

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI
ABU RAYHON BERUNIY NOMIDAGI TOSHKENT DAVLAT
TEXNIKA UNIVERSITETI**

Mirjalilova M.A.

**FIZIKA VA ELEKTRONIKANING MAXSUS BOBLARI
(Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) I-qism
(O'quv qo'llanma)**

Toshkent 2007

Fizika va elektronikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism: O'quv qo'llanma Mirjalilova M.A. Toshkent, ToshDTU, 2007. – 103 b.

Mazkur o'quv qo'llanma «Elektronika va mikroelektronika» yo'nalishi bo'yicha tahsil oluvchi talabalarni qattiq jismlar va ular asosida yasalgan elektron asboblarda yuz beradigan fizik jarayonlar, shuningdek, modda bilan elektromagnit nurlanish orasidagi ta'sirlarni tushuntirish va izohlash uchun xizmat qiladi hamda ularni kvant mexanikasi va statistikasi bilan tanishtiradi.

Bu o'quv qo'llanma 521700 - “Elektronika va mikroelektronika” yo'nalishi bakalavriat talabalari uchun mo'ljallangan.

35 ta rasm. Adabiyotlar: 22 nomda.

Abu Rayhon Beruniy nomidagi Toshkent davlat texnika universiteti ilmiy-uslubiy kengashi qaroriga ko'ra chop etildi.

Taqrizchilar: O'zMU “Fizikaviy elektronika” kafedrası
professori f.-m.f.d. I.B. Bo'riboyev

ToshDTU “Elektronika va mikroelektronika” kafedrası, “Fizik elektronika va mikroelektronika asboblari” bloki
prof., f.-m.f.d. N.F. Zikrillayev.

SO'Z BOSH

“Fizik elektronika”, “Yarim o'tkazgich va dielektriklar fizikasi”, “Elektron texnika materiallari fizikasi va texnologiyasi” mutaxassisliklari bo'yicha tahsil olayotgan talabalar qattiq jismlarda, ulardan tayyorlangan asboblarda bo'ladigan fizik jarayonlarni hamda qattiq jism bilan moddalar va elektromagnit oqimlar orasidagi ta'sirni o'rganish, tushinish va izohlash uchun “Kvant mexanikasi” va “Kvant statistikasi” fanini mukammal va keng o'rganishlari va o'zlashtirishlari lozim.

Zamonaviy texnikada kvant va optoelektronika muhim ahamiyat kasb etadi. Shu boisdan talabalarga kvant fizikasi elementlari “Umumiy fizika” kursida o'qiladiganga nisbatan mukammal va chuqur o'rgatilishi lozim.

Fanning maqsadi - talabalarni nazariy fizikaning ba'zi bo'limlari (kvant mexanikasi va kvant statistikasi) bilan hamda kvant elektronikaning asosiy tushunchalari bilan tanishtirish va amaliy ahamiyatini tushuntirishdir.

KVANT MEXANIKASINING FIZIK ASOSLARI

KIRISH

Kvant mexanikasi - atomlar ichida kechadigan hodisalarning nazariy asosi, ya'ni mikroolamni o'rganadi. Juda uzoq vaqtlar fiziklar miqdordan sifatga o'tish qonunlarini inkor etib kelishdi. Mikroolamda kechadigan jarayonlarni klassik mexanika qonunlari bilan izohlash va talqin etishga harakat qilishdi. Biroq ularning harakatlari zoye ketdi. Yorug'lik difraksiyasini tushuntiruvchi Yung tajribalari, EM nurlanish uchun Maksvell nazariyasining yaratilishi yorug'likning to'lqin nazariyasini isbotlagan bo'lsa, biroq bu nazariya yorug'likning yutilishi va sochilishi, nurlanish qonunlarini tushuntirishda qiyinchiliklarga uchradi. XVII asr oxiri va XVIII asr boshlarida yorug'likning to'lqin nazariyasi o'zining eng cho'qqisiga chiqqan davr hisoblanadi, Lebedev tomonidan yorug'lik bosimi mavjudligini ochilishi yana to'lqin nazariyasining kuchayishiga sabab bo'ldi. Biroq to'lqin nazariya qanchalik chuqurlashmasin, nurlanish energiyasining taqsimotini to'lqin nazariyasi yordamida tushuntish mumkin bo'lmadi. Nazariyachilarning juda ko'p urinishlari zoye ketdi. Absolyut qattiq jism nurlanish spektrining energiya taqsimotini to'lqin nazariyasi tushuntira olmadi, EM nazariya asosida keltirib chiqarilgan qonuniyat tajriba natijalariga zid bo'lib, hatto nazariyaning o'zida ichki ziddiyatlar mavjud edi.

1901-yilga kelib Plank nurlanish spektrini tushuntirib beruvchi ajoyib yechim topdi, bu yechim kvant nazariyasining buyuk binosiga qo'yilgan birinchi g'isht hisoblanadi. Bu qonun kvant nazariyasi rivojining boshlang'ich nuqtasi bo'lib hisoblanadi. Bu qonunning asosida yorug'lik energiyasi uzluksiz va cheksiz bo'la olmaydi, u ma'lum aniq porsiyalar - kvantlardangina iboratdir. Shuningdek, "nurlanishning energetik spektrida uzluksizlik yo'q degan g'oya ilgari surildi. Kvant mexanikasi asoslanadigan tajribaviy dalillar inson ongi bevosita tushuna olish chegarasidan tashqarida yotadi. Tajriba natijalarini nazariya bilan taqqoslash haqiqat mezonini ekanligi, garchi bu matematik ifodalar fizik tushunchalar va atamalar bilan izohlangan bo'lsa ham, matematik formalizmga olib keldi. Kvant mexanikasining rivoji yorug'likning kvant nazariyasi ochilishi bilan bog'langan.

Yorug'likning kvant energiyasi uning tebranish chastotasiga bog'liq bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\varepsilon = h\nu \text{ agar } \hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ ekanligini nazarda tutsak,}$$

$$\varepsilon = \hbar\omega \quad (1), \text{ bu yerda, } \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J.s; } h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$$

Bu g'oya - yorug'lik nurining zarra tabiatiga ega ekanligi ko'p tajribalar bilan tasdiqlanib Eynshteyn tomonidan yorug'lik nafaqat energiyaga, balki impulsiga ham ega ekanligi ko'rsatilgach, mukammal shaklga keldi. Ma'lumki, zarra impulsi energiya bilan quidagicha bog'lig:

$$p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}$$

$$\text{To'lqin vektori tushunchasi kiritilib, } k = \omega/c, \text{ yoki } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(to'lqin vektorining koordinata o'qlariga proyeksiyasi: $k_x = 2\pi/\lambda \cdot \cos\alpha$; $k_y = 2\pi/\lambda \cdot \cos\beta$; $k_z = 2\pi/\lambda \cdot \cos\chi$), yorug'lik impulsini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$p = \hbar k \quad (2).$$

Energiyasi (1) va impulsi (2) ifoda bilan aniqlanadigan yorug'lik kvanti foton deb nomlandi.

(1) va (2)- ifodalar yorug'lik kvant nazariyasining asosiy formulasi bo'lib, u yorug'lik energiyasi va impulsini to'lqin vektori yo'nalishi bo'yicha tarqalayotgan nurlanish chastotasi va to'lqin uzunligi bilan bog'laydi. Yorug'lik kvant nazariyasining asosiy ma'nosi shundaki u mikrosistemalar (elektron, atom va molekula va h.k.) va yorug'lik orasidagi, ta'sir bir tur yorug'lik kvantining yo'qolishi va boshqa tur kvantning paydo bo'lishi tufayli sodir bo'lishini ko'rsatadi. Ushbu fikr yorug'likning biror sistema bilan to'qnashganda energiya va impulsning saqlanish qonuni bajarilishi bilan tasdiqlanadi.

$$\begin{aligned} E + h\nu &= E' + h\nu'(a) \\ P + \hbar k &= P' + \hbar k'(b) \end{aligned} \quad (3)$$

Bu yerda E , P , $h\nu$, $\hbar k$ - zarra va fotonning mos tarzda to'qnashuvdan oldingi energiya va impulslari, E' , P' , $h\nu'$, $\hbar k'$ esa to'qnashgandan so'nggi qiymatlari.

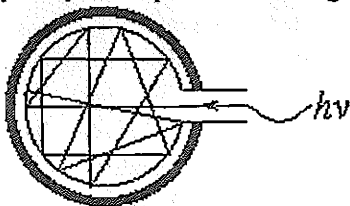
(3)- ifoda - yorug'lik uchun energiya va impulsning saqlanish qonuni.

Bu ifoda klassik nuqtai nazardan yorug'likning to'liq ekanligini tushuntirib bera olmaydi. Klassik nazariyaga asosan, yorug'lik nuri modda bilan to'qnashganda uning "rangi" (dispersiya) o'zgarishi kerak edi. Tajribada esa yorug'likning intensivligiga o'zgaradi. Bundan kelib chiqadiki, kvant zarra muhitning biror joyida mujassamlashishi mumkin emas.

Yorug'lik kvant nazariyasining tub ma'nosi shundaki, nurlanish va yutilish kabi hodisalarda energiya va impulsning o'zgarishi ixtiyoriy bo'lmay, kvantlangan bo'ladi. Yorug'lik kvanti ham zarra, ham to'liqdir. Foton faqat harakatdagina mavjud ($v=0$ da $m=0$), foton faqat korpuskula, yoki faqat to'liq ham emas. Foton energiyasi to'liq kabi amplitudaga bog'liq emas. Yorug'lik ikkilamchi xususiyatga ega, yani yorug'lik uchun dualizm o'rinli. Uning tarqalishida to'liq xususiyati ko'proq bo'lsa, biror mikrozarra bilan to'qnashganda korpuskula xususiyati namoyon bo'ladi. Bu ikkala xususiyat mikroalamning obyektiv xususiyati bo'lib, ularni bir-biridan ajratib bo'lmaydi.

YORUG'LIK UCHUN ENERGIYA VA IMPULSNING SAQLANISH QONUNLARINI ISBOTLOVCHI TAJRIBALAR

Mutlaq qora jismning nurlanishi. Mutlaq qora jism-har qanday to'liq uzunlikdagi elektromagnit to'liqinni to'la ytuvchi



jismdir. Tabiatda mutlaq qora, yaltiroq yoki tiniq jism bo'lmasa ham, xususiyati shunga yaqin jismlar bo'ladi. Uning modeli o'zidan issiqlikni o'tkazmaydigan materialdan yasalgan "a" tirqishli sferik shakldagi

jismdir, sabab uning tirqishidan tushgan nur ichki sirtida bir necha bor qaytib nihoyat to'la yutiladi. Shunday jism ma'lum haroratgacha qizdirilsa, uning ichida termik muvozanatli nurlanish hosil bo'ladi. Tajribada nurlanish energiyasining spektral zichligi chastota ortishi bilan ortadi, $\omega = \omega_0$ chastotada maksimumga erishadi va so'ng

kamayadi. $\rho_{\omega}(T) = f(\omega, T)$ (1) –nazariyaning vazifasi shu ifodani tushuntirishdan iborat.

Termodinamika qonunlariga asoslanib, Kirxgof spektral zichlik $\rho_{\omega}(T)$ - moddaganing turiga bog'liq bo'lmay, faqat haroratga bog'liqligini aniqladi. Stefan–Bolsman birlik yuzadan birlik vaqtda nurlanuvchi energiya zichligi haroratni to'rtinchi darajasiga bog'liqligini aniqladi, $\varepsilon = \delta T^4$ (2) , bu yerda $\delta = 5,6 \cdot 10^{-8} \frac{j}{K^{-4}}$

Bolsman doimiysi , $\varepsilon = \delta$ bo'lganda ham (1) ni izohlay olmadi.

Statistik fizika qonunlariga asoslanib Vin $\lambda_{\max} \cdot T = b$ (3), $b = 2.8979 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ ekanligini aniqladi, harorat ortishi bilan maksimum o'ngga siljiydi. Reley –Jins elektrodinamika statistik fizika va umuman klassik fizika yutuqlaridan foydalanib, mutlaq qora jism ko'p ossillyatordan iborat deb qarab uning energiyasi spektral zichligi

uchun: $\rho_{\omega}(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} \langle E \rangle$ (4) $\langle E \rangle = kT$, $\langle E \rangle$ bitta ossilliyator uchun o'rtacha energiya, u holda mutlaq qora jism nurlanishi uchun energiya

zichligi quyidagicha bo'ladi; $\rho_{\omega}(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} kT$ (4'), bu yerda, k -

Bolsman doimiysi. Tajriba natijalari bilan (4) ifoda solishtirilganda chastotaning kichik qiymatlarida ($\omega \ll kT$) tajriba bilan mos, chostataning katta qiymatlari uchun mutlaqo zid, bu holni "ultrabinafshaviy halokat" deyiladi. Shunday qilib klassik fizika tushunchalari bilan tajribani to'liq tushinish mumkin bo'lmadi, demak klassik fizika mutlaq qora jism nurlanishini (yutilishini) tushuntirishga ojiz.

Mutlaq qora jism nurlanishining Plank nazariyasi.

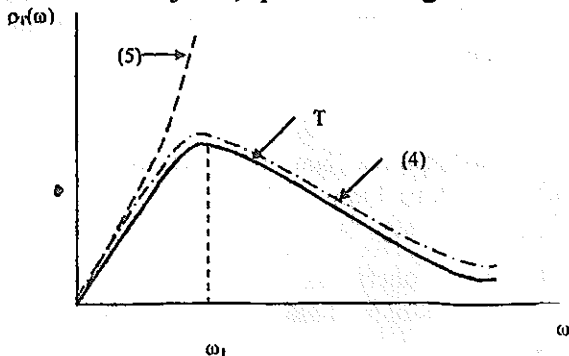
Bu muammoni Plank ossilliyator tomonidan nurlangan energiya uzluksiz va $E = n \cdot \hbar \omega$, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ $n=1,2,...$, kvant soni . Shunday qilib, Plank mikroobyekt energiyasi kvantlanadi, makro- va mikro olamning chegaraviy doimiysini aniqladi. Stefan–Bolsman qonuniga ko'ra

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp \frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1}, \quad (5) \quad \text{u holda}$$

$$\rho_\omega(T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{\exp \frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1} \quad (6) \text{ Plank formulasi, u tajribaning barcha}$$

chastotalari uchun mos keladi.

Nurlanishning tajribada olingan spektral taqsimoti barcha nurlanish chastotalari uchun klassik nazariya qonunlariga bo'ysunmaydi. Mutlaq qora jism nurlanishining spektral taqsimoti ilk bor Plank tomonidan yaratilgan ifoda yordamidagina tushuntirilishi mumkin bo'lib, past haroratlarda (nurlanishning kichik chastotalarida) Plank formulasi (6) ning $\hbar\omega \ll kT$ shartni qoniqtiruvchi qiymatlarida qatorda yoysak Reley-Jins klassik qonuni (4) kelib chiqadi, yuqori haroratda esa (katta chastotalarida) Vin qonuni $\lambda_{\max} \cdot T = b$ o'rinli. (6) ifodani chastotaning barcha o'zgarish sohasi bo'yicha integrallasak, Stefan - Bolsman qonuni kelib chiqadi. Kvant nuqtai nazaridan yorug'lik nurlanishini $\varepsilon = \hbar\omega$ energiyali zarra deb qaralibgina tushuntirilishi mumkin. Shuni qayd etish lozimki, to'liq nazariyasi yorug'lik kvanti zaif, lekin soni ko'p hollar uchun o'rinli, korpuskulyar nazariya esa, aksincha, kvanti kuchli, soni esa oz hollar uchun o'rinlidir. Quyida (1-rasm) mutlaq qora jism uchun nurlanishning taqsimot (nazariy va tajriba natijalari) qonuni keltirilgan.

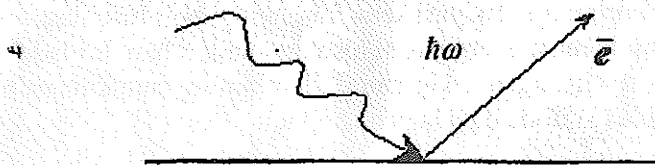


1-rasm. Mutlaq qora jism nurlanishining tajriba(tutash) va nazariy spektrlarini taqqoslash.

Plank formulasi yorug'lik chastotasining istalgan qiymatlarida tajriba natijalari nazariya bilan mos. Tajriba - haqiqat mezon. Nazariyaning tajribaga mos kelishi uning yaratilishiga asos qilib olingan tushunchalarning to'g'riligidan dalolat beradi. Demak, kvantlanish tushunchasi mutlaq qora jismni tashkil etgan mikroobyektlarning obyektiv xususiyatidir.

Fotoeffekt - yorug'lik ta'sirida metall sirtidan elektronlarning ajralib chiqishidir. Klassik nuqtai nazardan fotoeffekt hodisasini tushuntirish mumkin emas. Klassik nuqtai nazardan elektromagnit energiyasi bilan impulsi orasida quyidagicha bog'lanish mavjud, $E = pv$. Energiya bilan impuls orasidagi ushbu munosabat nisbiylik nazariyasida ham mavjud. Unda yorug'lik nuri tinch holatdagi massasi nolga teng bo'lib, $\varepsilon = \hbar\omega$ energiyaga ega bo'lgan hamda, jism bilan ta'sirlashganda energiyasi ham, impulsi ham o'zgaruvchi zarra kabi qoraladi.

Eynshteyn energiya balansining saqlanish qonunini ifodalovchi sodda tenglama taklif qildi, ya'ni: $\hbar\omega = A_{chi} + \frac{m_0 v^2}{2}$ (7), bu yerda $\hbar\omega$ - metallga tushayotgan yorug'lik kvantining energiyasi, A_{chi} - elektronning metalldan chiqish ishi, $m_0 v^2/2$ - urib chiqarilgan elektronning vakuumdagi kinetik energiyasi. Aniqlangan (7) qonuniyat tajribaga to'la mos keladi va fotoeffektning boshqa imkoniyatlarini ham tushuntirishga imkon beradi. Albatta, agar $\hbar\omega \leq A$ bo'lsa, elektron metalldan chiqa olmaydi, metallga tushayotgan foton energiyasi $\hbar\omega \geq A$ bo'lgandagina elektronlar metallni tark etadi. Eynshteynning fotoeffekt nazariyasi tajribada tekshirilishidan, uchib chiqqan fotoelektronlar energiyasi yorug'lik chastotasigagina bog'liqligi tasdiqlandi, yorug'lik chastotasi ma'lum qiymatdan oshgandagina fotoeffekt ro'y beradi, $\omega_0 = A/\hbar$, bu chastota fotoeffektning qizil chegarasi deyiladi.



2-rasm. Fotoelektron chiqishi

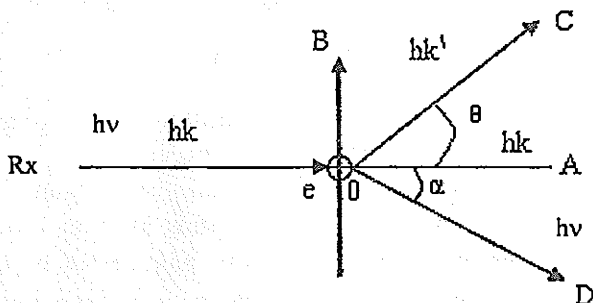
Klassik nuqtai nazardan yorug'lik elektromagnit to'lqin bo'lib, unda elektr E va magnit maydon H kuchlanganlik vektorlari tebranib turadi. Tajribalarning natijalariga ko'ra yorug'lik nurining fiziologik, fotokimyoviy, fotoelektrik va boshqa ta'sirlari faqatgina elektr kuchlanganlik vektori tufayli sodir bo'ladi. Shu sababli bundan buyon faqat elektr kuchlanganlik vektorinigina ko'rsak yetarli:

$$E = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right), \quad (8) \quad \omega = 2\pi\nu \text{ ekanligidan, } E = E_0 e^{-i(\omega t - kr)} \quad (9)$$

bu yerda k - to'lqin vektori.

KOMPTON EFFEKTI

1923-yili rentgen nurining erkin elektronlarda sochilishi (Kompton effekti) tekshirilayotganda foton nazariyasi yana bir bor tasdiqlandi. Bu effekt shu bilan qiziqarliki, bunda energiyaning saqlanish qonuni bilan bir qatorda impulsning saqlanish qonuni ham tasdiqlanadi.



