuqorida keltirilgan sabablar bilan tushuntirilib o‘tildi. Shuning uchun Bor nazariyasi inqirozga uchradi.

Takrorlash uchun savollar

1. Vodorod atomidagi elektron orbitasi radiusi uchun kvantlash qoidasi qanday?
2. Vodorod atomidagi elektron energiyasi uchun kvantlash qoidasi qanday?
3. Bosh kvant soni nima?
4. Nima sababdan vodorod atomining chegaraviy energetik spektri uzluksiz?
5. Bor nazariyasining inqirozi nimadan iborat?

3-BOB BO‘YICHA REZYUME

Ushbu bobda vodorod atomining spektral seriyalari, umumlashgan Balmer formulasi va kombinatsion prinsip hamda ularga tegishli ma‘lumot, tushuncha, ta‘rif hamda formulalar to‘g‘risida fikr yuritildi. Shuningdek, mikroolamda ishlatiladigan kvantlash tushunchasi, kvantlangan kattalik. kvantlash qoidasi, kvantlashning umumiy sharti, doiraviy orbitalarni kvantlashga to‘xtalib o‘tildi. Vodorod atomining Bor nazariyasi hamda bu nazariyaning inqirozi masalalari bo‘yicha fikr yuritildi va ularga tegishli ma‘lumot, tushuncha, ta‘rif hamda formulalar keltirib o‘tildi.

3-BOBGA OID TESTLAR

1. O‘zMU fizika fakulteti o‘quv laboratoriyasida atom fizikasi bo‘yicha laboratoriya ishini topshirayotgan studentdan spektral seriya

ta'rifi so'raldi. U to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) qandaydir matematik qonuniyatga bo'ysunuvchi spektral chiziqlar guruhi. B) biror atom spektral chiziqlarining joylashish ketma-ketligini va ularning intensivligini taqsimlanish qonuniyatini ko'rsatuvchi ifoda. C) bir birlik uzunlikka joylashgan spektral chiziqlar soni. D) A va B javob to'g'ri.

2. Keltirilgan qaysi javob nurlanish chastotasi orqali yozilgan Xemfri seriyasini ifodalaydi?

A) $R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. B) $R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right)$.

C) $R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. D) $R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$.

3. Keltirilgan qaysi javob to'lqin uzunligi orqali yozilgan Pashen seriyasini ifodalaydi?

A) $R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. B) $R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. C) $\frac{1}{R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)}$. D) $\frac{1}{R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)}$.

4. Keltirilgan qaysi javob to'lqin uzunligi orqali yozilgan Breket seriyasini ifodalaydi?

A) $R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. B) $\frac{1}{R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)}$. C) $\frac{1}{R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)}$. D) $R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$.

5. Plank doimiysi qanday fizik kattalikning kvant birligi hisoblanadi?

A) zarraning orbital momentini. B) zarra impulsini.

C) zarra energiyasini. D) to'g'ri javob yo'q.

6. Agar vodorod atomiga tegishli bo'lgan bitta spektral seriyaning ikkita spektral chizig'ining to'lqin sonlari ma'lum bo'lsa, ularning ayirmasi ham vodorod atomiga tegishli bo'lgan boshqa spektral seriyaning spektral chizig'i to'lqin sonini beradi. Bu fikr nimani ifodalaydi?

A) Mozli qonunini. B) kombinatsion prinsipini.

C) Vulf-Breg qonunini. D) hech narsani ifodalamaydi.

7. Giperbolik orbita bo'ylab harakatlanuvchi elektronlar uzluksiz taqsimlangan cheksiz energiya zahirasiga ega bo'ladilar. Bu fikr nimaga ishora qiladi?

A) atom energiyasining diskretligiga.

B) atom energiyasining uzluksizligiga.

C) volorod atomi chegaraviy energetik spektrining uzluksizligiga.

D) B va C javoblar to'g'ri.

8. Bor nazariyasining inqirozi sababi.....

A) bu nazariyaning klassik nazariya ekanligidadir. B) bu nazariyaning yarim kvant nazariya ekanligidadir. C) bu nazariyaning kvant nazariya ekanligidadir.

D) bu nazariyaning yarim klassik va yarim kvant nazariya ekanligidadir.

9. Student O'zMU fizika fakulteti o'quv laboratoriyasida vodorod atomi spektrlarini o'rganishga bag'ishlangan laboratoriya ishida shunday doimiy fizik kattalikni aniqladiki, bu kattalik uzunlik birligiga teskari birliklarda o'lchanardi. Student qaysi kattalikni aniqlagan?

A) elektron massasini.

B) to'liq sonini.

C) elementar zaryadni.

D) Ridberg doimiysini.

10. Berilgan javoblarning ichidan noto'g'risini ko'rsating.

A) Breg fikriga ko'ra "Bor nazariyasida dushanba, chorshanba va juma kunlari klassik qonunlar o'rinli bo'lsa, seshanba, payshanba va shanba kunlari kvant qonunlar ishlaydi". B) Bor nazariyasini geliy atomiga qo'llab bo'lmadi. C) Bor nazariyasi vodorodsimon atomlar spektral chiziqlarining chastotalarini hisoblab bera oldi. D) Bor nazariyasini vodorodsimon atomlarga qo'llab bo'lmadi.

4-BOB. ZARRALARNING TO‘LQIN XOSSALARI

12-§. Bir jinsli muhitda tarqalayotgan yassi monoxromatik to‘lqin va uning tenglamasi

Mavzuning tayanch iboralari: bir jinsli muhit, yassi to‘lqin, yassi monoxromatik to‘lqin, yassi monoxromatik to‘lqin tenglamasi, yassi monoxromatik to‘lqinning fazaviy tezligi, to‘lqin vektori.

Ushbu mavzuda bir jinsli muhitda tarqalayotgan yassi monoxromatik to‘lqin va uning tenglamasiga to‘xtalib o‘tiladi va ularga tegishli ma‘lumot, tushuncha, ta‘rif hamda formulalar to‘g‘risida fikr yuritiladi.

1. Odatda monoxromatik to‘lqin deyilganida, faza va amplitudasi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydigan to‘lqin tushuniladi. To‘lqin sirti yassi tekislikdan iborat bo‘lgan to‘lqinga yassi to‘lqin deyiladi. Ixtiyoriy tanlab olingan o‘q bo‘ylab tarqalayotgan to‘lqinni yassi to‘lqin deyish mumkin. Barcha nuqtalarida xossalari bir xil bo‘lgan muhit bir jinsli muhit hisoblanadi.

2. x o‘qi bo‘ylab tarqalayotgan yassi monoxromatik yoki garmonik to‘lqin formulasi quyidagi ko‘rinishga ega:

$$u = A \cos[\omega(t - \frac{x}{c'}) + \delta].$$

Bu yerda A -to‘lqinning haqiqiy amplitudasi, i -tarqalayotgan to‘lqin kattaligi, ya‘ni to‘lqinning muvozanat vaziyatiga nisbatan siljishi, ω – to‘lqinning siklik chastotasi, $\varphi = [\omega(t - \frac{x}{c'}) + \delta]$ – to‘lqin fazasi, δ – to‘lqinning boshlang‘ich fazasi.

3. Yassi monoxromatik to‘lqinning fazasi o‘zgarmas bo‘lishi uchun $t - \frac{x}{c'} = const$ bo‘lishi yetarlidir. Fazasi shunday bo‘lgan yassi monoxromatik to‘lqinga teng fazali yassi monoxromatik to‘lqin deyiladi. Yuqoridagi shartdan vaqt bo‘yicha differensial olinsa, $c' = \frac{dx}{dt}$ hosil bo‘ladi. Bundan c' ning tezlik ma‘nosiga ega ekanligi kelib chiqadi. Bu tezlikka yassi monoxromatik to‘lqinning fazaviy tezligi leyliladi.

4. Yassi monoxromatik to‘lqin x o‘qi bilan α, γ o‘qi bilan β, z o‘qi bilan γ burchak tashkil qilgan x' o‘qi bo‘ylab tarqalsa, bu to‘lqin formulasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$u = a \cos\left[\omega\left(t - \frac{x'}{c'}\right) + \delta\right].$$

5. Koordinata o'qlarining burilishidagi koordinatalarni almashtirish formulalariga asosan $x' = x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma$ ekanligi hisobga olinsa, yuqoridagi formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$u = a \cos\left[\omega\left(t - \frac{x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma}{c'}\right) + \delta\right].$$

6. $\omega = 2\pi\nu$ va $c' = \lambda\nu$ ekanligi hisobga olinsa, yuqoridagi formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$u = a \cos\left[2\pi\left(\nu t - \frac{x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma}{\lambda}\right) + \delta\right].$$

7. Yassi monoxromatik to'lqinning sirtiga o'tkazilgan musbat normal yo'nalishi bilan mos tushuvchi yo'nalishga ega $\vec{k}(k_x, k_y, k_z)$ to'lqin vektorining moduli va tegishli tashkil etuvchilari quyidagicha topiladi:

$$|\vec{k}| = \frac{1}{\lambda}, \quad k_x = \frac{\cos \alpha}{\lambda}, \quad k_y = \frac{\cos \beta}{\lambda}, \quad k_z = \frac{\cos \gamma}{\lambda}.$$

8. To'lqin vektorining tegishli tashkil etuvchilari formulalarini hisobga olgan holda yuqoridagi to'lqin formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$u = a \cos\{2\pi[\nu t - (xk_x + yk_y + zk_z)] + \delta\} = a \cos[2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r}) + \delta].$$

Bu yerda \vec{r} - to'lqin sirtining istalgan nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektor. Ushbu formula bir jinsli muhitda tarqalayotgan haqiqiy yassi monoxromatik to'lqin formulasidir.

9. Bir jinsli muhitda tarqalayotgan umumiy yassi monoxromatik to'lqin formulasi kompleks ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$u = ae^{i[2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r}) + \delta]} = ae^{i\delta} e^{i[2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r})]} = Ae^{i2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r})}.$$

Bu yerda $A = ae^{i\delta}$ - yassi monoxromatik to'lqinning kompleks amplitudasi.

10. Bir jinsli muhitda tarqalayotgan umumiy yassi monoxromatik to'lqinning tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad \Delta u = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.$$

Bu yerda $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - dekart koordinatalar sistemasida yozilgan Laplas operatori.

11. Ushbu to‘lqin tenglamasining yechimi umumiy yassi monoxromatik to‘lqin formulasi bo‘ladi.

12. Yassi monoxromatik to‘lqin chastotasini to‘lqin vektorining komponentalariga bog‘liqligini ko‘rsatuvchi ifodaga dispersiya qonuni deyiladi. U yassi monoxromatik to‘lqin tabiatini xarakterlaydi.

13. Yassi monoxromatik to‘lqin uchun dispersiya qonuni, ya‘ni klassik dispersiya qonunining ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\frac{v^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2.$$

Takrorlash uchun savollar

1. Bir jinsli muhit qanday xususiyatga ega?
2. Yassi monoxromatik to‘lqinga ta‘rif bering.
3. To‘lqin vektori nima?
4. Dispersiya qonuni nima va uning ko‘rinishi qanday?
5. Nima uchun dispersiya qonunidan foydalaniladi?

13-§. Yassi monoxromatik to‘lqinlarning qo‘shilishi (superpozitsiyasi). Guruh va fazaviy tezliklar. To‘lqin paket

Mavzuning tayanch iboralari: yassi monoxromatik to‘lqinlarning qo‘shilishi, yassi monoxromatik to‘lqinlarning guruh tezligi, to‘lqin paket.

Ushbu mavzuda bir jinsli muhitda tarqalayotgan yassi monoxromatik to‘lqinlar superpozitsiyasi va to‘lqin paketga oid masalalarga to‘xtalib o‘tiladi va ularga tegishli ma‘lumot, tushuncha, ta‘rif hamda formulalar to‘g‘risida fikr yuritiladi.

1. Yassi monoxromatik to‘lqinlar aniq davriy protsess ekanligi ularni fazoda vaqt bo‘yicha cheksiz uzoq davom etishini talab etadi. Shuning uchun tabiatda bunday to‘lqinlar uchramaydi. Chunki real to‘lqinlar fazoda cheklangan vaqt davomida tarqaladi va ular garmonik qonuniyatga aniq bo‘ysunuvchi to‘lqinlar bo‘la olmaydi. Shu sababli bunday to‘lqinlarni yassi monoxromatik to‘lqin, ya‘ni yassi garmonik to‘lqinlarning qo‘shilishi (superpozitsiyasi) natijasi deb qarash mumkin ekan. Ana shu nuqtai-nazardan yassi monoxromatik to‘lqinlarning qo‘shilishi ahamiyat kasb etadi.

2. Yassi monoxromatik to‘lqinlar superpozitsiyasini ko‘rish uchun x o‘qi bo‘ylab tarqalayotgan, chastotalari va to‘lqin vektorlarining moduli

mos ravishda v, v_0 hamda k, k_0 bo'lgan ikki yassi monoxromatik yoki garmonik to'liqlar olinadi. Ushbu to'liqlar bir-biriga shu darajada yaqinki, unda $v_0 - v = \Delta v \rightarrow 0$, $k_0 - k = \Delta k \rightarrow 0$ bo'ladi. Bu to'liqlarning formulalari mos ravishda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$u_1 = a \cos 2\pi(v_0 t - k_0 x), \quad u_2 = a \cos 2\pi(v t - k x).$$

3. Shu to'liqlarning qo'shilishi natijasida quyidagi natijaviy to'liq hosil bo'ladi:

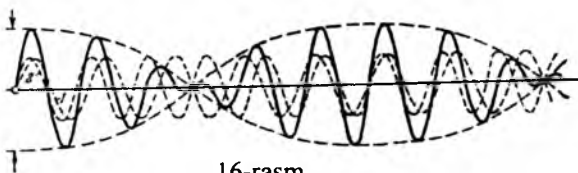
$$u = u_1 + u_2 = 2a \cos 2\pi\left(\frac{v_0 - v}{2} t - \frac{k_0 - k}{2} x\right) \cos 2\pi\left(\frac{v_0 + v}{2} t - \frac{k_0 + k}{2} x\right).$$

4. v_0 va v hamda k_0 va k larning bir-biriga juda yaqin ekanligini hisobga olgan holda yuqoridagi formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$u = 2a \cos 2\pi\left(\frac{\Delta v}{2} t - \frac{\Delta k}{2} x\right) \cos 2\pi(v t - k x).$$

5. Hosil bo'lgan oxirgi ifodaning $2a \cos 2\pi\left(\frac{\Delta v}{2} t - \frac{\Delta k}{2} x\right)$ qismi uning amplituda qismini, $2\pi(v t - k x)$ qismi uning faza qismini tashkil qiladi.

6. Shuni aytish kerakki, hosil bo'lgan natijaviy to'liq garmonik to'liq bo'la olmaydi. Chunki bu to'liq $-\infty$ dan $+\infty$ gacha bo'lgan oraliqda bir xil amplitudaga va chastotaga ega bo'lishi kerak edi. Lekin uning amplitudasi ham, chastotasi ham vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi (16-rasm).



16-rasm

7. Yassi monoxromatik to'liqning ma'lum bir fazasini harakatlanish tezligiga shu to'liqning fazaviy tezligi deyiladi. Bu tezlikni topish uchun yassi monoxromatik to'liqning teng fazalar shartidan foydalaniladi va undan vaqt bo'yicha differensial olinadi:

$$v t - k x = \text{const}, \quad v - k \frac{dx}{dt} = 0.$$

8. Yuqoridagi ifodadan $c' = \frac{dx}{dt} = \frac{v}{k}$ ekanligi kelib chiqadi. Demak, yassi monoxromatik to'liqning fazaviy tezligi to'liq chastotasini to'liq vektorining moduli nisbatiga teng bo'larkan. U yassi monoxromatik to'liq teng fazali tekisligining ko'chish tezligini ifodalaydi.

9. Hosil bo'lgan natijaviy to'liqning amplitudasini vaqt o'tishi bilan o'zgarishini hisobga olib quyidagi tenglikni yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{\Delta v}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x = const.$$

Shu ifodadan vaqt bo'yicha differensial olib, quyidagi tenglikni hosil qilish mumkin:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\Delta v}{\Delta k}.$$

Yuqoridagi ifodaning $\Delta k \rightarrow 0$, ya'ni chegaraviy holdagi ifodasiga gu-ruh yoki to'daviy tezlik deyiladi va quyidagicha yoziladi:

$$g = \frac{dv}{dk}.$$

U yassi monoxromatik to'liqin tanlab olingan amplitudasining ko'chish tezligini ifodalaydi.

10. Juda ko'p yassi monoxromatik to'liqlarni qo'shilishi natijasida fazoda cheklangan uzunlikka ega bo'lgan to'liqin protsessini hosil qilish mumkin. Bunday protsessni $2\Delta k$ oraliqda uzluksiz o'zgaradigan k ga ega bo'lgan juda ko'p yassi monoxromatik to'liqlarni qo'shilishi natijasida hosil qilinadi. $2\Delta k$ oraliqda k_0 o'rta nuqtani tanlab olinadi. U holda natijaviy to'liqin tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$u = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} a(k) \cos 2\pi[v(k)t - kx] dk.$$

11. $v(k)$ dispersiya qonunini Δk kichik oraliq uchun quyidagi qator ko'rinishida yozish mumkin:

$$v(k) = v(k_0) + (k - k_0)\left(\frac{dv}{dk}\right)_{k=k_0} + \frac{1}{2}(k - k_0)^2\left(\frac{d^2v}{dk^2}\right)_{k=k_0} + \dots$$

Yuqoridagi integralni taqribiy hisoblash uchun ushbu qatorning quyi-dagi chiziqli bo'lgan hadlari bilan chegaralansa bo'ladi:

$$v(k) = v(k_0) + (k - k_0)\left(\frac{dv}{dk}\right)_{k=k_0}.$$

12. Ushbu ifoda yuqoridagi integralga qo'yib u hisoblansa, quyidagi natijaviy to'liqinni hosil qilish mumkin:

$$u = 2a(k_0)\Delta k \frac{\sin 2\pi\Delta k\left[\left(\frac{dv}{dk}\right)_{k=k_0}t - x\right]}{2\pi\Delta k\left[\left(\frac{dv}{dk}\right)_{k=k_0}t - x\right]} \cos 2\pi(v_0t - k_0x).$$

Bu ifodaning kosinus funksiyasi ostidagi qismi hosil qilingan murakkab to‘lqinning faza qismini ifodalasa, uning oldida turgan ko‘paytuvchi esa shu to‘lqinning modullashgan amplitudasini ko‘rsatadi.

13. Oxirgi ifodada $\xi = 2\pi\Delta k[(\frac{dv}{dk})_{k=k_0} t - x]$ deb belgilash kiritilsa,

murakkab to‘lqin amplitudasining o‘zgarish xarakteri $\frac{\sin \xi}{\xi}$ ko‘paytuvchi bilan aniqlanadi. Ushbu ko‘paytuvchi $\xi \rightarrow 0$ da $\frac{\sin \xi}{\xi} = 1$, $\xi = \pm\pi$ da $\frac{\sin \xi}{\xi} = 0$ bo‘ladi. ξ ning absolyut kattaligi yanada orttirilsa, $\frac{\sin \xi}{\xi}$ ifoda bir qator maksimum va minimumlarga ega bo‘ladi.

14. Hosil bo‘lgan maksimum va minimumlarning kattaligi $\xi = 0$ dagi bosh maksimumning kattaligiga qaraganda juda kichikdir. ξ ning absolyut kattaligi ortishi bilan ularning kattaligi juda tez kamayib boradi. Bundan esa juda ko‘p yassi monoxromatik to‘lqinlarni qo‘shilishi natijasida fazoning chegaralangan sohasida amplitudasi noldan keskin farq qiluvchi natijaviy to‘lqin guruhini hosil bo‘lishi kelib chiqadi.

15. Juda ko‘p yassi monoxromatik to‘lqinlarni qo‘shilishi natijasida fazoning chegaralangan sohasida amplitudasi noldan keskin farq qiluvchi, qolgan nuqtalarda esa nolga yaqin bo‘lgan natijaviy to‘lqin guruhiga to‘lqin paket deyiladi (17-rasm).

16. To‘lqin paket uchun xuddi ikki yassi monoxromatik to‘lqinlar superpozitsiyasi kabi fazaviy tezlik hisoblansa, quyidagi tenglik yuzaga keladi:

$$c' = \frac{dx}{dt} = \frac{v_0}{k_0}.$$



17-rasm

17. To‘lqin paketning modullashgan amplitudasida vaqtga bog‘liq o‘zgaruvchan had $(\frac{dv}{dk})_{k=k_0} t - x$ bo‘lib, $\xi = 0$ da u nolga teng bo‘lganligi sababli, undan vaqt bo‘yicha differensial olib, quyidagi tenglikni hosil qilish mumkin:

$$g = (\frac{dv}{dk})_{k=k_0}.$$

Ushbu ifoda to‘lqin paketning teng amplitudali tekisligining ko‘chish tezligini ko‘rsatadi va u ikki yassi monoxromatik to‘lqinlar superpo-

zitsiyasi natijasida hosil bo'lgan natijaviy to'qlinning guruh yoki to'daviy tezligi bilan mos tushadi. Shuning uchun uni to'qlin paketning guruh yoki to'daviy tezligi deyiladi.

18. Agar $\frac{d^2v}{dk^2} \neq 0$ bo'lsa, to'qlin paketning o'ziga xos xossasi namoyon bo'ladi: paket o'z shaklini vaqt o'tishi bilan saqlamaydi, u deformatsiyalanadi va asta-sekin yoyilib ketadi. Lekin dispersiya kam bo'lsa, ikkinchi, uchinchi va hokazo tartibli hosilalar nolga yaqin bo'ladi. U holda to'qlin paketning ma'lum bir shakli haqida fikr yuritish mumkin bo'ladi.

19. Davomiyligi Δx , uzluksiz spektr oralig'i Δk bo'lgan to'qlin paket uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$\Delta x \Delta k_x \geq 1.$$

20. Koordinata o'qlaridagi davomiyligi Δx , Δy , Δz bo'lgan fazoviy to'qlin paketni hosil qilish uchun quyidagi shartlar bajarilishi lozim:

$$\Delta x \Delta k_x \geq 1, \quad \Delta y \Delta k_y \geq 1, \quad \Delta z \Delta k_z \geq 1.$$

21. Yassi monoxromatik to'qlinlarning fazaviy va guruh tezliklari orasidagi munosabatni aniqlash uchun ushbu to'qlinlarni turli muhitda tarqalish shartlarini ko'rib chiqish zarur bo'ladi. Yassi monoxromatik to'qlinlar dispersiya mavjud bo'lmagan muhitda tarqalayotgan bo'lsin. U holda bu to'qlinlarning fazaviy tezligi k ga bog'liq bo'lmaydi. Unda bu to'qlinlarning guruh tezligi ularning fazaviy tezligiga teng bo'ladi:

$$g = c'.$$

22. Yassi monoxromatik to'qlinlar dispersiya mavjud bo'lgan muhitda tarqalayotgan bo'lsin. U holda bu to'qlinlarning fazaviy tezligi k ga bog'liq bo'ladi. Unda bu to'qlinlarning guruh tezligi bilan ularning fazaviy tezligi orasida quyidagi tenglik mavjud bo'ladi:

$$g = c' - \lambda \frac{dc'}{d\lambda}.$$

Bundan $g < c'$ bo'ladi. tarqalayotgan muhit dispersiyaga ega bo'lsa, bu to'qlinlarning guruh tezligi ularning fazaviy tezligi bilan mos tushmasligi kelib chiqadi. Yuqoridagi tenglikka kirgan hosilaning ishorasiga bog'liq ravishda bu to'qlinlarning guruh tezligi ularning fazaviy tezligidan katta ($\frac{dc'}{d\lambda} < 0$) yoki kichik ($\frac{dc'}{d\lambda} > 0$) bo'lishi mumkin. Optikada bu ikkala hol ham amalga oshiriladi. Muhit normal dispersiyaga ega

bo'lsa, $g < c'$ bo'ladi. Agar muhit anomal dispersiyaga ega bo'lsa, $g > c'$ bo'ladi.

23. Yorug'lik fazaviy va guruh tezliklarga ega bo'lsa, yorug'lik tezligini o'lchashga oid tajribalarda yorug'likning qaysi tezligi o'lchanadi degan savol tug'iladi. Yorug'lik tezligini o'lchashga doir barcha tajribalarning analizi shuni ko'rsatadiki, bu tajribalarning hech qaysi birida yorug'likning fazaviy tezligini o'lchab bo'lmaydi, balki uning guruh tezligi aniqlanadi.

24. Agar yorug'likni har qanday to'lqinlarning cheklangan qatori deb qaralsa, bunday qatorni yassi monoxromatik to'lqinlar, ya'ni yassi garmonik to'lqinlarning qo'shilishi (superpozitsiyasi) natijasi deb qarash mumkin bo'ladi va uni analiz qilish uchun Fure integralidan foydalaniladi. Bundan esa har qanday to'lqinlarning cheklangan qatorini to'lqin paket deb qarash mumkinligi kelib chiqadi. Ma'lumki to'lqin paketda odatda to'lqinlarning guruh tezligi o'lchanadi. Yorug'lik aberratsiyasi yordamida yorug'lik tezligini o'lchash metodini analiz qilgan Erenfest bu metodda ham yorug'likning fazaviy tezligi emas, balki guruh tezligi aniqlanganligini ko'rsatib berdi.

25. Yuqorida keltirilgan fikrlardan istalgan to'lqinning fazaviy tezligini umuman o'lchab bo'lmasligi kelib chiqadi. Lekin ba'zi fazoviy cheklangan to'lqinlarni, ya'ni to'lqin paketlarni dispersiyaga ega muhitda tarqalishida to'lqinning fazaviy tezlik tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi. Chunki bu holda to'lqinning bitta fazasi bilan emas, balki haddan tashqari ko'p garmonik to'lqinlarning fazalari bilan ish ko'riladi. Bunda har bir faza o'z tezligi bilan ana shu muhitda tarqaladi. Demak, biror to'lqinning fazaviy tezligi o'z nomidan kelib chiqqan holda uning ma'lum fazasining ko'chish tezligini ko'rsatadi va u fazoda cheklangan to'lqinlar qatori frontining harakat tezligi yoki to'lqinlar energiyasining harakat tezligi bilan bog'liq bo'lmaydi. Real holda bunday tezlik mavjud emas, har qanday to'lqinda guruh tezligi mavjud bo'ladi va uni tajribada o'lchash imkoni mavjuddir.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun yassi to'lqinlar superpozitsiyasi zarur?
2. Yassi monoxromatik to'lqinning fazaviy tezligiga ta'rif bering.
3. To'lqin paket qanday hosil qilinadi?
4. To'lqin paketni hosil qilish shartlari nimadan iborat?
5. Tajribada to'lqinlarning qaysi tezligi aniqlaniladi?

14-§. To‘lqin-zarra dualizmi. Lui de-Broyl gipotezasi

Mavzuning tayanch iboralari: to‘lqin-zarra dualizmi, de Broyl to‘lqini, de Broyl tenglamalari, zarraning to‘lqin funksiyasi.

Ushbu mavzuda de Broyl gipotezasiga va de Broyl to‘lqinining xossalriga to‘xtalib o‘tiladi va ularga tegishli ma‘lumot, tushuncha, ta‘rif hamda formulalar to‘g‘risida fikr yuritiladi.

1. 1924 yilda fransuz fizigi Lui de Broyl “Barcha zarralar korpuskulyar xususiyatga ega bo‘lishi bilan bir qatorda ular to‘lqin xususiyatiga ham ega bo‘ladilar” degan gipotezani ilgari surdi. Bu zarra-to‘lqin gipotezasi, ya‘ni zarra-to‘lqin dualizmi hisoblanadi.

2. Zarraning to‘lqin xossalari ifodalovchi to‘lqinga zarraning de Broyl to‘lqini deyiladi.

3. Istalgan zarraning to‘lqin xususiyatini xarakterlovchi kattaliklar bilan uning korpuskulyar xususiyatini xarakterlovchi kattaliklar orasidagi bog‘lanishni ifodalovchi tenglamalarga Lui de Broyl tenglamalari deyiladi. Ular quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (\vec{p} = \hbar \vec{k}), \quad p_x = \hbar k_x \quad (p_x = \hbar k_x), \quad p_y = \hbar k_y \quad (p_y = \hbar k_y), \quad p_z = \hbar k_z \quad (p_z = \hbar k_z), \\ E = h\nu \quad (E = \hbar\omega).$$

Bu yerda \vec{p} -zarraning impuls vektori, \vec{k} -uning to‘lqin vektori, $p_x, p_y, p_z, k_x, k_y, k_z$ – zarra impuls va to‘lqin vektorlarining x, y, z tashkil etuvchilari, ν – zarraning de Broyl to‘lqini chastotasi, E – zarra energiyasi.

4. Zarraning de Broyl to‘lqin uzunligi quyidagicha topiladi:

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

bu yerda λ – zarraning de Broyl to‘lqin uzunligi, p – zarra impuls.

5. v tezlikka ega bo‘lgan m massali zarraning de Broyl to‘lqin uzunligi quyidagicha topiladi:

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

6. Agar m_0 zarraning tezligi yorug‘lik tezligidan ancha kichik bo‘lsa, u holda bu zarraning kinetik energiyasi T uning tinchlikdagi energiyasi E_0 dan ancha kichik bo‘ladi. Bu holda zarraning de Broyl to‘lqin uzunligi quyidagicha topiladi:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0T}}$$

7. Agar m_0 zarraning tezligi yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlansa va $T \geq E_0$ bo'lsa, u holda bu zarraning de Broyl to'liqin uzunligini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2E_0)}} = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2m_0c^2)}}$$

8. Har qanday zarra to'liqin xususiyatiga ega bo'lganligi uchun uning de Broyl to'liqini formulasi yassi monoxromatik to'liqin formulasi bilan bir xil bo'ladi. Shu sababli ushbu formula zarraning de Broyl to'liqini uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{i2\pi(vt - \vec{k}\vec{r})} = Ae^{\frac{i2\pi}{h}(Et - \vec{p}\vec{r})} = Ae^{\frac{i}{h}(Et - \vec{p}\vec{r})}$$

Bu yerdagi $\psi(\vec{r}, t)$ funksiyaga zarraning to'liqin funksiyasi deyiladi. Ushbu funksiya zarraning koordinatasiga va vaqtga bog'liq bo'ladi.

9. Har qanday zarraning de Broyl to'liqini quyidagi xossalarga egadir. Uning birinchi xossasi quyidagicha ta'riflanadi. Har qanday zarra de Broyl to'liqinining fazaviy tezligi yorug'lik tezligidan katta bo'ladi: $c' > c$.

10. Har qanday zarra de Broyl to'liqinining ikkinchi xossasi quyidagicha ta'riflanadi. Har qanday zarra de Broyl to'liqinining guruh tezligi shu zarraning harakat tezligiga teng bo'ladi: $g = v$.

11. Har qanday zarra de Broyl to'liqinining uchinchi xossasi quyidagicha ta'riflanadi. Har qanday zarra de Broyl to'liqini uchun relyativistik dispersiya qonuni o'rinalidir. Bu qonun formulasi quyidagi shaklga ega:

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{v_0^2}{c^2} + k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

Bu yerda $v_0 = \frac{m_0c^2}{h}$ (m_0 -zarraning tinchlikdagi massasi).

12. Har qanday zarra de Broyl to'liqinining to'rtinchi xossasi quyidagicha ta'riflanadi. Atomda elektron harakatlanadigan orbita uzunligi uning de Broyl to'liqin uzunligiga karrali bo'ladi. Doiraviy orbita uchun bu shart quyidagicha yoziladi:

$$2\pi r = n\lambda$$

Elliptik orbita uchun bu shart quyidagicha yoziladi:

$$\oint \frac{ds}{\lambda} = n$$

Takrorlash uchun savollar

1. To'liqin-zarra dualizmi nimadan iborat?
2. Zarraning to'liqin funksiyasi nimaga bog'liq?
3. De Broyl to'liqini oddiy to'liqindan farq qiladimi?
4. De Broyl to'liqini uzunligi qanday?
5. De Broyl to'liqini xossalari aytib bering.

15-§. Lui de Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi

Mavzuning tayanch iboralari: elektronning de Broyl to'liqin uzunligi, Breg metodi, Devison-Jermer tajribasi, Laue metodi, Debay-Sherrer metodi, Devison-Gjermer tajribasi, Tomson-Tartakovskiy tajribasi.

Ushbu mavzuda de Broyl gipotezasini isbotlovchi tajribalarga to'xtalib o'tiladi va ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. De Broyl gipotezasi juda tez tajribada tasdiqlandi. Elektron, proton va turli atomlarning oqimlarida xuddi yorug'lik yoki rentgen nurlaridagi kabi interferensiya hodisasi kuzatildi. De Broyl gipotezasini isbot qilish uchun o'rganilayotgan zarraning de Broyl to'liqini uzunligi tartibini bilish kerak. Chunki u zarralarda ro'y beradigan interferensiyani kuzatish uchun qanday eksperimental metodlarni qo'llash kerakligi haqida ma'lumot beradi.

2. Elektronlar oqimi tezlatuvchi potensial U bo'lgan elektr maydonda harakatlanayotgan bo'lsin. Tezlatuvchi potensial unchalik katta bo'lmasa, bu hol uchun klassik fizika formulalarini qo'llash mumkin. Unda elektronning de Broyl to'liqin uzunligi quyidagicha hisoblanadi:

$$\lambda = \sqrt{\frac{h^2}{m_e e}} \sqrt{\frac{150}{U}} = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-8} \text{ cm} = \sqrt{\frac{150}{U}} \text{ \AA} = \frac{12,25}{\sqrt{U}} \text{ \AA}.$$

3. Agar tezlatuvchi potensial $U=150B$ bo'lsa, elektronlarning de Broyl to'liqin uzunligi $\frac{1}{A}$ bo'ladi. Bu yumshoq rentgen nurlari to'liqin uzunligi tartibidir.

4. Agar tezlatuvchi potensial katta bo'lsa, unda elektr maydonda harakatlanayotgan elektronlar uchun klassik fizika formulalari o'rinli bo'lmaydi. Relyativistik mexanika formulalari o'rinli bo'ladi. U holda elektronlarning de-Broyl to'liqin uzunligi quyidagicha hisoblanadi:

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{U}} (1 - 0,489 \cdot 10^{-6} U) A.$$

5. Ana shunday tezlikdagi protonlarning de Broyl to'liqin uzunligi elektronlarning de Broyl to'liqin uzunligidan $\sqrt{1836}$ marta kam bo'ladi. Demak, har qanday zarraning de Broyl to'liqin uzunligi kichik qiymatga ega bo'lib, elektron uchun uning tartibi $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ni tashkil qilarkan.

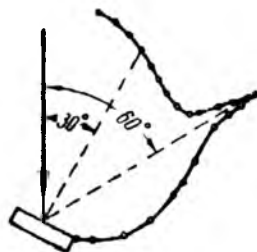
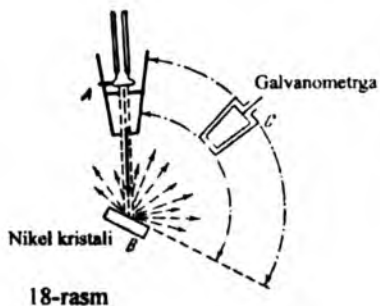
6. Yuqorida aytilganlardan kelib chiqqan holda, ixtiyoriy zarra interferensiyasini kuzatish uchun kristall panjaradagi rentgen nurlari interferensiyasini kuzatishda qo'llaniladigan metodlardan foydalanish mumkinligi kelib chiqadi. Ana shu metodga Breg metodi deyiladi.

7. Breg metodi asosida Devison va Jermer tajribada elektronlar interferensiyasini o'rganishdi. Bu tajribaning mazmuni quyidagicha: elektronlar manbai bo'lgan A elektron pushkadan ma'lum tezlikda uchib chiqayotgan elektronlarning parallel oqimi B kristall tomon yo'naltiriladi (18-rasm).

Ushbu kristall vazifasini nikel kristalli bajaradi. Elektronlar oqimi bu kristalda sochiladi. Sochilgan elektronlarni galvanometr bilan ulangan C kollektor ushlab oladi. Bu kollektor hamma vaqt bir tekislikda bo'lib, tushayotgan elektronlar oqimiga nisbatan turli burchak ostida joylashish imkoniyatiga ega bo'ladi. Kollektorning turli vaziyatlaridagi tok kuchini o'lchash natijasida turli yo'nalishlarda sochilgan elektronlarning intensivligini baholash mumkin. Ana shunday natija qutb diagrammasi ko'rinishida 19-rasmda tasvirlangan.

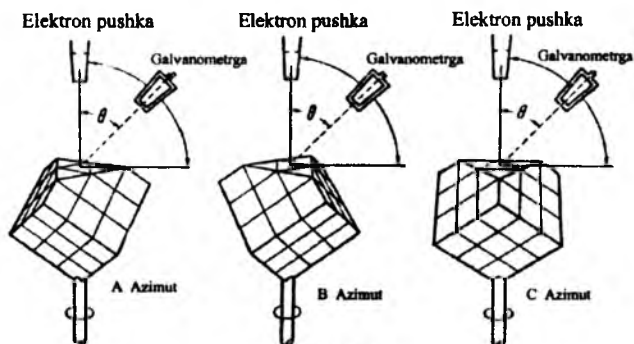
Turli burchaklarda o'tkazilgan radius-vektorlarda shu burchaklarda sochilgan elektronlar intensivligiga proporsional bo'lgan kesmalar joylashtirilgan. Bu diagrammadan sochilgan elektronlar intensivligi tushgan oqimga nisbatan 60° burchakda maksimumga ega ekanligini ko'rish mumkin. Ushbu dalil interferension sochilishni ko'rsatadi. U esa elektronni to'liqin xususiyatiga ega ekanligini isbotlaydi.

8. Rentgen nurlarining kristallardagi interferensiyasini faqat Breg metodi bilan emas, balki Laue va Debay-Sherrer metodlari bilan ham amalga oshirish mumkin.



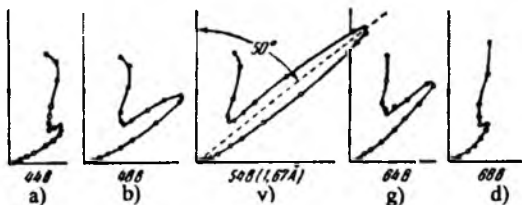
Mana shu ikkala metoddan foydalangan holda de-Broyl to'liqlarining interferensiyasini amalga oshirish mumkin. Rentgen nurlarining kristalllardagi interferensiyasini birinchi marta amalga oshirgan Laue metodining mazmuni quyidagicha bo'ladi. Kristall orqali uzluksiz spektrga ega bo'lgan rentgen nurlarining tor oqimi o'tkaziladi. Bunda interferensiyalangan rentgen nurlari fotoplastinkada simmetrik dog'lar sistemasini hosil qiladi.

9. Laue metodidan foydalangan Devison va Gjermner elektronlar interferensiyasini silliqilgan qilingan nikel kristallida amalga oshirishdi (20-rasm).



20-rasm

Bu tajribada elektronlar oqimi tekislikka perpendikulyar yo'naltirildi. Bunda silliqilgan nikel kristalli uch xil azimut, ya'ni holatda joylashtirildi. Kollektor yordamida kristallning belgilangan holatidan turli burchaklar ostida qaytgan elektronlarning intensivligi o'lgangan. Ana shunday o'lgashlar natijasi turli tezlik, ya'ni har xil de-Broyl to'liq uzunligiga ega bo'lgan elektronlarning *A* azimutdan qaytish intensivliklari qutb diagrammasi ko'rinishida 21-rasm tasvirlangan.

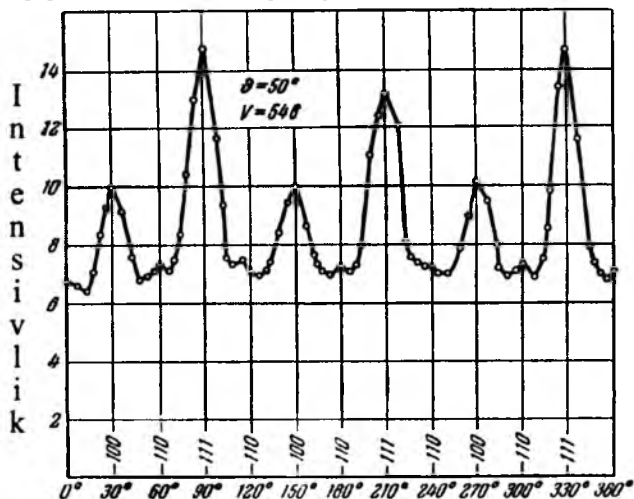


21-rasm

Bunda 44 eV ga mos keluvchi elektronlarning tezligida 50° burchak ostidagi maksimum o'zina bilinadi. 54 eV ga mos keluvchi elektronlarning tezligida esa o'zining eng katta qiymatiga erishadi. Elektronlar

tezligini yanada ortishi bu maksimumning kamayib borishini ko'rsatadi. 68 eV ga mos keluvchi elektronlarning tezligida 50° burchak ostidagi maksimum yana ozgina bilinadi.

10. Devison va Gjermer tajriba mazmunini ozroq o'zgartirishdi. Kollektorning holati va elektronlarning tezligi o'zgarmas saqlandi. Kristall esa vertikal o'q atrofida aylantirildi. Bunda har holatga mos keluvchi tok kollektor yordamida o'lchandi. Kristall burilganida simmetriya natijasida u boshlang'ich holatdan uch marta o'tadi. Shu sababli interferensiyadagi eng katta maksimum har 120° dan keyin takrorlanishi kerak. Ana shu tajriba natijalari haqiqatan ushbu fikrning to'g'ri ekanligini ko'rsatadi (22-rasm).



22-rasm

30° , 120° , 270° burchaklarda yuzaga kelgan kichik maksimumlar 54 eV ga mos keluvchi elektronlarning tezligida B va C azimutlarda kutilayotgan maksimumlar hisoblanadi. Hosil bo'lgan bu maksimumlar elektronlar de-Broyl to'liqinining interferensiya natijasi hisoblanadi. Bu esa de-Broyl gipotezasining to'g'riligini isbotlaydi.

11. Rentgen nurlarining interferensiya va difraksiyasini o'rganishda qo'llanilgan Debay-Sherrer metodidan foydalanib ham elektronlar oqimi-ning interferensiya va difraksiyasini o'rganish mumkin. Bu metodning mazmuni quyidagidan iborat. Agar ingichka rentgen nurlari oqimi mayda kristallardan tashkil topgan poroshok yoki mikrokrystallardan iborat ingichka metall plastinka orqali o'tsa, ushbu kristallar orasida tushayotgan oqimga nisbatan Vulf-Breg sochilishini sodir qiladigan burchak ostida joylashgan kristallar ham mavjudligi sababli, bunday kristallarda rentgen

nurlari sochiladi. Ular yo'liga perpendikulyar qilib fotoplastinkalar qo'yilsa, shu fotoplastinkalarda yorug' va qorong'i halqalar qatori hosil bo'ladi. Bu rentgen nurlarining interferensiya va difraksiyasidir. Xuddi shunday manzara rentgen nurlari yupqa metall plastinka orqali o'tgan vaqtda ham yuzaga keladi.

12. 1927 yilda G.P. Tomson va P.S. Tartakovskiy birinchi marta Debay-Sherrer metodidan elektronlar difraksiyasini kuzatishda foydalanishdi. Unda elektronlar oqimi polikristallardan iborat bo'lgan yupqa metall folga orqali o'tkazildi. Folgadagi monokristallar tartibsiz joylashganligi sababli elektronlar ularda sochiladi va buning natijasida interferensiyalar hosil qilishi kerak. Haqiqatan ham Tomson-Tartakovskiy tajribasida ana shunday halqalar sistemasi hosil bo'ladi. Bunday halqalar elektronlar oqimini folgaga tushishi natijasida yuzaga kelgan ikkilamchi rentgen nurlari tufayli ham yuzaga kelishi mumkin. Bu farazning to'g'ri yoki noto'g'riligini isbotlash maqsadida folga bilan fotoplastinka orasida magnit maydoni hosil qilinadi va sochilgan elektronlar ana shu maydon orqali o'tkaziladi. Bu magnit maydonining ikkilamchi rentgen nurlanishiga ta'siri bo'lmaydi va bu nurlanish natijasida yuzaga kelgan interferensiyalar manzara aniq bo'ladi. Interferensiyalar manzara elektronlarning sochilishi natijasida yuzaga kelsa, u holda magnit maydonining elektronlarga ta'siri tufayli hosil bo'lgan interferensiyalar manzarada aniqlik bo'lmaydi. Ana shunday o'ziga xos tekshirishlar interferensiyalar manzarani folgada sochilgan elektronlar hosil qilganligidan dalolat beradi. Oltin va mis folgalarda sochilgan elektronlarning tajriba natijalari 23-va 24-rasmlarda keltirilgan.



23-rasm



24-rasm

G.P. Tomson ushbu tajribani energiyasi 17,5-56,5 keV bo'lgan tez elektronlar bilan, P.S. Tartakovskiy esa energiyasi 1,7 keV gacha bo'lgan sekin elektronlar bilan amalga oshirdi.

13. Ma'lumki, zarraning de-Broyl to'liq uzunligi uning massasiga teskari proporsionaldir. Demak, tezliklari bir xil bo'lgan neytron yoki molekullarning de-Broyl to'liq uzunligi ana shunday tezlikka ega

elektronning de-Broyl to'liqin uzunligidan taxminan ming marta kichik bo'ladi. Bunday to'liqin uzunlikka ega bo'lgan neytron yoki molekullarning de-Broyl to'liqini difraksiyasini kristallarda kuzatib bo'lmaydi. Ana shu to'liqin uzunlik kristall tugunlari orasidagi masofaning tartibida bo'lganida uning difraksiyasini kuzatish mumkin bo'ladi. Shuning uchun og'ir zarralarning kristallardagi difraksiyasini kuzatishda tezliklari kichik bo'lgan zarralardan foydalaniladi.

Zarralar sifatida neytronlar ishlatilganida energiyasi xona temperaturasidagi ($\approx 300\text{K}$) gaz molekularining energiyasi tartibida bo'lgan issiq neytronlardan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Bunday neytronning de-Broyl to'liqin uzunligi 10^{-10} m tartibida bo'ladi. Undan neytronlarning kristallardagi difraksiyasini kuzatishda foydalanish mumkin. Bu neytronlarni yadro reaksiyalarida hosil qilsa bo'ladi. Yadro reaktorlarida hosil bo'ladigan neytronlar energiyasiga mos keluvchi temperatura xona temperaturasidan katta bo'lishiga qaramasdan bunday neytronlarning kristallardagi difraksiya hodisasini kuzatish mumkin. Kristalldan qaytgan neytronlar intensivligi neytron sanagich yordamida o'lchangan. Shuningdek neytronlarni fotoplastinka yordamida ham qayd qilinadi. Molekulyar va atom oqimlar bilan ham shunga o'xshash tajribalar o'tkazilgan. Neytron va molekulyar (atom) oqimlar bilan o'tkazilgan tajribalar ham de-Broyl gipotezasining to'g'riligini isbotlaydi.

14. Yuqorida bayon qilingan tajribalarning barchasi zarralar oqimi bilan o'tkazilgan. To'liqin xususiyat faqat zarralar oqimiga tegishlimi yoki alohida olingan zarraga ham tegishlimi degan savol tug'iladi. Zarralar oqimining to'liqin xususiyatlari zarralarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasi emasmikan degan savol ham yuzaga keladi.

Ana shu savolga javob berish uchun V. Fabrikant, L. Biberman va N. Sushkin 1949 yilda kuchsiz elektronlar oqimi bilan tajriba o'tkazishdi. Bu shunday tajribaki, unda elektronlarning o'zaro ta'siri hisobga olinmaydi. Kristallga intensivligi juda kichik bo'lgan elektronlar oqimi kelib tushadi. Shuni hisobiga bir vaqtning o'zida kristalda bor-yo'g'i bitta elektron difraksiyalanadi va elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri yo'qoladi. Ana shunday holda yuzaga kelgan interferensiyon manzara elektronlar oqimi difraksiyasi natijasida yuzaga kelgan interferensiyon manzara bilan bir xilda bo'ladi. Bu esa alohida olingan zarra ham to'liqin xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Elektron de Broyl to'liqin uzunligining tartibi qanday?

2. Breg metodining asosida nima yotadi?
3. Devison-Jermer tajribasining mazmunini tushuntirib bering.
4. Devison-Gjermer tajribasining mazmunini tushuntirib bering.
5. Tomson-Tartakovskiy tajribasini aytib bering.

16-§. Lui de Broyl to'liq funksiyasining statistik talqini

Mavzuning tayanch iboralari: de Broyl to'liqining statistik talqini, zarrani fazoning biror nuqtasida topish ehtimolligi, ehtimollik zichligi, normirovka sharti.

Ushbu mavzuda de Broyl to'liq funksiyasining statistik talqiniga to'xtalib o'tiladi va unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Zarralarning harakati bilan bog'liq de Broyl to'liqining fizik mazmuni birdaniga ma'lum bo'lmadi. Shredinger tomonidan avval taklif etilgan, bir ozdan keyin esa undan voz kechilgan g'oyaga asosan hech qanday to'liq-zarra dualizmi mavjud emas. Faqat to'liqlar mavjuddir. Har qanday zarra mavjud to'liqlar superpozitsiyasi natijasi hisoblanadi. Fure teoremasiga muvofiq turli yo'nalishda tarqalayotgan har xil chastotali to'liqdan to'liq paketni tuzish va uni zarra deb hisoblash mumkin. De Broyl to'liqining intensivligini zarra hosil bo'lgan muhitning zichligiga proporsional bo'lgan kattalik deb qarasa bo'ladi. Bu to'liq paketning markazi to'liqlar guruhining markazi bilan mos tushadi degan ma'noni anglatadi.

2. Lekin to'liq paket uzoq vaqt davomida o'zini xuddi zarradek tuta olmaydi. Buning sababi zarralarning de Broyl to'liqini hatto vakuumda ham dispersiyaga ega bo'ladi. Turli chastotali monoxromatik to'liqlardan tashkil topgan to'liq paket har xil fazaviy tezlik bilan uzoqlashadi. Bu esa to'liq paketning deformatsiyalanishiga, ya'ni yoyilib ketib yo'qolishiga olib keladi. Agar har qanday zarra to'liq paketdan tashkil topsa, u turg'un bo'lmaydi va juda tez yemirilib ketadi. Ushbu fikr haqiqatga mos kelmaydi. Demak, ixtiyoriy zarra de Broyl to'liqlaridan tashkil topgan to'liq paket bo'la olmaydi.

3. Yuqorida keltirilgan fikrga qarama-qarshi bo'lgan fikrdan foydalanish mumkin. Bunda zarra birlamchi hisoblanadi, to'liqlar esa ulardan hosil bo'ladi va ana shunday zarralardan tashkil topgan muhitda,

xuddi havoda tarqalayotgan tovush kabi yuzaga keladi. Bunday muhitda to‘lqin tarqalishi uchun zarralar orasidagi masofa to‘lqin uzunligiga nisbatan ancha kichik, ya’ni muhit yetarli darajada zich bo‘lishi kerak. De Broyl to‘lqinlari uchun ushbu shart bajarilmaydi.

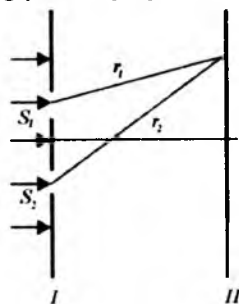
4. De Broyl to‘lqinini fizik talqin qilish uchun yuqorida keltirilgan ikki urinish gipotetik urinish hisoblanadi. Chunki ular tajriba dalillari oldida o‘rinsiz bo‘lib qoldi. Bunday hollarda gipoteza yo‘li bilan emas, balki prinsiplar metodi deb ataluvchi metoddan foydalanish maqsadga muvofiq bo‘ladi.

5. Zarralar oqimi, aniqroq aytilsa, elektronlar oqimi biror difraksiyon qurilmaga, masalan, kristallga tushgan vaqtida difraksiya bitta elektronning de Broyl to‘lqiniga xos xususiyat bo‘lganligi sababli, tushayotgan oqim bitta elektrondan tashkil topgan deb qarash mumkin. Elektronning kristall orqali o‘tgan de Broyl to‘lqini u bir nechta difraksiyon oqimlarga ajraladi. Bu oqimlarda elektronning qandaydir qismi mavjud deb qarash mumkin emas. Chunki elektron yaxlit zarra bo‘lganligi uchun uni qismlarga ajratib bo‘lmaydi. Bu esa mikroolamga xos bo‘lgan atomizmning bir ko‘rinishidir.

6. Agar elektronlar oqimi yo‘liga ularni qayd qiluvchi sanagich qo‘yilsa, unda elektronlar qisman emas, balki bir butunligicha qayd qilinadi. Bundan elektron qayd qilinguncha difraksiyon oqimlarning birortasini ichida bo‘lgan, qolgan oqimlar esa hech qanday rol o‘ynamaydi va ular mavjud emas deb aytib bo‘lmaydi. Bunday nuqtai-nazar sanagich orqali klassik mexanikada moddiy nuqta hisoblangan elektron o‘tadi degan fikrga olib keladi. Uni elektronlarning interferensiya va difraksiya hodisalari bilan bir qatarga qo‘yib bo‘lmaydi.

7. Agar tajriba boshqa elektron bilan takrorlansa, u boshqa oqimning ichida qayd qilinadi. Difraksiyadan tashqari zarraning yaxlitligi qaytish va sinish protsesslarida ham namoyon bo‘ladi. Ikki muhit chegarasiga tushgan zarra undan to‘liqligicha qaytadi yoki yaxlitligicha ikkinchi muhitga o‘tadi. Bunday holda to‘lqin bilan zarra orasidagi munosabat faqat statistik talqin qilinadi. Bu esa Bornni zarraning de Broyl to‘lqinini statistik talqin qilishga majbur qildi.

8. Statistik talqinni tushunish uchun quyidagi tajribaga murojaat qilamiz. Yassi to‘lqin S_1 va S_2 tirqishlari bo‘lgan shaffof bo‘lmagan ekran (foto-



25-rasm

plastinka yoki fluoressensiyalovchi ekran)ga tushayotgan bo'lsin (25-rasm). U holda ekranda yorug' va qora yo'llardan tashkil topgan interferension manzara hosil bo'ladi.

9. Interferension manzaraning hosil bo'lishini to'lqin nazariya asosida osongina tushuntiriladi. Ekranga yassi to'lqin o'rniga kuchsiz elektronlar oqimi kelib tushsa, fotoplastinka unga kelib tushgan elektronlarni alohida-alohida qayd qiladi. Unda qayd qilingan elektronlarning qora dog'lari tartibsiz joylashadi. Yassi to'lqinning yorug' yo'llari hosil bo'lgan yerda elektronlarning qora dog'lari ko'p to'plansa, qorong'i yo'llar paydo bo'lgan yerda esa birorta ham ana shunday dog' bo'lmaydi. Kuchli elektronlar oqimida ham shunaqa manzara yuzaga keladi. Bundan esa tirqishga kelib tushgan yassi to'lqin amplitudasi maksimal bo'lgan yerda qayd qilingan elektronlarning bo'lish ehtimolligi eng katta ekanligi, amplituda minimal bo'lgan yerda esa shu ehtimollikning eng kichik ekanligi kelib chiqadi.

10. Demak, zarraning fazoning biror bir nuqtasida bo'lish ehtimolligi uning de Broyl to'lqini amplitudasi bilan bevosita bog'liq bo'larkan. Ana shu ehtimollik doimo musbat, to'lqin amplitudasi esa musbat va manfiy qiymatlar qabul qilganligi uchun zarraning fazoni biror nuqtasida bo'lish ehtimolligi uning de Broyl to'lqini amplitudasining kvadrati bilan xarakterlanadi. Shunday qilib, fazoning biror nuqtasidagi zarraning de Broyl to'lqini intensivligi bu zarrani ana shu nuqtada topish ehtimolligiga proporsional bo'ladi. Bu esa zarra de Broyl to'lqinining statistik talqini hisoblanadi.

11. Agar zarra to'lqin funksiyasi uning kompleks qo'shmasiga ko'paytirilsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\psi\psi^* = Ae^{i2\pi(vt-kr)} A^* e^{-i2\pi(vt-\tilde{k}r)} = AA^* = a^2.$$

Bunda $A^* = ae^{-i\delta}$ -zarra de-Broyl to'lqinining kompleks amplitudasi.

12. Zarra to'lqin funksiyasining kompleks qo'shmasi bilan zarra to'lqin funksiyasi ko'paytmasi to'lqin funksiya modulining kvadratiga tengdir:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = a^2.$$

13. Zarrani fazoning $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz$ nuqtasida, ya'ni dV hajm elementida bo'lish ehtimolligi uning de Broyl to'lqini amplitudasining kvadratiga proporsional bo'lganligi sababli, u zarra to'lqin funksiyasining moduli kvadratiga ham proporsional bo'ladi. Shuning uchun quyidagi tenglik o'rinalidir:

$$dW = |\psi|^2 dV = \psi\psi^* dV.$$

Bunda dW – zarrani fazoning $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz$ nuqtasida, ya'ni dV hajm elementida bo'lish ehtimolligi.

14. Yuqoridagi ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$|\psi|^2 = \frac{dW}{dV} = \rho.$$

$\rho = \frac{dW}{dV}$ ga zarrani fazoning $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz$ nuqtasida, ya'ni dV hajm elementida bo'lish ehtimollik zichligi deyiladi.

15. Har qanday zarra to'liqin funksiyasi modulining kvadrati shu zarrani fazoning $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz$ nuqtasida, ya'ni dV hajm elementida bo'lish ehtimollik zichligiga teng bo'ladi. Boshqacha aytilsa, u zarrani fazoning $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz$ nuqtasida, ya'ni dV hajm elementida bo'lish ehtimollikini aniqlab beradi.

16. Ehtimolliklarni qo'shish teoremasiga muvofiq zarrani t vaqt momentida fazoning V hajmida bo'lish ehtimollikini quyidagicha topiladi:

$$W = \int_V dW = \int_V |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV.$$

Bu integral hisoblansa, zarrani t vaqt momentida fazoning V hajmining ichida bo'lish ehtimollikini kelib chiqadi.

17. Zarrani t vaqt momentida fazoning V hajmida bo'lishi ishonchli hodisa bo'lganligi uchun, uning ehtimollik ehtimolliklar nazariyasiga asosan 1 ga teng bo'ladi. U holda quyidagi munosabat o'rinaldir:

$$\int_V |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV = 1.$$

Ushbu shartga normirovka yoki normallashtirish sharti deyiladi. Unga bo'ysunuvchi $\psi(\vec{r}, t)$ to'liqin funksiyaga normallashtirilgan to'liqin funksiya deb ataladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Zarraning de Broyl to'liqin funksiyasi nimani xarakterlaydi?
2. Zarraning de Broyl to'liqin funksiyasi modulining kvadrati nimani xarakterlaydi?
3. Ehtimollik zichligi deb nimaga aytiladi?
4. Zarraning de Broyl to'liqin funksiyasining fizik mazmunini tushuntirib bering.
5. Zarraning de Broyl to'liqin funksiyasining statistik talqinini aniqlab beruvchi tajribani aytib bering.

17-§. Noaniqlik munosabatlari

Mavzuning tayanch iboralari: zarraning koordinatasini o'lchashdagi noaniqlik, zarraning impulsini o'lchashdagi noaniqlik, noaniqlik munosabatlari, Geyzenberg tengsizliklari.

Ushbu mavzuda noaniqlik munosabatlari, ya'ni Geyzenberg tengsizliklariga to'xtalib o'tiladi va ularga tegishli ma'lumot, tushuncha hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Zarralarning xossalari shu darajada turli-tumanki, ularni bizni o'rab turgan makrojismlarning xususiyatlari bilan taqqoslab bo'lmaydi. Lekin u yoki bu obyektlarni xarakterlash uchun korpuskulyar va to'liq xossalardan foydalaniladi. Ammo bu obyektlarga zarra va to'liqlarning barcha xossalari qo'llab bo'lmaydi. Masalan, elektronlar to'liq xossalarining mavjudligi ularga klassik mexanikadagi ba'zi tushunchalarni qo'llashga cheklashlar qo'yadi.

2. Ana shu cheklashlar quyidagilardan iborat bo'ladi. Klassik mexanikada zarralar quyidagi asosiy xossalarga ega bo'ladi: har qanday zarra ixtiyoriy vaqt momentida fazoda qat'iy belgilangan o'rinni egallaydi ("o'rin" deyilganida zarra og'irlik markazining fazodagi koordinatasi tushuniladi) va ma'lum bir impulsga ega bo'ladi. Makroskopik zarralarning holati va tezligini bir vaqtda aniq o'lchash imkoniyati makroskopik zarralarning o'ziga xos xususiyati bo'lib, klassik fizikada zarralar sistemasining holati ularning koordinatalari va impulsleri to'plami bilan to'la xarakterlanadi. Ammo zarralarda masalan, elektronlarda to'liq xossalarining mavjudligi zarralar sistemasining holatini mana shunday asoslashga tegishli cheklashlar kiritadi.

3. Agar ko'rilayotgan zarra fazoning $x, x + \Delta x$ oralig'ida bo'lsa, unda bu zarraning x o'qidagi holati, ya'ni koordinatasini o'lchashdagi noaniqlik Δx bo'ladi. Zarraning to'liq xususiyati hisobga olinsa, uning to'liq funktsiya amplitudasi taqriban Δx ga teng bo'lgan oraliqda noldan farqli ekanligini ko'rish mumkin. Ma'lumki, bunday funktsiya garmonik to'liqlarning superpozitsiyasi natijasida hosil qilinadi va o'zi esa garmonik to'liq bo'lmaydi. Uni to'liq vektori modulining qiymatlari Δk oraliqda uzluksiz o'zgaradigan garmonik to'liqlarni qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan Δx uzunlikka ega to'liq paket deyish mumkin. U holda bu paket uchun o'rinli bo'lgan munosabatdan foydalanib, quyidagi tengsizlikni hosil qilish mumkin:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h.$$

4. Agar bu tengsizlikda $\Delta x = 0$ bo'lsa, $\Delta p_x \rightarrow \infty$ bo'ladi yoki aksincha $\Delta p_x = 0$ bo'lsa, $\Delta x \rightarrow \infty$ bo'ladi. Bundan x va p_x kattaliklarni bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmasligi kelib chiqadi. Yuqoridagi tengsizlikka Geyzenberg tengsizligi deyiladi.

5. Mikroolamda zarra koordinatasini va impulsini katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmaydi. Bu Geyzenberg tengsizliklari yoki noaniqlik munosabatlarining fizik mazmunidir.

6. Geyzenberg tengsizliklari yoki noaniqlik munosabatlari y va z koordinatalari orqali quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\Delta y \Delta p_y \geq h, \Delta z \Delta p_z \geq h,$$

bu yerda $\Delta y, \Delta z$ – zarraning y va z koordinatalarini aniqlashdagi noaniqlik, $\Delta p_y, \Delta p_z$ – zarra impulsining y va z komponentalarini aniqlashdagi noaniqlik.

7. Geyzenberg tengsizligidan foydalangan holda atomdagi elektronni nima sababdan yadroga qulab tushmasligini quyidagicha tushuntirish mumkin. Agar atomdagi elektron o'z yadrosiga qulab tushsa, unda elektronning koordinatasi katta aniqlik bilan o'lchanadi, ya'ni $\Delta x = 0$ bo'ladi. U holda $\Delta p \rightarrow \infty$ bo'lganligi sababli elektronning kinetik energiyasini aniqlashdagi noaniqlik $\Delta T = \frac{\Delta p^2}{2m_e}$ ga asosan cheksiz katta bo'ladi. Noaniqligi cheksiz katta bo'lgan elektronning kinetik energiyasi haddan tashqari katta bo'lganligi tufayli u yadroga qulab tushmaydi.

8. Klassik zarra uchun traektoriya tushunchasi o'rinli bo'lsa, mikrozarra uchun esa traektoriya tushunchasi o'rinli bo'lmasligi Geyzenberg tengsizligidan kelib chiqadi. Chunki klassik zarraning koordinata va impulsini katta aniqlik bilan o'lchab bo'ladi va bu zarra uchun harakat tenglamasini tuzish imkoniyati tug'iladi. Mikrozarra uchun esa buni amalga oshirib bo'lmaydi. Chunki zarraning harakati traektoriya asosida emas, balki zarraning to'liq funksiyasi asosida tushuntiriladi. Shu sababli mikroolamda traektoriya to'g'risida so'z yuritilmaydi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun mikroolamda klassik mexanikadagi ba'zi tushunchalarni qo'llab bo'lmaydi?

2. Klassik mexanikadagi ba'zi tushunchalarni qo'llanilishiga qanday cheklashlar qo'yiladi?

3. To‘lqin paket uchun o‘rinli bo‘lgan munosabatdan foydalanib, Geyzenberg tengsizliklari qanday hosil qilinadi?
4. Geyzenberg tengsizliklarining fizik mazmunini tushuntirib bering.
5. Nima uchun mikroolamda traektoriya tushunchasi mavjud emas?

4-BOB BO‘YICHA REZYUME

Ushbu bobda bir jinsli muhitda tarqalayotgan yassi monoxromatik to‘lqin va uning tenglamasi, bir jinsli muhitda tarqalayotgan yassi monoxromatik to‘lqinlar superpozitsiyasi va to‘lqin paketga oid masalalar, de Broyl gipotezasi va de Broyl to‘lqinining xossalari, de Broyl gipotezasini isbotlovchi tajribalar, de Broyl to‘lqin funksiyasining statistik talqini va noaniqlik munosabatlari, ya‘ni Geyzenberg tengsizliklari to‘g‘risida fikr yuritildi. Shuningdek, ularga tegishli ma‘lumot, tushuncha, ta‘rif hamda formulalar keltirib o‘tildi.

4-BOBGA OID TESTLAR

1. Qaysi holda bir jinsli muhitda tarqalayotgan to‘lqin yassi monoxromatik bo‘ladi?

A) amplitudasi doimiy bo‘lsa. B) to‘lqin sirti yassi tekislikdan iborat bo‘lsa. C) fazasi doimiy bo‘lsa. D) barcha javoblar to‘g‘ri.

2. To‘lqin vektori bu.....dir.

A) istalgan to‘lqin sirtiga o‘tkazilgan vektor. B) istalgan to‘lqin sirtiga o‘tkazilgan normal. C) yassi monoxromatik to‘lqinning sirtiga o‘tkazilgan musbat normal yo‘nalishi bilan mos tushuvchi yo‘nalishga ega vektor. D) istalgan to‘lqin sirtiga o‘tkazilgan perpendikulyar vektor.

3. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti studentidan “Fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi” kafedrasida dotsenti oraliq nazoratda yassi monoxromatik to‘lqinlarning guruh va fazaviy tezliklariga tegishli ifodalarni yozib berishini so‘radi. Student qaysi javobni tanlab, undagi ifodalarni shu tartibda yozib bergan bo‘lardi?

A) $\frac{dv}{dk}, \frac{v}{k}$. B) $\frac{v}{k}, \lambda v$ C) $\lambda v, \frac{dv}{dk}$. D) $\frac{v}{k}, \frac{dv}{dk}$.

4. Keltirilgan qaysi javobda zarraning de Broyl to‘lqin uzunligi ifodasi ko‘rsatilgan?

A) $\frac{h}{mv}$. B) A, C va D javoblar to‘g‘ri. C) $\frac{h}{\sqrt{2m_0T}}$. D) $\frac{hc}{\sqrt{T(T + 2m_0c^2)}}$.

5. Breg metodidan foydalanib kimlar tajriba o'tkazgan?

- A) Devison-Jermer. B) Devison-Gjermer. C) Tomson-Tartakovskiy.
D) Fabrikant, Biberman va Sushkin.

6. Laue metodidan foydalanib kimlar tajriba o'tkazgan?

- A) Devison-Jermer. B) Devison-Gjermer. C) Tomson-Tartakovskiy.
D) Fabrikant, Biberman va Sushkin.

7. Debay-Sherrer metodidan foydalanib kimlar tajriba o'tkazgan?

- A) Devison-Jermer. B) Devison-Gjermer. C) Tomson-Tartakovskiy.
D) Fabrikant, Biberman va Sushkin.

8. O'zMU fizika fakulteti 3-kurs studentiga "Yadro fizikasi" kafedra dotsenti oraliq nazoratda quyidagi savolni berdi: "Faqat zarralar oqimi emas, balki alohida olingan zarra ham to'liq xususiyatiga ega bo'ladi. Bu qaysi tajribaning natijasi hisoblanadi?" Student to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

- A) Devison-Jermer. B) Devison-Gjermer. C) Tomson-Tartakovskiy.
D) Fabrikant, Biberman va Sushkin.

9. Atom fizikasi bo'yicha masala yechish darsida doskaga chiqqan Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti studenti tezligi $2,6 \cdot 10^8$ m/s bo'lgan protonning de Broyl to'liq uzunligini to'g'ri hisoblab berdi. Bunda student javoblarda keltirilgan qaysi ifodadan foydalangan?

- A) $\frac{h}{m_0 v}$. B) $\frac{c}{v}$. C) $\frac{h}{\sqrt{2m_0 T}}$. D) $\frac{hc}{\sqrt{T(T + 2m_0 c^2)}}$.

10. Berilgan javoblarning ichidan noto'g'risini ko'rsating.

A) mikroskopik zarralarning o'ziga xos xususiyati, ularning holati va tezligini bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchashlik hisoblanadi. B) makroskopik zarralarning o'ziga xos xususiyati, ularning holati va tezligini bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchashlik hisoblanadi. C) mikroskopik zarralarning o'ziga xos xususiyati, ularning holati va tezligini bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmaslik hisoblanadi. D) B va C punktlar berilgan testning javobidir.

5-BOB. SHREDINGER TENGLAMASI

18-§. Kvant mexanikasining asosiy tenglamasi – Shredinger tenglamasi

Mavzuning tayanch iboralari: kvant mexanika, kvant mexanikasining asosiy tenglamasi, Shredinger, norelyativistik Shredinger tenglamasi, statsionar Shredinger tenglamasi.

Ushbu mavzuda norelyativistik Shredinger tenglamasiga to'xtalib o'tiladi va unga tegishli ma'lumot, tushuncha hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1 Kvant mexanika-kvant obyektlarining kuzatiladigan xossalarini aytib beradigan va tushuntira oladigan tushuncha, tasavvur va formulalar sistemasidir. Kvant obyektlari klassik fizikada ko'rilayotgan sharoitga bog'liq ravishda zarra yoki to'liqin ko'rinishida namoyon bo'ladi. Bunda ular qisman xossalarini yo'qotadi. Shuning uchun klassik obrazlar, tushunchalar, fazo-vaqt munosabatlari va boshqalar kvant obyektlarga qo'llanilganida o'zlarining ma'nolarini yo'qotadilar. Chunki klassik obrazlar, tushunchalar, fazo-vaqt munosabatlari va boshqalar kvant obyektlarga o'z ma'nolarida qo'llanilishi kerak. Bundan tashqari kuzatilayotgan qonuniyatlarni ko'rinma tasavvursiz tushuntirib bera oladigan hamda klassik o'xshashi bo'lmagan obrazlar, tushunchalar, fazo-vaqt munosabatlari va boshqalardan mikroolamda foydalaniladi.