3-rasm Rentgen (Rx) nurining muhitda sochilishi.

Kompton tajribasi yordamida (3b) ifoda to'g'ri ekanligi isbotlandi. Kompton muhitda rentgen nurining sochilishini tekshirdi. Sochuvchi muhit sifatida elektron atomi bilan zaif bog'liq bo'lgan modda (parafin, grafit) olingan.

Rentgen nurining energiyasi katta bo'lganligi bois hisoblashlarda elektronning harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi, u holda "elektroni tinch turgan erkin zarra" deb qarash mumkin, ya'ni $E_e=0$ $P_e=0$, u holda (3) ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$\left. \begin{aligned} \hbar\omega &= E' + \hbar\omega' \\ \hbar k &= P' + \hbar k' \end{aligned} \right\}$$

Rentgen nuri ta'sirida elektron v tezlikka erishadi, bu tezlik yetarli darajada katta. Shu boisdan nisbiylik nazariyasiga ko'ra elektron massasi va energiyasi uchun mos ravishda quyidagi ifodalarni yozish mumkin:

$$m_e = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad E' = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 \quad (10)$$

agar $\frac{v}{c} = \beta$ (bu yerda, c, v yorug'likning vakuum va muhitdagi, mos ravishda, tezligi) deb belgilansa (3¹) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi

$$\left\{ \begin{aligned} \hbar\omega &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_0 c^2 + \hbar\omega'(a) \\ \hbar\vec{k} &= \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \hbar\vec{k}'(b) \end{aligned} \right. \quad (11)$$

(11) dan ko'rindiki: $\lambda' > \lambda$ klassik nuqtai nazardan sochilgan yorug'lik chastotasi o'zgarasligi, tushgan yorug'lik chastotasiga teng bo'lishi lozim. Kvant nuqtai nazaridan esa, foton energiyasining ma'lum qismi erkin elektronga beriladi. Shu boisdan sochilgan nur energiyasi, shuningdek, chastotasi tushayotgan nur chastotasidan kam bo'lishi lozim.

Faraz qilaylik nur yutildi, u holda $w^1=0, k^1=0$ bo'lishi kerak, (11b) ifodaning skalyar ko'rinishi $\hbar k = m_0 v$. U holda (11) dan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (12)$$

Oxirgi tenglik $\beta=0$ bo'lgandagina bajariladi, u holda, $\beta=v/c, v=0, k=0$ demak, nur yutilishi mumkin emas. Nur yutilishi elektron erkin bo'lgan holdagina kuzatiladi, agar elektron metall atomida

bo'lsa, Kompton tajribasidan sochilgan yorug'lik chastotasi sochilish burchagiga bog'liqligi kelib chiqadi.

Sochilgan nur energiyasi va impulsini OA va OB yo'nalishlarga proyeksiyalab quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{cases} \hbar \frac{\omega}{c} = \frac{\hbar \omega'}{c} \cos \theta + \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cos \alpha \\ 0 = \frac{\hbar \omega'}{c} \sin \theta - \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin \alpha \end{cases} \quad (13)$$

$$\omega - \omega' = \frac{2\hbar}{m_0 c^2} \omega \omega' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \omega' = \frac{2\pi}{\lambda'}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda'} = \frac{2\hbar}{m_0 c^2} \omega \omega' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \text{ u xolda}$$

$$\left| \Delta\lambda = \frac{4\pi\hbar}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right| \quad (14) \text{ Kompton formulasi, moddadan sochilgan va}$$

tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunliklarining farqi, ($\hbar/mc = 3 \cdot 10^{-22}$ sm, Kompton soni).

$\Delta\lambda$ - sochilish burchagi θ ga bog'liq bo'lib; buni "Kompton to'lqin uzunligi" deyiladi.

Yorug'likning atom elektronlarida sochilishida (qattiq nurlanish) chastotasining o'zgarishini klassik elektrodinamika nuqtai nazaridan tushuntirish mumkin emas.

Yuqorida qayd etilgan fikr va mulohazalar yorug'likning kvant nazariyasiga asos soldi, ya'ni yorug'lik ikkilamchi tabiatga ega bo'lib, ba'zi hollarda - to'lqin tabiati, ba'zi hollarda - zarra tabiati namoyon bo'ladi.

De Broyl gipotezasi: 1924-yili De-Broyl dualizm nafaqat yorug'likka balki zarralarga ham xos degan gipotezani o'rta tashladi, ya'ni zarralar yorug'lik kvantlari kabi to'lqin tabiatga ega, u holda zarra impuls $\vec{p} = \hbar \vec{k}$.

$$p_{zarra.} = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}, \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$\lambda_{zarra.} = \frac{h}{p_{zarra.}}; \quad E_{zarra.} = \frac{p_{zarra.}^2}{2m}; \quad p_{zarra.} = \sqrt{2mE_{zarra.}}$$

$$\lambda_{zarra.} = \frac{h}{\sqrt{2mE_{zarra.}}}$$

$$(15) \quad E_{zarra.} = mv^2/2 = eU \text{ ekanligini nazarda}$$

tutsak,

Istalgan zarraning λ to'liqin uzunligini hisoblash mumkin masalan

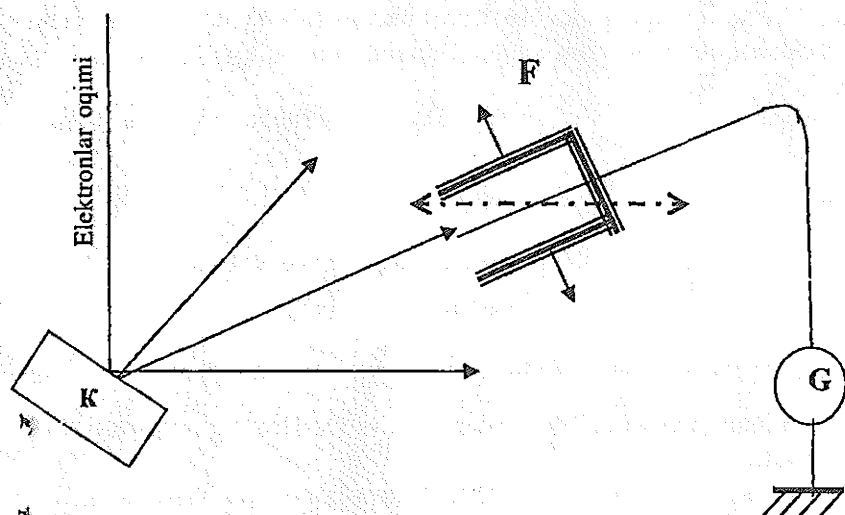
$$m = 0,1 \text{ g},$$

$$E_{zarra.} = 0,02 \text{ J}$$

uchun

$$\lambda = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 0,02 \cdot 0,0001}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 10^{-3}} \approx 3,3 \cdot 10^{-31} \text{ m}.$$

Devisson va Jermer tajribasi



4-rasm. Devisson-Jermer tajribasining sxemasi

Zarrachalar difraksiyasi. Devisson va Jermer (1927) elektronlar oqimining kristall sirtida sochilishini tajribada tekshirayotib, sochilgan elektronlar intensivligi fazoda notekis taqsimlanganligini aniqlashdi. Bu to'lqinga xos xususiyat edi. Monokristall K- dan qaytgan elektronlar oqimi F-Faradey silindriga tushib elektr tokini hosil qiladi. Faradey silindri bir-biriga o'zaro tik bo'lgan o'qlar bo'yicha siljitish imkoniyatiga ega. Uni har xil yo'nalishlarda siljitib, monokristalldan qaytgan elektronlar intensivligining fazodagi taqsimotini aniqlash mumkin.

Tajribadan aniqlanishicha monokristalldan qaytgan elektronlar ma'lum yo'nalishlarda maksimumlarga va minimumlarga ega bo'lgan. Maksimumlarning tartibi quyidagicha:

$$d \cdot \sin \varphi = n \lambda \quad (16)$$

shartni qanoatlantiradi. Bu yerda d-kristall panjarasining doimiysi (berilgan material uchun o'zgarmasdir), φ -difraksion maksimumlarni kuzatish burchagi, n-maksimumlar tartibi, λ -kristallga tushayotgan elektron to'liq uzunligi. Elektronning tezligi v ni elektr potentsiallar farqi U orqali ifodalasak, (16) formuladagi to'liq uzunligini elektr o'lchash asboblari yordamida aniqlash mumkin bo'lgan quyidagi

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \text{ e}, \quad (17) \text{ ifodaga ega bo'lamiz demak,}$$

$$\lambda \sim \frac{1}{U}; \quad D \sqrt{U} = \text{const.}$$

Buni e'tiborga olib (16) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sqrt{U} \sin \varphi = n \text{const} \quad (18)$$

Tajriba natijalari zarracha $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{mv}$ to'liq uzunlikka ega

deb topilgan (16) va (17) natijalarni, ya'ni De-Broyl gipotezasini to'la tasdiqladi.

Tartakovskiy va Tomsonlar (1928) elektronlarning polikristalldan difraksiyasini tekshirdi. Bu holda elektronlar oqimi yupqa polikristall parda (plenka) dan o'tkazilgan. Pardada kristallchalar betartib joylashganligi sababli elektronlar difraksiyasi fazoviy bo'lib, rentgen nurlari difraksiyasi uchun aniqlangan

$$2d\sin\varphi = n\lambda \quad (19)$$

Vulf-Bregglar shartini qanoatlantiradi. Bu holda ham to'liq uzunlikni(17) ifoda orqali aniqlash mumkin. Ekranga tushgan elektronlar intensivligi konsentrik halqalardan iborat bo'ladi. Shtern va Esterman geliy (${}_2\text{He}^4$) atomi va vodorod (H_2) molekulasini LiF-litiiy florid kristalidan qaytgan difraksiyani kuzatishgan. Bu holda atom va molekulalar qizdirish yo'li bilan tezlashtiriladi, ularning kristall sirtidan qaytgandagi intensivligi esa sezgir manometrlar yordamida aniqlanadi bunda turli to'liq uzunlikdagi spektr hosil bo'lishi kuzatilgan. Shuningdek, neytronlarning difraksiyasi ham tajribada tekshirib ko'rilgan.

Tajriba natijalari De-Broyl gipotezasining to'g'riligini, mikrozarrachalar korpuskulyarlik xususiyati bilan bir qatorda to'liq xususiyatiga ham ega ekanliklarini to'la isbotladi. Tajriba natijalaridan ko'rinadiki, to'liq xususiyat faqat elektronga emas, proton, neytronlarga, atom va molekulalarga, umuman hamma mikrozarrachalarga xosdir.

Adabiyotlar:

1. [1] 12-19, 29-34-betlar.
2. [7] 5-7-betlar.
3. [21] 15-17, 22-25-betlar.

MIKROOLAMDA ATOMIZM

Hozirgi kunda inson o'z tafakkuri, fan va texnika yangiliklari yordamida uzunlikni eng kichik 10^{-18} m (e-o'lchami) dan boshlab, eng katta 10^{26} (koinot chegarasi) gacha o'lchay oladi.

I soha $-\infty < R \leq 10^{-18}$ - submikron -vaqt va fazo o'z ma'nosini yoqotadi

II soha $10^{-18} \leq R \leq 10^{-7}$ - mikroolam -mikrozarralar olami

III soha $10^{-7} \leq R \leq 10^{24}$ -makroolam

IV soha $10^{24} \leq R \leq \infty$ -mega olam bo'ladi.

II sohaning boshqalardan tubdan farqi:

- a) dualizm o'rinli
- b) strukturasi uzlukli - diskret
- c) kattaliklar diskret qiymatli

- d) $\hbar$ fundamental doimiya ega
 e) trayektoriya tushunchasi yo'q
 f) ehtimollik nazariyasiga asoslanganligi u statistik xarakterga ega.

Mikroolamda shu xususiyatlarni o'zida aks ettirgan fizikaning bo'limi kvant mexanikasi deyiladi.

Mikroolamni o'rganayotganimizda juda ko'p elementar zarralar bilan to'qnashamiz. Mikroolamning makroolamdan farqlanuvchi ungagina xos xususiyati – atomizmdir.

Bu xususiyat nimalardan iborat:

1. har bir tur mikrozarra o'ziga xos xususiyatlarga ega, bu xususiyatlari o'zgarmaydi, ya'ni har bir zarra uchun zaryad, massa, spin, yashash davri, izotopik spin, g'aroyiblik.

Elementar zarralar jadvali ([1] 1-jadval)

Foton	$M=0, m=0$	$q=0, q=0$	$s=1$	$\tau=\infty$
Elektron	3.110^{-31}	$q=-1, q=-1$	$s=1/2$	$\tau=\infty$
Mezon	$m=206.710^{-n}$	$q=1, q=-1$	$s=1/2$	

Zarralar parchalanishi mumkin, o'zaro o'zgarishi mumkin, lekin zarraga xos xususiyatni o'zgartirish mumkin emas. Har bir elementar zarraning shu alpozda mavjudligi – atomizmdir.

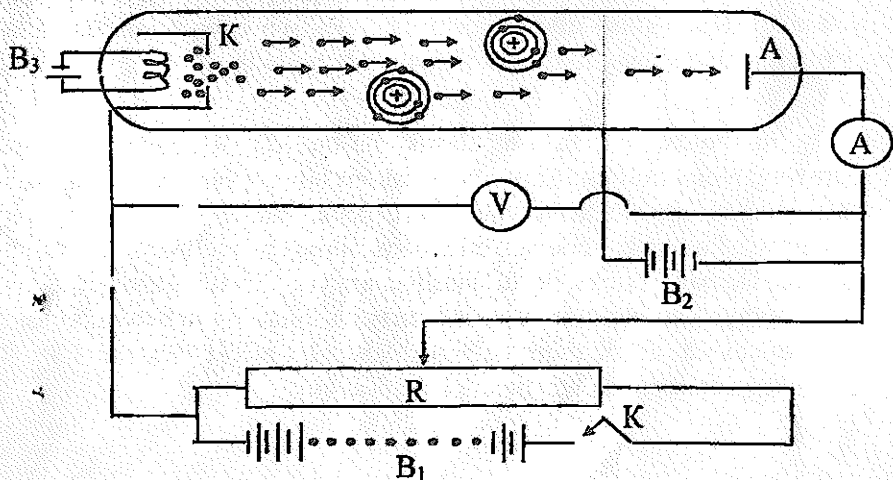
2. Elementar zarrani ifodalovchi kattaliklar faqat diskret qiymatlarni oladi. Zarraning holati tashqi ta'sir energiyasi ma'lum qiymatga yetgunga qadar o'zgarmaydi, bu o'zgarish albatta diskret xususiyatga ega. Shu boisdan atomistik sistemalar tashqi ta'sir ostida ham o'zgaras xususiyatga ega bo'ladi. Bu hol kimyogarlarning atom bo'linmas degan mulohaza yuritishlariga sabab bo'ldi, fiziklar esa kinematik nazariya nuqtai nazaridan atomni moddiy nuqta deb hisoblashgan. Turli elementar zarra xususiyatlarining aynanligi "mikrojismlardan" farqli o'laroq ular "O'z yuz" lariga ega emasligini ko'rsatadi. Elementar zarralarga xos – diskretlik tabiati bir qator tajribalarda isbotlangan.

Turli elementar zarralar (e , p , n) mavjud bo'lib, har biri o'zicha aniq xususiyatlarga ega, bu xususiyatlar o'z-o'zidan o'zgarmaydi (massa, zaryad, yashash davri, spin va h.k., elementar zarralar jadvali, [1], 20-bet). Shu xususiyatlar mikroolamda atomizmlikni namoyon etadi. Zarrani ifodalovchi parametrlar ularning o'zaro ta'siri tufayli o'zgarishi mumkin. Bir zarra o'rniga o'zining xususiyatlariga ega bo'lgan boshqa zarra hosil bo'lishi mumkin, biroq hech bir zarra o'ziga xos bo'lgan xususiyatlarini o'zgartirmaydi.

* Atomizm, shuningdek, mexanik kattaliklarning diskret qiymatlarni olishida namoyon bo'ladi (masalan, mikrozarra energiyasi diskret qiymatlarnigina olishi mumkin. Bunday tabiatning isboti - atom spektrlarining mavjudligidir). Zarraning parametrlari yoki holati biror tashqi ta'sir energiyasi ma'lum qiymatga yetmagunga qadar o'zgarmaydi. Mikroolam zarralarining makroolam zarralaridan yana bir farqi - ularning xususiyatlarida aynanlik mavjud. Mikroolamning atomizm xususiyati turli tajribalarda isbotlangan.

FRANK-GERS TAJRIBASI

Elektron bir statsionar holatdan ikkinchi statsionar holatga o'tganda atom nur yutishi yoki nur chiqarishi mumkin. Nurlanish (yoki yutilish) energiyasi quyidagicha aniqlanadi: $\hbar\omega = E_n - E_k$



5 – rasm. Frank-Gers tajribasining sxemasi.

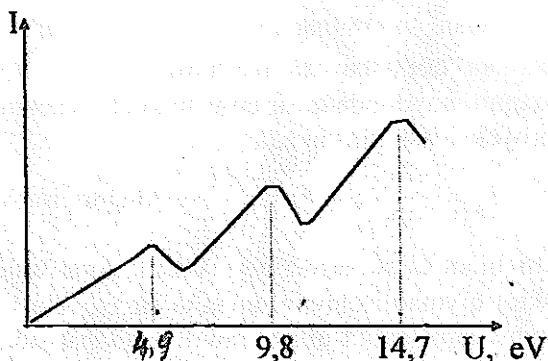
Shunday qilib, N.Borning yarim klassik va yarim kvant nazariyasi atom yadrosi atrofida diskret statsionar energetik holatlar bo'lishini ko'rsatadi. Haqiqatdan ham atomda shunday diskret energetik holatlar mavjudligini Frank va Gerts (1914-y.) tajribada aniqladilar. Buning uchun ular simob bug'i to'ldirilgan idish olib, undan elektr toki o'tkazdilar (5-rasm). Katoddan chiqqan elektronlar ma'lum energiyaga ega. Bu energiya katod va anod oralig'iga qo'yilgan kuchlanish yordamida boshqariladi. Kuchlanish ortishi bilan elektron energiyasi ham ortadi. Kuchlanish U ma'lum bo'lsa, elektronning energiyasini quyidagi ifoda yordamida aniqlash mumkin:

$$E_e = \frac{m_0 U^2}{2} = e_0 U$$

Katoddan chiqib anod tomon yo'nalgan elektron o'z yo'lida simob bug'i atomlari bilan to'qnashadi. To'qnashish elastik bo'lsa, elektron energiya yo'qotmasdan anodga yetib boradi. Buni anod tokining miqdoridan bilish mumkin. Agar elektronning energiyasi simob bug'i atomlaridagi ikki statsionar energetik holatlarning farqi $\Delta E = E_1 - E_2$ dan kichik bo'lsa, to'qnashish elastik bo'ladi. Bu holda katoddan chiqqan elektron simob bug'i atomining elektron bilan to'qnashib uni yuqori energetik holatda chiqarib qo'yishga energiyasi yetmaydi. Kuchlanish qiymati orttirilsa, elektron energiyasi ham orta borib, kuchlanishning ma'lum U_0 qiymatida bo'ladi.

$$E_e \cong \Delta E = E_1 - E_2$$

Bu holda to'qnashish elastik bo'lmaydi. Katoddan anodga borayotgan elektronning simob bug'i atomi bilan noelastik to'qnashuvi natijasida uning elektroni yuqori energetik sathga o'tadi. O'zining energiyasi kamayib anodga yetib bora olmay to'r elektrodda tutilib qoladi. Demak, noelastik to'qnashishlar yuz berayotganda anodga yetib borayotgan elektronlar soni kamayadi. Shuning uchun anod toki ham kamayadi. Tajribaning ko'rsatishicha, bu effekt elektron 4,9 eV energiyaga erishganda yuz berar ekan (6-rasm).