2. Zarraning yassi de Broyl to'liqini fazoda belgilangan yo'nalishda ma'lum impuls bilan tekis harakatlanayotgan erkin zarraning maxsus to'liqin tuzilmasi hisoblanadi. Lekin zarra erkin fazoda va biror maydonda harakatlangan vaqtida murakkab to'liqin funksiyalar bilan xarakterlanuvchi harakatlarni sodir qiladi. To'liqin mexanikasining asosiy masalasi ana shu to'liqin funksiyalarning ko'rinishini va turli sharoitlarda u bilan bog'liq fizik xulosalarni topishdan iborat bo'ladi. Ushbu masalani 1926 yilda Shredinger tomonidan topilgan to'liqin tenglama yordamida yechish mumkin. Ana shu tenglamaga kvant mexanikasining asosiy tenglamasi deyiladi va u norelyativistik kvant mexanikasida, ya'ni zarra yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lgan tezlik bilan harakatlangan hol uchun o'rinni bo'ladi.

3. Shredinger tenglamasi faqat xususiy masala holida emas, balki har qanday hol uchun ham o'rindir. Shu sababli uning tarkibiga harakatning

xususiy holini ajratuvchi parametrlar(masalan, boshlang'ich shartlar, maydonning konkret ko'rinishini ifodalovchi formula va boshqalar) kirmasligi kerak. Uning tarkibiga olam doimiylari, masalan, Plank doimiysi, zarraning massasi va impulsi kirishi mumkin. Lekin ularning qiymatlari konkretlashtirilmaydi. Zarra harakatlanadigan maydon ham umumiy ko'rinishda beriladi. Bundan tashqari Shredinger tenglamasi zarraning to'liq funksiyasi bo'yicha bir jinsli va chiziqli bo'lishi lozim. Bu esa o'z navbatida to'liq funksiyalarning superpozitsiya prinsipini bajarilishini ta'minlaydi.

4. Shuni aytish kerakki, Shredinger tenglamasi keltirib chiqarilmaydi. Chunki kvant mexanikasining asosiy tenglamasi uning aksiomasi, ya'ni birlamchi prinsipi hisoblanadi va uni hech qanday klassik fizikaning tenglamasidan hosil qilib bo'lmaydi. Shredinger tenglamasining ko'rinishini aniqlashda zarraning erkin fazodagi yassi de-Broyl to'liqidan foydalaniladi. Bunda zarra to'liq funksiyasining quyidagi shakli ishlatiladi:

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{i2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r})}.$$

Shredinger tenglamasi avval biror maydonda harakatlanmayotgan zarra, ya'ni erkin zarra uchun hosil qilinadi. So'ngra bu tenglama ixtiyoriy maydonda harakatlanayotgan zarra uchun umumlashtiriladi.

5. Norelyativistik Shredinger tenglamasi ko'rib chiqilayotganligi uchun nisbiylik nazariyasi shartlarini qanoatlantiruvchi tenglamalardan foydalanib bo'lmaydi. Bunda klassik mexanikadagi kinetik energiya va impuls orasidagi quyidagi munosabatdan foydalanish maqsadga muvofiqdir:

$$T = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2).$$

Erkin zarra bo'lganligi uning to'liq energiyasi kinetik energiyaga teng bo'ladi. Unda quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$E = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2).$$

6. Skalyar shaklda yozilgan de Broyl tenglamalari ($p_x = hk_x, p_y = hk_y, p_z = hk_z, E = hv$)dan foydalangan holda, quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$\nu = \frac{h}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2).$$

Bu ifoda norelyativistik yaqinlashishda de Broyl to'liqini uchun dispersiya qonuni formulasini ko'rsatadi.

7. Zarraning to'liq funksiyasi ko'ordinata va vaqtga bog'liq bo'lganligi uchun uni ikki funksiyaning ko'paytmasi ko'rinishida yozish

mumkin. Bunda vaqtga bog'liq funksiyani $e^{-i2\pi\nu t} = e^{-i\frac{2\pi}{h}Et}$ ko'rinishda olinadi. Unda quyidagi munosabat o'rinni bo'ladi:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0(\mathbf{r})e^{-i\frac{2\pi}{h}Et}$$

U holda quyidagi tengliklarni yozish mumkin:

$$-\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi, \quad i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi.$$

8. Faqat koordinataga bog'liq bo'lgan to'liq funksiya uchun quyidagi tenglama o'rinni bo'ladi:

$$E\psi_0 = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi_0, \quad \Delta \psi_0 + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} E\psi_0 = 0.$$

9. Tenglamani ikkala tomonini $e^{-i\frac{2\pi}{h}Et}$ hadga ko'paytirib, koordinata va vaqtga bog'liq to'liq funksiya orqali ifodalangan quyidagi tenglamani hosil qilish mumkin:

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} E\psi = 0, \quad \Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0.$$

Ushbu tenglamani ko'rinishi faqat koordinataga bog'liq bo'lgan zarra to'liq funksiyasining ko'rinishi bilan bir xil bo'ladi. Shu sababli bu tenglamaga erkin zarra uchun norelyativistik statsionar Shredinger tenglamasi deyiladi.

10. Zarra potensial energiyasi U bo'lgan maydonda harakatlana-yotgan bo'lsa, bu hol uchun norelyativistik statsionar Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0, \quad \Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0.$$

11. Vaqtga bog'liq Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + U\psi = -\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}.$$

12. Shredinger tenglamasining yechimi bo'lib zarraning to'liq funksiyasi hisoblanadi. Buning uchun to'liq funksiyaning o'zgaruvchilarning barcha o'zgarish sohasida mavjud, uzluksiz, bir qiymatli va chekli bo'lishi talab etiladi.

13. Agar zarra to‘lqin funksiyasi kompleks qo‘shmasining ko‘rinishi quyidagicha

$$\psi^*(\vec{r}, t) = A^* e^{-i2\pi(vt - \vec{k}\vec{r})} = A^* e^{i2\pi(\vec{k}\vec{r} - vt)}$$

bo‘lsa, u holda quyidagi tenglik o‘rinli bo‘ladi:

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi^*}{\partial t} = -\frac{h^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi^*.$$

Bu tenglamani erkin zarra uchun yozilgan yuqoridagi ana shunday tenglama bilan taqqoslanganda ular o‘rtasida farq borligi ko‘rinadi. Lekin zarraning to‘lqin funksiyasi fizik mazmunga ega bo‘lmaganligi sababli, ushbu tenglama erkin zarra to‘lqin funksiyasining kompleks qo‘shmasi uchun yozilgan vaqtga bog‘liq Shredinger tenglamasi bo‘ladi. Boshqa shaklda yozilgan Shredinger tenglamalari uchun ham ana shunday bo‘ladi.

14. Yuqorida keltirilgan shartlarga bo‘ysunuvchi zarra to‘lqin funksiyasining ko‘rinishini $\psi(\vec{r}, t) = Ae^{i2\pi(vt - \vec{k}\vec{r})} = Ae^{\frac{i2\pi}{h}(Et - \vec{p}\vec{r})} = Ae^{\frac{i}{h}(Et - \vec{p}\vec{r})}$ yoki $\psi(\vec{r}, t) = Ae^{-i2\pi(vt - \vec{k}\vec{r})} = Ae^{-\frac{i2\pi}{h}(Et - \vec{p}\vec{r})} = Ae^{-\frac{i}{h}(Et - \vec{p}\vec{r})}$ shaklda olish maqsadga muvofiq bo‘ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Kvant mexanikaga ta’rif bering.
2. Kvant mexanikada qanday obraz, tushuncha va fazo-vaqt munosabatlaridan foydalaniladi?
3. Shredinger tenglamasi qanday talablarga javob berishi kerak?
4. Norelyativistik Shredinger tenglamasini tushuntirib bering.
5. Zarraning to‘lqin funksiyasi Shredinger tenglamasining yechimi bo‘lishi uchun qanday shartlarga bo‘ysunishi zarur?

19-§. Kvant mexanik operatorlar haqida tushuncha

Mavzuning tayanch iboralar: kvant mexanik operator, energiya operatori, impuls operatori, chiziqli operator, kommutativ operatorlar, operator shaklidagi Shredinger tenglamasi.

Ushbu mavzuda kvant mexanik operatorlar va ularning xossalari to‘xtalib o‘tiladi va unga tegishli ma’lumot, tushuncha, ta’rif hamda formulalar to‘g‘risida fikr yuritiladi.

1. Zarraning to'liqin funksiyasi ustida qanday matematik amal bajarilishini ko'rsatuvchi matematik simvolga kvant mexanik operator deyiladi. Bu operatorga quyidagicha ham ta'rif berish mumkin. $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ o'zgaruvchilarga bog'liq $\psi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ funksiyani xuddi shunday o'zgaruvchilarga bog'liq $\psi'(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ funksiya bilan solishtiradigan matematik simvolga kvant mexanik operator deb ataladi.

2. Agar quyidagi $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi$ (avvalgi paragrafqa qarang) tenglik berilgan bo'lsa, unda kvant mexanik operator bu ifodaning o'ng tomonidagi to'liqin funksiyani oldidagi ko'paytma shaklida kelgan fizik kattalikning operatori bo'ladi va o'sha fizik kattalik harfi bilan belgilanadi. Har qanday fizik kattalik operatorining tepasiga pastga qaragan siniq chiziq ("tomcha") qo'yiladi. Yuqoridagi differensial tenglamadan zarra to'liq energiya operatorining ko'rinishi $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ ekanligini aniqlash mumkin.

3. Yuqorida aytilgan $\psi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ funksiya bilan $\psi'(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ funksiya orasidagi operator munosabat biror \hat{F} operator orqali quyidagicha beriladi:

$$\psi' = \hat{F} \psi.$$

4. Agar \hat{F} chiziqli operator bo'lsa, u holda quyidagi shartlar bajariladi:

$$\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}\psi_1 + \hat{F}\psi_2, \quad \hat{F}C\psi = C\hat{F}\psi,$$

$$\hat{F}(C_1\psi_1 + C_2\psi_2) = \hat{F}C_1\psi_1 + \hat{F}C_2\psi_2 = C_1\hat{F}\psi_1 + C_2\hat{F}\psi_2.$$

Bu yerda C_1, C_2 - ixtiyoriy doimiylar.

5. Ixtiyoriy berilgan \hat{F} va \hat{R} operatorlarni kombinatsiyalab, ularning yig'indi va ko'paytmasini aniqlash mumkin. Bu operatorlarning yig'indisi deb shunday G operatorga aytiladiki, u yuqoridagi ikki operatorning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$G = \hat{F} + \hat{R}, \quad G\psi = \hat{F}\psi + \hat{R}\psi.$$

6. Operatorlarning ko'paytmasi deyilganida to'liqin funksiyaga ikki operatorning ketma-ket ta'siri tushuniladi. Bunda to'liqin funksiyaga yaqin turgan birinchi operator avval ta'sir qiladi, so'ngra unga ikkinchi operator ta'sir qiladi. Ushbu ko'paytma quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\hat{L} = \hat{F} \hat{R}, \quad \hat{L} \psi = \hat{F} \hat{R} \psi.$$

Bu holda to'liqin funksiyaga \hat{R} operatori birinchi ta'sir qiladi, so'ngra \hat{F} operatori ta'sir qiladi. Agar to'liqin funksiyaga avval \hat{F} , so'ngra \hat{R} operatori ta'sir qilsa, u holda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$\hat{M} = \hat{R} \hat{F}, \quad \hat{M} \psi = \hat{R} \hat{F} \psi.$$

7. Shuni aytish kerakki, \hat{L} va \hat{M} operatorlar bir-biri bilan mos tushmaydi. Chunki ularning tarkibiga kirgan \hat{F} va \hat{R} operatorlarning ko'paytmasi ko'paytuvchilarning ko'paytmada turish tartibiga bog'liq bo'ladi. Bundan operatorlar algebra si bir-biri bilan kommutativ bo'lmagan kattaliklar algebra si ekanligi kelib chiqadi.

8. Agar ikki operatorning ko'paytmasi ko'paytuvchilarning tartibiga bog'liq bo'lmasa, bunday operatorlarga kommutativ operatorlar deyiladi. Operatorlarning kommutativlik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\hat{F} \hat{R} = \hat{R} \hat{F}.$$

9. Agar ikki operatorning ko'paytmasi ko'paytuvchilarning tartibiga bog'liq bo'lsa, bunday operatorlarga kommutativ bo'lmagan yoki nokommutativ operatorlar deyiladi. Operatorlarning nokommutativlik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\hat{F} \hat{R} \neq \hat{R} \hat{F}$$

10. Agar ikki operator antikommutativ bo'lsa, ularning bu shartini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$\hat{F} \hat{R} = - \hat{R} \hat{F}.$$

11. Ushbu $\hat{F} \hat{R} - \hat{R} \hat{F}$ ayirmaga teng bo'lgan operatorga kommutator deyiladi va u katta qavs bilan belgilanadi:

$$\hat{F} \hat{R} - \hat{R} \hat{F} = \{ \hat{F}, \hat{R} \}.$$

12. Berilgan \hat{F} operatorga teskari bo'lgan operator \hat{F}^{-1} ni ham olish mumkin. U quyidagiga teng bo'ladi:

$$\hat{F}^{-1} \hat{F} \psi = \psi, \quad \hat{F} \hat{F}^{-1} \psi = \psi, \quad \hat{F} \hat{F}^{-1} - \hat{F}^{-1} \hat{F} = 1.$$

13. Zarraning to'liqin funksiyasiga biror operatorning ta'sir etishi natijasida ifodaning o'ng tomonida hosil bo'lgan to'liqin funksiyaga shu

operatorning xususiy funksiyasi, uning oldidagi ko'paytuvchi koeffitsientga ana shu operatorning xususiy qiymati deyiladi. Har qanday operatorning xususiy funksiyasi zarra to'liqin funksiyasiga qo'yilgan barcha shartlarga bo'ysunadi.

14. Zarraning $\psi(\vec{r}, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{r})}$ shakldagi to'liqin funksiyasidan uchchala koordinata bo'yicha hosila olinib, zarra impulsi tashkil etuvchilarining quyidagi operatorlarini hosil mumkin:

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \quad \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, \quad \hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}.$$

15. Koordinata operatori sifatida koordinataning o'zi olinadi:

$$\hat{x} = x, \quad \hat{y} = y, \quad \hat{z} = z.$$

Koordinata operatorining zarra to'liqin funksiyasiga ta'siri ana shu koordinataning to'liqin funksiya ko'paytmasiga teng bo'ladi:

$$\hat{x}\psi = x\psi, \quad \hat{y}\psi = y\psi, \quad \hat{z}\psi = z\psi.$$

16. Operatorlar ko'paytmasini ikki bir xil operator masalan, zarra impulsi tashqil etuvchilarining operatorlari misolida quyidagicha ko'rib chiqish mumkin:

$$\begin{aligned} \hat{p}_x^2 \psi &= \hat{p}_x \hat{p}_x \psi = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} (-i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial x}) = -\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \quad \hat{p}_y^2 \psi = -\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \\ \hat{p}_z^2 \psi &= -\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}, \quad \hat{p}_x^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad \hat{p}_y^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \hat{p}_z^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \end{aligned}$$

17. Kvant mexanikada operatorlarni fizik formulalar asosida qo'shish va ko'paytirish yordamida yangi operatorlarni tuzish mumkin. Hosil bo'lgan yangi operatorga fizik formulalardagi natijaviy kattalikning nomi beriladi. Boshqacha qilib aytilsa, ixtiyoriy fizik formulalardagi fizik kattaliklarni ularga mos keluvchi kvant mexanik operatorlar bilan almashtirish mumkin. Shu sababli zarra impulsi kvadrati $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$ ga mos keluvchi operator tenglamani quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$\hat{p}^2 = \hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) = -\hbar^2 \Delta.$$

18. Xuddi shunga o'xshash $T = \frac{p^2}{2m}$ ga asosan zarraning kinetik energiya operatorini hosil qilish mumkin:

$$\hat{T} = \frac{\hat{p}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta.$$

19. Ma'lumki, zarraning potensial energiyasi faqat masofa, ya'ni koordinata funksiyasi bo'lganligi uchun zarraning potensial energiya operatori potensial energiyaning o'ziga teng bo'ladi:

$$\hat{U} = U(x, y, z).$$

20. Zarraning potensial va kinetik energiya operatorlari yig'indisiga zarraning to'liq energiya operatori yoki Gamilton operatori deyiladi:

$$\hat{H} = \hat{E} = \hat{T} + \hat{U} = \hat{T} + U(x, y, z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(x, y, z).$$

21. Gamilton operatori bilan to'liq funksiyaga ta'sir ko'rsatilsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\hat{H}\psi = E\psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U\psi = E\psi.$$

$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U\psi = E\psi$ tenglama biror maydonda harakatlanayotgan zarraning norelyativistik Shredinger tenglamasini ifodalagani uchun operator shaklidagi Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\hat{H}\psi = E\psi.$$

Takrorlash uchun savollar

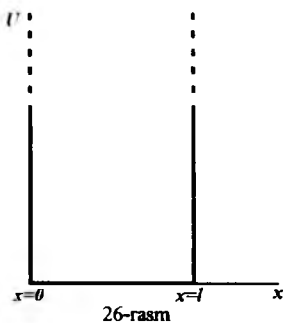
1. Kvant mexanik operatorga ta'rif bering.
2. Operator chiziqli bo'lishi uchun u qanday shartlarga bo'ysunishi kerak?
3. Kommutativ operatorlar deb nimaga aytiladi?
4. Gamilton operatoriga ta'rif bering.
5. Operator shaklidagi Shredinger tenglamasi qanday?

20-§. Kvant mexanikasining oddiy bir o'lchamli masalalari.

Cheksiz chuqur o'radagi zarra

Mavzuning tayanch iboralari: cheksiz chuqur o'ra, potensial o'radagi zarra to'liq funksiyasi, cheksiz chuqur potensial o'radagi zarraning energetik spektri.

Ushbu mavzuda norelyativistik Shredinger tenglamasining yechishni cheksiz chuqur potensial o'radagi zarra misolida ko'rib chiqiladi va unga tegishli ma'lumot, tushuncha, hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.



1. Norelyativistik Shredinger tenglamasini yechishni turli masalalar misolida ko'rib chiqish mumkin. Kvant mexanikaning oddiy bir o'lchamli masalalariga misol tariqasida cheksiz chuqur potensial o'radagi zarra, zarrani potensial bar'er, ya'ni to'siqni sizib o'tishi va chiziq-li garmonik ossillyator masalalarini keltirish mumkin.

2. Zarra devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial o'rada OX o'qi bo'ylab harakatlana-yotgan bo'lsin. Bu hol uchun $U(x)$ potensial energiya grafigi 26-rasmda keltirilgan. Undan $0 < x < l$ oraliqda zarraning potensial energiyasi nol, $x < 0$ va $x > l$ da esa cheksiz katta ekanligi kelib chiqadi.

3. Bu hol uchun norelyativistik statsionar Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2m}{\hbar^2} E\psi.$$

Zarra faqat OX o'qi bo'ylab harakatlangani uchun to'lqin funksiyadan y va z o'qlari bo'yicha olingan xususiy hosilalar nolga teng bo'ladi.

4. To'lqin funksiyadan x bo'yicha olingan hosila teskari ishora bilan olingan to'lqin funksiyaga proporsional bo'lganligi sababli eksponensial yoki davriy funksiya bo'lishi kerak. Shuning uchun bu tenglamaning yechimini $\psi(x) = C \sin(\beta x + \alpha)$ ko'rinishida qidiriladi. Bunda C, α, β - noma'lum doimiylar bo'lib, ular zarraning to'lqin funksiyasiga qo'yilgan qo'shimcha shartlar yordamida aniqlanadi.

5. Ushbu to'lqin funksiya potensial o'ra chegaralari $x=0$ va $x=l$ da nolga teng bo'lgan qiymatlarni qabul qiladi. Chunki zarra 2- va 3-sohalarga o'ta olmaydi, faqat 1-sohada harakatlanadi. Shu sababli 2- va 3-sohalarda bu funksiya mavjud emas. Ushbu to'lqin funksiya uzluksiz bo'lganligi tufayli u $x=0$ va $x=l$ da nolga teng bo'lgan qiymatlarni qabul qiladi.

$$6. \psi(0) = C \sin \alpha = 0 \text{ dan } \alpha = 0, \psi(l) = C \sin \beta l = 0 \text{ dan } \beta = \frac{n\pi}{l}$$

ekanligi kelib chiqadi. $\int_0^l |\psi(x)|^2 dx = 1$ ko'rinishidagi normirovka shartidan

$C = \sqrt{\frac{2}{l}}$ ekanligini topish mumkin. U holda potensial o'radagi zarra to'lqin funksiyasining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

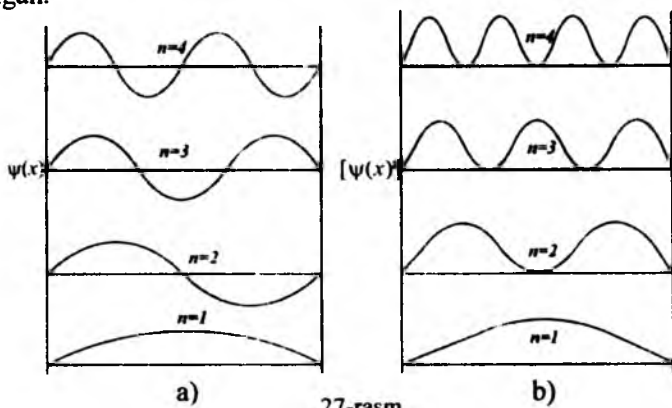
$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x.$$

7. Ushbu to‘lqin funksiya yuqorida keltirilgan Shredinger tenglamasining yechimi hisoblanadi. Uni yuqorida keltirilgan Shredinger tenglamasiga qo‘yib, quyidagi ifoda hosil qilish mumkin:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2.$$

Bu tenglik cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarraning energiyasini ko‘rsatuvchi ifoda hisoblanadi. Undan cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarra energiyasining faqat n ga bog‘liq ekanligi kelib chiqadi va ushbu formula cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarraning diskret energetik spektrini ifodalaydi.

8. 27-rasmda cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarra energiyasi, to‘lqin funksiyasi va uning modulining kvadrati $n = 1, 2, 3, 4$ hollar uchun ko‘rsatilgan.



Undan shu narsa ko‘rinadiki, eng pastki energetik holatda zarrani o‘raning o‘rtasida topish ehtimoli eng katta, uning devorlari atrofida esa nolga teng bo‘larkan. Bu natija ushbu o‘rada makroskopik zarra bo‘lgan holdan keskin farq qiladi. Chunki makroskopik zarrani bu o‘raning istalgan yerida bir xil ehtimollik bilan topish mumkin. Uning uchun ehtimollik zichligi chizig‘i absissa o‘qiga parallel bo‘ladi. Zarra energiyasi ortib borishi bilan esa $|\psi(x)|^2$ egri chizig‘ining maksimumlari bir-biriga yaqinlashib boradi va n ning juda katta qiymatlarida makroskopik zarraga xos bo‘lgan taqsimot yuzaga keladi. Xuddi boshqa hollardagi kabi bu holda ham moslik prinsipi bajariladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun cheksiz chuqur potensial o'radagi zarra kvant mexanikaning oddiy bir o'lchamli masalasi hisoblanadi?
2. Cheksiz chuqur potensial o'radagi zarraning to'liq funksiyasi ifodasidagi doimiylar qanday topiladi?
3. Cheksiz chuqur potensial o'radagi zarraning energiyasi formulasi qanday xulosa kelib chiqadi?
4. Asosiy holatda turgan zarraning topish ehtimoli qayerda katta bo'ladi?
5. Zarra energiyasi ortib borishi bilan esa $|\psi(x)|^2$ egri chizig'ida qanday o'zgarish kuzatiladi?

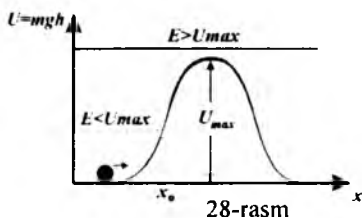
21-§. Kvant mexanikasining oddiy bir o'lchamli masalalari. Zarraning potensial bar'erni sizib o'tishi (tunnel effekti)

Mavzuning tayanch iboralari: potensial bar'er, tunnel effekti, qaytish koeffitsienti, shaffoflik koeffitsienti.

Ushbu mavzuda norelyativistik Shredinger tenglamasining yechishni zarraning potensial bar'erni sizib o'tishi misolida ko'rib chiqiladi va unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Klassik fizikada zarrani potensial bar'er, ya'ni to'siqni sizib o'tishini modeli sifatida biror sharchani o'z yo'lida uchragan do'nglikni ishqalanishsiz aylanib o'tishini olish mumkin. Og'irlik kuchi maydonidagi sharchaning potensial energiyasi sharcha turgan do'nglikning balandligiga proporsional bo'lganligi sababli sharchaning potensial energiya grafigi ham ana shu do'nglik shaklida bo'ladi (28-rasm). Potensial to'siq yoki potensial bar'er atamasi shu yerdan kelib chiqadi.

2. Sharcha do'nglikka ko'tarilgan sari uning potensial energiyasi



ortib boradi, kinetik energiyasi esa kamayib boradi. To'liq energiyasi esa o'zgar olmaydi. Agar sharchaning to'liq energiyasi to'siqning maksimal potensial energiyasi U_{max} dan kichik bo'lsa, sharcha koordinatasi x_0 bo'lgan nuqtagacha ko'tariladi va uning to'liq energiyasi shu

nuqtadagi potensial energiyaga teng bo'ladi. Agar sharchaning to'liq energiyasi to'siqning maksimal potensial energiyasi U_{max} dan katta bo'lsa, sharcha do'nglikni aylanib oshib tushadi. Xuddi shunday fikrni potensial energiya grafigi to'siq, ya'ni bar'er shaklida bo'lgan istalgan klassik zarraning harakati uchun ham aytish mumkin.

3. Zarraning to'liq xossalari ma'lum bo'lgan kvant mexanika nuqtai-nazaridan esa zarraning potensial bar'er orqali o'tishi yorug'likni chegaralarda sindirish ko'rsatkichi o'zgaradigan ma'lum qalinlikdagi modda orqali o'tishiga o'xshaydi. Zarraning bunday o'tishida potensial bar'er sohasida uning kinetik energiyasi o'zgaradi. Buning natijasida zarraning impulsi va u bilan bog'liq bo'lgan tezligi hamda to'liq uzunligi o'zgaradi.

4. Ma'lumki, bir muhitdan ikkinchisiga o'tgan yorug'likning ham to'liq uzunligi hamda bu muhitda tarqalish tezligi o'zgarar edi. Yana shuni eslab o'tish zarurki, ikki muhit chegarasiga tushgan yorug'likning bir qismi bu chegaradan qaytib qaytgan to'liqinni yuzaga keltirsa, uning bir qismi esa undan o'tib, o'tgan to'liqinni hosil qilardi. Potensial bar'er orqali o'tayotgan zarrada ham ana shunday ushbu bar'erdan qaytgan va o'tgan to'liqlar hosil bo'ladi deb qarash mumkin. Zarraning de Broyl to'liqini uni fazoning biror nuqtasida topish ehtimoli bilan bog'liq bo'lganligi sababli, potensial bar'erga tushgan zarraning undan o'tish va qaytish ehtimoli ham mavjud bo'ladi. Agar potensial bar'erga bir xil energiyali zarralar oqimi tushsa, oqimning ba'zi zarralari bu bar'erdan qaytisa, ba'zilari esa bu bar'er orqali o'tadi.

5. Ma'lum bir vaqt davomida potensial bar'erdan qaytgan zarralar ana shu vaqt davomida bu bar'erga kelib tushgan zarralarning qanday qismini tashkil etishini ko'rsatuvchi kattalikka, boshqacha aytilsa, zarralarning potensial bar'erdan qaytish ehtimoliga qaytish koeffitsienti deyiladi. U quyidagicha topiladi :

$$R = \frac{N_1}{N}$$

Bu yerda N – potensial bar'erga kelib tushayotgan zarralar soni, N_1 – potensial bar'erdan qaytgan zarralar soni.

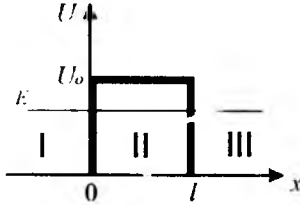
6. Ma'lum bir vaqt davomida potensial bar'erdan o'tgan zarralar ana shu vaqt davomida bu bar'erga kelib tushgan zarralarning qanday qismini tashkil etishini ko'rsatuvchi kattalikka, boshqacha aytilsa, zarralarning potensial bar'erdan o'tish ehtimoliga shaffoflik koeffitsienti deyiladi. U quyidagicha topiladi:

$$D = \frac{N_2}{N}$$

Bu yerda N_2 – potensial bar’erdan o‘tgan zarralar soni.

7. Qaytish va shaffoflik koefitsientlari orasida quyidagicha munosabat mavjud: $R + D = 1$.

8. Zarra oddiy to‘g‘ri to‘rtburchak shaklidagi potensial bar’er orqali o‘tayotgan bo‘lsin (29-rasm).



29-rasm

Masala bir o‘lchamli bo‘lganligi uchun, X o‘qi bo‘ylab harakatlanayotgan zarraning potensial energiyasi $U(x)$ $x < 0$ (1-soha) va $x > l$ (3-soha)da nolga teng, $0 < x < l$ (2-soha) oraliqda esa $U = U_0$ bo‘ladi. Zarra faqat X o‘qi bo‘ylab harakatlanganligi tufayli, to‘lqin funksiyadan y va z bo‘yicha olingan xususiy hosilalar nolga tengdir. Yuqorida

keltirilgan 3 ta soha uchun mos ravishda statsionar Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} = -k^2\psi_1 \quad (x < 0, U = 0), \quad \frac{d^2\psi_2}{dx^2} = -q^2\psi_2 \quad (0 < x < l, U = U_0),$$

$$\frac{d^2\psi_3}{dx^2} = -k^2\psi_3 \quad (x > l, U = 0),$$

Bu yerda qisqacha bo‘lishi uchun $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$, $q^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)$ deb belgilash kiritilgan.

9. Yuqorida keltirilgan tenglamalar oddiy ikkinchi tartibli differensial tenglamalar bo‘lganligi uchun ularning echimlarini umumiy ko‘rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi_1(x) = a_1 e^{ikx} + b_1 e^{-ikx} \quad (x < 0), \quad \psi_2(x) = a_2 e^{iqx} + b_2 e^{-iqx} \quad (0 < x < l),$$

$$\psi_3(x) = a_3 e^{ikx} + b_3 e^{-ikx} \quad (x > l).$$

Bu yerda $a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3$ – biror koefitsientlar bo‘lib, ularning qiymatlari ψ_1, ψ_2, ψ_3 to‘lqin funksiyalarga qo‘yilgan qo‘shimcha shartlar asosida aniqlanadi.

10. 1- va 3-sohalarda zarra erkin ($T = E$), 2-sohada esa $T = E - U_0$ bo‘lganligi sababli, 1- va 3-sohalardagi zarra impulsini $p_1 = \sqrt{2mT}$, 2-sohadagi zarra impulsini esa $p_2 = \sqrt{2m(E - U_0)}$ olish mumkin. U holda quyidagi munosabatlar o‘rinli bo‘ladi:

$$k = \frac{\sqrt{2mT}}{\hbar} = \frac{p_1}{\hbar}, \quad q = \frac{\sqrt{2m(E - U_0)}}{\hbar} = \frac{p_2}{\hbar}.$$

11. Potensial barerga tushgan va undan o'tgan zarraning to'liq to'lqin funksiyasini hosil qilish uchun $\psi_1(x), \psi_2(x), \psi_3(x)$ to'lqin funksiyalarning

ikkala tomonini $e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$ hadga ko'paytiriladi. Natijada uchchala soha uchun zarraning quyidagi to'liq to'lqin funksiyalari hosil bo'ladi:

$$\begin{aligned}\psi_1(x,t) &= \psi_1(x)e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = a_1e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_1x)} + b_1e^{-\frac{i}{\hbar}(Et+p_1x)}, \\ \psi_2(x,t) &= \psi_2(x)e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = a_2e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_2x)} + b_2e^{-\frac{i}{\hbar}(Et+p_2x)}, \\ \psi_3(x,t) &= \psi_3(x)e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = a_3e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_1x)} + b_3e^{-\frac{i}{\hbar}(Et+p_1x)}.\end{aligned}$$

12. $\psi_1(x,t)$ to'lqin funksiyaning birinchi hadi OX o'qi bo'ylab chapdan o'ngga potensial bar'er tomon tarqalayotgan zarra to'lqinini ifodalasa, zarra impulsi musbat ishoraga ega bo'lgan ikkinchi had esa OX o'qi bo'ylab o'ngdan chapga tarqalayotgan zarra to'lqinini ifodalaydi. Boshqacha aytilsa, birinchi had potensial bar'erga kelib tushayotgan zarra to'lqinini ko'rsatsa, ikkinchi had esa bar'erning birinchi devoridan qaytgan zarra to'lqinini ko'rsatadi. Xuddi shunga o'xshash $\psi_2(x,t)$ to'lqin funksiyaning birinchi hadi OX o'qi bo'ylab chapdan o'ngga potensial bar'erning ichida tarqalayotgan zarra to'lqinini ifodalasa, zarra impulsi musbat ishoraga ega bo'lgan ikkinchi had esa OX o'qi bo'ylab o'ngdan chapga tarqalayotgan, ya'ni potensial bar'erning ikkinchi devoridan qaytgan zarra to'lqinini ifodalaydi. $\psi_3(x,t)$ to'lqin funksiyaning birinchi hadi OX o'qi bo'ylab chapdan o'ngga potensial bar'er o'tgan zarra to'lqinini ifodalasa, zarra impulsi musbat ishoraga ega bo'lgan ikkinchi had esa OX o'qi bo'ylab o'ngdan chapga tarqalayotgan zarra to'lqinini ifodalaydi. Bu holda qaytuvchi to'lqin bo'lmaganligi tufayli ushbu to'lqin funksiyaning ikkinchi hadi mavjud bo'lmaydi, ya'ni $b_3 = 0$ bo'ladi.

13. 2-sohadagi tenglamaning yechimi zarraning to'liq energiyasi E ni U_0 potensial energiyadan katta yoki kichikligiga bog'liqdir. Agar $E > U_0$

bo'lsa, $q = \frac{\sqrt{2m(E-U_0)}}{\hbar}$ ifodaning o'ng tomoni musbat bo'lib, q haqiqiy son bo'ladi. Unda tenglamaning yechimi ikki to'lqin, ya'ni potensial bar'erning chap chegarasidan ($x=0$) o'tib, o'ng chegarasidan ($x=l$) qaytgan to'lqindan tashkil topadi. $\psi_1(x,t)$ formulasiga kirgan a_1 koeffitsient potensial bar'erga tushayotgan zarralar intensivligi bilan bog'liq bo'lganligi uchun u ixtiyoriy tanlanadi. Qolgan a_2, a_3, b_1, b_2 - koeffitsientlarning

qiymatlari esa ψ_1, ψ_2, ψ_3 to'liq funksiyalarga qo'yilgan qo'shimcha shartlar asosida aniqlanadi. Demak, kvant mexanikaga asosan, 1- va 2-sohalarda potensial bar'erning chap va o'ng chegaralaridan qaytgan to'liqlar mavjud bo'ladi. Bu esa $E > U_0$ bo'lganda ham potensial bar'erdan qaytgan zarralar bo'ladi degan ma'noni anglatadi. Ushbu effekt klassik mexanika qonunlariga ziddir. Zarraning potensial bar'er orqali o'tishi esa klassik mexanika qonunlariga zid kelmaydi.

14. Zarraning to'liq energiyasi E potensial bar'er balandligi U_0 dan kichik bo'lsin. Klassik mexanika qonunlariga muvofiq bunday energiyali zarra potensial bar'er orqali o'ta olmaydi. Lekin kvant mexanikaga asosan bunday energiyali zarra potensial bar'er orqali o'ta oladi. Bu holda q mavhum son bo'ladi. Uni $q = i\chi$ deb yozish mumkin. Bunda

$\chi = \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar}$ bo'ladi. Shuning uchun ψ_1, ψ_2, ψ_3 to'liq funksiyalar uchun quyidagi ifodalar o'rinlidir:

$$\psi_1(x) = a_1 e^{ikx} + b_1 e^{-ikx}, \quad \psi_2(x) = a_2 e^{-\chi x} + b_2 e^{\chi x}, \quad \psi_3(x) = a_3 e^{ik(x-l)}.$$

Bu yerda qulay bo'lishi uchun $\psi_3(x)$ to'liq funksiya doimiy e^{-ikl} hadga ko'paytirilgan. Endi $\psi_2(x)$ to'liq funksiya potensial bareridan chap va o'ng tomonga tarqaluvchi yassi to'liq funksiyasi bo'la olmaydi. Chunki ushbu funksiyaning tarkibiga mavhum son kirmagan.

15. Shuni aytish kerakki, zarraning to'liq funksiyasi va undan x bo'yicha olingan hosila potensial barer chegaralarida bir xil bo'lishi, ya'ni to'liq funksiyaning uzluksizligi ta'minlanishi kerak. Ana shu uzluksizlikni ta'minlovchi shartga to'liq funksiyaga qo'yilgan qo'shimcha shartlar yoki ko'rilayotgan masalaning boshlang'ich sharti deyiladi va quyidagicha yoziladi:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0), \quad \frac{d\psi_1(0)}{dx} = \frac{d\psi_2(0)}{dx}, \quad \psi_2(l) = \psi_3(l),$$

16. Zarra to'liq funksiyasi va uning hosilalariga boshlang'ich shart qo'llansa, quyidagi tenglamalar yuzaga keladi:

$$a_1 + b_1 = a_2 + b_2, \quad ik(a_1 - b_1) = -\chi(a_2 - b_2), \quad a_2 e^{-\chi l} + b_2 e^{\chi l} = a_3, \\ -\chi(a_2 e^{-\chi l} - b_2 e^{\chi l}) = ika_3.$$

17. Yuqoridagi oxirgi ikki tenglamalardan foydalanib, a_2 va b_2 larni a_3 orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$a_2 = \frac{1}{2} \left(1 - i \frac{k}{\chi}\right) a_3 e^{\chi l}, \quad b_2 = \frac{1}{2} \left(1 + i \frac{k}{\chi}\right) a_3 e^{-\chi l}.$$

18. Amaliy kerakli hollarda yuqoridagi ifodalarni soddalashtirish uchun $\chi l \gg 1$ deb hisoblasa bo'ladi. U holda yuqoridagi birinchi va ikkinchi tenglamalarda a_2 ga nisbatan b_2 ni hisobga olmaslik mumkin. Shundan so'ng bu ikkala tenglama yordamida b_1 koeffitsient yo'qotilsa, quyidagi tenglik yuzaga keladi:

$$a_1 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\chi}{ik}\right) a_2 = -\frac{(\chi - ik)^2}{4ik\chi} a_3 e^{\chi l}.$$

Bundan $\frac{a_3}{a_1} = -\frac{4ik\chi}{(\chi - ik)^2} e^{-\chi l}$ ekanligi kelib chiqadi.

19. Shaffoflik koeffitsienti zarraning potensial bar'erdan o'tish ehtimoli bo'lganligi sababli, uning formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$D = \frac{N_2}{N} = \frac{|\psi_3|^2}{|\psi_1|^2} = \frac{|a_3|^2}{|a_1|^2} = \frac{16k^2\chi^2}{(\chi^2 + k^2)^2} e^{-2\chi l}.$$

Bu formulaga k va χ ning qiymatlari qo'yilsa, quyidagi tenglik yuzaga keladi:

$$D = 16 \frac{E}{U_0} \left(1 - \frac{E}{U_0}\right) e^{-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}}.$$

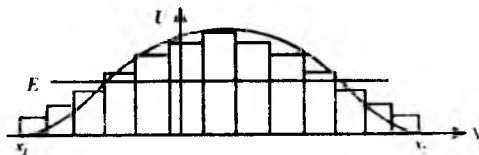
$E < U_0$ bo'lsa, $0 < \frac{E}{U_0} < 1$ bo'ladi. Unda $16 \frac{E}{U_0} \left(1 - \frac{E}{U_0}\right)$ had nol bilan to'rt o'rtasidagi qiymatlarni qabul qiladi. Qo'pol hisoblashlarda uni birga teng deb olish mumkin. Unda quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$D \approx e^{-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}}.$$

Ushbu formula potensial bar'er orqali o'tgan zarraning shaffoflik koeffitsientini taqribiy hisoblash formulasidir.

20. Klassik nuqtai-nazardan $E < U_0$ bo'lgan holda zarrani potensial bar'er orqali o'tishi energiyaning saqlanish qonuniga ziddir. Kvant nuqtai-nazardan esa bunday ziddiyat mavjud emas. Buni noaniqlik munosabati yordamida isbotlash mumkin.

21. Yuqorida keltirilgan shaffoflik koeffitsienti formulasi yordamida ixtiyoriy shakldagi potensial bar'erdan o'tgan zarraning shaffoflik koeffitsientini topish mumkin. Buning uchun ixtiyoriy shakldagi potensial bar'erni kengligi Δx bo'lgan to'g'ri burchakli potensial bar'erni ajratiladi (30-rasm).



30-rasm

Elementar bar' er balandligi Δx oraliqning o'rtasidagi potensial energiyaning qiymatiga teng bo'ladi. Har bir elementar bar' er uchun shaffoflik ko'effitsientini quyidagicha yozish mumkin:

$$D_1 \approx e^{-\frac{2\Delta x}{\hbar} \sqrt{2m(U_1-E)}}, \quad D_2 \approx e^{-\frac{2\Delta x}{\hbar} \sqrt{2m(U_2-E)}}, \dots, \quad D_n \approx e^{-\frac{2\Delta x}{\hbar} \sqrt{2m(U_n-E)}}.$$

Bu yerda $E < U(x)$ bo'lgan elementar potensial bar' erlar hisobga olingan. $E > U(x)$ bo'lganda shaffoflik ko'effitsienti 1 ga yaqin bo'lganligi uchun bunday elementar bar' erlar hisobga olinmagan.

22. Zarrani ixtiyoriy shakldagi potensial bar' erdan o'tishi murakkab tasodifiy hodisa bo'lib, u ana shu zarrani potensial bar' erni tashkil qilgan elementar bar' erlardan o'tishini bildiradi. Zarraning shu potensial bar' erdan o'tish ehtimoli uni har bir elementar bar' erdan o'tish ehtimolliklari ko'paytmasiga teng:

$$D = D_1 \cdot D_2 \cdot \dots \cdot D_n = e^{-\frac{2\Delta x}{\hbar} \sqrt{2m(U_1-E)}} \cdot e^{-\frac{2\Delta x}{\hbar} \sqrt{2m(U_2-E)}} \cdot \dots$$

$$= e^{-\frac{2\Delta x}{\hbar} \sum_{i=1}^n \sqrt{2m(U_i-E)}} \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x)-E]} dx}$$

$\Delta x \rightarrow 0$ bo'lganda eksponenta ko'rsatkichidagi yig'indi integralga o'tadi, uning quyi chegarasi zarraning potensial bar' erga kirish koordinatasi x_1 bo'lsa, yuqori chegarasi esa uning potensial bar' erdan chiqish koordinatasi x_2 bo'ladi. U holda zarraning ixtiyoriy shakldagi potensial bar' erdan o'tishdagi shaffoflik ko'effitsienti quyidagicha topiladi:

$$D \approx \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x)-E]} dx\right\}.$$

23. Har qanday zarraning potensial bar' erni sizib o'tish hodisasiga tunnel effekti deyiladi. U yordamida fizikadagi bir qator hodisalar, jumladan turli o'tkazgichlarni bir-biriga tegishi natijasida yuzaga keladigan kontakt potensiallar farqi, elektronlarning sovuq emissiyasi, yadro reaksiyalarining ba'zi xususiyatlari, yadrolarning σ - yemirilishi va boshqalar tushuntiriladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Qaysi shart bajarilganida klassik zarra potensial bar' erni aylanib o'tadi?
2. Zarraning qaytish ko'effitsientiga ta'rif bering.
3. Shaffoflik ko'effitsienti deb nimaga aytiladi?
4. Zarraning ixtiyoriy shakldagi potensial bar' erdan o'tishdagi shaffoflik ko'effitsienti qanday topiladi?
5. Tunnel effektidan qayerda foydalaniladi?

22-§. Kvant mexanikasining oddiy bir o'lchamli masalalari. Chiziqli garmonik ossillyator

Mavzuning tayanch iboralari: garmonik ossillyator, mikroskopik ossillyator, garmonik ossillyator energiyasi, garmonik ossillyatorning nol energiyasi.

Ushbu mavzuda norelyativistik Shredinger tenglamasining yechishni chiziqli garmonik ossillyator misolida ko'rib chiqiladi va unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

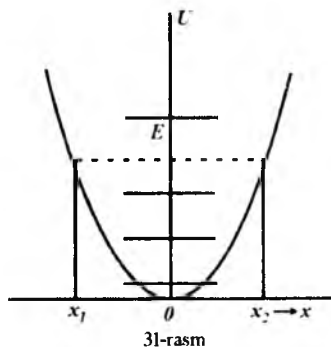
1. Muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi kvazielastik kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi har qanday sistemaga garmonik ossillyator deyiladi. Chiziqli garmonik ossillyator atom fizikasida qo'llaniladigan kerakli modellardan biri hisoblanadi. Agar garmonik ossillyatorning elastiklik koeffitsienti f bo'lsa, uning chastotasi quyidagicha hisoblanadi:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f}{m}}$$

2. Chiziqli garmonik ossillyatorning potensial energiyasi klassik mexanikada quyidagicha topiladi:

$$U = \frac{fx^2}{2} = 2\pi^2 m \nu_0^2 x^2.$$

Unga mos keluvchi potensial egri chiziq (31-rasm) qaytaruvchi devorlarga ega yashikni eslatadi. E energiyaga ega makroskopik ossillyator devorlar orasida x_1 va x_2 oralig'ida tebranadi. Bunda u x_1 dan chapga, x_2 dan esa o'ngga o'tmaydi.



3. Mikroskopik ossillyator masalasini yechish uchun uning ichida yuzaga keladigan turg'un to'liqlarni ko'rish kerak. Bu masala torning xususiy tebrinishlari masalasiga o'xshashdir. Lekin unda shunday bir xususiyat borki, u tufayli ushbu matematik masala anchagina qiyinlashadi. Bu potensial yashik ichida potensial energiya doimiy qiymatga ega bo'lmaydi. Shunga qaramasdan bu holda potensial energiya parabolik qonun bo'yicha o'zgaradi.

4. Garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} (E - 2\pi^2\nu_0^2 mx^2)\psi = 0.$$

Agar $\frac{8\pi^2 m}{h^2} E = \lambda$, $\frac{4\pi^2 m v_0}{h} = \alpha$ deb belgilashlar kiritilsa, bu tenglamaning ko'rinishi quyidagicha o'zgaradi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + (\lambda - \alpha^2 x^2)\psi = 0.$$

5. Chiziqli garmonik ossillyator uchun Shredingerning chegaraviy tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \alpha^2 x^2 \psi = 0.$$

Bu tenglamaning yechimini $\psi(x) = e^{\pm \frac{\alpha x^2}{2}}$ ko'rinishida bo'ladi. Lekin to'liq funksiyaga qo'yilgan shartlar hisobga olinsa, uning ko'rinishini quyidagicha tanlash mumkin:

$$\psi(x) = e^{-\frac{\alpha x^2}{2}}.$$

6. Chegaraviy tenglamaning yechimidan foydalangan holda chiziqli garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasining yechimini quyidagicha tanlanadi:

$$\psi(x) = e^{-\frac{\alpha x^2}{2}} f(x).$$

Bu yerda $f(x)$ – ba'zi funksiya bo'lib, u yuqorida keltirilgan to'liq funksiya chiziqli garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasini qanoatlantiradigan qilib tanlanadi.

7. Yuqoridagi to'liq funksiyadan x bo'yicha birinchi va ikkinchi tartibli hosilalar olinib, chiziqli garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasiga qo'yilsa, quyidagi tenglama yuzaga keladi:

$$\frac{d^2 f}{dx^2} - 2\alpha x \frac{df}{dx} + (\lambda - \alpha) f = 0.$$

8. Yuqorida keltirilgan tenglamadagi α [cm^{-2}] o'lchamlikka ega bo'lganligi sababli, yangi o'lchamsiz $\xi = \sqrt{\alpha} x$ kattalik kiritiladi. U holda

$\frac{d}{dx} = \frac{d}{d\xi} \frac{d\xi}{dx} = \sqrt{\alpha} \frac{d}{d\xi}$, $\frac{d^2}{dx^2} = \alpha \frac{d^2}{d\xi^2}$ bo'ladi. x kattalik ξ bilan almashtirilganda $f(x)$ funksiya $H(\xi)$ bilan almashadi. Bu funksiyaning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$H(\xi) = a_v \xi^v + a_{v+1} \xi^{v+1} + a_{v+2} \xi^{v+2} + \dots = \sum_{k=v}^{\infty} a_k \xi^k.$$

Bu yerda $H(\xi)$ funksiya chekli bo'lishi uchun berilgan qator ξ ning qandaydir v darajasidan boshlanadi. v ning qiymatlari shunday topiladiki.

bunda $H(\xi)$ funksiya v ning hech qaysi qiymatida cheksizlikka aylanmaydi.

9. U holda ξ o'zgaruvchi orqali ifodalangan yuqoridagi tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2 H}{d\xi^2} - 2\xi \frac{dH}{d\xi} + \left(\frac{\lambda}{\alpha} - 1\right)H = 0.$$

Bu yerda $H(\xi)$ funksiya ξ bo'yicha birinchi va ikkinchi tartibli hosilalar olinib ushbu tenglamaga qo'yilsa. quyidagi tenglikni hosil qilish mumkin:

$$v(v-1)a_v \xi^{v-2} + v(v+1)a_{v+1} \xi^{v-1} + (v+1)(v+2)a_{v+2} \xi^v + \dots = [2v - \left(\frac{\lambda}{\alpha} - 1\right)]a_v \xi^v + \dots$$

10. Yuqoridagi ifodaning ξ^v hadi oldidagi koeffitsientlar tenglashtirilsa, quyidagi ifoda yuzaga keladi:

$$a_{v+2} = \frac{2v+1 - \frac{\lambda}{\alpha}}{(v+1)(v+2)} a_v.$$

Bu rekkurent formula bo'lib, yuqoridagi qatorning barcha hadlarini bitta oldingi had yordamida hisoblash imkonini beradi. Ushbu qator ξ ning $v=0$ yoki $v=1$ darajasidan boshlanganligi uchun uni quyidagi ikki qatorga ajratish mumkin:

$$a_0 + a_2 \xi^2 + a_4 \xi^4 + \dots, \quad a_1 \xi + a_3 \xi^3 + a_5 \xi^5 + \dots$$

Bu qatorlar $H(\xi)$ funksiya orqali ifodalangan tenglamaning yechimi bo'ladi.

11. Yuqoridagi ikki qator ξ ning katta qiymatlarida o'zini qanday tutishini ko'rib chiqish uchun ξ ning yetarlicha katta $v = \tau$ darajasini olish maqsadga muvofiqdir. U holda rekkurent formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{a_{\tau+2}}{a_\tau} = \frac{2\tau+1 - \frac{\lambda}{\alpha}}{(\tau+1)(\tau+2)} \approx \frac{2\tau}{\tau^2} = \frac{2}{\tau}.$$

12. Xuddi shunga o'xshash e^{ξ^2} funksiya olib, uni quyidagi qatorga yoyish mumkin:

$$e^{\xi^2} = 1 + \frac{\xi^2}{1!} + \frac{\xi^4}{2!} + \frac{\xi^6}{3!} + \dots + \frac{\xi^\tau}{\left(\frac{\tau}{2}\right)!} + \frac{\xi^{\tau+2}}{\left(\frac{\tau}{2} + 1\right)!}.$$

Bu qatorning oxirgi ikki hadi oldidagi koeffitsientlarni mos ravishda b_τ va $b_{\tau+2}$ deb belgilansa, u holda quyidagi munosabat o'rinni bo'ladi:

$$\frac{b_{\tau+2}}{b_{\tau}} = \frac{\left(\frac{\tau}{2}\right)!}{\left(\frac{\tau}{2}+1\right)!} = \frac{1}{\frac{\tau}{2}+1} \approx \frac{1}{\frac{\tau}{2}} = \frac{2}{\tau}.$$

13. Bundan bizni qiziqtirayotgan qator oxirgi qator bilan bir xil xarakterga ega ekanligi kelib chiqadi. e^{ξ^2} funksiya ξ ning katta qiymatlarida o'zini qanday tutsa, $H(\xi)$ funksiya ham o'zini ana shunday tutadi, ya'ni $\xi \rightarrow \infty$ da $e^{\xi^2} \rightarrow \infty$ va $H(\xi) \rightarrow \infty$ hamda $\psi(x) \rightarrow \infty$ bo'ladi. Buning natijasida yuqoridagi ikkala qator cheksiz qatorga aylanadi. Bu esa to'liq funksiyaga qo'yilgan cheklilik shartiga xilofdir. Lekin shuni aytish kerakki, ushbu ikkala qator $\frac{\lambda}{\alpha}$ ning toq qiymatlarida uziladi va chekli qator, ya'ni polinomga aylanadi. Shu shartni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{\lambda}{\alpha} = 2n+1 \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

λ va α larning ifodalari shu formulaga qo'yilsa, quyidagi tenglik hosil bo'ladi:

$$E_n = h\nu_0 \left(n + \frac{1}{2}\right).$$

Oxirgi ifodaga kvant mexanikadagi chiziqli garmonik ossillyator energiya formulasi deyiladi.

14. Kvant mexanikadagi chiziqli garmonik ossillyator energiya formulasi klassik mexanikadagi garmonik ossillyator energiya formulasi $E_n = nh\nu_0$ dan farq qiladi. Klassik mexanikada $n = 0$ bo'lganda $E_n = 0$ bo'lsa, kvant mexanikada esa

$$E_0 = \frac{h\nu_0}{2}$$

bo'ladi. Shu ifodaga chiziqli garmonik ossillyatorning nol energiyasi deyiladi. Noldan farqli bo'lgan ushbu energiya faqat mikroolamda mavjuddir.

15. Noaniqlik munosabati bajarilishi uchun kerak bo'ladigan garmonik ossillyatorning nol holatdagi minimal energiyasiga garmonik ossillyatorning nol energiyasi deyiladi.

16. Chiziqli garmonik ossillyator uchun yozilgan Shredinger tenglamasining yechimi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\psi(x) = e^{-\frac{\xi^2}{2}} H(\xi) = e^{-\frac{\xi^2}{2}} \sum_{k=0}^{\infty} a_k \xi^k.$$

Takrorlash uchun savollar

1. Garmonik ossillyator nima?
2. Shredingerning chegaraviy tenglamasi nima uchun kerak?
3. v ning qabul qiladigan qiymatlari $H(\xi)$ qator uchun qanday ahamiyatga ega?
4. Kvant mexanikadagi chiziqli garmonik ossillyator energiyasi klassik mexanikadagi garmonik ossillyator energiyasidan qanday farq qiladi?
5. Garmonik ossillyatorning nol energiyasi nima?

23-§. Vodorod atomining kvant nazariyasi

Mavzuning tayanch iboralari: radial funksiya, burchak funksiya, qutbiy funksiya, azimutal funksiya, orbital kvant soni, magnit kvant soni.

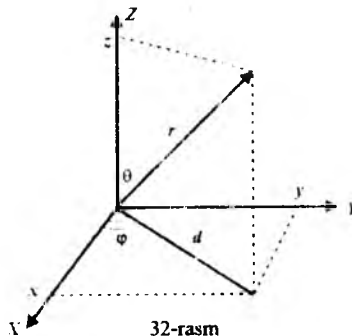
Ushbu mavzuda norelyativistik Shredinger tenglamasining yechishni vodorod atomi misolida ko'rib chiqiladi va unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, atomlar uzoq vaqt o'zgarmas energiyali holatlarda bo'ladi. Shuning uchun vodorod atomida harakatlana-yotgan elektron masalasini yechish uchun statsionar Shredinger tenglamasiga murojaat qilinadi. Vodorod atomidagi elektronning potensial energiya

formulasi $U = -\frac{e^2}{r}$ ni dekart koordinatalar sistemasida yozilgan Shredinger tenglamasiga qo'yilsa, ana shu koordinatalar sistemasida yozilgan vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasi hosil bo'ladi. Uning ko'rinishi quyidagichadir:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

2. Vodorod atomi yadrosidagi protonning massasi undagi elektronning massasidan ancha katta bo'lganligi tutaq, protonni elektronga nisbatan qo'zg'almas deb qarab, u bilan koordinatalar sistemasini bog'lash mumkin. Bu holda elektronning potensial energiyasi koordinata boshiga nisbatan sferik simmetriyaga ega bo'ladi. Shu-



32-rasm

ning uchun vodorod atomidagi elektronning harakatiga oid masalani yechish uchun yuqorida keltirilgan Shredinger tenglamasini sferik koordinatalar sistemasida yozish va uni yechish maqsadga muvofiqdir.

3. Sferik koordinatalar sistemasida elektronning holati koordinatalar boshidan elektrongacha bo'lgan masofa r , ya'ni radius-vektor, θ - OZ o'qi bilan radius-vektor orasidagi burchak (qutb burchak), φ - OX o'qi bilan XOY tekisligini ikkiga ajratuvchi chiziq orasidagi burchak (azimutal burchak) bilan xarakterlanadi (32-rasm). Bunda qutb burchak 0 dan π gacha, azimutal burchak esa 0 dan 2π gacha, r masofa esa θ dan ∞ gacha o'zgaradi. U holda bu kattaliklarning x, y, z koordinatalar bilan o'zaro bog'lanishi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$x = r \cos\varphi \sin\theta, \quad y = r \sin\varphi \sin\theta, \quad z = r \cos\theta.$$

4. Sferik koordinatalar sistemasida vodorod atomidagi elektronning kinetik energiya operatori quyidagi ko'rinishga ega:

$$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]$$

5. Sferik koordinatalar sistemasida vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

6. Yuqoridagi tenglamani yechish uchun uni o'zgaruvchilarga ajratish metodi, ya'ni Fur'e metodidan foydalaniladi. Unga asosan sferik koordinatalar sistemasi o'zgaruvchilari orqali ifodalangan vodorod atomidagi elektronning $\psi(r, \theta, \varphi)$ to'liq funksiyasini ikkita funksiyaning ko'paytmasi ko'rinishida quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi).$$

Bu yerda $R(r)$ – radial funksiya, $Y(\theta, \varphi)$ – burchak funksiya deb ataladi. Burchak funksiyani esa mos ravishda azimutal va qutb burchaklariga bog'liq bo'lgan azimutal va qutbiy funksiyalari ko'paytmasi orqali quyidagicha yozish mumkin:

$$Y(\theta, \varphi) = Q(\theta)\Phi(\varphi).$$

Bu yerda $Q(\theta)$ – qutbiy funksiya, $\Phi(\varphi)$ – azimutal funksiya.

7. Sferik koordinatalar sistemasida elementar hajm, ya'ni hajm elementi quyidagicha topiladi:

$$dV = r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi.$$

8. Vodorod atomidagi elektronning to'liq funksiyasi uchun normirovka sharti quyidagicha yoziladi:

$$\int_V |\psi|^2 dV = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |R(r)Q(\theta)\Phi(\varphi)|^2 r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi = \int_0^\infty |R(r)|^2 r^2 dr \int_0^\pi |Q(\theta)|^2 \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi = 1$$

Bu shart ifodaning ichidagi har bir integral alohida birga teng bo'lganida bajariladi. Shu sababli quyidagi tengliklar o'rindir:

$$\int_0^\pi |Q(\theta)|^2 \sin\theta d\theta = 1, \quad \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi = 1, \quad \int_0^\infty |R(r)|^2 r^2 dr = 1.$$

Bular qutbiy, azimutal va radial funksiyalar bo'yicha normallashtirish shartlari hisoblanadi.

9. Vodorod atomi uchun yozilgan Shredinger tenglamasiga $\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi)$ ifoda olib borib qo'yilib ba'zi almashtirishlar bajarilsa, quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial R}{\partial r}) + \frac{2m_e r^2}{\hbar^2} (E + \frac{e^2}{r}) = -\frac{1}{Y \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta \frac{\partial Y}{\partial \theta}) - \frac{1}{Y \sin^2\theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2}.$$

Bu tenglamaning o'ng tomoni faqat burchakka bog'liq bo'lsa, uning chap tomoni esa faqat r masofaga bog'liq ekanligini ko'rish qiyin emas.

10. Biror tenglamaning o'ng tomoni uning chap tomoniga teng bo'lsa, ushbu ikkala tomon alohida olinganida qandaydir doimiy bir xil songa teng bo'ladi. U holda yuqoridagi tenglama quyidagi ikki tenglamaga ajraladi:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{dR}{dr}) + \frac{2m_e r^2}{\hbar^2} (E + \frac{e^2}{r}) = q, \quad -\frac{1}{Y \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta \frac{\partial Y}{\partial \theta}) - \frac{1}{Y \sin^2\theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = q.$$

Bu yerda q -noma'lum doimiy son bo'lib, uni birinchi ajratish parametri deyiladi. Bu tenglamalarni quyidagicha yozib olish mumkin:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{dR}{dr}) + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E + \frac{e^2}{r} - \frac{\hbar^2 q}{2m_e r^2}) R = 0, \quad -\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta \frac{\partial Y}{\partial \theta}) - \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = qY.$$

Birinchi tenglamaga vodorod atomi uchun radial Shredinger tenglamasi, ikkinchisiga esa burchakka bog'liq bo'lgan Shredinger tenglamasi deb ataladi.

11. Burchakka bog'liq bo'lgan Shredinger tenglamasini ham Fur'e metodi bilan qutbiy va azimutal tenglamalarga ajratish mumkin. Buning uchun ushbu tenglamaga $Y(\theta, \varphi) = Q(\theta)\Phi(\varphi)$ ni qo'yish kifoya qiladi. Natijada quyidagicha tenglama yuzaga keladi:

$$\frac{\sin\theta}{Q} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta \frac{\partial Q}{\partial \theta}) + q \sin^2\theta = -\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2}.$$

12. Yuqorida aytilganidek, bu tenglamaning chap tomoni uning o'ng tomoni bilan bu ikkala tomon biror noma'lum o'zgarmas songa teng bo'lgan vaqtda tenglashadi. Shu tufayli

$$\frac{\sin \theta}{Q} \frac{d}{d\theta} (\sin \theta \frac{dQ}{d\theta}) + q \sin^2 \theta = s, \quad -\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} = s$$

deb yozish mumkin. s noma'lum o'zgarmas songa ikkinchi ajratish parametri deyiladi. Bunda birinchi tenglama qutbiy tenglamani ifodalasa, ikkinchisi esa azimutal tenglamani ifodalaydi. Shunday qilib, vodorod atomi uchun sferik koordinalar sistemasida yozilgan Shredinger tenglamasini radial, qutbiy va azimutal tenglamalarga ajratish mumkin ekan.

13. Azimutal tenglama oddiy ikkinchi tartibli differensial tenglama bo'lganligi sababli, tenglamaning yechimini $\Phi(\varphi) = C e^{im\varphi}$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) ko'rinishida qidirish maqsadga muvofiqdir. m ning turli qiymatlariga turli funksiyalar mos kelganligi uchun m ning oldiga ishora

qo'yiladi. $\int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi = 1$ shartdan foydalanib, $C = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ ekanligini topish

mumkin. Shuningdek, bu tenglamani yechish davomida ikkinchi ajratish parametri $s = m^2$ ekanligini topsa bo'ladi. Shunday qilib azimutal tenglamaning yechimini umumiy ko'rinishi quyidagichadir:

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(im\varphi).$$

Bu yerda m indeks uning turli qiymatlarida $\Phi(\varphi)$ funksiya turli qiymatlarni qabul qilishini ko'rsatadi.

14. Qutbiy tenglamani quyidagi ko'rinishda yozib olish mumkin:

$$\frac{\sin \theta}{Q} \frac{d}{d\theta} (\sin \theta \frac{dQ}{d\theta}) + q \sin^2 \theta = m^2, \quad \frac{d^2 Q}{d\theta^2} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{dQ}{d\theta} + (q - \frac{m^2}{\sin^2 \theta}) Q = 0.$$

Bu tenglamada $\theta = 0$ bo'lganida cheksizlikka aylanadigan had ($\sin \theta$ maxrajda) mavjud bo'lganligi tufayli tenglamaning yechimini quyidagi shaklda qidiriladi:

$$Q(\theta) = \sin^\delta \theta \cdot f(\theta).$$

15. Oxirgi ifodadan θ bo'yicha birinchi va ikkinchi tartibli hosilalar olinib, yuqoridagi tenglamaga olib borib qo'yilsa va bunda ba'zi almashtirishlar qilinsa, quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2 f}{d\theta^2} + (2\delta + 1) \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{df}{d\theta} + (\frac{\delta^2 - m^2}{\sin^2 \theta} - \delta^2 - \delta + q) f = 0.$$

Bu tenglamada $\delta = |m|$ deyilsa, maxrajida $\sin^2 \theta$ bo'lgan had yo'qoladi. U holda quyidagi tenglama yuzaga keladi:

$$\frac{d^2 f}{d\theta^2} + (2|m| + 1) \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{df}{d\theta} + (q - |m| - m^2) f = 0.$$

16. Oxirgi tenglamaning maxrajidagi $\theta=0$ bo'lganida cheksizlikka aylanadigan had $\sin \theta$ dan qutilish uchun bu tenglamaning yyechimini quyidagi ko'rinishda qidiriladi:

$$f(\theta) = \sum_{j=0}^k a_j \cos' \theta.$$

Kosinus bo'yicha olingan ushbu polinomda kosinusning darajasi $j=0$ dan boshlanishiga e'tibor qaratish zarur. Oxirgi ifodadan θ bo'yicha birinchi va ikkinchi tartibli hosilalar olinganida hosil bo'lgan polinomda ana shu fikrni hisobga olish kerak. Ana shu hosilalar yuqoridagi tenglamaga qo'yilsa va unda kosinusning bir xil j darajali hadlari to'plansa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\sum_{j=0}^k [(j+1)(j+2)a_{j+2} - j^2 a_j - (2|m|+1)j a_j + (q - |m| - m^2)a_j] \cos' \theta = 0.$$

17. Oxirgi tenglik quyidagi holda bajariladi:

$$(j+1)(j+2)a_{j+2} - [j^2 + (2|m|+1)j + m^2 + |m| - q]a_j = 0,$$

$$a_{j+2} = \frac{j^2 + (2|m|+1)j + m^2 + |m| - q}{(j+1)(j+2)} a_j.$$

Hosil bo'lgan ifoda rekkurent formula bo'lib, u qatorning a_j koeffitsientini bilgan holda, uning a_{j+2} koeffitsientini hisoblash imkonini beradi.

18. Yuqoridagi rekkurent formulada $j=k$ deyilsa va ko'rilayotgan qatorning eng katta koeffitsienti a_k ekanligi hisobga olinsa, $a_{k+2} = 0$ bo'ladi. U holda quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$k^2 + (2|m|+1)k + m^2 + |m| - q = 0.$$

Bundan $q = k^2 + m^2 + 2|m|k + |m| + k = (k + |m|)(k + |m| + 1)$ ekanligi kelib chiqadi. Bunda $l = k + |m|$ deb belgilash kiritilsa, birinchi ajratish parametrining $q = l(l+1)$ ekanligini aniqlash mumkin. k va $|m|$ musbat butun sonlar bo'lganligi uchun l ham butun musbat son bo'lib, u $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, n-1$ qiymatlarni qabul qiladi va har doim $l \geq |m|$ bo'ladi.

19. $\delta = |m|$ va $k = l - |m|$ ekanligini hisobga olib, qutbiy tenglamaning yechimini quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$Q_{l,m}(\theta) = \sin^{|m|} \theta \sum_{j=0}^{l-|m|} a_j \cos' \theta.$$

Bu yerda l, m indekslar ularning turli qiymatlarida $Q(\theta)$ funksiya turli qiymatlarni qabul qilishini ko'rsatadi. Agar $k = l - |m|$ toq son bo'lsa, $Q(\theta)$

funksiyaning tarkibiga kirgan yig'indi a_l koefitsient bilan boshlanuvchi kosinusning toq darajali hadlaridan tashkil topadi. Agar $k = l - |m|$ juft son bo'lsa, $Q(\theta)$ funksiyaning tarkibiga kirgan yig'indi a_0 koefitsient bilan boshlanuvchi kosinusning juft darajali hadlaridan tashkil topadi.

20. a_0 va a_l koefitsientlarni $\int_0^\pi |Q(\theta)|^2 \sin \theta d\theta = 1$ normirovka shartidan foydalanib topish mumkin. Xususan, $l = m = 0$ holda yuqoridagi yig'indi bitta haddan tashkil topadi va unda $Q_{0,0} = a_0$ bo'ladi. U holda $Q_{0,0} = a_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ekanligi kelib chiqadi.

21. Vodород atomi uchun yozilgan Shredinger tenglamasining burchak qismi yechimini esa quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$Y_{l,m}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(im\varphi) \sin^{l-|m|} \theta \sum_{j=0}^{l-|m|} a_j \cos^j \theta.$$

$$l = m = 0 \text{ bo'lsa, } Y_{0,0}(\theta, \varphi) = Q_{0,0}(\theta) \Phi_0(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \text{ bo'ladi.}$$

22. l, m sonlarining fizik mazmunini aniqlash uchun vodород atomidagi elektronning impuls momentini ko'rib chiqish kerak. Atomda biror orbita bo'ylab harakat qilayotgan elektronning impuls momenti uning orbita bo'ylab harakati bilan bog'liq bo'lganligi sababli ushbu impuls momenti orbital moment \vec{l} deb ataladi. Ma'lumki, orbital momentning dekart koordinatalar sistemasida uchta tashkil etuvchisi bo'lib, ular quyidagicha hisoblanardi: $l_x = yp_z - zp_y$, $l_y = zp_x - xp_z$, $l_z = xp_y - yp_x$.

23. Elektron orbital momentining z tashkil etuvchisining operator tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\hat{l}_z = x \hat{p}_y - y \hat{p}_x = -i\hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right).$$

24. Sferik koordinatalar sistemasida elektron orbital momenti z tashkil etuvchisi operatorining quyidagi $\hat{l}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$ ko'rinishga ega ekanligini hosil qilish mumkin.

25. Elektron orbital momentining z tashkil etuvchisi operatori bilan to'liqin funksiyaga ta'sir ko'rsatilsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\hat{l}_z \psi = \hbar m \psi.$$

Ikkinchi tomondan $\hat{L}_z \psi = l_z \psi$ ekanligi hisobga olinsa, elektron orbital momentining z o'qidagi proeksiyasi, ya'ni tashkil etuvchisi uchun quyidagi tenglik o'rinli bo'ladi:

$$l_z = m\hbar.$$

26. Oxirgi formuladagi m soniga magnit kvant soni deyiladi. Magnit kvant soni elektron orbital momentining z o'qidagi proeksiyasi, ya'ni tashkil etuvchisini xarakterlovchi kattalik bo'lib, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ qiymatlarni qabul qiladi. Uning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlar soni $2l + 1$ ga teng.

27. Elektron orbital momentining z o'qidagi proeksiyasi, ya'ni tashkil etuvchisi kvantlangan kattalik hisoblanadi. $l_z = m\hbar$ formula shu kattalikning kvantlash qoidasidir.

28. Vodorod atomidagi elektronning orbital momenti z o'qida aniq belgilangan proeksiyalarga ega bo'lib, uning kattaligi va soni magnit kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarga bog'liq bo'ladi. Elektron orbital momentining z o'qidagi proeksiyasini aniqlash uchun fazoda biror fizik usul bilan yo'nalish ajratib olish zarurdir. Uni amalga oshirishning eng oson yo'llaridan biri magnit induksiya yoki magnit maydon kuchlanganlik vektorining yo'nalishi OZ o'qining yo'nalishi bilan mos tushadigan magnit maydon hosil qilishdir. Elektron bu maydonda qo'shimcha potensial energiyaga ega bo'ladi va ushbu energiya kattaligi uning orbital momentini magnit maydon yo'nalishidagi proeksiyasiga bog'liq bo'ladi. Shu maydonda elektron energetik sathlari qo'shimcha sathchalariga ajraydi. Bunday sathchalar soni ushbu holda magnit kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlar soni bilan belgilanadi. Shu sababli m kvant sonini magnit kvant soni deb yuritiladi.

29. Elektron orbital momentining kvadrati operatori quyidagi ko'rinishga ega:

$$\hat{L}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta}) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} \right].$$

30. Bu operator bilan to'lqin funksiyaga ta'sir etilsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\hat{L}^2 \psi = \hbar^2 l(l+1) \psi.$$

31. U holda quyidagi munosabatning o'rinli bo'lishini ko'rish mumkin:

$$|l| = \hbar \sqrt{l(l+1)},$$

bu yerdagi l soniga orbital kvant soni deyiladi.

32. Elektronning orbital kvant soni uning orbital momentini xarakterlovchi kattalik bo'lib, $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, n-1$ (n -bosh kvant soni) qiymatlarni qabul qiladi.

33. Elektronning orbital kvant soni uning orbital momenti bilan bevosita bog'liq bo'lganligi uchun uni orbital kvant soni deb atalgan. Chunki orbital kvant soni o'zgarishi bilan elektronning orbital momenti o'zgaradi. Klassik nuqtai-nazardan esa elektronning orbital momenti uning yadro atrofidagi orbital harakati bilan bog'liq bo'ladi. Bundan ham yuqoridagi nom kelib chiqadi.

34. Vodorod atomi uchun radial Shredinger tenglamasi $\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{dR}{dr}) + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E + \frac{e^2}{r} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_e r^2}) R = 0$ ning ko'rinishini hosila amalini bajarish hamda birinchi ajratish parametrining orbital kvant soni orqali ifodalanagan formulasini hisobga olgan holda quyidagicha o'zgartirish mumkin:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m_e}{\hbar^2} [E + \frac{e^2}{r} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_e r^2}] R = 0.$$

35. Ushbu tenglamada $-\frac{2m_e}{\hbar^2} E = A^2$, $\frac{2m_e e^2}{\hbar^2} = B$ belgilash kiritilsa, u holda quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + [-A^2 + \frac{B}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}] R = 0.$$

36. Yuqoridagi tenglamaning yechimini topishda shunday echim olinishi lozimki, bunda $r \rightarrow \infty$ bo'lganda unga bog'liq bo'lgan funksiya nolga intilishi kerak. Agar $r \rightarrow \infty$ bo'lsa, $\frac{d^2 R_\infty}{dr^2} - A^2 R_\infty = 0$ asimptotik tenglama hosil bo'ladi. Ma'lumki, bu tenglamaning yechimi $R_\infty = C \exp(\pm Ar)$ ko'rinishga ega. Yuqoridagi shartga muvofiq, asimptotik tenglama yechimini $R_\infty = C \exp(-Ar)$ ko'rinishida olinadi.

37. Radial Shredinger tenglamasining yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$R(r) = g(r) \exp(-Ar).$$

Bunda $g(r)$ noma'lum ko'rinishidagi funksiya bo'lib, u $r \rightarrow 0$ bo'lganda nolga aylanmasligi kerak.

38. Ushbu funksiyadan hosila olinsa va radial Shredinger tenglamasiga olib borib qo'yilib ba'zi almashtirishlar bajarilsa, quyidagi tenglik yuzaga keladi:

$$g'' + 2(\frac{1}{r} - A)g' + [\frac{B - 2A}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}]g = 0.$$

39. Bu tenglamaning yechimini r o'zgaruvchining polinomi, ya'ni qator ko'rinishida qidiriladi. Shu polinom $g(r)$ funksiyaga qo'yilgan shartlarga bo'ysunadi. Ushbu polinomda r ning eng kichik darajasi σ bo'lsa, uning eng katta darajasi k ($\sigma \leq k$) bo'ladi. σ ning kattaligi shunday tanlanadiki, ko'rilayotgan polinom yuqoridagi tenglamani qanoatlantirsin. U holda shu polinomning ko'rinishini quyidagicha olish mumkin:

$$g(r) = \sum_{j=\sigma}^k b_j r^j.$$

Bu yerda b_j – qatorning noma'lum koeffitsientlari hisoblanadi.

40. Oxirgi ifodadan birinchi va ikkinchi tartibli hosila olinib radial tenglamaga olib borib qo'yilsa, quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$\sum_{j=\sigma+2}^k j(j-1)b_j r^{j-2} + 2\left(\frac{1}{r} - A\right) \sum_{j=\sigma+1}^k j b_j r^{j-1} + \left[\frac{B-2A}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] \sum_{j=\sigma}^k b_j r^j = 0.$$

41. Ikkinchi va uchinchi yig'indilar oldidagi ko'paytuvchilarni yig'indi ostiga kiritilsa va r ning darajasi bir xil bo'lgan hadlar bitta yig'indi ostiga olinsa, quyidagi munosabat yuzaga keladi:

$$\sum_{j=\sigma+2}^k [j(j+1) - l(l+1)] b_j r^{j-2} + \sum_{j=\sigma+1}^k [B - 2(j+1)A] b_j r^{j-1} = 0.$$

Polinomdagi r ning darajasini bir xil qilib olish uchun ikkinchi yig'indida $j \rightarrow j-1$ almashtirish qilinadi. Natijada quyidagi ifoda yuzaga keladi:

$$\sum_{j=\sigma+2}^k \{[j(j+1) - l(l+1)] b_j + (B - 2A) b_{j-1}\} r^{j-2} = 0.$$

42. Ushbu tenglik $[j(j+1) - l(l+1)] b_j + (B - 2A) b_{j-1} = 0$ bo'lganida bajariladi. U holda quyidagi rekkurent formula hosil bo'ladi:

$$b_j = \frac{B - 2jA}{l(l+1) - j(j+1)} b_{j-1}.$$

43. Bu rekkurent formulada $j = \sigma$ bo'lsa, undan quyidagi $b_{\sigma-1} = \frac{l(l+1) - \sigma(\sigma+1)}{B - 2\sigma A} b_{\sigma} = 0$ ifodani olish mumkin. U esa $l(l+1) - \sigma(\sigma+1) = 0$ bo'lganda o'rinlidir. Ushbu tenglikni kvadrat tenglama ko'rinishida quyidagicha yozib olsa bo'ladi: $\sigma^2 + \sigma - l(l+1) = 0$.

$\sigma = l, \sigma = -(l+1)$ bo'lganda yuqoridagi tenglik o'rinli bo'ladi. Bu yechimning ikkinchisi manfiy darajali r polinomda bo'lmasligi sababli olinmaydi. Shuning uchun $\sigma = l$ bo'ladi.

44. Agar rekkurent formulada $j = k + 1$ bo'lsa, undan quyidagi

$$b_{k+1} = \frac{B - 2A(k+1)}{l(l+1) - (k+1)(k+2)} b_k = 0$$
 ifodani olish mumkin. U esa $B - 2A(k+1) = 0$

bo'lganda o'rinlidir. Uni quyidagi ko'rinishda yozib olish mumkin:

$$A^2 = \frac{B^2}{4(k+1)^2}.$$

$-\frac{2m_e}{\hbar^2} E = A^2$, $\frac{2m_e e^2}{\hbar^2} = B$ ekanligini hisobga olib quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$E = -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2 (k+1)^2}.$$

Agar bu tenglikda $n = k + 1$ deb olinsa, vodorod atomining Bor nazariyasida olingan uning energiya $E_n = -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2 n^2}$ formulasi hosil bo'ladi. Bundan $k = n - 1$ ekanligi kelib chiqadi. U holda $k \geq \sigma, \sigma = l, n > l$ deb yozish mumkin. Undan esa $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$ bo'lishi kelib chiqadi. Yadrosining zaryadi Ze bo'lgan vodorodsimon atom yoki ion bo'lsa, u holda $n = k + l + 1$ bo'ladi.

45. A kattalikni quyidagi ko'rinishda yozib olish mumkin:

$$A^2 = -\frac{2m_e}{\hbar^2} \left(-\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2} \right) = \frac{m_e^2 e^4}{\hbar^4 n^2}, \quad A = \frac{m_e e^2}{\hbar^2 n} = \frac{1}{nr_1},$$

bu yerda $r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 A$ birinchi Bor orbitasining radiusi.

46. Yuqoridagi ifodalardan kelib chiqqan holda radial funksiyaning ko'rinishini quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$R_{n,l}(r) = \exp\left(-\frac{r}{nr_1}\right) \sum_{j=1}^{n-1} b_j r^j.$$

47. $n = 1, l = 0$ da $A = \frac{1}{r_1}$, radial funksiya esa $R_{1,0}(r) = b_0 \exp\left(-\frac{r}{r_1}\right)$ bo'ladi. Bu yerdagi b_0 ni normallashtirish sharti hamda jadval integralidan foydalanib topiladi quyidagiga teng bo'ladi: $b_0 = \frac{2}{\sqrt{r_1^3}}$.

U holda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi: $R_{1,0}(r) = \frac{2}{\sqrt{r_1^3}} \exp\left(-\frac{r}{r_1}\right)$.

48. Vodorod atomi uchun sferik koordinatalar sistemasida yozilgan Shredinger tenglamasining umumiy yechimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) = R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\theta, \varphi) = \exp\left(-\frac{r}{nr_1}\right) \sum_{j=1}^{n-1} b_j r^j \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(im\varphi) \sin^{l|m|} \theta \sum_{j=0}^{l-|m|} a_j \cos^j \theta.$$

Shu yechim $n=1, l=m=0$ holi uchun quyidagicha bo'ladi:

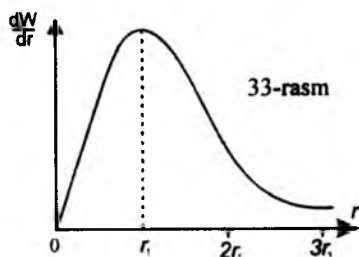
$$\Psi_{1,0,0} = R_{1,0}Y_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{\pi r_1^3}} \exp\left(-\frac{r}{r_1}\right).$$

49. Oxirgi funksiya θ va φ burchaklarga bog'liq bo'lmaganligi sababli, vodorod atomidagi elektronni radiuslari r va $r+dr$ sferalar orasida bo'lish ehtimolini topish qiziqarli hisoblanadi. Elektronni bu sferalar orasidagi dV elementar hajmda bo'lish ehtimoli $dW = |\Psi_{1,0,0}(r, \theta, \varphi)|^2 dV$ bo'lganligi uchun shu hajm quyidagicha topiladi: $dV = 4\pi r^2 dr$. Unda

$$dW = \frac{4}{r_1^3} r^2 \exp\left(-\frac{2r}{r_1}\right) dr \text{ bo'ladi.}$$

$$50. \rho(r) = \frac{dW}{dr} = \frac{4}{r_1^3} r^2 \exp\left(-\frac{2r}{r_1}\right) \text{ katta-}$$

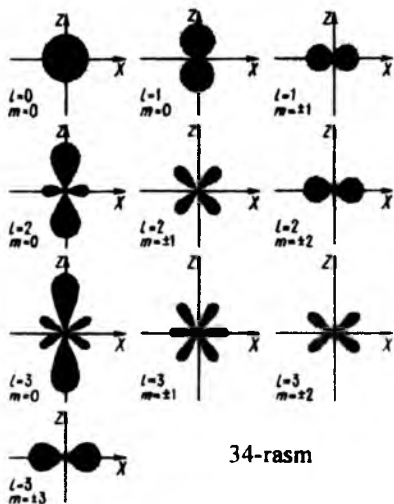
likka vodorod atomidagi elektronning radial ehtimollik zichligi deyiladi. Uning grafigi 33-rasmda keltirilgan. Unda berilgan egri chiziq $r = r_1$ da maksimumga ega bo'ladi.



51. $r = r_1$ natijadan birinchi Bor orbitasining kvant mexanikadagi fizik mazmuni kelib chiqadi. Birinchi Bor orbitasining radiusi vodorod atomining asosiy holatidagi elektron bilan yadro orasidagi shunday masofaki, bu masofada elektronni topish radial ehtimollik zichligi eng katta bo'ladi. Ushbu holatda elektronning radial ehtimollik zichligi sferik simmetriyaga ega bo'ladi. Boshqa energetik holatlarda esa radial ehtimollik zichligining fazodagi taqsimoti sferik simmetriyaga ega bo'lmaydi. Bu taqsimot boshqacha bo'lib, u bosh, orbital va magnit kvant sonlariga bog'liq bo'ladi.

52. Kvant mexanikada zarra, jumladan atomdagi elektronning harakat traektoriyasi to'g'risida fikr yuritilmaganligi tufayli, ana shu elektronni fazoning u yoki bu nuqtasida topish ehtimolligi ma'noga egadir. Buni tasavvur qilish ma'nosida yadro atrofidagi fazoda taqsimlangan elektronlar buluti haqida fikr yuritish mumkin. Har bir nuqtadagi elektron bulutining zichlik taqsimoti yuqorida aytilganidek, elektronni ana shu nuqtada topish ehtimolligi zichligiga proporsional bo'ladi. Atomdagi elektronlarni yadro atrofidagi fazoning biror nuqtasida topish ehtimolligi zichligining fazodagi taqsimotiga elektronlar buluti deyiladi. Bu taqsimot turlicha bo'lganligi uchun elektronlar bulutining shakli ham har xil bo'ladi. l, m ning ba'zi

qiymatlari uchun X, Y koordinatalarida ifodalangan, turli shakldagi ana shunday elektron bulutlari 34-rasmda berilgan.



34-rasm

53. Elektron bulutidagi zichlik taqsimotining mazmuni quyidagidan iborat bo'ladi. Agar bir xil atomlar soni haddan tashqari ko'p va har bir atomdagi elektronning o'rnini o'lchash imkoniyati bo'lsa, u holda elektronni u yoki bu hajm elementida bo'lish hollari uni ana shu hajm elementida bo'lish ehtimolligiga proporsional bo'ladi. Ana shunday yo'l bilan nazariyani tekshirish va elektron buluti zichlik taqsimotining fizik interpretatsiyasini hosil qilish mumkin.

54. Orbital kvant sonlari har xil bo'lgan atomdagi elektronlarning holatlari bir-biridan orbital momentlarning kattaliklari bilan farq qiladi. Atom fizikasida bu holatlar uchun shartli belgilar ishlatiladi. Masalan, $l = 0$ orbital kvant soniga ega bo'lgan elektronni s – elektron, u turgan holatni esa s – holat deyiladi. $l = 1$ orbital kvant soniga ega bo'lgan elektronni p – elektron, u turgan holatni esa p – holat, orbital kvant soni $l = 2$ bo'lgan elektron d – elektron, u turgan holatni esa d – holat deyiladi. Bunday belgilash oldida ko'rsatilgan son shu holatning bosh kvant sonini ko'rsatadi. Masalan, $n = 3$ va $l = 2$ holatdagi elektron $3d$ belgisi bilan ko'rsatiladi.

55. Kvant mexanik nuqtai-nazardan zamonaviy atom tuzilishini quyidagicha ta'riflash mumkin: har qanday atom yadrodan va uning atrofiga ma'lum zichlik taqsimotiga ega elektronlar bulutidan iborat bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Vodород atomidagi elektronning to'liq funksiyasi uchun yozilgan normirovka sharti nima uchun kerak?
2. Nima uchun vodород atomi uchun yozilgan Shredinger tenglamasi sferik koordinatalar sistemasida echiladi?
3. Orbital va magnit kvant sonlari qanday ahamiyatga ega?
4. Elektron buluti nimani ifodalaydi?

5. Nima uchun atomdagi elektronlarning holatlari uchun shartli belgilar ishlatiladi?

5-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda norelyativistik Shredinger tenglamasi, kvant mexanik operatorlar va ularning xossalari to'g'risida fikr yuritildi. Norelyativistik Shredinger tenglamasining yechishni cheksiz chuqur potensial o'radagi zarra, zarraning potensial bar'erni sizib o'tishi, chiziqli garmonik ossillyator va vodorod atomi misollarida ko'rib chiqildi. Shuningdek, ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar keltirib o'tildi.

5-BOBGA OID TESTLAR

1. Kvant obyektlarining kuzatiladigan xossalarini aytib beradigan va tushuntira oladigan tushuncha, tasavvur va formulalar sistemasiga deyiladi.

A) kvant fizika. B) kvant mexanika. C) atom fizikasi. D) barcha javoblar to'g'ri.

2. Ba'zi o'zgaruvchilarga bog'liq funksiyani xuddi shunday o'zgaruvchilarga bog'liq funksiya bilan solishtiradigan matematik simvoldir.

A) kvant mexanik operator. B) fizik operator. C) matematik operator. D) to'g'ri javob yo'q.

3. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti studentidan "Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti atom fizikasidan oraliq nazoratda operator shaklidagi Shredinger tenglamasini yozib berishini so'radi. Student qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) $\hat{U}\psi = E\psi$. B) $\hat{T}\psi = T\psi$. C) $\hat{E}\psi = E\psi$. D) $\hat{H}\psi = U\psi$.

4. Garmonik ossillyator nima?

A) muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi kvazielastik kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi har qanday sistema. B) mikroolamda qo'llaniladigan model. C) energiyasi $E_n = h\nu_0(n + \frac{1}{2})$ formula orqali aniqlanuvchi sistema. D) barcha javoblar to'g'ri.

5. Garmonik ossillyatorning nol energiyasi uning..... energiyasidir.

A) eng kichik. B) ixtiyoriy holatdagi. C) eng katta. D) bunday energiya mavjud emas.

6. Berilgan javoblar ichidan noto'g'risini ko'rsating.

A) ixtiyoriy energiyali zarra o'z yo'lida uchragan potensial bar'erni sizib o'tadi. B) agar klassik zarraning energiyasi o'z yo'lida uchragan bar'erning potensial energiyasidan kichik bo'lsa, zarra bu to'siqni aylanib o'ta olmaydi. C) ixtiyoriy energiyali zarra o'z yo'lida uchragan potensial bar'erni aylanib o'ta olmaydi.

D) zarra o'z yo'lida uchragan potensial bar'erni sizib o'tishi uchun uning energiyasi bar'erning potensial energiyasidan katta bo'lishi kerak.

7. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studenti atom fizikasidan amaliy mashg'ulotda Shredinger tenglamasiga oid masalani yechishda son qiymati nol bilan bir o'rtasida bo'lgan birliksiz kattalikni aniqladi. Student qanday kattalikni aniqlagan?

A) magnit kvant sonini. B) shaffoflik koeffitsientini. C) bosh kvant sonini.

D) A va C javoblar to'g'ri.

8. O'zMU fizika fakulteti 3-kurs studentiga "Yadro fizikasi" kafed-rasi dotsenti atom fizikasi bo'yicha oraliq nazoratda quyidagi savolni ber-di: "Atom turg'un bo'lishi uchun undagi elektronlar qaysi holatda joy-lashishi kerak?" Student to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) l – holatda. B) p – holatda. C) s – holatda. D) ixtiyoriy bo'sh holatlarda.

9. Atom fizikasi bo'yicha masala yechish darsida doskaga chiqqan Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti studenti cheksiz chuqur potensial o'radagi zarra diskret energetik spektrga ega ekanligini isbotlab berdi. Bunda student javoblarda keltirilgan qaysi ifodadan foydalangan?

$$A) -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2 n^2} \quad B) h\nu_0 \left(n + \frac{1}{2}\right) \quad C) \frac{m_e e^2}{\hbar^2 n} \quad D) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2$$

10. Har qanday atom yadrodan va uning atrofida ma'lum zichlik taqsimotiga ega elektronlar bulutidan iborat bo'ladi. Bu fikr nimani ifodalaydi?

A) Tomson modeliga asosan atom tuzilishini. B) Rezerford modeliga asosan atom tuzilishini. C) zamonaviy atom tuzilishini. D) to'g'ri javob yo'q.

6-BOB. ATOM, MOLEKULA VA ELEKTRONLARNING BURCHAK HAMDA MAGNIT MOMENTLARI. ISHQORIY METALL ATOM SPEKTRLARI

24-§. Burchak momentlarining qo'shish qoidasi

Mavzuning tayanch iboralari: burchak momenti, sistemaning orbital kvant soni, sistemaning magnit kvant soni, burchak momentining maksimal va minimal qiymatlari.

Ushbu mavzuda burchak momentlarining qo'shish qoidasi ko'rib chiqiladi va unga tegishli ma'lumot, tushunchalar hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Orbital moment vektorlari mos ravishda \vec{l}_1 va \vec{l}_2 bo'lgan ikki zarradan iborat bo'lgan sistemani ko'rib chiqaylik. Kvant mexanikada ko'pchilik hollarda zarraning orbital momentini burchak momenti deb ham yuritiladi. Ana shu sistemaning natijaviy burchak momenti vektori \vec{L} ni topaylik. Bunda ikki vektorni qo'shish qoidalaridan foydalaniladi. Chunki kvant mexanikada burchak momentlarining vektor xarakteri saqlanadi. Lekin sistemaning to'liq, ya'ni natijaviy burchak momenti va uning Z o'qidagi proyeksiyasi (Z tashkil etuvchisi yoki komponentasi) kvantlangan kattalik hisoblanadi. Ularning kvantlash qoidasi quyidagicha bo'ladi:

$$|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}, \quad L_z = m_l \hbar,$$

bu yerda L – sistemaning orbital kvant soni, m_l – shu sistemaning magnit kvant soni.

2. Burchak momentlarining kvant xarakteri burchak momentini oddiy klassik tasavvur asosida tushuntirib bo'lmagligini ko'rsatadi va bu momentlarning qo'shish qoidasini diqqat bilan o'rganishni talab qiladi. "Vektor" tushunchasini burchak momentiga nisbatan ehtiyotkorlik bilan qo'llash zarur. Shu vaqtgacha radius-vektor, impuls va to'lqin vektorlari bilan ish ko'rildi. Bu vektorlar haqida shuni aytish mumkinki, klassik ma'noda ushbu kattaliklar vektorlar hisoblanadi. Uchchala vektorning x, y, z tashkil etuvchilari bo'lib, ularni bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchash mumkin. Shu vektorlardan farqli o'laroq, burchak momentining x, y, z tashkil etuvchilarini bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmaydi.

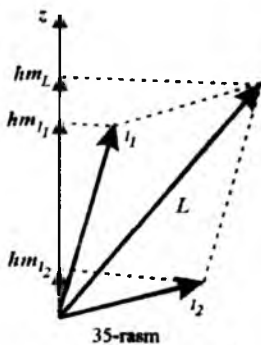
Burchak momenti moduli kvadrati va uning biror tashkil etuvchisini bir vaqtda o'lchash mumkin. Bunda uning qolgan ikki tashkil etuvchisi aniq qiymatga ega bo'lmaydi. Klassik fizikada vektorning oxiri bir nuqtani ko'rsatsa, kvant mexanikada esa bir nuqtani ko'rsatmaydi. Masalan, burchak momenti vektorining oxiri Z o'qi atrofida chizilgan konusning asosi bo'yicha "chaplashgan" bo'ladi. Bunday vektorlar klassik fizikada uchramaydi. Burchak momentining Z tashkil etuvchisi esa oddiy son bo'lib, hech qanday yangi qoidalarni talab etmaydi.

3. L, m_L kvant sonlarini qo'shilayotgan vektorlarning l_1, m_{l_1} va l_2, m_{l_2} kvant sonlari bilan o'zaro bog'lanishini topish uchun bu momentlarning z tashkil etuvchilarini ko'rib chiqamiz (35-rasm). Oddiy qo'shish qoidalaridan esa

$$L_z = l_{z_1} + l_{z_2}, \quad \hbar m_L = \hbar m_{l_1} + \hbar m_{l_2}, \quad m_L = m_{l_1} + m_{l_2}$$

ekanligi kelib chiqadi.

4. L kvant soni butun son bo'lib, uning qiymati \vec{l}_1 va \vec{l}_2 larning bir-biriga nisbatan o'zaro joylashishiga va qiymatiga bog'liq bo'ladi. Ko'rilyotgan masalada L kvant sonining maksimal va minimal qiymatlari aniqlansa, u masala to'liq yechilgan hisoblanadi. $m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$ bo'lganligi sababli, L kvant sonining maksimal va minimal qiymatlari bilan belgilanadi. U holda quyidagi munosabat o'rinalidir:



$$L_{\max} = m_{L_{\max}} = m_{l_{1\max}} + m_{l_{2\max}} = l_1 + l_2.$$

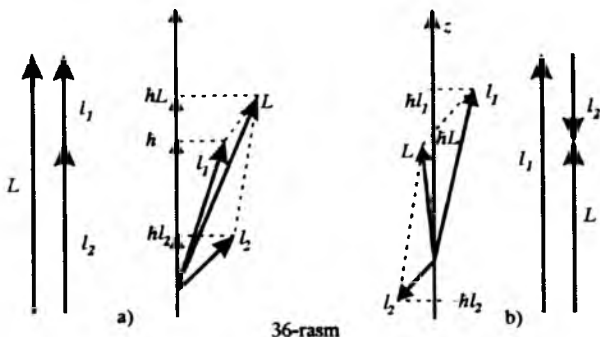
5. Hosil bo'lgan natijaning geometrik ma-

nosini ko'rib chiqaylik. \vec{l}_1 va \vec{l}_2 vektorlardan

eng kattasini tanlab olaylik. U \vec{l}_1 vektor bo'lsin. Z o'qi shunday yo'naladiki,

\vec{l}_1 vektorining undagi proyeksiyasi eng katta, ya'ni $m_{l_1} = l_1$ bo'ladi.

Shundan so'ng \vec{l}_2 vektori shunday yo'naladiki, uning ham Z o'qidagi proyeksiyasi eng katta, ya'ni $\hbar l_2$ bo'ladi. Bu hol klassik fizikadagi parallel vektorlarning qo'shilishi holiga mos keladi (36 a-rasm).



36-rasm

6. Klassik fizikada natijaviy vektorning minimal qiymati ko'rilayotgan vektorlarning antiparallel joylashishidan kelib chiqadi. Burchak momentlarining vektor diagrammasida natijaviy burchak momentining minimal qiymati \vec{l}_1 va \vec{l}_2 vektorlarning z o'qidagi proyeksiyasi eng katta bo'lib, ularning qiymati qarama-qarshi ishoraga ega bo'lgan holdan hosil bo'ladi. Shuning uchun \vec{l}_1 vektorining avvalgi yo'nalishini saqlab qolamiz. \vec{l}_2 vektorining yo'nalishini esa qarama-qarshi yo'nalishga almash-tiramiz. Endi bu vektorning z o'qidagi proyeksiyasi $-\hbar l_2$ bo'ladi (36 b-rasm). Shuning uchun $L_{\min} = l_1 - l_2$ deb yozish mumkin. Ushbu shart $l_1 > l_2$ bo'lgan holda o'rinlidir. $l_1 < l_2$ bo'lgan holda esa $L_{\min} = l_2 - l_1$ bo'ladi. Shu sababli umumiy holda quyidagi tenglik o'rinli bo'lishini ko'rish mumkin:

$$L_{\min} = |l_1 - l_2|.$$

Unda L kvant sonining o'zgarish sohasi uchun quyidagi shart o'rinlidir:

$$|l_1 - l_2| \leq L \leq l_1 + l_2.$$

Oxirgi ifodadan $l_1 > l_2$ bo'lsa, L kvant soni $2l_2 + 1$ ta qiymatni, $l_1 < l_2$ bo'lsa, $2l_1 + 1$ ta qiymatni qabul qilishi kelib chiqadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Zarraning burchak momenti nima?
2. Zarraning burchak momenti vektori oddiy vektorlardan qanday farq qiladi?
3. L kvant sonining qiymati nimalarga bog'liq?
4. L kvant sonining minimal va maksimal qiymatlari qanday topiladi?
5. L kvant sonining o'zgarish sohasini ko'rsating.

25-§. Ishqoriy metallar atomlari va ularning spektrlari

Mavzuning tayanch iboralari: ishqoriy metall, effektiv yadro, bosh seriya, diffuz seriya, aniq seriya, fundamental seriya.

Ushbu mavzuda ishqoriy metall atomlari uchun Shredinger tenglamasi, uning yechimi va shunday atom spektrlari ko'rib chiqiladi va unga tegishli ma'lumot, tushunchalar hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Kimyoviy elementlarning davriy jadvalidagi vodorod atomi eng oddiy atom hisoblanadi. Shu sababli uni oddiy analitik yo'l bilan oson hisoblash mumkin. Markaziy maydonda ta'sirlashuvchi bir necha elektronlar sistemasidan tashkil topgan murakkab atomlarni hisoblash esa anchagina murakkab masala hisoblanadi. Bunday hollarda murakkab taqribiy hisoblash metodlaridan foydalanishga to'g'ri keladi.

2. Lekin shunday ko'p elektronli atomlar guruhi mavjudki, bu atomlarning spektral xossalari vodorod atomining kvant nazariyasidan ozgina farq qiluvchi va ushbu atomlarning tuzilishidan kelib chiquvchi taqribiy hisoblashlar yordamida oddiygina tushuntiriladi. Bu ishqoriy metallar atomlaridir.

3. Kimyoviy elementlarning davriy jadvalida ishqoriy metallar inert gazlardan keyin turadi. Masalan, geliydan keyin litiy, neondan keyin natriy, argondan keyin esa kaliy va hokazo joylashgan. Shu sababli ishqoriy metallarning atomlarida inert gazlar atomlaridagiga nisbatan bitta ko'p elektron bo'ladi. Inert gazlarning atomlari turg'undir. Ularni ionlashtirish uchun yetarlicha katta energiya zarur. Ishqoriy metallar esa bir valentli bo'lganligi tufayli ularni ionlashtirish anchagina osondir. Masalan, geliy uchun birinchi ionlash potentsiali 24,58 eV bo'lsa, litiy uchun 5,39 eV ni tashkil qiladi.

4. Agar ishqoriy metall atomida z ta elektron bo'lsa, shu atomning $Z-1$ ta elektronlari inert gaz atomlari strukturasi takrorlaydi. Ushbu atomning oxirgi elektroni esa qolgan elektronlar va yadro bilan juda kuchsiz bog'lanadi hamda bu elektron optik, ya'ni valent elektronga aylanadi. Buning natijasida zaryadi $+e$ bo'lgan $Z-1$ ta elektron hamda yadrodan iborat orolcha (uni effektiv yadro deb ataladi) va uning maydonida harakat qiluvchi valent elektronli sistema yuzaga keladi. Demak, ixtiyoriy ishqoriy metall atomi effektiv yadro va valent elektrondan tashkil toparkan. Bu sistema vodorod atomining tuzilishiga

juda o'xshaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomlarini vodorodsimon atomlar deyiladi.

5. Ishqoriy metall atomlarining spektral seriyalari tashqi ko'rinishi bilan vodorod atomining spektral seriyalarini eslatadi. Lekin shu spektral seriyalar o'rtasida yetarli darajada farq mavjud. Vodorod atomining spektral

seriyalari $T(n) = \frac{R}{n^2}$ tipidagi spektral termlarning turli kombinatsiyasi natijasi bo'lsa, ishqoriy metall atomlarining spektral seriyalari xuddi Shunga

o'xshash, lekin undan farq qiluvchi $T(n) = \frac{R}{(n+\sigma)^2}$ tipidagi spektral termlarning turli kombinatsiyasi natijasi bo'ladi. Bu yerda σ – kvant tuzatma hisoblanadi. Har bir tipdagi spektral ketma-ketlik uchun σ har xil qiymatlar qabul qiladi va bu ketma-ketlik ichida uning son qiymati o'zgarmaydi.

6. Umumiy holda effektiv yadroning elektr maydonini nuqtaviy zaryadning kulon maydoni deb hisoblab bo'lmaydi. Nuqtaviy zaryadning elektr maydonida bir xil energiyali holatlar mavjuddir. Odatda bir energiyali holatlarga aynigan holatlar deyiladi. Bunday holatlar soniga esa aynish karraligi deb ataladi. Aynigan holat faqat kulon maydoni uchun o'rinli bo'ladi. Effektiv yadro maydonida esa bunday energetik holatlar mavjud emas. Ana shu maydonda esa oddiy energetik holatlar turlicha g'alayonlanganligi tufayli qo'shimcha energetik sathlarga ajraladi. Shu sababli ishqoriy metallarda bir necha turdagi termlar yuzaga keladi. Bundan esa yuqorida aytilgan taqribiy nazariyani ishlab chiqishda foydalaniladi.

7. Effektiv yadro valent elektron bilan o'zaro ta'sirlashadi. Lekin uning elektron bilan ta'sirlashuvi effektiv yadroning nuqtaviy zaryad bilan ta'sirlashuvi kabi bo'lmaganligi uchun ushbu ta'sirlashuv energiyasini quyidagi qator ko'rinishida yozish mumkin:

$$U = -\frac{e^2}{r} - C_1 \frac{e^2}{r^2} - C_2 \frac{e^2}{r^3} - \dots$$

Bu yerda C_1, C_2, \dots – qandaydir koeffitsientlar bo'lib, C_1 uzunlik, C_2 (uzunlik)² va hokazo o'lchamliklarga ega bo'ladi.

8. U holda yuqoridagi ifodaning birinchi hadi elektronning $+e$ nuqtaviy zaryad maydonidagi potensial energiyasi bo'lsa, ikkinchi had uning dipol (effektiv yadro-elektron sistemasi) maydonidagi o'rtacha potensial energiyasini ifodalaydi. Birinchi yaqinlashishda birlamchi ikkita had bilan chegaralanish mumkin. Unda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$U = -\frac{e^2}{r} - C_1 \frac{e^2}{r^2}$$

9. Ishqoriy metall atomi uchun sferik koordinatalar sistemasida yozilgan Shredinger tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta}) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E + \frac{e^2}{r} + C_1 \frac{e^2}{r^2}) \psi = 0.$$

10. Ushbu tenglamaning yechimini ham xuddi vodorod atomidagiga o‘xshash Fur‘e metodidan foydalanib topish mumkin. Bu metodni qo‘llash quyidagi tenglamalarni hosil bo‘lishiga olib keladi:

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta}) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + l(l+1)Y = 0,$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m_e}{\hbar^2} [E + \frac{e^2}{r} + C_1 \frac{e^2}{r^2} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_e r^2}] R = 0.$$

Birinci tenglamaning $q = l(l+1)$ ekanligi hisobga olingan holda vodorod atomi uchun yozilgan Shredinger tenglamasining burchak qismini ifodalovchi tenglama bilan bir xil ekanligini ko‘rish mumkin. Shu sababli uning yechimi vodorod atomi uchun olingan yechim bilan bir xil bo‘ladi.

11. Ikkinchi, ya’ni radial tenglamaning yechimini topish uchun uning ko‘rinishini ozroq o‘zgartirib quyidagi shaklda yozib olish mumkin:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \{E + \frac{e^2}{r} - \frac{\hbar^2}{2m_e r^2} [l(l+1) - C_1 \frac{2m_e e^2}{\hbar^2}]\} R = 0.$$

Bu tenglamada $l'(l'+1) = l(l+1) - C_1 \frac{2m_e e^2}{\hbar^2}$ deb belgilash kiritilsa, quyidagi ko‘rinishdagi

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m_e}{\hbar^2} [E + \frac{e^2}{r} - \frac{\hbar^2 l'(l'+1)}{2m_e r^2}] R = 0$$

tenglama hosil bo‘ladi. Ushbu tenglama ham vodorod atomidagi radial tenglama bilan to‘liq mos tushadi. U vodorod atomida radial tenglama qanday yechilgan bo‘lsa, ana Shunday yo‘l bilan yechiladi.

12. $l'(l'+1) = l(l+1) - C_1 \frac{2m_e e^2}{\hbar^2}$ ni l' ga nisbatan kvadrat tenglama ko‘rinishida yozib olib, u yechilsa va bunda faqat musbat yechim taqriban olinsa, quyidagi ifoda hosil bo‘ladi:

$$l' = l - C_1 \frac{m_e e^2}{\hbar^2 (l + \frac{1}{2})}.$$

13. Oxirgi ifodani hisobga olgan holda yuqoridagi radial tenglama yechimining ko‘rinishini topish protsessida ishqoriy metall atomi uchun quyidagi energiya formulasini hosil qilish mumkin:

$$E = -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2} \frac{1}{(l+k+1)^2} = -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2} \frac{1}{\left[k+1+l - C_1 \frac{m_e e^2}{\hbar^2(l+\frac{1}{2})}\right]^2}$$

14. Oxirgi ifoda vodorod yoki vodorodsimon ionlarning energiya formulasi bilan taqqoslanadigan bo'lsa, u yerdagi butun qiymatli bosh kvant sonining o'rniga butun qiymatga ega bo'lmagan son turganligini payqash qiyin emas. Vodorodsimon atom yoki ionlar uchun bosh kvant sonining $n = k + l + 1$ ekanligi hisobga olinsa, u holda yuqorida yozilgan energiya formulasini quyidagicha yozib olish mumkin:

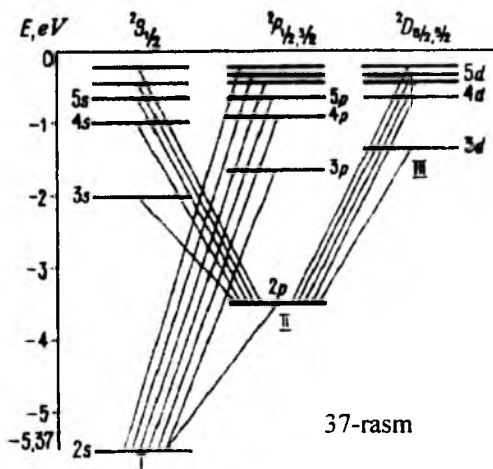
$$E_{n,l} = -\frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{\hbar^2} \frac{1}{[n + \sigma(l)]^2}$$

Bunda σ tuzatma $\sigma(l) = -C_1 \frac{m_e e^2}{\hbar^2(l+1/2)}$ bo'ladi. Demak, ishqoriy me-

tall atomlari energiyasi bosh kvant sonidan tashqari orbital kvant soniga ham bog'liq bo'larkan. Shu nuqtai-nazardan ishqoriy metall atomlarining energetik holatlari vodorod atomining energetik holatlarini farq qiladi. Shuning uchun Bor nazariyasini vodorodsimon atom yoki ionlarga qo'llab bo'lmaydi.

15. Ishqoriy metall atomlari energetik sathlari sxemasi ko'rib chiqilsa, bitta bosh kvant soniga to'g'ri keluvchi orbital kvant sonlari turlicha bo'lgan va bir-biri bilan mos tushmaydigan energetik sathlarning mavjudligini ko'rish mumkin. Misol tariqasida 37-rasmda litiy atomlarining energetik sathlar diagrammasi keltirilgan. Uning $n = 1$ energetik holati vodorodsimon atom orolchasini tashkil qilgan ikkita elektron bilan to'ldirilgan.

Shu tufayli bu atomning eng pastki energetik holati $2s$ -holat ($n = 2, l = 0$) bo'ladi. Bunga yaqin bo'lgan energetik holat esa $2p$ -holat ($n = 2, l = 1$) dir. Ana shu energetik holatlarning son qiymatini yuqorida berilgan energiya formulasi asosida hisoblab topish mumkin.



16. Bosh kvant soni bir xil bo'lgan energetik holatlarda orbital kvant sonlari turlicha bo'lganligi sababli, ularning energiyalari bir xil bo'lmaydi. Bu esa bir energiyali holatlar, ya'ni aynigan holatlarning mavjud bo'lmashligiga olib keladi.

17. Bolsman taqsimotiga muvofiq, eng pastki energetik holatda juda ko'p atomlar bo'ladi. Litiy atomidagi optik elektron $2s$ – holatda joylashadi. Unga yaqin uyg'ongan holat $2p$ – holat bo'lib, unda Bolsman taqsimotiga muvofiq juda ko'p uyg'ongan elektronlar bo'lganligi tufayli $2p$ – holatdan $2s$ –holatga o'tishda yuzaga keladigan nurlanish intensivligi katta bo'ladi. Bundan tashqari nurlanish intensivligi $2p$ – $2s$ o'tish ehtimolligiga ham bog'liqdir. Odatda birinchi uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tishdagi nurlanish chizig'i intensivligi eng katta bo'lganligi sababli, ushbu chiziq rezonans chizig'i deb ataladi. Bu chiziq chastotasi quyidagicha belgilanadi:

$$\nu = 2s - 2p.$$

Ushbu yozuv elektron $2p$ – holatdan $2s$ –holatga o'tishda ν chastotali nurlanish yuzaga keladi degan ma'noni anglatadi.

18. Litiy atomidagi elektronning bir energetik holatdan boshqasiga o'tishida bosh kvant soni ixtiyoriy qiymatga o'zgarganligi uchun elektron $2s$ –holatga istalgan p –holatdan o'tishi mumkin. Mana shunday o'tishlar natijasida yuzaga keladigan spektral seriyaga bosh seriya deyiladi. Uning chastotasi shartli ravishda quyidagicha ko'rsatiladi:

$$\nu = 2s - np, \quad n = 2,3,4,\dots$$

Bundan ν chastotali nurlanish elektron np – holatdan $2s$ – holatga o'tishida yuzaga keladi degan ma'no kelib chiqadi. Natriy atomi uchun bosh seriyaning chastotasi shartli ravishda quyidagicha yoziladi:

$$\nu = 3s - np, \quad n = 3,4,5,\dots$$

19. Ishqoriy metall atomlarida bosh seriyadan tashqari boshqa seriyalar ham mavjud. Ular qatoriga quyidagilar kiradi.

Birinchi qo'shimcha yoki diffuz seriya. Uning chastotasi litiy atomi uchun shartli ravishda quyidagicha yoziladi:

$$\nu = 2p - nd, \quad n = 3,4,5,\dots$$

Bu seriyaning spektral chiziqlari uncha aniq bo'lmaganligi va ozroq chaplashganligi sababli ushbu seriya diffuz seriya deb yuritiladi. Uning chastotasi natriy atomi uchun shartli ravishda quyidagicha yoziladi:

$$\nu = 3p - nd, \quad n = 4,5,6,\dots$$

20. Ikkinchi qo'shimcha yoki aniq seriya. Uning chastotasi litiy atomi uchun shartli ravishda quyidagicha yoziladi:

$$\nu = 2p - ns, \quad n = 3,4,5,\dots$$

Bu seriyaning spektral chiziqlari uncha aniq bo'lganligi sababli ushbu seriya aniq seriya deb yuritiladi. Natriy atomi uchun bu seriyaning chastotasi shartli ravishda quyidagicha yoziladi:

$$\nu = 3p - ns, \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

21. Ishqoriy metall atomlaridagi elektronning f -holatdan $3d$ -holatga o'tishi natijasida hosil bo'lgan spektral seriyaga fundamental yoki Bergman seriyasi deyiladi. Bu seriya infraqizil sohada yotadi. Natriy va litiy atomlari uchun bu seriyaning chastotasi shartli ravishda quyidagicha yoziladi:

$$\nu = 3d - nf, \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

22. Bosh seriyadan tashqari ko'rib chiqilgan barcha seriyalar oddiy sharoitda faqat nurlanish chiziqlarida kuzatiladi, ishqoriy metall sovuq bug'larining yutilish spektrida bu seriyalar yuzaga kelmaydi. Chunki sovuq bug'lardagi atomlar faqat asosiy holatda bo'ladilar. Uyg'ongan atomlarning yetarli konsentratsiyasi esa faqat maxsus holatdagina yuzaga keladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun ishqoriy metall atomlarini vodorodsimon atomlar deb hisoblash mumkin?
2. Ishqoriy metall atomi uchun spektral term qanday topiladi?
3. Ishqoriy metall atomi uchun uchun Shredinger tenglamasi qanday yechiladi?
4. Ishqoriy metall atomining qanaqa spektral seriyalari mavjud va ular qanday yuzaga keladi?
5. Nima sababdan Bor nazariyasini vodorodsimon atomlarga qo'llab bo'lmaydi?

26-§. Elektronning orbital magnit momenti

Mavzuning tayanch iboralari: elektronning orbital magnit momenti, elektron orbital magnit momentining z tashkil etuvchisi, Bor magnetoni, elektron orbital magnit momentining kvantlash qoidasi.

Ushbu mavzuda elektron orbital magnit momenti, uning kvantlash qoidasi va unga tegishli ma'lumot, tushunchar hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

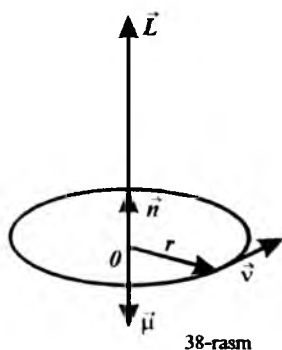
1. Ma'lumki, har qanday tokli o'tkazgich atrofida magnit maydoni mavjud bo'ladi. Ixtiyoriy tokli konturning magnit xususiyat va xossalarini

ifoda qiluvchi kattalikka esa magnet momenti μ deb atalgan edi. Shuni aytish kerakki, yadro va elektronlardan tashkil topgan har qanday atom magnet xossalarga egadir. Atomning bunday xossalarga ega bo'lishi quyidagi uch dalil bilan tushuntirilishi mumkin:

1) Elektronlarning orbital harakati. 2) Atom elektronlarining magnet momentga ega bo'lishi. 3) Yadroning ham magnet momentga ega bo'lganligi.

2. Yadroning magnet momenti tufayli hosil bo'ladigan magnet maydoni qolgan ikki sabab tufayli hosil bo'ladigan magnet maydonidan ancha kuchsiz bo'ladi. Bundan esa atomning magnet xossalarga ega bo'lishiga asosan yuqorida keltirilgan birinchi ikkita dalil sabab bo'lishi kelib chiqadi.

3. Elektron yadro atrofida ma'lum tartibda harakat qilganligi uchun u yerda mikrotok hosil bo'ladi va bu tokli konturning magnet xossalarini xarakterlovchi magnet momenti yuzaga keladi.



4. Elektronning orbital momenti uning orbital magnet momenti bilan chambarchas bog'liq bo'ladi. Ana shu bog'lanishni klassik nazariyadan foydalangan holda topish mumkin. Agar elektron yadro atrofida r radiusli orbita bo'ylab v tezlik bilan harakatlansa va $S = \pi r^2$ yuzli "tokli varaq" hosil qilsa (38-rasm), u holda "tokli varaq"ning magnet momenti gauss sistemasida quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{c} i S \vec{n} = \frac{1}{c} i \pi r^2 \vec{n} = \frac{q}{2c} r v \vec{n}.$$

5. \vec{n} —"tokli varaq"qa o'tkazilgan normal. $q = -e$ ekanligi hisobga olinsa va ba'zi almashtirishlar qilinsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2c} r v \vec{n} = -\frac{e}{2m_e c} m_e r v \vec{n} = -\frac{e}{2m_e c} m_e \left[r v \vec{n} \right] = -\frac{e}{2m_e c} \vec{l}.$$

Bundan elektronning orbital magnet momenti vektori uning orbital momenti vektoriga qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi (38-rasm). Elektronning orbital magnet momenti uning orbital momenti bilan bevosita bog'liq bo'lganligi uchun oxirgi ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{e}{2m_e c} \vec{l}.$$

6. Elektron orbital magnet momentining z o'qidagi proyeksiyasi, ya'ni z tashkil etuvchisi (komponentasi) quyidagicha topiladi:

$$\mu_{l,z} = \frac{e}{2m_e c} l_z = \frac{e\hbar}{2m_e c} m = \mu_B m.$$

Bu yerda $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,27 \cdot 10^{-21} \frac{\text{erg}}{e}$ elektronning Bor magnetoni.

7. Yuqoridagi bog'lanishni kvant nazariyadan foydalangan holda ham topish mumkin. Atomdagi elektronning to'lqin funksiyasi ψ bo'lsa, u to'lqin funksiyaga holdagi tok zichligini quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$\mathbf{j} = \frac{ie\hbar}{2m_e} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi).$$

8. Sferik koordinatalar sistemasida nabla operatori ∇ ning tashkil etuvchilari $\frac{\partial}{\partial r}, \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}, \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ bo'lganligi uchun tok zichligining sferik koordinatalar sistemasidagi tashkil etuvchilari quyidagicha yoziladi:

$$j_r = \frac{ie\hbar}{2m_e} (\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial r} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial r}), \quad j_\theta = \frac{ie\hbar}{2m_e r} (\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \theta}),$$

$$j_\varphi = \frac{ie\hbar}{2m_e r \sin \theta} (\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \varphi} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}).$$

9. Shu holni aks ettiruvchi qutb va radial funksiyalar haqiqiy bo'lganligi sababli, $j_r = j_\theta = 0$ bo'lganligini kuzatish mumkin. Azimutal funksiya esa noldan farqli bo'lib, u quyidagicha topiladi (39-rasm):

$$j_\varphi = \frac{e\hbar}{m_e r \sin \theta} m |\psi|^2.$$

Bu yerda m – magnet kvant soni.

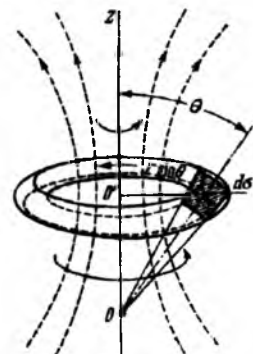
10. φ koordinata chizig'iga perpendikulyar bo'lgan $d\sigma$ yuza orqali o'tadigan tok quyidagicha hisoblanadi: $dI = j_\varphi d\sigma$.

11. Bu tok hosil qilgan magnet momenti quyidagicha topiladi:

$$d\mu_{l,z} = \frac{1}{c} S dI.$$

Bu yerda $S = \pi r^2 \sin^2 \theta$ – tok aylanib o'tadigan yuza.

12. Unda yuqoridagi tok hosil qilgan magnet momenti quyidagicha hisoblanadi:



39-rasm

$$d\mu_{l,z} = \frac{\pi r e \hbar \sin \theta}{m_e c} m |\psi_{n,l,m}|^2 d\sigma.$$

Bu ifoda integrallansa, quyidagi munosabat yuzaga keladi:

$$\mu_{l,z} = \frac{e \hbar}{2 m_e c} m = \mu_B m.$$

Hosil bo'lgan ushbu ifoda klassik nazariya asosida chiqarilgan yuqoridagi ifodaning xuddi o'zidir. Bu formula elektron orbital magnit momentining kvantlash qoidasidir.

13. Elektron orbital magnit momentining modulini quyidagicha yozish mumkin:

$$\left| \vec{\mu}_l \right| = \frac{e}{2 m_e c} \left| \vec{l} \right| = \frac{e \hbar}{2 m_e c} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}.$$

Bu yerda μ_B – elektronning \hbar birligida o'Ichangan Bor magnetonidir. Oxirgi ifoda elektron orbital magnit momenti modulining kvantlash qoidasi hisoblanadi.

14. U holda elektron orbital magnit momenti vektorini quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \vec{l}.$$

Bundan elektron orbital magnit momenti vektorini uning orbital momenti vektoridan bitta Bor magnetoniga farq qilishi kelib chiqadi.

15. Kvant mexanikasiga asoslangan holda yuqoridagi ifodalarni operator ko'rinishida quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{\mu}_l = -\frac{e}{2 m_e c} \hat{l}, \quad \hat{\mu}_{l,z} = \frac{e}{2 m_e c} \hat{l}_z = \frac{e}{2 m_e c} \left(-i \hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \right).$$

16. Biror tanlab olingan yo'nalish masalan, z o'qi bilan \vec{l} vektorni hosil qilgan burchagini quyidagicha hisoblash mumkin:

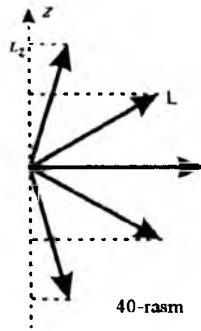
$$\cos \alpha = \frac{l_z}{\left| \vec{l} \right|}.$$

Bu yerda α - z o'qi bilan \vec{l} vektori orasidagi burchak. Yuqoridagi formulani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\cos \alpha = \frac{m}{\sqrt{l(l+1)}}.$$

17. m magnit kvant sonining maksimal qiymati $m=l$ bo'lganligi tufayli α burchak 0 yoki π ga teng bo'lmaydi, ya'ni \vec{l} vektor biror tanlab

olingan yoʻnalish bilan mos tushmaydi. Agar shunday boʻlsa, \vec{l} vektorining modulini va yoʻnalishini bilgan holda bu vektorning x, y, z tashkil etuvchilarini bir vaqtda aniqlash mumkin boʻlardi. Ushbu dalil esa $\hat{l}_x, \hat{l}_y, \hat{l}_z$ operatorlarning kommutativlik shartiga zid keladi. \vec{l} va μ_l vektorlarining turli xil yoʻnalishlari



40-rasm

40-rasmda keltirilgan (har bir holda μ_l vektori \vec{l} vektoriga qarama-qarshi yoʻnaladi).

Magnit momenti vektori yoʻnalishidagi diskretlikni odatda fazoviy kvantlash deyiladi. Bu dalil Shtern-Gerlax tajribasida isbotlangan.

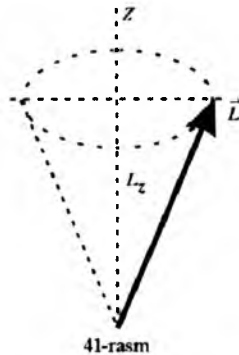
18. \vec{l} vektorining x, y, z tashkil etuvchilarini bir vaqtda aniqlash mumkin emasligini, faqat uning moduli va bitta tashkil etuvchisini bir vaqtda oʻlchash mumkinligini quyidagicha namoyish qilish mumkin. Faraz

qilaylik, \vec{l} vektor biror tanlangan yoʻnalish, yaʼni oʻq atrofida pretsessiyalanayotgan

(aylanayotgan) boʻlsin (41-rasm). Bu holda \vec{l} vektorining oʻsha tanlab olingan yoʻnalishga

proyeksiyasi aniq bir qiymatga ega boʻladi. \vec{l} vektorining qolgan ikki proyeksiyasi, yaʼni pretsessiya oʻqiga perpendikulyar boʻlgan ikki yoʻnalishga proyeksiyasini esa toʻliq aniqlab boʻlmaydi.

19. Zarraning, jumladan elektronning orbital momenti va orbital magnit momenti haqidagi kvant tasavvurni klassik tasavvurdan farqi shundaki, zarraning s -holatdagi orbital momenti va orbital magnit momenti nolga teng. Ushbu dalilni esa hech qanday klassik tasavvur bilan tushuntirib boʻlmaydi.



41-rasm

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun atom magnit xossalarga ega?
2. Nima uchun elektron magnit momentiga ega?
3. Elektron magnit momenti vektori yoʻnalishi qanday topiladi?
4. Elektron magnit momentining kvantlash qoidasini qanday tushuntirish mumkin?
5. Fazoviy kvantlash nima?

27-§. Shtern-Gerlax tajribasi

Mavzuning tayanch iboralari: Shtern, Gerlax, Shtern-Gerlax tajribasi, bir jinsli magnit maydon, bir jinsli bo‘lmagan magnit maydon.

Ushbu mavzuda Shtern-Gerlax tajribasi va unga tegishli ma’lumot, tushunchalar hamda formulalar to‘g‘risida fikr yuritiladi.

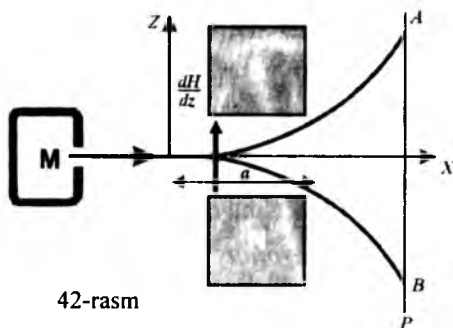
1. Zarraning orbital momenti va orbital magnit momentini tajribada aniqlash mumkin. Elektromagnetizm kursidan ma’lumki, kuchlanganligi H bo‘lgan tashqi magnit maydoniga kiritilgan atom xuddi girooskopga o‘xshab \vec{H} vektori atrofida precession harakat qiladi. Lekin bir jinsli magnit maydoni atomning magnit momenti bilan \vec{H} vektori orasidagi burchakni o‘zgartira olmaydi. Shuningdek, bir jinsli magnit maydonida zarraga ta’sir qiluvchi va unga tezlanish beruvchi hech qanday kuch hosil bo‘lmaydi.

2. Bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonida esa atomga tezlanish beruvchi kuch ta’sir qiladi va u quyidagicha topiladi:

$$F = \mu_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z}.$$

Bu yerda μ_x, μ_y, μ_z – atom magnit momenti vektorining x, y, z tashkil etuvchilari, H_x, H_y, H_z – magnit maydon kuchlanganlik vektorining x, y, z tashkil etuvchilari. Bunda $F_x = \mu_x \frac{\partial H_x}{\partial x}$, $F_y = \mu_y \frac{\partial H_y}{\partial y}$, $F_z = \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z}$ bo‘ladi.

3. Atom neytral bo‘lganligi sababli, tashqi magnit maydonida unga boshqa kuch ta’sir etmaydi. Shuning uchun atomning bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonidagi harakatini o‘rganish natijasida uning magnit momentini aniqlash mumkin.



42-rasm

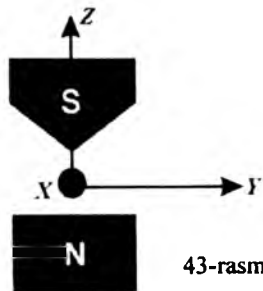
4. Agar atom kuchlanganlik vektori Z o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonida X o‘qi bo‘ylab harakatlansa (42-rasm), u holda

$H_x = H_y = 0, H = H_z, F_x = F_y = 0, F = F_z = \mu_z \frac{\partial H}{\partial z} = \mu \frac{\partial H}{\partial z}$ bo‘ladi. Bir jinsli

bo‘lmagan magnit maydoni yuzaga kelishi uchun esa yetarlicha uzun

doimiy magnit qutblarining shakli 43-rasmda ko'rsatilganidek bo'lishi kerak.

5. Atomning magnit maydonidagi pretsessiyasi μ_z ning \vec{H} vektori yo'nalishiga proyeksiyasini o'zgartirmaydi. Harakatlanayotgan atom X o'qidan ozroq chetlashgan vaqtida ham Z o'qi yo'nalishida $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ o'zgarmaydi.



U holda atomning doimiy magnitlar orasidagi harakati uchun quyidagi tenglama o'rinli bo'ladi:

$$m \frac{dv_x}{dt} = \mu_z \frac{\partial H}{\partial z}.$$

Bunda m – atom massasi.

6. Doimiy magnitlar orasidagi fazoda v tezlik bilan X o'qi bo'ylab harakatlanib a yo'l o'tgan atomning X o'qidan og'ish masofasi quyidagiga tengdir:

$$z = \frac{\mu_z}{2m} \left(\frac{a}{v}\right)^2 \left(\frac{\partial H}{\partial z}\right).$$

7. Doimiy magnitlar orasidagi fazodan chiqqan atom to'g'ri chiziq bo'ylab o'z harakatini davom ettiradi. Bunda uning X o'qidan og'ish burchagi o'zgarmaydi va doimiy magnitlardan ixtiyoriy masofada uning X o'qidan to'liq og'ishini hisoblash hech qanday qiyinchilik tug'dirmaydi.

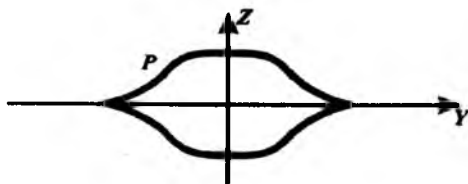
Yuqoridagi formulaga kirgan $\frac{\partial H}{\partial z}$, a , v , m kattaliklarning qiymatlari ma'lum bo'lganligi tufayli, Z og'ishni bilgan holda ana Shu formuladan foydalanib μ_z ni aniqlash mumkin bo'ladi.

8. 1921 yilda O. Shtern atomning magnit momentini o'lchash bo'yicha tajriba g'oyasini ilgari surdi. 1922 yilda V. Gerlax bilan ana Shu tajribani bevosita amalga oshirdi. Klassik tasavvurlarga muvofiq, atomlar oqimidagi magnit momenti vektorlari Z o'qiga nisbatan ixtiyoriy burchaklar ostida yo'nalganligi uchun $z = \frac{\mu_z}{2m} \left(\frac{v}{v}\right)^2 \left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)$ formuladagi μ_z -

dan $|\mu_z|$ gacha bo'lgan barcha qiymatlarni qabul qiladi.

9. X o'qi bo'yicha harakatlanayotgan atomlar oqimi R ekranda A va B nuqtalar orasida taqsimlanadi. Z o'qiga kollinear bo'lgan magnit momenti vektorlariga ega atomlar X o'qidan eng katta chetlashishga ega bo'ladi (42-

rasmga qarang). Ana shu chetlashishlar bo'yicha
$$z = \frac{\mu_z}{2m} \left(\frac{a}{v}\right)^2 \left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)$$
 formuladan foydalangan holda atomning magnit momenti modulini aniqlash mumkin.



44-rasm

10. Shtern-Gerlax o'z tajribasida kumush atomlaridan foydalanishdi. Yopiq idish ichidagi kumush simni yuqori temperaturagacha qizdirish natijasida kumush atomlari oqimi hosil bo'ladi va idishdagi kichik tirqishdan uchib chiqadi.

Ushbu oqim yo'liga qo'yilgan diaframmalar yordamida bu oqim magnit qutblari orasiga yo'naltiriladi. Atomlarning harakat yo'nalishida yuqori vakuum hosil qilinadi. Sovuq R ekranga kelib tushgan kumush atomlari unga o'tirib qoladi. Atomlarning plastinkaga joylashish zichligi oqim intensivligiga va atomlarning ekranga kelib tushish vaqtiga proporsional bo'ladi.

11. Shtern-Gerlax tajribasi qiziq natijalarni berdi. $y = 0$ tekislikdagi barcha atomlar A va B nuqtalar atrofida yig'ila boshladi. Bu nuqtalar orasida esa hech qanday atomlar joylashmadi (42-rasmga qarang). $y = 0$ tekislik atrofida ham atomlar to'planadilar. Kumush atomlarining R ekranda joylashish manzarasi 44-rasmda keltirilgan.

12. Shtern-Gerlax tajribasi esa atomlarning magnit momenti vektorlarini Z o'qiga parallel yo'nalganliklarini, bu o'qqa nisbatan ixtiyoriy burchak ostida yo'nalmaganliklarini ko'rsatadi. Bundan esa atom magnit momenti vektorlari yo'nalishining magnit maydoniga nisbatan diskret o'zgarishi kelib chiqadi. Bu hodisani mikroolamda fazoviy kvantlash deyiladi.

13. Demak, faqat atomlarning holati diskret bo'lmasdan, balki atom tashqi magnit maydoniga kiritilganida atom magnit momenti vektorlarining yo'nalishi ham diskret bo'ladi. Yuqorida keltirib o'tilgan tajriba natijalarini 1925 yilda elektron spini kashf etilgandan so'ng tushuntirish mumkin bo'ldi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun zarraning orbital va magnit momentlarini aniqlashda bir jinsli magnit maydonidan foydalanib bo'lmaydi?
2. Shtern-Gerlax tajribasining maqsadi nima?

3. Shtern-Gerlax tajribasi qanday amalga oshiriladi?
4. 44-rasmdagi manzarani qanday tushuntirish mumkin?
5. Shtern-Gerlax tajribasidan qanday xulosalar kelib chiqadi?

28-§. Elektron spini

Mavzuning tayanch iboralari: spin, dublet, spin kvant soni, magnit spin kvant soni, zarraning spin magnit momenti.

Ushbu mavzuda elektronning spini, spin kvant soni hamda ishqoriy metall atomlari spektrida dubletlarning paydo bo'lishi va ularga tegishli ma'lumot, tushunchalar hamda formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. 41-rasmda keltirilgan qurilma orqali asosiy holatda turgan vodorod atomi o'tkazilsa, vodorod atomining energetik sathi va spektral chizig'ini ikki sath yoki chiziqqa ajrashi kuzatiladi. Vodorod atomi asosiy holatda bo'lganligi uchun uning energetik sathi va spektral chizig'i ikkiga ajrashi kerak emas edi. Chunki bu holatda uning magnit momenti nolga teng bo'ladi. Agar vodorod atomi birinchi uyg'ongan, ya'ni r - holatda bo'lsa, u holda uning energetik sathi va spektral chizig'i uchga ajrashini kerak edi.

2. Ajratish qobiliyati yuqori bo'lgan spektroskopik asboblarda yordamida ishqoriy metall atomlari spektrlarini analiz qilish. Shuni ko'rsatadiki, har bir nurlanish chizig'i ikki chiziqqa, ya'ni dubletga ajralarkan. Shtern-Gerlax tajribasida ham kumushning spektral chizig'ining dubletga ajralishi kuzatilgan edi. Ana Shunday dublet ajralishda quyidagi qonuniyatlar kuzatiladi:

- 1) bosh seriya chiziqlarida bunday ajralish doimiy bo'lmasdan, balki bir chiziqdan boshqasiga o'tganida o'zgaradi;
- 2) diffuz seriyaning barcha chiziqlarida esa bunday ajralish doimiy bo'ladi;
- 3) aniq seriyaning barcha chiziqlarida ham bunday ajralish doimiy bo'ladi.

Kutilmagan bu natijalar kvant mexanikasi asoslarini qaytadan ko'rib chiqishni taqozo qildi.

3. Energetik sath va spektral chiziqlarda bunday ajralishning mavjudligi energetik sathlar energiyasi bosh va orbital kvant sonlaridan tashqari, ana Shu energiyani ozroq o'zgartira oladigan qo'shimcha qandaydir kattalikka bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Sathlar energiyasining

o'zgarishi ajralgan chiziqlar energiyasining tartibida bo'lib, uning qiymati kichkina bo'ladi. Shu sababli ushbu omil energetik sathlar energiyasiga ozroq tuzatma kiritadi.

4. Vodorod atomidagi tajriba natijalarini nazariya bilan mos kelmasligini tushuntirish uchun quyidagi farazlardan foydalaniladi:

A) kvant mexanikasining umumiy sxemasi noto'g'ri;

B) elektronning orbital moment operatori noto'g'ri yozilgan;

C) elektronning orbital moment operatori uning barcha harakatlarini hisobga olmagan. Unda shunday harakat mavjudki, bu harakat yangi operatorlarni kiritishni taqozo qiladi.

5. Ushbu farazlarning analizi birinchi ikki farazga hech qanday asos yo'qligini ko'rsatadi. Uchinchi faraz esa o'rinli bo'lib, haqiqatan ham u elektronning barcha harakati hisobga olinmaganligini ko'rsatadi. Elektron harakatida uning o'z o'qi atrofidagi aylanishi hisobga olinmagan.

6. Vodorod atomining magnit momenti vektori magnit maydon yo'nalishida ikki tashkil etuvchiga ega bo'lganligi tufayli vodorod atomining energetik sathi va spektral chizig'i ikki komponentaga ajraladi. Unga mos keluvchi kvant soni m , harfi bilan belgilanadi va ikki qiymat qabul qiladi. Zarra yoki elektronning o'z o'qi atrofida aylanishi natijasida yuzaga keladigan xususiy momentga zarra yoki elektronning spini deyiladi. Spin moment bo'lganligi uchun uning vektor kattalik ekanligini hisobga olib,

uni s harfi bilan belgilanadi. Zarra yoki elektronning o'z o'qi atrofida aylanishini ifodalovchi kvant soniga spin kvant soni deyiladi. U s harfi bilan belgilanadi.

7. Elektron spinini uning nurlanishi vaqtida o'zini namoyon qiladigan ichki erkinlik darajasi deb qarash mumkin. m , ni ana shu erkinlik darajasiga mos keluvchi kvant soni deb qarasa bo'ladi. u holda elektron energiyasi ikki kvant soniga emas, balki uch kvant soniga bog'liq bo'ladi:

$$E = E_{n,l,m}.$$

8. Vodorod atomining energetik sathi va spektral chizig'i ikki komponentaga ajralganligi tufayli $2s + 1 = 2$ tenglik o'rinli bo'ladi. Undan $s = \frac{1}{2}$ ekanligini aniqlash mumkin.

9. m , kvant soniga spin magnit kvant soni deyiladi. U $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymatlarni qabul qiladi.