6-rasm. Anod tokining kuchlanishga bog'liqligi

Elektrodlar orasidagi kuchlanishni yana orttirib borsak, anod toki ham mos holda orta boshlaydi, chunki noelastik to'qnashish tufayli energiyasini yo'qotgan elektron yana qo'shimcha energiya olib, anodga yetib bora boshlaydi. Elektrodlar orasidagi kuchlanish elektronga $9,8=2 \times 4,9$ eV energiya berish darajasiga yetganda yana anod tokining keskin kamayishi kuzatiladi. Har bir shunday to'qnashishlarda ballon ichida chaqnash sodir bo'ladi, Hg atomi uyg'onadi va unda elektromagnit to'lqin nurlaydi. Bu holda elektron simob bug'i atomining elektroni bilan ikki qirrali to'qnashishi natijasida energiya yo'qotadi. Shunday qilib simob bug'i atomlari statsionar energetik holatlarga ega ekan.

SHTERN VA GERLAX TAJRIBASI

Shtern va Gerlax atomlar aylanma impulsi energiya kabi faqat diskret qiymatlarni olishi mumkin ekanligini tajriba yordamida ko'rsatib berdilar.

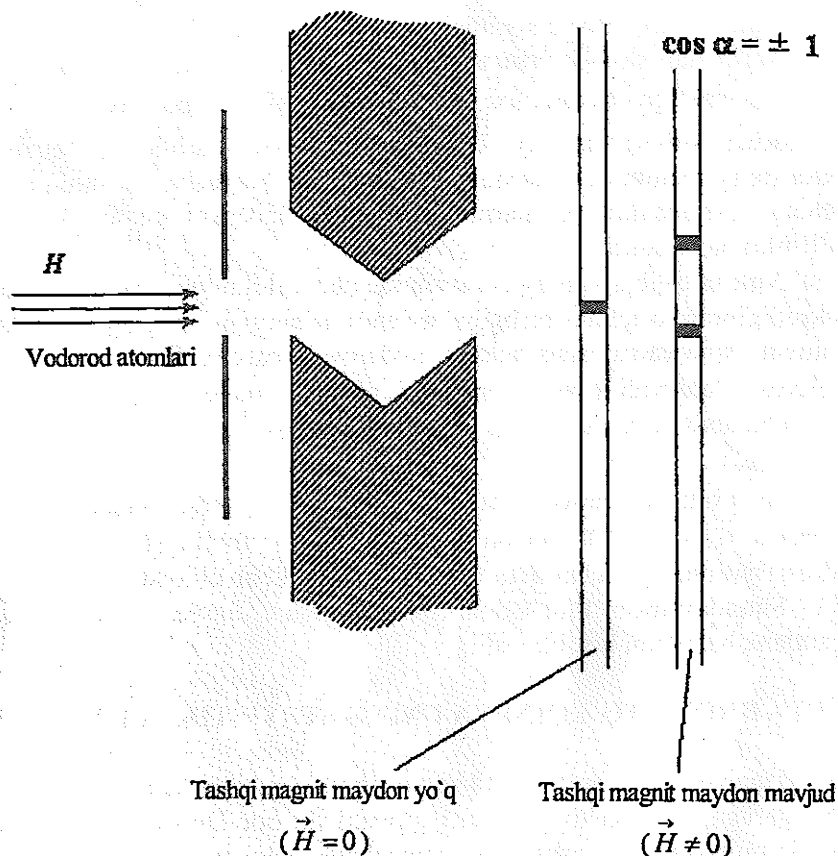
Ular atomning magnit momentini o'lchadilar. Bu moment atomdagi ichki toklar, ya'ni elektronlar harakati tufayli sodir bo'ladi. Shunday ekan, atom magnit momenti va aylanma impulsi orasida o'zaro bog'lanish mavjud. Tajriba mohiyati shundaki, ingichka atom dastasi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tkaziladi. Agar atom magnit momentga ega bo'lsa, kuchlanganligi H - bo'lgan magnit maydonida u potensial energiya oladi, $U = -(\vec{\mu} \vec{H}) = -\mu H \cos \alpha$, (1)

$\vec{H}$ - magnit maydon kuchlanganligi, α - magnit maydoni

kuchlanganligi bilan atomning magnit momenti orasidagi burchak. Klassik mexanika qonunlaridan ma'lumki, $\vec{F} = -\vec{\nabla}U$ - bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda ta'sir etuvchi kuch. Kuchning koordinata o'qlaridagi proyeksiyasi, mos tarzda:

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x}; \quad F_y = -\frac{\partial U}{\partial y}; \quad F_z = -\frac{\partial U}{\partial z}. \text{ Magnit maydoni atomga}$$

Lorens kuchi bilan ta'sir etadi: $F = -(\partial U / \partial z)$. Agar atomning magnit momenti diskret qiymatni olmasa, unga ta'sir etuvchi kuch $0 \div F_{\max}$ oralig'dagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin va natijada atom magnit maydondan o'tgach, dastlabki yo'nalishdan turli burchakka og'ishi lozim bo'lib, nurlanish to'lqin uzunligi - λ turli qiymatlarga ega bo'lar va ekranda tirqish tasviri chaplashib ketgan dog'dan iborat bo'lishi kerak edi, tajribada esa: $H=0$ da spektr chizig'i - bitta, $H \neq 0$ da esa - ikkita o'zaro parallel chiziq hosil bo'ladi. Bundan $\cos \lambda = \pm 1$ gina qiymatni olishi, ya'ni atomning magnit momenti uning energiyasi kabi diskret qiymatlar oladi, atom magnit maydonida diskret oriyentatsiyalanadi degan xulosa kelib chiqadi.



7-rasm. Magnit maydoni ta'sirida atom spektrini tarmoqlanishi.

« Shtern-Gerlax hodisasini fazoviy kvantlanishi ham deb ataladi, sabab, atom trayektoriyasi fazoda, diskret ravishda o'zgardi. Dastaning boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi atomning magnit momentiga mos tushadi. Demak, atomning magnit momenti uning energiyasi kabi diskret qiymatlarni oladi. Tajriba natijasiga ko'ra:

$$m_z = \frac{e\hbar}{2m_e c} \quad (2),$$

$m_B = 9,3 \times 10^{-21} \text{ erg./gauss}$ Bu qiymat ilk bor Bor tomonidan nazariy aniqlangan bo'lib, "Bor magnitoni" deyiladi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, barcha atomlar va molekullar 0 yoki $\mu_0 = m_B$ ga butun son karrali magnit momentiga egadir. Tajribadan xulosa fazoviy kvantlanishning mavjudligidir. Tajriba, faktlarining hammasi mikroolam xususiyati o'zgacha ekanligini, bundagi zarrachalar va ularni ifodalovchi fizik kattaliklar diskret bo'lishini ko'rsatadi.

Xulosa qilib shuni aytish lozimki, Plank doimiysi h mikroolam diskretligining o'lchov birligiga aylandi. Energiya, impuls, impuls momenti, spin va zarracha holatini ifodalovchi barcha fizik kattaliklar birligida o'lchanadi. Plank doimiysi h , elektron massasi m_0 va zaryadi e_0 kombinatsiyasidan quyidagi uzunlik o'lchovini hosil qilish mumkin: $a_0 = h/m_0 e_0^2$ (3).

Bu ifodaga doimiy kattaliklar (m_0 , e_0 , h) ning son qiymatini qo'ysak, $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ bo'lib, (vodorod atomining birinchi Bor radiusi) atomning o'lchami tartibidagi kattalik kelib chiqadi.

Shunday qilib, Plank doimiysi mikroolam diskret strukturasida kvantlanish qadami hisoblanadi.

DE - BROYL TO'LQINI VA UNING STATISTIK MA'NOSI

Dualizm nafaqat yorug'likka xos, balki, zarralar ham ikkilamchi tabiatga ega ekanligi to'g'risidagi g'oyani ilk bor De-Broyl gipoteza tarzida muhokamaga tashladi va keyinchalik qator tajribalarda bu fikr isbotlandi.

Tajribalardan ko'rinadiki, zarralar uchun ham dualizm o'rinli. De-Broyl elektronni "erkin zarra" deb qarab, uning koordinatasini quyidagi funksiya orqali ifodalashni taklif etdi,

$$\Psi(x, t) = C e^{-i(\omega t - kx)} = C e^{\pm i \left(\frac{\varepsilon}{h} t - \frac{p_x}{h} x \right)} \quad (1) \quad \text{De-Broyl to'lqini,}$$

($\hbar \omega = \varepsilon$; $\hbar k = p$ ekanligini nazarda tutsak).

$\vec{r}$ - fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi radius vektor desak va $\hbar \omega = \varepsilon$; $\hbar k = p$ ekanligini e'tiborga olinsa, zarrani ifodalash uchun to'lqin funksiya quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}t - \vec{p}\vec{r}\right)} \quad (2)$$

x- o`qi yo`nalishida:

$$\psi(x, t) = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}x)} \quad (3)$$

(1) ifodada $\alpha = \omega t - kx$ to`lqin fazasi bo`lib, vaqt o`tishi bilan ko`chib yuradi. U holda fazoviy tezlik:

$$v_f = \frac{dx}{dt}; v_f = \frac{\omega}{k}$$

Ma`lumki,

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}; \text{ u holda } \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (4)$$

Zarraning fazaviy tezligini aniqlaymiz. Nisbiylik nazariyasiga asosan $v \ll c$ tezlik bilan harakatlanayotgan zarra energiyasi va impulsini bog`lanishidan, $E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$ ifodani qatorga yoysak:

$$E = m_0 c^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \dots \quad (5), \quad E = \hbar\omega \quad \text{ekanligini nazarda tutgan}$$

holda faqat ikkita hadni e`tiborga olsak, tebranishlar chastotasi

$$\omega = \frac{m_0 c^2}{\hbar} + \frac{\hbar k^2}{2m_0} \quad (6) \text{ ko`rinishda bo`lib, fazaviy tezlik } v_f = \frac{\omega}{k}, \text{ ya'ni}$$

$$v_f = f(k) \quad (7) \text{ to`lqin soniga bog`liq ekanli kelib chiqadi.}$$

De-Broyl to`lqinining statistik ma`nosi:

De-Broyl to`lqinining fizik ma`nosini tushunish uchun zarra – g`alayon markazi deb qaralgan edi, keyin zarra to`lqin hosil qiladi deb qaraldi.

Birinci fikr to`g`ri xulosa bermadi, sabab:

a) to`lqin paketi muhitda yoyilib ketadi va yning tezligi chastotaga bog`liq, ya`ni to`lqin paketi muhitda turli tezlik bilan tarqaladi.

b) De-Broyl to`lqinlar difraksiyuzasi o`rinli bo`lsa, zarraning bir butunligi buziladi, zarraning bir qismi bir asbobdan, qolgan qismi

boshqa asbobdan o'tishi kerak edi, lekin ma'lumki bu hol kuzatilmaydi.

Agar oz miqdordagi elektron folgaga yuborilsa, u fotoplastinkani bitta joyiga tushadi va dog' hosil bo'ladi, bu dog'lar betartib joylashadi.

Katta elektronlar oqimi yuborilsa, fotoplastinkadagi manzara elektromagnit to'liqin hosil qiladigan difraksiya manzarasi kabi bo'ladi, ya'ni fotoplastinka bo'ylab deyarli tekis joylashadi. By manzara bir qaraganda mikrozarra to'liqin tabiatga ega degan mulohazani isbotlaydi. Agar dastani fol'gaga difraksion manzara "min" sharti bajariladigan yo'nalishda yuborilsa, fotoplastinkada dog' hosil bo'lmaydi. Bundan ko'rinadiki, zarra bir butun tarzda nomoyon u bo'linmaydi. Bu tabiat De-Broyl to'liqiniga statistik talqin berishni taqazo etadi. Statik talqinga asosan, (Maks Born) fazoning biror sohasida biror vaqtda De-Broyl to'liqlarining intensivligi zarraning shu sohada bo'lish ehtimoliligiga proporsional.

Mikrozarraning joylashish ehtimolligi degan so'z zarra fazoning x, y, z koordinata bilan ifodalangan nuqtasida mavjud deganidir. Bu koordinata fotoplastinkadagi dog'chalar o'rni yoki difraksiya bo'ladigan tirqishlar o'lchami. Zarraning koordinatasini 2 usulda aniqlash:

1. bevosita – masshtab yordamida ;
2. bilvosita – elektron atom ichida harakatda bo'lgani uchun ikkinchi zarra bilan to'qnashganda shu zarradan sochilishini bevosita o'lchab, 1-zarra to'g'risida bilvosita ma'lumot olish mumkin.

$\psi = f(x, y, z, t)$ elektromagnit to'liqin energiyasi va amplitudasi quyidagicha bog'langan, ya'ni $J \sim A^2$. Ehtimollik musbat kattalik, ya'ni bo'lishi muqarrar hodisa, $Eh \sim A^2 > 0$. $\psi^2 \rightarrow |\psi|^2$ olamiz, chunki to'liqin funksiya kompleks bo'lib, "–" darajada ham bo'lishi mumkin. U holda

$$|\psi|^2 = \psi\psi^*; dW = |\psi(x, y, z, t)|^2 dV \quad (8)$$

Bu ifoda zarraning (x, y, z) koordinata atrofida bo'lish ehtimolligi soha o'lchamlariga bog'liq. Bu erda $dV = dx dy dz$ - elementar hajm, ya'ni $x \div x + dx$, $y \div y + dy$, $z \div z + dz$. U holda ψ funksiyani

ushbu sohada doimiy deb hisoblash mumkin, shuning uchun $Eh \sim V$ deyish mumkin.

(8) ifoda zarraning fazoning juda kichik hajmida bo'lish ehtimolligi, u holda (8) dan ehtimollik zichligi

$$\omega = \frac{dW}{dV} = |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (9), \text{ zarraning biror hajmda bo'lish}$$

$$\text{ehtimolligi} \quad W = \int_V |\psi(x, y, z, t)|^2 dV \quad (10)$$

Ehtimollik – sodir bo'ladigan hodisa, ehtimolliklar nazariyasiga ko'ra $W = 1$, u holda $\int_V |\psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1 \quad (11)$ bo'lib,

bu to'liqin funksiyaning normirovka sharti deyiladi. Normirovka shartga bo'ysunuvchi funksiyalar normallashtirilgan funksiyalar deyiladi. Har qanday to'liqin funksiya bu shartni bajaravermaydi.

to'liqin funksiya - $\psi = Ce^{\frac{iE - Pr}{\hbar}}$ xossalari:

1. $|\psi|^2 = C^2$, to'liqin funksiya juda ko'p joyda tarqalishi mumkin.

2. Normirovka sharti vaqtga bog'liq emas. Demak, to'liqin funksiyaning o'zi emas, balki modulining kvadrati ma'noga ega bo'lib, zarraning fazoning biror sohasida bo'lish ehtimolligini ko'rsatadi.

De-Broyl ifodasini murakkab zarralar (atom, molekula) uchun qo'llash muhim masaladir. Bunday zarralarga qo'llash bilan hamma mayda zarralar umumiy qonuniyatga bo'ysunishini ko'rsatish mumkin.

Maks Born to'liqin funksiyaning o'zi emas, balki uning modulining kvadrati fizik ma'no kashf etishini ko'rsatdi,

$|\Psi(x)|^2 = \Psi(x)\Psi^*(x) = W, \quad (12)$ W-ehtimollik. Demak, to'liqin funksiya modulining kvadrati, $|\Psi|^2$ -zarraning, muhitning biror sohasida bo'lish ehtimolligini ko'rsatadi.

GEYZENBERGNING NOANIQLIK PRINSIPI

Zarraning harakat trayektoriyasini bilish kerak. Buning uchun har bir zarracha uchun istalgan vaqtda uning koordinatasi va impulsi to'g'risida

$$x, p_x; y, p_y; z, p_z$$

ma'lumotga ega bo'lish lozim.

Klassik fizika nuqtai nazaridan zarralar tezligi va koordinatasi to'g'risida bir vaqtda bir xil aniqlikda ma'lumot aytish mumkin. Kvant mexanikasida esa, bir xil aniqlikda bunday ma'lumotga ega bo'lish mumkin emas, biror kattalik qanchalik aniq baholansa, ikkinchisi shunchalik noaniq baholanadi. Kanonik qo'shma kattaliklar uchun quyidagi munosabatni yozish mumkin:

Prinsip: Kanonik qo'shma kattaliklar xatoligi $\hbar$ ga teng yoki undan katta.

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$$

$$\Delta y \Delta p_y \geq \hbar \quad \Delta \overline{M} \Delta \varphi \geq \hbar \quad \text{bu yerda } M - \text{mexanik moment}$$

$$\Delta z \Delta p_z \geq \hbar$$

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m}, \quad \Delta \varepsilon = \frac{p}{m} \Delta p = v \Delta p, \quad v_x \Delta t \Delta p_x = \Delta x \Delta p_x, \quad \text{bu ifodalarga}$$

binoan biror jism tezligini hisoblab chiqish mumkin, masalan massasi $m = 0,001 \text{ g}$ bo'lgan jism agar koordinatasi $\Delta x = 10^{-8} \text{ m}$ aniqlikda

bo'lsa, impul's aniqligi $\Delta p_x = m \Delta v_x = \frac{\hbar}{\Delta x}$ dan harakat tezligini

$$\Delta v_x = \frac{\hbar}{\Delta x m} = \frac{10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{10^{-8} \text{ m} \cdot 10^{-6} \text{ kg}} = 10^{-20} \text{ m/s} \quad \text{aniqlashdagi xatolik}$$

mutlaqo hisobga olmaydigan darajada; elektron uchun esa

$$m = 10^{-30} \text{ kg} \quad \Delta v_x = \frac{\hbar}{m \Delta x} = \frac{10^{-34}}{10^{-10} \cdot 10^{-30}} = 10^6 \text{ m/s, bu}$$

$$\Delta x = 10^{-10} \text{ m} = 1 \text{ \AA}$$

xatolikni, albatta, hisobga olish zarur.

Hisoblashlardan ko'rinadiki, tezlikni aniqlashdagi xatolik makrozarra uchun hech qanday ahamiyatga ega emas. Elektronning tezligini aniqlashdagi xatolik juda katta, shu boisdan elektron atomda bormi, yoki, yo'qmi, ayta olmaymiz.

Noaniqlik munosabati shuni ko'rsatadiki, istalgan mexanik kattalikni aniqlashda kanonik qo'shma kattaliklarni (p va x) aniqlashda boshqarib bo'lmaydigan xatoliklar hosil bo'ladi, jumladan, agar biz $\bar{e}$ koordinatasini kam xatolik bilan aniqlashga harakat qilsak, $\bar{e}$ ning tezligini aniqlashda shunday noaniqlik kiritamizki, kelgusi momentda uning qayerda bo'lishini aniqlash mutlaqo mumkin bo'lmay qoladi. Geyzenberg noaniqligini isbotlash uchun ko'p tajribalar qo'yilgan.

Adabiyotlar:

1. [1] 19-29, 40-52-betlar.
2. [14] 44-47-betlar.
3. [21] 25-27, 36-38-betlar.

KVANT MEXANIKASINING POSTULATLARI VA ASOSIY PRINSIPLARI

Kvant mexanikasining asosiy nazariyalaridan biri Bor nazariyasidir. Bor nazariyasi atom sistemasidagi hodisalarning xususiyatlarini, ya'ni shu sistemani ifodalovchi kattaliklarning uzlukli tabiatini Plank, Eynshteyn hamda Debay ishlariga asoslanib tushuntirishga harakat qildi. Bor nazariyasi ikkita postulat va ikkita prinsipga asoslanadi.

1-prinsip. Agar biror lahzada $\Psi(\xi, t)$ yoki, statsionar holatda, $\Psi(\xi) = \Psi(x, y, z)$ to'liqin funksiya ma'lum bo'lsa, istalgan makrozarra yoki sistema holati to'liq ifodalanishi mumkin. Agar to'liqin funksiya aniq bo'lsa, sistemasini ifodalash va demak, istalgan mexanik kattalikni aniqlash mumkin.

$|\Psi(\xi)|^2$ - zarraning, muhitning ma'lum joyda bo'lish ehtimolligi.

$dW(x, y, z) = \omega(x, y, z)dx dy dz$, ω - ehtimollik zichligi, u holda:

$$\frac{dW}{dV} = \omega(x, y, z) = |\Psi(x, y, z)|^2 = \Psi \Psi^* \quad (dV = dx dy dz \text{ (hajm)})$$

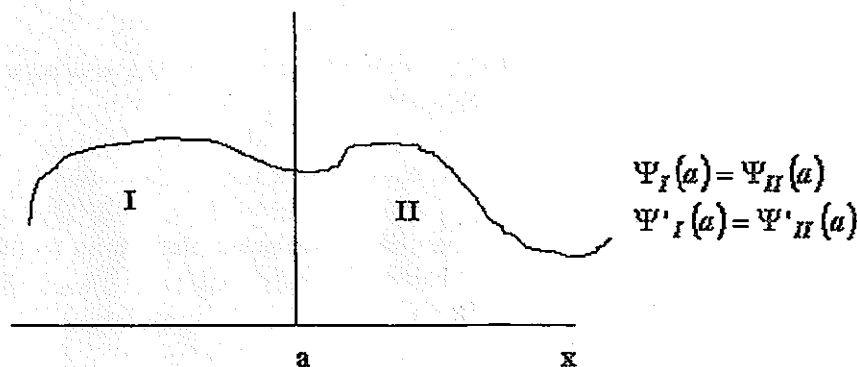
$\int |\Psi|^2 dV$ -mikrozarraning berilgan hajmda bo'lish ehtimolligi.

$$\boxed{\int_{\infty} |\Psi|^2 dV = 1} \quad (\text{A}) - \text{normirovka sharti}$$

(A) shartni qoniqtiruvchi to'liq funksiyalar normallashtirilgan funksiyalar deyiladi. Bu shartlar diskret spektr holatlar uchun o'rinli bo'lib, integrallash chegarasi bilan cheklangan sohada holati $\Psi(\xi, t)$ funksiya bilan ifodalanuvchi zarrachaning albatta topilishini bildiradi.

Zarraning yoki sistemaning holatini ifodalovchi to'liq funksiyalar quyidagi shartlarga bo'yusinishi lozim:

a) ma'lum cheklangan qiymatga ega, ya'ni to'liq funksiya cheksiz qiymatni ola olmaydi



8-rasm. Ikki muhit chegarasida to'liq funksiyaning uzluksizligi

b) bir qiymatli, ya'ni ma'lum nuqtada ikkita qiymatga ega bo'la olmaydi;

s)uzluksiz, ikki muhit chegarasida qiymati va hosilasi mos tushadi.

2- prinsip. Superpozitsiya prinsipi.

Bu prinsip kvant mexanikasining asoslaridan biri. Agar sistema (zarra yoki zarralar majmuasi) Ψ , funksiya bilan ifodalanadigan biror

holat va Ψ_2 bilan ifodalana oladigan boshqa holatda tura olsa, bu sistema $\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2$ (1) funksiya bilan ifodalanadigan holatda ham tura oladi. C_1 va C_2 - ixtiyoriy kompleks sonlar yoki holat amplitudalari. Umumiy holda $\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + \dots + C_n \Psi_n$ (3) ko'rinishda ifodalanadi. Agar holatlar bir-biridan juda kam farq qilsa yig'indini integral bilan almashtirish mumkin.

$$\Psi(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\vec{P}, t) \cdot \Psi_p(x, y, z, t) d\vec{P} \quad (4)$$

$$\Psi_p(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} e^{-i(\frac{E-P\vec{r}}{\hbar})} \quad (5)$$

$$C(P_x, P_y, P_z, t) e^{-i\frac{Et}{\hbar}} = \varphi(P_x, P_y, P_z,) \quad (6)$$

$$\Psi(z, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \varphi(P_x, P_y, P_z) e^{\frac{iP\Delta x + P\Delta y + P\Delta z}{\hbar}} \frac{dP_x dP_y dP_z}{(2\pi\hbar)^{3/2}}$$

$$\Psi_p = C e^{-i(\frac{E}{\hbar} - \frac{P_x}{\hbar})} = C(t) e^{i\frac{P_x}{\hbar}} \quad (8) \quad \Psi = \int \varphi(p) e^{i\frac{P_x}{\hbar}} dp \quad (9)$$

Har qanday holat yassi to'liqin (De-Broyl funksiyasi) yordamida ifodalanishi mumkin. Fikrimizning dalili- (4) ifodaning Furrye qatoriga yoyilishidir, (6) ifodani e'tiborga olsak,

$$\Psi(x) = \int \varphi(x) e^{ikx} dx, \quad \Psi(x) = \frac{1}{2\pi} \int \Psi(x) e^{-ikx} dx \quad (10)$$

Funksiyaning har qanday qiymatini De-Broyl to'liqinlar superpozitsiyasi, ya'ni ma'lum $P(p_x, p_y, p_z)$ impulsiga ega bo'lgan zarra holati deb qarash mumkin.

Kvant mexanikasining postulatları:

I postulat

Kvant mexanikasida har bir mexanik kattalikni ifodalash uchun mos ravishda chiziqli qo'shma operator tanlash mumkin.

Agar L - mexanik kattalik bo'lsa

$$\bar{L} = \int \Psi^*(x) \hat{L} \Psi(x) dx \quad (11)$$

$\hat{L}$ - mexanik kattalik operatori

Operator -kattalik ustidan bajariladigan amalga ko'rsatma.

$$\hat{L} = x, \hat{L}\Psi = x\Psi$$

$$\hat{L} = \frac{d}{dx}, \hat{L}\Psi = \frac{d\Psi}{dx}$$

$$\hat{L} = \sqrt{\quad}, \hat{L}\Psi = \sqrt{\Psi} \quad \hat{L}\Psi = \vec{\nabla}\Psi = \frac{\partial\Psi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\Psi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\Psi}{\partial z}\vec{k}$$

$$\boxed{\hat{L}(\varphi(x) + f(x)) = \hat{L}\varphi + \hat{L}f} \quad - (12) \text{ operatorning chiziqlilik sharti}$$

$$\frac{d}{dx}(\varphi(x) + f(x)) = \frac{d\varphi}{dx} + \frac{df}{dx}$$

Quyidagi shart bajarilsa, $\hat{L}$ -operator o'z-o'ziga qo'shma bo'ladi

$$\boxed{\int U_1^*(x) \hat{L} U_2(x) dx = \int U_2(x) \hat{L}^* U_1(x) dx} \quad (13)$$

$\hat{L} = \frac{d}{dx}$ ning o'z-o'ziga qo'shma yoki yo'qligini ko'rib chiqamiz.

$$\int U_1^*(x) \frac{d}{dx} U_2(x) dx = \int U_2(x) \frac{d}{dx} U_1(x) dx =$$

$$= \left(\begin{array}{l} U = U_1^*, \quad dV = \frac{dU_2}{dx} dx \\ dU = \frac{dU_1^*}{dx} dx, V = U_2 \end{array} \right) =$$

$$U_1^* U_2 \Big|_{-\infty}^{+\infty} - \int U_2 \frac{d}{dx} U_1^* dx = - \int U_2 \hat{L}^* U_1 dx$$

Demak, $\hat{L} = \frac{d}{dx}$ - o'z-o'ziga qo'shma operator emas ekan.

Superpozitsiya prinsipi buzilmasligi uchun operator chiziqli bo'lishi kerak.

$\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2$ $L\Psi = C_1 \hat{L}_1 \Psi_1 + C_2 \hat{L}_2 \Psi_2$ - agar operator chiziqli bo'lsa, shu shart bajariladi, aks holda, bu shart bajarilmaydi.

O'z-o'ziga qo'shmalilik sharti esa fizik kattaliklarning moddiylik (mavjudlik) tabiatidan kelib chiqadi.

$$\bar{L}^* = \bar{L} \quad \bar{L} = \int \Psi^*(x) \hat{L} \Psi(x) dx$$

$$(\Psi^*)^* = \Psi \quad \bar{L}^* = \int \Psi(x) \hat{L}^* \Psi^*(x) dx$$

$$\bar{L} = \int \Psi^*(x) \hat{L} \Psi(x) dx = \int \Psi(x) \hat{L}^* \Psi^*(x) dx \quad (14)$$

II postulat

Tabiatda mexanik kattaliklarning shunday va faqat shunday qiymatlarigina o'rinli bo'ladiki, bu qiymatlar "kvant mexanik operatorlarining xususiy qiymatlari" deb ataladi.

$$\Delta L = L - \bar{L} \text{ - xatolik}$$

$$\Delta L^2 = (L - \bar{L})^2 \text{ - kvadratik xatolik}$$

$$\Delta \bar{L}^2 = \int \Psi^*(x) \Delta \hat{L}^2 \Psi(x) dx \text{ - o'rtacha kvadratik xatolik}$$

$$\Delta \hat{L} = \hat{L} - \bar{L}, \Delta \hat{L}^2 = (\hat{L} - \bar{L})(\hat{L}^* - \bar{L}) = \Delta \hat{L} \Delta \hat{L}^*$$

$$\Delta \bar{L}^2 = \int \Psi^*(x) \Delta \hat{L}^* \Delta \hat{L} \Psi(x) dx = \int |\Delta \hat{L} \Psi|^2 dx$$

Mexanik kattalikning ma'lum qiymatga ega bo'lgan holatini ko'rib

chiqamiz, u holda $\Delta L^2 = 0$ $\Delta \hat{L} \Psi_L(x) = 0$.

Ψ_L - ixtiyoriy fizik kattalik L - ning holati.

$$\left(\hat{L} - L \right) \Psi_L(x) = 0 \quad \hat{L} \text{ - qandaydir operator}$$

$$\hat{L}\Psi_L(x) = L\Psi_L(x) \quad -(15) \quad \text{kvant mexanikasining asosiy}$$

tenglamasi.

Ushbu tenglamani yechib, mexanik kattalik - L ning qiymatini hamda uni qoniqtiruvchi to'liq funksiyani topamiz. Tenglamani qoniqtiruvchi to'liq funksiya " $\hat{L}$ -operatorining xususiy to'liq funksiyasi" deyiladi. Ushbu shartni qoniqtiruvchi L ning qiymatlari, $\hat{L}$ -operatorining "xususiy qiymatlari" deyiladi.

Adabiyotlar:

[1] 52-61-betlar.

[21] 66-70-betlar.

KVANT MEXANIKASINING MATEMATIK APPARATI

Kvant mexanikasining tushunchalari, qonuniyatlari o'ziga xos bo'lganidek, uning matematik apparati ham maxsusdir. Kvant mexanikasida operatorlar bilan ish ko'riladi. Zarracha holatini xarakterlovchi har bir fizik kattalik o'z operatoriga ega. Klassik fizikada biror qonuniyatni matematik tilda yozish uchun funksional bog'lanishdan foydalaniladi. Masalan, mutlaq qora jismning yuza birligidan vaqt birligi ichida sochilish energiyasi $\epsilon = f(T)$ ko'rinishda beriladi. Demak, funksiya bir son qiymatni ikkinchi son qiymati bilan bog'laydi.

Kvant mexanikasidagi operatorlar esa bir funksiya bilan ikkinchi funksiyani o'zaro bog'laydi. Operator deb ϕ funksiyadan Ψ funksiyaga o'tish qoidasiga aytiladi: $\Psi = K^{\wedge} \phi(1)$, $K^{\wedge}$ -operator, turli xil matematik amal: ko'paytirish, differentsiallashtirish, darajaga ko'tarish, o'rinni almashtirish va h.k., (1) ko'rinishdagi bog'lanish ifoda $K^{\wedge}$ operatori bilan ϕ funksiyaga ta'sir etsak, Ψ funksiya hosil bo'ladi, deb o'qilishi kerak.

ERMIT OPERATORLARI

Superpozitsiya prinsipi buzilmasligi uchun operatorlar chiziqli bo'lishi kerak. Chiziqli operator fizik kattalikning haqiqiy qiymatini ifodalashi uchun

$$\int \psi^* \hat{G} \phi dV = \int \phi \hat{G}^* \psi^* dV \quad (1), \quad \text{shartni}$$

qanoatlantirishi kerak. Bunday operatorlar ermit, o'z-o'ziga qo'shma operatorlar deyiladi. ϕ va ψ lar ixtiyoriy funksiyalar bo'lib, integral o'zgaruvchilarning barcha o'zgarish sohasi bo'yicha olinadi. Ermit operatorlari quyidagi xususiyatlarga ega:

1. Ermit operatorining xususiy qiymati haqiqiy sonidir, ya'ni:

$$L^* = L \quad (2)$$

Operatorning xususiy qiymat va xususiy funksiyasi ta'rifiga ko'ra ermit operatori uchun $\hat{L}\psi = L\psi$ (3) va $\hat{L}^*\psi = L^*\psi$ (4) larni yozish mumkin. Bu yerda (1) ga muvofiq L va L^* xususiy qiymatlar bo'lganligi uchun integral ishorasi tashqarisiga chiqariladi, agar $\phi = \psi$ deb olsak

$$L \int \psi^* \psi dV = L^* \int \psi^* \psi dV \quad (5) \quad \text{dan } L^* = L \text{ ekanligi kelib chiqadi}$$

2. Ermit operatorlarining turli xususiy qiymatlariga mos kelgan turli xususiy funksiyalari o'zaro ortogonaldir. Agar ikkita funksiya va skalyar ko'paytmasining barcha bir-biriga bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilar bo'yicha integrali nolga teng bo'lsa, ular o'zaro ortogonal bo'ladi. Faraz qilaylik, $\hat{L}$ ermit operatorining L_v va L_k xususiy qiymatlariga mos kelgan xususiy funksiyalari ϕ_v va ϕ_k bo'lsin. U holda bu ikki funksiyaning ortogonallik sharti quyidagicha yoziladi:

$$L \int \phi_v^* \phi_k dV = 0 \quad v \neq k \quad (6)$$

bu yerda $(L_k - L_v^*) \int \phi_v^* \phi_k dV = 0$ yoki (2) ifodani hisobga olsak,

$$(L_k - L_v) \int \phi_v^* \phi_k dV = 0 \quad (7)$$

Shartga ko'ra $L_k \neq L_v$ bo'lganligi sababli (7) tenglik o'rinli bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak: $\int \phi_v^* \phi_k dV = 0$ (8)

Ma'lumki, sistema holatini ifodalovchi φ_k funksiyalari "1" ga normallashtirilgan bo'lishi kerak, ya'ni $\int |\varphi|^2 dV = 1$ (a). (7) va (a) ni umumlashtirib quyidagicha yozish mumkin:

$$\int \varphi_v^* \varphi_k dV = \delta_{vk} = \begin{cases} 1, v = k \\ 0, v \neq k \end{cases} \quad (9)$$

Oxirgi ifoda xususiy funksiyalarning ortonormallanganlik sharti, Kronker simvoli deyiladi.

OPERATORNING O'RTACHA QIYMATI

Ehtimolliklar nazariyasidan ma'lumki, har qanday tasodifiy kattalikning o'rtacha qiymati:

$$\langle a \rangle = \frac{a_1 \nu_1 + a_2 \nu_2 + \dots + a_k \nu_k}{N} \quad (1)$$

bu yerda, a_i - a kattalikning N-marta o'lchashda ν_i -marta qayd etiladigan qiymati va h.k. Agar o'lchashlar soni N kichik bo'lsa (1) ifoda bilan aniqlanadigan qiymat turlicha bo'lishi mumkin. Agar o'lchashlar soni $N \rightarrow \infty$, bo'lsa $\langle a \rangle$ o'rtacha qiymat aniq bir chegaraviy qiymat a_0 - ga intiladi, $\frac{\nu_1}{N}, \frac{\nu_2}{N}, \dots$ lar mos holda a_1, a_2 , va h.k.larning qayd qilinish ehtimolligi bo'ladi, u holda:

$$a_0 = \lim_{N \rightarrow \infty} \langle a \rangle = a_1 \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\nu_1}{N} + \dots + a_n \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\nu_n}{N} = a_1 \omega_1 + a_2 \omega_2 + \dots + a_n \omega_n = \sum_{i=1}^n a_i \omega_i \quad (2)$$

Demak, tasodifiy kattalikning o'rtacha qiymati tasodifiy qiymatlar bilan ularning qayd qilish ehtimolliklari ko'paytmasining yig'indisiga teng ekan. Agar tasodifiy qiymatlar uzluksiz o'zgarsa, uning o'rtacha qiymatini integral orqali

$$\langle a \rangle = \sum_{-\infty}^{+\infty} a f(x) dx \quad (3) \text{ ko'rinishda}$$

ifodalash mumkin, bu yerda $f(x)$ -taqsimot funksiyasidir. Bu aniqlangan natijani operatorlar uchun umumlashtirsak, ixtiyoriy G fizik kattalikning o'rtacha qiymati:

$$\langle \hat{G} \rangle = \sum_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \hat{G} \psi dV$$

ASOSIY KVANT-MEXANIK OPERATORLAR

Kvant-mexanik operatorlarning asosiysi ikkita. Ular orqali boshqa operatorlarni topish mumkin.

1) Koordinatlar va vaqt operatorlari, $\hat{x} = x, \hat{y} = y, \hat{z} = z,$

$$\hat{t} = t \quad (1)$$

koordinatani o'zi koordinata operatori hisoblanadi.

$\hat{f}(x, y, z) = f(x, y, z)$, masalan x yo'nalishida,

$$\hat{x} \Psi(x) = x \Psi(x) \quad (2)$$

Koordinataning istalgan qiymatlari bo'lishi mumkin.

$$\bar{x} = \int \Psi^* \hat{x} \Psi dx = \int \Psi^* x \Psi dx = \int x |\Psi(x)|^2 dx$$

2) Impuls operatori, $\hat{P}_x = \frac{i}{\hbar} \frac{\partial}{\partial x}$ impulsning istalgan qiymatli

holatini ifodalovchi to'liq funktsiya - De-Broyl to'liqidir.

$$\Psi_p = C(t) e^{i \frac{p_x x}{\hbar}} \quad \text{"x" - o'qi yo'nalishida,} \quad \Psi_{p_x} = C e^{i \frac{p_x x}{\hbar}}$$

$$\boxed{\hat{P}_x \Psi_{p_x} = P_x \Psi_{p_x}} \quad (3)$$

$$\boxed{\hat{P}_x = -i \hbar \frac{d}{dx}} \quad (4)$$

$$i \hbar \frac{d}{dx} \left(C e^{i \frac{p_x x}{\hbar}} \right) = C P_x e^{i \frac{p_x x}{\hbar}} \quad (5)$$

(4) tenglama P_x -ning istalgan qiymatlarida bajariladi, ya'ni kvant mexanikasi erkin zarra impulsi qiymatiga hech qanday cheklash qo'ymaydi ($\vec{P} \in (-\infty, +\infty)$). U holda impuls operatori uchun quyidagi ifoda o'rinli:

$$\hat{P} = -i\hbar \vec{\nabla} = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (6)$$

3) Potensial energiya operatori, U- holat energiyasi, shuning uchun u koordinatalar funksiyasidir, u holda bu operator $\hat{U} = U$
 $U \sim f(x, y, z)$, shu sababli $\hat{U}$ ham potensial energiyaga teng bo'ladi.

$$\hat{U}\psi = U\psi.$$

4) Impuls momentining operatori. Bu juda muhim operator. Sababi barcha elektronlar yadro atrofida aylanma harakatda ishtirok etadi. U holda ilgari harakat kinetik energiyasi, kuch momenti va inersiya momenti mos tarzda quyidagiga teng:

$$\varepsilon_{\text{kin}} = \frac{m^2}{2m} \quad \varepsilon_{\text{ay}} = \frac{M^2}{2I} \quad I = mr^2 \quad (9)$$

ε kuchlanganligi H bo'lgan magnit maydonida harakatlanayotgan elektronning harakati energiyasi. Magnit maydon ta'sirida elektronning impuls momenti o'zgaradi.

$$\begin{aligned} M_x &= y P_z - z P_y \\ M_y &= z P_x - x P_z; \quad \hat{M} = \left[\hat{r} \times \hat{p} \right] \\ M_z &= x P_y - y P_x \end{aligned} \quad \begin{aligned} \hat{M}_x &= -y i \hbar \frac{\partial}{\partial z} + z i \hbar \frac{\partial}{\partial y} \\ \hat{M}_y &= -z i \hbar \frac{\partial}{\partial x} + x i \hbar \frac{\partial}{\partial z} \\ \hat{M}_z &= -x i \hbar \frac{\partial}{\partial y} + y i \hbar \frac{\partial}{\partial x} \end{aligned}$$

(10)

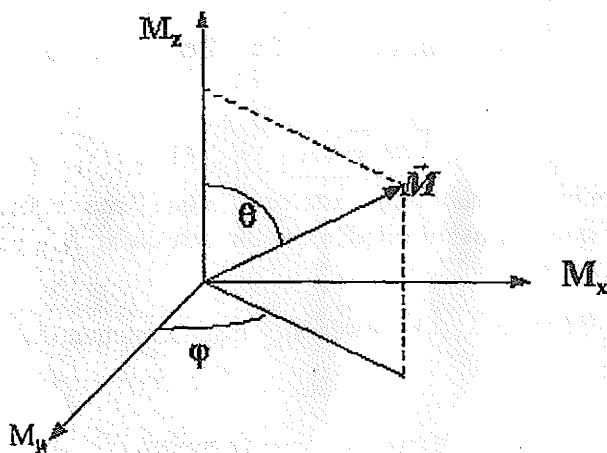
u holda: $\hat{M}^2 = \hat{M}_x^2 + \hat{M}_y^2 + \hat{M}_z^2$ bundan quyidagi ifodalar o'rinli ekanligi kelib chiqadi:

$$[\hat{M}_x, \hat{M}_y] \neq 0 \quad [\hat{M}^2, M_x] = 0$$

$$[\hat{M}_x, \hat{M}_z] \neq 0 \quad [\hat{M}^2, M_y] = 0 \quad (11)$$

$$[\hat{M}_y, \hat{M}_z] \neq 0 \quad [\hat{M}^2, M_z] = 0$$

Impuls momentining biror z - o'qiga proyeksiyasini, hamda impuls momentining kvadratini aniqlash uchun M_z, M^2 sferik koordinatalar sistemasiga o'tamiz.