10. Nazariyani tajriba bilan miqdoriy mos kelishini ta'minlash uchun spinning moment ekanligini hisobga olib elektron spinining modulini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$|\vec{s}| = \hbar \sqrt{s(s+1)}.$$

11. Elektron spinining berilgan z o'qi yo'nalishidagi proyeksiyasi $s_z = m_s \hbar$ dan topiladi.

12. Spin atamasi inglizcha spin degan so'zdan olingan bo'lib, u aylanish, aniqroq aytilsa, o'z o'qi atrofida aylanish degan ma'noni anglatadi. "O'z o'qi atrofida aylanish", ya'ni "xususiy aylanish" atamasiga ehtiyot bo'lib yondoshish kerak. Agar zarra, jumladan elektron o'z o'qi atrofida aylansa, zarraning alohida qismlari turlicha tezlik bilan aylanadi. Zarralar, jumladan elektron juda kichik bo'lganligi uchun (elektronning o'lchami hozirgacha aniqlanmagan, uni 10^{-14} cm dan kichikligi ma'lum) zarra yoki elektronning tashqi qismlari ega bo'lishi mumkin bo'lgan tezliklar $s = \frac{1}{2}$ da yorug'likning vakuumdagi tezligidan katta bo'ladi. Bu esa zarra spinini norelyativistik yo'l bilan o'rganib bo'lmazligiga olib keladi.

13. Spin zarraning ichki erkinlik darajasi bo'lishiga qaramasdan uni klassik nuqtai-nazardan tushuntirib bo'lmaydi. Spin kvant mexanik kattalik hisoblanadi va uning mavjudligi relyativistik kvant nazariya asosida tushuntiriladi. Unda Shredinger tenglamasini 4 komponentali Dirak tenglamasi almashtiradi va bu tenglamadan elektron, proton, neytronga o'xshash zarralarning spinga ega ekanligi kelib chiqadi.

14. Zarra spiniga quyidagicha ta'rif berish mumkin. Zarraning impulsiga bog'liq bo'lmagan, mavjud bo'lishi mumkin bo'lgan ichki holatlarni aniqlovchi kattalikka zarraning spini deyiladi.

15. U holda zarraning spin kvant soniga quyidagi ta'rifni berish mumkin. Zarraning impulsiga bog'liq bo'lmagan, mavjud bo'lishi mumkin bo'lgan ichki holatlar sonini aniqlovchi kattalikka zarraning spin kvant soni deb ataladi.

16. Elektronning spini uning xususiy momenti bo'lganligi tufayli, u ham o'ziga xos magnit momentini yuzaga keltiradi. Agar bu magnit momentning z o'qidagi proyeksiyasi xuddi orbital magnit momentning z o'qidagi proyeksiyasi kabi bo'lsa, u holda quyidagi munosabat o'rinni

bo'lishi kerak:

$$\mu_{s,z} = \frac{e}{2m_e c} s_z = \frac{e\hbar}{2m_e c} m_s = \mu_B m_s = \pm \frac{1}{2} \mu_B.$$

Bundan spin magnit momentining z o'qidagi proyeksiyasi elektron Bor magnetonining yarmiga teng ekanligi kelib chiqadi.

17. Shtern-Gerlax tajribada elektron spin magnit momentining z o'qidagi proyeksiyasi bir elektron Bor magnetoniga teng ekanligini aniqlashdi. Bu esa elektron spin magnit momentining z o'qidagi proyeksiyasini yuqoridagi formula orqali aniqlab bo'lmashligini ko'rsatadi. U holda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$\mu_{s,z} = \frac{e}{m_e c} s_z = \frac{e\hbar}{m_e c} m_s = 2\mu_B m_s = \pm\mu_B, \quad \left| \vec{\mu}_s \right| = 2 \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{s(s+1)} = \sqrt{3}\mu_B.$$

18. Yuqorida keltirilgan fikrlardan kelib chiqqan holda elektronning spin magnit momenti vektorini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{\mu}_s = -2\mu_B \vec{s}.$$

19. Elektronlarda spin magnit momentining mavjudligi ishqoriy metall atomlari spektrlarining dublet xarakterini tushuntirib beradi. Chunki u spin-orbital ta'sirlashuv deb ataluvchi qo'shimcha ta'sirlashuvni yuzaga keltiradi. Ushbu ta'sirlashuv zarra magnit momentining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyasi natijasida yuzaga keladi. Bu energiya quyidagicha hisoblanadi:

$$U = -\vec{\mu} \vec{H}.$$

20. Spin-orbital ta'sirlashuv mazmuni quyidagidan iborat. Yadroning kulon maydonida harakatlanayotgan bitta elektron uchun spin-orbital ta'sirlashuvni amalga oshiruvchi hech qanday magnit maydon yo'q. Bu esa hech qanday ta'sirlashuv energiyasining yo'q ekanligini ko'rsatadi. Elektronning magnit momenti uning harakati tufayli yuzaga keladigan magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashadi va buning hisobiga yuqorida keltirilgan qo'shimcha ta'sirlashuv energiyasi yuzaga keladi deb qarash ham mumkin emas. Chunki elektron turgan nuqtada bu maydon aniqlangan emas.

21. Yuqorida aytilganlardan kelib chiqqan holda spin-orbital ta'sirlashuvning mavjudligini ikki xil usul bilan isbotlash mumkin. Birinchi usulda harakatlanayotgan elektronning magnit momenti quyidagi elektr dipol momenti

$$\vec{p}_e = \frac{1}{c^2} \left[\vec{\nabla} \vec{\mu} \right]$$

ga ega ekanligi hisobga olinadi. O'z navbatida bu dipol momenti yadroning kulon maydoni bilan o'zaro ta'sirlashadi va buning hisobiga quyidagi qo'shimcha ta'sirlashuv energiyasi hosil bo'ladi:

$$U = -\vec{p}_e \cdot \vec{E},$$

bu yerda \vec{E} – elektron turgan nuqtadagi yadroning kulon maydoni kuchlanganlik vektori. Unda quyidagi ifoda o‘rinli bo‘ladi:

$$U = -\frac{1}{c^2} [\vec{v}\vec{\mu}] \cdot \vec{E}.$$

Oxirgi formula spin-orbital ta’sirlashuvni ta’minlovchi elektron magnit momentining yadroning kulon maydoni bilan o‘zaro ta’sirlashuv energiyasi formulasi hisoblanadi.

22. Spin-orbital ta’sirlashuvning mavjudligini isbotlovchi ikkinchi usulning mazmuni quyidagichadir. Yadro atrofida harakatlanayotgan elektron bilan bog‘liq sanoq sistemasiga o‘tilsa, unda elektron sanoq boshida tinch turadi. Yadro esa uning atrofida harakatlanadi. O‘z harakati davomida musbat zaryadlangan yadro elektron turgan nuqtada kuchlanganligi N bo‘lgan magnit maydonini hosil qiladi. Elektronning magnit momenti ana shu magnit maydoni bilan ta’sirlashishi natijasida spin-orbital ta’sirlashuvni amalga oshiruvchi qo‘shimcha energiya yuzaga keladi.

23. Elektronning magnit momenti vektori \vec{H} vektorining yo‘nalishiga nisbatan ikki xil yo‘nalish olganligi, ya’ni yo‘nalganligi tufayli o‘zaro ta’sirlashuv energiyasi quyidagi ikki qiymatni qabul qiladi:

$$U = \vec{\mu} \cdot \vec{H} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e c} H.$$

Ushbu spin-orbital ta’sirlashuv energiyasi elektron energetik sathi energiyasiga qo‘shiladi va undan ayiriladi. Buning natijasida har bir energetik sath ikki sathchaga ajraladi.

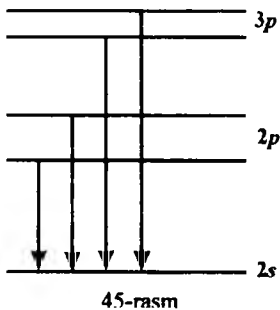
24. Spin-orbital ta’sirlashuv natijasida atom energetik sathining qo‘shimcha ikki sathchaga ajralishi protsessiga atom yoki atom energetik sathining nozik strukturasi deyiladi. Bir necha komponentalardan tashkil topgan murakkab spektral chiziqlarga multipletlar deyiladi. Multipletlardagi komponentalar soni ikkita (dublet), uchta (triplet), to‘rtta (kvartet), beshta (kvintet) va hokazo bo‘lishi mumkin.

25. Barcha energetik sath ham qo‘shimcha sathchalarga ajramaydi. Bu har qanday energetik sath nozik strukturaga ega emasligini ko‘rsatadi. Masalan, s – sath singlet bo‘lib, u hech qachon sathchalarga ajramaydi. Buning sababi elektronlarning s – holatdagi harakatlarining o‘ziga xos xususiyatlari bilan bog‘liqdir. Bu holatda elektron bulut yadro atrofida sferik-simmetrik taqsimlangan bo‘lib, elektronlarning harakati radial

harakat bo'ldi. Chunki bu holatda elektronning orbital momenti nolga tengdir. Ushbu holatda spin-orbital ta'sirlashuvi mavjud bo'lmaydi hamda bunday holatlarga mos keluvchi sathlar har doim singlet bo'ldi.

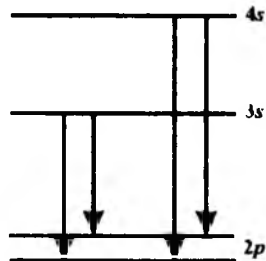
26. Atom yoki atom energetik sathining nozik strukturasi xarakterlovchi birliksiz kattalik mavjud bo'lib, unga nozik struktura doimiysi deyiladi. Ushbu kattalik quyidagi formuladan topiladi:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$



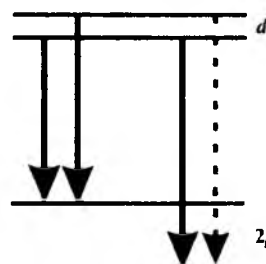
45-rasm

27. Energetik sathlarning nozik strukturasi ishqoriy metall atomlari spektrlarining o'ziga xos xususiyatlarini tushuntirib beradi. Ishqoriy metall atomlarining s -sathdan tashqari barcha energetik sathlari dublet bo'ldi va ular o'rtasida o'tishlar sodir bo'ldi. Shuni aytish kerakki, spin-orbital ta'sirlashuv energiyasi juda kichikdir. Bu esa optik o'tishlar vaqtida spinning yo'nalishi o'zgarmasligini ko'rsatadi.



46-rasm

28. Ishqoriy metall atomlari spektrlarining dublet ajralishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Bosh seriyaning hosil bo'lishida dublet chiziqlar elektronni bir-biriga juda yaqin joylashgan p -sathlardan bir xil s -sathga o'tishi natijasida yuzaga keladi (45-rasm). p -sathlarning ajralishi turlicha bo'lganligi uchun bosh seriyaning dubletlari ham turlicha bo'ldi. Ana Shu hodisa tajribada kuzatiladi.



47-rasm

29. Aniq seriyada dublet elektronni s -sathdan $2p$ -sathga o'tishi natijasida hosil bo'ldi (46-rasm). Bunda dublet $2p$ -sathni ajralishi natijasida yuzaga kelganligi uchun, hamma holda ham bu seriyaning dublet chiziqlari bir xil ekanligini kuzatish mumkin.

30. Diffuz seriyada dublet elektronni d -sathdan $2p$ -sathga o'tishi natijasida hosil bo'ldi (47-rasm). d -sathni ajralishi $2p$ -sathni ajralishiga qaraganda ancha kichikdir.

31. Elektron d -sathdan $2p$ -sathga o'tganida amalda uchta spektral chiziq yuzaga keladi. Shtrix chiziq bilan ko'rsatilgan o'tish esa tanlash

qoidalariga asosan taqiqlangan o'tish hisoblanadi. Lekin elektronni ikkiga ajralgan d -sathdan $2p$ -sathga o'tishida hosil bo'lgan spektral chiziqlar bir-biriga juda yaqin joylashadi va bir-biri bilan tutashib ketadi. Buning hisobiga bu ikki chiziq chaplashgan bitta spektral chiziqni beradi. Chaplashgan bu chiziq bilan alohida olingan spektral chiziq bir-biridan ancha ajralib turadi. Bu ikkala chiziqni diffuz seriyaning dubleti deb qarash mumkin bo'ladi. Ushbu dublet chaplashgan spektral chiziqdan tashkil topganligi uchun ham bu seriyani diffuz seriya deb ataladi. Shu seriyaning dubletlari $2p$ -sathni ajralishi tufayli hosil bo'lganligi uchun bu seriya spektral chiziqlarining dubleti bir xil bo'ladi.

32. Shunday qilib, ishqoriy metall atomlari va vodorod atomi nurlanish spektrining dubleti elektronni magnit momentiga ega ekanligi, ya'ni spin-orbital ta'sirlashuvning mavjudligi bilan tushuntirilarkan. Lekin bu yagona omil emas. Dubletning mavjudligini relyativistik effektlar bilan ham tushuntiriladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun ishqoriy metall atomlarida dublet ajralish yuzaga keladi?
2. Ixtiyoriy zarraning spini deyilganida nima tushunilishi kerak?
3. Spin-orbital ta'sirlashuv nima?
4. Vodorod va vodorodsimon atomlarning nozik strukturasi nima?
5. Ishqoriy metall atomlari spektrida dubletlarning yuzaga kelishi qanday tushuntiriladi?

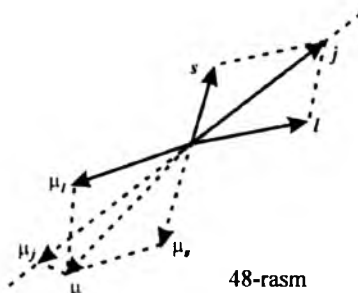
29-§. Elektronning to'la mexanik va magnit momentlari. Atomning vektor modeli

Mavzuning tayanch iboralari: elektronning to'la mexanik momenti, ichki kvant soni, elektron to'la mexanik momentining kvantlash qoidasi, atomning vektor modeli, elektronning to'la magnit momenti.

Ushbu mavzuda elektronning to'la mexanik va magnit momentlari, atomning vektor modeli hamda ularga tegishli ma'lumot, tushunchalar va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Elektronning orbital (burchak) momenti bilan spinini yig'indisiga elektronning to'la mexanik momenti deyiladi. Elektronning to'la mexanik momenti vektori formulasi quyidagicha yoziladi: $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$.

2. Elektronning to'la mexanik momenti va uning z o'qidagi proyeksiyasi kvantlangan kattalik hisoblanadi. Bu kattaliklarning kvantlash qoidasini quyidagicha yozish mumkin:



48-rasm

$$|\vec{j}| = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad j_z = m_j \hbar.$$

Bu yerda j – elektronning ichki kvant soni bo‘lib, u quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$j = |l \pm s| = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|.$$

$m_j = \pm j, \pm(j-1), \pm(j-2), \dots$ (hammasi bo‘lib $2j+1$ ta qiymatlarni qabul qiladi).

3. Elektronning orbital momenti va spinini qo‘shish ularga mos keluvchi magnit momentlarini qo‘shishga ham olib keladi. Bu qo‘shishni atomning vektor modeli asosida amalga oshirish mumkin. Atomning vektor modeli deyilganida, uni atomni xarakterlovchi vektorlar orqali tasvirlash tushuniladi.

4. Atomning vektor modeli 48-rasmda keltirilgan. Bunda \vec{l} , \vec{s} va \vec{j} vektorlarining uzunligi sifatida \hbar doimiy olingan bo‘lsa, μ_l va μ_s vektorlarining uzunligi sifatida esa μ_B Bor magnetoni olingan.

5. Vektorlarning uzunligini Bor magnetoni o‘lchovi olinganida \vec{l} vektorning uzunligi μ_l vektorning uzunligi bilan mos tushadi. μ_s vektorning uzunligi esa \vec{s} vektorning uzunligidan ikki marta katta bo‘ladi. Shuning uchun natijaviy magnit momenti vektori $\vec{\mu}$ \vec{j} vektoriga parallel bo‘lmaydi.

6. Atomning markaziy elektr maydonida \vec{j} vektori o‘zining yo‘nalishini va modulini saqlaydi. Magnit ta’sirlashuv tufayli esa \vec{l} va \vec{s} vektorlar o‘z yo‘nalishini saqlamaydi. Modulini esa saqlaydi. Bu esa \vec{l} va \vec{s} vektorlarni \vec{j} vektori atrofida aylanishiga olib keladi.

7. \vec{l} va \vec{s} vektorlar bilan bir qatorda μ_l , μ_s va μ vektorlar ham \vec{j} vektori atrofida aylanadi. Bunday aylanishda μ vektorning \vec{j} o‘qidagi proyeksiyasi μ_z saqlanadi. Bu o‘qqa perpendikulyar bo‘lgan proyeksiya esa ushbu o‘q atrofida juda tez aylanadi. Bu proyeksiyaning tashqi magnit

maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvining o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi. Bu proyeksiyaning o'rtacha qiymati ham nolga tengdir. Shunday qilib, tashqi maydonlarda elektron natijaviy magnit momentini to'liq mexanik moment yo'nalishiga proyeksiyasi bilan xarakterlanadi.

8. Elektronning to'liq mexanik moment vektori \vec{j} bilan $\vec{\mu}_j$ vektori antiparallel bo'lganligi sababli, quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$\vec{\mu}_j = -g\mu_B \vec{j}.$$

Bu yerda g -proporsionallik koeffitsienti bo'lib, Lande ko'paytuvchisi yoki Lande faktori deyiladi. Uni giromagnit ko'paytuvchi yoki munosabat deb ham ataladi.

9. Lande faktorini atomning vektor modeli yordamida hisoblash mumkin. Buning uchun elektronning natijaviy magnit momenti vektorini quyidagicha yoziladi:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s = -\mu_B \vec{l} - 2\mu_B \vec{s} = -\mu_B (\vec{l} + 2\vec{s}).$$

10. Oxirgi ifodaning ikkala tomonini \vec{j} vektoriga skalyar ko'paytirib, Shu vektor moduliga bo'lamiz. Hosil bo'lgan ifodani $\vec{\mu}_j = -g\mu_B \vec{j}$ ifoda bilan solishtiramiz. $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ formulaning ikkala tomonini kvadratga oshiramiz va undan $\vec{l} \vec{s}$ ko'paytmaning qiymatini topamiz. Shuningdek, $|\vec{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}$, $|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)}$, $|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ ekanligini hisobga olgan holda Lande ko'paytuvchisi uchun quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}.$$

Demak, Lande faktori Bor magnetoni birligida to'la mexanik va magnit moment uchun giromagnit nisbat vazifasini bajarar ekan.

Takrorlash uchun savollar

1. Elektronning to'la mexanik momenti deb nimaga aytiladi?
2. Ichki kvant soni nimani xarakterlaydi?
3. Atomning vektor modeli nimadan iborat?
4. Nima uchun $\vec{\mu}$ vektori \vec{j} vektori bilan bitta to'g'ri chiziqda yotmaydi?
5. Lande ko'paytuvchisi qanday vazifani bajaradi?

30-§. Atomdagi elektronlarning bog‘lanish turlari

Mavzuning tayanch iboralari: LS – bog‘lanish, Rassel-Saunders, normal bog‘lanish, atomning to‘la orbital momenti, atomning to‘la spini, jj – bog‘lanish.

Ushbu mavzuda atomdagi elektronlarning bog‘lanish turlari hamda ularga tegishli ma‘lumot, tushunchar va formulalar to‘g‘risida fikr yuritiladi.

1. Ko‘pchilik hollarda atomning to‘liq tuzilishi bilan bog‘liq bo‘lgan batafsil xarakteristika talab etilmaydi, balki atom elektron qobig‘ining to‘la burchak momenti, ya‘ni atomning orbital momentini aniqlash katta qiziqish uyg‘otadi. Bu moment atomdagi barcha elektronlarning orbital momentlari va spinlari yig‘indisidan tashkil topadi.

2. Atomdagi elektronlar doimo o‘zaro ta’sirda bo‘lganligi tufayli, ularning orbital momentlari va spinlarini qo‘shish atom sistemasidagi mavjud o‘zaro ta’sirlar xarakteri bilan aniqlanuvchi qoidalarga bo‘ysunadi. Agar elektronlar sistemasining orbital momentlari va spinlari o‘zaro ta’siri har bir elektronning orbital momenti va spini o‘zaro ta’siridan kuchli bo‘lsa, bunday elektronlar sistemasini, ya‘ni atomda elektronlarning ma‘lum bog‘lanishi amalga oshadi. Ushbu bog‘lanishga LS – bog‘lanish deyiladi.

3. LS – bog‘lanish ko‘pincha Rassel-Saunders yoki normal bog‘lanish deb ham yuritiladi. Tajriba natijalaridan tabiatda ko‘pchilik hollarda LS –bog‘lanish amalga oshirilishi aniqlangan. Shuning uchun ham atom tuzilishi nazariyasida ushbu bog‘lanish muhim ahamiyat kasb etadi.

4. Og‘ir atomlardan tashqari hamma hollarda o‘rinli bo‘lgan LS –bog‘lanish atomning o‘zaro ta’sirlashuvdagi har xil elektronlar orbital momentlarini bir-biri bilan qo‘shilib atomning to‘la orbital momenti \vec{L} ga, har bir elektronning spinlari esa atomning to‘la spini \vec{S} ga birlashishi yo‘li bilan amalga oshiriladi. \vec{L} va \vec{S} momentlar esa nisbatan kuchsizroq spin-orbital o‘zaro ta’sir natijasida atomning to‘la mexanik momenti \vec{J} ga birlashadi.

5. LS –bog‘lanish sxemasini quyidagicha tasvirlash mumkin:

$$\vec{L} = \sum \vec{l}_i, \quad \vec{S} = \sum \vec{s}_i, \quad \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

\vec{L} , \vec{S} va \vec{J} vektorlar hamda ularning z tashkil etuvchilari quyidagicha kvantlanadi:

$$\left| \vec{L} \right| = \hbar \sqrt{L(L+1)}, \quad L_z = m_L \hbar, \quad \left| \vec{S} \right| = \hbar \sqrt{S(S+1)}, \quad S_z = m_S \hbar, \quad \left| \vec{J} \right| = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad J_z = m_J \hbar,$$

bu yerda L – atomning orbital kvant soni, $m_L = -L, -L+1, \dots, L$ – atomning magnit orbital kvant soni, S – atomning spin kvant soni, $m_S = -S, -S+1, \dots, S$ – atomning magnit spin kvant soni, J – atomning ichki kvant soni, $m_J = -J, -J+1, \dots, J$ – atomning magnit ichki kvant soni.

6. L va m_L kvant sonlari har doim butun yoki nolga teng, qolgan kvant sonlari esa har doim yarim butun (agar elektronlar soni toq bo'lsa) yoki har doim butun yoki nolga teng (agar elektronlar soni juft bo'lsa) qiymatlarni qabul qiladi. LS -bog'lanishning vujudga kelishi ayrim orbital momentlarni bitta umumiy \vec{L} orbital momentga va shuningdek ayrim spinlarni bitta umumiy \vec{S} spinga birlashishga olib keluvchi elektrostatik kuchlarning nisbatan kuchli ta'siri o'sha yuz beradi.

7. Orbital momentlar o'rtasidagi o'zaro ta'sirni quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Ma'lumki, atomdagi elektronlarning ehtimollik taqsimoti zichligi atomning asosiy holatidan boshqa holatlarda sferik simmetriyaga ega bo'lmas edi. Ana shu zichlikning asimmetrik taqsimlanishi atom elektronlari orasidagi o'zaro elektrostatik ta'sir kuchi ularning orbital moment vektorlarining yo'nalishiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Sistemaning turg'un holatlari faqat ba'zi qat'iy yo'nalishlardagina mumkin bo'ladi. Elektronlarning bunday turg'un holatlarga mos keluvchi konfiguratsiyalari esa to'la orbital moment bilan xarakterlanadi. Bunda eng kichik energiyali konfiguratsiya uchun L ning eng katta qiymati mos keladi.

8. Og'ir atomlarda yadro zaryadi shunchalik kattaki, elektronlarning orbital momenti bilan spini o'rtasida u vujudga keltiradigan spin-orbital o'zaro ta'sir elektronlar o'rtasidagi elektrostatik ta'sir bilan tenglashadi. Natijada LS – bog'lanish buziladi (bunday buzilish kuchli tashqi magnit maydonida ham yuz beradi). LS – bog'lanishning to'la buzilishida ayrim elektronlarning to'la mexanik momentlari to'g'ridan-to'g'ri qo'shiladi. Shu yo'l bilan atomning to'la mexanik momenti hosil bo'ladi. Elektronni xarakterlovchi momentlarning bunday qo'shilishiga, ya'ni elektronlarning atomdagi ushbu bog'lanishga jj -bog'lanish deyiladi.

9. jj -bog'lanish quyidagi sxema orqali amalga oshiriladi:

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i, \quad \vec{J} = \sum_{i=1}^N \vec{j}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N.$$

10. Atomlarda odatda Rassel-Saunders bog'lanishi tez-tez uchraydi. jj -bog'lanish esa juda kam uchraydi. Ko'pincha ikki holdan iborat oraliq

bog'lanish bilan ish ko'riladi. Rassel-Saunders bog'lanishidan *jj*-bog'lanishga o'tish atom nomeri ortishi bilan yuz beradi.

Takrorlash uchun savollar

1. Rassel-Saunders bog'lanishi qanday amalga oshiriladi?
2. Rassel-Saunders bog'lanishi qachon amalga oshiriladi?
3. *jj*-bog'lanish qanday amalga oshiriladi?
4. *jj*-bog'lanish qachon amalga oshiriladi?
5. Qachon Rassel-Saunders bog'lanishi *jj*-bog'lanishga o'tadi?

31-§. Termning multipletligi

Mavzuning tayanch iboralari: spektral term, multipletlik, termning multipletligi, singlet, triplet.

Ushbu mavzuda termning multipletligi hamda ularga tegishli ma'lumot, tushunchar va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Atomdagi optik (valent) elektronning spin magnit momenti bilan uning orbital harakati vujudga keltirgan magnit maydonning o'zaro ta'siri atom termlarining dublet tuzilishini vujudga keltiradi. Bunday tuzilish elektron spinining uning orbital momentiga nisbatan mumkin bo'lgan yo'nalishlari sonini ikkiga tengligidan kelib chiqardi. Umumiy holda atomdagi optik elektronlar soni birdan ortiq bo'lishi mumkin.

2. Atomda normal bog'lanish amalga oshirilganida atomning orbital momenti bilan uning spinining o'zaro ta'siri vujudga keladi. Ushbu ta'sir spin va orbital momentning o'zaro yo'nalishlari soniga bog'liq bo'ladi. Atom spin vektorining uning orbital momenti vektoriga nisbatan mumkin bo'lgan yo'nalishlari soniga termning multipletligi deyiladi.

3. Atomda normal bog'lanishni amalga oshirayotgan ikki elektron uchun quyidagi munosabatlar o'rinlidir:

$$\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2, \quad \vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2, \quad \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Elektronning spin kvant soni $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lganligi uchun atomning spin kvant soni $S = 0, 1$ ga teng bo'ladi. $S = 0$ o'zaro qarama-qarshi yo'nalgan antiparallel spinlarning qo'shilishidan, $S = 1$ esa parallel spinlarning qo'shilishidan kelib chiqadi.

4. Atom spin vektorining uning orbital momenti vektoriga nisbatan mumkin bo'lgan yo'nalishlari soni, ya'ni atom ichki kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlari soniga teng bo'lgan termning multipletligi $\kappa = 2S + 1$ formuladan topiladi. Shuni ta'kidlash lozimki, $L \geq S$

da atom ichki kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlari soni $2S+1$ ga, $L \leq S$ da esa $2L+1$ ga teng bo'ladi. Lekin termning multipletligi esa faqat $2S+1$ qiymat bilan xarakterlanadi. Chunki $L \leq S$ da term ajralishining komponentalari $2S+1$ dan kam bo'ladi.

5. Demak, yuqorida keltirilgan ikki elektronli atomning quyidagi holatlari haqida fikr yuritish mumkin: singlet: $S = 0, J = L,$

triplet: $S = 1, J = L+1, L, L-1.$

6. Atom orbital kvant sonining har xil qiymatlari bilan xarakterlanuvchi holatlar termi lotin alfavitining bosh harflari orqali quyidagicha tartibda belgilanadi: $L=0,1,2,3,4,5,\dots$

S, P, D, F, G, H,\dots

Term belgilarining o'ng tomonida pastda atomning ichki kvant soni, chap tomonida yuqorida termning multipletligi ($^{\kappa}X_J$) ko'rsatiladi. Masalan, biror atomning asosiy holat termi 3S_1 bo'lsa, shu atom uchun $L=0, J=1, \kappa=3$ ekanligi ma'lum bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Termning multipletligi nima?
2. Termning multipletligi qanday topiladi?
3. Holat termi $2L+1$ ga teng bo'lishi mumkinmi?
4. Holat termi lotin alfavitining bosh harflari orqali belgilashda qaysi kvant sonidan foydalaniladi?
5. Agar biror holat termi ma'lum bo'lsa, undan foydalanib qanday kvant sonlarini aniqlash mumkin?

6-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda burchak momentlarining qo'shish qoidasi, elektron orbital magnit momenti va uning kvantlash qoidasi, Shtern-Gerlax tajribasi, elektronning spini, spin kvant soni hamda ishqoriy metall atomlari spektri va unda dubletlarning paydo bo'lishi, elektronning to'la mexanik va magnit momentlari, atomning vektor modeli, atomdagi elektronlarning bog'lanish turlari, termning multipletligi to'g'risida fikr yuritildi. Nonrelyativistik Shredinger tenglamasining yechishni ishqoriy metall atomi misolida ko'rib chiqildi. Shuningdek, ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar keltirib o'tildi.

6-BOB GA OID TESTLAR

1. Burchak momentining kvant xarakteri.....ga ishora qiladi.

A) uni oddiy klassik tasavvur asosida tushuntirib bo'lmashligi. B) momentlarning qo'shish qoidasini diqqat bilan o'rganish. C) vektorlarni o'rganish. D) A va B javoblar to'g'ri.

2. L kvant sonining qiymati.....ga bog'liqdir.

A) qo'shilayotgan burchak moment vektorlarining bir-biriga nisbatan o'zaro joylashishiga va qiymati. B) qo'shilayotgan burchak momenti va spinlarning bir-biriga nisbatan o'zaro joylashishiga va qiymati. C) qo'shilayotgan burchak moment vektorlarining bir-biriga nisbatan o'zaro joylashishi. D) qo'shilayotgan burchak moment vektorlarining qiymati.

3. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studentidan "Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti atom fizikasi bo'yicha oraliq nazoratda effektiv yadro haqida so'radi. Student qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) zaryadi $-e$ bo'lgan $Z-1$ ta elektron hamda yadrodan iborat orolcha. B) zaryadi $+e$ bo'lgan $Z-1$ ta elektron hamda yadrodan iborat orolcha. C) zaryadi $+e$ bo'lgan Z ta elektron hamda yadrodan iborat orolcha. D) zaryadi $-e$ bo'lgan Z ta elektron hamda yadrodan iborat orolcha.

4. Ishqoriy metall atomlari uchun kvant tuzatma ifodasi keltirilgan javobni ko'rsating.

$$A) C_1 \frac{m_e e^2}{\hbar^2 (l+1/2)}.$$

$$B) -C_1 \frac{m_e e^2}{\hbar^2 (l+1/2)^2}.$$

$$C) -C_1 \frac{m_e e^2}{\hbar^2 (l+1/2)}.$$

$$D) -C_1 \frac{m_e^2 e^2}{\hbar^2 (l+1/2)}.$$

5. harakatlanayotgan zarraning magnit momentini tajribada mumkin emas.

A) bir jinsli magnit maydonida. B) bir jinsli bo'lmagan magnit maydonida. C) bir jinsli elektr maydonida. D) bir jinsli bo'lmagan elektr maydonida.

6. Berilgan javoblar ichidan noto'g'risini ko'rsating.

A) magnit ta'sirlashuvda \vec{l} va \vec{s} vektorlar o'z yo'nalishini saqlamaydi. B) magnit ta'sirlashuvda \vec{l} va \vec{s} vektorlar o'z yo'nalishini saqlaydi. C) $\vec{\mu}$ vektorning \vec{j} o'qidagi proyeksiyasi μ_j saqlanadi. D) elektronning to'liq mexanik moment vektori \vec{j} bilan $\vec{\mu}_j$ vektori antiparalleldir.

7. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studenti atom fizikasidagi nazariy mashg'ulotda burchak

momentlarini qo'shishga oid masalalarni yechishda zarraning mexanik momenti bilan magnit momentini bog'lovchi birliksiz kattalikni aniqladi. Student qanday kattalikni aniqlagan?

A) magnit kvant sonini. B) Bor magnetonini. C) giromagnit munosabatni. D) V va S javoblar to'g'ri.

8. O'zMU fizika fakulteti 3-kurs studentiga "Yadro fizikasi" kafed-rasi dotsenti atom fizikasidan oraliq nazoratda quyidagi savolni berdi: "Spin-orbital ta'sirlashuv nima?" Student to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) zarra orbital momentining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyasi natijasida yuzaga keladigan ta'sirlashuv. B) zarra spinining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyasi natijasida yuzaga keladigan ta'sirlashuv. C) zaryadlangan zarra elektr maydonining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyasi natijasida yuzaga keladigan ta'sirlashuv. D) zarra magnit momentining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyasi natijasida yuzaga keladigan ta'sirlashuv.

9. Atom fizikasi bo'yicha masala yechish darsida doskaga chiqqan Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulte-tining 3-kurs studenti atom ichki kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan barcha qiymatlari soniga teng bo'lgan kattalikni hisoblab topdi. Bunda student javoblarda keltirilgan qaysi ifodadan foydalangan?

A) $2S+1$. B) $2L+1$. C) $\hbar\sqrt{J(J+1)}$. D) $\hbar\sqrt{S(S+1)}$.

10. LS – bog'lanishning to'la buzilishida ayrim elektronlarning to'la mexanik momentlari to'g'ridan-to'g'ri qo'shiladi. Shu yo'l bilan atomning to'la mexanik momenti hosil bo'ladi. Bu fikr nimani ifodalaydi?

A) normal bog'lanishning mavjudligini. B) jj – bog'lanishning mavjudligini. C) atomning vektor modelini. D) spin-orbital ta'sirlashuvning mavjudligini.

7-BOB. KO'P ELEKTRONLI ATOM SISTEMALARI. ATOM NURLANISHI

32-§. Pauli prinsipi

Mavzuning tayanch iboralari: Pauli prinsipi, simmetrik to'ldin funksiya, antisimmetrik to'ldin funksiya, bozon, fermion.

Ushbu mavzuda Pauli prinsipining fizik va matematik mazmunlari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Ko'p elektronli atomning energetik holatlarida elektronlarning joylashishi bilan bog'liq atom tuzilishi masalasini ko'rib chiqish uchun atom fizikasining fundamental tushunchalaridan biri bilan tanishish zarurdir. Ma'lumki, atomda elektronlar n , l , m , s kvant sonlari bilan xarakterlanuvchi har xil energetik holatlarda bo'lishi mumkin. Uyg'onmagan atomning elektronlari qanday energetik holatlarda joylashadi?

2. Oddiy tasavvurlar nuqtai-nazaridan qaralsa, atomning barcha elektronlari energiyasi minimal bo'lgan energetik holatlarga joylashishga harakat qiladi. Ushbu elektronlar eng pastki energetik holatlarda joylashishga intiladi. Lekin bunday energetik holatlar qisman elektronlar bilan to'lgani uchun, qolgan barcha elektronlarni bu holatlarga joylashtirib bo'lmaydi. Unda kimyoviy elementning tartib nomeri ortishi bilan qolgan energetik holatlarning elektronlar bilan ketma-ket to'ldirilishi sodir bo'ladi. Energetik sathlarning bunday to'ldirilishini tushuntirish maqsadida 1925 yili Wolfgang Pauli bir prinsipni taklif qildi.

3. Pauli prinsipi quyidagicha ta'riflanadi: atomda yoki biror kvant sistemasida 4 ta bir xil, ya'ni n , l , m , s kvant sonlari bir xil bo'lgan ikki elektron bitta kvant holatida bo'lishi mumkin emas. Bu prinsipni umumiy shaklda quyidagicha ham ta'riflash mumkin: bitta energetik holatda ikki elektron joylashishi mumkin emas. Ushbu prinsipni yo'qotish prinsipi deb ham yuritish mumkin. Pauli prinsipi faqat atomdagi elektronlar uchun emas, balki koinotdagi barcha elektronlar uchun o'rinli bo'ladi.

4. Pauli prinsipining matematik mazmunini ko'rib chiqish uchun biror maydonda bo'lgan ikki elektronidan iborat sistemani olib qaraladi. Bunda birinchi elektron koordinata'arini 1 indeks, ikkinchi elektron koordinatalarini esa 2 indeks bilan belgilanadi. Birinchi elektron a kvant

holatida, ikkinchi elektron esa b kvant holatida turgan bo'lsin. U holda birinchi elektronning to'liq funksiyasi $\psi_a(\vec{r}_1)$, ikkinchi elektronning to'liq funksiyasi esa $\psi_b(\vec{r}_2)$ bo'ladi. $\psi_a(\vec{r}_1)$ birinchi elektronni x_1, y_1, z_1 nuqta atrofida topish ehtimolligi amplitudasi bo'lsa, $\psi_b(\vec{r}_2)$ ikkinchi elektronni x_2, y_2, z_2 nuqta atrofida topish ehtimolligi amplitudasi bo'ladi.

5. Ushbu sistemada elektronlar taqsimoti masalasini ko'raylik. Bu taqsimot birinchi va ikkinchi elektronlarning koordinatalari, ya'ni 6 ta $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ koordinatalarga bog'liq funksiya bilan xarakterlanadi. Ana shu elektronlar o'rtasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud bo'lmasa, u holda elektronlarning harakati bir-biriga bog'liq bo'lmaydi. Unda elektronlarning bunday harakatini bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki tasodifiy hodisa deb qarash mumkin. U holda bunday elektronlar sistemasining ehtimollik amplitudasi, ya'ni to'liq funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2).$$

6. Oxirgi formula kvant mexanika tasavvurlariga ziddir. Chunki u $\psi_a(\vec{r}_1)$ to'liq funksiya birinchi elektron taqsimotini xarakterlasa, $\psi_b(\vec{r}_2)$ to'liq funksiya esa ikkinchi elektron taqsimotini xarakterlashini ifodalaydi. Boshqacha aytilsa, bu formula ochiq shaklda bo'lmasa-da qaysi elektron birinchi, qaysisi esa ikkinchi elektron ekanligini ko'rsatib bera oladi degan farazni ko'rsatadi.

7. Bir elektronni ikkinchisidan ular ayniy zarralar bo'lganligi sababli, hech ajratib bo'lmaydi. Qandaydir vaqt davomida a holatda turgan elektronni birinchi, b holatda turgan elektronni esa ikkinchi elektron deb hisoblash mumkinmi? Keyinchalik qaysi elektron birinchi, qaysisi esa ikkinchi ekanligini aniqlasa bo'ladimi? Albatta yo'q. Chunki har bir elektronning holati fazoda chaplashgan to'liq funksiya bilan xarakterlanadi. Elektronning harakat traektoriyasi kvant mexanikada noma'lum bo'lganli tufayli, kuzatilayotgan nuqtaga qaysi elektron birinchi, qaysisi esa ikkinchi etib kelganligini aniqlash mumkin emas.

8. Yuqorida keltirilgan ifoda tajribada kuzatilgan natijalarga qaraganda ko'proq ma'lumot berishi kerak. U bunday ma'lumot bera olmaydi. Shu sababli ushbu ifoda noto'g'ri hisoblanadi.

9. Yuqorida keltirilgan ifodani to'g'ri yozishning ikki xil usuli bor. Ifodalarning bunday yozilishida yuqorida keltirilgan kamchilik mavjud bo'lmaydi. U holda quyidagi formulalar o'rindidir:

$$\psi_s(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2) \psi_b(\vec{r}_1) \right],$$

$$\psi_A(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2) \psi_b(\vec{r}_1) \right].$$

Bu yerda $1/\sqrt{2}$ - ψ_A va ψ_S funksiyalarning normirovka koeffitsienti hisoblanadi. Har bir ifoda ikki haddan tashkil topgan bo'lib, birinchi had birinchi elektronni a holatda, ikkinchi elektronni esa b holatda turganligini ko'rsatsa, ikkinchi had esa birinchi elektronni esa b holatda, ikkinchi elektronni esa a holatda turganligini ko'rsatadi.

10. Agar birinchi elektronni ikkinchi, ikkinchi elektronni esa birinchi elektron deb qaralsa, elektronlarda hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi. Bunday almashtirish bajarilganida ψ_A to'lqin funksiyada hech qanday o'zgarish kuzatilmaydi. ψ_S to'lqin funksiya esa o'z ishorasini qarama-qarshiga o'zgartiradi. Elektronlarning taqsimoti ψ to'lqin funksiya modulining kvadratiga bog'liq bo'lganligi uchun to'lqin funksiya ishorasining o'zgarishi hech qanday tajribada kuzatiladigan hodisalarda qayd qilinmagan.

11. Zarralar o'rnini almashtirishda, ya'ni koordinatalar inversiyasi ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$)ni amalga oshirilganida hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydigan to'lqin funksiyaga simmetrik to'lqin funksiya deyiladi. ψ_S to'lqin funksiya simmetrik to'lqin funksiya hisoblanadi.

12. Zarralar o'rnini almashtirishda, ya'ni koordinatalar inversiyasi ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$)ni amalga oshirilganida to'lqin funksiyaning ishorasi o'zgaradigan to'lqin funksiyaga antisimmetrik to'lqin funksiya deyiladi. ψ_A to'lqin funksiya antisimmetrik to'lqin funksiya hisoblanadi.

13. ψ_S simmetrik va ψ_A antisimmetrik to'lqin funksiyalarning xarakteri turlichadir. Agar ψ_a va ψ_b to'lqin funksiyalar bir xil bo'lsa, ψ_A to'lqin funksiya nolga aylanadi. ψ_S to'lqin funksiya esa noldan farqli bo'ladi. Unda aydarli o'zgarish sodir bo'lmaydi. Bundan esa holatlari antisimmetrik to'lqin funksiya bilan xarakterlanuvchi sistema(atom)ning tashkil etgan bir xil zarra (elektron)lari aynan bir xil holatlarda bo'la olmas ekan. Aksincha, simmetrik to'lqin funksiya bilan xarakterlanuvchi zarralar esa aynan bir xil holatlarda bo'lishi mumkin.

11. Yarimbutun spin kvant soniga ega bo'lgan zarralarning barchasi antisimmetrik to'liq funksiyaga ega bo'ladi. Butun spin kvant soniga ega bo'lgan zarralarning barchasi esa simmetrik to'liq funksiyaga ega bo'ladi.

12. Butun spin kvant soniga va simmetrik to'liq funksiyaga ega bo'lgan zarralarga bozonlar deyiladi. Masalan, pion (π -mezon)lar, foton bozon hisoblanadi. Bunday zarralar uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lmaydi. Bozonlar Boze-Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi.

13. Yarimbutun spin kvant soniga va antisimmetrik to'liq funksiyaga ega bo'lgan zarralarga fermionlar deyiladi. Masalan, elektron, proton va neytronlar fermiondir. Bunday zarralar uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'ladi. Fermionlar Fermi-Dirak taqsimotiga bo'ysunadi.

14. Demak, Pauli prinsipi faqat fermionlar uchun o'rinli bo'ladi. Bu prinsip bajarilishi uchun zarra antisimmetrik to'liq funksiya va yarimbutun spin kvant soniga ega bo'lishi kerak. Ushbu fikr Pauli prinsipining matematik mazmunini aks ettiradi.

15. Zarralarni bozon va fermionlarga ajratish faqat elementar zarralar uchun emas, balki murakkab zarralar sistemasi uchun ham o'rinlidir. Bunga misol tariqasida atom va uning yadrosini misol qilib keltirish mumkin.

16. Atom va uning yadrosi uchun ham yuqoridagi qoida o'zgar olmaydi: simmetrik to'liq funksiyaga butun spin kvant soniga ega bo'lgan murakkab zarralar, ya'ni faqat bozonlar yoki juft sonli fermionlardan tashkil topgan sistemalar ega bo'ladi. Bunday sistema uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lmaydi. Masalan, α -zarra ikki proton va ikki neytrondan tashkil topganligi sababli u bozon bo'ladi va proton va neytronlar fermion bo'lishiga qaramasdan, u uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lmaydi.

17. Agar murakkab zarralar sistemasi toq sonli fermionlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda bunday sistema antisimmetrik to'liq funksiyaga ega bo'ladi. Bunday sistema uchun esa Pauli prinsipi o'rinlidir.

Takrorlash uchun savollar

1. Pauli prinsipining fizik mazmuni nimadan iborat?
2. Simmetrik to'liq funksiya deb nimaga aytiladi?
3. Antisimmetrik to'liq funksiya nima?
4. Pauli prinsipining matematik mazmunini aytib bering.
5. Bozon va fermionga ta'rif bering.

33-§. Mendeleev davriy sistemasining to'ldirilish nazariyasi

Mavzuning tayanch iboralari: kimyoviy elementlarning davriy sistemasi, elektron qobiq, elektron qobiqcha, Xund qoidasi, ekranlash.

Ushbu mavzuda Mendeleev davriy sistemasining to'ldirilish nazariyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Atomdagi elektronlar holatini xarakterlash uchun atomni xarakterlovchi kvant sonlarining istalgan to'plamidan foydalanish mumkin. n, l, m, m_s kvant sonlari to'plami ixtiyoriy kvant holatni to'la xarakterlaydi. Atomda Pauli prinsipiga muvofiq, Ana shu kvant sonlari bilan xarakterlanuvchi bitta elektron bu kvant holatda joylashishi mumkin. Xuddi shunday kvant sonlariga ega boshqa elektron ushbu holatda joylasha olmaydi. Bunga Pauli prinsipi yo'l qo'ymaydi. Shu elektron bu holatda bo'lishi uchun birinchi elektrondan eng kamida bitta kvant soni bilan farqlanishi zarur bo'ladi. Demak, Pauli prinsipi biror kvant holatida joylashishi mumkin bo'lgan elektronlar soniga Ana shunday cheklov qo'yadi.

2. Atomda uchta bir xil n, l, m kvant sonlariga ega bo'lgan elektronlar sonini aniqlaylik. Bu elektronlar m_s to'rtinchi kvant soni bilan farqlanadi.

$m_s = \pm \frac{1}{2}$ bo'lganligi tufayli atomda uchta bir xil kvant soniga ega bo'lgan elektronlar soni ikkita ekanligini topish mumkin.

3. Atomda ikkita bir xil n, l kvant sonlariga ega bo'lgan elektronlar sonini topaylik. Bunday elektronlar m, m_s kvant sonlari bilan farqlanadi. m magnit kvant soni $2l + 1$ ta, har bir elektron ikkita qiymat ($m_s = \pm \frac{1}{2}$) qabul qilganligi sababli, ikkita bir xil n, l kvant sonlariga ega bo'lgan elektronlar soni $2(2l + 1)$ ta bo'ladi.

4. Atomda bir xil n bosh kvant soniga ega bo'lgan elektronlar sonini topaylik. Bunday elektronlar l, m, m_s kvant sonlari bilan farqlanadi. Ana shunday elektronlar soni quyidagicha topiladi:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2(1 + 3 + 5 + 7 + 9 + \dots) = 2n^2.$$

5. Bir xil bosh kvant soniga ega bo'lgan elektronlar to'plami elektron qobiq deb ataladi. Kvant mexanikada berilgan bosh kvant soni bilan

xarakterlanuvchi atom elektronlarini topish ehtimolligi eng katta bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga elektron qobiq deyiladi.

6. Bosh kvant sonining oladigan qiymatlariga qarab elektron qobiqlar quyidagicha bo'ladi:

n ning qiymatlari 1 2 3 4 5 6 7.....

Qobiqlar belgisi $K L M N O P Q$

8. Bir xil n, l kvant sonlariga ega bo'lgan elektronlar to'plami elektron qobiqcha deb ataladi.

9. K qobiq to'lishi uchun 2 ta, L qobiq to'lishi uchun 8 ta, M qobiq to'lishi uchun esa 18 ta va hokazo elektronlar kerak bo'ladi.

10. Davriy sistema elementlari atomlarining elektron qobiqlari Pauli prinsipiga asosan to'ldirib boriladi. Bunda element atomining har bir elektroni eng kichik energiyali holatda joylashishga harakat qiladi. Bunday holatlarga mos keluvchi kvant sonlarining qiymatlari ham minimal bo'ladi. Atomning minimal energiyali holati uning boshqa elektronlari bilan to'ldirilgan bo'lsa, qolgan elektronlar ushbu holatga nisbatan energiyasi katta bo'lgan nisbatan kichik energiyali holatlarda joylashadi. Shu tariqa avval qobiqcha, so'ngra elektron qobiq to'ldiriladi. Bunda turg'un struktura, ya'ni inert gazlardan birortasi hosil bo'ladi. Undagi elektronlar soni $2n^2$ ga tengdir. Element atomlarining keyingi elektroni esa navbatdagi qobiqcha va elektron qobig'ini to'ldirishga kirishadi.

11. Davriy sistemaning birinchi elementi bo'lgan vodorod atomida bitta elektron bo'lganligi tufayli, u $n = 1, l = m = 0$ kvant sonlariga mos keluvchi uyg'onmagan holatda $1s$ -qobiqchada joylashadi. Bu yerda m_s kvant soni hech qanday rol o'ynamaydi. Ushbu asosiy holat termi $^2S_{1/2}$, ionlash energiyasi 13,6 eV, ionlash potentsiali esa 13,6 V bo'ladi. Vodorod atomining elektron qobiq strukturasi $1s_{1/2}$ ko'rinishida bo'ladi.

12. Ikkinchi tartibda turgan element-geliy atomining ikkala elektroni ham $1s$ -qobiqchada joylashadi. Bunda birinchi elektron holatiga

$n = 1, l = m = 0, m_s = \frac{1}{2}$ kvant sonlari mos kelsa, ikkinchi elektron holatiga

esa $n = 1, l = m = 0, m_s = -\frac{1}{2}$ kvant sonlari mos keladi. Boshqacha aytilsa,

elektronlar magnit spin kvant sonlari bilan farqlanadi. Geliy atomining elektron qobiq strukturasi $[1s_{1/2}]^2$ ko'rinishida bo'ladi. Geliy atomining asosiy holat termi 1S_0 , birinchi ionlash potentsiali 24,6 V; ikkinchi ionlash potentsiali esa 54,4 V ga teng.

13. Elektronlar o'rtasida itarilish kuchlari mavjud bo'lganligi sababli, geliy atomining birinchi ionlash potentsiali ikkinchi ionlash potentsialidan kichik bo'ladi. Lekin bu ionlash potentsiali qolgan barcha atomlarning birinchi ionlash potentsialidan katta bo'ladi. Bu esa geliyning inert gaz ekanligidan va boshqa hech qanday elementlar bilan kimyoviy reaksiyaga kirishmasligidan dalolat beradi. Ushbu elementda K -qobiq to'ladi.

14. Mendelev davriy jadvalidagi uchinchi element litiydir. Uning atomida uchta elektron bo'lganligi uchun ikkita elektron xuddi geliy atomidagi kabi K -qobiqni to'ldiradi. Uchinchi elektronga $2s$ -qobiqcha yaqin turadi. Shu tufayli bu elektron Ana shu yerga joylashadi. Shuning uchun litiy atomining elektron qobiq strukturasi $[1s_{1/2}]^2 2s_{1/2}$ ko'rinishida bo'ladi. Litiy atomining holati Ana shu uchinchi elektronning holati bilan aniqlanadi. Shu sababli litiy atomining asosiy holat termi $^2S_{1/2}$ bo'ladi. Bu atomning ionlash potentsiali 5,4 V ga teng. Ushbu dalil litiy elementining juda aktiv ekanligini ko'rsatadi.

15. Davriy sistemadagi to'rtinchi element berilliy elementidir. Uning atomidagi to'rtta elektrondan ikkitasi K -qobiqni to'ldirsa, qolgan ikkitasi esa $2s$ -qobiqchani to'ldiradi. Shu bilan u geliy atomi strukturasi takrorlaydi. Shuning uchun berilliy atomining elektron qobiq strukturasi $[1s_{1/2}]^2 [2s_{1/2}]^2$ ko'rinishida bo'ladi. Berilliy atomining asosiy holat termi esa 1S_0 ko'rinishiga ega.

16. Berilliy atomining ikkala tashqi elektroni bir xil, ya'ni $n=2$ holatda bo'lganligi tufayli, ushbu atomning birinchi va ikkinchi uyg'onish potentsiallari bir-biridan ozroq farq qiladi. Berilliyning ionlash potentsiali 9 V ga teng bo'lib, u litiyning birinchi uyg'onish potentsialidan elementning tartib nomeri ortganligi sababli katta bo'ladi.

17. Davriy sistemadagi beshinchi element bor elementi hisoblanadi. Bor atomida 5 ta elektron bo'lib, uning 4 ta elektroni berilliy strukturasi takrorlaydi. Beshinchi elektron esa L - qobiqning $2p$ -qobiqchasida joylashadi. Shuning uchun bor atomining elektron qobiq strukturasi $[1s_{1/2}]^2 [2s_{1/2}]^2 2p_{1/2}$ ko'rinishida bo'ladi. Bor atomining asosiy holat termi esa $^2P_{1/2}$ ko'rinishiga ega.

18. Bor elementining tartib nomeri berilliy elementining tartib nomeridan katta bo'lishiga qaramasdan, borning ionlash potentsiali berilliyning ionlash potentsialidan kichik bo'ladi va u 8,3 V ni tashkil etadi. Buning sababi bor atomi yadrosini shu atomning ichki elektroni bilan ekranlanishidir. Orbital kvant sonlari katta bo'lgan elektronlarda ana shu

sonlari kichik bo'lgan elektronlarga qaraganda ekranlash ko'proq ro'y beradi.

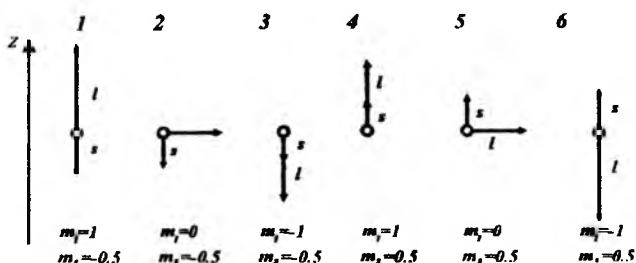
19. $2p$ -qobiqchada 6 ta turli holat bo'lib, 6-element atomi uglerodda ana holatlarning ikkitasi band bo'ladi. Pauli prinsipiga muvofiq, bu holatlarda turgan elektronlar eng kamida m yoki m_s kvant sonlari bo'yicha farqlanishi zarur. Uglerod atomi elektronlari m, m_s kvant sonlarining qanday qiymatlarini qabul qilishini avvaldan aytib bo'lmaydi. Shuning uchun bu atom elektron sathlarining to'ldirilish sxemasi ham noma'lum bo'ladi.

20. Asosiy holatda turgan uglerod atomi elektron qobig'i konfiguratsiyasini Xund qoidasi yordamida aytib berish mumkin. Bu empirik qoida bo'lib, u ikki qismdan iborat tashkil topadi. Ushbu qoida quyidagicha ta'riflanadi:

1) Atomdagi ma'lum bir energetik holat unga mos keluvchi spin kvant soni S va shu kvant soniga to'g'ri keluvchi orbital kvant soni L maksimal bo'lganida, minimal energiyaga ega bo'ladi.

2) Agar elektron qobiq yarmidan kam to'ldirilgan bo'lsa, atomning ichki kvant soni $J = |L - S|$ formuladan topiladi. Agar elektron qobiq yarim yoki undan ortiq to'ldirilgan bo'lsa, atomning ichki kvant soni $J = L + S$ formula asosida hisoblanadi.

21. $2p$ -qobiqchadagi elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan 6 ta holat sxematik ravishda 49-rasmda tasvirlangan. Bu holatlarning ikkitasini uglerod atomi elektronlari band qiladi. Ushbu rasmda ko'rsatilgan birinchi uchta holat bir-biridan elektron orbital momenti vektorlarining yo'nalishi, ikkinchi uchta holatdan esa spinni yo'nalishi bilan farqlanadi.



49-rasm

22. $L=2$ bo'lgan holatni hosil qilib bo'lmazligi ham ana shu rasmdan ko'rinib turibdi. Chunki $L=2$ faqat ikki elektronning orbital moment vektorlari bir tomonga yo'nalgan vaqtdagina hosil bo'ladi. Bu esa Pauli prinsipiga ziddir. Shu sababli bu holdagi maksimal orbital kvant soni $L=1$ bo'lishi mumkin. Ushbu hol uchun uglerod atomining elektron qobig'i

yarmidan kam to'ldirilganligi tufayli J kvant soni $J = |L - S|$ dan topiladi. U holda uglerod atomining asosiy holat termi 3P_0 bo'ladi.

23. Xund qoidasidan foydalangan holda azot atomi ($Z=7$) ning asosiy holat termi $^4S_{3/2}$, kislorod atomi ($Z=8$) ning asosiy holat termi 3P_2 va hokazo ekanligini topish mumkin. Neon atomi ($Z=10$) da L - qobiq to'ldi. Unda $2p$ -qobiqcha ham elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi. Bunda elektronlarning barcha moment vektorlari bir-birlarini kompensatsiya qilganligi sababli, neon atomi uchun $L = 0, S = 0, J = 0$ bo'ladi. Shundan kelib chiqqan holda neon atomining asosiy holat termi 1S_0 ekanligini topish mumkin.

24. Elektron qobiqlari to'lishga yaqin bo'lgan atomlarning asosiy holat termlarini topishda elektron qobiqlari to'lgan horlatlaridan foydalanish maqsadga muvofiqdir. $2p$ -qobiqchada 5 ta elektroni bor ftor (F) atomining ($Z=9$) asosiy holat termi topishda $2p$ -qobiqchani to'lishi uchun bitta elektron etmasligini hisobga olish zarur.

25. Ma'lumki, to'lgan qobiqchada $L = 0, S = 0, J = 0$ bo'ladi. Ftor atomi uchun L va S kvant sonlari $2p$ -qobiqchani to'lishi uchun etishmagan elektronning l va s kvant sonlariga teng bo'ladi. J kvant soni esa Xundning ikkinchi qoidasi asosida topiladi. Shundan kelib chiqqan holda, ftor atomining asosiy holat termi $^2P_{3/2}$ bo'ladi. Neon (Ne) atomida ($Z=10$) $2p$ -qobiqcha va L -qobiq elektronlar bilan to'ldi. Shu tufayli neon atomining asosiy holat termi 1S_0 bo'ladi.

26. Shuni aytish kerakki, neon atomining ionlash potentsiali 21,6 V ga teng. $2p$ -qobiqchani elektronlar bilan to'ldirilishi protsessida atomlarning ionlash potentsialining qiymati ortib boradi va neon atomiga kelgan vaqtda eng katta qiymatga ega bo'ladi. Ushbu qiymatning kattaligi esa neon elementining inert gaz ekanligidan dalolat beradi. Davriy jadvaldagi p -qobiqchasi to'lgan barcha elementlarga inert gazlar deyiladi. Masalan, argon gazida ($Z=18$) $3p$ -qobiqcha, kripton gazida ($Z=36$) $4p$ -qobiqcha, ksenon gazida ($Z=54$) $5p$ -qobiqcha va hokazo to'ldi.

27. Natriy (Na) atomi ($Z=11$) ning 10 ta elektroni neon atomi konfiguratsiyasini takrorlaydi. 11-elektron esa M -qobiqning $3s$ -qobiqchasiga joylashadi. Shu elektron natriy atomining asosiy holatini belgilab beradi. Shuning uchun natriy atomining asosiy holat termi $^2S_{1/2}$ bo'ladi.

28. M -qobiqdagi elektronning bog'lanish energiyasi L -qobiqdagi elektronlarning bog'lanish energiyalaridan kichik bo'lganligi sababli. nat-

riyning ionlash potentsiali 5,14 V ni tashkil etadi. Natriy atomining elektron konfiguratsiyasiga o'xshash elektron konfiguratsiyaga ega atomlarning barchasi kichik qiymatli ionlash potentsialiga va katta kimyoviy aktivlikka ega bo'ladilar. Bunday atomlarga litiy (Li)($Z=3$), kaliy (Ka)($Z=19$), rubidiy (Rb)($Z=37$), seziiy (Cs)($Z=55$) va fransiy (Fr)($Z=87$) lar kiradi. Ma'lumki, bu elementlar ishqoriy metallar guruhini tashkil qiladi.

29. Ar ($Z=18$) argon atomida K – va L – qobiqlar elektronlar bilan to'lgan, M – qobiqning esa $3s$ – va $3p$ –qobiqchasi to'lgan bo'ladi. Lekin bu qobiqda $l = 2$ bo'lgan holat, ya'ni $3d$ –holat mavjud.

30. Keyingi element atomi kaliy (K) ning 19-elektroni ana shu holatda joylashishi kerak edi. Lekin bu qobiqcha skandiy (Sc) atomi ($Z=21$) dan boshlanib to'ldiriladi. Kaliy (Ka)($Z=19$) va kalsiy (Ca)($Z=20$) atomlarida esa N –qobiqning $4s$ – qobiqchasi to'ldiriladi. Atom elektron qobiq va qobiqchalarning to'g'ri to'ldirishidan bunday chetlashishi atom yadrosini atom ichki elektronlari bilan ekranlashi natijasidir.

31. Elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirini hisobga olish ancha murakkab masala hisoblanadi. Elektronlar soni qanchalik katta bo'lsa, bu masala shuncha murakkablashadi. Shu sababli birinchi yaqinlashishda alohida olingan elektronlarni bir-biri bilan o'zaro ta'sirini emas, balki elektron qobiqni boshqa qobiqdagi elektronga ta'sirini ko'rish mumkin.

32. Keyingi yaqinlashish sifatida esa bir elektron qobiqdagi elektronni shu qobiqdagi boshqa elektron bilan o'zaro ta'sirini olsa bo'ladi. Uchinchi yaqinlashish sifatida esa shu elektronlar magnit momentlarining o'zaro ta'sirini ko'rish mumkin.

33. Yuqori tartibli yaqinlashishlarni ko'rib chiqish murakkab masala hisoblanadi. Bu yerda faqat birinchi tartibli yaqinlashish bilan chegaralanadi. Ushbu masalaga yondoshish taqribiy bo'ladi. Atom elektron qobig'ini esa yadrodan ma'lum bir masofada joylashgan u yerdagi barcha elektronlarning yig'indi zaryadiga teng bo'lgan elektr zaryadiga ega qatlam deb qaraladi.

34. Atomning tashqi elektron qobig'i uning ichki elektron qobiqlariga ta'sir qilmaydi. Chunki biror sferik simmetriyaga ega bo'lgan qatlamda taqsimlangan zaryad bu qatlam ichidagi zaryad bilan kompensatsiyalanadi. Masalan, zaryadlangan metall shardagi zaryad uning sirti bo'ylab tekis taqsimlanadi. Sharning ichiga esa hech qanday ta'sir ko'rsatmaydi. Shu sababli sharning ichida hech qanday elektr maydon bo'lmaydi.

35. Atomning ichki elektron qobiqlari esa uning tashqi elektron qobiqlariga ta'sir ko'rsatadi. Ma'lumki, sferaning ichidagi biror zaryad-

ning uning tashqarisidagi zaryadga ta'sirini shu sferaning markaziga joylashtirilgan shunday miqdordagi nuqtaviy zaryadni sfera tashqarisidagi zaryadga ta'siri bilan almashtirish mumkin. Shu tufayli biror elektron qobiqdagi elektronlarning harakatini ko'rib chiqishda yadroga yaqin turgan to'lgan elektron qobiqlardagi barcha elektronlarning elektr zaryadi yadroga joylashgan deb qarasa bo'ladi.

36. Elektronlar manfiy zaryadga ega bo'lganligi sababli yadroning zaryadidan bu zaryad ayirib tashlanadi. U holda ko'rilayotgan elektronlar zaryadi $Z^* = Z - N$ (N – yadroga yaqin turgan to'lgan qobiqdagi elektronlar soni) bo'lgan yadroning maydonida harakatlanadi deb qarash mumkin. Z^* ga yadroning effektiv zaryadi deyiladi. Shunday qilib, atomning ichki elektronlari yadroning zaryadini neytrallashtiradilar hamda tashqi elektronlarni yadro zaryadining ta'siridan to'sadilar, ya'ni ekranlaydilar.

37. Atom ichki elektron qobiqlarining tashqi elektron qobiqlardagi elektronlarga ta'sirini o'rganishda bir xil bosh kvant soniga ega bo'lgan elektronlar uchun bu ta'sirlashuv bir xil deb hisoblab kelindi. Lekin bunday yaqinlashish tashqi elektron qobiq elektronlari energiyasining to'g'ri qiymatini ko'rsatsa-da, u turli orbital kvant soniga ega bo'lgan elektronlarning harakatidagi o'ziga xos xususiyatni hisobga olmaydi.

38. Tashqi elektron qobiq elektronlari odatda elliptik orbita bo'ylab harakat qiladi. Bu orbitaning cho'zilganlik darajasi elektron orbital kvant soni l ning qiymatiga bog'liqdir. l ning qiymati qanchalik kichik bo'lsa, orbitaning cho'zilganlik darajasi shuncha katta bo'ladi. Bu narsa ayniqsa n ning katta qiymatlarida yaqqol seziladi.

39. Cho'zilganlik darajasi katta orbita bo'ylab harakatlangan elektronlar ichki qobiq elektronlariga nisbatan yadroga yaqin boradi. Shu vaqt davomida ushbu elektronlarga yadroga yaqin turgan qobiq elektronlari ta'sir ko'rsata olmaydi. Buning natijasida yadro ana shu elektronlarga, l ning qiymati katta bo'lgan va cho'zilganlik darajasi kichik bo'lgan orbita bo'ylab harakat qiladigan qobiq elektronlariga qaraganda kuchliroq ta'sir ko'rsatadi. Ushbu elektronlar esa yadroni ekranlaydi. Bu elektronlar yadro bilan uzoq vaqt ta'sirlashganligi tufayli, ularning yadro bilan bog'lanish energiyalari katta qiymatga ega bo'ladi. Demak, bir xil bosh kvant soniga va turli orbital kvant soniga ega bo'lgan elektronlar energiyasi ko'p elektronli atomlarda turlicha ekan.

40. Ko'p elektronli atomlarda elektronlarning o'zaro ta'sirlashuvi tufayli, n bosh kvant soniga ega bo'lgan energetik sath l kvant sonlari turlicha bo'lgan n ta sathchaga ajraladi. Bunda l ning qiymati kichik bo'lgan

sathchalar l ning qiymati katta bo'lgan sathchalarga qaraganda pastda joylashadi. Atom tartib nomeri Z ning va elektronlar sonining ortib borishi bilan avval $l=0$ sathcha, so'ngra $l=1$ sathcha va hokazo to'lib boradi.

41. Atom tartib nomeri Z ning ortib borishi bilan atom tashqi elektron qobig'idagi sathchalar sonini ortib borishi bilan bir qatorda ular orasidagi masofa ham ortadi. Bunda l ning qiymati kichik bo'lgan boshqa elektron qobig'iga tegishli bo'lgan sathchalar l ning qiymati katta bo'lgan boshqa elektron qobig'iga tegishli bo'lgan sathchalarga qaraganda pastroq joylashadi.

42. Shu sathchalar elektronlar bilan to'ldirila boshlagan vaqtda avval l ning qiymati kichik bo'lgan hamda pastda joylashgan sathchalar, so'ngra l ning qiymati katta bo'lgan sathchalar to'ldiriladi. Unda n bosh kvant soniga ega bo'lgan elektron qobiqning to'ldirilishi to'xtatilib, $n+1$ bosh kvant soni va kichik orbital kvant soniga ega bo'lgan elektron qobiqning to'ldirilishi boshlanadi. Shundan so'ng esa n bosh kvant soniga ega bo'lgan elektron qobiqning to'ldirilishi davom ettiriladi. Shunday qilib, kaliy va kalsiy elementlarida boshlanadigan va butun davriy jadvalda bir necha marta takrorlanadigan elektron qobiqlarni to'g'ri to'ldirilishidan chetlashish Ana shunday tushuntiriladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Davriy sistemaning kimyoviy elementlar bilan to'ldirishda nima-dan foydalaniladi?
2. Avval qaysi qobiqcha va qobiq elektronlar bilan to'ldirilishi kerak?
3. Xund qoidalarini ta'riflang.
4. Ekranlash protsessini tushuntirib bering.
5. Davriy jadvaldagi elektron qobiqlarni to'g'ri to'ldirilishidan chetlashishlar qanday tushuntiriladi?

34-§. Atomlar nurlanishidagi tanlash qoidalari

Mavzuning tayanch iboralari: tanlash qoidalari, chiziqli qutblanish, doiraviy qutblanish, magnit kvant soni bo'yicha tanlash qoidasi, orbital kvant soni bo'yicha tanlash qoidasi.

Ushbu mavzuda atomlar nurlanishidagi tanlash qoidalari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Asosiy holatdagi atomlardagi elektronlar eng pastki energetik sathlarda joylashadi. Uyg'ongan atomlarda esa bir yoki bir necha elek-

tronlar Yuqori energetik sathlarda bo'ladi. Undan pastda joylashgan energetik sathlarning bir qismi elektronlar bilan to'ldirilmagan bo'lishi mumkin. Shu holda yuqori energetik holatdan bo'sh pastki energetik holatga elektron yoki elektronlar o'tganida energiya ajraladi va elektromagnit nurlanish yuzaga keladi.

2. Atom tashqi elektron qobig'idagi elektronlarning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishi natijasida hosil bo'lgan elektromagnit nurlanish spektri optik spektr bo'ladi. Atom ichki elektron qobig'idagi elektronlarning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishi natijasida hosil bo'lgan elektromagnit nurlanish spektri esa rentgen spektri bo'ladi. Ana shu spektrlarni tadqiq etish bilan atom tuzilishini o'rganish mumkin.

3. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, pastki energetik sathlarda bo'sh o'rinning mavjudligi elektromagnit nurlanishning yuzaga kelishi uchun yetarli shart emas. Elektromagnit nurlanish atomning nurlanishdan avvalgi va nurlanishdan keyingi kvant xarakteristikalarini burchak momentining saqlanish qonunidan kelib chiquvchi tanlash qoidalariga bo'ysunganda hosil bo'ladi. Tanlash qoidalarini kvant mexanikasining matematik apparatidan kelib chiqadi.

4. Atom nurlanishi uchun o'rinli bo'ladigan tanlash qoidalarini aslida atomning spin xarakteristikalarini ham hisobga olishi kerak. Buni amalga oshirishda norelyativistik kvant mexanikasidan foydalanib bo'lmaydi. Chunki atom sistemasi va undan nurlanayotgan fotonni birgalikda qarash kerak. Bu masala ancha murakkab bo'lganligi sababli quyidagi mulohazalar bilan chegaralansa bo'ladi.