9-rasm. Impuls momentining koordinata o'qlariga proyeksiyasi

$$\hat{M}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \quad \hat{M}^2 = -\hbar^2 \nabla_{\theta\varphi}^2$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$$\nabla_{\theta,\varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

$$\begin{cases} \hat{M}_z \Phi = M_z \Phi \\ \hat{M}^2 \Psi = M^2 \Psi \end{cases} \quad \Psi = \vartheta(\theta) \Phi(\varphi)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = M_z \Phi$$

$$\frac{d\Phi}{d\varphi} = \frac{i}{\hbar} M_z \Phi, \text{ u holda } \Phi = C e^{\frac{i}{\hbar} M_z \varphi} \quad (12)$$

$\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$ -ushbu funksiyaning bir qiymatlilik sharti

$$e^{\frac{i}{\hbar} M_z (\varphi + 2\pi)} = e^{\frac{i}{\hbar} M_z \varphi}$$

$$e^{\frac{i}{\hbar} M_z 2\pi} = 1 \quad \text{bundan} \quad \frac{M_z}{\hbar} 2\pi = 2\pi m \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots), \text{ u}$$

holda

$$\boxed{M_z = \hbar m} \quad (13)$$

Impuls momentining istalgan o'qqa proyeksiyasi diskret qiymatlar qatorini qabul qiladi va butun son qadar $\hbar$ - ga teng, m - magnit kvant soni

$$\bar{\mu} = \frac{e}{2mc} \bar{M} \quad (14), \quad \text{bu yerda } \bar{\mu} - \text{magnit momenti, } \bar{M} - \text{mexanik}$$

moment

$$U = -(\bar{\mu} \vec{H}) = -\mu_z H = -m \hbar H$$

İagnit momentning biror aniq yo'nalishga proyeksiyasi tashqi magnit maydonidagi energiyasini ifodalaydi, bu energiya diskret qiymatlarga ega bo'lib, magnit kvant soni m qadar kvantlangan.

$$\boxed{U = -m \hbar H} \quad (15)$$

Impuls momentining son qiymatini topish uchun quyidagi tenglamani yechish kerak

$$\hat{M}^2 \Psi = M^2 \Psi \quad (16)$$

matematikada shunga o'xshash Lejandra tenglamasi yechilgan:

$$\nabla_{\theta, \varphi}^2 \Psi + \lambda \Psi = 0 \quad (17) \text{ Lejandra tenglamasi}$$

Tekshirishlar natijasiga ko'ra bu tenglama quyidagi shartlarda yechimga ega bo'ladi $\lambda = l(l+1)$ $l = 0, 1, 2, \dots$ Ma'lumki,

$$\lambda = \frac{M^2}{\hbar^2} \text{ u holda}$$

$$\boxed{M^2 = \hbar^2 l(l+1)}, \text{ bundan } M = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (18)$$

l - orbital kvant soni, impuls momentining istalgan o'qqa proyeksiyasi, son jihatdan, o'zining qiymatidan ortiq bo'lishi mumkin emas, u holda, $l \geq m$

$$l: 0, 1, 2, 3 \dots$$

$$m: 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$$

$$E_{ay} = \frac{M^2}{2J}, \quad J - \text{inersiya momenti}$$

Ma'lumki moddiy nuqta uchun inersiya momenti $J = mr^2$, u holda energiya uchun quyidagi

$$E_{ay} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} \quad (19) \text{ ifoda kelib chiqadi.}$$

(19) tenglamani qoniqtiruvchi to'lqin funksiyalar - Lejandra polinomlaridir.

$$\Psi = J_{l,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{(l-|m|)! (2l+1)}{(l+|m|)! 4\pi}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (20)$$

bu yerda $P_l^m(\xi)$ - Lejandra polinomi

Aylanma harakat energiyasi E_{ay} faqatgina orbital kvant soniga bog'liq, to'lqin funktsiya esa orbital va magnit kvant sonlariga bog'liq.

Shunday qilib E_{ay} - ning birgina qiymatiga m va l - ning z-o'qiga proyeksiyalari bilan farq qiluvchi turli holatlar mos keladi. Bu holat kvant mexanikasida "aynish" deb ataladi. $(2l+1)$ - "aynish karraligi" deyiladi.

5) Energiya operatori. $\hat{E}\psi = E\psi$, ya'ni zarrachaning energiyasi (E) va koordinatasining (x,y,z) funksiyasi bo'lishi kerak. Buni aniqlash

uchun De-Broyl to'liqin funksiyasini ψ oladi. a) $\psi = \psi_0 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} p \cdot r}$ b)

$$\psi = \psi^0 e^{-\frac{i}{\hbar} E t};$$

(a) va (b) ifodalarni solishtirishdan: $\hat{E} = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ (21). Demak,

energiya operatori vaqt bo'yicha birinchi hosila olish operatsiyasini bildirar ekan.

6) Kinetik energiya operatori.

$$T = \frac{\vec{p}^2}{2m_0}; \quad \hat{T} = \frac{\vec{p}^2}{2m_0} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2; \quad (22)$$

7) To'liq energiya operatori (Gamilton operatori).

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + U(x, y, z); \quad (23)$$

Ikkita mexanik kattalikni bir vaqtda bir xil aniqlikda aniqlash shartlari

Noaniqlik munosabatining kvant-mexanik operatorlar bilan bog'liqligini ko'rib chiqamiz. Ikkita mexanik kattalikning bir xil aniqlikda bir vaqtda aniqlana olish sharti qanday bo'ladi?

Faraz qilaylik $\hat{A}$ - A mexanik kattalikning operatori, $\hat{B}$ - B mexanik kattalikning operatori

$$\hat{A} \Psi_A(x) = A \Psi_A(x) \quad \hat{B} \Psi_B(x) = B \Psi_B(x)$$

Agar Ψ_A va Ψ_B bir-biridan koordinataga bog'liq bo'lmagan biror ko'paytmaga farq qilsa, sistema bir vaqtning o'zida A va B ning aniq qiymatiga ega bo'ladi ($\Delta A = 0, \Delta B = 0$).

Teorema: Agar ikkita mexanik kattalik A va B larning operatorlari o'zaro kommutativ bo'lsa, ular bir vaqtda bir xil aniqlikda aniqlanishi mumkin.

$\hat{A} \hat{B} = \hat{B} \hat{A}$ - kommutativlik sharti

$\hat{A} \hat{B} - \hat{B} \hat{A} = [\hat{A} \hat{B}]$ - kommutativ

Faraz qilaylik, operatorlardan biri koordinata (A), ikkinchisi esa

impuls (B) operatori bo'lsin $\hat{A} = \hat{x} = x$, $\hat{B} = \hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$

$$\hat{x} \hat{p}_x \varphi = x \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi = -i\hbar x \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

$$\hat{p}_x \hat{x} \varphi = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} (x\varphi) = -i\hbar \varphi - i\hbar x \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

$$[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar \quad (1), \quad \text{demak, koordinata va impuls}$$

operatorlarining bir vaqtda aniqlashning aniqlik qiymati tenglamaning o'ng tomonidan kichik bo'lmaydi, koordinata va impuls (x- o'qi koordinatasi va shu yo'nalishda impuls proyeksiyasi) bir xil aniqlikda aniqlanishi mumkin emas. Mos holda, shundek munosabatni y- va z- yo'nalishlar uchun ham keltirib chiqarish mumkin

y- yo'nalish uchun $[\hat{y}, \hat{p}_y] = i\hbar$ (1a) va z- yo'nalish uchun

$$[\hat{y}, \hat{p}_z] = i\hbar \quad (1b)$$

Agar operatorlar o'zaro kommutativ bo'lsa, mexanik kattaliklar bir vaqtda bir xil aniqlikda aniqlanishi mumkinligini isbot qilamiz.

$\hat{A} \Psi_A(x) = A \Psi_A(x)$ Avval ushbu tenglamaga $\hat{B}$ operatori bilan ta'sir etamiz.

$$\hat{B} \hat{A} \Psi_A(x) = A \hat{B} \Psi_A(x)$$

Operatorlar o'zaro kommutativ bo'lganligi sababli

$$\hat{B} \Psi_A(x) = B \Psi_A(x) \quad (2)$$

Shunday qilib, $\hat{A}$ - operatorining xususiy funksiyasi bir vaqtning o'zida $\hat{B}$ operatorining xususiy funksiyasi hamdir. U holda A va B bir vaqtda aniq qiymatlarni olishi mumkin.

Adabiyotlar:

1. [1] 62-75, 98-106-betlar.
2. [14] 76-79-betlar.
3. [21] 48-55-betlar.

ENERGIYA OPERATORI VA GAMILTON FUNKSIYASI

Tajribalar ko'rsatadiki, mikrozaralar kinetik energiyasi impuls bilan xuddi klassik zaralar kinetik energiyasi bilan bog'langan kabidir. Kinetik energiya uchun quyidagi ifoda o'rinli :

$$\hat{T} = \frac{\hat{p}^2}{2m}; \quad \hat{p}^2 = \hat{p} \hat{p} = -i\hbar \bar{\nabla}(-i\hbar \bar{\nabla}) = -\hbar^2 \nabla^2 \quad \text{bu yerda,}$$

Laplas operatorining sferik koordinatalar sistemasida yozilgan ifodasidan foydalansak, kinetik energiya operatori uchun quyidagi

$$\text{ifoda o'rinli} \quad \nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \nabla_{\theta, \varphi}^2, \quad \hat{T}_r = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m},$$

$$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right), \quad \hat{T}^2 = \hat{T}_r + \frac{-\hbar^2 \nabla_{\theta, \varphi}^2}{2m r^2} \quad (1)$$

hosil bo'ladi, bu yerda ∇^2 - Laplas operatori. Kinetik energiya operatorining xususiy funksiyalari P^2 (impuls) operatorining xususiy funksiyalari kabi bo'lishi kerak.

$$\hat{T}_r = -\frac{\hbar^2}{2mr} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad \hat{T}_r - \text{zarraning radial bo'ylab}$$

ilgarilama harakati kinetik energiya operatori.

Laplas operatorining sferik koordinatalar sistemasidagi ifodasidan foydalansak kinetik energiya uchun quyidagi qiymatga ega bo'lamiz;

$$\frac{-\hbar^2 \nabla_{\theta, \varphi}^2}{2m r^2} = \frac{M^2}{2J} - \text{aylanma harakat energiya operatori}$$

$$\text{Demak, } \hat{T} = \hat{T}_r + \frac{-\hbar^2}{2mr^2} \nabla_{\theta, \varphi}^2$$

To'liq energiya kinetik va potensial energiyalar yigindisidan tashkil topgan, ma'lumki, potensial energiya koordinatalar hamda vaqtga bog'liq, $U=U(x,y,z,t)$. U holda to'liq energiya operatori:

$\hat{H} = \hat{T} + \hat{U}(x,y,z)$ (2) -to'liq energiya operatori yoki Gamilton funksiya operatori. To'liq energiya kinetik va potentsal energiyalar yig'indisidan tashkil topgan. Potensial energiya faqat koordinatalarning funksiyasi ya'ni statsionar holat, $\hat{U} = U(x,y,z)$, u

$$\text{holda to'liq energiya operatori } \hat{H}(r,t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(x,y,z,)$$

Sferik koordinatalar sistemasiga o'tilsa,

$$\hat{T} = \hat{T}_r + \frac{\hat{M}^2}{2mr^2} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\hbar^2}{2mr^2} \nabla_{\theta, \varphi}^2 \quad (2)$$

Agar tashqi o'zgaruvchan maydonlar bo'lmasa, sistemaning to'liq energiyasi o'zgarmaydi.

$\hat{U}$ - potentsial energiya operatori (tashqi o'zgaruvchan maydon bo'lmaganda)

$$\boxed{\hat{H} \Psi_E = E \Psi_E} \quad (3) \text{ - statsionar holat uchun Shredinger tenglamasi.}$$

Bu tenglama sistemaning energetik spektrini ifodalaydi, ya'ni energiyaning mumkin bo'lgan qiymatlarini aniqlashga imkon beradi. To'lqin funksiyalar esa mazkur energetik qiymatga ega bo'lgan holatni ifodalaydi.

$$E = E_m - E_n \quad \hat{H} \Psi_m = E_m \Psi_m$$

$$\hat{H} \Psi_n = E_n \Psi_n$$

Ψ_m, Ψ_n - $\hat{H}$ operatorining energiyaning E_m, E_n qiymatlariga mos keluvchi xususiy funksiyalaridir.

Energiya sistemaning holatni to'liq ifodalashi tufayli kvant mexanikasining asosiy vazifalaridan biri- $\hat{H}$ operatorining xususiy funksiyasini hamda energetik spektrini aniqlashdir. Istalgan mexanik kattalikning ma'lum qiymat ehtimolligini aniqlashning umumiy usuli.

1-teorema.

Turli xususiy qiymatlarga mos bo'lgan xususiy funksiyalar o'zaro ortogonaldir.

Shunday qilib, agar $E_m \neq E_n$ bo'lsa, u holda:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_m^*(x) \Psi_n(x) dx = 0 \quad (4)$$

Ortogonallik sharti.

Isboti: Faraz qilaylik, $\hat{H}^* \Psi_m^* = E_m \Psi_m^* \quad (a) \quad \hat{H} \Psi_n = E_n \Psi_n \quad (b)$

Birinci(a) tenglamani Ψ_n ga, ikkinchi (b) tenglamani Ψ_m^* ga ko'paytirib ikkalasini integrallaymiz, so'ngra ikkinchisidan birinchisini ayiramiz:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_m^* \hat{H} \Psi_n dx - \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_n \hat{H}^* \Psi_m^* dx = \\ & = E_n \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_n \Psi_m^* dx - E_m \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_m^* \Psi_n dx \end{aligned}$$

o'z-o'ziga qo'shmalilik shartiga asosan tenglamaning chap tomoni nolga teng, o'ng tomondagi integrallar esa o'zaro teng, yani.

$$0 = (E_n - E_m) \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_m^* \Psi_n dx$$

Agar $E_n \neq E_m$ u holda, $\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_m^* \Psi_n dx = 0$

Agar $E_n = E_m$, u holda $\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_n|^2 dx = 1$ normirovka shartidan, ya'ni,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_m^* \Psi_n dx = \delta_{mn} \quad (5) \text{ bu yerda } \delta_{mn} = \begin{cases} 1, & \text{agar } n=m \\ 0, & \text{agar } n \neq m \end{cases} \quad (6) \text{ Kronker simvoli}$$

2-teorema

Istalgan kvantmexanik operatorining xususiy funksiyalar sistemasi to'liqdir, ya'ni istalgan to'liqin funksiyani boshqa istalgan kvantmexanik operatorning xususiy funksiyalari bo'yicha qatorga yoyish mumkin 2-teorema

$$\Psi(x) = \sum C_k \Psi_k(x) \quad (7)$$

$$\int \Psi_m^* \Psi dx = \sum C_k \underbrace{\int \Psi_m^* \Psi_k dx}_{\delta_{mk}} = \sum C_k \delta_{mk}$$

$$\int \Psi_m^* \Psi dx = C_m \quad (8)$$

$\delta_{mk}=1$, $m=k$ bo'lsa.

(3) ifodani qatorga yoyib, "m" va "k" laʼni olamiz. Bundan istalgan funksiyani boshqa operatorning xususiy funksiyasi bo'yicha qatorga yoyamiz.

Biror kattalikning o'rtacha qiymati:

$$\bar{L} = \sum_i L_i P(L_i) \quad (9)$$

Faraz qilaylik, $\Psi(x)$ funksiya $\hat{L}$ operatorining xususiy funksiyasi.

$$\hat{L} \Psi_k = L_k \Psi_k$$

$\Psi(x)$ funksiya biror sistemaning holatini ifodalaydi, $\Psi(x)$ o'rniga uning qatorga yoyilgan qiymatini (3) dan qo'ysak,

$$\begin{aligned} \bar{L} &= \int \Psi^* \hat{L} \Psi dx = \int \sum_m C_m^* \Psi_m^* \hat{L} \sum_k C_k \Psi_k dx = \\ &= \int \sum_m C_m^* \Psi_m^* \sum_k L_k C_k \Psi_k dx = \int \sum_{mk} C_m^* C_k L_k \Psi_m^* \Psi_k dx \end{aligned}$$

$$\bar{L} = \sum_m \sum_k C_m^* C_k L_k \int \Psi_m^* \Psi_k dx = \sum_{mk}^* \delta_{mk}$$

$$\bar{L} = \sum_m C_m^* C_m L_m = \sum_m L_m |C_m|^2 \quad (10)$$

Hosil bo'lgan ifodani (7) ifoda bilan solishtirishdan $|C_m|^2 L$ ning L_m qiymatni olish ehtimolligi ekanligi ma'lum bo'ldi. Demak, Ψ to'lqin funksiya bilan ifodalanadigan qandaydir holatda istalgan mehanik kattalik L ma'lum qiymatni olish ehtimolligini aniqlash uchun Ψ to'lqin funksiyani mazkur L operatorining hususiy funksiyasi orqali qatorga yoyish, hamda qatorga yoyish koeffitsienti modulining kvadratini olish kerak. $|C_m|^2 = P(L_m)$ (11), demak, mehanik kattalikning L_m qiymatni olish ehtimolligi $|C_m|^2$ ga teng.

Adabiyotlar:

1. [1] 106-122-betlar.
2. [14] 12-14-betlar.
3. [21] 72-74-betlar.

SHREDINGER TENGLAMASI

Bir vaqtning o'zida to'lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan zarrachalarning (obyektlarning) harakatini ifodalovchi tenglamalar, ularning yechimlari va xususiyatlari bilan tanishamiz.

Kvant mexanikasining asosiy tenglamalari V.Geyzenbergning (1925) matritsa mexanikasida, E.Shredingerning (1926) to'lqin mexanikasida, P. Dirakning (1927) holatlar "vektori" algebrasida va nihoyat, R. Feynmanning (1965) <trayektoriyalar bo'yicha integrallar> hisobida turli tasavvurlarda bayon qilingan.

{Shredinger tenglamalari to'lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan zarra (yoki zarrachalar sistemasi) harakatini turli potensial maydonlarda ifodalash uchun tajriba natijalari asosida kashf qilingan. Shuning uchun ularni kvant mexanikasigacha hukm surgan klassik fizika qonunlaridan foydalanib chiqarish mumkin emas.

Zarrachaning to'liq energiyasi kinetik va potensial energiyalar

$$\text{orqali quyidagicha ifodalanadi} \quad E = T + U = \frac{\vec{p}^2}{2m_0} + U \quad (1).$$

Bunday zarracha harakatini De-Broyl yassi to'liqin

$\psi(r,t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{P} \cdot \vec{r})}$ (2) tarqalishi bilan ifodalashni taklif etdi.

Kvant mexanikasi nazariyasiga asosan to'liqin funksiya sistemaning xususiyatini to'liq ifodalashi lozim. Agar $t=0$ vaqtda zarra (sistema) holatini $\Psi(r,t)$ to'liqin funksiya ifodalasa, bu funksiya zarra holatini so'nggi lahzalarda ham ifodalashi shartdir.

Agar zarracha faqat x - o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lib harakat xususiyati vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, (statsionar) (2)

ifodani quyidagicha yozish mumkin $\psi(x) = Ae^{\frac{i}{\hbar}P_x x}$ (3)

(3) ifodani x -o'qi bo'yicha ikki marta differensiallab P_x^2 -ni aniqlaymiz $P_x^2 = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$ (4), analogik tarzda p_y^2 - va p_z^2 -larni ham

aniqlab $\vec{P}^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$ munosabatga qo'ysak, $\vec{P}^2 = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi$

(5) bu yerda,

∇^2 - Laplas operatori. (5) ifodadan P^2 -ning qiymatini (1) ifodaga qo'ysak, $E - U = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{1}{\psi} \nabla^2 \psi$ (6) , yoki

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m_0}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (6')$$

hosil bo'ladi ushbu ifoda Shredingerning statsionar holat uchun tenglamasi deyiladi.)

Potensial energiya va to'liqin funksiya koordinatalar funksiyasidir. Tenglamani vaqt bo'yicha bir marta differensiyallasak:

$\frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \psi(t)$ (7) Oxirgi ifodadan topilgan energiyani va (5)

dan topilgan impuls -P qiymatini (1) ifodaga qo'ysak,

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi(t) + U\psi(t) \quad (8) \text{ hosil}$$

bo'ladi. Bu ifoda Shredingerning to'liq tenglamasi.

Bu tenglama zarra harakatini nostatsionar, ya'ni vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchi maydonlarda o'rganish imkonini beradi. Shredinger tenglamasini (8) Gamilton operatori yordamida sodda ifodalash

mumkin $\hat{H}\Psi = E\Psi$.

Umumiy holda $\hat{H}(r,t) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(x,y,z,t)$ (9) – Gamilton

funksiyasi

(9)- ifoda Shredingerning to'liq tenglamasi. U zarra harakatini statsionar bo'lmagan, ya'ni zarra holatini istalgan o'zgaruvchi maydon ta'sirida ham ifodalay oladi.

Shredinger tenglamalari ikkinchi tartibli chiziqli differensial tenglamalardir. Shuning uchun bu tenglama yechimlari $\psi(x)$ va $\psi(x,t)$ funksiyalar quyidagi shartlarni qanoatlantirishi lozim:

1. o'zi va birinchi tartibli hosilasi uzluksiz;
2. bir qiymatli;
3. fazoning barcha sohasida qiymati chekli;
4. konkret masala talablaridan kelib chiqadigan chegaraviy shartlarning bajarilishi.

Shredinger tenglamasining yuqoridagi shartlarni qanoatlantiruvchi yechimlari E parametrning har qanday qiymatlarida ham mavjud bo'lmaydi, balki energiyaning ayrim qiymatlaridagina yechimlar (1-4) shartlarni qanoatlantiradi. Shu qiymatlar " $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ E parametrning xususiy qiymatlari" deyiladi va ularning to'plami energetik spektrni tashkil etadi. Energiyaning har bir xususiy qiymatiga mos kelgan Ψ_n yechimlar "xususiy yechimlar" deyiladi. Tekshirishlardan ko'rinadiki, Shredinger tenglamalarining yechimlari potentsial maydon ko'rinishiga bog'liq.

Shunday qilib, nostatsionar holatda to'lqin funksiyalar vaqt bo'yicha davriy ravishda o'zgaradi (masalan, De-Broyl to'lqini). Shuni qayd qilish lozimki, to'lqin funksiya doimo vaqtga bog'liq

bo'lgani bilan, to'liqin funksiya modulining kvadrati vaqtga bog'liq bo'lmaydi,

$$|\Psi|^2 = e^{-i\omega t} \Psi(x) e^{+i\omega t} \Psi^*(x) = |\Psi(x)|^2.$$

Ushbu kursda faqat statsionar holatlar bilan shug'ullanamiz.

Adabiyotlar

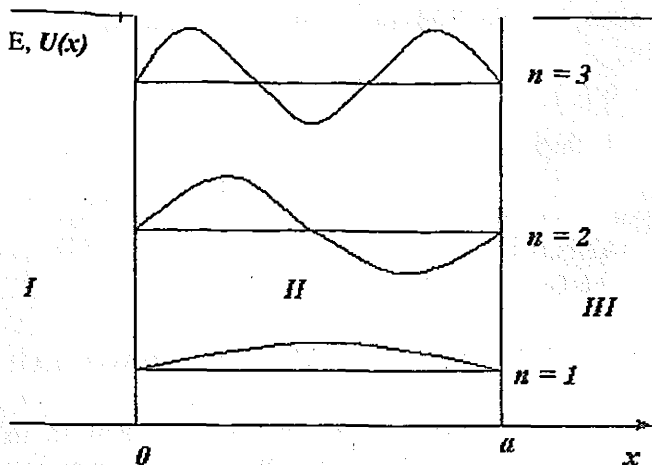
1. [1] 131-142-betlar.
2. [14] 1-17-betlar.

ZARRANING TO'G'RI BURCHAKLI O'RADAGI HARAKATI

Ilgari aytilganidek, kvant mexanikasining vazifasi to'liqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan zarrachalarning harakatini o'rganish, uning berilgan vaqt momentida fazoning dV hajm elementida bo'lish ehtimolligini aniqlashdan iborat. Buning uchun masalaning mohiyatiga qarab, Shredinger statsionar yoki to'la tenglamasini yozish shartdir. Maydon tabiatiga qarab hal etiladigan masalalar ham turlicha bo'ladi.

Potensial maydon vaqt o'tishi va koordinata o'zgarishi bilan zarracha harakatiga ta'sir etmaydi. Shuning uchun bunday maydonda zarracha erkin harakat qiladi. Maydon parametrlari vaqt o'tishi o'zgarmas bo'lganligi sababli zarracha harakatini o'rganish uchun Shredingerning statsionar tenglamasini yechamiz.

Faraz qilaylik, potensial to'siq bir o'lchovli fazoda harakatlanayotgan zarracha uchun har ikki tomondan bo'lsa, zarracha devorlari cheksiz baland bo'lgan o'rada deb hisoblanadi, devorlardan zarralar o'ta olmaydi.



10-rasm. Potensial o`ra ichida harakatlanayotgan zarraning ma`lum energiya mos kelgan to`lqin funksiyasi

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U(x) \quad (1)$$

$$U(x) = \begin{cases} 0, & \text{agar } 0 < x < a \\ \infty, & \text{agar } x < 0 \text{ yoki } x > a \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \Psi(0) = 0 \\ \Psi(a) = 0 \end{cases} \quad \text{- chegaraviy shartlar} \quad (3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{dx^2} = E \Psi \quad \frac{d^2 \Psi}{dx^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} E \Psi = 0$$

$$\Psi''(x) + k^2 \Psi = 0 \quad (4) \text{ u holda, } k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2} \quad \text{energiya to`lqin}$$

$$\text{vektori } E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

bilangina ifodalanadi.

4-tenglamaning yechimini quyidagi formula qanoatlantiradi:

$$\Psi'' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0$$

$$\text{I. } \Psi'' - \kappa^2 \Psi = 0 \quad \left(\kappa^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(U_0 - E) \right) \quad a_1 e^{\kappa x} + b_1 e^{-\kappa x}$$

$$\text{II. } \Psi'' - k^2 \Psi = 0 \quad \left(k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \right) \quad A \sin(kx + \delta)$$

$$\text{III. } \Psi'' - \kappa^2 \Psi = 0 \quad a_2 e^{\kappa x} + b_2 e^{-\kappa x}$$

Endi funksiyaning chekliligini, bir qiymatliligini va uzluksizligini aniqlaymiz.

cheklilik - I sohada $b_1 = 0$, III sohada $a_2 = 0$

$$\begin{aligned} \text{uzluksizlik - } \Psi_I(0) &= \Psi_{II}(0) \quad \Psi_{II}(a) = \Psi_{III}(a) \\ \Psi'_I(0) &= \Psi'_{II}(0) \quad \Psi'_{II}(a) = \Psi'_{III}(a) \end{aligned}$$

$$\begin{cases} a_1 = A \sin \delta \\ \kappa a_1 = A k \cos \delta \\ A \sin(ka + \delta) = b_2 e^{-\kappa a} \\ A k \cos(ka + \delta) = -b_2 \kappa e^{-\kappa a} \end{cases}$$

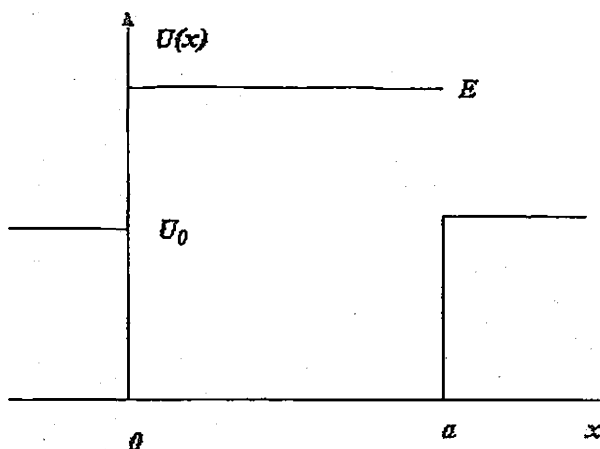
Bu tenglamalarni yechib barcha koeffitsientlarning qiymatlarini va k ning barcha qiymatlarini aniqlash mumkin. Shuningdek, $E < U_0$ holi uchun zarra energiyasi o'ra ichida diskret qiymatlarni olishi hamda mumkin bo'lgan sathlar $U_0 - E$ farqqa bog'liq ekanligini isbotlash mumkin.

Yechimdan ko'rinadiki, zarraning I va III sohalarida bo'lish ehtimolligi 0 ga teng emas, ya'ni zarra shu sohalar da mavjud.

$$|\Psi_I|^2 = a_1^2 e^{2\kappa x}$$

$$|\Psi_{III}|^2 = b_2^2 e^{-2\kappa x}$$

$$2) \quad E > U_0$$



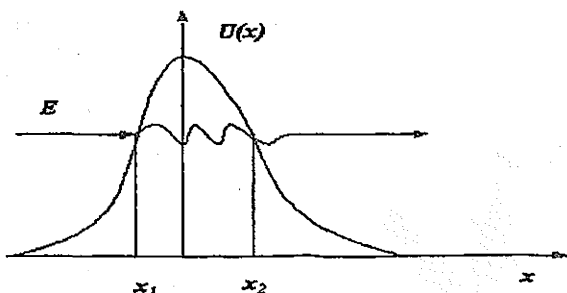
13-rasm. Zarra energiyasini o'ra kengligiga bog'liqligi.

Zarraning energetik spektri uzluksiz, ya'ni energiyaning barcha qiymatlari o'rinli va to'lqin funksiya – o'giruvchi to'lqin ko'rinishida bo'lib e^{ikx} , devordan qaytish xususiyatiga ega.

Adabiyotlar:

1. [1] 172-174-betlar.
2. [21] 137-141-batlar.
3. [3] 87-92-betlar.

MIKROZARRALARNING POTENSIAL TO'SIQDAN O'TISHI (Tunnel effekti)

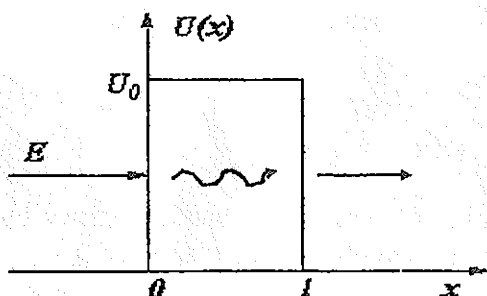


14-rasm. Zarrani potensial to'siq orqasiga o'tishi.

Agar klassik zarracha o'z harakati yo'li davomida energiyasi uning energiyasidan ($U_n > \frac{mv^2}{2}$) katta qiymatga ega bo'lgan to'siqqa uchrasa, to'siqdan orqasiga qaytib ketadi, aks holda, zarraning harakat energiyasi $\frac{mv^2}{2} > U$ bo'lsa, zarra to'siqdan o'tadi. Kvant mexanikasida

zarraning xususiyati mutlaqo boshqacha, zarra energiyasi $E < U$ bo'lgan taqdirda ham u to'siqdan o'tadi. Agar $E < U$ hamda to'siq kengligi cheklangan bo'lsa, zarraning to'siq orqasida bo'lish ehtimolligi mavjud. Ikkinchi tomondan, agar $E > U$ bo'lsa, zarraning to'siqdan qaytish ehtimolligi mavjud. Klassik mexanikada esa zarra albatta to'siqdan o'tadi. Kvant mexanikasiga asosan, mikrozarraning to'siq orqasida bo'lish ehtimolligi mavjud.

Mikrozarra energiyasi potensial to'siq energiyasidan kam bo'lganda, uni to'siqdan o'tish hodisasi *tunnel effekti* deyiladi. Shu hodisani oddiy to'g'ri to'rt burchakli to'siq misolida ko'rib chiqamiz.



15-rasm. Zarraning potensial to'siq orqasiga o'tishi

$$\text{chegaraviy shartlar } U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U_0, & 0 < x < l \\ 0, & x > l \end{cases} \quad \boxed{E < U_0} \quad \hat{H}\Psi = E\Psi$$

Shredinger tenglamasi $\psi'' + 2\frac{m}{\hbar}(E - U)\psi = 0$ ni yechamiz. Bu yerda

quyidagi belgilashlar kiritamiz: $2\frac{m}{\hbar}(E - U) = k^2$

Oldingi paragrafda ko'rilganidek, har bir soha uchun Shredinger tenglamasini yozish kerak.

I. $\Psi'' + k^2 \Psi = 0$ ning yechimi $\Psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$
demak, to'liq tenglamaning yechimi garmonik funksiya ekan

Ae^{ikx} - musbat yo'nalishda tarqalayotgan to'liq, $A = 1$

Be^{-ikx} - to'siqdan qaytayotgan to'liq

$|Be^{-ikx}|^2$ - zarraning birinchi sohada bo'lish ehtimolligi

$|Ae^{ikx}|^2$ - tushayotgan zarra ehtimolligi

$R = \frac{|B|^2}{|A|^2}$, - qaytish koeffitsienti

Ikkinchi sohada $E < U_0$, potensial energiya U_0 ga teng

$$\hat{H} \Psi = E \Psi$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Psi'' + U_0 \Psi = E \Psi$$

$$\Psi'' + \kappa^2 \Psi = 0 \quad \left(\kappa^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \right), \quad \Psi(x) = \alpha e^{i\kappa x} + \beta e^{-i\kappa x}$$

Uchinchi sohada $U=0$, $x>1$, bunda tenglama birinchi sohadagi kabi ko'rinishda, faqat koeffitsientlar o'zgacha.

$$\Psi'' + k^2 \Psi = 0 \quad \Psi(x) = D_1 e^{ikx} + C e^{-ikx} = D_1 e^{ikx}, \quad C = 0$$

bo'lgani uchun zarraning uchinchi sohada bo'lish ehtimolligi - $|D|^2$

$D_1 e^{ikx}$ - o'tayotgan to'liq;

$D = |D_1|^2$ - to'siqning shaffoflik koeffitsienti

3-sohada qaytgan to'liq yo'q, shuning uchun - $C = 0$.

Uzluksizlik shartidan koeffitsientlarni aniqlash mumkin.

$$R + D = 1$$

$$D = D_0 e^{-\frac{2i}{\hbar} \int \sqrt{2m(U_0 + E)}} dx$$

- kengligi l bo'lgan to'g'ri burchakli to'siq

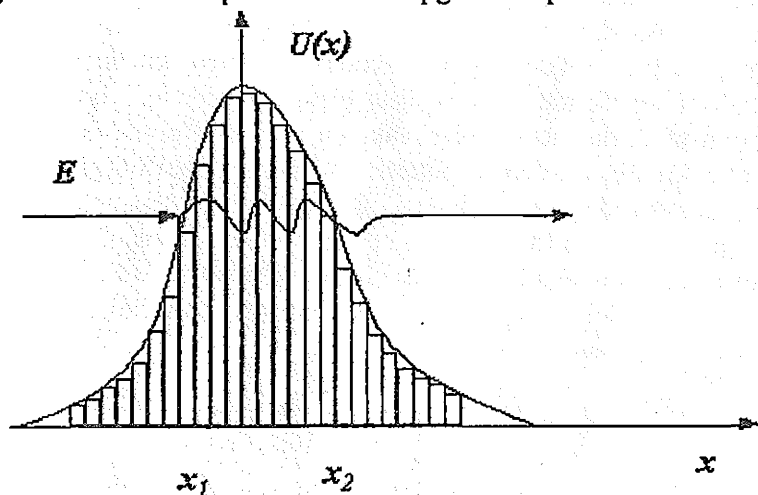
uchun shaffoflik ko'effitsienti. $x=0$ da $\Psi(x)$ funktsiya va uning hosilasini uzluksizlik shartidan, mos holda, $1+B=\alpha+\beta$ va $ik(1-\beta)=N(\alpha-\beta)$ lar hosil bo'ladi.

$$D_0 = 16n^2/(1+n^2)^2$$

$$n = \sqrt{\frac{U_0 - E}{\epsilon}}$$

yerda, $\epsilon = U_0 - E$

Hosil bo'lgan munosabatlardan quyidagi xulosalar kelib chiqadi. To'siq qancha keng bo'lsa, qaytish ko'effitsienti shunchalik kam. Ila'lum balandlikdagi to'siq uchun zarra energiyasi qancha katta bo'lsa, shaffoflik ko'effitsienti shunchalik katta bo'ladi. Umumiy holda to'siq ixtiyoriy shaklda bo'lishi mumkin; $U(x)$; u holda to'siqni juda ko'p to'g'ri burchakli to'siqlardan tashkil topgan deb qarash mumkin.



16-rasm. Potensial to'siqdan zarraning o'tishi

u holda,

$$D = D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx \right\}$$

-to'siqning shaffoflik

ko'effitsienti

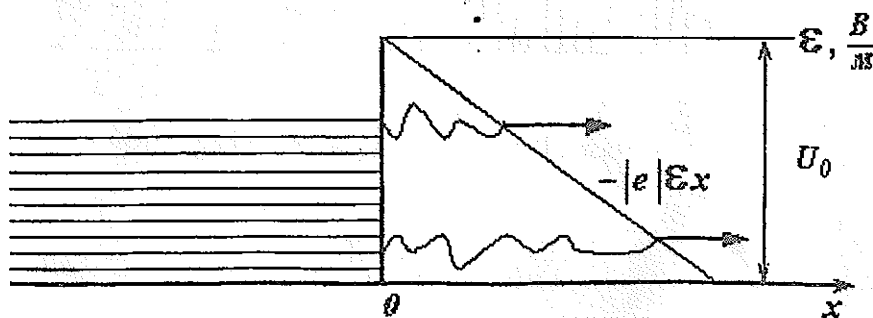
x_1 - zarraning to'siqqa kirish nuqtasi va x_2 - zarraning to'siqdan chiqish nuqtasi deb qarash mumkin. Ularning qiymatlari ushbu ifodadan aniqlanadi, $U(x) = E$.

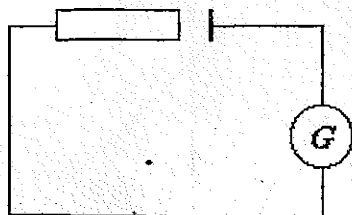
TUNNEL EFFEKTINING NAMOYON BO'LISHI

Metall elektronlarining sovuq emissiyasi.