5. Klassik optikadan ma'lumki, yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang qutblangan bo'lishi mumkin. Bu qutblanish ikki xil bo'ladi. Klassik fizikada asosiy qutblangan holat sifatida odatda bir-biriga perpendikulyar bo'lgan ikki chiziqli qutblanish qaraladi. Qolgan barcha qutblangan holatlar ana shu asosiy holatlarning superpozitsiyasi hisoblanadi. Masalan, doiraviy qutblanishni bir-biriga nisbatan $\frac{\pi}{2}$ fazaga siljirilgan teng amplitudali tebranishlarning superpozitsiyasi natijasi deb qarash mumkin.

6. Agar teng amplitudali tebranishlarning amplitudasi turlicha bo'lsa, elliptik qutblangan holat yuzaga keladi. Asosiy qutblangan holatlarni bunday tanlash eksperimental sabablardan kelib chiqadi. Chiziqli qutblangan yorug'likni o'rganish elliptik qutblangan yorug'likni o'rganishga qaraganda ancha oson bo'ladi.

7. Kvant mexanikada natijaviy qutblanish sifatida chiziqli qutblanish emas, balki doiraviy qutblanish olinadi. Bu holda chiziqli qutblanish ikki doiraviy qutblanishning superpozitsiyasi natijasida yuzaga keladi.

8. Agar doiraviy qutblangan yorug'lik olinsa, uning elektr maydon kuchlanganlik vektori \vec{E} (shuningdek, magnit maydon kuchlanganlik vektori \vec{H}) to'liqin harakat yo'nalishiga ko'ndalang bo'lgan doira bo'ylab aylanadi. Bu holda elektromagnit nurlanishning orbital momenti vektori to'liqinning harakat yo'nalishi bo'yicha yo'naladi. O'ngga aylanuvchi yorug'likda bu vektor fotonning harakat yo'nalishida yo'nalgan bo'lsa, chapga aylanuvchi yorug'likda esa bu vektor fotonning harakat yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

9. Kvant mexanika nuqtai-nazaridan yuqoridagi masala ko'rilsa, foton(yorug'lik kvanti)ning spinga ega ekanligini unutish kerak emas. Bu spin fotonning harakat yo'nalishida ikki proyeksiyaga ega. Agar fotonning spin kvant soni $\frac{1}{2}$ ga teng deb qaralsa, u holda qutblanishning nima sababdan 2 komponentaga ega ekanligi to'g'ridan-to'g'ri kelib chiqadi. Lekin bunday bo'lmaydi.

10. Agar fotonning spin kvant soni $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lsa, atom nurlanishida uning orbital momentiga mos keluvchi orbital kvant soni $\frac{1}{2}$ ga o'zgaradi. Bu esa orbital kvant sonining kasr conli qiymatlar qabul qilishini ko'rsatadi. Bunday bo'lishi mumkin emas. Chunki atom nurlangan vaqtida undagi elektronlar soni o'zgarmaydi. Elektronlarning ichki kvant soni atomdagi elektronlar soni juft son bo'lganida butun sonli qiymatni, toq bo'lganida esa kasr sonli qiymatni qabul qiladi. Bundan esa fotonning spin kvant soni butun son bo'lishi kelib chiqadi.

11. O'tkazilgan tadqiqotlar fotonning spin kvant sonini birga teng ekanligini ko'rsatadi. Har qanday zarraning spini 3 ta proyeksiyaga ega.

Masalan, elektronning spini $\frac{1}{2}, 0, -\frac{1}{2}$ proyeksiyalarga ega. Atom nurlanishida yuzaga keladigan elektromagnit to'liqin ko'ndalang to'liqin ekanligidan foton spinining faqat ikkita proyeksiyasi(1,-1)ning mavjudligi kelib chiqadi. Umumiy holda fotonni proyeksiyalari 1, -1 bo'lgan holatlarning superpozitsiyasi natijasi deb qarash mumkin.

12. Atom nurlanganida uning to'la mexanik momenti o'zgaradi. Bu o'zgarish nurlanish vaqtida yuzaga kelgan foton(kvant)ning o'zi bilan olib ketadigan momentiga teng bo'ladi va shu moment ikki qismdan tashkil topadi. Bular fotonning spini va kvantning markaziy bo'lmagan nurlani-

shida hosil bo'ladigan orbital momentdir. Foton olib ketadigan moment ushbu ikkala momentning yig'indisiga teng bo'ladi.

13. Optikada amalda markaziy bo'lmagan nurlanish hosil bo'lmaydi. Haqiqatan ham ana shunday nurlanish yuzaga kelsa, fotonni xarakterlovchi ψ to'lqin funksiya atorn nurlanishi vaqtida uning bir chekkasida katta bo'lsa, uning ikkinchi chekkasida esa kichik bo'lishi lozim. Bunday to'lqin funksiyani yorug'lik chastotasi tartibidagi chastotaga ega to'lqinlar superpozitsiyasi yordamida hosil qilish mumkin. Lekin optik chastotalarga $5 \cdot 10^5$ cm atrofidagi to'lqin uzunliklar mos keladi. Bu to'lqin uzunligi atom o'lchamining tartibi (10^{-8} sm) bilan taqqoslansa, uning 5000 marta katta ekanligini ko'rish qiyin emas.

14. Demak, atom o'lchamlarida yetarli ravishda o'zgaradigan ψ to'lqin funksiyani yorug'lik to'lqinlari superpozitsiyasi yordamida hosil qilib bo'lmaydi. Shu sababli atom nurlanishida hosil bo'ladigan fotonlar uning spiniga teng bo'lgan momentni o'zi bilan olib ketadi. Bunda atomning ichki kvant soni birga o'zgaradi. Bu atom nurlanishi vaqtida orbital momenti noldan farqli bo'lgan foton hosil bo'lmaydi degan ma'noni anglatmaydi emas. Balki shunday nurlanish ehtimoli juda kichik bo'ladi degan ma'noni anglatadi. Bu orbital momentsiz foton chiqaradigan 100 mln atomlardan bittasi markaziy bo'lmagan nurlanish yo'li bilan foton chiqaradi degan ma'noni bildiradi.

15. Kvant tasavvurlarning rivojlanishi atom nurlanishidagi tanlash qoidalarni, ya'ni atomning qanday energetik sathlari orasida elektronlarning o'tishi mumkinligini tushunish imkoniyatini beradi. Atomning kvant chiqargunga qadar ichki kvant soni $J_b=0$ bo'lsa, to'la mexanik momentning saqlanish qonuniga muvofiq, nurlanishdan keyingi atomning ichki kvant soni $J_o=1$ bo'ladi. Agar $J_b=1$ bo'lsa, u holda $J_o=0$ bo'ladi. Demak, atomning boshlang'ich yoki oxirgi energetik holatida $J=0$ bo'lsa, ushbu atomda nurlanish yuzaga kelishi uchun

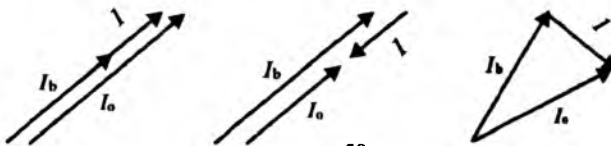
$$\Delta J = 1$$

bo'lishi kerak. Xususan, 0-0 o'tishlar, ya'ni $J_b=0$ va $J_o=0$ bo'lgan holda o'tishlar mavjud bo'lmaydi.

16. $J \neq 0$ bo'lgan holda atomning to'la mexanik moment vektori \vec{J} bilan birlik vektorni qo'shilishi natijasida \vec{J} vektori uzunligining bir birlikka o'zgarishi sodir bo'ladi yoki bu uzunlik umuman o'zgarmaydi (50-rasm). Bu hol uchun quyidagi tanlash qoidalari o'rinli bo'ladi:

$$\Delta J = \pm 1,0 \quad (J_b \neq 0, J_o \neq 0 \text{ bo'lgan hol uchun}),$$

$$\Delta J = \pm 1 \quad (J_b = 0 \text{ yoki } J_o = 0 \text{ bo'lgan hol uchun}).$$



50-rasm

17. Xuddi shunga o'xshab m_j kvant soni uchun ham quyidagi tanlash qoidasini yozish mumkin: $\Delta m_j = \pm 1, 0$.

18. Atom nurlanishi elektronning elektromagnit xossalari bilan bevosita bog'liq. Nurlanish vaqtida yuzaga keladigan elektromagnit to'lqin bilan zaryad hamda atomning magnit momenti o'zaro ta'sirlashadi. Atom nurlanishi zaryad harakati (orbital momenti)ning yoki xususiy magnit momenti (spin)ning yoki ikkalasining bir vaqtda o'zgarishi natijasida yuzaga keladi.

20. Hisoblashlar optik diapazondagi elektromagnit nurlanishda fotoning elektron zaryadi bilan o'zaro ta'siri uning atom magnit momenti bilan o'zaro ta'siriga qaraganda ancha kuchli bo'lishini ko'rsatadi. Bu esa atom nurlanishi uning magnit momentiga bog'liq emas degan ma'noni anglatadi. Shu tufayli bunday nurlanishda atomning spini va spin kvant soni o'zgar olmaydi:

$$\Delta S = 0, \quad \Delta S = 0.$$

21. J va S kvant sonlari bo'yicha tanlash qoidalaridan foydalangan holda atomning orbital kvant soni bo'yicha ham quyidagi tanlash qoidasini hosil qilish mumkin:

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad (L_b \neq 0, L_o \neq 0 \text{ bo'lgan hol uchun}),$$

$$\Delta L = \pm 1 \quad (L_b = 0 \text{ yoki } L_o = 0 \text{ bo'lgan hol uchun}).$$

22. Shuni ta'kidlash kerakki, atomdagi bir elektronning harakatini o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan nurlanishda $\Delta L = 0$ ga mos keluvchi o'tishlar mavjud bo'lmaydi. Jumladan bu narsa vodorod, vodorodsimon va bitta valent elektroni bo'lgan atomlarda amalga oshmaydi. Bunday taqiqning paydo bo'lishi orbital yoki to'la mexanik moment bilan bog'liq bo'lmaydi, balki juftlikning saqlanish qonuni bilan bevosita bog'liq bo'ladi.

23. Shuni aytish lozimki, yuqorida keltirib o'tilgan barcha tanlash qoidalari kvant, ya'ni fotonning xossalari bilan bog'liq bo'lib, ular faqat elektromagnit o'tishlar uchun o'rinlidir. Agar atomning bir energetik holatdan ikkinchisiga o'tishi elektromagnit o'tishlar hisobiga amalga oshmasa, bu qoidalar o'rinli bo'lmaydi. Bunday o'tishlar uchun boshqa qoidalar kiritiladi yoki ular umuman kerak bo'lmaydi. Bu holda orbital yoki to'la mexanik momentlarning katta o'zgarishi bilan sodir bo'ladigan

o'tishlar ehtimolligi juda kichik bo'ladi. Ushbu holat gaz razryadlarida atomlar elektronlar bilan bombardimon qilinganida, atomlar issiqlik yordamida uyg'otilganida va boshqa hollarda namoyon bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

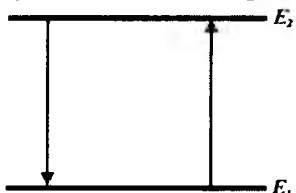
1. Nima uchun atom nurlanishida tanlash qoidalaridan foydalaniladi?
2. Atom nurlanganida uning to'la mexanik momenti qanday qismlardan tashkil topadi?
3. Orbital kvant soni bo'yicha tanlash qoidasini tushuntirib bering.
4. Spin kvant soni bo'yicha tanlash qoidasini tushuntirib bering.
5. Nima uchun atomdagi bir elektronning harakatini o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan nurlanishda $\Delta L = 0$ bo'ladi?

35-§. Spontan nurlanish

Mavzuning tayanch iboralari: spontan nurlanish, majburiy nurlanish, spontan nurlanish intensivligi, atomning o'rtacha yashash vaqti.

Ushbu mavzuda spontan nurlanish hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Atom energetik sathlari orasidagi elektron o'tish protsesslari katta ahamiyat kasb etadi. Chunki ularning ro'y berishi natijasida atom nurlanishi yoki nur yutishi sodir bo'ladi. Shu sababli Ana shu o'tishlarni nazariy jihatdan analiz qilish zaruriyati tug'iladi. Ushbu analiz esa nurlanish yoki nur yutish bilan bog'liq kvant hodisalarining ba'zi o'ziga xos xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini berishi mumkin. Masalan, spontan nurlanishning o'ziga xos xususiyatlarini ochib beradi.



51-rasm

2. Erkin fazoda hech qanday tashqi ta'sir ostida bo'lmagan atom yoki undagi elektronlar ma'lum bir energiyali kvant holatlarida bo'lishi mumkin. Masalani osonlashtirish uchun Ana shunday ikki E_1 va E_2 energiyali holatlarni olsa bo'ladi (51-rasm). Agar atom t vaqt momentida 2 uyg'ongan holatda turgan bo'lsa, keyingi dt vaqt momentida u shu holatda qolishi yoki o'zidan pastda joylashgan 1 holatga $E_2 - E_1$ energiyali nurlanish chiqarib o'tishi mumkin.

3. Atom yoki elektronlarni holatlar o'rtasida o'tishi natijasida yuzaga keladigan nurlanish biror tashqi maydon ta'sirida yoki o'z-o'zidan bo'lishi mumkin. Atomlar yoki ulardagi elektronlarning o'z-o'zidan Yuqori

energetik holatlardan pastki energetik holatlarga o'tishi natijasida yuzaga keladigan nurlanishga spontan nurlanish deyiladi.

4. Atomlardagi elektronlarning yuqori energetik holatlardan pastki energetik holatlarga majburiy, ya'ni biror tashqi maydon ta'sirida o'tishi natijasida yuzaga keladigan nurlanishga majburiy yoki indutsirlangan nurlanish deyiladi.

5. Ko'rilayotgan atomda t vaqt davomida spontan nurlanish sodir bo'lishi yoki bo'lmasligi mumkin. Chunki spontan nurlanish tasodifiy hodisa bo'lganligi uchun ana shu atomda t vaqt davomida albatta spontan nurlanish sodir bo'ladi deb katta ishonch bilan aytib bo'lmaydi. Shuning uchun spontan nurlanish ehtimoliy-statistik xarakterga ega. Bu esa spontan nurlanish ehtimolligi haqida fikr yuritish imkonini beradi. Shu sababli atomni yoki undagi elektronni yuqorida keltirilgan ikkinchi holatdan birinchi holatga o'tish ehtimolligini A_{21} belgilash mumkin. Ushbu ehtimollik vaqtga bog'liq bo'lmaydi.

6. Agar juda ko'p atomlardan tashkil topgan kuchli siyraklashtirilgan gaz berilgan bo'lsa, unda gaz atomlari orasidagi o'zaro ta'sirni hisobga olmaslik mumkin. Unda ikkinchi holatdagi atomlar soni N_2 bo'ladi. $t, t + dt$ vaqt oralig'ida bu atomlarning bir qismi o'z-o'zidan birinchi holatga o'tadi. Bunday o'tishlar tasodifiy hodisa bo'lganligi uchun qaysi atomlarning birinchi holatga o'tishini aytib bo'lmaydi. A_{21} ni bilgan holda o'rtacha qancha atomlar ana shunday o'tishni sodir qilishi mumkinligi to'g'risida fikr yuritsa bo'ladi.

7. dt vaqt ichida atomlarning ikkinchi holatdan birinchi holatga o'tishlar soni dZ_{21} ikkinchi holatdagi atomlar soni N_2 ga to'g'ri proporsional bo'ladi va quyidagi ifodadan topiladi:

$$dZ_{21} = A_{21}N_2dt.$$

8. Har bir o'tishda $h\nu$ energiya nurlanganligi, ya'ni ajralib chiqqanligi tufayli, barcha o'tishlarda nurlangan energiya quyidagicha hisoblanadi:

$$h\nu dZ_{21} = A_{21}N_2h\nu dt.$$

Ikkinchi holatdan birinchi holatga o'tishlar soni dZ_{21} ikkinchi holatdagi atomlar sonining kamayishiga teng bo'ladi: $dZ_{21} = -dN_2$ U holda ikkinchi holatdagi atomlar soni quyidagicha topiladi:

$$N_2 = N_{20} \exp(-A_{21}t),$$

Bu yerda N_{20} – ikkinchi holatdagi $t = 0$ vaqt momentidagi atomlar soni.

9. Spontan nurlanishning t vaqtdan keyingi birlik vaqt ichidagi nurlanish energiyasi, ya'ni nurlanish intensivligi I , bu nurlanishning $t=0$ vaqt momentidagi nurlanish intensivligi, ya'ni boshlang'ich nurlanish intensivligi I_0 bo'lsa, u holda quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

$$I = I_0 \exp(-A_2 t).$$

Oxirgi ifodadan spontan nurlanish intensivligi vaqt o'tishi bilan eksponensial qonun bo'yicha kamayar ekan degan xulosa kelib chiqadi.

10. Uyg'ongan holatda turgan atomning o'rtacha yashash vaqti τ ning normallashtirilgan uzluksiz o'zgaruvchi kattalik ekanligini hisobga olgan holda ushbu vaqtni quyidagicha topish mumkin:

$$\tau = \frac{1}{A_{21}}.$$

U holda spontan nurlanish intensivligi formulasini quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

11. Agar oxirgi formulada $t = \tau$ bo'lsa, $I = \frac{I_0}{e}$ bo'ladi. Bundan esa uyg'ongan holatda turgan atomning o'rtacha yashash vaqti spontan nurlanishning boshlang'ich intensivligi e marta kamayadigan vaqt ekanligi kelib chiqadi.

12. Spontan nurlanish intensivligining kamayish qonuni va uyg'ongan holatda turgan atomning o'rtacha yashash vaqtini tajribada Vin kanal nurlari yordamida aniqlagan. Ana shu nurlar yordamida vodorodning H_α qizil spektral chizig'i ($\lambda = 6562 \text{ \AA}$) uchun $\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ s, simobning rezonans chizig'i ($\lambda = 2537 \text{ \AA}$) uchun $\tau = 9,8 \cdot 10^{-8}$ s ekanligi aniqlandi. Bu esa xuddi shu atomlar uchun τ ning bilvosita yo'l bilan topilgan qiymatlari bilan mos tushadi.

13. Spontan nurlanishning ehtimoliy-statistik xarakteridan uning kogerent bo'lmagan nurlanish ekanligi kelib chiqadi. Chunki bu nurlanish fazoda bir-biridan ajratilgan turli atomlarda har xil vaqt momentlarida ro'y beradi. Bunday nurlanishlarning fazalari o'rtasida esa hech qanday o'zaro bog'lanish mavjud bo'lmaydi.

Takrorlash uchun savollar

1. Spontan nurlanish nima?
2. Nima uchun atom nurlanishi yoki nur yutishi hodisalari ehtimoliy-statistik xarakterga ega?
3. Spontan nurlanish intensivligi nimaga bog'liq?
4. Atomning o'rtacha yashash vaqti nima?
5. Spontan nurlanishning ehtimoliy-statistik xarakteridan qanday xulosa kelib chiqadi?

36-§. Nur yutish va majburiy nurlanish. Indutsirlangan nurlanish xossalari

Mavzuning tayanch iboralari: nur yutish, indutsirlangan nurlanish, musbat yutilish, manfiy yutilish.

Ushbu mavzuda nur yutish, indutsirlangan nurlanish va uning xossalari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Spontan o'tishlar uyg'ongan atomni o'rab turgan elektromagnit maydonga bog'liq bo'lmaydi. Lekin ana shu maydon ta'sirida ro'y beradigan proseslar ham mavjud bo'ladi va ular katta ahamiyat kasb etadi. Ushbu maydon ta'sirida uyg'onmagan atomning eng pastki E_1 energiyali holatida turgan atom, aniqroq aytilsa elektron maydondan olgan $E_2 - E_1 = h\nu$ energiya hisobiga E_2 energiyali uyg'ongan holatga o'tadi. Bu proses ham xuddi spontan nurlanish kabi ehtimoliy-statistik xarakterga ega. Chunki atomni o'rab turgan tashqi elektromagnit maydon ta'sirida shu atom uyg'ongan holatga o'tishi yoki o'tmasligi mumkin. Bu hodisa ro'y berishi yoki bermasligi mumkin. Ushbu hodisaning ham ro'y berish ehtimoligini xarakterlovchi koeffitsient mavjud bo'ladi.

2. Atomni o'rab turgan elektromagnit maydon ta'sirida faqat nur yutish processi emas, balki boshqa proseslar ham ro'y berishi mumkin. Agar shu elektromagnit maydon faqat nur yutish prosesini keltirib chiqaradi deb qaralsa, Plank nurlanish formulasi o'rniga Vin nurlanish formulasi kelib chiqadi. 1916 yilda Eynshteyn ushbu dalilni hisobga olgan holda atomni o'rab turgan elektromagnit maydon faqat nur yutish prosesini emas, balki majburiy yoki indutsirlangan o'tish (nurlanish)larni ham keltirib chiqaradi degan g'oyani ilgari suradi.

3. Uyg'onmagan atomlar tashqi elektromagnit maydon ta'sirida nur yutib uyg'ongan holatga o'tadilar. Uyg'ongan holatda turgan atomlar esa bu maydon ta'sirida yana nur yutib, undan yuqoridagi energetik holatga o'tishi yoki o'zidan nur chiqarib pastki energetik holatga o'tishi mumkin bo'ladi. Oxirgi o'tish indutsirlangan o'tish, nurlanish esa majburiy yoki indutsirlangan nurlanish deyiladi. O'tkazilgan tajribalar bunday nurlanishning mavjudligini isbotlaydi.

4. Indutsirlangan nurlanish nazariy hamda amaliy ahamiyatga ega nurlanish hisoblanadi. Ushbu nurlanish asosida lazerlar ishlaydi. Ikkinchi tomondan esa indutsirlangan nurlanish kvant xossalarga ega nurlanishdir. Chunki bu nurlanish birinchidan, atomni yoki atomdagi elektronlarni diskret energetik sathlar orasida o'tishlari natijasida yuzaga kelsa, ikkinchidan

bu nurlanish kvant tabiatiga, ya'ni dualizmga ega bo'ladi. Ushbu nurlanishni $h\nu$ energiyali va $\frac{h\nu}{c}$ impulsli foton, ya'ni kvantlar oqimi deb qarash mumkin. Shu nuqtai-nazardan bu nurlanishning uyg'onmagan va uyg'ongan atomlar bilan o'zaro ta'siri o'rganiladi.



52-rasm

53-rasm

5. 52-va 53-rasmlarda nurlanishni uyg'onmagan va uyg'ongan atom bilan o'zaro ta'siri sxematik ravishda tasvirlangan. 52,a-rasmda uyg'onmagan atomga kelib tushayotgan 3 ta kvant tasvirlangan.

52,b-rasmda esa atomning nurlanish bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida bitta kvantni yutib, uyg'ongan holatga o'tganligini hamda ikki kvant o'z xossalari va yo'nalishlarini o'zgartirmagan holda harakatlarini davom ettirganliklarini ko'rish mumkin. 53,a-rasmda uyg'ongan atomga kelib tushayotgan 2 ta kvant tasvirlangan. 53,b-rasmda esa uyg'ongan atomning nurlanish, ya'ni kvantlar bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida atom uyg'onmagan holatga xuddi shunday impuls va energiyali kvant chiqarib o'tadi. Buning natijasida ta'sirlashuvdan so'ng 3 ta kvant hosil bo'ladi.

6. 52-rasm nurlanishning yutilish protsessiga misol bo'lsa, 53-rasm esa induksion nurlanishga misol bo'ladi. Yutilish protsessida nurlanish intensivligi kamaysa, induksion nurlanishda esa atomning uyg'ongan holatdan asosiy holatga majburiy o'tishi natijasida nurlanish intensivligi ortadi. Shuning uchun induksion nurlanish manfiy yutilish hisobiga yuzaga keladi deb hisoblash mumkin. Shuni aytish kerakki, yuqoridagi majburiy o'tishda yuzaga kelgan kvantning chastotasi atomga tushgan kvantning chastotasi bilan bir xildir. Shu sababli induksion nurlanish kogerent to'lqin hisoblanadi.

7. Nurlanishning yutilishi va majburiy nurlanish, ya'ni musbat va manfiy yutilish bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan proseslar hisoblanadi. Bu dalil 52- va 53-rasmlardan ham ko'rinib turibdi. Birinchi prosesning boshlang'ich holati ikkinchi prosesning oxirgi holati bilan mos tushadi yoki aksincha. Yutilish prosesda nurlanish intensivligi kamayadi. Lekin bu nurlanish o'zining kogerentlik xususiyatini yo'qotmaydi. Masalan, interferension tajribalarda tushayotgan yorug'lik yutuvchi muhit bo'lgan svetofiltrlar orqali o'tsa, interferension manzara buzilmaydi.

8. Agar musbat va manfiy yutilishlar o'zaro teskari bo'lgan protseslar, ya'ni simmetrik hodisalar ekanligidan kelib chiqqan holda indutsirlangan o'tishlarda tushgan nurlanish bilan kogerent bo'lgan nurlanish hosil bo'ladi. Shunday qilib, biror nurlanish, ya'ni kvantlar oqimining uyg'ongan atomlari bor muhit orqali o'tishi natijasida ana shu atomlarning majburiy nurlanishi hisobiga o'z intensivligini uzluksiz orttiradi. Bunda nurlanishning kogerentligi saqlanib qoladi. Ushbu xossa majburiy nurlanishning tajribada qayd qilinishida katta ahamiyat kasb etadi.

9. Manfiy yutilish xususiyatiga ega bo'lgan muhitni hosil qilish va indutsirlangan o'tishlarni tajribada aniqlash uchun atomda nomuvozanat, ya'ni muvozanat bo'lmagan holatni hosil qilish kerak. Bunday holatda uyg'ongan atomlar soni normal holatdagi atomlar sonidan ko'p bo'ladi. Bunday muvozanatsiz holatni ko'pincha shartli ravishda manfiy temperaturali holat deb ham yuritiladi. "Manfiy temperatura" atamasi temperatura tushunchasini muvozanatsiz holatlarga qo'llab bo'lmazligiga qaramasdan, bu atama amaliy jihatdan qulay bo'lganligi uchun keng qo'llaniladi. Ushbu holatni energetik sathlar bo'yicha qaytuvchi atomlar taqsimotiga ega holatga sinonim bo'lgan holat deb qarash mumkin.

10. Manfiy temperaturali muhitni hosil qilishning bir qator usullari mavjud. Ana shu maqsadda bilvosita yo'l bilan biror yuqori energetik holatda unga nisbatan pastda joylashgan energetik holatlarga nisbatan atom (elektron)lar soni ko'paytiriladi yoki pastki energetik holatlardagi atom (elektron)larning tarqalganligini sun'iy yo'l bilan kamaytiriladi. Buning natijasida energetik sathlar bo'yicha qaytuvchi atomlar taqsimotiga ega bo'lgan manfiy temperaturali holatlar yuzaga keladi.

11. Manfiy temperaturali holatda indutsirlangan nurlanishni hosil qilish uchun manfiy yutilish prosessini amalga oshirish zarur. 1939 yilda rus fizigi V. A. Fabrikant ba'zi maxsus holatda hosil qilingan elektrazryadida yuzaga kelgan simob bug'larining ko'rinuvchi spektrida indutsirlangan o'tishlarni paydo bo'lganligini kuzatdi. Buning natijasida u molekulyar kuchaytirish prinsipini birinchi bo'lib ishlab chiqdi.

Takrorlash uchun savollar

1. Atom nur yutishida tanlash qoidalari o'rinli bo'ladimi?
2. Indutsirlangan nurlanish nima?
3. Indutsirlangan nurlanish qanday ahamiyatga ega?
4. Indutsirlangan nurlanish xossalarini aytib bering.
5. Musbat va manfiy yutilishlar nima?

37-§. Yorug'lik generatorlari

Mavzuning tayanch iboralari: lazer, mazer, invers bandlik, optik damlash, elektron damlash, elektrik damlash, kimyoviy damlash.

Ushbu mavzuda yorug'lik generatori bo'lgan lazerlar, ularning tuzilishi va xossalari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Fan-texnikaning keskin rivojlanishi natijasida atomdagi majburiy, ya'ni indutsirlangan o'tishlar katta ahamiyat kasb eta boshladi. Bu o'tishlarni amaliy qo'llanilishi natijasida sobiq ittifoqda N.Basov va A.Proxorov, Amerikada esa Tauns o'z shogirdlari bilan molekulyar generatorlar va radio to'lqinlarning santimetr diapazonida ishlovchi kuchaytirgichlar ishlab chiqildi. 1960 yilda esa indutsirlangan o'tishlarga asoslangan spektrning ko'rinuvchi va infraqizil sohasida ishlovchi yorug'lik generatorlari ishlab chiqildi.

2. Ana shunday yorug'lik generatorlaridan biri lazerlardir. Lazer ingliz tilidagi "Light amplification by stimulated emission of radiation" so'zlarining bosh harflaridan olingan bo'lib, u jumla yorug'likni majburiy nurlanish yordamida kuchaytirish degan ma'noni anglatadi.

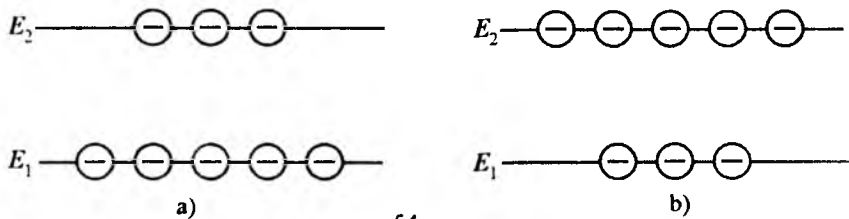
3. Lazer boshqa yorug'lik manbalaridan farq qilib, u indutsirlangan nurlanishga asoslanganligi uchun kogerent yorug'lik manbai, ya'ni generatori hisoblanadi. Shuning uchun majburiy kogerent nurlanish manbalari, ya'ni kvant generatorlariga lazerlar deb ataladi. U yordamida chastotasi, fazasi va harakat yo'nalishi bir xil bo'lgan kvant(foton)lar oqimidan iborat kogerent to'lqinlar (nurlanish) hosil qilinadi. Lazer nurlanishida monoxromatik to'lqin hosil bo'ladi.

4. Lazer nurlanishining energetik zichligi quyosh nurlanishining energetik zichligidan million marta kattadir. Shu sababli lazer nurlanishi o'ta yo'nalgan nurlanish hisoblanadi.

5. Indutsirlangan nurlanish vujudga keluvchi muhitda nurlangan kvantlar asosiy va uyg'ongan holatdagi atomlar tomonidan yutiladi. Modda orqali o'tayotgan nurlanish kuchayishi uchun uning atomlarining yarmidan ko'pi uyg'ongan holatda bo'lishi kerak. Agar modda atomlarining yarmidan kami uyg'ongan holatda bo'lsa, ularning energetik sathlari normal bandlikka ega bo'ladi (54, a-rasm).

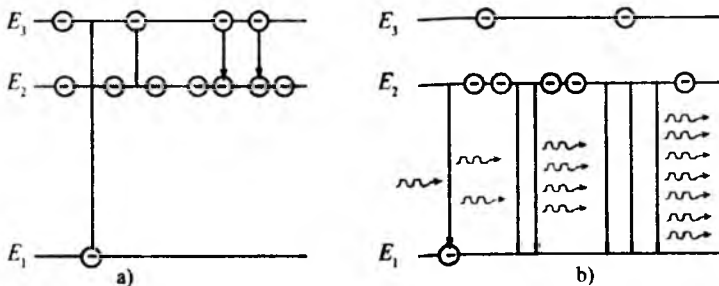
6. Agar modda atomlarining yarmidan ko'pi uyg'ongan holatda bo'lsa, ularning energetik sathlari invers (*inversio* – to'ntarilgan, ag'daril-

gan) bandlikka ega bo'radi (54, b-rasm). Invers bandlik holatidagi mod-
 daning uyg'ongan holatdagi atomlar soni uning uyg'onmagan holatdagi
 atomlar sonidan ko'p bo'ladi. Buning natijasida kvantlar yo'lida uyg'on-
 magan atomlar uyg'ongan atomlarga qaraganda ko'proq uchraydi. Shuning
 uchun majburiy nurlanish yutilishga nisbatan ko'proq ro'y beradi. Natijada
 berilgan chastotadagi nur normal bandlikka ega bo'lgan muhit orqali
 o'tganda, yorug'lik oqimi susaymaydi, balki kuchayadi. Shu proses 1951
 yilda V. Fabrikant va boshqalar tomonidan tajribada ko'rsatib o'tildi.



54-rasm

7. Atomlarning uyg'ongan holatda bo'lish vaqti 10^{-9} - 10^{-7} s tartibida
 bo'lganligi tufayli modda atomlarini invers bandlikka ega holatga o't-
 kazish ancha mushkul bo'ladi. Uyg'ongan atomlar qanchalik ko'p bo'lsa,
 spontan nurlanish ehtimolligi Shuncha ko'p bo'ladi. Lekin amalda me-
 tastabil holatda turgan atomlar ham mavjud bo'ladi. Bunday atomlar mod-
 da nurlanishini kuchaytirish uchun ishlatiladi. Bu holatlarda atomlar 10^{-3} s
 tartibi davomida bo'ladi.



55-56-rasmlar

8. Agar biror atom kvantni yutishi natijasida E_1 energiyali asosiy
 holatdan E_3 energiyali uyg'ongan holatga o'tsa, u E_3 energiyali uyg'ongan
 holatdan E_2 energiyali metastabil holatga spontan nurlanish orqali o'tishi
 mumkin. Ana shunday o'tishlar hisobiga E_2 energiyali holatda invers
 bandlik hosil qilinadi (55-rasm). Agar shu muhitdan $E_2 - E_1$ energiyali

kvant o'tsa, indutsiyangan nurlanish hisobiga yorug'lik nurining jalasimon kuchayishi sodir bo'ladi (56-rasm). Modda atomlarini uyg'otib, ularni invers holatga o'tkazish processiga nurlanish manbaini yoki optik aktiv muhitni damlash deiladi.

9. Beriluvchi energiya turiga bog'liq holda lazer damlashning quyidagi usullari mavjudir:

1) Optik damlash-lazer muhitini optik nurlanish yordamida uyg'otish. Bunda manba lampa, nur chiqaruvchi diod va boshqalar bo'lishi mumkin.

2) Elektrik damlash-lazer muhitini elektr energiyasi yordamida damlash. Injeksiyaviy damlashni bunga misol qilib keltirish mumkin.

3) Elektron damlash-lazer muhitini elektron dasta yordamida damlash.

4) Kimyoviy damlash-lazer muhitini kimyoviy reaksiya hisobigi damlash.

10. Lazer optik diapazondagi kogerent elektromagnit nurlanish generatori bo'lganligi tufayli, u birinchidan lazerni damlovchi, ikkinchidan aktiv nurlanuvchi muhit hosil qiluvchi aktiv moddadan tashkil topadi.

11. Invers bandli atomlar sistemasi faqat nurlanishni kuchaytirmasdan, balki elektromagnit nurlanishni generatsiya qilishi ham mumkin. Bunday sistema generator ish rejimida ishlashi uchun chiqishdagi signalning bir qismi uning kirish qismiga qaytarib berilishi lozim. Boshqacha aytilsa, musbat teskari bog'lanish mavjud bo'lishi kerak. Buning uchun esa aktiv muhitni ikki parallel ko'zgudan tashkil topgan rezonatorida joylashtirish maqsadga muvofiq bo'ladi.

12. Aktiv muhitni kuchli nurlanish bilan damlash natijasida muhit atomlarining yarmidan ko'pi invers metastabil uyg'ongan holatga o'tadilar. O'z-o'zidan uyg'ongan atomlarning asosiy holatga o'tishlarida kvant(foton)lar hosil bo'ladi. Lekin bu nurlanish kogerent bo'lmaydi. Ushbu kvantlar o'zining ko'zgu tomon harakatida boshqa atomlarning majburiy nurlanishlarini yuzaga keltiradi. Buning natijasida esa chastotasi

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$
 ga teng bo'lgan kvantlar quyuni ko'zguga etib keladi va undan

qaytadi. Qaytgan quyun muhitda qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanib, yana yangi-yangi uyg'ongan atomlarning nurlanishiga sabab bo'ladi. Shu process invers bandlik hosil bo'lganga qadar davom etadi.

13. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, rezonatorning uzunligi $L = \frac{k\lambda}{2}$

bo'lganda yorug'lik generatsiyasi ro'y berarkan. Bunda chiqayotgan nur va ikki ko'zgudan qaytgan nurlar orasidagi optik nurlar farqi butun to'lqin uzunligiga teng bo'ladi. Chiqishda esa yorug'lik nurlarining amplitudasi qo'shilib kuchayadi, Shuning natijasida rezonator d p turg'un to'lqin yuzaga keladi. Bunday yorug'likning kuchaytirilishi va generatsiyasi yuqorida aytilganidek, N.Basov, A.Proxorov va Taunslar tomonidan kashf etilganligi uchun ularga Nobel mukofoti berilgan.

14. Birinchi ishlab chiqilgan lazerlarda aktiv muhit vazifasini rubin (Al_2O_3) kristalli bajargan va uning tarkibiga 0,05% xrom kiritilgan. Bunda xrom atomlari uyg'onib, metastabil holatga o'tadilar va ularning majburiy nurlanishida to'lqin uzunligi 560 nm bo'lgan yorug'lik hosil bo'ladi.

Hozirgi zamon lazerlarining xarakteristikalari

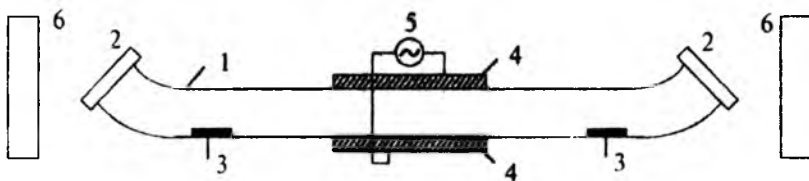
No	Lazer turlari	Faol muhit	Damlash uyg'otish usullari	To'lqin uzunligi, mkm	Ishlash rejimi	Quvvati, Vt
1	Gaz lazerlari	He-Ne	Gaz razryadi	0,63+1,15	Uzluksiz	0,001÷0,05
		CO ₂	Gaz razryadi	10,6	Uzluksiz	5÷10 ⁵
		CO ₂	Kimyoviy	10,6	Impulsl	100÷10 ¹⁰
		HF	Kimyoviy	2,6+3.5	Impulsl	<2·10 ¹¹
2	Suyuqlik lazerlari	Anorganik suyuqliklar	Lampali damlash	0,22+0,86	Impulsl	10 ⁴ -10 ⁶
		Organik eritmalar va bo'yoqlar	Lampali damlash	0,55+0,67	Uzluksiz	0,1+0.1
3	Yarim o'tkazgichli lazerlar	Al, Ga, As	<i>p-n</i> o'tishdagi injeksiya	0,7÷0,9	Uzluksiz Impulsl	0,1+0,1 10 – 50
		Gds	<i>p-n</i> o'tishdagi injeksiya	0,49÷0.69	Impulsl	<2·10 ⁵
4	Qattiq jisimli lazerlar	Yoqut	Lampali damlash	0,694	Impulsl	10 ⁵ -10 ⁶
		Nd li shisha	Lampali damlash	1,058	Impulsl	10 ⁸ -10 ¹⁰

15. Odatda lazerlarni ishlash prinsipiga asosan uch turga ajratish mumkin. Bular uzluksiz, impuls va davriy impuls rejimida ishlaydigan lazerlardir. Impuls rejimida ishlaydigan lazerlarning quvvati 10^9 Vt gacha yetadi.

16. Hozirda kristall, yarim o'tkazgich, suyuqlik, bo'yoq va gaz lazerlari ishlab chiqilgan. Bo'yoq lazerlari chiqarayotgan nurlanishning chastotasi va to'lqin uzunligini o'zgartirish mumkin. Bu ana shu lazerlarning asosiy yutuqlaridan biri hisoblanadi. Kristall lazerlari impuls rejimida ishlasa, gaz lazerlari uzluksiz rejimda ishlaydi. Quyidagi jadvalda hozirgi zamon lazerlarining qisqacha xarakteristikalari keltirilgan. Undan ko'rinib turibdiki, lazerlar turli-tuman bo'lib, ularning xarakteristikalariga qarab ulardan turli maqsadlarda foydalanish mumkin.

17. SO_2 gazli lazerlar sanoatda materiallarni kesish, teshish va payvandlashda ishlatilsa, tibbiyotda xirurglarda skalpel vazifasini bajaradi. Lazerlar bilan kesilgan joylardan qon oqmaydi va jarohat tez tuzaladi. Ko'z operatsiyalarida ham lazerlar keng qo'llanilmoqda. Bundan tashqari lazer nurlari yordamida bitta shisha tola orqali million telekanal signal-larini uzatish mumkin. Shuningdek, lazer nurlari orqali harakatlanayotgan obyektlarning vaziyati va tezligini aniqlash mumkin. Hozirgi paytda lazerlar yordamida termoyadro sintezini amalga oshirish, kimyoviy reaksiya-larni boshqarish va izotoplarni ajratish masalalari ustida tadqiqot olib borilmoqda.

18. Gazli lazerlarning eng keng tarqalgani geliy-neon lazeri hisoblanadi. Geliy-neon gaz aralashmasi to'ldirilgan gaz razryadi yuzaga keladigan nay bu lazerning asosini tashkil qiladi. Nay diametri bir necha mm dan bir necha metrgacha bo'ladi. Aktiv muhit sifatida neon gazi olingan bo'lib, unga yordamchi gaz sifatida geliy gazi 1:7 nisbatda qo'shiladi. Gaz razryad nayidagi umumiy gaz bosimi 1-3 mm sim ust oralig'ida bo'ladi. Ushbu lazerning sxematik tuzilishi 57-rasmda ko'rsatilgan.



57-rasm

Bunda 1-razryad nayi, 2-Bryuster burchagi ostida qo'yilgan shisha qoplamalar, 3-doimiy to'li razryad olish uchun o'rnatilgan elektrodlar, 4-

razryad nayining ostiga o'ratilgan tasma shakldagi elektrodlar, 5-yuqori chastotali elektroignit maydon generatori, 6-optik rezonator ko'zgular hisoblanadi. 3-4 elektrodlar yordamida ishchi muhit-gaz razryadi hosil qilinadi.

19. Geliy yordamchi gaz bo'lib, uning atomlari erkin elektronlar bilan to'qnashganda yuqori energetik sathga o'tadi. Bu sathdagi geliy atomining yashash vaqti 10^{-3} s bo'lib, ushbu sath energiyasi geliy atomining 2s va 3s sathlari energiyasiga yaqin bo'ladi. Bunda yuqori energetik holatdagi geliy atomlari pastki energetik holatdagi neon atomlarini ularning 2s va 3s sathlariga o'tkazadi. Geliy atomining 2s va 3s sathlari energiyasi neon atomlarining 2s va 3s sathlari energiyasiga yaqin bo'lganligi uchun geliy atomidan neon atomiga katta intensivlik bilan energiya uzatilishi sodir bo'ladi. Shunday qilib uyg'otilgan geliy atomlarning neon atomlari bilan rezonans to'qnashishi natijasida neon atomlarining uyg'otilishi yuzaga kelarkan. Bu holda neon atomlarining quyidagi energetik holatlar $2s \rightarrow 3p$ va $3s \rightarrow 3p$ orasidagi o'tishlari natijasida invers bandlik hosil bo'ladi. U esa o'z navbatida lazerning ishlashini ta'minlab beradi.

20. To'lqin uzunligi santimetr tartibida bo'lgan kogerent nurlanish hosil qiluvchi kvant generatorlariga mazerlar deyiladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun lazerlar yorug'lik generatorlari hisoblanadi?
2. Invers bandlik nima?
3. Indutsirlangan nurlanish lazerning ishlashida qanday ahamiyat kasb etadi?
4. Lazer xossalari aytib bering.
5. Lazerning mazerdan farqi nimada?

7-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda Pauli prinsipining fizik va matematik mazmunlari, Mendeleev davriy sistemasining to'ldirilish nazariyasi, atomlar nurlanishidagi tanlash qoidalari, spontan va indutsirlangan nurlanishlar hamda ularning xossalari, yorug'lik generatori bo'lgan lazerlar, ularning tuzilishi va xossalari to'g'risida fikr yuritildi. Mendeleev davriy sistemasining to'ldirilishida ishlatiladigan Xund qoidalari ko'rib chiqildi. Shuningdek, ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar keltirib o'tildi.

7-BOBGA OID TESTLAR

1. Atomning barcha elektronlari elektron qobiqlarni to'ldirishda energetik holatlarga joylashishga harakat qiladi.

A) energiyasi minimal bo'lgan. B) ixtiyoriy. C) bo'sh turgan. D) energiyasi maksimal bo'lgan.

2. Pauli prinsipi.....o'rinli bo'ladi.

A) zarra antisimmetrik to'lqin funktsiya va butun spin kvant soniga ega bo'lgan holda. B) zarra antisimmetrik to'lqin funktsiya va yarimbutun spin kvant soniga ega bo'lgan holda. C) zarra simmetrik to'lqin funktsiya va yarimbutun spin kvant soniga ega bo'lgan holda. D) zarra simmetrik to'lqin funktsiya va butun spin kvant soniga ega bo'lgan holda.

3. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studentidan "Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti atom fizikasi bo'yicha oraliq nazoratda berilliy atomining elektron qobiq strukturasi yozib berishni so'radi. Student qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) $[1s_{1/2}]^2[2s_{1/2}]^22p_{1/2}$. B) $[1s_{1/2}]^22p_{1/2}$. C) $[1s_{1/2}]^2[2s_{1/2}]^2$. D) $[2s_{1/2}]^22p_{1/2}$.

4. Nurlanishni hosil qilgan elektron o'tishda boshlang'ich va oxirgi holatlarning orbital kvant soni noldan farqli bo'lgan hol uchun tanlash qoidasining ifodasi keltirilgan javobni ko'rsating.

A) $\Delta L = 0$. B) $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$. C) $\Delta L = \pm 1$. D) $\Delta L = 0, \pm 1$.

5. Rezonatorning uzunligi..... bo'lganda yorug'lik generatsiyasi ro'y beradi.

A) $\frac{k\lambda}{2}$, k -noldan farqli butun son. B) $\frac{(2k+1)\lambda}{2}$, k -noldan farqli butun son. C) $k\lambda$, k -noldan farqli butun son. D) yorug'lik generatsiyasining ro'y berishi rezonatorning uzunligiga bog'liq emas.

6. Berilgan javoblar ichidan noto'g'risini ko'rsating.

A) atom energetik sathlari orasidagi elektron o'tish proseslari natijasida atom nurlanishi yoki nur yutishi sodir bo'ladi. B) optik diapazondagi elektromagnit nurlanishda fotonning elektron zaryadi bilan o'zaro ta'siri uning atom magnit momenti bilan o'zaro ta'siriga qaraganda uncha kuchli emasligini ko'rsatadi. C) SO₂ gazli lazerlar sanoatda materiallarni kesish, teshish va payvandlashda ishlatilsa, tibbiyotda xirurglarda skalpel vazifasini bajaradi. D) interferensiyon tajribalarda tushayotgan yorug'lik

yutuvchi muhit bo'lgan svetofiltrlar orqali o'tsa, interferensiyon manzara buzilmaydi.

7. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studenti atom fizikasidan amaliy mashg'ulotda Xund qoidalariga oid masalalarni yechishda atomning asosiy holatini ko'rsatuvchi belgini aniqladi. Student nimani aniqlagan?

A) magnit kvant sonini. B) bosh kvant sonini. C) orbital kvant sonini. D) holat termini.

8. O'zMU fizika fakulteti 3-kurs studentiga "Yadro fizikasi" kafed-rasi dotsenti atom fizikasidan oraliq nazoratda quyidagi savolni berdi: "Invers bandli atomlar sistemasi qanday vazifani bajaradi?" Student to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) nurlanishni kuchaytiradi. B) elektromagnit nurlanishni gene-ratsiya qiladi. C) nurlanishni kuchaytiradi va elektromagnit nurlanishni generatsiya qiladi. D) nurlanishni kuchaytiradi, lekin elektromagnit nurla-nishni generatsiya qilmaydi.

9. Atom fizikasi bo'yicha masala yechish darsida doskaga chiqqan Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studenti atomning asosiy holat termini aniqlashda ikki kattalikdan foydalandi. Bu kattaliklarni aniqlashda student javoblarda keltirilgan qaysi ifodadan foydalangan?

A) $2S+1$. B) $2L+1$. C) $\hbar\sqrt{J(J+1)}$. D) A va C javoblar to'g'ri.

10. 1939 yilda rus fizigi V. A. Fabrikant ba'zi maxsus holatda hosil qilingan elektr razryadida yuzaga kelgan simob bug'larining ko'rinuvchi spektrida indutsirlangan o'tishlarni paydo bo'lganligini kuzatdi. Bu hodisa nimani ifodalaydi?

A) molekulyar kuchaytirishning mavjudligini. B) spontan nurlanish-ning mavjudligini. C) atom nur yutilishining mavjudligini. D) spin-orbital ta'sirlashuvning mavjudligini.

8-BOB. ATOM TASHQI ELEKTR VA MAGNIT MAYDONLARIDA

38-§. Zeeman hodisasi

Mavzuning tayanch iboralari: Zeeman, Zeeman hodisasi, normal Zeeman effekti, Larmor chastotasi, anomal Zeeman effekti, Lorens formulasi.

Ushbu mavzuda Zeeman hodisasi, ya'ni anomal va normal Zeeman effekti hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Agar nurlanayotgan yoki nur yutayotgan atomni tashqi elektr yoki magnit maydoniga joylashtirilsa, muhim hodisalar paydo bo'ladi. Nurlanish yoki yutish spektrini, nurlanishning qutblanish xarakteristikalarini, tarqalish tezligini va hokazolarning o'zgarishi kuzatiladi. Jumladan, oddiy atom spektri bilan tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan shu atomning spektri bir-biridan farqlanadi. Chunki tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan atomning spektral chiziqlari qo'shimcha spektral chiziqlarga ajraladi.

2. Atom spektral chiziqlarining tashqi magnit maydon ta'sirida qo'shimcha spektral chiziqlarga ajralishi hodisasiga Zeeman hodisasi yoki Zeeman effekti deyiladi. Bu hodisani birinchi marta 1896 yilda gollandiya fizigi P. Zeeman kashf etgan. U ushbu hodisani natriy bug'larining nurlanish spektrida kuzatgan. 1902 yili unga ana shu kashfiyot uchun Nobel mukofoti berilgan.

3. Zeeman effekti ikki xil bo'ladi. Bular normal va anomal Zeeman effektlaridir. Bu effektlarga normal va anomal deb nom berilishining sababi normal Zeeman effektini klassik fizika asosida tushuntirish mumkinligidan, anomal effektini esa klassik fizikaga asosan tushuntirib bo'lmaylikdan kelib chiqadi. Anomal Zeeman effekti kvant nazariya asosida tushuntiriladi. Shuni aytish kerakki, normal Zeeman effektini kvant nazariya asosida ham tushuntirish mumkin.

4. Tashqi magnit maydoniga kiritilgan atom har bir spektral chizig'ining uchta qo'shimcha spektral chiziqqa ajralishi hodisasiga normal (oddiy) Zeeman effekti deyiladi. Ushbu hodisa Lorens tomonidan elektron nazariya asosida tushuntirib beriladi.

5. Normal Zeeman effektini tushuntirish uchun aylanma harakat qilayotgan elektron olib qaraladi. Tashqi magnit maydoniga kiritilgan vodorod atomidagi elektronning harakati bunga misol bo'ladi. Tashqi magnit maydon induksiya chiziqlari yoki shu magnit maydon kuchlanganligi vektori elektron aylanishining orbital tekisligiga perpendikulyar bo'lib, yuqoriga yo'nalsin. Elektron esa soat strelkasiga qarama-qarshi yo'nalishda aylanayotgan bo'lsin. Tashqi magnit maydon bo'lmaganida elektronning orbital harakatining turg'unligini ta'minlovchi kuch (bu kuch son jihatdan elektron bilan yadro o'rtasidagi kulon kuchiga teng bo'ladi) elektronning markazdan qochma inersiya kuchiga tengdir:

$$\frac{e^2}{r^2} = m_e r \omega_0^2,$$

bu yerda ω_0 – magnit maydon yo'q vaqtidagi elektronning siklik aylanish chastotasi, ya'ni burchak tezligi.

6. Magnit maydon mavjud vaqtida esa elektronga kulon kuchidan tashqari Lorens kuchi ham ta'sir qiladi. Bu kuchning yo'nalishi o'ng parma qoidasi asosida topilsa, uning yo'nalishi radius bo'ylab yo'nalganligini aniqlash mumkin. Ushbu kuch elektron orbita radiusini o'zgartirmaydi. Lekin magnit maydon elektronning burchak tezligini o'zgarishiga sababchi bo'ladi.

7. Magnit maydon kuchlanganligi yoki induksiyasi o'zining eng katta qiymatiga birdan emas, balki asta-sekin ma'lum bir vaqt davomida erishadi. Bu vaqt elektronning aylanish davridan ancha katta bo'ladi. Har bir vaqt momentida esa kulon va Lorens kuchlari yig'indisini markazdan qochma kuchga tengligi saqlanib qolishi zarur. Lekin bu tenglik doimo o'zgarib turadi. Chunki magnit maydoni kuchlanganligining ortishi elektromagnit induksiya qonuniga muvofiq yo'nalishi magnit maydonining yo'nalishi bilan mos tushuvchi simmetriya o'qiga ega bo'lgan uyurmaviy elektr maydonini hosil qiladi. Ana shu uyurmaviy elektr maydoni elektronning harakatiga ta'sir ko'rsatadi, uni tezlatadi yoki sekinlatadi. Bu esa Lorens kuchi elektronning burchak tezligi yoki chastotasini o'zgartira olmasligini ko'rsatadi. Yuqorida aytilganidek, ularning o'zgarishiga sababchi bo'ladi.

8. Har bir vaqt momentida esa kulon va Lorens kuchlari yig'indisini markazdan qochma kuchga tengligi saqlanib qolishi zarurligi, magnit maydoni kuchlanganligi o'zining eng katta qiymatiga erishgan vaqtida ham kuzatiladi. Ushbu holdagi elektronning burchak tezligi ω bo'lsa, unga ta'sir etuvchi Lorens kuchi formulasini elektron tezlik vektorining magnit

maydon kuchlanganlik vektoriga perpendikulyar hamda $v = \omega r$, $\frac{e^2}{r^2} = m_e r \omega_0^2$ va $\omega_L = \frac{e}{2m_e c} H$ ekanliklari hisobga olinsa, u holda quyidagi tenglama o'rinli bo'ladi:

$$\omega^2 - 2\omega_L \omega - \omega_0^2 = 0.$$

9. $\omega^2 - 2\omega_L \omega - \omega_0^2 = 0$ kvadrat tenglamaning yechimini quyidagicha yozish mumkin:

$$\omega = \omega_L \pm \sqrt{\omega_L^2 + \omega_0^2}.$$

Agar ω_L magnit maydon yo'q vaqtidagi elektronning siklik aylanish chastotasi, ya'ni burchak tezligi ω_0 bilan taqqoslansa, $\omega_0 \gg \omega_L$ ekanligini ko'rish mumkin. U holda oxirgi formula quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_L, \quad \omega_1 = \omega_L + \omega_0, \quad \omega_2 = \omega_0 - \omega_L.$$

10. Soat strelkasi yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanayotgan elektronning burchak tezligi ω_L ga ortadi, soat strelkasi yo'nalishida harakatlanayotgan elektronning burchak tezligi esa ω_L ga kamayadi. Bu esa tashqi magnit maydoniga kiritilgan vodorod atomi spektral chiziqlarini uchta spektral chiziqqa ajrashini, ikki chekkadagi spektral chiziq o'rtadagi spektr chiziqqa nisbatan simmetrik joylashishini hamda spektral chiziqlar orasidagi chastota bo'yicha masofa $\omega_L = \frac{e}{2m_e c} H$,

$\omega_L = \frac{e}{4\pi m_e c} H$ ekanligini kuzatish mumkin. Ushbu dalil normal Zeeman effektining to'g'ri ekanligini isbotlaydi. Oxirgi ikki ifodaga Larmor chastotasi yoki Lorens formulasi deyiladi.

11. Tashqi magnit maydoniga kiritilgan atom energiyasini hisoblash uchun unga mos keluvchi Shredinger tenglamasini yechish zarur bo'ladi. Ushbu tenglamaga kiruvchi energiya operatori bu holda quyidagicha yoziladi:

$$\hat{E} = \hat{T} + \hat{U} + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{1H} + \hat{U}_{SH}.$$

12. Energiya operatori formulasidagi birinchi had atom elektronlarining kinetik energiyasini hisobga oladi va ana shu elektronlarning kinetik energiyalari yig'indisiga teng bo'ladi. Ikkinchi had elektronlarning o'z yadrolari va bir-birlari bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyalarini ifodalaydi. Uchinchi had spin-orbital ta'sirlashuvini xarakterlovchi had

bo'lib, u atomlarning nozik strukturasi aniqlab beradi. Birinchi uchta had tashqi magnit maydoni bilan bog'liq emas. To'rtinchi va beshinchi hadlar esa elektronlarning orbital va spin magnit momentlarini tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvini hisobga oluvchi hadlar hisoblanadi.

13. Energiya operatori ifodasida atomlarning magnit kirituvchanligini H kattalik bo'yicha aniqlab beruvchi kvadratik hadlar hisobga

olinmagan. $\hat{E} = \hat{T} + \hat{U} + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{LH} + \hat{U}_{SH}$ operator tenglamani yechish ancha murakkab masala bo'lganligi sababli, ko'rilayotgan masalaga oid ba'zi xususiy hollar ko'rib chiqiladi.

14. Tashqi magnit maydoniga kiritilgan atom spektral chiziqlarining yoki energetik sathlarining (uchga teng bo'lmagan) qo'shimcha spektral chiziqlarga yoki sathlarga ajralishi protsessiga anomal (murakkab) Zeeman effekti deyiladi. Tashqi magnit maydoniga kiritilgan atomda yuzaga kelgan qo'shimcha energetik sathlar orasidagi masofa nozik struktura chiziqlari orasidagi masofaga qaraganda ancha kichik bo'lgan magnit maydoniga kuchsiz magnit maydoni deyiladi.

15. Tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan atom magnit momentining shu maydon bilan o'zaro ta'sirlashuvii natijasida \vec{H} va $\vec{\mu}$ vektorlarning o'zaro joylashuviga va qiymatlariga bog'liq bo'lgan qo'shimcha energiya yuzaga keladi va u quyidagicha hisoblanadi:

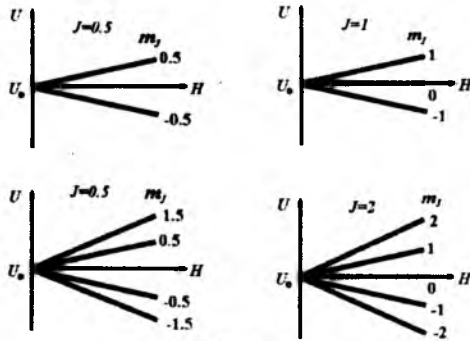
$$U = -\vec{\mu} \vec{H} = g\mu_B \vec{j} \vec{H} = g\mu_B m_j H.$$

Ushbu formulada $\vec{\mu} = -g\mu_B \vec{j}$ tenglik hisobga olingan.

16. Bu ifodadagi m_j magnit kvant soni atom magnit momentining magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasini belgilaydi va $2J + 1$ ta qiymat qabul qiladi. Bundan esa tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan atom energiyasining atom momentining magnit maydon yo'nalishiga nisbatan joylashishiga bog'liq bo'lishi kelib chiqadi. Shuning uchun tashqi kuchsiz magnit maydoniga kiritilgan atom spektral chiziqlarining yoki energetik sathlarining (uchga teng bo'lmagan) qo'shimcha spektral chiziqlarga yoki sathlarga ajralishi sodir bo'ladi va ularga mos keluvchi energiya quyidagi formuladan topiladi:

$$E = E_0 + g\mu_B m_j H.$$

Bunda E_0 – atomning boshlang'ich energetik sathi energiyasi. Shunday qilib, tashqi kuchsiz magnit maydoniga kiritilgan atomda energiya bo'yicha aynish, ya'ni aynigan energetik holatlar yo'qoladi.



58-rasm

17. 58-rasmda H kattalikka bog'liq holda $J = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2$ bo'lgan energetik sathlarni tashqi magnit maydonida qo'shimcha energetik sathlarga ajralishi ko'rsatilgan.

Bunda ushbu sathlar 2,3,4,5 ta qo'shimcha sathlarga ajraydi. m_j kvant sonining qiymati rasmda o'ng tomonda ko'rsatilgan. Ushbu multipletning qo'shni komponentasiga o'tgan vaqtda bu kvant soni birga o'zgaradi. U esa bir energetik sathni qo'shimcha energetik sathlarga ajralishida yuzaga kelgan sathlar ekvidistant ekanligini ko'rsatadi. Bunda energetik sathlar orasidagi masofa quyidagicha topiladi: $\Delta U = g\mu_B H$.

18. Misol tariqasida anomal Zeeman effektini natriyning rezonans dubleti uchun kuzatish mumkin. Kuchsiz tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan natriy manbaining spektri rezonans dubletning o'rniga ikki guruhdan iborat qo'shimcha 10 ta murakkab, bir-biriga juda yaqin joylashtirilgan spektral chiziqlarga ajraydi. Bu chiziqlarning energiyasi va chastotasi quyidagicha hisoblanadi:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 = [(E_{02} + g_2\mu_B m_{j_2} H) - (E_{01} + g_1\mu_B m_{j_1} H)] = (E_{02} - E_{01}) + (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1})\mu_B H,$$

$$\omega = \frac{E_{02} - E_{01}}{\hbar} + (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1}) \frac{\mu_B H}{\hbar} = \omega_0 + \frac{\mu_B H}{\hbar} (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1}).$$

Bunda $\omega_0 = \frac{E_{02} - E_{01}}{\hbar}$ - boshlang'ich spektral chiziq chastotasi.

19. Energetik birliklarda ajralish kattaligi $\mu_B H$, chastota birlikida esa $\frac{\mu_B H}{\hbar}$ kattalik bilan belgilanadi. $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,27 \cdot 10^{-21} \frac{\text{erg}}{E}$ (erg - energiya-

ning, E - magnit maydon kuchlanganligining Gauss sistemasidagi birliklari) ekanligini hisobga olgan holda energetik birlikdagi ajralish kattaligi uchun quyidagi ifodani yozish joizdir:

$$\Delta U = \mu_B H = \frac{0,927 \cdot 10^{-20} \frac{\text{erg}}{E} \cdot H(E)}{1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{eV}^{-1}} = 5,8 \cdot 10^{-9} H \text{ eV}.$$

20. Energetik birliklarda rezonans dubleti chiziqlari orasidagi farq $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ ni tashkil qiladi. $H = 10^3 \text{ E}$ bo'lganida zeeman ajralishi kattaligi multiplet ajralishi kattaligining 10^{-2} qismini tashkil etadi. Shu sababli kuchsiz magnit maydonidagi Zeeman effektini kuzatish uchun ajratish qobiliyati katta bo'lgan spektroskoplardan foydalanish lozim bo'ladi.

21. Atom spektri manbai kuchsiz magnit maydoniga joylashtirilganida umumiy holda har bir spektral chiziq o'rniga ko'p spektral chiziqlardan tashkil topgan murakkab sistema yuzaga keladi. Shuning uchun anomal Zeeman effektini murakkab Zeeman effekti deb ham yuritiladi. Kuchsiz magnit maydonidan kuchli magnit maydoniga o'tilganida manzara anchagina soddalashadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun oddiy atom spektri uning tashqi magnit maydonidagi spektridan farq qiladi?
2. Anomal Zeeman effekti normal Zeeman effektidan qanday farq qiladi?
3. Kuchsiz magnit maydoni kuchli magnit maydonidan qanday farq qiladi?
4. Ekvidistant sathlar deb nimaga aytiladi?
5. Nima uchun murakkab Zeeman effektini kuzatishda ajratish qobiliyati katta bo'lgan spektroskoplardan foydalaniladi?

39-§. Pashen-Bak effekti

Mavzuning tayanch iboralari: Pashen, Bak, Pashen-Bak effekti, magnit-optik aylanish, Lorens tripleti, Zeeman tripleti.

Ushbu mavzuda Pashen-Bak hodisasi, ya'ni Pashen-Bak effekti hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

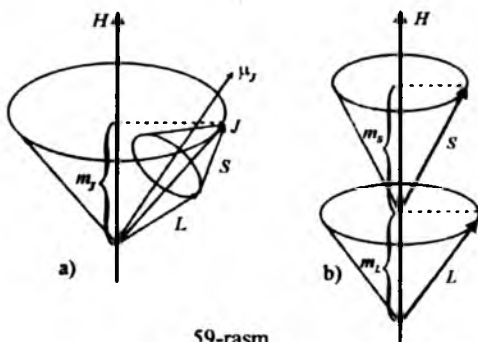
1. 1912 yilda Pashen va Bak qiziq va kerakli hodisani kashf etishdi. Biror atom kiritilgan kuchsiz magnit maydonidan kuchli magnit maydoniga o'tiladigan bo'lsa, anomal Zeeman effektini o'rniga normal Zeeman effekti yuzaga keladi. Ana Shu hodisani Pashen va Bak kashf etishgani tufayli, bu hodisaga Pashen-Bak effekti deyiladi. Ushbu hodisani magnit-optik aylanish deb ham yuritiladi. Atomning vektor modeli yordamida u hodisa oson tushuntiriladi.

2. Agar tashqi magnit maydoni ta'sirida yuz bergan energetik sathlarning ajralish masofasi berilgan spektral multiplet komponentalari orasidagi masofa bilan taqqoslanadigan darajada bo'lsa, ya'ni sun'iy (maydon ta'siridagi) ajralish kattaligi multipletning tabiiy ajralish kattaligiga taxminan teng bo'lgan tashqi magnit maydoniga kuchli magnit maydoni deyiladi. Kuchli yoki kuchsiz magnit maydoni tushunchasi nisbiy tushunchadir, Chunki aynan bir maydon ma'lum multiplet uchun kuchsiz bo'lsa, boshqa multiplet uchun esa kuchli bo'lishi mumkin.

3. Termlarning magnit ajralishini multipletning tabiiy ajralishi bilan tenglashishida tashqi kuchli maydon ta'siri \vec{L} va \vec{S} momentlarning o'zaro kvantlanishiga sababchi bo'lgan spin-orbital ta'sirdan katta bo'ladi.

Boshqacha aytganda, tashqi magnit maydonning \vec{L} va \vec{S} momentlarning har biriga ko'rsatgan ta'siri shu momentlarning o'zaro ta'siridan katta bo'ladi. Natijada \vec{L} va \vec{S} momentlarning \vec{J} vektori atrofidagi pretsessiya energiyasi tashqi magnit maydon kuchlanganligi vektori atrofidagi pretsessiya energiyasidan kichik bo'lib qoladi.

4. \vec{L} va \vec{S} momentlarning \vec{J} vektoriga mos holda tashqi magnit maydon kuchlanganligi vektori atrofidagi pretsessiyasi \vec{J} vektori atrofidagi pretsessiyaga nisbatan katta bo'lganligi tufayli, \vec{J} vektori aylanish o'qi sifatida o'z ma'nosini yo'qotadi va LS -bog'lanish uziladi. Shunday qilib, tashqi kuchli magnit maydonida atom holati \vec{L} va \vec{S} momentlarning tashqi magnit maydondagi alohida-alohida holati bilan aniqlanadi. Bunda



59-rasm

$$\hat{E} = \hat{T} + \hat{U} + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{LH} + \hat{U}_{SH}$$
 operator tenglamadagi uchinchi operator to'rtinchi va beshinchi operatorga qaraganda ancha kichik bo'lib, uni hisobga olmasa ham bo'ladi.

5. 59-rasmda tashqi magnit maydoni kuchsiz (a) va kuchli (b) bo'lgan holda \vec{L} va \vec{S} momentlarning pretsessiyasi tasvirlangan.

Tashqi magnit maydoni kuchsiz bo'lganida \vec{L} va \vec{S} momentlar \vec{J} vektori atrofida aylansa, kuchli bo'lganida esa tashqi magnit maydon kuchlanganligi vektori atrofida mustaqil ravishda pretsessiya (aylana) dilar. Ularning alohida-alohida tashqi magnit maydon kuchlanganligi vektori yo'nalishiga proyeksiyalari son jihatdan mos ravishda m_L va m_S ga teng bo'ladi. Demak, kuchli magnit maydoni ta'sirida to'la moment o'z ma'nosini yo'qotishi sababli, atomning holati L, S, m_L, m_S kvant sonlari bilan xarakterlanadi.

6. Kuchli magnit maydonida atom yoki undagi elektron \vec{L} va \vec{S} momentlarning o'zaro yo'nalishiga bog'liq emas. Bu energiya faqat \vec{L} va \vec{S} momentlarning \vec{H} vektori yo'nalishiga alohida-alohida proyeksiyalariga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun ushbu energiya quyidagicha aniqlanadi:

$$E = E_0 + g_L \mu_B m_L H + g_S \mu_B m_S H = E_0 + \mu_B H (g_L m_L + g_S m_S).$$

7. Singlet o'tishlar uchun $L = S = 0$ ekanligini hisobga olgan holda $g_L = 1$ va $g_S = 2$ bo'lishini topish mumkin. Unda atom energiyasining formulasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$E = E_0 + \mu_B H (m_L + 2m_S).$$

Orbital va spin magnit kvant sonlari bo'yicha tanlash qoidalaridan kelib chiqqan holda shu formulani quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$E = E_0 \pm \mu_B H.$$

8. Atom energiyasiga mos keluvchi chastota quyidagicha yoziladi:

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{\mu_B H}{\hbar} = \omega_0 \pm \frac{e}{2m_e c} H, \quad \nu = \nu_0 \pm \frac{e}{4\pi m_e c} H.$$

Ushbu formula Lorens tripletini yoki normal Zeeman effekti formulasi ko'rsatadi.

9. Kvant nazariyaga muvofiq, normal Zeeman effekti quyidagi uch hollarda kuzatiladi.

1) Nurlanish yoki yutilish singlet chiziqlari vujudga keladigan yolg'iz sathlar o'rtasidagi o'tishlarda. Bu holda atomning to'la spin kvant soni $S = 0$ bo'ladi. Shuning uchun uning to'la ichki kvant soni orbital kvant soniga tengdir. Lande faktori esa yolg'iz spektral chiziqlar uchun har doim

birga teng bo'ladi. Bunda Zeemanning $\omega_L = \frac{eH}{2m_e c}$ ga normal siljigan tripleti yuzaga keladi.