Zamonaviy elektronika elektronning turli xil potensial maydonda harakatini o'rganishga va uni boshqarishga asoslangan, elektron bir sohadan ikkinchi sohaga, qattiq jismdan vakuumga yoki, aksincha, o'tganda ham u harakat qilayotgan maydon potentsiali o'zgaradi. Bundan turli maqsadlarda foydalaniladi. Metalldan elektronni vakuumga chiqarish uchun unga turli usullar - qizdirish yoki yoritish bilan, albatta, juda bo'lmasa, elektronning metalldan chiqish ishiga teng miqdorda qo'shimcha energiya berish zarur. Ammo elektronni vakuumdan unga qo'shimcha energiya bermasdan ham chiqarish mumkin. Bunday hol elektronning "sovuq emissiyasi" deyiladi. Buning uchun metall bilan vakuum o'rtasiga kuchlanganligining yo'nalishi metall tomonga bo'lgan elektr maydon qo'yish kerak. Bu maydon ta'sirida metall bilan vakuum orasidagi potentsial to'siqning kengligi kichrayadi: demak potentsial to'siqning shaffofligi - D ortadi. Bu o'z navbatida metall ichidagi elektronlarning vakuumga potentsial to'siqni aylanib o'tmasdan tunnel mexanizmiga binoan vakuumga chiqishga imkon beradi. Natijada elektr toki hosil bo'ladi.

Kuchli elektr maydon ta'sirida elektr toki hosil bo'lishi "sovuq emissiya" deyiladi.





17-rasm. Tunnel hodisasining namoyon bo'lish hollari

$$U(x) = U_0 - |e| \mathcal{E} x$$

$$F = -|e| \mathcal{E}$$

$$U(x) = -|e| \mathcal{E} x$$

$$D(E_x) = D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_0^x \sqrt{2\mu(U(x) - E)} dx \right\}$$

$$U_0 - e \mathcal{E} x = E$$

$$x = \frac{U_0 - E}{e \mathcal{E}} - \text{elektron bosib o'tgan yo'l koordinatasi}$$

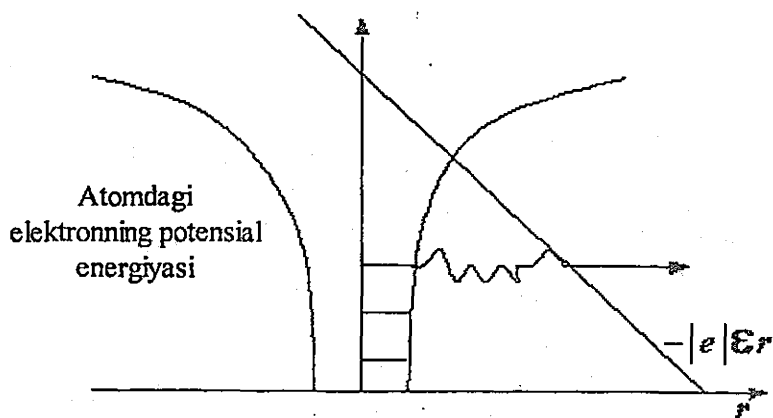
$$D(E_x) = D_0 \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\mu} (C - E_x)^{3/2}}{\hbar e \mathcal{E}} \right\} \quad (1)$$

$\mathcal{E}$ - elektr maydon kuchlanganligi

$$\bar{D} = D_0 e^{\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}}} \quad (2) - \text{barcha tezliklar bo'yicha o'rtacha qiymat}$$

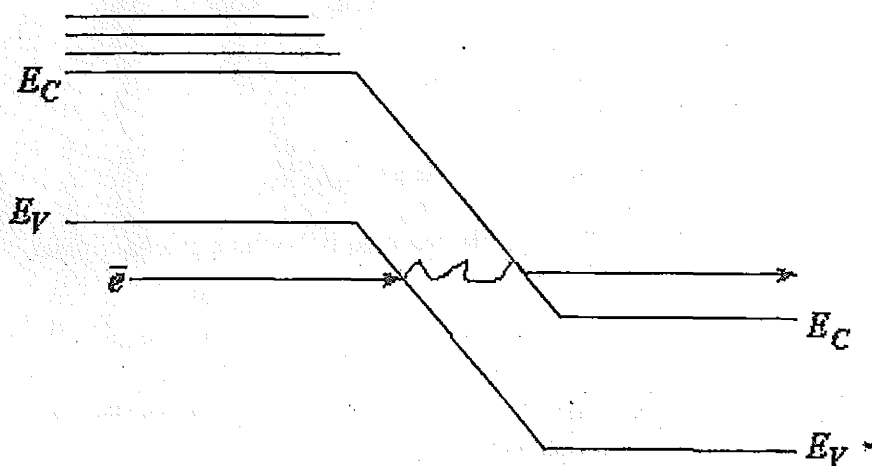
$$J_x = J_0 \bar{D} = A e^{-\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}}} \quad (3) - \text{tok zichligi, tok potensial to'siq shaffofligiga to'g'ri proporsional.}$$

Kuchli elektr maydonida atomlarning ionizasiyasini ham tunnel effekti orqali tushuntirish mumkin.



18-rasm. Sovuq emissiya

Tunnel diodi



19-rasm. Tunnel diodining sxemasi

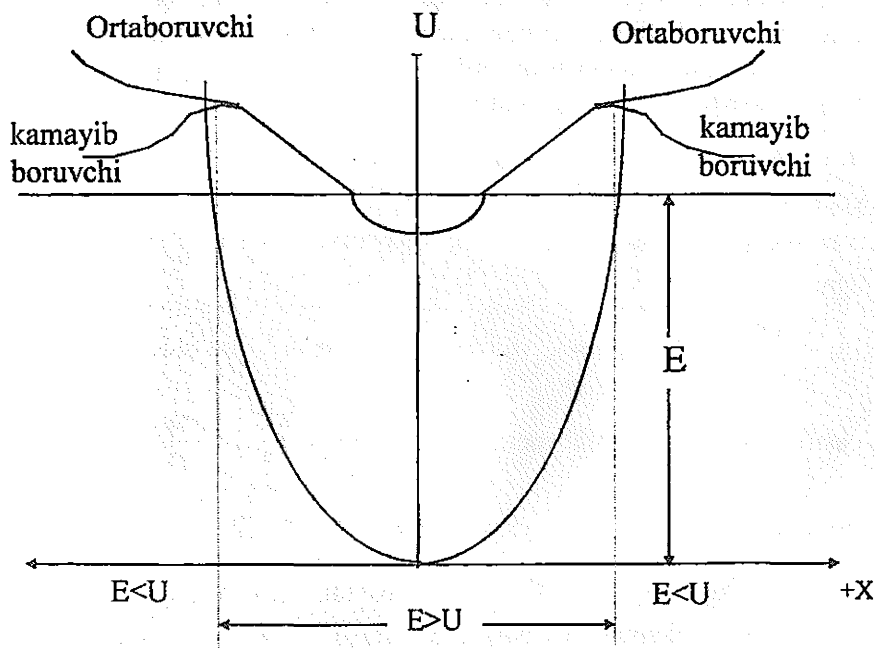
Adabiyotlar:

- 1.[1] 391-397-betlar.
- 2.[14] 183-185-betlar.
- 3.[21] 141-143-betlar.

KLASSIK GARMONIK OSSILLYATOR

Ossillyator - tebranishlar hosil qiluvchi manba.

Kvant mexanikasida oxirigacha va aniq yechimga ega bo'lmagan muammolar mavjud. Bunday masalalar sodda masala ko'rinishiga keltiriladi va turli qo'shimcha shartlar (jumladan, "uyg'otish" nazariyasi) yordamida masala yechimi topiladi. Shunday fundamental masalalardan biri garmonik ossillyator (molekulalardagi atomlarning, qattiq jism atomlarining tebranishlari) to'g'risidagi masaladir.



20-rasm. Chiziqli garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasining ortib va kamayib boruvchi yechimlari. E - $x=0$ da ossillyatorning to'liq energiyasi

Zamonaviy elektronika elektronning turli potensial maydonda harakatini o'rganishga va bohsqarishga asoslangan.

Muvozanat holati atrofida kvazielastik kuch ta'sirida ma'lum chastota bilan tebranuvchi zarra garmonik ostsillyator deyeiladi, bunday manba tabiatda ko'p uchraydi (molekuladagi atomlar, qattiq jism atomlari va h.k.) Muhit xususiyati (elektr o'tkazuvchanlik, issiqlik o'tkazuvchanlik, solishtirma issiqlik sig'imi, nurlanish va h.k.) zarra harakat turlariga bog'liq. Garmonik tebranma harakat esa harakatlar ichida (ilgarilanma, aylanma, tebranma) eng ko'p uchraydi. Garmonik harakat mikroolam zarrachalarining barchasiga xos. Sof garmonik tebranishlar ideallashtirilgan hisoblanadi, sabab, bunday tebranishlarda ishqalanish kuchlari e'tiborga olinmaydi. Biz bir o'lchamda kechadigan garmonik tebranishlarni ko'rib chiqamiz.

Klassik nuqtajiy nazardan garmonik ostsillyator quyidagi tenglamalarni yechib o'rganiladi

$F = -kx$, $ma = -kx$ yoki $mx = -kx$ tenglamaning yechimi

$x = a \cos(\omega_0 t)$, bu yerda ω_0 - xususiy chastota, x_0 -amplituda agar

$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ belgilasak, u holda $k = m \omega_0^2$ bo'ladi

ostsilyatorning potentsial energiyasi $U(x) = \frac{kx^2}{2} = \frac{m\omega_0^2}{2} x^2$ (1),

ostsilyatorning to'liq energiyasi $E = \frac{m\omega_0^2 x_0^2}{2}$ (2)

Muvozanat holatidan $x = \pm a$ masofada ostsilyatorning bo'lish ehtimolligi maksimal qiymatga, $x = 0$ da minimal qiymatga ega. Shunday qilib klassik ostsilyatorga xos xususiyatlar:

- energiya istalgan qiymatlarni qabul qiladi;
 - tebranayotgan nuqta $x > a$, $x < -a$ sohada bo'lishi mumkin emas;
- tebranishlar amplitudasi boshlang'ich energiya bilan ifodalanadi:

$$x_0 = \sqrt{\frac{2E}{K}}$$

Garmonik ossillyator - ideal tebranishlar manbai. Real holda, muvozanat holatdan chetlashgan sari kuch orta boradi va garmonik qonuniyat buzila boshlaydi, chunki: $U = \frac{m \omega_0^2}{2} x^2$, $F = -\frac{dU}{dx}$.

Biroq uncha katta bo'lmagan amplitudalar uchun garmonik qonuniyat saqlanadi. Kichik tebranma harakat qilayotgan istalgan zarralar sistemasi uchun bir o'lchamli garmonik ossillyator nazariyasi katta ahamiyat kasb etadi.

KVANT GARMONIK OSSILLYATOR

Kvant mexanikasida "bir o'lchamli ossillyator" deganda Gamilton operatori bilan ifodalanuvchi sistemani nazarda tutamiz.

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \quad (1)$$

$$\hat{H} = \frac{p_x^2}{2\mu} + U(x) \quad \hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{\mu\omega_0^2}{2} x^2$$

(1) ga qo'ysak,

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{\mu\omega_0^2}{2} x^2 \Psi = E \Psi} \quad (2)$$

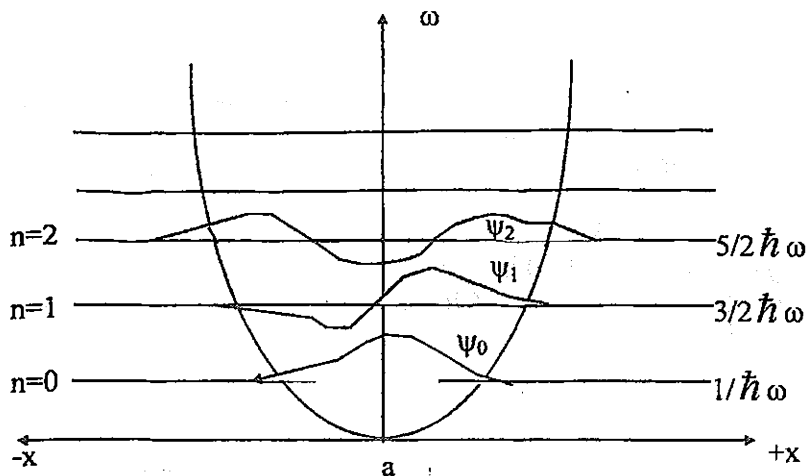
(2)- tenglamani yechish uchun quyidagi o'lchamsiz kattaliklarni kiritamiz.

$$\xi = \frac{x}{x_0} \text{ bu yerda } x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_0}}, \quad \lambda = \frac{2E}{\hbar\omega_0} \quad (3)$$

U holda (2) tenglama quyidagi ko'rinishga keladi

$$\boxed{\Psi'' + (\lambda - \xi^2)\Psi = 0} \quad (4) - \text{Chebishev-Ermit tenglamasi}$$

Tadqiqotlarga ko'ra, bu tenglama λ -ning ma'lum qiymatidagina bir qiymatli, cheklangan yechimga ega bo'ladi, ya'ni $\lambda = 2n + 1$ (n - bosh kvant soni).



21-rasm. Kvant ossillyatorning o'ra kengligi intervalida bo'lish ehtimolligi

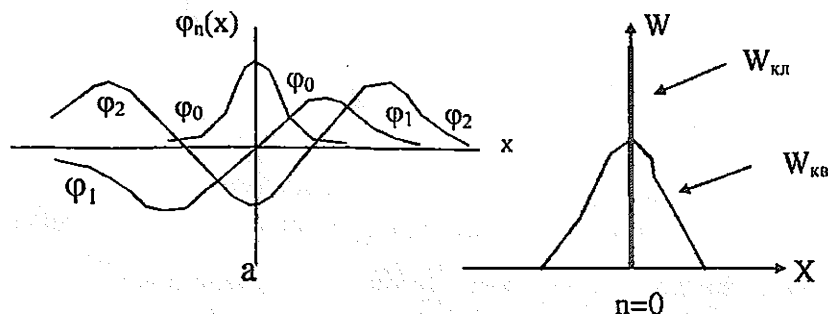
Quyidagi ifodaga ko'ra, $\lambda = 2 \frac{E}{\hbar \omega_0}$ (5), kvant ossillyator

energiyasi diskret qiymatlarnigina olishi mumkin:

$$E = \frac{\hbar \omega_0}{2} (2n+1) \quad (6)$$

Klassik ossillyator istalgan qiymatli energiya olishi mumkin, kvant ossillyator esa- faqatgina diskret qiymatlarni olishi mumkin. Kvant ossillyatori energiya $-E$ nol qiymatga ega bo'la olmaydi, biroq nolinch tebranishlar mavjud. Bu hol Geyzenberg noaniqligi bilan bog'liq. $E = \hbar \omega_0$ (6a)-kvant ossillyatorning eng kichik energiyasi.

(2) tenglamani yechib, n - ning turli qiymatlariga mos keluvchi to'liq funksiyalarini aniqlash mumkin:



22-rasm. Chiziqli garmonik ossillyatorning xususiy funksiyalari ($n=0,1,2$) va ehtimolligi

(4) ifodani yechimi $\Psi = A e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}}$ (7) bo'ladi

Kvant ossillyatorini doimo klassik soha tashqarisida uchratish ehtimolligi mavjud; ehtimollik oz, biroq cheklangan. Kvant ossillyatorning xususiyatlari: energiya diskret; energiy nol bo'lishi mumkin emas, biroq nolinci energiyaning hamda klassik soha tashqarisida tebranishlarning mavjudligi. $E_{n+1} - E_n = \hbar \omega$

Chebyshev - Ermit tenglamasining yechimi Chebishev - Ermit polinomini beradi.

$$\psi_n(\xi) = e^{-\frac{\xi^2}{2}} \frac{(-1)^n}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} e^{\xi^2} \frac{d^n e^{-\xi^2}}{d\xi^n} \quad (8)$$

Funksiya nolga aylanadigan nuqta "tugun" deyiladi. (8) tenglamadan foydalanib $\psi_n(x)$ funksiyaning ba'zi xususiy qiymatlarini yozamiz:

$$\psi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{x_0} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}}, \quad n=0 \quad (9)$$

$$\psi_1(x) = \frac{1}{\sqrt{2x_0} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}} \cdot 2 \cdot \frac{x}{x_0}, \quad n=1 \quad (10)$$

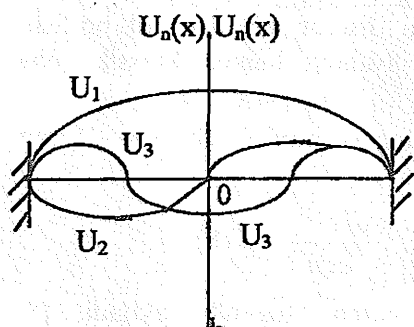
$$\psi_2(x) = \frac{1}{\sqrt{2^2 \cdot 2x_0 \sqrt{\pi}}} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}} \left(4 \frac{x^2}{x_0^2} - 2 \right), \quad n=2 \quad (11)$$

Birinchi funksiya (9) nolga aylanmaydi ($x=\pm\infty$ dan tashqari). Ikkinchi funksiya (10) $x=0$ da nolga aylanadi, ya'ni bitta tugun.

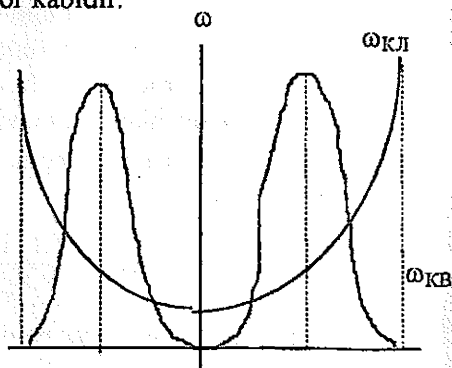
Uchinchi funksiya esa (11) $x=\pm \frac{x_0}{\sqrt{2}}$ da nolga aylanib, ikkita tugunga

ega. Tugunlar soni funksiya nomeriga teng. Shunday qilib, kvant soni xususiy funksiyaning tugunlar soniga teng ekan. Bu funksiyalar quyida 24-rasmda keltirilgan bo'lib, bir uchi mahkamlangan tor tebranishiga analogik ko'rinishda.

Tugunlar soni funksiya nomeriga teng. Demak, bosh kvant soni n , funksiyaning xususiy qiymatlar soniga teng. Funksiyaning ko'rinishi uchlari mahkamlangan tebranuvchi tor kabidir.



23-rasm. Bir uchi mahkamlangan torning tebranishi.



24-rasm. Garmonik ossillyatorning ($n=1$) topilish ehtimolligi zichligi.

$n=0$, bu 0-oberton, $n=1$ - birinchi oberton, $n=2$ - ikkinchi oberton. Endi zarraning turli sohalarda bo'lish ehtimolligini hisoblaymiz. Klassik nuqtai nazardan:

$$w_{kl}(x) = \frac{1}{2\pi x_0} \frac{dx}{\left(1 - \frac{x^2}{x_0^2}\right)^{-\frac{1}{2}}}$$

$$-x < a \leq +x$$

$$W_{k v} = \psi_0^2(x) = \frac{1}{x_0 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{x_0^2}} \frac{x^2}{x_0^2} \frac{dx}{x_0} \quad (12)$$

Kvant ossillyatorning ehtimolligi klassik ossillyatornikidan farq qiladi, burilish nuqtasining orqasida ham zarraning bo'lish ehtimolligi mavjud. A va B "burilish nuqtalari" deyiladi, bunda $E=0$.

Adabiyotlar:

1. [1] 172-182-betlar.
2. [14] 104-107-betlar.
3. [21] 143-155-betlar.

VODOROD ATOMI VA VODORODSIMON ATOMLAR NAZARIYASI

Kvant zarraning markaziy kuchlar maydonidagi harakati

Markaziy kuchlar maydoni zarraning potensial energiyasi zarra maydon markazidan qanday masofada turganligiga bog'liqligi bilan xarakterlanadi; $F(r) = \frac{ze^2}{r^2}$, u holda zarraning potensial energiyasi,

$$U(r) = -\frac{ze^2}{r} \quad (1).$$

Umuman olganda, sof Kulon kuchlari faqatgina vodorod atomi uchungina xos. Ko'p elektronli atomlarda yadro turli elektronlar maydoni bilan ekranlangan maydonda turadi.

Markaziy maydondagi harakat qonuni atom mexanikasining asosini tashkil etadi. Bunday masalani hal etish, markaziy kuchlar maydonida bir dona zarra harakatini qarab chiqishga olib keladi.

Ushbu masalaning yechimi atom spektrlarini aniqlashga imkon beradi.