2) Elektron qobig'i uchun atomning orbital momenti nolga teng atom sathlari o'rtasidagi o'tishlarda. Ana shu holda $L = 0$ bo'lganligi uchun $J = S$ bo'ladi. Bunda Lande faktori har doim 2 ga tengdir. Mazkur holda normal siljishdan ikki marta katta bo'lgan Zeemanning $\omega_L = \frac{eH}{m_e c}$ tripleti hosil bo'ladi.

3) $J = 0$ va $J = 1$ bo'lgan sathlar o'rtasidagi o'tishlarda. $J = 0$ bo'lgan sath qo'shimcha sathlarga ajramaydi, Chunki $m_J = 0$. Ikkinchi sath esa uchga ajraladi, Chunki $m_J = 0, \pm 1$. Bunda siljish kattaligi $g\omega_L$ bo'lgan Zeeman tripleti yuzaga keladi. Bu yerda $g - J = 1$ sath uchun Lande faktori hisoblanadi. Demak, kuchli magnit maydonda atom term yoki sathlari bir-biridan normal siljish chastota bo'yicha ω_L ga karrali bo'lgan oraliqlarga siljigan term yoki sathlarga ajralarkan.

10. Shunday qilib, tashqi kuchli magnit maydoniga joylashtirilgan atom spektral chiziqlari uchtaga ajralar ekan. Ular bir-biridan normal siljishga teng masofada yotadi. Shuni aytish zarurki, spin-orbital ta'sirlashuvi har doim mavjud bo'ladi. Kichik spin-orbital ta'sirlashuvida ham qo'shimcha multiplet ajralishlar yuzaga keladi. U o'z navbatida Pashen-Bak effektida spektral chiziqlarning nozik strukturasi keltirib chiqaradi.

Takrorlash uchun savollar

1. Magnit-optik aylanish deb nimaga aytiladi?
2. Nima uchun kuchli yoki kuchsiz magnit maydoni tushunchalari nisbiy tushunchalar hisoblanadi?
3. Nima uchun atomning holati L, S, m_L, m_S kvant sonlari bilan xarakterlanadi?
4. Lorens tripleti deyilganida nima tushuniladi?
5. Oddiy Zeeman effekti qanday hollarda kuzatiladi?

40-§. Shtark effekti

Mavzuning tayanch iboralari: Shtark, Shtark effekti, P.S. Epsh-teyn, K. Shvarsschild, π – komponenta, σ – komponenta, chiziqli Shtark effekti, kvadratik Shtark effekti.

Ushbu mavzuda Shtark effekti hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha va ta'riflar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Magnit maydon singari tashqi elektr maydon ham unga kiritilgan atomning spektral chiziqlariga ta'sir ko'rsatadi. Bu maydon ta'sirida atom

zaryadlari ma'lum darajada siljishi mumkin. Buning natijasida atomning turli holatlari energiyasi har xil o'zgaradi va natijada atom energetik sathlarining buzilishini va spektrining o'zgarishini kuzatish mumkin. Haqiqatan ham, 1913 yilda Shtark vodorod atomi Balmer seriyasi chiziqlarining elektr maydon ta'sirida ajralishini kuzatdi. Shuning uchun elektr maydonida atom spektral chiziqlarining ajralish hodisasiga Shtark effekti deyiladi.

2. Shtark effekti vodorod atomidan boshqa atomlarda ham kuzatildi. Bu effektini klassik nazariya asosida tushuntirib bo'lmalik boshidan ma'lum bo'lib qoldi. Borning yarim klassik nazariyasi asosida Shtark effektini tushuntirishga harakat qilindi. Ana shunday ish K. Shvarsschild (1874-1916) va P.S. Epshteyn (1886-1966) tomonidan 1916 yili amalga oshirildi. Uning asosiy natijalari E. Shredinger tomonidan kvant mexanika asoslari ishlab chiqilgandan so'ng tasdiqlandi.

3. K. Shvarsschild va P.S. Epshteyn nazariyalarida Lagranj va Laplas tomonidan osmon mexanikasida qo'llanilgan, keyin esa kvant mexanikasi masalalariga qo'llash uchun qaytadan ishlab chiqilgan g'alayonlanish nazariyasining hisoblash metodlari ishlatildi. Hisoblashlar ancha murakkab bo'lganligi tufayli bu yerda ushbu effektga tegishli bo'lgan ba'zi tasavvurlar hamda yakuniy natijalar keltiriladi. Bunda tashqi bir jinsli elektr maydoniga kiritilgan atomlardagi Shtark effekti to'g'risida fikr yuritiladi.

4. Biror tashqi elektr maydoniga kiritilgan atom, ya'ni biror spektral chiziq'larga ega yorug'lik manbai, aniqroq aytilsa atomdagi elektronning tebranish chastotasi tebranish elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yo'nalishi bo'yicha yoki unga perpendikulyar yo'nalishda bo'layotganligiga bog'liqdir. Nurlanishning ko'ndalang to'lqin ekanligi hisobga olinsa, har doim elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishda bo'lgan tebranishlar kuzatiladi.

5. Agar kuzatish chizig'i elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yo'nalishiga perpendikulyar bo'lsa, u holda elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yo'nalishi bo'yicha va unga perpendikulyar yo'nalishda tebranish sodir bo'ladi. Bu tebranishlar turli chastotalarga ega bo'lganligi uchun, kuzatilayotgan spektral chiziqlarning barchasi chiziqli qutblanadi. Bunday chiziqlarning bir qismi elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yo'nalishi bo'yicha qutblansa, qolgan qismi esa unga perpendikulyar yo'nalishda qutblanadi.

6. Elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yo'nalishi bo'yicha qutblangan chiziq'larga π -komponenta, unga perpendikulyar yo'nalishda qutblangan chiziq'larga esa σ -komponenta deyiladi.

7. Agar kuzatish chiziqlari elektr maydoni kuchlanganligi vektorining yoʻnalishi boʻyicha boʻlsa, nurlanish yoʻli bilan sodir boʻlayotgan barcha tebranishlar \vec{E} vektoriga perpendikulyar yoʻnalgan boʻladi. Shu tufayli kuzatilayotgan spektrda faqat σ -komponenta yuzaga keladi. Bu komponentalarning barchasi qutblanmagandir. Chunki elektr maydon tomonidan tebranayotgan elektronga taʼsir etayotgan kuch elektron tezlik vektorining yoʻnalishi va moduliga bogʻliq boʻlmaydi. Atom kiritilgan elektr maydonini atom kiritilgan magnit maydonidan asosiy farqi ana shundan iboratdir.

8. Magnit maydoni tomonidan elektronga taʼsir etuvchi kuch esa elektronning tezligiga toʻgʻri proporsional boʻladi. Agar elektronning tezlik vektori oʻz yoʻnalishini qarama-qarshi tomonga oʻzgartirsa, bu kuch ham oʻz yoʻnalishini qarama-qarshi tomonga oʻzgartiradi. Shuning uchun u elektronning burchak tezligini oʻzgartiradi va buning natijasida elektronning tebranma harakati kelib chiqadi. Ushbu oʻzgarish elektronning harakat yoʻnalishiga bogʻliq boʻladi. Bu esa oʻz navbatida Zeeman effekti bilan bogʻliqdir. Elektr maydoni bunday oʻzgarishlar qila olmaydi. Shu sababli Shtark effekti komponentalari boʻylama yoʻnalishda qutblanmagan boʻladi. Elektr maydon kuch chiziqlari yoʻnalishiga nisbatan burchak ostidagi yoʻnalishda esa shu komponentalar qutblangandir.

9. Shtark effektining roʻy berishi elektr maydoni yoʻq holda atomning dipol momentiga ega yoki ega emasligiga bogʻliq boʻladi. Agar atom dipol momentiga ega boʻlsa va ushbu atom elektr maydoniga joylashtirilsa hamda faqat maydon yoʻnalishiga mos keluvchi chiziqli hadlar bilan chegaralanilsa, u holda atom elektr maydon kuchlanganligining birinchi darajasiga proporsional boʻlgan $(-\vec{p} \cdot \vec{E})$ qoʻshimcha energiyaga ega boʻladi. Spektral chiziqlarning siljishi va ajralishi ham elektr maydon kuchlanganligining birinchi darajasiga proporsional boʻladi. Ana shunday hodisa Shtark tomonidan kuzatilgan. Unga chiziqli Shtark effekti deyiladi.

10. Agar atom xususiy dipol momentiga ega boʻlmasa, u holda tashqi elektr maydonida $p = \beta E$ boʻlgan indutsirlangan dipol momenti yuzaga keladi. Bu yerda β -atomning qutblanuvchanligi boʻlib, u kvant mexanikasi usullari yordamida hisoblanadi. Elektr maydon kuchlanganligi 0 dan E gacha ortganida, atomning dipol momenti ham 0 dan r gacha ortadi. Bunda atom ustida $\frac{pE}{2} = \frac{\beta E^2}{2}$ boʻlgan ish bajariladi. Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq, ushbu ish elektr maydonidagi atom potensial energi-

yasining o'zgarishiga sarf bo'ladi. Bu holda atom spektral chiziqlarining siljishi va ajralishi elektr maydon kuchlanganligining kvadratiga proporsional bo'lib qoladi. Shu effektga kvadratik Shtark effekti deyiladi. Bu effekt chiziqli effektga qaraganda ancha kamdir. Shuning uchun u chiziqli effektga qaraganda keyinroq kashf etildi.

11. Elektr maydonida xususiy dipol momentiga ega bo'lgan atom qo'shimcha dipol momentiga ega bo'ladi. Ushbu momentni birinchi yaqinlashishda elektr maydon kuchlanligiga proporsional deb qarash mumkin. Unda chiziqli va kvadratik Shtark effektlarining qo'shilishi sodir bo'lib, energetik sathlarning ajralishi simmetrik bo'lmaydi. Barcha hosil bo'lgan qo'shimcha sathlar kichik energiyali sathlar tomoniga siljiydi. Bu sathlar qanchalik yuqori joylashgan bo'lsa, ushbu siljish shunchalik kuchli bo'ladi. Spektral chiziqlarning o'zi esa spektrning qizil sohasiga juda oz siljiydi. Masalan, shu siljish H_{α} spektral chiziqning bitta Shtark komponentasining siljishi 1 cm^{-1} ni tashkil qiladi. Bu spektral chiziq Shtark komponentalarining ikki chetki chiziqlari orasidagi masofa esa 200 cm^{-1} ga teng.

12. Kuchlanganligi 10^5 V/cm dan katta bo'lgan elektr maydoniga joylashtirilgan vodorod atomidagi kvadratik Shtark effektini to'liq hisobga olmaslik mumkin. Undagi $\sim E^2$ bo'lgan kvadratik had faqat kuchli maydonlardagina namoyon bo'ladi. Kuchlanganligi $4 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ dan katta bo'lgan $\sim E^2$ bo'lgan had bilan bir qatorda $\sim E^3$ bo'lgan uchinchi had ham yuzaga keladi. Agar shu hadlar hisobga olinsa, kuchlanganligi $\sim 10^6 \text{ V/cm}$ bo'lgan kuchli elektr maydonlarida tajriba natijalari nazariya bilan mos tushadi.

13. Vodorod va uning izotoplari hamda vodorodsimon ionlarda chiziqli Shtark effektining ro'y berishi quyidagicha tushuntiriladi. Elektron harakatlanayotgan yadroning elektr maydoni kulon maydoni bo'lganligi tufayli, unda elektronning energetik sathlari l bo'yicha aynigan bo'ladi. Bir xil n va har xil l kvant sonlariga ega bo'lgan bu holatlar bir xil energiyaga egadir. Bu holatlarda bo'lishi mumkin bo'lgan elektron tashqi elektr maydoni yo'q vaqtida ham xususiy elektr dipol momentlariga ega bo'ladi. Atom tashqi elektr maydoniga joylashtirilganda esa aynish qisman yo'qoladi va turli holatlarga mos keluvchi energetik holatlar har xil siljiydi. Lekin barcha shunday siljishlar va ularga mos keluvchi spektral chiziqlarning ajralishi elektr maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Shuning uchun chiziqli Shtark effekti kuzatiladi.

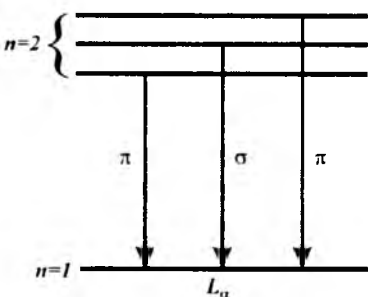
14. Valent elektronga ega murakkab atomlarda hamda ionlarda atomni bir elektronli sistema deb qarash mumkin. Ammo bunday atom

yadrosining elektr maydoni ichki elektron qobiqlarning ta'siri tufayli kulon maydoni bo'la olmaydi. Ana shunday maydonda l kvant soni bo'yicha aynish yuzaga kelmaydi. Lekin bu hodisani chuqurroq o'rganish atomning o'rtacha xususiy elektr momentini nolga teng ekanligini ko'rsatadi. Shu sababli atom tashqi elektr maydoniga kiritilganda $\sim E^2$ bo'lgan haddan boshlab sathlarning ajralishi sodir bo'ladi. Shuning uchun bu effektni kvadratik Shtark effekti deyiladi.

15. Vodorod atomi uchun Shtark effektini ko'rib chiqaylik. Bunda spin-orbital ta'sirlashuvini hisobga olmaylik. U holda masala atomning tashqi elektr maydondagi potensial energiyasini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasini yechilishiga kelib taqaladi. Ko'rilayotgan masala silindrik simmetriyaga ega bo'ladi. Simmetriya o'qi esa elektr maydoni bo'yicha, ya'ni maydon kuchlanganlik vektoriga parallel yo'nalgandir. Bu masala uchun yozilgan Shredinger tenglamasini yechish uchun parabolik koordinatalar sistemasidan foydalaniladi.

16. Parabolik koordinatalar sistemasi silindrik simmetriya uchun o'rinlidir. Ana shu koordinatalar sistemasida yechilgan Shredinger tenglamasi n bosh kvant soniga ega bo'lgan energetik sath tashqi elektr maydonida qo'shimcha $2n-1$ ta sathga ajralishini ko'rsatadi. Ushbu sathlar o'rtasidagi o'tishlar tanlash qoidalariga bo'ysunadi va vodorod atomining spektral chiziqlari ajragan komponentalar sonini aniqlaydi.

17. Tashqi elektr maydoni mavjudligida orbital momentning saqlanish qonuni o'rinli bo'lmaydi. Lekin doimiy bir jinsli elektr maydonida orbital momentning elektr maydon yo'nalishiga proyeksiyasi saqlanadi. Shu tufayli bu holda m_l magnit kvant soni bo'yicha tanlash qoidalari



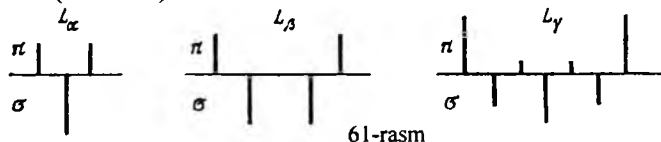
60-rasm

o'rinli bo'ladi. $\Delta m_l = 0$ bo'lganida π -komponenta, $\Delta m_l = \pm 1$ bo'lganida esa σ -komponenta yuzaga keladi. Bu tanlash qoidalari sathlar o'rtasidagi o'tishlarni ham belgilab beradi.

18. Layman seriyasi chiziqlarining ajralishi manzarasi 60-rasmda keltirilgan. Bu seriya chiziqlari yuqori joylashgan sathlardan qo'shimcha sathlarga ajramaydigan ($2n-1=1$) $n=1$ sathga ajraydi. Ana shu sathlardan $n=1$ sathga o'tish natijasida yuzaga keladi. $n=2$ sath $2n-1=3$ qo'shimcha sathga ajraydi. Ana shu sathlardan $n=1$ sathga o'tish natijasida yuqorida aytilgan

3 komponenta hosil bo'lad. Bu vodorod atomi Layman seriyasi L_α spektral chizig'ining ajralishini ifodalaydi.

19. $n=3$ va $n=4$ sathlar mos ravishda 5 hamda 7 ta qo'shimcha sathlarga ajraydi. Ana shu sathlardan $n-1$ sathga o'tish natijasida Layman seriyasining L_β va L_γ spektral chiziqlarining ajralishidagi komponentalar hosil bo'ladi (61-rasm).

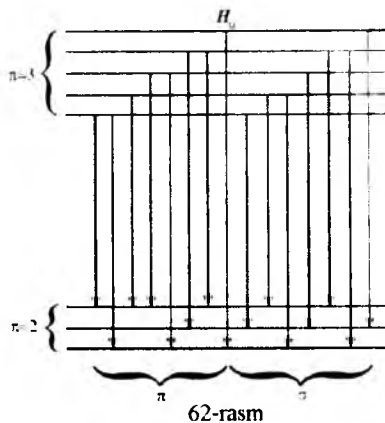


Bunda yuqoriga qaragan chiziqlar π – komponentani, pastga qaragan chiziqlar esa σ – komponentani ifodalaydi. Bu chiziqlarning uzunligi spektral komponentalarning nisbiy intensivligini ifodalaydi.

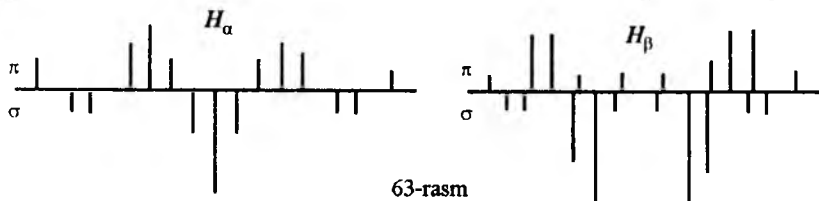
20. Ba'zi hollarda tashqi elektr maydoni ta'siri tufayli, spektral chiziqlarning ajralishida markaziy komponenta paydo bo'lmaganligi sababli, hosil bo'lgan komponentalar soni bittaga kam bo'ladi. Xuddi shunday L_β spektral chizig'ining ajralishida markaziy komponenta yuzaga kelmaganligi tufayli u yerda 4 ta, ya'ni 2 ta π – komponenta va 2 ta σ –komponentani kuzatish mumkin bo'ladi. L_γ spektral chiziqning ajralishida esa markaziy komponenta mavjudligi tufayli 7 ta, 4 ta π – komponenta va 3 ta σ – komponenta yuzaga keladi.

21. Vodorod atomi Balmer seriyasi spektral chiziqlarining tashqi elektr maydondagi ajralishi Layman spektral chiziqlarining ajralishiga qaraganda ancha murakkabdir. Unda o'tishlar $n=2$ sath ajragan 3 ta sathlarga bo'ladi. Ushbu sathga yaqin turgan $n=3$ sath 5 ta qo'shimcha sathlarga ajraydi. Ana shu sathlar o'rtasidagi o'tishlar natijasida, ya'ni H_α spektral chiziqning ajralishida 15 ta komponenta (8 ta π – komponenta, 7 ta σ – komponenta) yuzaga keladi (62-rasm).

22. H_β spektral chiziqning ajralishida esa 20 ta, H_γ ning ajralishida 27 ta, H_δ spektral chiziqning ajralishida 32 ta komponenta hosil bo'ladi. H_β va H_γ spektral chiziqlarining ajralishida



markaziy komponenta yuzaga kelmaganligi tufayli, 21 ta ning o'rniga 20 ta, 33 ta ning o'rniga esa 32 ta komponenta yuzaga keladi (63-rasm). Tajribada kuzatilgan natijalar nazariyaning to'g'ri ekanligini isbotlaydi.



63-rasm

23. Ushbu natijalar elektronning spini, ya'ni spektral chiziqlarning nozik strukturasi hisobga olinmaganida o'rinli hisoblanadi. Bunda Shtark effekti natijasida yuzaga kelgan spektral chiziqlar kengligiga nisbatan nozik struktura chiziqlari kengligini hisobga olmasa bo'ladi. Bu hol tashqi elektr maydon kuchlanganligi bir necha o'n ming V/sm bo'lganda o'rinlidir. Ana shunday elektr maydoniga kuchli elektr maydoni deyiladi. Demak, yuqorida keltirilgan natijalar kuchli elektr maydoni uchun o'rinli bo'larkan. Agar Shtark effekti natijasida yuzaga kelgan spektral chiziqlar kengligi nozik struktura chiziqlari kengligi bilan taqqoslanadigan darajada bo'lsa, bunday elektr maydoniga kuchsiz elektr maydoni deyiladi. Bunaqa maydonda Shtark effekti nozik struktura hisobiga murakkablashib ketadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Shtark effekti deb nimaga aytiladi?
2. Chiziqli Shtark effekti qachon kuzatiladi?
3. Kvadratik Shtark effekti qachon kuzatiladi?
4. π - va σ - komponentalar deyilganida nima tushuniladi?
5. H_β spektral chiziqning ajralishida nechta komponenta kuzatiladi?

41-§. Spektral chiziqlarning kengligi

Mavzuning tayanch iboralari: spektral chiziqlar kengligi, sug, tabiiy kenglik, energiya va vaqt uchun Geyzenberg tengsizligi.

Ushbu mavzuda spektral chiziqlar kengligi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Potensial o'ra va vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini yechish natijasida sistema energiyasining kvantlangan ekanligi ma'lum bo'ldi. Ushbu natija atom energetik sathlari yoki spektral chiziqlarining ma'lum kenglikka ega emasliklarini ko'rsatadi. Bu natija Shredinger teng-

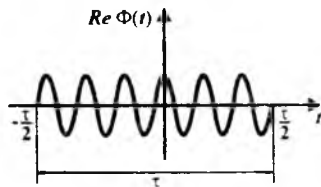
lamasini yechish protsessida qilingan ba'zi soddalashtirishlardan kelib chiqadi. Lekin shu natija haqiqatga to'g'ri kelmaydi.

2. Uyg'ongan holatda turgan atomni olib ko'raylik. U o'zidan kvant (foton) chiqarib, asosiy yoki o'zidan pastroqda joylashgan boshqa uyg'ongan holatga o'tishi mumkin. Bunda atom nurlanishgacha mavjud bo'lgan yoki nurlanish protsessida yuzaga keladigan elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashadi. Shredinger tenglamasini yechish protsessida bu dalilni hisobga olish zarur. U esa o'z navbatida atom energetik sathlari yoki spektral chiziqlarini ma'lum "kenglik"ka ega ekanligini ko'rsatadi.

3. Atom yoki undagi elektronning nurlanishgacha mavjud bo'lgan yoki nurlanish protsessida yuzaga keladigan elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashuvini nazariy jihatdan analizi ancha murakkab bo'lganligi sababli, ushbu muammo hal etilishida statsionar holatlar bilan ish ko'riladi. Unga oddiy yo'l bilan yondoshiladi.

4. Optikadan ma'lumki, har qanday nurlanishni to'lqin uzunligi bir necha metr bo'lgan to'lqin "sug"i ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Ma'lum uzunlikka ega bo'lgan bunday sug monoxromatik bo'lmasdan, chastota bo'yicha "chaplangan", ya'ni ma'lum noaniqlikka ega bo'ladi. Unga mos keluvchi kvant ham energiya bo'yicha ma'lum noaniqlikka egadir. Bu hol faqat energetik holat qandaydir "tabiiy kenglik"ka ega bo'lganida yuzaga keladi.

5. Kvant energiyasining noaniqligini aniqlash uchun τ vaqt davom etuvchi Ω chastotali s tezlik bilan tarqaluvchi sinusoidal to'lqin sugini olib qaraylik (64-rasm). Sugni xarakterlovchi nurlanishning spektral tarkibini topish uchun sugni tasvirlovchi yorug'lik to'lqinini xarakterlovchi quyidagi ko'rinishdagi $\Phi(t)$ funksiyadan foydalaniladi:



64-rasm

$$\Phi(t) = 0 \text{ agar } t < -\frac{\tau}{2}, \quad t > \frac{\tau}{2}, \quad \Phi(t) = A \exp(i\Omega t) \text{ agar } -\frac{\tau}{2} < t < \frac{\tau}{2}.$$

6. $\Phi(t)$ funksiya Fur'e integraliga yoyilsa, quyidagi ifoda yuzaga keladi:

$$\Phi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) \exp(i\omega t) d\omega.$$

Fur'e integrali haqidagi teorema muvofiq, quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) \exp(-i\omega t) dt.$$

7. Sugni davom etish vaqti t uchun $-\frac{\tau}{2} < t < \frac{\tau}{2}$ munosabat o‘rinli bo‘lganligi uchun yuqoridagi integralni quyidagicha yozish, so‘ngra integrallash mumkin:

$$f(\omega) = \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} A \exp(i\Omega t) \exp(-i\omega t) dt = A\tau \frac{\sin[(\Omega - \omega)\tau / 2]}{(\Omega - \omega)\tau / 2}.$$

8. Yuqorida keltirilgan funksiya to‘lqin paketni hosil qilgan funksiya deb eslatadi. Ma’lumki, to‘lqin paketni hosil qilgan funksiya qandaydir qiymatda maksimumga ega bo‘lardi. Bu funksiya ham qandaydir qiymatda, ya’ni $\Omega - \omega$ ning kichik qiymatlarida o‘zining $A\tau$ ga teng bo‘lgan maksimal qiymatiga erishadi. $\Omega - \omega$ ning qiymati ortib borishi bilan $f(\omega)$ funksiyaning amplitudasi asta-sekin kamayib boradi.

9. $f(\omega)$ funksiyaning kengligini aniqlash uchun maksimumdan birinchi minimumgacha bo‘lgan masofani olamiz. Agar $\Delta\omega = \Omega - \omega$ bo‘lsa, u holda xuddi to‘lqin paketdagi kabi birinchi minimum $\Delta\omega \frac{\tau}{2} = \pi$ yoki $\Delta\omega\tau = 2\pi$ bo‘lganda yuzaga keladi. Keyingi tartibli minimumlar esa mos ravishda $\Delta\omega\tau > 2\pi$ bo‘lganda hosil bo‘ladi. Unda quyidagicha munosabat $\Delta\omega\tau \geq 2\pi$ o‘rinlidir. Bu ifodadagi τ yorug‘lik to‘lqinining chiqish vaqti hisoblanadi.

10. Lekin mikroolamda yoki kvant mexanikada boshlang‘ich va oxirgi holatlar o‘rtasida boshqa oraliq holatlar mavjud bo‘lmaganligi tufayli, τ vaqt nurlanishning chiqish vaqti bo‘la olmaydi. Kvant mexanikaga asosan, sugning davom etish vaqti τ atomning o‘rtacha yashash vaqti bilan mos tushadi. Shu sababli yuqoridagi munosabatdagi τ atomning o‘rtacha yashash vaqtini bildiradi.

11. $\Delta\omega\tau \geq 2\pi$ ifodaning ikkala tarafi \hbar ga ko‘paytirilsa, quyidagi munosabat hosil bo‘ladi:

$$\hbar\Delta\omega\tau \geq 2\pi\hbar, \quad \hbar\Delta\omega\tau \geq h.$$

Agar oxirgi munosabatda $\Gamma = \hbar\Delta\omega$ deb belgilash kiritilsa, u holda $\Gamma\tau \geq h$ tengsizligi hosil bo‘ladi. Bu yerdagi Γ kattalikka atom energetik sathi yoki spektral chizig‘ining kengligi deyiladi.

12. Yuqoridagi tengsizlikni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\Gamma\tau \geq \hbar, \quad \Gamma\tau \sim \hbar, \quad \Gamma\tau \sim \hbar.$$

Ushbu munosabatlar $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$ Geyzenberg tengsizligiga o‘xshash bo‘lganligi tufayli, uni energiya va vaqt uchun Geyzenberg tengsizligi yoki

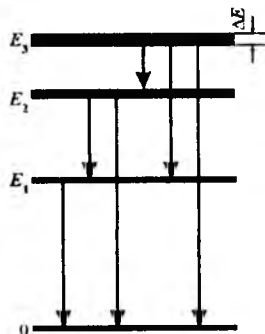
noaniqlik munosabati deb yuritiladi. Bu munosabatning paydo bo'lishi tabiiydir. Chunki $\Gamma\tau$ ko'paytma xuddi $\vec{p}\vec{r}$ ko'paytma kabi ta'sir o'lchamiga ega. Shu ikkala ko'paytma de Broyl to'liqini formulasining tarkibiga simmetrik ravishda kiradi.

13. Lekin $\Delta x\Delta p_x \geq h$ va $\Gamma\tau \geq h$ tengsizliklar turli mazmunga ega bo'ladi. Ma'lumki, birinchi tengsizlikdan zarra koordinatasi va impulsini bir vaqtda katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmasligi kelib chiqsa, ikkinchi tengsizlikdan unday mazmun kelib chiqmaydi. Chunki kvant yoki zarraning energiyasi istalgan vaqt momentida katta aniqlik bilan o'lchanadi. $\Gamma\tau \geq h$ munosabat, atomning uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda hosil bo'lgan kvantning energiyasida atomning uyg'ongan holatdagi o'rtacha yashash vaqti bilan bevosita bog'liq bo'lgan qandaydir Γ chetlashish mavjud bo'lishini, uning sababi esa ana shu uyg'ongan energetik sathning chekli kenglikka ega ekanligini ko'rsatadi.

14. Uyg'ongan holatning o'rtacha yashash vaqti bu holatning energiyasi ortib borishi bilan kamayib boradi. Energetik sath yoki spektral chiziqlarning kengligi esa ortadi (65-rasm). Asosiy holatda atomlar uzoq vaqt ($\tau \rightarrow \infty$) bo'lganligi sababli, bu holat kenglikka ega bo'lmaydi. O'zidan ko'rinuvchi nurlarini chiqarayotgan atomlarning uyg'ongan holatdagi o'rtacha yashash vaqtining tartibi 10^{-8} s ni tashkil qiladi. Ushbu vaqtga esa

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg}\cdot\text{s}}{10^{-8} \text{ s} \cdot (1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg/eV})} \approx 10^7 \text{ eV}$$

energetik sath kengligi mos keladi. Bu esa atom energetik sathlari orasidagi masofaga nisbatan ancha kichik bo'ladi.



65-rasm

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun atom energetik sathlari yoki spektral chiziqlari ma'lum kenglikka ega bo'ladi?
2. Kvant energiyasining noaniqligini aniqlash uchun nimadan foydalanitadi?
3. Kvadratik Shtark effekti qachon kuzatiladi?
4. π - va σ - komponentalar deyilganida nima tushuniladi?
5. H_β spektral chiziqning ajralishida nechta komponenta kuzatiladi?

8-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda Zeeman hodisasi, ya'ni anomal va normal Zeeman effekti, Pashen-Bak hodisasi, ya'ni Pashen-Bak effekti, Shtark effekti, spektral chiziqlar kengligi to'g'risida fikr yuritildi. Shuningdek, ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif hamda formulalar keltirib o'tildi.

8-BOBGA OID TESTLAR

1. Zeeman hodisasi birinchi bo'lib kuzatilgan.
A) natriy atomining nurlanish spektrida. B) ishqoriy metall atomlari spektrlarida. C) natriy atomining yutilish spektrida. D) vodorod atomining nurlanish spektrida.
2. Elektron nazariya asosida tushuntiriladigan hodisa..... dir.
A) murakkab Zeeman effekti. B) oddiy Zeeman effekti. C) Pashen-Bak effekti. D) Shtark effekti.
3. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studentidan "Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti atom fizikasi bo'yicha oraliq nazoratda Zeeman hodisasini tushuntirishda Lorens foydalangan nazariyaga tegishli bir ifodani yozib berishni so'radi. Student qaysi javobni tanlagan bo'lardi?
A) $E_0 + g\mu_B m_J H$. B) $\hat{T} + \hat{U} + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{LH} + \hat{U}_{SH}$. C) $\frac{e}{4\pi m_e c} H$. D) $g\mu_B m_J H$.
4. π -komponenta hosil bo'lishi uchun kerak bo'ladigan tanlash qoidasining ifodasi keltirilgan javobni ko'rsating.
A) $\Delta L = 0$. B) $\Delta m_l = \pm 1$. C) $\Delta L = \pm 1$. D) $\Delta m_l = 0$.
5. Magnit maydoniga kiritilgan atomdagi elektronning tebranishiga sabab.....dir.
A) uning burchak tezligining o'zgarishi. B) uning tezligini o'zgarishi. C) uning burchak tezligining o'zgarishligi. D) uning tezlik vektori yo'nalishining o'zgarishligi.
6. Berilgan javoblar ichidan noto'g'risini ko'rsating.
A) Kuchsiz elektr maydonda Shtark effekti nozik struktura hisobiga murakkablashib ketadi. B) tashqi elektr maydoni ta'siri tufayli, unga kiritilgan atom spektral chiziqlarining ajralishida doimo markaziy komponenta paydo bo'ladi. C) atom yoki undagi elektronning nurlanishgacha mavjud bo'lgan yoki nurlanish protsessida yuzaga keladigan elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashuvini nazariy jihatdan analizi ancha murak-

kabdir. D) kichik spin-orbital ta'sirlashuvida yuzaga kelgan qo'shimcha multiplet ajralishlar Pashen-Bak effektida spektral chiziqlarning nozik strukturasi keltirib chiqaradi.

7. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studentini atom fizikasidan amaliy mashg'ulotda Zeeman effektiga oid masalalarni yechishda normal siljishdan ikki marta katta bo'lgan kattalikni aniqladi. Student nimani aniqlagan?

A) giromagnit ko'paytuvchini. B) ajralgan sathlar energiyasini. C) Zeeman tripletini. D) Larmor chastotasini.

8. O'zMU fizika fakulteti 3-kurs studentiga "Yadro fizikasi" kafed-rasi dotsenti atom fizikasidan oraliq nazoratda quyidagi savolni berdi: " $\Gamma \geq h$ ko'rinishidagi noaniqlik munosabatining mazmuni nimadan ibo-rat?" Student to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) kvant energiyasi va biror vaqt momentini katta aniqlik bilan o'lchab bo'lmaydi. B) uyg'ongan energetik sathning chekli kenglikka ega ekanligini ko'rsatadi. C) atomning uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda hosil bo'lgan kvantning energiyasida atomning uyg'ongan holatdagi o'rtacha yashash vaqti bilan bevosita bog'liq bo'lgan qandaydir Γ chetlashish mavjud bo'lishini ko'rsatadi. D) B va C javoblar to'g'ri.

9. Atom fizikasi bo'yicha masala yechish darsida doskaga chiqqan Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studentini atom energiyasiga mos keluvchi kattalikdan foydalandi. Bu kattalikni aniqlashda student javoblarda keltirilgan qaysi ifodadan foyda-langan?

A) $\omega_0 \pm \frac{e}{2m_e c} H$. B) $\frac{eH}{2m_e c}$. C) $\nu_0 \pm \frac{e}{4\pi m_e c} H$. D) A va C javoblar

to'g'ri.

10. Atom tashqi elektr maydoniga joylashtirilganida energiya bo'yicha aynish qisman yo'qoladi va turli holatlarga mos keluvchi energetik holatlar har xil siljiydi. Lekin barcha shunday siljishlar va ularga mos keluvchi spektral chiziqlarning ajralishi elektr maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Bu nimani ifodalaydi?

A) Pashen-Bak effektini. B) chiziqli Shtark effektini. C) kvadratik Shtark effektini. D) Zeeman hodisasining mavjudligini.

9-BOB. MOLEKULA VA KRISTALLAR

42-§. Molekula va uning energiyasi

Mavzuning tayanch iboralari: molekula, ion (geteropolyar) bog‘lanish, kovalent (gomeopolyar) bog‘lanish, elektron energiya, vibratsion energiya, rotatsion energiya.

Ushbu mavzuda molekula va uning energiyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Odatda molekula deyilganida, moddaning barcha kimyoviy xossalari o'zida mujassamlashtirgan uning bir kichik bo'lagi tushuniladi. Molekulani turg'un tuzilishga ega bo'lgan atomlar sistemasi deb ham qarash mumkin. Shuni aytish kerakki, suyuqliklar va gazlar atomlardan emas, balki molekulalardan tashkil topadi. Faqat inert gazlar bunga kirmaydi.

2. Molekulada har bir atom turg'un o'ringa egadir. Molekulaning turg'un tuzilishga ega bo'lishi atomlararo vujudga keladigan kimyoviy bog'lanish kuchlari ta'siri ostida amalga oshiriladi. Umuman, atomlarning bog'langan sistemaga birikishi quyidagi kuchlar ta'siri ostida yuz beradi: 1) Van-der-Vaals kuchlari; 2) ionli bog'lanish kuchlari; 3) kovalent bog'lanish kuchlari.

3. Van-der-Vaals kuchlari bir-biridan uzoq masofada joylashgan molekulalarning atomlari o'rtasida hosil bo'ladi. Ular atomlarni molekulaga biriktira olmaydi. Shuning uchun bu kuchlar molekula tuzilishida ishtirok etmaydi. Van-der-Vaals kuchlari suyuqlik molekulalarini bir-biri bilan bog'lab turishda muhim rol o'ynaydi. Bu kuchlar qattiq jism tuzilishida ham aktiv ishtirok etadi.

4. Mendeleev davriy sistemasida inert gazlarga eng yaqin turgan atomlarning shu inert gaz atomlari elektron qobig'ining tuzilishiga o'xshash elektron konfiguratsiyaga ega bo'lishga moyilligi ularning ion bog'lanishini vujudga keltiradi. Masalan, Ishqoriy metall atomlarining tashqi elektron qobig'ida o'z yadrosi bilan kuhsiz bog'langan bitta valent elektron bo'ladi. Aksincha, galogenlarda esa tashqi elektron qobiq to'lishi uchun bitta elektron etishmaydi.

5. Inert gazlarga eng yaqin turgan atomlar o'rtasidagi kimyoviy bog'lanish bitta atomning bir yoki bir necha valent elektronlarini boshqa atomga o'tishi tufayli bir atomni musbat, ikkinchisini esa manfiy zaryad-

lanishi natijasida ular o'rtasida o'zaro elektrostatik tortishish kuchining vujudga kelishi bilan amalga oshiriladi. Bunday bog'lanishga ion (geteropolyar) bog'lanish deyiladi. Masalan, osh tuzi (NaCl) molekulasida atomlarning bog'lanishi Na^+ ioni bilan Cl^- ioni o'rtasidagi elektrostatik tortishish kuchi asosida yuzaga keladi. Ion bog'lanishda yuzaga keladigan elektrostatik kuchlar (ionli bog'lanish kuchlari) atomlarni yakka holdagi molekulaga biriktira olmaydi.

6. Molekulaga birikkan ikki atom uchun ularga tegishli bo'lgan bir yoki bir necha elektronlarning umumlashishi protsessiga shu ikki atomning kovalent (gomeopolyar) bog'lanishi deyiladi. Umumlashgan elektronlar ikkala atomga ham tegishli bo'lib, ular shu ikki atom o'rtasidagi sohada harakatlanadi. Undan tashqarida esa kam vaqt bo'ladi. Vodorod atomining molekulasi sof kovalent bog'lanishga misol bo'ladi.

7. Kovalent bog'lanishni klassik nuqtai-nazardan tushuntirib bo'lmaydi. Ayniqsa, atomlarning soni bilan molekulaga birikishi, ya'ni atomlararo bog'lanish kuchining to'yinish xarakteriga ega bo'lishi klassik fizika qonunlariga xos o'zaro ta'sir tabiatiga mutlaqo ziddir. Masalan, nima sababdan ikkita vodorod atomi birikib bitta molekulaning hosil qilishini, bu molekulani yuzaga keltiruvchi kuchning nima uchun to'yinish xarakteriga ega ekanligini klassik fizika tushuntirib bera olmaydi. Buni faqat kvant mexanikasi asosida tushuntirish mumkin.

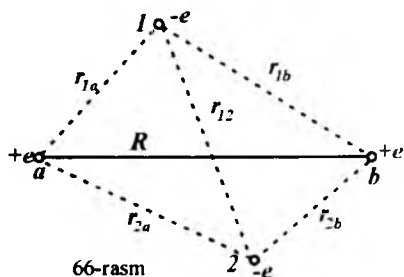
8. 1927 yili Gaytler va London vodorod molekulasining asosiy holat energiyasini kvant mexanikasi asosida hisoblab topishdi. Ular ikki proton va elektrondan tashkil topgan sistema (vodorod molekulasi) (66-rasm) uchun Shredinger tenglamasini yechishga muvaffaq bo'ldilar. Bunday sistemaning potensial energiyasi quyidagiga tengdir:

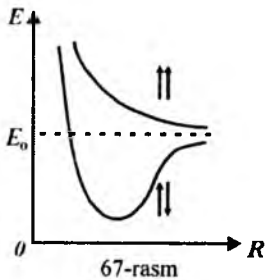
$$U = -\frac{e^2}{r_{1a}} - \frac{e^2}{r_{2a}} - \frac{e^2}{r_{1b}} - \frac{e^2}{r_{2b}} + \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{R}.$$

9. Vodorod molekulasi uchun Shredinger tenglamasining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta_1 \psi + \Delta_2 \psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left[E - e^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0.$$

Bu yerda Δ_1 – birinchi elektronning Laplas operatori, Δ_2 – ikkinchi elektronning Laplas operatori.





67-rasm

10. Vododor molekulasini uchun Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadigan sistemaning energiyasi protonlar, ya'ni molekula tarkibidagi atomlar orasidagi masofaga bog'liqdir, ya'ni $E = E(R)$. Ana shu bog'lanishni ifodalovchi grafikning ko'rinishi vododor molekulasidagi elektronlarning spinlari yo'nalishiga bog'liq bo'ladi (67-rasm). Ushbu spinlar parallel va antiparallel bo'lgan holda $E = E(R)$ bog'lanish

xarakteri bir-biridan keskin farq qiladi. Odatda elektron spinlari antiparallel bo'lgan atomlar bir-biri bilan yaqinlashib, molekulaning hosil qiladi.

11. Molekula tarkibidagi atomlar orasidagi masofa kattalashgan sari, ya'ni $R \rightarrow \infty$ bo'lsa, molekula energiyasi o'zining asimptotik E_0 qiymatiga intiladi. Xuddi shunday natijani elektronlar spini bir xil yo'nalgan holda ham olish mumkin. E_0 energiya molekula tarkibiga kirgan atomlar energiyasining yig'indisiga teng bo'lib, u molekulaning bog'lanish energiyasini ifodalaydi. Bundan tashqari, molekulaning atomlarga parchalash, ya'ni dissotsiatsiya energiyasiga ham teng bo'ladi.

12. Molekula energiyasining o'zgarishi asosan molekulaning periferik qismini tashkil etuvchi elektron konfiguratsiyadagi o'zgarishlar tufayli yuz beradi. Biroq elektron konfiguratsiya o'zgarmaganida ham molekulaning yadrolari umumiy inersiya markaziga nisbatan aylanib va tebranib turishi mumkin. Ana shu harakatlarga ham qandaydir energiya sarf bo'ladi. Shu sababli molekula energiyasi uch qismdan tashkil topadi. Bular E_e elektron konfiguratsiya bilan bog'liq energiya (elektron energiya), E_v umumiy inersiya markazi atrofidagi tebranma harakat bilan bog'liq energiya (tebranma harakat energiyasi yoki vibratsion energiya), E_r umumiy inersiya markazi atrofidagi aylanma harakat bilan bog'liq energiya (aylanma harakat energiyasi yoki rotatsion energiya).

13. Birinchi yaqinlashishda bu uchchala harakatni bir-biriga bog'liq emas deb qarash mumkin. U holda molekulaning to'liq energiyasi uchun quyidagi munosabat o'rinni bo'ladi:

$$E = E_e + E_v + E_r$$

Kvant mexanik hisob-kitoblarga va tajriba natijalariga ko'ra, E_e , E_v , E_r energiyalarning diskret qiymatlarni qabul qilishini aniqlash mumkin.

14. Vibratsion energiyani ko'rib chiqish uchun tebranma harakatda ishtirok etuvchi garmonik ossillyatorga murojaat qilamiz. Ma'lumki, garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasini yechish natijasida uning energiyasini diskret ekanligi aniqlangan edi. Shundan kelib chiqqan holda, vibratsion energiyaning kvantlash qoidasi quyidagicha bo'ladi:

$$E_v = (v + 1/2)\hbar\omega_v.$$

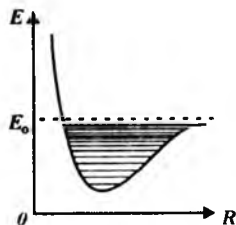
Bu yerda ω_v – garmonik ossillyatorning siklik chastotasi, $v = 0, 1, 2, 3, \dots$ – tebranish kvant soni. U uchun quyidagi tanlash qoidasi o‘rinlidir:

$$\Delta v = \pm 1.$$

15. Tebranishlar kichik bo‘lganida molekula potensial energiyasining egri chizig‘i parabola bo‘ladi va u garmonik ossillyator potensial energiyasi egri chizig‘i bilan mos tushadi. Tebranishlar intensivligi ortgan sari yuzaga keladigan garmonik tebranishdan chetlashish shunga olib keladiki, tebranish kvant sonini ortishi bilan sathlar zichlashib, molekula energiyasi dissotsiatsiya energiyasiga intiladi (68-rasm).

16. Molekulaning o‘z inersiya markazi orqali o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti I , uning aylanma harakat burchak tezligi ω_r bo‘lsa, u holda rotatsion energiya uchun quyidagi munosabatni yozish mumkin bo‘ladi:

$$E_r = \frac{I\omega_r^2}{2} = \frac{(I\omega_r)^2}{2I} = \frac{L^2}{2I}.$$



68-rasm

Bu yerda L – molekula aylanma harakatining momenti.

17. Kvant mexanikada molekula aylanma harakatining momenti kvantlangan kattalik bo‘lib, uning kvantlash qoidasi quyidagichadir:

$$L = \hbar\sqrt{J(J+1)},$$

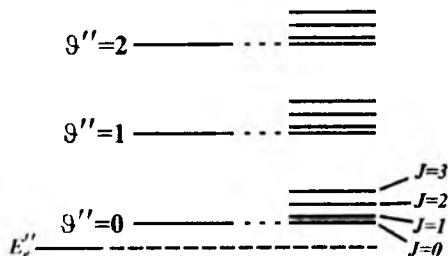
bu yerda J – aylanma kvant soni hisoblanadi. U $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi. Aylanma kvant soni quyidagi tanlash qoidasiga bo‘ysunadi:

$$\Delta J = \pm 1.$$

18. Rotatsion energiya quyidagicha topiladi:

$$E_r = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}.$$

Oxirgi ifoda rotatsion energiyaning kvantlash qoidasini ko‘rsatadi. U holda molekulaning to‘liq energiyasini quyidagicha yozish mumkin:



69-rasm

$$E = E_v + (v + 1/2)\hbar\omega_v + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}$$

19. Nazariya va tajriba shuni ko'rsatadiki, aylanma sathlar orasidagi masofa tebranma sathlar orasidagi masofadan ancha kichik, o'z navbatida tebranma sathlar orasidagi masofa elektron energiya sathlari orasidagi masofadan ham ancha kichik bo'ladi (69-rasm).

Takrorlash uchun savollar

1. Suyuqliklarning inert gazlardan farqi nimada?
2. Vodorod molekulasi qanday hosil bo'ladi?
3. Molekula energiyasi qanday qismlardan tashkil topadi?
4. Rotatsion energiya nimaga bog'liq?
5. Vibratsion energiya nimaga bog'liq?

43-§. Molekulyar spektr

Mavzuning tayanch iboralari: molekulyar spektr, aylanma spektr, tebranma-aylanma spektr, kant, yo'l-yo'l spektr.

Ushbu mavzuda molekulyar spektrlar va ularning turlari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Molekulyar spektrlar atom spektrlaridan ancha farq qiladi. Ma'lumki, atom chiziqli spektrga ega. Molekulyar spektrlar undan farqli o'laroq, bir-biriga juda zich joylashgan katta miqdordagi spektral chiziqlardan iborat yo'llar ko'rinishida bo'ladi. Bu spektrlarning bir tomoni bir-biridan aniq ajrab turuvchi chiziqlardan, ikkinchi tomoni esa bir-biri bilan chaplashib ketgan chiziqlardan iboratdir. Spektrning shu xarakteridan kelib chiqqan holda, uni yo'l-yo'l spektrlar deb ataladi.

2. Molekulalar uch xil energiyaga ega bo'lganligi sababli, ularning uch xil spektrini kuzatish mumkin. Bular aylanma, tebranma-aylanma va elektron-tebranma yo'llardir.

3. 70-rasmda keltirilgan spektr elektron-tebranma yo'llarni ifodalaydi. Bunday tipdagi yo'llarning bir tomoni kant deb ataluvchi keskin chekkaga ega bo'lsa, uning ikkinchi tomoni esa bir-biriga chaplashib ketgan yo'llardan iborat bo'ladi.

4. Kant yo'llarni hosil qiluvchi spektral chiziqning to'planishidan yuzaga keladi. Aylanma va tebranma-aylanma yo'llarda esa kant hosil bo'lmaydi.



70-rasm

5. Asosiy holatda turgan ikki atomli molekulaning uchchala energiyasi ham minimal qiymatga ega bo'ladi. Ushbu molekulaga yetarli energiya berilsa, u uyg'ongan holatga o'tadi. Shundan so'ng o'zidan kvant chiqarib, tanlash qoidalariga muvofiq, pastki energetik holatlarning birortasiga o'tadi. Bu nurlanish energiyasi quyidagicha topiladi:

$$\begin{aligned} \hbar\omega = \Delta E_e + \Delta E_r + \Delta E_v = E_e' - E_e'' + (v' + 1/2)\hbar\omega_v' - \\ - (v'' + 1/2)\hbar\omega_v'' + \frac{\hbar^2 J'(J'+1)}{2I} - \frac{\hbar^2 J''(J''+1)}{2I} \end{aligned}$$

6. Shuni aytish kerakki, $\Delta E_e \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r$ bo'ladi. Shuning uchun molekulaning kuchsiz uyg'onishlarida faqat E_r unga nisbatan kuchliroq uyg'onishlarda E_v , faqat kuchli uyg'onishlarda E_e kattaliklar o'zgaradi.

7. Molekula yuqorigi aylanma holatdan pastki aylanma holatga o'tgan vaqtida minimal energiyali kvant yuzaga keladi. Bunda elektron konfiguratsiya va tebranma yo'llar energiyasi o'zgarmaydi. Hosil bo'lgan kvant energiyasi quyidagicha hisoblanadi:

$$\hbar\omega = \Delta E_r = \frac{\hbar^2 J'(J'+1)}{2I} - \frac{\hbar^2 J''(J''+1)}{2I}$$

8. Oxirgi ifoda holda J kvant soni $\Delta J = \pm 1$ tanlash qoidasiga bo'y-sunadi. Shuning uchun aylanma holatlar orasidagi o'tishlardagi nurlanishning siklik chastotasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\omega = \frac{\Delta E_r}{\hbar} = B[(J+2)(J+1) - J(J+1)] = 2B(J+1) = \omega_1(J+1).$$

Bu yerda $B = \frac{\hbar}{2I}$ - qandaydir doimiy, ω_1 - qo'shni chiziqlar orasidagi chastota bo'yicha masofa.

9. 71-rasmda aylanma yo'llarning hosil bo'lish sxemasi ko'rsatilgan. Aylanma spektr juda uzoq infraqizil sohada joylashgan va bir-biridan teng masofada yotgan spektral chiziqlar qatoridan iborat bo'ladi.

Bu chiziqlar orasidagi $\Delta\omega=\omega_1$ masofani aniqlagan holda avval B doimiyini, so'ngra molekulaning I inersiya momentini hisoblab topish mumkin. Shundan so'ng molekula atomlari yadrosining massasini bilgan holda ular o'rtasidagi R masofani hisoblab topsa bo'ladi.

10. Molekulyar o'tishlarda tebranma va aylanma holatlar o'zgarsa (71-rasm), unda hosil bo'lgan kvant energiyasi quyidagicha topiladi:

$$\hbar\omega = \Delta E_r + \Delta E_v = (v' + 1/2)\hbar\omega'_v - (v'' + 1/2)\hbar\omega''_v + \frac{\hbar^2 J'(J'+1)}{2I} - \frac{\hbar^2 J''(J''+1)}{2I}$$

11. Oxirgi ifodadagi v kvant soni $\Delta v = \pm 1$ tanlash qoidasiga, J kvant soni esa $\Delta J = \pm 1$ tanlash qoidasiga bo'ysunadi. $\Delta E_v \gg \Delta E_r$ bo'lganligi uchun, $J' > J''$ va $J'' > J'$ bo'lgan hollarda ham kvant hosil bo'ladi. $J' > J''$ bo'lgan holda hosil bo'lgan kvantning siklik chastotasi quyidagicha hisoblanadi:

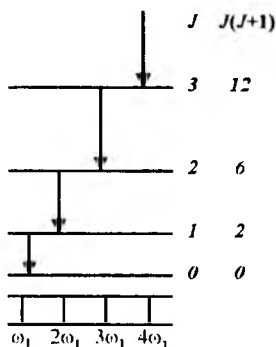
$$\omega = \omega_v + B[(J+1)(J+2) - J(J+1)] = \omega_v + 2B(J+1) = \omega_v + 2Bk \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

12. $J'' > J'$ bo'lgan holda esa hosil bo'lgan kvantning siklik chastotasi quyidagicha hisoblanadi:

$$\omega = \omega_v + B[(J-1)J - J(J+1)] = \omega_v - 2BJ = \omega_v - 2Bk \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

Bu yerda J -pastki energetik holatning aylanma kvant soni bo'lib, 1, 2, 3, ... qiymatlarni qabul qiladi. Bunda $J'' = J - 0$ qiymatni qabul qilmaydi, chunki bu holda $J' = -1$ bo'lib qoladi. Yuqoridagi ikkala holni quyidagi bitta formula orqali ifodalash mumkin:

$$\omega = \omega_v \pm 2Bk = \omega_v \pm \omega_r k$$



71-rasm

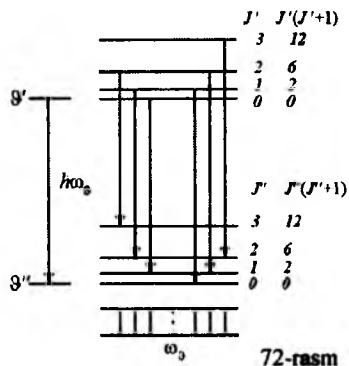
13. Siklik chastotasi $\omega = \omega_v \pm 2Bk = \omega_v \pm \omega_r k$ formula orqali aniqlanadigan spektr chiziqlar guruhiga tebranma-aylanma yo'llar deyiladi. Siklik chastotaning ω_v tebranma qismi ushbu yo'l joylashadigan spektral sohani aniqlab bersa, $\pm \omega_r k$ aylanma qismi esa yo'lning nozik strukturasi, ya'ni alohida olingan spektral chiziqlarning ajralishini aniqlab beradi. Odatda tebranma-aylanma yo'llar 8000–50000 Å to'lqin uzunligi sohasida joylashadi.

14. 72-rasmda keltirilgan tebranma-aylanma yo'llar ω_v siklik chastotali spektral chiziqqa nisbatan simmetrik joylashgan va bir-biridan $\Delta\omega=\omega_1$ masofada joylashgan spektral chiziqlar to'plamidan iborat.

Yo'ning o'rtasida ω , siklik chastotali spektral chiziq hosil bo'lmaganligi tufayli, ana shu yerdagi masofa ikki marta katta bo'ladi.

15. Tebranma-aylanma yo'llar komponentalari orasidagi masofa ham xuddi aylanma yo'llardagi kabi molekulaning inersiya momenti bilan bog'liq bo'ladi. Bu yerda ham aylanma yo'llarda keltirilgan munosabat o'rindir. Unda ham spektral chiziqlar orasidagi masofani bilgan holda molekulaning inersiya momentini aniqlash mumkin.

16. Tajribada aylanma va tebranma-aylanma yo'llar faqat simmetrik bo'lmagan, ya'ni turlicha atomlardan tashkil topgan ikki atomli molekullarda kuzatiladi. Ushbu natija nazariyadan kelib chiqadigan xulosalar bilan to'la mos tushadi. Simmetrik, ya'ni bir xil atomlardan tashkil topgan molekullarda esa dipol momenti nolga teng bo'lganligi uchun, aylanma va tebranma-aylanma o'tishlar yuzaga kelmaydi. Tanlash qoidasi bunga yo'l qo'ymaydi. Elektron-tebranma yo'llar esa ixtiyoriy, ya'ni simmetrik bo'lmagan va simmetrik bo'lgan molekullarda hosil bo'ladi.



Takrorlash uchun savollar

1. Molekulyar spektr atom spektridan qanday farq qiladi?
2. Kant nima?
3. Aylanma yo'llar qanday hosil bo'ladi?
4. Tebranma-aylanma yo'llar qanday hosil bo'ladi?
5. Elektron-tebranma yo'llar qanday hosil bo'ladi?

44-§. Kristillardagi bog'lanish turlari

Mavzuning tayanch iboralari: kristall, amorf jism, kristall panjara, molekulyar kristall, kovalent kristall, vodorod bog'lanish, metall bog'lanish.

Ushbu mavzuda kristillardagi bog'lanish turlari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha va ta'riflar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Moddalarning qattiq holati uning atom va molekullari orasidagi juda kuchli ta'sirlashuv tufayli yuzaga keladi. Bu holda molekullarning

bogʻlanish energiyasi ularning issiqlik harakati kinetik energiyasidan ancha katta boʻlganligi sababli, molekula va atomlarning issiqlik harakati kinetik energiyasi hisobga olinmaydi.

2. Qattiq jism molekula va atomlarining bir-biriga nisbatan turgʻun muvozanatli joylashishi ularning erkin energiyasi minimum boʻlganda amalga oshiriladi. Agar qattiq jism molekula va atomlarining muvozanat sharti fazoning biror sohasi uchun oʻrinli boʻlsa, ushbu shart fazoning qolgan sohalari uchun ham oʻrinli boʻladi. Buning natijasida molekula va atomlarning ana shunday joylashuvi fazoning qolgan qismlarida ham takrorlanadi. U esa fazoda qattiq jism tuzilishining davriy takrorlanishiga olib keladi. Bunday takrorlanish kristall panjara koʻrinishida amalga oshiriladi. Demak, har qanday qattiq jism maʼlum kristall panjaraga ega boʻladi.

3. Maʼlumki, qattiq jismlar ikki xil boʻladi: kristallar va amorf jismlar. Qattiq jism molekula, atom va ionlarining muvozanat holatda boʻlishi mumkin boʻlgan nuqtalari kristall panjara tuginlari deyiladi. Qattiq jismlarda kristall panjaraning mavjudligi, uning qattiq jism ekanligining asosiy belgisi hisoblanadi.

4. Lekin insoniyatning kundalik hayotida kristallar u muloqotda boʻlishi mumkin boʻlgan qattiq jismlarning faqat bir qismini tashkil etadi. Masalan, oʻsimlik va hayvon toʻqimalari (yogʻoch, teri, sherst, paxta va hokazolar) bunga misol boʻladi. Lekin sellyuloza, shisha, kauchuk, plastmassa va shu kabi juda koʻp ishlatiladigan kundalik materiallar-qattiq jismlar kristallarga kirmaydi. Ular mexanik xossalariga koʻra qattiq jism boʻlishiga qaramasdan, ularning barchasi moddalarning katta va kerakli sinfini tashkil etadi. Ushbu moddalar sinfiga polimerlar deyiladi.

5. Polimerlar ham kristall strukturaga ega boʻlishiga qaramasdan, oddiy sharoitda ularning molekula, atom va ionlari turgʻun muvozanatli holatda boʻlmaydi. Masalan, shisha bir necha yuz yil oʻtgandan keyin kristallizatsiyalashadi. Plastmassalarda esa ushbu protsess ularni hosil qilgan molekulalarning bir-biri bilan chalkashib ketishi tufayli ancha qiyin kechadi. Shuning uchun ham haqiqiy kristallar bilan ish koʻrish maqsadga muvofiq hisoblanadi. Ularning kristall panjara turgʻunligini taʼminlovchi asosiy omil-kristall atom, molekula va ionlarining bogʻlanish turlaridir. Shuning uchun bu bogʻlanish turlarini kristallar misolida koʻrib chiqish katta ahamiyat kasb etadi.

6. Molekulyar fizikadan maʼlumki, modda atomlari oʻzaro taʼsir energiyasi, yaʼni potensial energiyasining atomlar orasidagi masofaga bogʻlanishining umumiy koʻrinishi 73-rasmda koʻrsatilgan koʻrinishga ega

edi. Undan esa katta masofalarda atomlarning bir-biriga tortilishi, kichik masofalarda bir-biridan itarilishi kelib chiqardi. Shuni aytish kerakki, r_0 masofada tortishish kuchlari itarishish kuchlarini kompensatsiyalaydi. Bunda modda atomlari turg'un muvozanat holatida bo'ladilar.

7. Sharoitdan kelib chiqqan holda turg'un muvozanat qattiq jism molekulari tarkibidagi yoki kristall panjara tugunlaridagi atomlar orasida yuzaga keladi. Agar turg'un muvozanat kristall panjara tugunlaridagi atomlar orasida yuzaga kelsa, bunday kristallarga atom kristallari deyiladi.

8. 73-rasmda ko'rsatilgan bog'lanish molekularlar uchun ham o'rinlidir. Bu esa kristall panjara tugunlarida molekular bo'lgan kristallarni paydo bo'lishiga olib keladi. Bunday kristallarga molekulyar kristallar deyiladi.

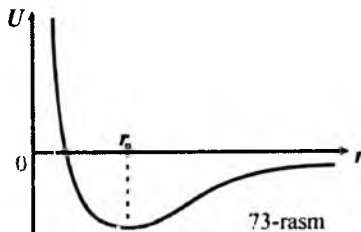
9. 73-rasmda keltirilgan bog'lanishni xarakterlovchi parametrlar molekula va atomlarning xossalari hamda ular orasidagi kimyoviy bog'lanishni amalga

oshiruvchi ta'sirlashuv mexanizmiga bog'liq bo'ladi. Shundan kelib chiqqan holda, qattiq jismlarda quyidagi besh xil kimyoviy bog'lanish turlarini keltirish mumkin: ion bog'lanish, kovalent bog'lanish, vodorod bog'lanish, metall bog'lanish va molekulyar bog'lanish. Real holatda esa bir vaqtning o'zida bir necha kimyoviy bog'lanishlarni kuzatish va ularning ichidan kerakligini ajratib olish mumkin.

10. Ion bog'lanish valent elektronlaridan bittasini tez yo'qotib, musbat ionga aylanadigan atom bilan qo'shimcha elektronni o'ziga tez birlashtirib olib, manfiy ionga aylanadigan atom o'rtasida yuzaga keladi. Bu ionlar o'rtasida kulon tortishish kuchlari mavjudligi tufayli, ular bog'langan sistemani tashkil qiladi.

11. Masalan, ion bog'lanish $NaCl$ kristallining mavjudligini keltirib chiqaradi. Natriy atomining elektron qobig'i neonning to'ldirilgan elektron qobig'iga bitta elektronni qo'shish natijasida hosil bo'ladi. Boshqacha aytilsa, natriyning elektron konfiguratsiyasini shartli ravishda $(Na) = (Ne)3s$ deb tasvirlash mumkin. $3s$ elektron natriy yadrosi bilan kuchsiz bog'langanligi sababli, natriy atomidan osongina chiqib ketadi. Buning natijasida Na^+ ioni yuzaga keladi.

12. Xlor atomining elektron qobig'ida esa u to'lishi va argon gazining elektron qobig'iga o'xshab ketishi uchun bitta elektron etishmaydi. Xlor o'sha elektronni o'z elektron qobigiga qabul qilib olishga harakat qiladi. Buning natijasida Cl^- ioni hosil bo'ladi.



13. Natriy va xlor ionlari orasidagi masofa r bo'lsa, ularning potensial energiyasi e^2/r formula yordamida topiladi. Nanometr ulushi tartibidagi masofalarda bu energiya bir necha eV tartibida bo'ladi. Bundan esa ion bog'lanishning atomlarni bir-biri bilan zaryad almashinishi natijasida yuzaga kelishi kelib chiqadi.

14. Kristallardagi kovalent bog'lanish uning atomlaridagi elektronlarning umumlashishi natijasida yuzaga keladi. Atomlarda kovalent bog'lanish qanday amalga oshirilsa, kristallarda ham ana shunday amalga oshiriladi.

15. Yadro maydonida turgan elektron ma'lum bir kvant holatida bo'lib, unda elektron qandaydir energiyaga ega bo'ladi. Agar kovalent bog'lanishni amalga oshirayotgan atom yadrolari orasidagi masofa o'zgarsa, ushbu elektronning holati va energiyasi o'zgaradi. Atom yadrolari o'rtasida itarishish kuchlari ta'sir etganligi tufayli va ular o'rtasidagi masofa kamaygan sababli, yadrolarning o'zaro ta'sir energiyasi ortadi.

16. Lekin agar elektron energiyasi masofa kamayganida o'zaro ta'sir energiyasi ortishiga qaraganda tezroq kamaysa, sistemaning to'la energiyasi kamayadi. Bu ikki yadro va elektronlardan iborat sistemada yadrolar o'rtasidagi masofani qisqartirishga harakat qiluvchi tortishish kuchlari ta'sir qiladi degan ma'noni anglatadi. Ana shu kuchlar kristall atomlari orasidagi kovalent bog'lanishni yuzaga keltiradi. Ushbu bog'lanishda atomlar bir-biri bilan elektronlar almashganligi, ya'ni umumiy elektronning mavjudligi sababli, kovalent bog'lanishni yuzaga keltiruvchi kuchlar almashinish xarakteriga ega bo'ladi.

17. Kristall atomlari orasidagi elektron bulutlarining bir-birini qoplashi bu atomlar yadrolari o'rtasidagi masofani o'zgarishi bilan juda tez o'zgaradi. Ushbu dalil esa kovalent bog'lanishni yuzaga keltiruvchi kuchlar katta ekanligidan dalolat beradi. Shuning uchun kovalent kristallar juda qattiq va mustahkam bo'lib, ularning erish temperaturasi juda katta bo'ladi. Kovalent kristallga misol tariqasida olmosni keltirish mumkin.

18. Kovalent bog'lanish yuzaga kelishini ta'minlovchi zaryad ko'pincha ta'sirlashuvchi atomlar o'rtasida teng taqsimlanmaydi. Boshqacha aytganda, atomlardan birining elektroni ikkinchi atom atrofida ikkinchi atom elektroni birinchi atom atrofida qaranganda ko'proq vaqt bo'ladi. Buning natijasida ikkala atom ham qisman ionlashgan bo'lib, ular o'rtasida elektrostatik kuchlar ta'sir qiladi. Bu esa atomlar orasidagi bog'lanish qisman kovalent va qisman ionli, ya'ni aralashgan bog'lanish bo'lib qolishiga olib keladi. Shunday qilib, kovalent bog'lanishdan bir-biridan

zaryadning umumlashuvi xarakteri bilan farqlanuvchi aralashgan bog‘lanishga uzluksiz o‘tishni kuzatish mumkin ekan.

19. Vodorod atomi bitta elektronga ega bo‘lganligi sababli, boshqa atom bilan kovalent bog‘lanishni amalga oshirishi mumkin. Agar bu atom boshqa vodorod atomi elektronini kuchli umumlashtirsa va buning natijasida manfiy atomga aylansa, ushbu elektron uzoq vaqt davomida bu atom atrofida bo‘lsa, u holda vodorod atomining yadrosi-proton ekranirovka qilinmagan, ya’ni ekranlashmagan bo‘ladi. Buning natijasida vodorod atomi musbat zaryadlanadi va manfiy zaryadlangan vodorod atomiga tortiladi. Buning natijasida ikki elektromanfiy atomlarning vodorod atomi yordamida bog‘lanishi yuzaga keladi. Ana shu bog‘lanishga vodorod bog‘lanishi deyiladi.

20. Ion bog‘lanish nuqtai-nazaridan ham, kovalent bog‘lanish orqali ham tushuntirib bo‘lmaydigan metall bog‘lanishlar sof holda hamma metallarda amalga oshirilgan. Metall atomlarining tashqi elektron qobig‘idagi valent elektronlar metall bog‘lanishda umumlashadi. Buning hisobiga metallarda elektron gazi yuzaga keladi. Bunda o‘z atomi bilan kuchsiz bog‘langan elektronlar bitta atom atrofidan ikkinchi atom atrofiga o‘tadilar. Buning natijasida ular hech qaysi atom bilan turg‘un bog‘lana olmaydilar. Bu elektronlar erkin elektronlar yoki o‘tkazuvchan elektronlar deb ataladi.

21. Elektronlarni atomning tashqi elektron qobig‘idan ajratib olish uchun qandaydir energiya zarur. Ushbu energiya metallning umumiy energiyasini kamaytirganligi sababli, u energetik jihatdan qulay bo‘ladi. Metallardagi erkin elektronlarning mavjudligi buning misolidir. Manfiy elektron gazga musbat ionlarni kiritish natijasida metall energiyasining kamayishi, atom tashqi elektron qobig‘idan elektronlarni ajratib olish uchun kerak bo‘ladigan energiyani kompensatsiyalaydi. Mana shu holatda atomlar orasida yuzaga keladigan bog‘lanishga metall bog‘lanish deyiladi.

22. Metalldagi o‘tkazuvchan elektronlar konsentratsiyasi metalldagi atomlar konsentratsiyasiga taxminan teng bo‘ladi. Masalan, bitta kumush atomiga taxminan 0,7 elektron, mis atomiga 0,8 elektron, oltin atomiga esa 0,9 elektron, alyuminiy atomiga esa taxminan 2 ta elektron mos keladi. Metalldagi atomlar konsentratsiyasi odatda $\sim 10^{28} \text{ m}^{-3}$ bo‘ladi.

23. Agar kristalldagi elektronlar o‘z atomlari bilan kuchli bog‘langan bo‘lsa, u holda yuqorida keltirilgan bog‘lanishlarni amalga oshirish ancha qiyinlashadi. Bunday bog‘lanishni masalan, inert gazlar uchun amalga oshirish mumkin. Shunga qaramasdan, ba’zi sharoitlarda inert gazlar suyuq va qattiq holatlarga o‘tkaziladi. Buni molekulyar kuchlar amalga

oshiradi. Ular elektronlarning molekula va atomlardagi harakati tufayli yuzaga keladigan dipol momentlari o'rtasida hosil bo'ladigan kuchsiz kuchlar hisoblanadi.

24. Bir molekula va atomlarning o'zgaruvchan dipol momenti qo'shni molekula va atomlarda ana shunday o'zgaruvchan dipol momentini indutsirlaydi, ya'ni yuzaga keltiradi. Boshlang'ich dipol momenti bilan indutsirlangan dipol momentining ta'sirlashishi natijasida hosil bo'ladigan kuchlar molekulyar kuchlar hisoblanadi. Ular kristallardagi molekulyar bog'lanishni amalga oshiradi. Molekulyar bog'lanish organik kristallarda katta ahamiyat kasb etadi. Molekulyar kristallarning bog'lanish energiyasi kichik bo'lganligi uchun, bunday moddalarning erish va qaynash temperaturalari ancha past bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Qattiq jismlar qanday yuzaga keladi?
2. Molekulyar kristallar qanday hosil bo'ladi?
3. Atom kristallar molekulyar kristallardan qanday farq qiladi?
4. Qattiq jismlarda ion bog'lanish qanday amalga oshiriladi?
5. Metall bog'lanish qanday yuzaga keladi?

45-§. Kristallar issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn nazariyasi

Mavzuning tayanch iboralari: Dyulong-Pti qonuni, Plank, Eynshteyn, kristallarning issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn nazariyasi, kristallarning issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn formulasi.

Ushbu mavzuda kristallar issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn nazariyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Klassik tasavvurlarga muvofiq, N atomdan tashkil topgan kristallni $s=3N$ tebranma erkinlik darajasiga ega bo'lgan sistema deb qarash mumkin. Bunda kristallning har bir erkinlik darajasiga o'rtacha kT energiya mos keladi. Ana shunday tasavvurlardan Dyulong-Pti qonuni kelib chiqadi. Unga muvofiq, barcha kristallarning molyar issiqlik sig'imi bir xil bo'lib, u $C=3R$ bo'ladi. Bu qonun yetarli darajadagi yuqori temperaturalarda yaxshi bajariladi. Kristall temperaturasi pasayib borgan sari, bu

Issiqlik sig'imi kamayib boradi. Absolyut nol temperaturaga yaqinlashgan sari nolga intiladi.

2. Tebranma harakat o'rtacha energiyasining kT qiymati garmonik ossillyator energiyasi uzluksiz qiymatlar qatorini qabul qiladi degan farazdan kelib chiqadi. Bu holda garmonik ossillyatorning bitta erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya Plank formulasi yordamida quyidagicha topiladi:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}.$$

3. Garmonik ossillyator energiyasining kvantlanishi esa garmonik ossillyator o'rtacha energiyasini kT qiymatdan farqlanishiga olib keladi. Garmonik ossillyatorning turli energiyali holatlari taqsimoti Bolsman taqsimotiga bo'ysunadi deb hisoblab, bu ossillyator energiyasining o'rtacha qiymatini topish mumkin. Ushbu qiymat quyidagiga teng:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2}\hbar\omega + \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}.$$

Bu ifodadan garmonik ossillyator o'rtacha energiyasi tebranma harakat o'rtacha energiyasining kT qiymatidan farq qilishi va bunda qo'shimcha $(1/2)\hbar\omega$ hadning paydo bo'lishi kelib chiqadi.

4. Tebranma harakat energiyasining kvantlanishini hisobga oluvchi kristallarning issiqlik sig'imi nazariyasi 1907 yilda Eynshteyn tomonidan ishlab chiqildi va 1912 yilda Debay tomonidan takomillashtirildi. Eynshteyn N atomdan tashkil topgan kristall panjarani siklik chastotasi ω bo'lgan, bir-biriga bog'liq bo'lmagan $3N$ garmonik ossillyatordan tashkil topgan sistema bilan taqqosladi.

5. Tebranishlarning nol energiyasining mavjudligini kvant mexanika asoslab berdi. Shuning uchun Eynshteyn o'z nazariyasini ishlab chiqishda garmonik ossillyator energiyasining Plank ko'rsatib o'tgan $E_n = n\hbar\omega$ ifodasidan foydalandi. Eynshteyn tomonidan $\langle \varepsilon \rangle$ uchun yozilgan ifoda ishlatilganida unda $1/2\hbar\omega$ had mavjud emas edi.

6. Eynshteyn kristallning ichki energiyasi uchun quyidagi formulani hosil qildi:

$$U = \frac{3N\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}.$$

Ushbu ifodani temperatura bo'yicha differensiallansa, Eynshteyn kristallning issiqlik sig'imi uchun quyidagi ifoda yuzaga keladi:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^2} \exp(\hbar\omega/kT) \frac{\hbar\omega}{kT^2}.$$

7. Oxirgi ifoda uchun ikki chegaraviy hol o'rirlidir. Bular quyidagilardan iborat bo'ladi:

1) Kristallning temperaturasi yuqori, ya'ni $kT \gg \hbar\omega$ bo'lsin. U holda yuqoridagi formulaning maxrajida $\exp(\hbar\omega/kT) \approx 1 + \hbar\omega/kT$, suratida esa $\exp(\hbar\omega/kT) \approx 1$ deb olinsa, $C = 3Nk = 3R$ Dyulong-Pti qonuni formulasi hosil bo'ladi.

2) Kristallning temperaturasi past, ya'ni $kT \ll \hbar\omega$ bo'lsin. Bu shartda ifodaning maxrajidagi bir sonini birinchi hadga nisbatan hisobga olmasa ham bo'ladi. Unda yuqoridagi formulaning ko'rinishi quyidagi shaklga keladi:

$$C = \frac{3N(\hbar\omega)^2}{kT^2} \exp(-\hbar\omega/kT).$$

8. Oxirgi ifodadagi eksponensial had temperatura o'zgariganida maxrajidagi T^2 hadga qaraganda tez o'zgaradi. Shuning uchun temperatura absolyut nolga yaqinlashgan vaqtida, u had nolga intiladi.

9. Tajriba shuni ko'rsatadiki, kristallarning issiqlik sig'imi absolyut nol temperatura atrofida eksponensial qonun bo'yicha emas, balki T^3 qonuni bo'yicha kamayishini ko'rsatadi. Bundan esa Eynshteyn nazariyasi past temperaturalardagi kristallning issiqlik sig'imini sifat jihatidan tushuntirib bera olishi kelib chiqadi. Debay ishlab chiqqan nazariya asosida tajriba natijalari bilan moslik topildi.

Takrorlash uchun savollar

1. Dyulong-Pti qonuniga asosan kristallning har bir erkinlik darajasiga qanday energiya mos keladi?

2. Kristallar issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn nazariyasining asosiy g'oyasi nimadan iborat?

3. Kristallar issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn formulasi yuqori temperaturalarda qanday ko'rinishga ega bo'ladi?

4. Kristallar issiqlik sig'imi Eynshteyn formulasiga muvofiq kichik temperaturalarda qanday o'zgaradi?

5. Kristallarning issiqlik sig'imi tajriba natijalariga muvofiq absolyut nol temperatura atrofida qanday o'zgaradi?

46-§. Kristallar issiqlik sig'imi uchun Debay nazariyasi

Mavzuning tayanch iboralari: Debay, kristallarning issiqlik sig'imi uchun Debay nazariyasi, Karman, Born, kublar qonuni.

Ushbu mavzuda kristallar issiqlik sig'imi uchun Debay nazariyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Debay kristall panjara atomlarining tebranishini bir-biriga bog'liq bo'lmagan tebranishlar emasligini hisobga oldi. U holda kristallning bir atomini muvozanat vaziyatidan siljishi boshqa qo'shni atomlarning ham muvozanat vaziyatidan siljishiga olib keladi. Bu esa kristallni bir-biri bilan elastik bog'langan N atomdan tashkil topgan va $s=3N$ erkinlik darajasiga ega bo'lgan sistema deb qarash mumkinligini ko'rsatadi.

2. Agar kristallni normal garmonik tebranma harakat qiluvchi N ta bog'langan atomdan tashkil topgan sistema deb qaralsa, bunday sistemaning o'rtacha energiyasi quyidagicha topiladi:

$$\langle E \rangle = \sum_{i=1}^{3N} \langle \varepsilon_i \rangle = \sum_{i=1}^{3N} \frac{\hbar\omega_i}{\exp(\hbar\omega_i / kT) - 1}.$$

3. Siklik chastotasi ω dan kichik siklik chastotali normal tebranishlar soni diskret bo'lib, uning qiymati juda katta bo'ladi. Shu tufayli uni $Z(\omega)$ ko'rinishidagi uzluksiz funksiya ko'rinishida **aproximatsiya** qilinadi. $\omega, \omega + d\omega$ siklik chastotalar oralig'idagi normal tebranishlar soni ham katta bo'lganligi uchun $Z(\omega)$ funksiyaning $dZ(\omega)$ differensialidan foydalaniladi. U holda yuqoridagi formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$\langle E \rangle = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1} dZ(\omega).$$

Bu yerda ω_{\max} – normal tebranishlarning maksimal siklik chastotasi. Unga mos keluvchi normal tebranishlar soni quyidagicha topiladi:

$$Z(\omega_{\max}) = 3N.$$

4. Normal tebranishlarning maksimal siklik chastotasiga mos keluvchi normal tebranishlar soni sistemaning erkinlik darajasiga teng bo'ladi. Shunday qilib, kvant nazariyada kristallning o'rtacha energiyasini topish masalasi kristall atomlari normal tebranishlarining hususiy chastotalarini aniqlashga olib kelinadi. Klassik nazariyada esa buni amalga

oshirib bo'lmaydi. Chunki bunda o'rtacha energiya faqat erkinlik darajasining umumiy soniga bog'liq bo'ladi.

5. Kristall panjara tebranishlarining xususiy chastotasini hisoblash va uni issiqlik sig'imi nazariyasiga qo'llash masalasi bilan Born va Karman shug'ullangan. Bu ancha qiyin masala bo'lishiga qaramasdan kristallning past temperaturalarida ushbu masala anchagina soddalashadi.

6. Shunday soddalashtirish Debay tomonidan amalga oshirilgan.

Garmonik ossillyator o'rtacha energiyasi uchun Plank formulasida $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$ belgilash kiritilsa, bu energiya absolyut temperatura funksiyasi bo'lib qoladi va uning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

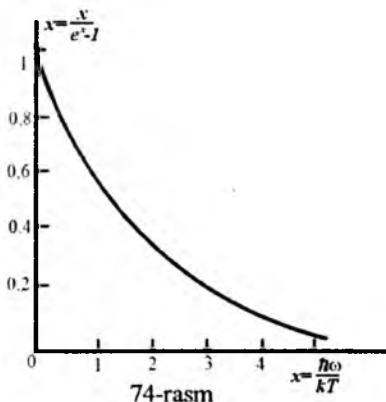
$$\langle \varepsilon \rangle = kT \frac{x}{e^x - 1}.$$

7. Ushbu ifodadagi $\frac{x}{e^x - 1}$ kattalikning x ga bog'lanish grafigi 74-rasmda keltirilgan. Undan o'rtacha energiya uchun yozilgan

$\langle E \rangle = \int_0^{\infty} \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} dZ(\omega)$ ifodada normal tebranishlarning quyi

chastotasiga mos keluvchi hadlar yetarli rol o'ynashi kelib chiqadi. Ularga esa kristall panjara doimiyidan ancha katta bo'lgan to'lqin uzunliklari mos keladi. Bu esa kristall tuzilishini atomistik strukturadan chetlashishga

va unda ro'y beradigan normal tebranishlarni elastik uzluksiz muhitda yuzaga keladigan turg'un infratovush to'lqinlari deb qarashga olib keladi. Shunday qilib, kristallning biror uzluksiz muhitda yuzaga keladigan yetarli ravishdagi xususiy quyi chastotalari elastiklik nazariyasi metodlari yordamida hisoblanishi mumkin ekan.



8. Yuqorida keltirilgan fikrlarga asoslangan holda har qanday qattiq jismda, jumladan, kristalda bo'ylama va ko'ndalang tovush to'lqinlari tarqaladi.

Faqat bir yo'nalishda ma'lum chastotali bo'ylama tovush to'lqini tarqaladi. Ushbu yo'nalishda tarqalayotgan xuddi shunday chastotali ko'ndalang tovush to'lqini ikkita bo'ladi. U holda kristalda tarqalayotgan tovush to'lqini uchun quyidagi munosabat o'rinalidir:

$$dZ(\omega) = \frac{V\omega^2 d\omega}{2\pi^2} \left(\frac{1}{v_b^3} + \frac{2}{v_k^3} \right) = \frac{3V\omega^2 d\omega}{2\pi^2 v^3}.$$

Bu yerda V —kristall hajmi, v_b —bo‘ylama tovush to‘lqini tezligi, v_k —ko‘ndalang tovush to‘lqini tezligi.

9. v —kristallda tarqalayotgan tovush to‘lqinining o‘rtacha tezligi bo‘lib, u quyidagi munosabatdan topiladi:

$$\frac{3}{v^3} = \frac{1}{v_b^3} + \frac{2}{v_k^3}.$$

Bu yerda kristallar anizotropiyasining hissasi kam bo‘lganligi tufayli hisobga olinmagan.

10. $dZ(\omega)$ differensialning yuqoridagi ifodasini hisobga olgan holda, kristallning o‘rtacha energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\langle E \rangle = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} dZ(\omega) = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} = \frac{3V(kT)^4}{2\pi^2 (v\hbar)^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

$$\text{Bunda } x_{\max} = \frac{\hbar\omega_{\max}}{kT}.$$

11. Past temperaturalarda va yuqori chastotalarda ($x \gg 1$) integral osti ifodasi juda kichik bo‘ladi. Bu holda integralning yuqori chegarasi x_{\max} ni aniq topish uncha ahamiyat kasb etmaydi. Shuning uchun uni cheksiz deb hisoblash mumkin. Unda yuqoridagi integral quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\langle E \rangle = \frac{3V(kT)^4}{2\pi^2 (v\hbar)^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

$$12. \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15} \text{ ekanligi hisobga olinsa va past temperaturalarda}$$

($x_{\max} \gg 1$) $D = V\pi^2 k^4 / (10v^3 \hbar^3)$ deb belgilash kiritilsa, $\langle E \rangle$ uchun quyidagi ifoda hosil bo‘ladi:

$$\langle E \rangle = DT^4$$

13. Kristallning o‘zgarish hajmdagi issiqlik sig‘imi uchun esa quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$C_v = (\partial \langle E \rangle / \partial T)_v = 4DT^3.$$

Oxirgi ifodadan kristallning issiqlik sig‘imi absolyut nol temperatura atrofida kristall temperaturasining uchinchi darajasiga proporsional ravishda o‘zgarishi kelib chiqadi. Debay tomonidan nazariy yo‘l bilan topilgan ushbu qonunga kublar qonuni deyiladi. Unga muvofiq, $T=0$ da

kristall issiqlik sig'imi nolga aylanadi. Bu esa Nernst teoremasi bilan mos tushadi.

14. Debayning kublar qonuni tajriba natijalari bilan mos tushadi. Shuni unutmashlik kerakki, $\langle E \rangle = DT^4$ ifoda va kublar qonuni faqat kristall panjara uchun o'rinalidir. Metallar holda esa kristall panjaraning issiqlik sig'imiga temperaturaning birinchi darajasiga proporsional ravishda o'zgaradigan erkin elektronlarning issiqlik sig'imini qo'shish kerak bo'ladi.

$$15. \langle E \rangle = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} dZ(\omega) = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} = \frac{3V(kT)^4}{2\pi^2 (v\hbar)^3} \int_0^{\frac{\omega_{\max}}{kT}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

ifoda universal bo'lib, u past va yuqori temperaturalar sohasi uchun ham o'rinalidir. U holda uni o'rta temperaturalar sohasi uchun ham qo'llash mumkin. Shuning uchun yuqoridagi universal formulani Debayning interpolyasion formulasi deyiladi.

16. Qattiq jismlarda ω_{\max} ni topish uchun quyidagi formuladan foydalaniladi:

$$Z(\omega_{\max}) = \int_0^{\omega_{\max}} dZ(\omega) = \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_{\max}} \omega^2 d\omega = \frac{V}{2\pi^2 v^3} (\omega_{\max})^3 = 3N.$$

$$\text{Undan esa } \omega_{\max} = \left(\frac{6\pi^2 v^3 N}{V} \right)^{1/3} = \frac{2\pi v}{a} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \text{ ekanligi kelib chiqadi.}$$

Bunda $a = \left(\frac{V}{N} \right)^{1/3}$ - kristall panjara doimiysi hisoblanadi.

17. ω_{\max} chastotaga mos keluvchi elastik to'lqinning minimal uzunligi quyidagicha topiladi:

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi v}{\omega_{\max}} = a \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \approx 1,6a.$$

Ushbu hisoblashlar ω_{\max} va λ_{\min} haqiqiy kattaliklarning tartibini ko'rsatadi. Chunki qattiq jismlarning uzluksiz modeli qisqa to'lqinlar sohasida aniq natijalarni bermaydi.

18. $\theta = \frac{\hbar\omega_{\max}}{k}$ kattalikka Debay temperaturasi deyiladi. Uni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\theta = \frac{2\pi\hbar v}{ka} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3}.$$

U holda 1 mol modda miqdoriga ega bo'lgan kristall uchun o'rtacha energiya quyidagicha topiladi:

$$\langle E \rangle = 9N_A kT \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = 3RT \cdot 3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Bu yerda $R = N_A \cdot k$ – universal gaz doimiysi.

19. Yuqori temperaturalar, ya'ni $T \gg \theta$ uchun yuqoridagi ifoda $\langle E \rangle = 3RT$ ko'rinishga keladi. Bu esa Dyulong-Pti qonuni formulasidir. $\theta \gg T$ temperaturalar uchun esa $\langle E \rangle = DT^4$ ifoda, ya'ni Debayning kublar qonuni formulasi hosil bo'ladi. Yuqoridagi o'rtacha energiya formulasidan temperatura bo'yicha hosila olinsa, qattiq jism molyar issiqlik sig'imi uchun Debayning interpolasyon formulasini hosil qilish mumkin:

$$C_V = 3R \left[12 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right].$$

20. Shuni aytish zarurki, Debay nazariyasi faqat temperatura ichki tuzilishiga hech qanday ta'sir ko'rsatmaydigan zarralardan tashkil topgan kristallar uchun o'rinni bo'ladi. Bunda kristallning issiqlik sig'imida zarralarning ichki tuzilishi namoyon bo'lmaydi. Ana shu shart ko'pchilik hollarda, atom va ionlarining quyi hamda birinchi uyg'ongan holatlari orasidagi energetik masofa kT ga nisbatan juda ham katta bo'lgan kristallar uchun o'rinnidir.

21. Ba'zi kristall atom va ionlarining quyi energetik holatlari bir-biriga juda yaqin joylashgan. Masalan, gadoliniiy sulfat kristallida gadoliniiy ionining eng pastki energetik sathi 8 ta sathchadan tashkil topadi. Ular orasidagi masofa 1,6 K debay temperaturasiga mos keladi.

22. $T \approx 7K$, ya'ni juda kichik temperaturada yuqorida aytilgan sathchalarning uyg'onishi bilan bog'liq bo'lgan qo'shimcha issiqlik sig'imi hosil bo'ladi. Shunday past temperaturalarda panjaraning issiqlik sig'imi qo'shilgan issiqlik sig'imiga qaraganda ancha kichikdir. $T = 1,6K$ da kristallning issiqlik sig'imi kristall panjaraning issiqlik sig'imidan taxminan 500 marta katta bo'ladi. Kristall temperaturasi bundan ham pasaytirilsa, tabiiyki, uning issiqlik sig'imi nolga tushadi.

23. Murakkab molekullardan tuzilgan kristallarda molekula ichidagi atomlar yoki atomlar guruhining issiqlik harakati tufayli issiqlik sig'imi yuzaga keladi. Birinchi yaqinlashishda panjara ichidagi molekulaning tebranishi uning ichki tuzilishiga ta'sir ko'rsatmaydi deb hisoblash mumkin. U holda kristallning issiqlik sig'imini quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$C = C_{pan} + C_{ich}.$$

24. Shuni aytish kerakki, ba'zi hollarda molekula atomlarining ichki harakatini issiqlik sig'imiga qo'shadigan hissasi hisobga olinadigan darajada bo'lishi mumkin. Masalan, benzol molekulasidagi ichki tebranishlar bilan bog'liq issiqlik sig'imi $T \approx 150K$ da panjara issiqlik sig'imining 20% ini tashkil etsa, $T \approx 270K$ da 80% ini tashkil etadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Kristallar issiqlik sig'imi uchun Debay nazariyasining g'oyasi nimadan iborat?
2. Kristallarda tovush to'liqlari qanday yuzaga keladi?
3. Debayning interpolyasion formulasi nimani ifodalaydi?
4. Kublar qonunini aytib bering.
5. Murakkab molekulalardan tuzilgan kristallarning issiqlik sig'imi nimaga teng?

47-§. Kristall panjaradagi tebranishlar. Tovush to'liqlari

Mavzuning tayanch iboralari: kristall panjaradagi tebranishlar, tovush to'liqini, kristaldagi tebranishlarning bir o'lchamli modeli, birinchi Brilliyen zonasi, kristalda tarqalayotgan to'liqin vektorining davriyligi, tovush to'liqinining fazaviy tezligi, tovush to'liqinining guruh tezligi.

Ushbu mavzuda kristall panjaradagi tebranishlar va tovush to'liqlari hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Tinch turgan jismdagi ichki harakat uni tashkil qilgan har bir zar-raning bevosita harakati bilan belgilanadi. Bu harakatni individual ko'rib chiqish usulidir. Agar jismning harakati uni tashkil qilgan zarralarning natijaviy harakatlarini natijasi deb qaralsa, bunday yondoshish harakatni kollektiv ko'rib chiqish usuli hisoblanadi.

2. Kristallni tashkil qilgan zarralar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlash-ganida ikkinchi usul birinchisiga qaraganda ancha qulay bo'ladi. Unda jismning to'la harakatini uning tashkil etuvchilari bo'lgan kollektiv hara-katlarga ajratish mumkin. Bunda har bir kollektiv harakat alohida hosil bo'lishi kerak.

3. Agar hosil bo'lgan kollektiv harakat intensivligi kichik bo'lsa, unda bu harakatni jismda bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda turli yo'na-

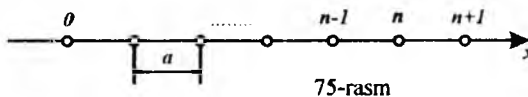
lishda tarqalayotgan har xil chastotali yassi monoxromatik to‘lqinlarga ajratish mumkin. Harakat intensivligi ortib borgan sari esa chiziqli bo‘lmagan hodisalar ro‘y beradi. Agar chiziqli bo‘lgan hodisalardan chetlashish unchalik katta bo‘lmasa, bu holda ham har xil chastotali yassi monoxromatik to‘lqinlarni hosil qilish mumkin. Lekin unda alohida olingan to‘lqinlar o‘rtasida o‘zaro ta‘sir yuzaga keladi.

4. Klassik fizikada yuqorida keltirilgan ikkala usul ham teng kuchlidir. Kvant fizikasida esa ikkinchi usul ba‘zi afzalliklarga ega. Buning asosiy sababi mikroolamdagi kvantlashning mavjudligidir. Debay qattiq jismning issiqlik sig‘imi nazariyasida turg‘un monoxromatik to‘lqinlar energiyasining kvantlanishidan foydalandi.

5. Issiqlik sig‘imi masalasida esa turg‘un to‘lqinlarni yuguruvchi to‘lqinlarga ajratish zaruriyati tug‘ilmaydi, Chunki bunda jismning statik muvozanatdagi energiyasi katta ahamiyat kasb etadi. Uning bu vaziyatdagi nolga teng bo‘lgan impulsisi esa unchalik ahamiyat kasb etmaydi. Lekin jismdagi turli protsesslar ko‘rib chiqilganida, hattoki jism statik muvozanatda bo‘lganida ham uning harakatini yuguruvchi to‘lqinlarga ajratish va ularni kvantlash zaruriyati tug‘iladi. Demak, kristalldagi tebranishlarni amplituda va chastotalari to‘lqin soni bilan bevosita bog‘langan yuguruvchi to‘lqinlar sistemasini deb qarash mumkin ekan.

6. Kristall ichida yuzaga keladigan yuguruvchi to‘lqinlar sistemasini tovush to‘lqini deb atash mumkin. Inson qulog‘i qabul qilmaydigan, kristall ichida yuzaga keladigan ixtiyoriy chastotali elastik yuguruvchi to‘lqinga tovush to‘lqini deyiladi. U kristal atomlarining kristall panjara tugunlari atrofidagi issiqlik harakati natijasida yuzaga keladi. Bunda ushbu issiqlik harakatini Fure integraliga yoyish yo‘li bilan yassi to‘lqinlar, ya‘ni tovush to‘lqinlari sistemasiga kelinadi.

7. Kristalldagi tebranishlarni uning bir o‘lchamli modeli asosida o‘rganish mumkin. Unga binoan kristallni bir xil atomlardan tashkil topgan chiziqli zanjirdan iborat deb qarasa bo‘ladi. Bunda atomlar orasidagi mavjud kuchlarni elastiklik koeffitsienti χ bo‘lgan prujinalardan iborat deyish mumkin (75-rasm). Bu yerda a —bir xil atomlardan tashkil topgan qo‘shni kristall atomlari orasidagi masofa. Bu holda $x = na$ bo‘ladi.

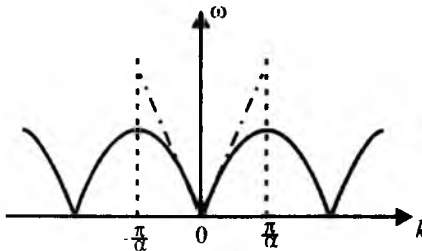


75-rasm

8. Kristallni tashkil qilgan atomlarning tebranishini o‘rganishdan tovush to‘lqinlarini o‘rganishga o‘tish masalani ancha osonlashtiradi. Kris-

talldagi har bir atomning harakati qo'shni atomlarni harakatga keltiradi. Bu harakatni o'rganish juda ko'p tenglamalardan tashkil topgan sistemani yechishga olib keladi. Bu juda qiyin masaladir. Tovush to'lqinlarining harakati esa ancha oddiydir. Kichik amplitudalarda bu to'lqinlar garmonik bo'lib, har bir to'lqinning tarqalishi boshqasiga bog'liq bo'lmaydi. Matematika tilida aytganda, tovush to'lqinlariga o'tish har bir atomning koordinatasidan normal koordinatalar sistemasiga o'tishni bildiradi.

9. Tovush to'lqinlari siklik chastota yoki oddiy chastotasining to'lqin soniga bog'liqlik grafigi 76-rasmda keltirilgan. Undan ko'rinadiki, siklik chastota yoki chastota to'lqin sonining davriy funksiyasi ekan.



76-rasm

Chunki $k \rightarrow k + 2\pi/a$ almash-tirish bajarilganida, ushbu funksiya o'zining avvalgi qiymatlarini takror-laydi. Kristalda tarqalayotgan to-vush to'lqinlari chastotasining bir xilligi tasodifiy natija yoki doimiy kuzatiladigan natija ekanligini aniq-lash lozim.

10. Yuqoridagi muammoni hal etish uchun to'lqin sonlari $k_1 = k$ va $k_2 = k + 2\pi/a$ bo'lgan tovush to'l-qinlarini ko'rib chiqaylik. Ushbu to'lqinlarning formulalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$u_1 = A \exp i(k_1 x - \omega t) = A \exp i(kx - \omega t) = A \exp i(kan - \omega t),$$

$$u_2 = A \exp i(k_2 x - \omega t) = A \exp i(kx + \frac{2\pi}{a} x - \omega t) = A \exp i(kan + 2\pi n - \omega t).$$

11. Oxirgi ikki formula ko'rinishi jihatdan bir-biridan farqlanganligi bilan mazmun jihatdan bir xil ma'noni anglatadi. Ulardan kristall panjara tugunlaridagi bir-biridan to'lqin soni bo'yicha $2\pi/a$ ga farqlanuvchi ikki tovush to'lqinini bir-biridan ajratib bo'lmasligi kelib chiqadi. Chunki bu to'lqinlar ayniy to'lqin bo'ladi. Shuning uchun ularning chastotalari ham bir xildir.

12. Kristalda tarqalayotgan tovush to'lqinlari chastotasining bir xilligi doimiy kuzatiladigan natija ekan. Undan esa tovush to'lqini sonining turli qiymatlar sohasi $2\pi/a$ kenglikka ega ekanligini bilish mumkin. To'lqin sonining boshqa qiymatlari ana shu sohada yotuvchi qiymatlarga keltiriladi. Bunda $k=0$ nuqta shu sohaning markazida bo'lishi kerak. Ana shunday sohaga birinchi Brilluyen zonasi deyiladi.

13. Kristalda tarqalayotgan tovush to‘lqini soni yoki to‘lqin vektorining davriyligi kristall panjaraning fazoviy davriyligi natijasi hisoblanadi.

14. Kichik chastotalardagi tovush to‘lqinining fazaviy tezligi quyidagicha topiladi:

$$v = \frac{v}{k} = a\sqrt{\frac{\chi}{m}}.$$

Bu yerda χ —kristall atomlarining elastiklik koeffitsienti. Demak, kichik chastotalarda tovush to‘lqinining fazaviy tezligi uning chastotasiga bog‘liq bo‘lmas ekan. Bu holda dispersiya kuzatilmaydi.

15. Kristaldagi tovush to‘lqinining kichik chastotalardagi guruh tezligi quyidagicha hisoblanadi:

$$g = a\sqrt{\frac{\chi}{m}}.$$

Bundan esa kristaldagi tovush to‘lqinining kichik chastotalardagi guruh tezligi uning fazaviy tezligiga teng ekanligi kelib chiqadi.

16. Katta chastotalardagi tovush to‘lqinining fazaviy tezligi quyidagicha topiladi:

$$v = \frac{v}{k} = a\sqrt{\frac{\chi}{m}} \frac{\sin(ka/2)}{ka/2}.$$

17. Chastota ortib borishi bilan tovush to‘lqinining fazaviy tezligi ozroq kamayadi va Brilliyen zonasi chegarasida quyidagi minimal qiymatga ega bo‘ladi:

$$v_{\min} = \frac{2}{\pi} a\sqrt{\frac{\chi}{m}}.$$

Bu qiymat fazaviy tezlikning maksimal qiymatidan taxminan 1,5 marta kichikdir. Demak, chastota ortib borishi bilan kristaldagi tovush to‘lqinlarida dispersiya yetarlicha seziladi.

18. Katta chastotalardagi tovush to‘lqinining guruh tezligi quyidagicha topiladi:

$$g = a\sqrt{\frac{\chi}{m}} \left| \cos \frac{ka}{2} \right|.$$

Brilliyen zonasi chegarasida bu tezlik nolga aylanadi.

19. Shuni aytish kerakki, kristaldagi tovush to‘lqinining fazaviy va guruh tezliklari kristallning tanlab olingan modeli xususiyatlariga bog‘liq bo‘lganligi tufayli, bu tezliklar unchalik ilmiy ahamiyat kasb etmaydi.

20. Uch o'ldhamli real kristallarda yuzaga keladigan yuguruvchi tovush to'ldqinlari to'ldqin vektori bilan xarakterlanadi. Ana shu to'ldqin formulasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$u_k(\vec{r}, t) = A_k \exp i(\vec{k} \vec{r} - \omega t).$$

Fazoviy tovush to'ldqinlari to'ldqin vektori bo'yicha davriy bo'ladi. Bunday to'ldqinlarga uch o'ldhamli yuguruvchi to'ldqinlar sistemasi mos keladi.

21. Qattiq jismlarda bo'ylama va ko'ndalang tovush to'ldqinlari tarqaladi. Ko'ndalang tovush to'ldqinlarida atomlarning siljishi to'ldqin vektoriga perpendikulyar bo'lsa, bo'ylama tovush to'ldqinlarida esa bu siljish to'ldqin vektori yo'nalishida bo'ladi. Ko'ndalang tovush to'ldqinlari tezligi bo'ylama tovush to'ldqinlari tezligidan kattadir. Masalan, alyuminiyda ko'ndalang tovush to'ldqini tezligi 3130 m/s bo'lsa, bo'ylama tovush to'ldqini tezligi esa 6400 m/s bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Kristallni tashkil qilgan zarralar harakati qanday o'rganiladi?
2. Nima sababdan kristalldagi tebranishlarni yuguruvchi to'ldqinlar sistemasi deb qarash mumkin?
3. Birinchi Brilliyen zonasi nima?
4. Nima uchun kristalldagi tovush to'ldqinlarining kichik chastotalarida dispersiya kuzatilmaydi?
5. Kristalldagi tovush to'ldqinlarining fazaviy va guruh tezliklari qanday topiladi?

48-§. Fotonlar va kvazizarralar

Mavzuning tayanch iboralari: fonon, kvazizarra, Frenkel, kvazi-impuls, bo'ylama fonon, ko'ndalang fonon, fononning spin kvant soni.

Ushbu mavzuda fonon va kvazizarralar hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Ma'lumki, de Broyl gipotezasiga muvofiq, har bir yuguruvchi yassi monoxromatik to'ldqin $E = \hbar\omega$ energiyaga, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ impulsiga ega edi. Kristall ichida yuzaga keladigan yuguruvchi tovush to'ldqinlari ham ma'lum energiya va impulsiga ega bo'lib, o'zlarini xuddi zarralar kabi

tutadilar. Ushbu zarralar fononlar deb ataladi. Fonon tushunchasi Ya.I.Frenkel tomonidan kiritilgan.

2. Fonon xuddi kvant(foton) kabi tovush to'liqining siklik chastotasi bilan \hbar doimiy orqali bog'langan energiyaga, Shu to'liqin vektori bilan yana \hbar doimiy orqali bog'langan impulsiga ega bo'ladi. Fononni qandaydir kichik sharcha deb tasavvur qilib bo'lmaydi. Shuning uchun uning shakli va o'lchami haqida fikr yuritilmaydi. Shu sababli fononni zarra deb emas, balki kvazizarra, uning impulsini esa kvaziimpuls deyiladi.

3. Fononga zarralar belgilari xos bo'lganligi uchun, uni kvazizarra deb ataladi. Bunday atama kvazizarra haqiqiy zarra bo'lmaganligi tufayli kiritiladi.

4. Cheklanmagan yassi to'liqlar ω va k ning aniq belgilangan qiymatiga ega bo'ladi. Real holatda esa fazoviy cheklangan to'liqlar bilan ish ko'riladi. Shuning uchun fononning real tasviri sifatida esa cheksiz emas, balki cheklangan to'liqinni, masalan, to'liqin paketni olish mumkin.

5. Izotrop uzluksiz qattiq jismlarda ikki tipdagi fononlar yuzaga keladi. Bular bo'ylama va ko'ndalang fononlardir. Izotrop muhit holida ko'ndalang fononlarning chastotasi faqat to'liqin uzunligi orqali aniqlanadi va u fononlarning qutblanishiga bog'liq bo'lmaydi. Kristallarda bo'ylama va ko'ndalang fononlardan tashqari turli chastotalarga va qutblanishga ega bo'lgan fononlar ham yuzaga keladi. Odatda kristallarda hosil bo'ladigan ko'ndalang va bo'ylama to'liqlar aniq ko'ndalang va bo'ylama bo'lmaydi.

6. Barcha fononlar uchun $E = \hbar\omega$ va $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ munosabat o'rinlidir. Faqat bu holda ω bilan k o'rtasidagi bog'lanish xuddi dispersiya yo'q holidagiga o'xshash chiziqli emas, balki murakkabroq ko'rinishga ega bo'ladi. Bu munosabat turli fononlar uchun turlichadir.

7. Har qanday aralashmalardan va nuqsonlardan holi bo'lgan kristall panjarada yassi tovush to'liqini chiziqli yaqinlashishda kristall tomonlariga so'nmasdan va sochilmasdan tarqaladi. Chiziqli yaqinlashish deyilganida, kristall potensial energiyasini kristall atomlarining muvozanat vaziyatidan siljishi darajasi bo'yicha yoyilganida hosil bo'lgan qator ikkinchi hadda uziladi. U holda kristall atomlarining tebranishidan iborat bo'lgan garmolik to'liqin yuzaga keladi. Buning natijasida esa bir-biri bilan ta'sirlashmaydigan fononlar hosil bo'ladi.

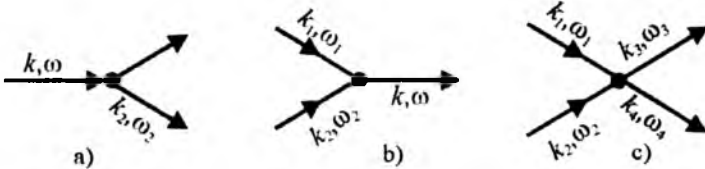
8. Agar yuqoridagi qatorning katta darajali hadlari mavjud va ular yetarlicha kichik bo'lsa(bu hol kristallning temperaturasi erish temperaturasidan kichik bo'lganda, ya'ni kristall hali yemirilmaganida yuzaga

kelishi mumkin), u holda kristalda tarqalayotgan yassi to'lqin yoki fononlar haqida fikr yuritish mumkin. Lekin bunda turli to'lqin yoki fononlarning o'zaro ta'siri ro'y beradi.

9. Fononlarning energiyasi va impulsi kvantlanganligi tufayli, ularning ta'sirlashuvi to'qnashuv xarakteriga ega bo'ladi. Unda eski fononlar yo'qolib, o'rniga yangi fononlar tug'iladi. Kristall potensial energiyasida uchinchi darajali hadlarning mavjudligi bir vaqtning o'zida uchta fonon ishtirok etishini ko'rsatadi. Agar bu energiyada to'rtinchi darajali had mavjud bo'lsa, unda to'qnashuvda to'rtta fonon ishtirok etadi va hokazo.

10. Fonon va kvazizarralar jismlardagi kuchsiz kollektiv uyg'onishlarni xarakterlaydi. Qo'shni to'qnashuvlar orasida fonon erkin harakat qiladi. Agar fononning "erkin yugurish yo'li" kristall panjara doimiysiga nisbatan yetarlicha katta bo'lsa, u holda kristallning uyg'ongan holatini ma'lum ma'noda fonon gazi deb qarash mumkin.

11. 77-rasmda fononlar ta'sirlashuviga doir misollar keltirilgan. Unda fononlar strelka, ularning ta'sirlashuvi esa qora dumaloq bilan ko'rsatilgan. 77,a-rasmda bitta fononning ikki fononga yemirilishi, 77,b-rasmda ikki fononning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida bir-birini yo'qotib, bitta fononni hosil bo'lishi, 77,v-rasmda esa bir fononni ikkinchi fononda sochilishi ko'rsatilgan.



77-rasm

12. Shuni aytish kerakki, fononlar ta'sirlashuvi uchun energiyaning saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi. 77,a-rasmdagi protsess uchun energiyaning saqlanish qonuni formulasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2.$$

77,b-rasmdagi protsess uchun energiyaning saqlanish qonuni formulasi quyidagi ko'rinishga egadir:

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega.$$

77,c-rasmdagi protsess uchun energiyaning saqlanish qonuni formulasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2.$$

13. Ma'lumki, tovush to'loqining chastotasi to'loq vektorining funksiyasi hisoblanadi. U holda fonon energiyasi uning impulsining davriy funksiyasi bo'ladi. Bu esa fonon impulsiga emas, balki kvaziimpulsiga ega bo'lishini ko'rsatadi. Impulsning shunday yo'l bilan tanlab olingan turli fizik qiymatlari sohasi birinchi Brilliyen zonasini tashkil qiladi. Bir o'lchamli holda bu zonaning holati quyidagi shartdan topiladi:

$$|p| \leq \pi \hbar / a.$$

14. To'loq soni yoki vektorining davriylik xossasi kristall panjaraning tugunlariga mos keluvchi to'loqlarni bir-biridan ajratib bo'lmasligidan kelib chiqadi. To'loq sonining davriyligi hech qanday qiyinchilikka olib kelmaydi. Lekin impulsning davriyligi ancha qiyinchiliklarga olib keladi. Buning uchun yaxlit kristallning ilgarilanma harakatini ko'rib chiqish kerak.

15. Yaxlit kristallning ilgarilanma harakatidagi hisoblashlarni osonlashtirish maqsadida bir o'lchamli holdan foydalaniladi. Kristall n -tugunining ilgarilanma harakati $u_n = u(n, t) = A \exp(ikan - \omega t)$ ko'rinishidagi to'loq bilan xarakterlanadi.

16. Agar kristallning boshqa tugunlari ham shunday amplitudali to'loq bilan xarakterlansa, bunda sinxron harakat bo'ladi va yaxlit kristall ilgarilanma harakat qildi deb qaraladi. U holda m -tugun quyidagi to'loq bilan xarakterlanadi:

$$u_m = u(m, t) = A \exp(ikam - \omega t).$$

17. Bu n - va m -tugunlarning harakatini ifodalovchi to'loqlar bir xil bo'lganligi uchun, ularning eksponenta darajasi bir-biridan $i2\pi l$ (l -ixtiyoriy butun son)ga farqlanishi lozim. U holda quyidagi munosabat o'rinni bo'ladi:

$$ika(n - m) = i2\pi l.$$

Ushbu tenglik quyidagi holda bajariladi:

$$k = \frac{2\pi n'}{a}, \quad p = \frac{2\pi \hbar n'}{a}.$$

Bu yerda n' - ixtiyoriy butun son. Bundan esa kristall ixtiyoriy impulsiga emas, balki $p = \frac{2\pi \hbar n'}{a}$ formula orqali aniqlanuvchi impulsiga ega ekanligi kelib chiqadi.

18. Kristaldagi fononlarning o'zaro to'qnashuvi yoki fononlarning elektronlar bilan to'qnashuvi ikki jism masalasi emas, balki uch jism masalasi hisoblanadi. Bunda uchinchi jism vazifasini yetarlicha massaga

ega bo'lgan kristall panjara bajaradi. Bunday katta massali jismning harakatini imkon qadar tenglamadan yo'qotish kerak. Mana shu holda fononning impulsida noaniqlik paydo bo'ladi. Bu noaniqlik $p = \frac{2\pi\hbar n'}{a}$ formula orqali topiladi.

19. Fonon impulsu bo'yicha noaniqlik impulsning saqlanish qonunini formulasini yozishda ham yuzaga keladi. Bunday noaniqlik, kristall harakatini tovush to'liqini harakatiga va kristallni bir butun jism sifatida siljishiga ajratilishi natijasida hosil bo'ladigan ixtiyoriy kattalik bilan bog'liq bo'lganligi uchun paydo bo'ladi.

20. Kvaziimpulsning saqlanish qonuni fononlarning o'zaro to'qnashuvi yoki fononlarning elektronlar bilan to'qnashuvi uchun o'rinli bo'lishi yoki o'rinli bo'lmazligi mumkin. Chunki kristall panjara to'liqin vektorining moduli bir qiymatli aniqlanmaganligi sababli, unga mos keluvchi impuls ham bir qiymatli aniqlanmaydi.

21. Impulsni fonon bilan kristall panjara o'rtasida bunday taqsimlanishi sistema energiyasini o'zgartirmaydi. Fonon impulsini $\Delta p = \frac{2\pi\hbar n'}{a}$ ga o'zgarishi uning energiyasini o'zgartirmaydi. Kristall panjara katta massaga ega bo'lganligi sababli, uning energiyasi ham o'zgarmaydi. Impulsning oxirgi qiymatida esa kristall panjaraning kinetik energiyasi ham nolga teng bo'ladi. Bundan esa kristall panjara ishtirok qiladigan protsesslarda impulsning saqlanish qonuni $\Delta p = \frac{2\pi\hbar n'}{a}$ aniqlikda bajarilishi kelib chiqadi.

22. Kristallarda Δp qo'shimcha qo'shilishi bilan sodir bo'ladigan protsesslarga o'tkazish protsesslari deyiladi. Bunda Δp shunday tanlanadiki, kristalldagi barcha fononlar birinchi Brilluyen zonasida yotishi kerak.

23. Fononlarni o'rganishda aniq massaga ega bo'lmagan zarralar dinamikasi bilan ish ko'riladi. Ma'lumki, sekin harakatlanuvchi oddiy zarralarda zarra energiyasi uning impulsu bilan kvadratik, ya'ni parabolik qonun ($p^2 = 2mE$) bo'yicha bog'langan bo'lsa, relyativistik zarralarda esa bunday qonun mavjud emas ($E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} = \sqrt{p^2c^2 + E_0^2}$). Chunki zarra massasi o'zgaruvchan kattalik hisoblanadi. Bu holda zarraning tinchlikdagi massasi aniq fizik ma'noga ega.

24. Doimiy tezlik bilan harakatlanuvchi zarralar(foton, neytrino va boshqalar)da tinchlikdagi massa nolga teng bo'lganligi uchun ularning

energiyasi impulsiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Fononlarda esa energiya bilan impuls orasidagi bog'lanish turli ko'rinishga ega bo'lishi mumkin. Uning bir ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$E = 2\hbar \sqrt{\frac{\chi}{m}} \left| \sin \frac{pa}{2\hbar} \right|$$

25. Kristall orqali o'tayotgan elektronlarning energiyasi bilan impuls orasidagi bog'lanish parabolik bo'lmagan qonunga egadir. Bu holda massa tushunchasi keraksiz bo'lib qoladi. Kristallda harakatlanayotgan zarralarning dinamikasi shu zarralarning dispersiya qonunidan, ya'ni zarra energiyasi bilan impuls orasidagi bog'lanishdan kelib chiqadi.

26. Ma'lumki, fotonning spin kvant soni birga teng. Ana shu kvant sonida mavjud bo'lishi mumkin bo'lgan uchta ichki holatdan ikkitasini amalga oshirsa bo'ladi. Bu holatlar elektromagnit to'lqinning ikki xil qutblanishiga mos keladi. Qattiq jismlardagi tovush to'lqini uch xil qutblanishga ega. Ushbu to'lqinlar bo'ylama va ko'ndalang bo'lganligi sababli, bu to'lqin bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikkita ko'ndalang qutblanishga ega bo'ladi. Shundan kelib chiqqan holda, fononning spin kvant soni birga teng ekanligini aniqlash mumkin. Unda fonon bozon hisoblanadi va Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi. Kristalldagi fononlar soni saqlanmagani uchun ularni bozonlar deb qarash mumkin bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Fononlar deb nimaga aytiladi?
2. Kvazizarralarni oddiy zarralardan farqi nimada?
3. Kvaziimpuls nima?
4. Fonon impulsining o'zgarishi qanday ahamiyatga ega?
5. Nima uchun fonon bozon hisoblanadi?

49-§. Qattiq jismlardagi energetik zonalar

Mavzuning tayanch iboralari: energetik zona, taqiqlangan zona, valent zona, taqiqlangan zona, o'tkazuvchanlik zonasi.

Ushbu mavzuda qattiq jismlardagi energetik zonalar hamda ulargu tegishli ma'lumot, tushuncha va ta'riflar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Bir-biridan yetarlicha uzoqlashtirilgan juda ko'p ayniy atomlar berilgan bo'lsa, ular o'rtasida ta'sirlashuv mavjud bo'lmaydi. Bu holda har bir atom o'zini izolyasiyalangan sistema kabi tutadi. Unda har bir atom ma'lum bir energetik sathlarga ega bo'ladi.

2. Izolyasiyalangan N ta atomdan tashkil topgan sistema ham xuddi shunaqa energetik sathlarga egadir. Bunda har bir energetik sath N marta takrorlanadi. Agar shu atomlar uzluksiz ravishda bir-biriga yaqinlashtirilsa, ular o'rtasida ta'sirlashuv paydo bo'ladi. Buning natijasida har bir boshlang'ich energetik sath uzluksiz ravishda siljiydi. Nihoyat N juda ko'p atomlardan kristall yuzaga keladi.

3. Alohida olingan energetik sathlardan kristallning energetik sathlarini hosil qilish mumkin. Atomlar soni juda ko'p bo'lganligi tufayli sistemaning aynish karraligi ham katta bo'ladi. Atomlar orasidagi ta'sirlashuvning paydo bo'lishi bu aynishni yo'qotadi. Buning natijasida sistema atomlarining energetik sathlari boshqa sathchalarga ajrala boshlaydi. Nihoyat ana shu atomlardan tashkil topgan kristallning aynigan energetik sathlari juda ham katta miqdordagi sathchalarga ajraydi. Bitta aynigan sath o'rniga haddan ko'p sathchalar yuzaga keladi. Ushbu sathchalar to'plamiga energetik zonalar deyiladi.

4. Bayon qilingan fikrni bir atomlardan emas, balki turli atomlardan tashkil topgan kristallar uchun qo'llasa bo'ladi. Bunga misol tariqasida osh tuzi kristallini keltirish mumkin.

5. Kristall atomlari bir-biriga yaqinlashtirilganida, bu atomlarning o'zaro ta'siri to'liq funksiyalari bir-birini qoplaydigan tashqi elektron qobiqlardagi elektronlarda namoyon bo'ladi. To'liq funksiyalari bir-birini qoplaymaydigan ichki elektronlarda esa ushbu ta'sirlashuvning kuchsiz ekanligini ko'rish mumkin. Shuning uchun qattiq jismda pastda joylashgan atom energetik sathlari tor energetik zonani, yuqorida joylashgan energetik sathlar esa keng energetik zonani hosil qiladi.

6. Valent elektronlarning energetik sathiga mos keluvchi energetik zonalarning kengligi eng kattadir. Shu tufayli qattiq jism qizdirilgan vaqtida chiziqli emas, balki uzluksiz optik spektr hosil bo'ladi. Haqiqatan ham katta to'liq uzunlikka ega optik spektr uzluksiz joylashgan va orasidagi masofa unchalik katta bo'lmagan chekki zonalarning energetik sathlari orasidagi o'tishlar hisobiga yuzaga keladi.

7. Antikatodi og'ir metallardan qilingan rentgen trubkasiga yetarli katta kuchlanish berilganida tormozlovchi rentgen nurlanishi bilan bir qatorda tor ichki energetik zonalardagi o'tishlar hisobiga yuzaga keladigan xarakteristik rentgen nurlanishi ham yuzaga keladi.

8. Shunday qilib, kristallning energetik spektri energetik zonalar deb ataluvchi bir necha yo'llardan iborat bo'ladi. Ular kristallning alohida olingan atomlarini ta'sirlashuvi tufayli, atomlarning energetik sathlarini sath-

chalarga ajralishi natijasida yuzaga keladi. Bu protsessda asosan valent elektronlar ishtirok etadi.

9. Ajraladigan sathlar sonining ko'pligidan kristall energiyasi har bir zona chegaralarida uzluksiz o'zgaradi. Qo'shni energetik zonalar bir-biridan chekli kenglikka ega oraliqlar bilan ajratiladi. Kristall energiyasi shu oraliqlarga mos keluvchi qiymatlarni qabul qilmaydi. Ushbu oraliqlarga mos keluvchi qiymatlar kristallning energetik spektrida "tirqishlar"ni hosil qiladi. Shuning uchun bu oraliqlarni taqiqlangan zonalar deyiladi. Qolgan barcha zonalar esa ruxsat etilgan zonalar deyiladi.

10. Lekin shunday hollar bo'lishi mumkinki, unda qo'shni zonalar bir-biriga zich tegadi yoki bir-birini qoplaydi. Eng yuqori energetik holatga mos keluvchi chekki zonaga o'tkazuvchanlik zonasi deyiladi. Valent elektronlar sathlarining ajralishi natijasida yuzaga keladigan, chuqurda joylashgan zonalar valent zonalar deb ataladi.

11. Kristallardan elektr tokini mexanizmiga qarab kristallar metallar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlarga bo'linadi. Kristall atomlari issiqlik harakati ta'sirini yo'qotish maqsadida kristall temperaturasini absolyut nolga teng deb hisoblash mumkin. Pauli prinsipiga muvofiq, kristallning har bir energetik holatida spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki elektron joylashadi. Uning muvozanat holatida esa eng pastki energetik holatlar elektronlar bilan to'lgan bo'lsa, yuqori joylashgan energetik sathlar esa bo'sh bo'ladi.

12. Dielektriklarda esa valent zona elektronlar bilan to'ldirilgan. Undan yuqorida turuvchi, ma'lum kenglikka ega bo'lgan energetik tirqish bilan undan ajratilgan o'tkazuvchanlik zonasida esa umuman elektronlar bo'lmaydi. Shuning uchun elektr maydonida dielektrik elektr tokini o'tkazmaydi.

13. Dielektrik kristall doimiy tashqi elektr maydoniga kiritilganida, tashqi elektr maydonida ma'lum energiya oladi. Buning hisobiga gamilton operatoriga ozroq tuzatma qo'shiladi. Kristall uchun yozilgan Shredinger tenglamasida ham ozgina o'zgarish bo'ladi. Bunda zonaning energetik sathlari soni o'zgarmaganligi tufayli, yuqoridagi o'zgarish natijasida energetik sathlarning qisman siljishi sodir bo'ladi va kristall qutblanadi.

14. Elektr maydon qo'yilganida ham valent zona elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi va unda hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi. Hech qanday o'zgarish valent zona holatini o'zgartirmaydi. Chunki unda o'zgarish sodir bo'lishi uchun undagi elektronlar bir energetik holatdan ikkinchisiga o'tishi kerak. Hamma energetik sathlar to'ldirilganligi sababli, buni amalga oshirish mumkin emas.

15. Kristallda elektr toki elektronlarning uzluksiz ravishda bir holatdan ikkinchisiga o'tishi natijasida yuzaga kelganligi tufayli, valent zonadagi elektronlar dielektrik kristallda elektr tokini hosil qilishda ishtirok etmaydi. Agar valent zonadagi ba'zi elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tkazilsa, valent zonada bo'sh o'rinlar hosil bo'lishi mumkin. Elektr maydoni kuchsiz bo'lganligi uchun bu ishni amalga oshira olmaydi. Kuchli elektr maydonlarida esa dielektrikning teshilishi sodir bo'ladi.

16. Metallarda ham valent zona elektronlar to'la to'ldirilgan bo'lsa, o'tkazuvchanlik zonasi esa ular bilan qisman to'ldirilgandir. Metallarda valent zona bilan o'tkazuvchanlik zonasi orasida tirqish bor yoki yo'qligi hech qanday ahamiyat kasb etmaydi. Bu zonalar birm-biriga juda zich joylashgan yoki biri ikkinchisini qoplagan bo'lishi mumkin. Eng asosiysi, o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar bilan to'ldirilmagan holatlar bo'lishi kerak.

17. Metall kristallga tashqi elektr maydoni berilganida o'tkazuvchanlik zonasidagi kvant holatlar ozroq o'zgaradi, elektronlar bilan band bo'lmagan holatlar esa shundayligicha qoladi. Elektr maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishida harakatlanayotgan elektron bilan bog'liq o'tishda kristall energiyasi ortadi. Elektronning bu yo'nalishga teskari bo'lgan yo'nalishdagi harakati bilan bog'liq o'tishda esa ana shu energiya kamayadi. Shuning uchun elektronlarni elektr maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda o'tish ehtimolligi katta bo'ladi. U holda kristalldan elektr maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishida tok o'tadi.

18. Yarim o'tkazgichlarda ham xuddi metall va dielektriklardagiga o'xshash valent zona elektronlar bilan to'la to'ldirilgan bo'lib, ularning o'tkazuvchanlik zonasining hammasi bo'sh bo'ladi. Valent va o'tkazuvchanlik zonolari bir-biridan ma'lum kenglikka ega tirqish bilan ajratilgandir. Ushbu tirqish dielektrikdagi tirqishga qaraganda kichik bo'ladi. Agar tunnel effekti hisobiga o'tishlar nazarga olinmasa, $T=0K$ da elektronlar valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tmaydi. Agar $T \neq 0K$ bo'lsa, valent zonadagi elektron kristall panjara ionidan, o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar konsentratsiyasining kamligi tufayli elektronlar Bolsman statistikasiga bo'ysunganligi sababli, kT tartibidagi energiyani oladi va o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Ana shunday o'tish kristall yoritilganida ham kuzatiladi. Buning natijasida kristall elektr toki o'tkazish xususiyatiga ega bo'ladi.

19. Yarim o'tkazgichlarda valent zonani tark etgan elektron o'rnida teshik deb ataluvchi to'ldirilmagan holat yuzaga keladi. Valent zonadagi boshqa elektron ana shu to'ldirilmagan holatga o'tadi. Buning hisobiga valent zonada boshqa teshik hosil bo'ladi. Unga valent zonadagi boshqa

elektron o'tadi va hokazo. Elektr maydon mavjudligida esa \vec{E} vektor yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishdagi elektron o'tishlar ehtimolligi bu vektor yo'nalishidagi elektron o'tishlar ehtimoligiga qaraganda katta bo'ladi. Ushbu maydonda elektronlar harakati bilan bir qatorda shu harakatga qarama-qarshi yo'nalishda teshiklar harakati ham yuzaga keladi.

20. Juda ham kam miqdorda yarim o'tkazgichga qo'shilgan aralashma uning elektr o'tkazuvchanligini anchagina orttiradi. Ular taqiq-langan zonada qo'shimcha energetik sathlarni hosil qiladi. Agar bunday sathlar o'tkazuvchanlik zonasining chekkalari atrofida joylashgan bo'lsa, unda elektronlarning bunday sathlardan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tish imkoniyati tug'iladi. Bu ham yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligini orttiradi. Yarim o'tkazgichga qo'shilgan bunday aralashmaga donor aralashma deyiladi. Shunday aralashmalar o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar sonini va yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligini orttiradi.

21. Agar qo'shimcha energetik sathlar valent zona atrofida yuzaga kelsa, u holda valent zonadagi elektronlarning ana shu sathlarga o'tish imkoniyati tug'iladi. Buning natijasida valent zonada teshiklar hosil bo'ladi. Bular ham yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligini orttiradi. Yarim o'tkazgichning bunday o'tkazuvchanligiga teshik o'tkazuvchanlik, aralash-maga esa akseptor aralashma deyiladi.

22. Yarim o'tkazgichning temperaturasining ortishi ham uning o'tka-zuvchanligini orttiradi. Sof yarim o'tkazgichlarda elektronlar issiqlik harakati intensivligining ortishi valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tish ehtimolligini orttiradi. Aralashma mavjud bo'lgan holda ham tempe-ratura ortishi bilan elektronlarni aralashmali sathlardan o'tkazuvchanlik zonasiga yoki valent zonalardan aralashmali sathlarga o'tish ehtimolligi ortadi. Shularning barchasi yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligini va tok tashuvchilari konsentratsiyasining ortishiga olib keladi.

23. Metall temperaturasining ortishi bilan undagi erkin elektronlar konsentratsiyasi deyarli o'zgarmaydi. Metallning o'tkazuvchanligi elek-tronlarning erkin yugurish yo'li bilan aniqlanadi. Ularning erkin yugurish yo'li panjara aralashmalari qismi bilan cheklanadi. O'tkazuvchanlikning ushbu qismi temperaturaga bog'liq bo'lmaydi.

24. Har qanday aralashma va nuqsonlardan holi cheksiz ideal kristall panjarada elektronning harakatiga mos keluvchi yassi de Broyl to'lqini so'nmasdan va sochilmasdan tarqaladi. Mana shunday kristallning o'tka-zuvchanligi cheksiz katta bo'ladi. Real holatda esa elektronning erkin yugurish yo'li kristallning o'lchamlari va kristall panjaraning issiqlik fluk-tuatsiyalari hamda nuqsonlari bilan cheklangan. Bular temperatura ortishi

bilan ortadi va elektronning erkin yugurish yo'lini kamaytiradi. Buning natijasida metallarning elektr o'tkazuvchanligi temperatura ortishi kamayadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Qattiq jismlarda energetik zonalar qanday hosil bo'ladi?
2. Taqiqlangan va ruxsat etilgan zonalar nima?
3. O'tkazuvchanlik zonasi deb nimaga aytiladi?
4. Valent zona deyilganida nima tushuniladi?
5. Metallarning elektr o'tkazuvchanligi energetik zonalar asosida qanday tushuntiriladi?

50-§. Blox to'liqlari

Mavzuning tayanch iboralari: Blox, Blox to'liqini, Blox funksiyasi, o'zi bilan o'zi kelishilgan maydon, translyasiya operatori.

Ushbu mavzuda Blox to'liqini va funksiyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Kristall energetik spektrining zona strukturasi stasionar Shredinger tenglamasi yordamida ham hosil qilish mumkin. Lekin kristall katta miqdordagi zarralardan tashkil topganligi uchun Shredinger tenglamasini aniq yechish va uni o'rganish mumkin emas. Avval bu tenglamani soddalashtirish zarur. Bunday soddalashtirishda kristallning holatini undagi barcha zarralarning koordinatalariga bog'liq bo'lgan to'liq to'liq funksiya bilan emas, balki har bir elektronning bir zarrali to'liq funksiyasi bilan almashtirish maqsadga muvofiq bo'ladi.

2. Ana shunday har bir to'liq funksiya kristaldagi boshqa elektron va yadrolarning elektr maydonida bo'lgan bitta elektronning koordinatasiga bog'liqdir. Bunda yadrolarning massalari katta bo'lganligi tufayli ularni qo'zg'almas, elektronlarni esa butun kristall bo'ylab "chaplangan" deb qaraladi. Ko'p zarrali Shredinger tenglamasi shunday yo'l bilan bir zarrali tenglama bilan almashtiriladi.

3. Shuni ta'kidlash kerakki, ko'rilayotgan elektron turgan potensial maydon berilmagan bo'lib, u elektronlarning holatiga bog'liq bo'ladi. Bunday maydon o'zi bilan o'zi kelishilgan maydon deyiladi. Bunday kelishish shunda namoyon bo'ladiki, bir tomondan alohida olingan elektronlarning bir zarrali to'liq funksiyasi ana shu maydon yordamida shakllantirilsa, ikkinchi tomondan esa o'zi bilan o'zi kelishilgan maydon bu bir zarrali to'liq funksiyaning shakliga bog'liq bo'ladi. Mana shu metod asosida olingan ko'pchilik natijalar tajriba natijalari bilan mos keladi. Bu

esa o'z navbatida maydonning o'zi bilan o'zi kelishilgan maydonning qandaydir ko'rinishiga bog'liq emasligiga, balki kristall panjara davriyligi orqali aniqlanuvchi fazoviy davriylik bilan bog'liq bo'lishiga olib keladi.

4. To'liq funksiyalarni kristalldagi barcha elektronlar uchun emas, balki valent elektronlar uchun kiritish yetarlidir. Qolgan elektronlarni esa o'z yadrolari bilan kuchli bog'langan deb hisoblash mumkin. Unda qo'zg'almas musbat ionlardan tashkil topgan panjara modeli yuzaga keladi. Fazoviy, davriy, o'zi bilan o'zi kelishilgan maydon shunday ionlar va ular orasida "suzib" yuruvchi valent elektronlar tomonidan hosil qilinadi.

5. $U(r)$ maydonning davriyligi valent elektron to'liq funksiyasining ko'rinishini o'zgarishiga olib keladi. Matematik murakkablikdan qochish maqsadida bir o'lchamli kristalldan foydalanish maqsadga muvofiq bo'ladi. Agar kristall panjara davri a bo'lsa, u holda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$U(x) = U(x + a).$$

6. Bu ifoda elektronlarni kristall bilan ta'sirlashuv potensial energiyasining invariant ekanligini ko'rsatadi. Chunki bu energiya kristall panjara davriga translyasiya qilinganida, ya'ni boshlang'ich vaziyatiga nisbatan shu masofaga ko'chirilganida uning qiymati o'zgarmaydi. Bu esa translyasiya operatori \hat{T} ni kiritish imkoniyatini beradi. U quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\hat{T}\psi(x) = \psi(x + a).$$

7. Agar oxirgi formuladagi $\psi(x)$ quyidagi $\hat{H}\psi = E\psi$ bir o'lchamli Shredinger tenglamasining yechimi bo'lsa, undagi \hat{H} gamiltonian kristall panjara davriga translyasiya qilinganida o'zining invariantligini saqlab qoladi, ya'ni $\hat{H}(x) = \hat{H}(x + a)$ bo'ladi.

8. Agar $\hat{H}\psi = E\psi$ tenglamaning ikkala tomoniga \hat{T} operator bilan ta'sir etilsa, tenglamaning chap tomonida quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\hat{T}\hat{H}(x)\psi(x) = \hat{H}(x + a)\psi(x + a) = \hat{H}(x)\psi(x + a).$$

Tenglamaning o'ng tomonida esa quyidagi tenglik yuzaga keladi:

$$\hat{T}E\psi(x) = E\hat{T}\psi(x) = E\psi(x + a).$$

U holda quyidagi formula hosil bo'ladi:

$$\hat{H}(x)\psi(x + a) = E\psi(x + a).$$

9. Agar oxirgi tenglama operator shaklidagi Shredinger tenglamasi bilan taqqoslansa, $\psi(x)$ va $\psi(x+a)$ to'liq funksiyalar bitta gamiltonianning xususiy funksiyasi ekanligini va unga bitta xususiy qiymat mos kelishini ko'rish mumkin. Unda bu to'liq funksiyalar bir-biridan quyidagi doimiy ko'paytuvchiga farqlanadi:

$$\psi(x+a) = T\psi(x).$$

Bu yerda T – qandaydir doimiy o'zgarmas son.

10. T sonni topish uchun $\psi(x+a) = T\psi(x)$ tenglamaning umumlashgan shaklini quyidagicha yozib olinadi:

$$\psi(x+la) = T^l\psi(x).$$

Bu yerda l – ixtiyoriy butun son. Valent elektron to'liq funksiyasi quyidagi chegaraviy shartga bo'ysunadi:

$$\psi(x+L) = \psi(x).$$

Bu yerda $L = Na$ – bir o'lchamli kristallning uzunligi. U holda quyidagi tenglik o'rinli bo'ladi: $\psi(x+Na) = T^N\psi(x) = \psi(x)$.

Undan esa $T^N = 1$ ekanligi kelib chiqadi. Bu tenglik $T = \exp\left(\frac{i2\pi q}{N}\right)$

bo'lganida bajariladi. Bunda $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ bo'ladi.

11. $\psi(x+a) = T\psi(x)$ va $\psi(x+L) = \psi(x)$ shartlarga bo'ysunuvchi valent elektron to'liq funksiyasini umumiy ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi_q(x) = u_q(x) \exp[i2\pi qx / (Na)] = u_q(x) \exp(i2\pi qx / L),$$

bu yerda $u_q(x) = u_q(x+a)$ – kristall panjara doimiysi a bo'lgan ixtiyoriy davriy funksiya.

12. $u_q(x)$ funksiyaning $u_q(x) = u_q(x+a)$ davriylik sharti va $T = \exp\left(\frac{i2\pi q}{N}\right)$ dan foydalangan holda quyidagi munosabatni yozish mumkin:

$$\psi(x+a) = u_q(x+a) \exp\left[i\frac{2\pi q(x+a)}{Na}\right] = u_q(x) \exp(i2\pi \frac{qx}{Na}) \exp(i2\pi q / N) = T\psi(x).$$

Bu $\psi(x+a) = T\psi(x)$ munosabatning isbotidir. Xuddi shunday yo'l bilan $\psi(x+L) = \psi(x)$ tenglik isbot qilinadi.

13. Agar $k = \frac{2\pi q}{L}$ deb standart belgilash kiritilsa, Shredinger tenglamasining yechimi bo'lgan, kristallning $U(x)$ fazoviy-davriy maydonidagi valent elektronni xarakterlovchi to'liq funksiya quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi: $\psi_k(x) = u_k(x) \exp(ikx)$.

Uch o'lchamli kristall uchun ushbu funksiyani quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \exp(i\vec{k}\vec{r}),$$

bu yerda $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ uch o'lchamli davriylikka ega bo'lgan funksiya, \vec{k} – elektronning to'liq in vektor. $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ -funksiyaning konkret ko'rinishi $U(\vec{r})$ potensial energiya bilan \vec{k} orasidagi bog'lanishdan kelib chiqadi.

14. To'liq in funksiyaning oxirgi ifodasi de Broyl to'liq in funksiyasiga o'xshab ketadi. Lekin undan farq qiladi. De Broyl to'liq in funksiyasining amplitudasi doimiy bo'lsa, bu to'liq in funksiyaning amplitudasi davriy funksiyali o'zgaruvchan kattalikdir. U elektron koordinatasiga bog'liq bo-

ladi. Shuning uchun $\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \exp(i\vec{k}\vec{r})$ ko'rinishdagi to'liq in funksiya Blox funksiyasi deyiladi. Unga qattiq jism zonalar nazariyasini ishlab chiqishda katta hissa qo'shgan amerikalik fizik F. Blox nomi qo'yilgan. Bunday funksiya bilan xarakterlanuvchi to'liq in Blox to'liq in deb ataladi.

15. Blox funksiyasi davriy funksiya ko'rinishidagi o'zgaruvchan amplitudaga ega bo'lganligi sababli, impuls operatorining xususiy funksiyasi bo'la olmaydi. Elektron holati esa aniq impuls bilan xarakterlanmaydi. Fizik nuqtai-nazardan buni quyidagicha tushuntirish mumkin. Kristallda harakatlanayotgan elektron uning davriy maydoni bilan ta'sirlashishi natijasida o'z impulsini uzluksiz ravishda o'zgartiradi. Shu tufayli elektron aniq impuls ga ega bo'lmaydi. Uning to'liq in energiyasi harakat integrali bo'ladi.

16. Blox funksiyasida davriy funksiya ko'rinishidagi o'zgaruvchan amplitudaning paydo bo'lishi tabiiydir. Chunki kristall elektronlari bir jinli muhitda emas, balki potensial energiyasi davriy ravishda o'zgaruvchi muhitda harakatlanadilar. Bir sohaga ular tortilsa, boshqa sohadan esa ular itariladilar. Shuning uchun kristalldagi elektronlar to'liq in zichligi davriy ravishda o'zgaradi. Potensial energiyaning minimal qiymatida katta qiymatga ega bo'lsa, maksimal qiymatida esa kichik qiymatga ega bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar

1. O'zi bilan o'zi kelishilgan maydon deb nimaga aytiladi?
2. O'zi bilan o'zi kelishilgan maydon qanday hosil qilinadi?
3. Blox funksiyasi nima?
4. Blox to'liq in deyilganida nima tushuniladi?
5. Nima uchun kristalldagi elektronlar to'liq in zichligi davriy ravishda o'zgaradi?

51-§. O'ta oquvchanlik

Mavzuning tayanch iboralari: suyuq geliy, kvant suyuqlik, o'ta oquvchanlik, Leyden laboratoriyasi, Keezom, Kapitsa, λ – chiziq, geliy-I, geliy-II .

Ushbu mavzuda o'ta oquvchanlik hodisasiga oid tajribalar hamda ularga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. Moddalarning qotishi, ya'ni kristallizatsiya protsessi modda atom yoki molekularining tortishish kuchlari ta'sirida sodir bo'ladi. Unga shu zarralarning tartibsiz harakati to'sqinlik qiladi. Klassik nuqtai-nazardan bunday harakat issiqlik harakati bo'lib, absolyut nol temperaturada u to'xtashi kerak. Ana shu nuqtai-nazardan temperatura absolyut nolga yaqinlashgan vaqtida har qanday modda qattiq holatga o'tishi zarur. Kvant mexanika nuqtai-nazardan esa bunday bo'lmaydi. Atomlar issiqlik harakatidan tashqari, absolyut nol temperaturada ham to'xtamaydigan nol

tebranishlarda ishtirok etadi va $\frac{\hbar\omega}{2}$ ga teng bo'lgan nol energiyaga ega bo'ladi. Atom massasi qanchalik katta bo'lsa, bunday tebranishlar chastotasi shunchalik kichik bo'lishini ko'rish mumkin yoki aksincha.

2. Agar atomlar orasidagi tortishish kuchlari yetarli bo'lmasa, nol tebranishlarga qarshi absolyut nol temperaturada ham modda qattiq holatga o'tmaydi. Agar bosimi unchalik katta bo'lmasa, u suyuq holatda qoladi. Ana shunday hodisa geliyda ro'y beradi. Buning sababi ikkitadir. Birinchidan, barcha inert gazlar ichida geliy atomi minimal massaga ega. Ikkinchidan, hamma inert gazlar sferik simmetriyali yopiq elektron qobiqqa ega bo'ladi.

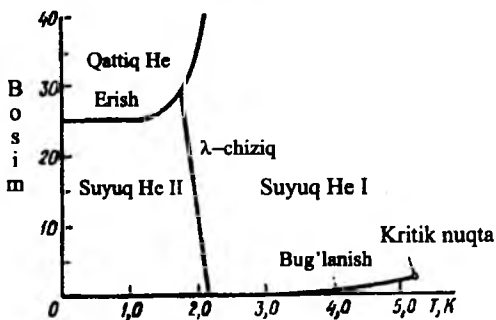
3. Ma'lumki, geliyning yagona K -qobig'i ikki elektrondan iborat. Shu tufayli geliy atomlari orasidagi tortishish kuchlari nisbatan kuchsiz bo'lib, suyuq geliyning zichligi kichik bo'ladi. Shuning uchun normal bosimda va absolyut nol temperaturada geliy suyuq holatda qoladi. Bunda suyuq geliyning kvant xossalari namoyon bo'ladi. Shunga muvofiq suyuq geliyning kvant suyuqlik deb ataladi. Barcha moddalarning ichida absolyut nol temperaturada faqat geliy suyuq holatda bo'ladi. Lekin geliyning qattiq holatda ham olish mumkin. Buning uchun uning tashqi bosimini 25,3 atm yoki undan yuqori qiymatgacha orttirish kerak. Bosimni ortishi geliy atomlari orasidagi tortishish kuchlarini kuchaytirishga ekvivalentdir.

4. Geliyning ikki stabil izotopi mavjud. Bular ${}^4\text{He}$ va ${}^3\text{He}$ dir. Havo hajmining 0,0005% ni geliy tashkil qiladi. Tabiiy geliyning ko'p qismi ${}^4\text{He}$ dan iborat bo'lsa, juda kam qismi ${}^3\text{He}$ dan iborat bo'ladi. Masalan, havodan olingan ${}^4\text{He}$ aralashmada ${}^3\text{He}$ komponentaning massasi umumiy massaning $10^{-7}\%$ ni tashkil qiladi. ${}^3\text{He}$ ning xossalarini batafsil o'rganish imkoniyati uni sun'iy yo'llar bilan olingandan so'ng tug'ildi.

5. 1908 yili Leyden laboratoriyasida Kamerling-Onnes tabiiy geliyning suyuq holatga keltirdi. Shundan so'ng absolyut nol temperatura atrofida moddalarning xossalarini o'rganish imkoniyati tug'ildi. ${}^4\text{He}$ ning kritik temperaturasi 5,25K bo'lib, u ana shu temperaturadan kichik temperaturalarda suyuq holatda bo'ladi. 1 atm bosim ostida ${}^4\text{He}$ 4,21K temperaturada u qaynaydi. Undan ham kichik temperaturaga ${}^3\text{He}$ ega bo'lib, u 3,35K ni tashkil etadi. 1 atm bosim ostida suyuq ${}^3\text{He}$ 3,195K temperaturada qaynaydi. 1926 yilda Kamerling-Onnes vafotidan so'ng Leyden laboratoriyasi direktori Keezom tomonidan tabiiy geliy qattiq holatda olindi. Absolyut nol temperaturada qattiq geliy olish uchun kamida 25,3 atm bosim, 60K temperaturada olish uchun esa 10000 atm tartibidagi bosim kerak. Buning natijasida olingan qattiq geliy shaffof va rangsiz modda bo'ladi.

6. ${}^4\text{He}$ ning holat diagrammasi 78-rasmda keltirilgan.

Suyuq geliy temperaturasi pasaytirilganda ikkinchi tartibli qaytuvchan fazaviy aylanishga duchor bo'ladi. Bunday aylanishda issiqlik ajramaydi yoki yutilmaydi. Shuningdek suyuqlikning solishtirma hajmi ham o'zgar olmaydi.



78-rasm

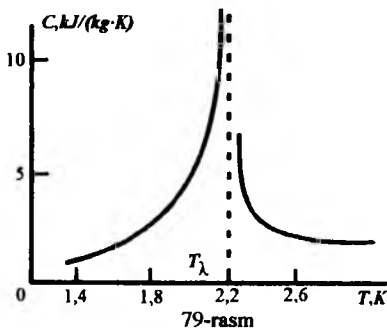
7. O'tish temperaturasi

T_λ bosim ortishi bilan chizikli qonun bo'yicha o'zining 2,17K maksimal qiymatidan (geliyning to'yingan bug'lari bosimi 37,8 atm) 1.77K minimal qiymatigacha (geliyning to'yingan bug'lari bosimi 30 atm) kamayadi. Nuqtaning fazaviy o'tish sodir bo'layotgan holat diagrammasida ushbu bog'lanish λ -chiziq deb ataluvchi to'g'ri chiziq bo'ylab joylashadi. O'zgarmas bosimda

temperaturasi T_λ dan katta bo'lgan suyuqlikka geliy-I, temperaturasi T_λ dan kichik bo'lgan suyuqlikka geliy-II deb ataladi.

8. Birinchidan, fazaviy o'tish T_λ temperaturada issiqlik sig'iminin keskin ko'tarilishi natijasida yuzaga keladi. Bu temperaturaning ikkala

tomonida geliyning issiqlik sig'imi $C = \text{const} \cdot \ln \frac{1}{|T - T_\lambda|}$ qonun bo'yicha



turli proporsionallik koeffitsientlari bilan cheksizlikka aylanadi (79-rasm). Issiqlik sig'imini ifodalovchi egri chiziq λ harfini eslatgani uchun, λ -chiziq va λ -nuqta atamaları kelib chiqadi. Ikkinchidan, $HeI \leftrightarrow HeII$ o'tishda geliyning issiqlikdan kengayish koeffitsienti birdaniga keskin o'zgaradi. Hattoiki NeII uchun manfiy qiymatga ega bo'ladi.

9. Geliy-I o'zini oddiy suyuqlik kabi tutadi. U chekli qovushqoqlik va issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientlariga ega. Geliy-II ning o'ziga xos shunday xususiyatlari mavjudki, uni klassik tasavvurlar asosida tushuntirib bo'lmaydi, balki kvant tasavvurlar yordamida tushuntiriladi. Shuning uchun ham uni kvant suyuqligi deb ataladi. Uning bu xossasi 1937-yilda P.L.Kapitsa tomonidan kashf etilgan geliy-II ning o'ta oquvchanlik xususiyatining bir ko'rinishi hisoblanadi.

10. Kapitsagacha geliy-II ning tor kanal va tirqishlar orqali oqishini o'rganish geliy-II ning qovushqoqligi masalasida kelishilmagan natijalarga olib kelgan. Kapitsa bunday natijalarning sababi kanal va tirqishlarning haddan tashqari keng ekanligidaligini ko'rsatib o'tdi. Geliy-II ning olingan qovushqoqlik qiymatlari asosida Reynolds soni baholansa, uning qiymati juda katta bo'lishini ko'rish mumkin. Reynolds sonining bunday katta qiymatlarida geliy-II ning oqimi turbulent bo'lishi kerak. Odatda bu oqim laminar hisoblanadi.

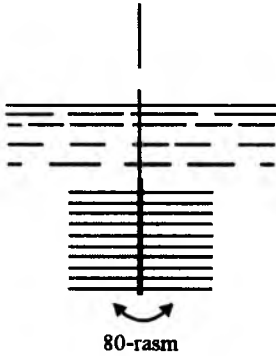
11. Tor kapillyarlar va tirqishlar orqali oqayotgan geliy-II ning oqimini o'rgangan Kapitsa bu oqimni laminar bo'lishiga erishdi. Mana shunday sharoitda suyuq geliy-II hech qanday qovushqoqlik kuchlariga duchor bo'lmasdan kapillyar bo'ylab oqadi. Bu hodisa o'ta oquvchanlik hodisasi deb ataldi. Suyuqlikning temperaturasi absolyut nol temperaturaga yaqinlashgan vaqtida undagi ichki ishqalanish, ya'ni qovushqoqlikning yo'qolishi hodisasiga o'ta oquvchanlik hodisasi deyiladi.

12. 1938 yilda L. Tissa tomonidan taklif qilingan, L. D. Landau tomonidan asoslangan va takomillashtirilgan ikki suyuqlik modeli kiritildi. Bu model asosida geliy-II ning normal (n) va o'ta oquvchan (s) deb ataluvchi ikki komponentadan tashkil topishi, ushbu komponentalar alohida o'z zichligiga (ρ_n, ρ_s) va gidrodinamik tezligiga (v_n, v_s) ega bo'lishi yotadi. Geliy-II ning zichligi Shu komponentalar zichliklari yig'indisiga teng bo'ladi: $\rho = \rho_n + \rho_s$. Suyuqlik impulsi oqimi zichligi quyidagicha topiladi: $j = \rho_n v_n + \rho_s v_s$. $T \rightarrow 0$ da ρ_n komponenta nolga intiladi. Bu holda geliy to'liq o'ta oquvchan bo'lib qoladi. Geliy-II geliy-I ga to'liq aylanganida, ya'ni $T > T_\lambda$ bo'lganida ρ_s komponenta nolga aylanadi.

13. Ikki suyuqlik modeli bu geliy-II da ro'y beradigan hodisalarni tushuntirish uchun qulay bo'lgan usulni ifodalashdan iboratdir. Klassik terminlarda har qanday kvant hodisalarni ifodalashda ushbu modeldan foydalanish unchalik to'g'ri bo'lmaydi. Geliy-II normal va o'ta oquvchan atomlardan tashkil topadi deyish mumkin emas. Geliy atomlari bir hil, ya'ni ayniy bo'lganligi tufayli, uni bunday atomlarga ajratib bo'lmaydi. Agar geliy-II ana shunday atomlardan iborat deb qaralsa, bu atomlarning o'rmini o'zgartirish uning holatini o'zgarimasligiga olib keladi. Tinch turgan geliy-II da ham bu komponentalar orasida farq mavjudligi kuzatilmaydi.

14. Geliy-II da ikki komponentaning mavjudligi to'g'risida emas, balki undagi normal va o'ta oquvchan harakatlarning bir vaqtda mavjudligi to'g'risida fikr yuritish maqsadga muvofiq hisoblanadi. Unda ρ_n va ρ_s zichliklar u yoki bu effektga har bir harakatning qo'shgan hissasini ko'rsatuvchi koeffitsientdir. Ikki suyuqlik modelidan foydalanilganida ana shuni esdan chiqarimaslik kerak. Normal harakat suyuqlik oqimining barcha qovushqoqlik xossalariga ega bo'lsa, o'ta oquvchan harakat esa o'ta oquvchanlik hodisasiga olib keladi. Shuningdek bu modeldan, geliy-II dagi o'ta oquvchan harakat qovushqoqliksiz kuzatilishi bilan bir qatorda, ushbu harakat issiqlikni ko'chirishda ham ishtirok etmasligi kelib chiqadi.

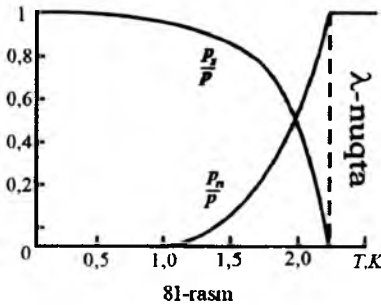
15. Bayon qilingan nuqtai-nazardan foydalangan holda, geliy-II ning juda tor kapillyarlar orqali oqishidagi qovushqoqlikning yo'qolishini tushuntirish mumkin. Juda tor kapillyarlarda geliy-II ning normal (qovushqoqlik, ya'ni ichki ishqalanish bilan) oqishi kuzatilmaydi. Faqat o'ta oquvchanligi kuzatiladi. Ushbu effekt kapillyar qanchalik tor bo'lsa, shunchalik kuchli bo'ladi. Keng kapillyarlarda esa turbulent oqim kuzatiladi.



80-rasm

16. 1946-yilda E. L. Andronikashvili tomonidan o'tkazilgan tajriba ikki suyuqlik modelining to'g'ri ekanligini isbotladi. Bu tajriba sxemasi 80-rasmda keltirilgan. Qalinligi 15 mkm bo'lgan alyuminiy folgadan iborat disklar bir o'q bo'ylab bir-biridan teng masofada (0.021sm) joylashtirilgan bo'lib, elastik ipga osilgan. Ushbu sistema geliy-II da buralib tebranadi. Disklarning bunday tebranishiga faqat geliy-II ning normal komponentasi ta'sir ko'rsatadi. O'ta oquvchan komponenta esa ta'sir ko'rsatmaydi.

17. $T > T_\lambda$ da diskarning tebranishida barcha suyuqlik ishtirok etadi. λ -nuqtadan o'tishda esa diskarning tebranish davri keskin kamayadi. Bu esa geliy-II da o'ta oquvchan komponentaning paydo bo'lganligini ko'rsatadi. Temperatura yanada pasaytirilsa, tebranish davri uzluksiz ravishda kamayib boradi. Tebranish davrini o'lb-chab, normal va o'ta oquvchan komponentalarning turli temperaturalardagi



81-rasm

kamayib boradi. Tebranish davrini o'lb-chab, normal va o'ta oquvchan komponentalarning turli temperaturalardagi $\frac{\rho_n}{\rho}$, $\frac{\rho_s}{\rho}$ nisbiy zichliklari, ya'ni miqdorlarini o'lchash mumkin. Ana shu natijalar 81-rasmda keltirilgan. Ushbu grafikdan absolyut nol temperaturada faqat o'ta oquvchan komponentaning mavjud bo'lishi kelib chiqadi.

18. Suyuqlik temperaturasi ortishi bilan bu komponentaning miqdori kamayib boradi. $\frac{\rho_s}{\rho}$ nisbat nolga aylanadigan temperatura geliy-II ning geliy-I ga aylanish nuqtasi hisoblanadi. Shuning uchun suyuq geliydagi fazaviy o'tish uning o'ta oquvchan qismini paydo bo'lishi yoki yo'qolishi bilan bog'liq bo'ladi. Bunday yo'qolish yoki paydo bo'lish asta-sekin amalga oshadi. λ -nuqtada $\frac{\rho_n}{\rho}$ nisbat o'zining chegaraviy qiymati $\frac{\rho_n}{\rho} = 1$ ga uzluksiz ravishda asta-sekin erishadi. Shu tufayli bunday fazaviy o'tish ikkinchi tartibli fazaviy o'tish bo'ladi.

19. Bayon qilingan nuqtai-nazardan geliy-II ning tor kapillyar yoki tirqish orqali oqishida nima sababdan qovushqoqlik kuzatilmaligi kelib chiqadi. Suyuqlikning o'ta oquvchan qismi hech qanday ishqalanishsiz

idishdan oqib chiqadi. Uning normal qismi esa kapillyarning qalinligiga va suyuqlik qovushqoqligiga mos ravishda kapillyar bo'ylab nisbatan sekin oqadi. Geliy-II da buralib tebranayotgan disk suyuqlikning normal qismi tufayli yuzaga kelgan ishqalanish natijasida tormozlanadi. Shundan kelib chiqqan holda, qovushqoqlikning oxirgi qiymati aniqlanadi. Kapillyarda suyuqlikning oqishiga bag'ishlangan tajribalardan geliy-II ning o'ta oquvchanlik qismining mavjudligi, diskning tebranishlariga bag'ishlangan tajribalardan esa normal qismining mavjudligi kelib chiqadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Nima uchun absolyut nol temperaturada har qanday suyuqlik qattiq holatga o'tmaydi?
2. O'ta oquvchanlik nima?
3. Ikki suyuqlik modelining mazmuni nimadan iborat?
4. λ -chiziq nimani ifodalaydi?
5. Geliy-II ning o'ta oquvchanligi qayerdan kelib chiqadi?

52-§. O'ta oquvchanlik nazariyasi haqida tushuncha

Mavzuning tayanch iboralari: elementar uyg'onish, roton, kritik tezlik, Onzager, Feynman, kvant uyurma.

Ushbu mavzuda o'ta oquvchanlik nazariyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

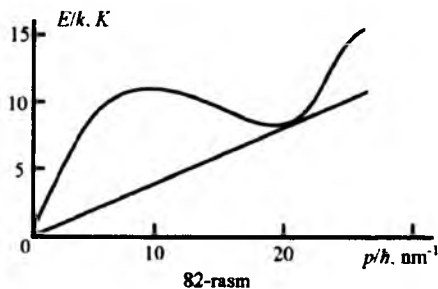
1. Geliy-II ning ikki suyuqlik modeli faqat o'ta oquvchanlikning mavjudligini tasvirlab beradi, lekin tushuntirib bera olmaydi. 1941 yilda L.D.Landau ikki suyuqlik modelini asoslab bergan vaqtida, bu hodisaning tabiati asosan tushunarli bo'ldi.

2. Absolyut nol temperaturada geliy-II suyuqligining atomlari asosiy holatda bo'ladi. Geliy-II da jism harakatlangan vaqtida bu jismga suyuqlik tomonidan hech qanday ishqalanish kuchlari ta'sir etmaydi. Bunda suyuqlik atomlari asosiy holatda qoladi. Bunday holda ishqalanish yuzaga kelishi uchun jism harakatlangan vaqtida geliy-II ning atomlari uyg'ongan holatga o'tishi zarur.

3. Suyuq geliy atomlari orasida yetarlicha ta'sirlashuv mavjud bo'lganligi sababli, atomlarning uyg'ongan holatlari barcha geliy atomlariga tegishlidir. Ushbu uyg'ongan holatlar kollektiv holatlar hisoblanadi. Ular izolyasiyalangan atomlarning uyg'onishlari tufayli hosil bo'lgan holatlar emas. Bunday uyg'onishlar kvant xarakteriga ega. Geliy-II ning uyg'onish

kvantlari elementar uyg'onish yoki g'alayonlanishlar deb ataladi. Ular ma'lum energiya va impulsga ega bo'lib, o'zlarini kvazizarra kabi tutadi. Elementar g'alayonlanishlarning kollektiv xarakterini o'rganish Landau nazariyasining muhim punkti hisoblanadi.

4. Eng avvalo nazariya elementar uyg'onish yoki g'alayonlanishlarning dispersiya qonunini yoki energetik spektri, ya'ni energiya bilan impuls, aniqroq aytilsa, impuls moduli orasidagi bog'lanishni aniqlashi kerak. Masalaning bu qismini Landau tajriba natijalaridan foydalanib hal



82-rasm

qildi. U tomonidan 1947-yilda qabul qilingan $E=E(p)$ egri chizig'i 82-rasmda keltirilgan. Egri chiziqning boshlang'ich qismida impuls ortishi bilan energiya chiziqli ortadi. Bu xuddi kristall panjarada tovush to'lqinlarining uyg'onish holiga o'xshab ketadi. Grafikning shu qismida geliy-II da fononlar yuzaga keladi.

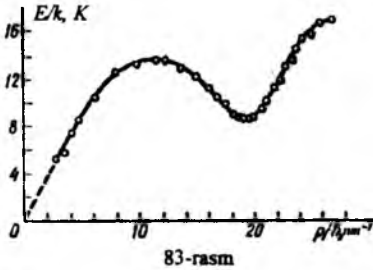
5. Elementar uyg'onish yoki g'alayonlanishlarning fonon spektri absolyut nol temperatura atrofida geliy-II issiqlik sig'imining temperaturaviy bog'lanishini xuddi qattiq jismlardagi kabi aniqlab beradi. Impuls ortib borishi bilan $E=E(p)$ egri chizig'i pastga buriladi va impulsning qandaydir qiymatida minimumga ega bo'ladi. Ushbu egri chiziqning mana shu qismiga mos keluvchi elementar uyg'onishlarga rotonlar deyiladi. $E=E(p)$ dispersiya qonunida so'z kristall panjaradagiga o'xshash kvaziimpuls haqida emas, balki haqiqiy impuls to'g'risida boradi. Buning sababi shundaki, suyuq geliy izotrop muhit bo'lib, kristall strukturaga ega emas.

6. Landau tomonidan ko'rsatib o'tilgan $E=E(p)$ egri chizig'i tajribada tasdiqlandi. Monoxromatik neytronlar oqimini geliy-II da sochilishi o'rganildi. Bu protsessni geliy-II dagi kvazizarralarni neytronlar bilan to'qnashuvi deb qarash mumkin. Bunday to'qnashuv uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlari o'rindir. Tushayotgan neytronlar oqimining yo'nalishi va boshlang'ich energiyasini bilgan hamda turli burchaklarga sochilgan neytronlarning energiyasini o'lchagan holda, geliy-II dagi kvazizarralarning energiya va impulsini aniqlash mumkin. Bu natijalar asosida esa elementar g'alayonlanishlarning energetik spektrini hosil qilsa bo'ladi. Ana shu egri chiziq 83-rasmda keltirilgan.

7. Absolyut nol temperaturada turgan va hech qanday uyg'onishlari bo'lmagan geliy-II ni olib qaraylik. Bu geliy kapillyarda v tezlik bilan

oqayotgan bo'lsin. Qanday tezliklarda geliy-II da elementar uyg'onishlar va qovushqoqlik paydo bo'lmashligini va qanday tezliklarda geliy-II da elementar uyg'onishlar va qovushqoqlik paydo bo'lishini aniqlash mumkin. Qulay bo'lishi uchun geliy tinch turgan sanoq sistemasiga o'tiladi. Chunki bunday sanoq sistemasida 83-rasmda keltirilgan dispersiya qonuni o'rinli bo'ladi. Shunday sanoq sistemasida kapillyar $-v$ tezlik bilan harakatlanadi.

8. Agar suyuqlikda energiyasi E , impulsi r bo'lgan elementar g'alayon, ya'ni kvazizarra yuzaga kelsa, M massali kapillyarning tezligi



tepki energiya hisobiga o'zgaradi va $-v_1$ bo'lib qoladi. U holda energiyaning saqlanish qonuni formulasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_1^2}{2} + E.$$

Kapillyarning massasi katta bo'lganligi tufayli, uning tezligi unchalik o'zgarmaydi. Unda $v+v_1=2v$ deb olish

mumkin. U holda quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$E = \frac{M}{2}(v + v_1)(v - v_1) = Mv(v - v_1).$$

9. Bu hol uchun impulsning saqlanish qonuni formulasini quyidagi shaklda yozish mumkin: $p + Mv_1 = Mv$.

Energiya va impuls saqlanish qonunlari formulalarining birgalikda yechishdan quyidagi ifoda kelib chiqadi: $E = pv$.

Bundan hamma holda ham $E \leq pv$, ya'ni $v \geq \frac{E}{p}$ bo'lishi kelib chiqadi. Demak, elementar uyg'onish yuzaga kelishi uchun suyuqlik tezligi $\frac{E}{p}$ ning minimal qiymatidan katta bo'lishi kerak: $v \geq \min(E/p)$.

10. Dispersiya egri chizig'ida $\frac{E}{p}$ ning minimumi $\frac{d}{dp}(E/p) = 0$ bo'lgan nuqtada, ya'ni $\frac{dE}{dp} = \frac{E}{p}$ bo'lgan nuqtada bo'ladi. Ana Shu nuqtada

koordinata boshidan chiquvchi $\frac{E}{p} = const$ to'g'ri chiziq dispersiya egri chizig'iga urinma bo'ladi (83-rasm). Fonon tarmog'ida $E = pv_1$ bo'ladi. U holda fononlar hosil bo'lishi uchun $v \geq v_1$ bo'lishi kerak.

11. Yuqorida keltirilgan natija kutilmagan natija emas. Jism suyuqlikda tekis harakatlanganib uning tezligi tovushning suyuqlikdagi fazaviy tezligidan katta bo'lganida, suyuqlikda Max tovush to'liqlari yuzaga kela boshlaydi. Agar biror zaryad qandaydir muhitda yorug'likning shu muhitdagi fazaviy tezligidan katta tezlik bilan harakatlansa, shunday hodisa ro'y beradi. Shunday qilib, suyuqlikdagi tovush tezligi v_{kr} kritik tezlik vazifasini bajaradi. Landau nazariyasida rotonlarni generatsiya qilishda kerak bo'ladigan kritik tezlikni topish uchun grafikning roton tarmog'iga koordinata boshidan urinma o'tkaziladi. Egri chiziqning to'g'ri chiziq urinadigan nuqtasidagi energiya E , impuls r bo'lsa, kritik tezlik

$$v_{kr} = \frac{E}{p} \text{ formuladan topiladi.}$$

12. Agar kapillyar orqali oqayotgan geliy temperaturasi absolyut noldan farqli, lekin unga yaqin bo'lsin. Unda tinch turgan geliyda kuchsiz uyg'onishlar paydo bo'ladi. Ular o'zini kvazizarralardan tashkil topgan ideal gaz kabi tutadi. Bunda $v \geq \min(E/p)$ formula o'rinli bo'ladi. Chunki u geliyning kapillyar devorlariga nisbatan harakatlanishi natijasida yuzaga keladigan elementar uyg'onishlarning hosil bo'lish shartini ifodalaydi. Bu shartni keltirib chiqarishda temperatura absolyut nol bo'lsin degan shartdan foydalanilmaydi.

13. Tinch turgan geliydagi kvazizarralar $T \neq 0$ bo'lganligi tufayli tartibsiz harakatlanadilar va o'rtacha olinganida kvazizarralardan tashkil topgan gaz hech qanday impuls ega bo'lmaydi. Agar geliy oqishni boshlansa, uning oqimi yo'nalishida kvazizarralarning harakati yuzaga keladi. Kvazizarralardan tashkil topgan gazning o'rtacha impulsi noldan farqli bo'lib, u ham ana shu yo'nalishda ko'chadi. Kvazizarralarni kapillyar devorlariga urilishi natijasida impuls uzatilishi sodir bo'ladi. Buning natijasida qisman ishqalanish, ya'ni qovushqoqlik yuzaga keladi. Shu tufayli suyuq geliyning bir qismi kapillyar bo'ylab oddiy suyuqlik kabi oqadi. Uning hisobiga esa geliyning normal komponentasi yuzaga keladi.

14. Suyuq geliyning qolgan qismi esa o'zini o'ta oquvchan suyuqlik kabi tutadi. Chunki uning kapillyar devorlariga nisbatan oqimi tezligi kritik tezlikdan kichik bo'lgan vaqtida yangi kvazizarralar hosil bo'lmaydi. Suyuqlikning bu qismi oqishi davomida kapillyar devorlari va gazning boshqa kvazizarralari bilan energiya hamda impuls almashmaydi. Shunday qilib, Landau nazariyasida ikki suyuqlik modelida kiritilgan tasavvur o'z tasdig'ini topadi. Shu bilan birgalikda, nima sababdan suyuq geliyning o'ta oquvchan qismini uning normal qismidan ajratib bo'lmagligini ham tu-

shuntirish mumkin bo'ladi. Buning sababi esa hosil bo'lgan elementar uyg'onishlar individual emas, balki kollektiv xarakterga ega ekanligidadir.

15. Landau nazariyasida dispersiya egri chizig'idan foydalanib hisoblangan geliy oqimining kritik tezligi ($v_{kr} \approx 60 \text{ m/C}$), tajriba natijalari bilan mos tushmaydi. Tajriba bu kritik tezlik temperaturaga va kapillyarning radiusi yoki geliy oqayotgan tirqishning kengligiga kuchli bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Tajriba natijasi Landau nazariyasida olingan natijadan ikki yoki uch tartibga kichik bo'ladi. Bu esa Landau nazariyasining yetarli emasligini, unda hamma narsa hisobga olinmaganligini ko'rsatadi.

16. Haqiqatan ham $v \geq \min(E/p)$ shart geliy oqimi tezligining yuqori chegarasini aniqlaydi. Undan katta tezliklarda o'ta oquvchanlik kuzatilmaydi. Ushbu nomutanosiblikning paydo bo'lishi aylanayotgan geliy-II ning xossalarini o'rganishda tushuntirib berildi. Ikki suyuqlik modeliga muvofiq, ichida geliy-II suyuqligi bor silindrni aylanishida uning o'ta oquvchan qismi aylanmasligi kerak. Tajribalar esa silindr yetarlicha katta burchak tezlik bilan aylantirilganida bu aylanishda suyuqlikning faqat normal komponentasi emas, balki o'ta oquvchan komponentasining ishtirok etishini ko'rsatadi. Bunga qaramasdan bir butun aylanayotgan geliy-II da o'ta oquvchanlik hodisasiga xos bo'lgan termomexanik effekt va ikkinchi tovushning tarqalishi kuzatiladi.

17. 1949 yildi Onzager ana shu hodisani tushuntirish uchun geliy-II ning o'ta oquvchanlik holatining kvant tabiati haqidagi gipotezani ilgari surdi. Ushbu gipoteza keyinchalik tajribada tasdiqlandi. Unga muvofiq, geliy-II da aylanish yuzaga kelishi va u kvantlangan bo'lishi kerak. Keyinchalik bu gipoteza Feynman tomonidan rivojlantirildi. Agar geliy atomi silindrning o'qi atrofida r radiusli aylana bo'ylab aylansa, uning orbital momenti Plank doimiysiga karrali bo'lishi kerak:

$$m_{He} v_s r = n \hbar.$$

Bu formula ${}^4_2\text{He}$ dagi atomlararo o'rtacha masofa, taxminan $4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ dan r yetarlicha katta bo'lganida o'rinni bo'ladi. Bunday masofalarda geliyini uzluksiz suyuqlik deb qarash mumkin. Aylana radiusi r silindr o'lchamlarigacha bo'lgan katta qiymatlarni qabul qilganligi tufayli, makroskopik aylanishlarning kvantlanishi to'g'risida so'z boradi.

18. Uyurmaviy ip shunday chiziqki, uning atrofida geliy-II ning aylanishi sodir bo'ladi. Silindr o'qi atrofida aylanish sodir bo'lsa, bu ip shu o'q bilan mos tushadi. Uyurmaviy ip atrofida aylanadigan suyuqlikka kvant uyurmasi deyiladi.

19. Kvant uyurmasini hosil qilish uchun energiya sarflash zarur. Shuning uchun bu uyurma silindrning qandaydir minimal burchak tezligi

Ω_{kr} da yuzaga keladi. Kinetik energiya $\sim n^2$ bo'lganligi uchun faqat $n=1$ bo'lgan uyurma hosil bo'ladi. Shuning uchun energetik jihatdan $n = 2$ bo'lgan bitta uyurma hosil bo'lganidan ko'ra, $n=1$ bo'lgan ikki uyurma hosil bo'lishi qulaydir. Unda o'ta oquvchan geliyning uyurmaviy ip atrofidagi aylanish tezligi quyidagi formuladan topiladi:

$$v_s = \hbar / m_H e r.$$

20. Silindrning burchak tezligi Ω_{kr} ga teng bo'lganida silindrning o'qi bilan mos tushuvchi uyurmaviy ipli kvant uyurma hosil bo'ladi. Ω ortishi bilan kvant uyurmalar soni ortadi. Ularning uyurmaviy ipi silindrning o'qiga parallel bo'ladi. Ω ning katta qiymatlarida uyurmaviy iplar suyuqlik hajmini tekis kesib o'tadi. Geliy-II ning normal qismiga mos keluvchi elementar uyg'onishlar uning o'ta oquvchan qismidagi kvant uyurmalar bilan to'qnashishi mumkin. Buning natijasida ular bilan energiya va impuls almashadi. Shu dalil silindr aylangan vaqtida geliy-II ning o'ta oquvchan qismini aylanishiga olib keladi.

21. Geliy-II ning kapillyar bo'ylab katta tezliklarda oqishi natijasida kvant iplar egrilanishi, hattoki boshi bilan tutashishi mumkin. Buning hisobiga uyurmaviy halqalar hosil bo'ladi. Ushbu halqalar ma'lum energiyaga va impulsiga ega bo'lib, ular suyuqlikning butun hajmi bo'ylab harakatlanishi mumkin.

22. Uyurmaviy halqalar geliy-II ning oqish tezligi v_{kr} dan katta bo'lganida yuzaga keladigan elementar uyg'onishlarning maxsus turi hisoblanadi. v_{kr} kritik tezlik kvant uyurmaviy halqasini hosil qilish uchun zarur bo'ladigan energiya orqali aniqlanadi va geliy-II ning oqish shartiga bog'liq bo'ladi. Xususan, u kapillyarning radiusiga bog'liqdir. Kapillyarning radiusi 10^{-5} cm tartibida bo'lganida va o'ta oquvchanlik kuzatilganida kritik tezlik $v \geq \min(E/p)$ shart orqali aniqlangan tezlik qiymatidan ancha kichik bo'ladi.

23. Agar geliy-II ning oqish tezligi kritik tezlikdan kichik bo'lsa, kvant uyurmaviy halqalar hosil bo'lmaydi va o'ta oquvchanlik kuzatiladi. Agar ushbu tezlik kritik tezlikdan katta, lekin uning yuqori chegarasidan kichik bo'lsa, geliy-II ning oqishi kvant uyurmaviy halqalarni hosil bo'lishiga nisbatan turg'un bo'lmaydi. Geliy-II ning o'ta oquvchan komponentasida yuzaga keladigan kvant uyurmaviy halqalar geliy-II ning normal komponentasidagi kvazizarralar bilan energiya va impuls almashadi. Bu esa komponentalar o'rtasida ichki ishqalanishni paydo bo'lishiga va o'ta oquvchanlikning yo'qolishiga olib keladi.

24. ${}^3_2\text{He}$ atomi ikki proton, ikki elektron va bitta neytrondan iborat. Ana shu zarralarning spin kvant soni $\frac{1}{2}$ bo'lganligi uchun ${}^3_2\text{He}$ ning spin kvant soni kasr bo'ladi. Shuning uchun ${}^3_2\text{He}$ atomlari Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Mana Shu nuqtai-nazardan ${}^3_2\text{He}$ atomlari ${}^4_2\text{He}$ atomlaridan farq qiladi. Chunki ${}^4_2\text{He}$ atomlari butun spin kvant soniga ega bo'lib, ular Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi.

25. Kondensatning hosil bo'lishi va o'ta oquvchanlikning paydo bo'lishi Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunuvchi zarralar sistemasida kuzatiladi. Bu nuqtai-nazardan ${}^3_2\text{He}$ da o'ta oquvchanlik yuzaga kelmasligi kerak. Ana shu fikr 1974 yilda o'zgardi. Ma'lumki, ${}^3_2\text{He}$ atomlari orasida tortishish tabiatidagi molekulyar kuchlar ta'sir qiladi va ushbu kuchlar katta masofalarda masofaning ettinchi darajasiga proporsional ravishda kamayib boradi. Shu kuchlarning hisobiga ${}^3_2\text{He}$ atomlarining juftliklarga birlashishi energetik jihatdan qulaydir. Bu hodisa yetarlicha past temperaturalarda yuzaga keladi. Bunday juftlik butun spin kvant soniga ega bo'ladi va Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi. Ana shunday juftliklar hisobiga ${}^3_2\text{He}$ da o'ta oquvchanlik yuzaga kelishi mumkin.

26. Haqiqatan ham 1974 yili ${}^3_2\text{He}$ ning o'ta oquvchanlik xossasi kashf etildi. Bu xossa 34 atm bosimda 0,00265K dan kichik temperaturalarda kuzatildi. Geliyning bosimi 21 atm gacha kamaytirilganida uning o'ta oquvchanlik xossasi 0,0024K dan kichik temperaturalarda namoyon bo'ldi.

Takrorlash uchun savollar

1. Landau nazariyasining mohiyati nimadan iborat?
2. Elementar uyg'onishlar qanday hosil bo'ladi?
3. Roton deb nimaga aytiladi?
4. Kvant uyurma qanday hosil bo'ladi?
5. ${}^3_2\text{He}$ ning o'ta oquvchanlik xossasi qanday kashf etilgan?

53-§. O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi haqida tushuncha

Mavzuning tayanch iboralari: o'ta o'tkazuvchanlik, elektron suyuqlik, izotopik effekt, Fryolix, BKSh-nazariya, kuper juftliklari, Fermi sathi.

Ushbu mavzuda o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi hamda unga tegishli ma'lumot, tushuncha, ta'rif va formulalar to'g'risida fikr yuritiladi.

1. O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqilgandan so'ng, metallardagi valent elektronlar hosil qilgan "elektron suyuqlik" ning o'ta oquvchanligi o'ta o'tkazuvchanlik emasmikan degan fikr tug'iladi. Bu fikr anchagina qiyinchilikka duch keldi. Ma'lumki, elektronlar fermion bo'lib, ular uchun Pauli prinsipi o'rinlidir. Elektronlar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. O'ta oquvchanlikka duchor bo'ladigan ${}^4_2\text{He}$ atomlari esa Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi va ular bozon hisoblanadi. ${}^4_2\text{He}$ atomlari uchun Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi o'rinli bo'lsa, elektronlar uchun esa o'rinli bo'lmaydi. Mana shu jihatlardan ${}^4_2\text{He}$ atomlari elektronlardan farq qiladi.

2. 1950 yilda simob va qalay izotoplarida izotopik effekt kashf etildi. Shu kashfiyot yuqorida keltirilgan qiyinchilikni hal etishda muhim ahamiyat kasb etdi. Izotopik effekt bir necha izotoplarga ega bo'lgan toza o'ta o'tkazgichlarda kuzatiladi. Biror elementning turli izotoplaridan tuzilgan kristall panjaralarda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi: $T_k \sqrt{M} = C = \text{const}$. Bu yerda T_k – o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishdagi kritik temperatura, M -kristall panjara tuzilgan atomlarning massa soni. C doimiy berilgan kimyoviy elementning barcha izotoplari uchun bir xil bo'lib, bir kimyoviy elementdan boshqasiga o'tgan vaqtda o'zgaradi. $\omega \sim \sqrt{1/M}$ bo'lganligi uchun, M massa soni panjaraning tebranish chastotasini aniqlaydi. Shuningdek bunga yaxshi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan toza metallarda (ularga davriy jadvalning birinchi guruh elementlari kiradi) o'ta o'tkazuvchanlikning kuzatilmalik holati ishora qiladi.

3. Yaxshi o'tkazgichlar (yaxshi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan toza metallarda)dagi elektronlarning kristall panjara bilan ta'sirlashishi natijasida yuzaga keladigan ularning erkin yugurish yo'li katta bo'ladi. Bu esa elektronlarning kristall panjara tebranishlari bilan ta'sirlashuvi kuchsiz ekanligini ko'rsatadi. Yomon o'tkazgichlarda elektronlarning kristall panjara tebranishlari bilan ta'sirlashuvi kuchli ekanligi tufayli, elektronlarning erkin yugurish yo'li kichik bo'ladi. Ushbu dalil o'ta o'tkazuvchanlikni yuzaga kelishi uchun yo'l ochib beradi.

4. Izotopik effektning kashf etilishi, o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasini ishlab chiqishda to'g'ri yo'nalish tanlash imkonini berdi. Buning boshlanishiga asos, 1950-yilda Fryolix tomonidan nazariy va amaliy jihatdan izotopik effektning mavjudligini isbotlash bilan solindi. Kuperning asos bo'ladigan bir ishidan so'ng, 1957-yilda Bardin, Kuper va Shriffer tomonidan o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyani

BKSh-nazariya deb ham yuritiladi. O'sha vaqtda BKSh-nazariyada N.N.Bogolyubov tomonidan takomillashgan metod ishlab chiqildi. O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasidagi boshqa metod L. P. Gorkov va Nambu tomonidan ishlab chiqildi.

5. Ma'lumki, kristall panjara tebranishlari kvantlangan bo'lib, ularni kvazizarralar-fononlar sifatida qarash mumkin edi. Metalldagi o'tkazuvchan elektronlar uzluksiz ravishda fononlar bilan almashinadilar. Bir elektron fonon chiqarsa, boshqasi uni yutadi. Fononlar juda qisqa vaqt davomida mavjud bo'lganligi tufayli, ularning energiyasi aniq bo'lmaydi. Shuning uchun bu energiya vaqt-energiya noaniqlik munosabatiga bo'ysunadi. Ushbu dalil fononni elektron bilan o'zaro ta'sirlashuvi vaqtida energiyaning saqlanish qonunini hisobga olmaslik imkonini beradi.

6. O'zidan fonon chiqargan elektron o'z impulsini o'zgartirib, tepki impuls oladi. Ana shu fononni yutgan boshqa elektronning impulsi ham o'zgaradi. Hodisa shunday ro'y beradiki, elektronlar o'rtasida itarishish tabiatidagi kulon kuchidan tashqari, qo'shimcha ta'sirlashuv kuchi ham mavjud bo'ladi. Bu kuch elektronlarning tortishishi yoki itarishishida namoyon bo'lishi mumkin.

7. Blox tomonidan rivojlantirilgan metallar nazariyasida elektronlarning holati bir zarrali to'liqin funksiya bilan xarakterlanadi. Bu metalldagi elektronlarni bir-biriga bog'liq bo'lmagan zarralar sifatida qarash imkonini beradi. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ushbu sxemaga tushmaydi. Elektron-fonon ta'sirlashuvga muvofiq, elektronlar o'rtasida korrelyasiyalar mavjud bo'ladi. Ularni hisobga olish zarur.

8. BKSh nazariyasida o'ta o'tkazgichlarning asosiy xossalarini tushunish uchun juft korrelyasiyalarni hisobga olish yetarlidir. Elektronlar o'rtasida faqat tortishish yuzaga kelishi uchun, bir-biri bilan korrelyasiyalashgan elektronlar juftliklari orasidagi elektron-fonon tortishish kuchlari ular o'rtasidagi itarishish tabiatiga ega kulon kuchlaridan katta bo'lishi zarur. Ana shunday juftlashgan elektronlar kuper juftliklarini hosil qiladi. Bu hodisa 1956-yili Kuper tomonidan kashf etilgani uchun, elektron juftliklar uning nomiga qo'yilgan. Kuper juftliklari bozon hisoblanadi. Ular uchun Pauli prinsipi o'rinni bo'lmaydi. Shu sababli bunday juftliklar o'ta oquvchan harakat qilishi mumkin.

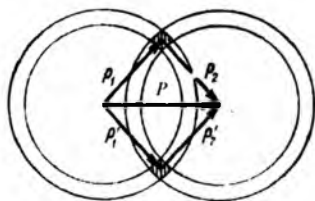
9. Kuper juftliklari xossalarini aniqlashtirish uchun metallning temperaturasini absolyut nolga teng deb qaraylik. Bundan tashqari metalldan elektr toki o'tmayotgan bo'lsin. Metalldagi elektronlar Pauli prinsipiga bo'ysunganligi sababli, bitta kvant holatda bittadan ortiq elektron joylashmaydi. Shu tufayli energiyalari qandaydir E_n energiyadan kichik

bo'lgan barcha holatlar elektronlar bilan to'ldiriladi. E_F energiyaga Fermi energiyasi deyiladi. Bunday energiyali holatga Fermi sathi deyiladi. Metallidagi Fermi sathi shunday energetik holat ekanki, undan pastda joylashgan barcha energetik holatlar elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi. Shunday holat energiyasiga Fermi energiyasi deyiladi.

10. $E_F = (p)$ tenglama qandaydir sirtning fazodagi impulsini aniqlab beradi. Ushbu sirtga Fermi sirti deb ataladi. Metall izotrop deb hisoblansa, u holda Fermi sirti radiusi p_F , $E_F = p^2/2m$ bo'lgan sferaga aylanadi. Bu sferaga Fermi sferasi deyiladi.

11. Metall temperaturasi ortganida lekin T_k dan past bo'lganida, elektronlar Fermi sferasidan tashqariga chiqib, yuqori energetik holatlarni qisman to'ldira boshlaydilar. Buning natijasida Fermi sferasining ikki tomonida radiuslari $p_F - \Delta p/2$ va $p_F + \Delta p/2$ bo'lgan sferalar bilan chegaralangan yupqa qatlam hosil bo'ladi. Ushbu qatlam elektronlar bilan qisman to'ldiriladi. Qatlam chegaralaridagi elektronlar energiyasi T_k kritik temperatura atrofida bir-biridan kT_k tartibidagi kattalik bilan farqlanadi. Bu kattalik metallidagi bitta elektronga mos keluvchi o'rta kinetik energiyadan taxminan 10^4 - 10^5 marta kichik bo'ladi.

12. Impulslari \vec{p}_1 va \vec{p}_2 bo'lgan kuper juftligining ikki elektroni bir-biri bilan to'qnashib, impulslari mos ravishda \vec{p}_1 va \vec{p}_2 bo'lgan holatga o'tsin. Elektronlar to'qnashuvidan avval impulslari mos ravishda \vec{p}_1 va \vec{p}_2



84-rasm

bo'lgan holat vakant holat bo'lib, u yuqorida aytib o'tilgan sferik qatlam chegarasida bo'ladi. Xuddi shunday fikr boshlang'ich \vec{p}_1 va \vec{p}_2 vektorlar uchun ham o'rindir. Aks holda

to'qnashuvdan so'ng \vec{p}_1 va \vec{p}_2 impulsli holat to'ldirilgan holat bo'lib qolardi. Agar ushbu holat ichki sferik qatlam bilan chegaralangan

impuls fazosida bo'lsa, u to'ldirilmagan bo'lishi mumkin emas. Shu proses uchun impulsning saqlanish qonuni formulasi quyidagi ko'rinishga

ega bo'ladi: $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 = \vec{p}$, bu yerda \vec{p} ikkala elektronning natijaviy impulsi. U to'qnashuv vaqtida o'zgarmaydi. Ana shu to'qnashuv prosessi sxematik ravishda 84-rasmda tasvirlangan.

13. Ushbu sxemada \vec{p}_1 vektorning oxiri va \vec{p}_2 vektorning boshi, o'rtacha radiuslari r_1 va r_2 bo'lgan ikki sferik qatlamning kesishishi natijasida hosil bo'lgan yuqoridagi shtrixlangan to'rtburchakda yotadi.

Xuddi shunday \vec{p}'_1 vektorning oxiri va \vec{p}'_2 vektorning boshi pastdagi shtrixlangan to'rtburchakda bo'ladi. Agar \vec{p} vektor qanchalik qisqa bo'lsa, to'qnashuv shuncha ko'p ro'y beradi. Odatda $p = 0$ bo'lgan, ya'ni ikkala sferik sirt bir-biri bilan ustma-ust tushadigan to'qnashuvlar ro'y beradi. Bu esa $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, $\vec{p}'_1 = -\vec{p}'_2$ ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib, metallda elektr toki bo'lmaganida kuper juftligini hosil qiluvchi elektronlarning impulslari teng, yo'nalishi esa qarama-qarshi bo'ladi.

14. T_k tartibidagi temperaturada sferik qatlamdagi elektronlar energiyasi Fermi energiyasidan kT_k tartibidagi kattalikka farq qiladi. U holda quyidagi tenglik o'rinli bo'ladi:

$$kT_k = \frac{p^2}{2m} - \frac{p_F^2}{2m} = \frac{p + p_F}{2m} \Delta p.$$

Bu yerda $\Delta p = p - p_F$. Bundan esa elektronning holatini aniqlashdagi noaniqlik $\Delta x \approx \hbar / \Delta p \approx \hbar p_F / mkT_k$ bo'ladi. $T \sim 10K$ bo'lganida Δx bo'yicha noaniqlik 10^{-4}cm ni tashkil etadi.

15. Δx kattalik kuper juftligini hosil qilgan elektronlar joylashgan soha o'lchamini ko'rsatadi. Boshqacha aytilsa, kuper juftligining "fazoviy o'lchami"dir. Agar metallning o'tkazuvchan elektronlari orasidagi o'rtacha masofa 10^{-8}cm tartibida bo'lsa, kuper juftligining "fazoviy o'lchami" undan 10^4 marta katta bo'ladi. Demak, kuper juftligiga birlashgan elektronlar orasida metallning juda ko'p boshqa elektronlari bo'lishi mumkin ekan. Kuper juftligidagi elektronlarning holati oddiy fazo koordinatalari bo'yicha kuchsiz korrelyasiyalangan ekan deyish mumkin. Bu korrelyasiyani klassik nuqtai-nazardan tushuntirib bo'lmaydi. U kvant nuqtai-nazardan tushuntiriladi va kvant xossa hisoblanadi.

16. O'ta o'tkazgichlarda $T < T_k$ bo'lganida kuper juftliklarining mavjudligini magnit oqimning kvantlanishiga bag'ishlangan tajribada isbot qilingan. Tok o'tayotgan o'ta o'tkazuvchan halqa olib qaralsa, undagi elektronlar v tezlik bilan r radiusli aylana bo'ylab harakat qiladi. Agar halqadagi tok kuchi I halqani kesib o'tuvchi magnit oqim Φ bo'lsa, u holda tokning energiyasi quyidagicha topiladi:

$$E = (1/2c)I\Phi.$$

17. Halqadagi elektronlar soni N , aylanish davri T ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$I = Ne/T = Nev/2\pi r.$$

Unda quyidagi formula o‘rinli bo‘ladi:

$$E = Nev\Phi/4\pi rc.$$

18. Tok energiyasining $E = Nmv^2/2$ ekanligi, kuper juftligining impulsi esa $p = 2mv$ ekanligi hisobga olinsa,

$$\Phi = \pi rcp/e$$

ifoda o‘rinli bo‘ladi.

19. Kuper juftligining impulsi kvantlangan bo‘lganligi sababli, u uchun quyidagi munosabat bajariladi: $pr = n\hbar = nh/2\pi$. Bu yerda n – butun musbat son. U holda quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\Phi = \frac{hc}{2e}n = \Phi_0 n.$$

Ushbu formula o‘ta o‘tkazgichdagi magnit oqimining kvantlash qoidasidir. Bunda Φ_0 – magnit oqim kvanti bo‘lib, u quyidagicha topiladi: $\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{Gs} \cdot \text{cm}^2$.

20. Shunga o‘xshash formula, o‘ta o‘tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqilgunga qadar 1950 yilda F.London tomonidan olingan. Lekin u Φ_0 ning ikki marta katta qiymatini oldi. Bu natija shunday tushuntiriladiki, 1950 yilda hali kuper juftliklari to‘g‘risida ma‘lumot yo‘q edi. Shuning uchun London elektron impulsi uchun $p = mv$ formuladan foydalandi.

$p = 2mv$ ifodadan foydalanmadi. Tajriba $\Phi = \frac{hc}{2e}n = \Phi_0 n$ formulaning to‘g‘ri ekanligini va kuper juftligining mavjudligini isbotladi.

21. Kuper juftligidagi elektronlar son jihatdan teng, yo‘nalish jihatidan qarama-qarshi bo‘lgan impulsga ega. Ularning spinlari parallel yoki antiparallel bo‘lishi mumkin. Lekin ikkala holda ham ularning to‘la spin kvant soni butun sondir (0 yoki 1). Shuning uchun kuper juftligi fermion bo‘lmasdan, balki bozon bo‘ladi. Parallel spinli elektronlar holati turg‘un bo‘lmaganligi tufayli, juftlikdagi elektronlar spini antiparalleldir. Bunday holat turg‘un bo‘lishi uchun juftlikning to‘la spin kvant soni 0 bo‘lishi kerak. Metall ichida kuper juftliklari kristall pajara ionlari orasida o‘ta oquvchan harakat qila oladigan “suyuqlik”ni hosil qiladi. Bu esa o‘ta o‘tkazuvchanlikning o‘zidir.

22. $T = 0$ da barcha kuper juftliklari nol impulsi asosiy holatda bo‘ladilar. $T < T_k$ da esa asosiy holatda ko‘pchilik kuper juftliklari joylashadi.

Ular bozonlarning bog'langan kollektivini hosil qiladi va barchalari bitta kvant holatida bo'ladi. Agar bu juftlik buzilsa hamda undan birorta elektron chiqarib yuborilsa, energiyasi kollektivning boshlang'ich holat energiyasidan katta bo'lgan uyg'ongan holat yuzaga keladi.

23. Asosiy va uyg'ongan holatlar bir-biridan chekli kenglikka ega, kvant holatlari bo'lmagan energetik tirqish bilan ajratiladi. Bu tirqishning kengligi kichik bo'lishiga qaramasdan, u barcha elektronlar sistemasining tabiatini o'zgarishiga olib keladi. Kuper juftliklarining kristall panjara tebranishlari bilan o'zaro ta'siri natijasida bu juftliklarning buzilishi sodir bo'ladi.

24. $T < T_k$ da hosil bo'lgan elektronlar energiyasining kichikligi tufayli bu energetik tirqishni eng olmaydi. Bu elektron ana shunday hosil bo'lgan boshqa elektronlar orasidan kuper juftligini hosil qilish uchun, o'ziga yangi sherikni qidiradi. Bu protsess elektronlarning ayniyligi tufayli kollektivning buzilishiga, ya'ni yangi holatning hosil bo'lishiga olib kelmaydi. Demak, $T < T_k$ da kollektiv o'zini yaxlit sistema sifatida tutadi va harakatlanadi. Agar $T > T_k$ bo'lsa, kuper juftliklarining buzilishi natijasida hosil bo'lgan elektronlar energetik tirqishni engib o'tadilar va kollektivdan chiqadilar. Bu esa kollektivni yemirilishiga olib keladi.

25. O'ta o'tkazuvchan holatning energetik spektridagi chekli kenglikka ega bo'lgan tirqishning mavjudligi elektr qarshilikning yo'qolishini tushuntirib beradi. Elektr toki yo'q vaqtida barcha kuper juftliklarining impulslari nolga teng bo'ladi. Unda juftlikdagi bir elektronning impulsi $+p$ bo'lsa, ikkinchi elektronning impulsi esa $-p$ bo'lishi kerak. Ushbu juftlikka elektr maydoni berilganida, ikkala elektron bir xil p' qo'shimcha impuls oladi. Elektronlarning to'la impulsi mos ravishda $p+p'$ va $-p+p'$ bo'lib, juftlikning impulsi esa $2p'$ bo'lib qoladi.

26. Kuper juftliklarining bog'langan kollektivi yaxlit bir butun bo'lib, ma'lum tezlik bilan harakatlanadilar. Bu juftliklar qandaydir impulsga ega bo'ladi. Ularning elektr maydon ta'siridagi tartibli harakati elektr tokini yuzaga keltiradi. Tok yetarlicha katta bo'lmaganida, energetik tirqishning mavjudligi tufayli kuper juftliklarining bog'langan kollektivi buzilmaydi. Buning natijasida elektr toki hech qanday qarshilikka uchramaydi. Kuper juftliklarining tokli holati yuzaga keladi. O'ta o'tkazgichlarda doimiy tok hosil bo'lganida elektr maydon yo'qoladi. Harakatlanayotgan kuper juftliklari kollektivida tokli holat turg'unligini ta'minlab turish uchun, elektron-fonon ta'sirlashuvlari doimiy ravishda bo'lib turadi.

Yetarlicha katta tok kuchida esa kuper juftliklari kollektivi yemiriladi va o'ta o'tkazuvchanlik yo'qoladi.

27. Absolyut nol temperaturada o'ta o'tkazgichning barcha elektronlari kuper juftligiga birlashadi. Temperatura ortishi bilan kuper juftliklari soni kamayadi. Bu narsa ikki holat bilan bog'liqdir. Birinchidan, temperatura ortishi bilan kuper juftligidan elektronni chiqib ketib, tirqish orqali o'tish ehtimolligi ortadi. Ikkinchidan, elektronlarning bir-biri bilan fononlar almashinish aktlarini kamayishi natijasida, kuper juftliklari hosil bo'lishi protsesslari sonining kamayishi sodir bo'ladi. Buning natijasida energetik tirqish torayadi va kuper juftliklari sonining kamayishi protses-sini tezlashtiradi. $T=T_k$ bo'lganida tirqish kengligi va kuper juftliklari soni nolga aylanadi. Bunday juftliklarning bog'langan kollektivi esa yemiriladi va u bilan birgalikda o'ta o'tkazuvchanlik yo'qoladi. $T>T_k$ da esa metall oddiy o'tkazgichga aylanadi.

28. O'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlik hodisalari bir-biriga o'xshash xossa hisoblanadi. O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqil-gandan so'ng ${}^3_2\text{He}$ ning o'ta oquvchanligi o'rganila boshlandi. Chunki bu izotop atomlari kasr sonli spin kvant soniga ega bo'lganligi uchun, av-valiga ${}^3_2\text{He}$ o'ta oquvchanlik xossasiga ega emas deb qaralgan. Faqat o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqilgandan so'ng, ${}^3_2\text{He}$ atomlarini xuddi kuper juftliklariga o'xshab juftliklarga birlashtirish g'oyasi tug'ildi. Bunday atom juftliklari butun spin kvant soniga ega bo'lib, ular bozon hisoblanadi. Shunga asoslangan holda ${}^3_2\text{He}$ ning o'ta oquvchanlik xossasi aytib o'tildi va ushbu xossa tajribada isbotlandi.

Takrorlash uchun savollar

1. Izotopik effekt nima?
2. BKSh nazariyaning mohiyati nimadan iborat?
3. Fermi sirti deb nimaga aytiladi?
4. Kuper juftligi nima?
5. O'ta o'tkazuvchanlik bilan o'ta oquvchanlikning o'xshashlik tomoni nimadan iborat?

9-BOB BO'YICHA REZYUME

Ushbu bobda molekula va u ning energiyasi, molekulyar spektrlar va ularning turlari, kristallardagi bog lanish turlari, kristallar issiqlik sig'imi uchun Eynshteyn va Debay nazariyalari, kristall panjaradagi tebranishlar

va tovush to‘lqinlari, fonon va kvazizarralar, qattiq jismlardagi energetik zonalar, Blox to‘lqini va funksiyasi, o‘ta oquvchanlik hodisasiga oid tajribalar, o‘ta oquvchanlik nazariyasi hamda o‘ta o‘tkazuvchanlik nazariyasi to‘g‘risida fikr yuritildi. Shuningdek, ularga tegishli ma’lumot, tushuncha, ta’rif hamda formulalar keltirib o‘tildi.

9-BOBGA OID TESTLAR

1. Molekulalar.....hisobiga hosil bo‘ladi.

- A) Van-der-Vaals kuchlari. B) ionli bog‘lanish kuchlari.
 C) kovalent bog‘lanish kuchlari. D) barcha javoblar to‘g‘ri.

2..... atomlar bir-biri bilan yaqinlashib, molekulani hosil qiladi.

A) elektron spinlari antiparallel bo‘lgan. B) elektron spinlari parallel bo‘lgan. C) orbital momentlari antiparallel bo‘lgan. D) orbital momentlari parallel bo‘lgan.

3. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studentidan “Fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi” kafedrasida dotsenti atom fizikasi bo‘yicha oraliq nazoratda molekulyar spektrlarga tegishli bir ifodani yozib berishni so‘radi. Student qaysi javobni tanlagan bo‘lardi?

A) $\frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}$ B) $\left[12\left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} - \frac{3\theta}{T} \right]$

C) $\omega_1(J + 1)$ D) $2\hbar \sqrt{\frac{\chi}{m}} \left| \sin \frac{pa}{2\hbar} \right|$

4. Kublar qonunining ifodasi keltirilgan javobni ko‘rsating.

- A) DT^4 B) $4DT^3$ C) DT^3 D) $3DT^3$

5. Kristalda tarqalayotgan tovush to‘lqini.....davriyligi kristall panjaraning fazoviy davriyligi natijasi hisoblanadi.

A) sonining. B) to‘lqin tezligining. C) chastotasining. D) A va B javoblar to‘g‘ri.

6. Ilgari javoblar ichidan noto‘g‘risini ko‘rsating.

A) Kuper juftliklari xossalari aniqlashtirish uchun metallning temperaturasi absolyut nolga teng deb qarash mumkin. B) Tushayotgan neytronlar oqimining yo‘nalishi va boshlang‘ich energiyasini bilgan hamda turli burchaklarga sochilgan neytronlarning energiyasini o‘lchagan holda, geliy-II dagi kvazizarralarning energiya va impulsini aniqlab bo‘l-

maydi. C) E. L. Andronikashvili tomonidan o'tkazilgan tajriba ikki suyuqlik modelining to'g'ri ekanligini isbotladi. D) Blox funksiyasi davriy funksiya ko'rinishidagi o'zgaruvchan amplitudaga ega bo'lganligi sababli, impuls operatorining xususiy funksiyasi bo'la olmaydi.

7. Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3-kurs studenti atom fizikasidan amaliy mashg'ulotda molekulyar spektrlarga oid masalalarni yechishda ma'lum tanlash qoidasiga amal qildi. Student qaysi tanlash qoidasiga amal qilgan?

A) $\Delta J = \pm 1$. B) $\Delta J = 0, \pm 1$. C) $\Delta v = \pm 1$. v D) A va C javoblar to'g'ri.

8. O'zMU fizika fakulteti 3-kurs studentiga "Yadro fizikasi" kafed-rasi dotsenti atom fizikasidan oraliq nazoratda quyidagi savolni berdi: "Qanday temperaturada o'ta o'tkazgichning barcha elektronlari kuper juftligiga birlashadi?" Student to'g'ri javob berishi uchun qaysi javobni tanlagan bo'lardi?

A) metall temperaturasi o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishdagi kri-tik temperaturaga teng bo'lganida. B) metall temperaturasi o'ta o'tkazuv- chanlik holatiga o'tishdagi kritik temperaturadan katta bo'lganida. C) ab- solyut nol temperaturada. D) metall temperaturasi o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishdagi kritik temperaturadan kichik bo'lganida.

9. Atom fizikasi bo'yicha masala yechish darsida doskaga chiqqan Toshkent davlat pedagogika universitetining fizika-matematika fakulteti 3- kurs studenti kristalldagi normal tebranishlarning maksimal siklik chastotasiga va temperaturasiga mos keluvchi kattalikdan foydalandi. Bu kattalikni aniqlashda student javoblarda keltirilgan qaysi ifodadan foydalangan?

A) $\frac{\hbar\omega}{kT}$. B) $\frac{\hbar\omega_{max}}{k}$. C) $\frac{\hbar\omega_{min}}{kT}$. D) A va C javoblar to'g'ri.

10. Elektr maydon qo'yilganida ham valent zona elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi va unda hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi. Hech qanday o'zgarish valent zona holatini o'zgartirmaydi. Bu fikr nimani ifodalaydi?

A) metallarning elektr o'tkazuvchanligini. B) yarim o'tkazgich- larning elektr o'tkazuvchanligini. C) dielektriklarning elektr o'tkazuv- chanligini. D) qattiq jismdagi energetik zonalarni.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Douglas C. Giancoli. Physics. Principles with applications. Published by Pearson Education. Boston. USA. 2014.
2. R. F. Feynman. Quantum mechanics. Vol. 3. 1994.
3. P. Ewart. Atomic physics. Atomic physics lecture notes final. 1990.
4. Э.В. Шпольский. Атомная физика. Том 1-2. Москва. Атомиздат. 2008.
5. А.Н. Матвеев. Атомная физика. Москва. Лань. 2009.
6. А. М. Попов, О.В. Тихонова. Лекции по атомной физике. Москва. МГУ. 2007.
7. Г. Ахмедова, Ў.Б. Маматкулов, И. Холбоев. Атом физикаси. Истиклол. Тошкент. 2013.
8. В.П. Миланьев. Атомная физика. Москва. Издательство Российского университета дружбы народов. 1999.
9. Д.В. Сивухин. Общей курс физики. Атомная и ядерная физика. Часть 1. Москва. Наука. 1986.
10. Л.Л. Гольдин, Г.И. Новикова. Введение в квантовую физику. Москва. Наука. 1988.
11. Э.А. Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. Москва. Высшая школа. 1988.
12. Р. Бекжонов, Б. Ахмадхўжаев. Атом физикаси. Тошкент. Ўқитувчи. 1979.
13. Д.И. Блохинцев. Основы квантовой механики. Москва. Наука. 1983.
14. www.ziyounet.uz
15. <http://cdfc.sinp.msu.ru>
16. <http://www.phys.msu.ru>
17. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>

MUNDARIJA

SO'Z BOSHI	3
1-BOB. ATOM FIZIKASI VA UNDAGI RELYATIVISTIK MUNOSABATLAR	5
1-§. Kvant fizika haqida tushuncha	5
2-§. Mikroolamda tezliklar va o'Ichamlarning tutgan o'rni	7
3-§. Mikroolamda ishlatiladigan relyativistik munosabatlar	9
1-bob bo'yicha rezyume.....	13
1-bobga oid testlar.....	13
2-BOB. ATOM TUZILISHI VA ATOM MODELLARI	15
4-§. Atom tuzilishi haqidagi boshlang'ich tasavvurlar. Atomning Tomson modeli	15
5-§. Rezerford tajribasi va formulasi	17
6-§. Bor postulatları	20
7-§. Frank – Gers tajribalari	22
8-§. Rentgen nurlari	27
2-bob bo'yicha rezyume.....	33
2-bobga oid testlar.....	34
3-BOB. VODOROD ATOMINING KLASSIK NAZARIYASI	36
9-§. Vodorod atomining spektral seriyalari. Umumlashgan Balmer formulasi. Kombinatsion prinsip.....	36
10-§. Kvantlash tushunchasi. Doiraviy orbitalarni kvantlash	40
11-§. Vodorod atomining klassik (Bor) nazariyasi	42
3-bob bo'yicha rezyume.....	47
3-bobga oid testlar.....	47
4-BOB. ZARRALARNING TO'LQIN XOSSALARI	50
12-§. Bir jinsli muhitda tarqalayotgan yassi monoxromatik to'lqin va uning tenglamasi	50
13-§. Yassi monoxromatik to'lqinlarning qo'shilish (superpozitsiyasi). Guruh va fazaviy tezliklar. To'lqin paket.....	52
14-§. To'lqin – zarra dualizmi. Lui de-Broyl gipotezasi.....	58
15-§. Lui de Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi	60
16-§. Lui de – Broyl to'lqin funksiyasining statistik ta'lqini	66
17-§. Noaniqlik munosabatlari	70
4-bob bo'yicha rezyume.....	72
4-bobga oid testlar.....	72
5-BOB. SHREDINGER TENGLAMASI	74
18-§. Kvant mexanikasining asosiy tenglamasi – Shredinger tenglamasi	74
19-§. Kvant mexanik operatorlar haqida tushuncha	77
20-§. Kvant mexanikasining oddiy bir o'Ichamli masalalari. Cheksiz chuqur o'radagi zarra	81
21-§. Kvant mexanikasining oddiy bir o'Ichamli masalalari. Zarraning potensial barerni sizib o'tish (tunnel effekti)	84
22-§. Kvant mexanikasining oddiy bir o'Ichamli masalalari. Chiziqli garmonik ossilyator	91
23-§. Vodorod atomining kvant nazariyasi	95
5-bob bo'yicha rezyume.....	107
5-bobga oid testlar.....	107

6-BOB. ATOM, MOLEKULA VA ELEKTRONLARNING BURCHAK HAMDA MAGNIT MOMENTLARI. ISHQORIY METALL ATOM SPEKTRLARI.....	109
24-§. Burchak momentlarining qo‘shish qoidasi	109
25-§. Ishqoriy metallar atomlari va ularning spektrlari	112
26-§. Elektronning orbital magnit momenti	117
27-§. Shtern – Gerlax tajribasi	122
28-§. Elektron spini	125
29-§. Elektronning to‘la mexanik va magnit momentlari. Atomning vektor modeli.....	131
30-§. Atomdagi elektronlarning bog‘lanish turlari	134
31-§. Termning multipletligi	136
6-bob bo‘yicha rezyume.....	137
6-bobga oid testlar.....	137
7-BOB. KO‘P ELEKTRONLI ATOM SISTEMALARI. ATOM NURLANISHI...	140
32-§. Pauli prinsipi	140
33-§. Mendeleev davriy sistemasining to‘ldirilish nazariyasi	144
34-§. Atomlar nurlanishidagi tanlash qoidalari	151
35-§. Spontan nurlanish	156
36-§. Nur yutish va majburiy nurlanish. Indutsirlangan nurlanish xossalari....	159
37-§. Yorug‘lik generatorlari	162
7-bob bo‘yicha rezyume.....	167
7-bobga oid testlar.....	168
8-BOB. ATOM TASHQI ELEKTR VA MAGNIT MAYDONLARIDA.....	170
38-§. Zeeman hodisasi	170
39-§. Pashen – Bak effekti	175
40-§. Shtark effekti	178
41-§. Spektral chiziqlarning kengligi	184
8-bob bo‘yicha rezyume.....	188
8-bobga oid testlar.....	188
9-BOB. MOLEKULA VA KRISTALLAR.....	190
42-§. Molekula va uning energiyasi	190
43-§. Molekulyar spektr	194
44-§. Kristallardagi bog‘lanish turlari	197
45-§. Kristallar issiqlik sig‘imi uchun Eynshteyn nazariyasi	202
46-§. Kristallar issiqlik sig‘imi uchun Debay nazariyasi	205
47-§. Kristall panjaradagi tebranishlar. Tovush to‘lqinlari	210
48-§. Fononlar va kvazizarralar	214
49-§. Qattiq jismlardagi energetik zonalar	219
50-§. Blox to‘lqinlari	224
51-§. O‘ta oquvchanlik	228
52-§. O‘ta oquvchanlik nazariyasi haqida tushuncha	233
53-§. O‘ta o‘tkazuvchanlik nazariyasi haqida tushuncha	239
9-bob bo‘yicha rezyume.....	246
9-bobga oid testlar.....	247
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR.....	249

O'quv adabiyoti

**Xudayberganov Abdulla Mahmudovich,
Mahmudov Anvar Abdulla o'g'li**

ATOM FIZIKASI

Asosiy tushuncha, qonun, tajriba va formulalar

O'quv qo'llanma

Muharrir

K.A. Tursunmetov

Musavvir

U. Solihov

Sahifalovchi

M. Zoyitova

Nashriyot litsenziyasi AI № 170 23.12.2009.

Bosishga ruxsat etildi 10.01.2018. Bichimi 60x84 ¹/₁₆
Ofset bosma. «Times New Roman» garniturasi. 16.0 nashr t.
15.75 bosma t. Adadi 800 nusxa. Buyurtma № 253.

«Navro'z» nashriyoti, Toshkent shahar,
Amir Temur ko'chasi, 19-uy.

«Saydana print» MCHJ bosmahonasida chop etildi.
Toshkent sh. Qamarniso, 3. Tel.: +99891 162-08-43.
E-mail: Saydana-print@mail.ru