Markaziy kuchlar maydonini sferik koordinatalar sistemasida ko'rish mumkin (r, θ, φ) . Harakati ilgarilama va aylanma harakatlardan tashkil topganligini e'tiborga olinsa, kinetik energiya

klassik nuqtai nazardan quyidagicha ifodalanadi; $E = P^2/2\mu + M^2/2\mu r^2$.
U holda Gamilton operatori quyidagicha bo'ladi:

$$\hat{H} = \hat{T}_r + \frac{M^2}{2\mu r^2} + U(r) \quad (2), \text{bu yerda } T_r -$$

elektronning radial bo'yicha harakat energiyasi.

$$\hat{T}_r = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad (3)$$

$$\hat{M}^2 = -\hbar^2 \nabla^2 \quad (4), \text{Laplas operatori}$$

u holda Shredinger tenglamasi $\hat{H}\Psi = E\Psi$ yoki

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

(5) ko'rinishda bo'ladi.

Ma'lumki, T_r va M^2 lar turli o'zgaruvchilarga bog'liq tarzda o'zgaradi, shuning uchun ular o'zaro kommutativ, ya'ni ular umumiy xususiy funksiyalarga ega bo'ladi.

$$M^2 J_{lm}(\theta, \varphi) = \hbar^2 l(l+1) J_{lm}(\theta, \varphi) \quad (6)$$

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r) J_{lm}(\theta, \varphi) \quad (7)$$

(7) ifodani (5)- ifodaga qo'ysak, bu yerda, $\hat{H}$ - (2) ifodaga teng.

$$\hat{T}_r R(r) J_{lm}(\theta, \varphi) + \frac{M^2}{2\mu r^2} R(r) J_{lm} + U(r) R(r) J_{lm} = E R(r) J_{lm}$$

(6) -ga Asosan o'zgartirsak,

$$\hat{T}_r R(r) J_{lm}(\theta, \varphi) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} R(r) J_{lm} + U(r) R(r) J_{lm} = E R(r) J_{lm}$$

(3),(4),(4') larni e'tiborga olgan holda Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi.

$J_{lm}(\theta, \varphi)$ ga

$$\text{qisqartirsak } \hat{T}(r) R(r) + \frac{M^2}{2mr^2} R(r) + U(r) R(r) = E R(r) \quad (8)$$

Faraz qilaylik, yadro maydonida bir dona elektron harakatlanadi. U holda yadro maydonidagi elektronning potentsial energiyasi

$$U(r) = -\frac{ze^2}{r} \quad (9).$$

(8) ifodaning tadqiqoti shuni ko'rsatadiki, agar $E > 0$ bo'lsa, zarrani "erkin zarra" deb hisoblash mumkin, u holda uni energetik spektri uzluksiz bo'ladi.

$$\text{agar } E < 0 \text{ bo'lsa: } U(r) < 0, \quad U(r) = -\frac{ze^2}{r}$$

Bu holda (8) ning yechimi diskret energetik spektrni beradi: energiyaning mumkin bo'lgan qiymatlari bosh kvant soni E n -

$$\text{bo'yicha kvantlanadi: } E_n = -\frac{z^2 e^4 m}{2\hbar^2 n^2} \quad (10) \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$n = n_r + l + 1, \quad n_r = 0, 1, 2, \dots$$

Shunday qilib, aylanma harakat energiyasini kvantlovchi orbital kvant soni quyidagi qiymatlarni oladi: $\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$.

Atomdagi elektronning to'lqin funksiyasi Ψ uchta kvant soniga n, l va m ga bog'liq bo'lib, quyidagi qiymatga teng.

$$\Psi_{n,l,m} = R_n(r) J_{lm}(\theta, \varphi) \quad (11) \quad R_n(r) = e^{-\frac{z}{na}} f(r)$$

$$a = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0,529 \text{ \AA} \quad (12) \text{ - birinchi Bor radiusining orbitasi}$$

$f(r)$ - Ermit polinomi

Tekshirishlar ko'rsatadiki, elektronning $\bar{e}$ yadro markazidan biror masofada bo'lish ehtimolligi quyidagi qiymatga teng bo'lib,

$$d\omega(r) = 4\pi r^2 dr |R_n|^2 \text{ bosh kvant soni } n \text{ ning ma'lum qiymatida}$$

masofaning n - Bor orbitasiga mos qiymatida maksimal qiymatga ega bo'ladi.

$r = na$ - masofada, $l=0$ da s - holatga mos kelib, $J_{lm} = const$.

Elektrik zichlik sfera bo'ylab simmetrik taqsimlangan.

$l=1$ da p - holat mos kelib, $m=0, \pm 1$.

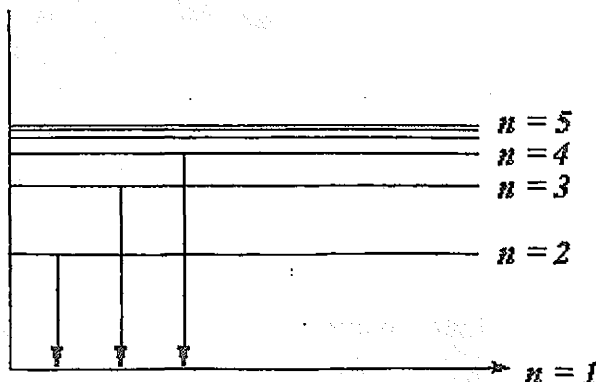
Olingan natijalardan ko'rinadiki, vodorod atomidagi $\bar{e}$ elektron energiyasi faqat birgina bosh kvant soniga bog'liq, to'liq funktsiya esa uchta kvant soniga bog'liq bo'ladi.

To'liq energiyaning ma'lum qiymatida aylanma harakat energiyasi hamda impuls momenti proyeksiyasining turli qiymatlari bo'lishi mumkin. Energiyaning bitta qiymatiga orbital kvant soni l - ning unga mos keluvchi m - ning qiymati bilan turlicha bo'lgan to'liq funktsiyalar to'g'ri keladi. Aytilganlarga ko'ra aynish karraligi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (13), \text{ ta to'liq funktsiya to'g'ri keladi. Demak,}$$

shu ifoda kvant mexanikasida aynish karraligi deb ataladi. Shunday qilib, biz n^2 -karraligi aynigan holat bilan ish ko'ramiz.

VODOROD ATOMINING SPEKTRI



25-rasm. Statsionar holat

Mulohazalardan xulosa qilish mumkinki, elektron energiyasi, bosh kvant soni n - va zaryad miqdori Z ga bog'liq. Elektronning quyi sathdan yuqori sathga o'tishi $E_n - E_m = \hbar\omega$ Atomning uyg'onishi tufayli sodir bo'ladi, $Z=1$ bo'lsa bu chastota vodorod atomining nurlanish chastotasi bo'ladi. $E_{n\text{lm}} / \hbar$ -term, U holda nurlanish chastotasi sath termlari farqiga teng ekan.

Elektron quyi sathga o'tganda atom quyidagi chastotani nurlaydi.

$$\nu = \frac{Z^2 e^4 \mu}{2 \hbar^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1) \quad n' < n$$

$$R = \frac{e^4 \mu}{4 \pi n^3} \quad (2) \text{- Ridberg doimiysi, } R = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$$

1- sathga elektron o'tganda- Layman seriyasi (ultrabinafsha).

2- sathga elektron o'tganda- Balmer seriyasi (yorug'likning ko'rish sohasi).

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

$$\nu_{\text{Balmer}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, \dots$$

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

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

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

VODORODSIMON ATOMLAR SPEKTRI

Ishqoriy metall (Li, K, Na) atomlari bir valentli atomlardir. Ularda valent elektrondan tashqari barcha elektronlar inert gazga xos qobiq tashkil etadi. Bu qobiq sferik simmetrik bo'lib, juda mustahkam

sistemani tashkil etadi va tashqi ta'sirga kam beriluvchan (o'zgaruvchan). Qobiq sferik simmetrik bo'lganligi uchun ularni hosil qilgan maydoni markaziy xususiyatga ega. Valent elektronni hosil qilgan potensial maydonni aniqlaymiz. Faraz qilaylik r -masofada ichki elektronlar zichligi $\rho(r)$. Faqatgina vodorod atomida sof Kulon maydoni, $U(r) = \frac{e^2}{r}$, mavjud. Vodorod atomidagi elektron energiyasi faqatgina bosh kvant (n) soniga bog'liq,

$$E = -\frac{m_e e^4 z^2}{2\hbar^2 n^2}$$

Shunday elektronning holatini ifodalovchi to'liq funktsiya $\Psi_{n,l,m,s} = n^2$ - karrali aynigan bo'ladi. Ko'p elektronli atomlarda sof Kulon maydoni bo'lmaydi, chunki elektron yadro maydonidan tashqari boshqa elektronlar maydoni ham ta'sirida bo'ladi. Elektronning yadroga nisbatan turgan vaziyatiga bog'liq tarzda boshqa elektronlarning ma'lum qismi yadro zaryadini ekranlaydi.

$$U_r = \frac{N(r) e^2}{r}, \quad U_r = \frac{-e^2(z - N(r))}{r} \quad (1), \text{ bu yerda } N(r) -$$

ekranlovchi zaryad

Shuning uchun bunday atomdagi elektronlar energiyasini vodorod atomidagi elektron uchun chiqarilgan formula bilan aniqlash mumkin emas. Agar bunday atomlar uchun ham masalani vodorod atomi uchun yechilgandek yechsak, bunday atom elektronlari uchun energiya diskret qiymatlarni qabul qiladi va bosh kvant soni - n , orbital kvant soni - l larga bog'liq bo'ladi.

Umumiy holda, elektron energiyasi ikkita - bosh va orbital kvant sonlari n, l bilan aniqlanadi, ya'ni ifodada faqatgina magnit kvant soni ishtirok etadi. Har bir energetik sath $(2l+1)$ karra aynigan bo'ladi.

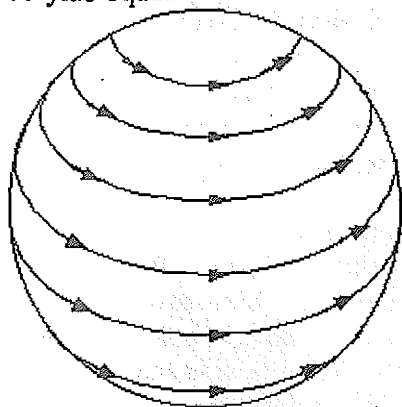
Adabiyotlar:

1. [1] 216-225-betlar.
2. [14] 92-102-betlar.
3. [21] 174-183-betlar.

2. [14] 92-102-betlar.
3. [21] 174-183-betlar.

ATOMNING MAGNIT MOMENTI

Atomda elektronlar orbita bo'ylab harakatlanganligi uchun ichki atom toklari mavjud. Tekshirishlar ko'rsatadiki, bu toklar radian bo'ylab oqadi.



26-rasm Atomdagi ochki toklar

Ma'lumki, har qanday tok atrofida magnit maydon vujudga keladi, ya'ni magnit momenti mavjud. Elektrodinamikadan zaryad aylanma orbita bo'ylab harakatlanganda magnit va mexanik momentlar quyidagicha bog'langanligi ma'lum.

M_z - mexanik momentning z o'qiga proyeksiyasi

m_z - magnit momentning z o'qiga proyeksiyasi

$$\boxed{\frac{m_z}{M_z} = -\frac{e}{2\mu c}} \quad (1)\text{- giromagnit munosabat}$$

Magnit moment kuch chiziqlari

u holda, $m_z = -\frac{e}{2\mu c} M_z = -\frac{e\hbar}{2\mu c} m$ (2) $M_z = m\hbar$ (a), m -magnit

kvant son $\boxed{m_B = \frac{e\hbar}{2\mu c}}$ (3)- Bor magnetoni, bu yerda μ -

elektronning tinch holdagi massasi.

ELEKTRON SPINI

Markaziy simmetrik maydonda harakatlanayotgan elektron uchun Shredinger tenglamasini yechib elektron energiyasining xususiy qiymat va unga mos holat funksiyalarini aniqladik. Bunda n, l va m -kvant sonlariga ega bo'ldik, ularga qiymat berib atomdagi elektronning turli holatlarini aniqlash mumkin bo'ldi. Biroq Shredinger tenglamasini yechib elektron uchun bundan ortiq natija olish mumkin emas. Qator tajriba natijalarini Shredinger tenglamalari yordamida tushuntirib bo'lmaydi. Natijalarning mulohazasi shuni ko'rsatadiki, uchta n, l, m kvant sonlaridan tashqari yana boshqa kvant soni ham bo'lishi lozim.

Tajriba natijalariga ko'ra, atomdagi elektron nafaqat orbital mexanik momentga, orbital magnit momentga ham ega, shunday ekan, xususiy mexanik va magnit momentga ham egadir. Xususiy mexanik moment "elektron spini" deyiladi.

Elektronning spinga ega ekanligini qator tajribalar isbot qildi.

1. Shtern-Gerlax (1921) tajribasida tasdiqlandi. Bunda kumush (Ag) atomlar oqimi kuchli bo'lmagan o'zgaruvchan magnit maydonidan o'tkazilganda atom spektri ikkiga ajraladi. Demak, kumush atomida tashqi magnit maydon bilan ta'sirlashuvchi va unga nisbatan ikki xil vaziyatda bo'luvchi magnit moment mavjud. Bu magnit momentning mavjudligiga uchta sabab bo'lishi mumkin:

a) atom yadrosining magnit momenti. Bu holda atomlar oqimining ajralishi juda kichik bo'lishi kerak (asbob sezmaydigan darajada), sabab nuklonlarning magnit momenti juda zaif, $\mu_{\text{nuklon}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$;

b) elektronning yadro atrofida aylanma harakati tufayli sodir bo'lgan orbital magnit momenti. Ma'lumki, kumush atomining optik elektronlari s-holatda, $l=0$, demak orbital magnit moment ham nolga teng;

c) kumush atomlari oqimining magnit maydonda ikkiga ajralishiga sabab uning s-holatdagi juftlashmagan elektronlarining ichki xususiyatidir, ya'ni elektronlarning o'z o'qi atrofida aylanishidir

$$U = -(\vec{m} \vec{H}) = m_z H$$

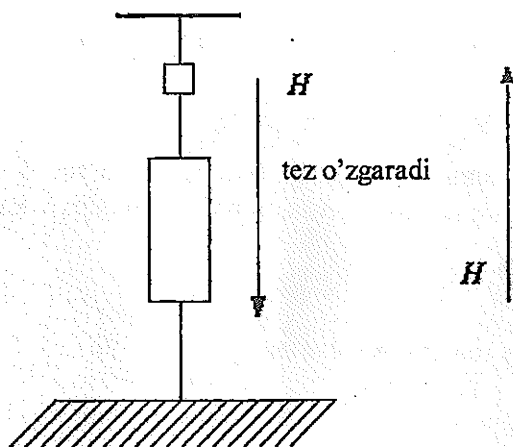
Mos ravishda xususiy mexanik momentning ikki yo'nalishi uchun bu kvant soni m_z ikkita qiymatga ega bo'ladi.

Vodorod atomlari faqatgina s - holatda turadi, ya'ni orbital moment nolga teng. Undan ko'rinadiki, magnit maydonida sathning tarmoqlanishi elektronning xususiy mexanik momenti bilan bog'liq bo'lib, quyidagi qiymatga ega.

$$m_{s_z} = \pm m_B = \pm \frac{e\hbar}{2\mu c} \text{ giromagnit munosabat undan}$$

Ikkinchi muhim tajriba Eynshteyn – de-Gaaz tajribasidir (1915).

Ularining maqsadi atomdagi giromagnit munosabatni aniqlash bo'lgan. Ma'lumki, yadro atrofida harakatlanayotgan elektron momentining Z o'qiga proyeksiyasi (a) ga teng. (2) ifodada e , c , μ - o'zgarmas kattaliklar M_z ning o'zgarishiga qarab m_z ni hisoblash mumkin.



27- rasm. Eynshteyn – de-Gaaz tajribasi

Ferromagnetik maydon kuchlanganligi H bo'lgan magnit maydonga joylashtiriladi. So'ngra maydonning yo'nalishi keskin o'zgartiriladi. Bunda ferromagnetik osilgan ip buraladi, uning buralishidan mexanik momentning magnit momentga nisbatini aniqlash mumkin, u quyidagicha:

$\frac{m_z}{M_z} = -\frac{e}{\mu c}$ (4), bu qiymat Shtern-Gerlax tajribasida aniqlangan giromagnit munosabatdan ikki marta farq qiladi, ya'ni

$$\frac{m_z}{M_z} = -\frac{e}{2\mu c}. \text{ U holda de-Gaaz tajribasidan } \mu_z = \frac{e \cdot \hbar}{\mu c} m_s \text{ (5).}$$

Agar magnit moment elektronning orbital harakati tufayli kelib chiqsa, $m_s=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ qiymatlarni olish kerak edi, u holda tajriba natijalariga mos kelmay qolar edi. Agar $m_s=\pm 1/2$ bo'lsa, tajriba natijalariga mos keladi. Demak, m_s - spin kvant soni bo'lib, xususiy magnit va mexanik momentni ifodalaydi. Shunday qilib, elektronning holatini ifodalash uchun dinamik holatni ifodalovchi to'rtinchi kvant soni - spin mavjuddir. Spin operatori $\hat{S} = \hbar \sqrt{l_s(l_s+1)}$, M_z ga mos

$$\text{tarzda } l_s = \frac{1}{2}; S_z = \hbar m_s, m_s = \pm \frac{1}{2}.$$

Demak, magnitlanish spinga bog'liq bo'lib, uning qiymati butun $\hbar$ ga karrali bo'lmasdan, uning yarmisiga karrali, ya'ni:

$$M_{sz} = S_z = \pm \frac{\hbar}{2}.$$

$$\text{U holda xususiy magnit moment } m_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2\mu c} \text{ (6).}$$

Ferromagnetiklik orbital toklar bilan bog'liq bo'lmay, spin bilangina bog'liq ekanligi ma'lum.

Elektronda spinning mavjudligidan to'lqin funksiya to'rtta kvant sonlari bilan aniqlanishi kelib chiqadi, ya'ni; n, l, m, m_s , spin soni esa $m_s = \pm 1/2$ qiymatlarni oladi:

$$M_z = m\hbar \quad m = 0, \pm 1, \dots$$

$$S_z = m_s\hbar \quad m_s = \pm 1/2$$

$$\Psi_{n,l,m,m_s} \prec \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \begin{matrix} m_s = +1/2 \\ m_s = -1/2 \end{matrix} \text{ (7)}$$

Bu hodisa tashqi magnit maydonida energetik spektarning o'zgarishini, shuningdek, ichki atom spektrining multiplet strukturasi ko'rsatadi.

3. Elektron spinining mavjudligi ishqoriy metall atomlari spektrining dubletligida namoyon bo'ldi. Ajratish qobiliyati yuqori bo'lgan spektral asboblarda yordamida ishqoriy metall atomlarining spektri tekshirilganda u bitta chiziqdan iborat bo'lmay, bir-biriga yaqin ikkita chiziqdan iboratligi aniqlandi. Masalan, Na atomi uchun spektral chiziqlar $5895,93 \text{ \AA}^0$ va $5889,96 \text{ \AA}^0$ to'lqin uzunlikka mos keladi. Elektronning markaziy simmetrik potensial maydonida harakati masalasiga muvofiq 2p holat ikkita emas, magnit soniga bog'liq holda uchta termdan ($m=0, +1, -1$) iborat bo'lishi kerak edi. Shu bilan birga 2p holatning uchta termga ajralishi atom tashqi magnit maydonida bo'lganda yuz beradi. Ammo ishqoriy metall atomlari spektrining dubleti magnit maydonsiz kuzatilgan. Demak, bu hodisa ham elektronning ichki xususiyatiga bog'liq bo'lgan to'rtinchi parametrlar kiritilishini taqozo etadi.

ZEEMAN EFFEKTI ✓

Bu effekt tashqi magnit maydonida spektral chiziqlarning tarmoqlanishini ko'rsatadi. Faraz qilaylik, atom kuchlanganligi H bo'lgan magnit maydoniga joylashtirilgan bo'lsin:

$$\hat{H} = \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) \right] - \left(\hat{m}_z H + \hat{m}_s H \right)$$

Tashqi magnit maydon kuchlanganligi 0 bo'lganda,

$$\hat{m}_z = -\frac{e}{2\mu c} \hat{M}_z$$

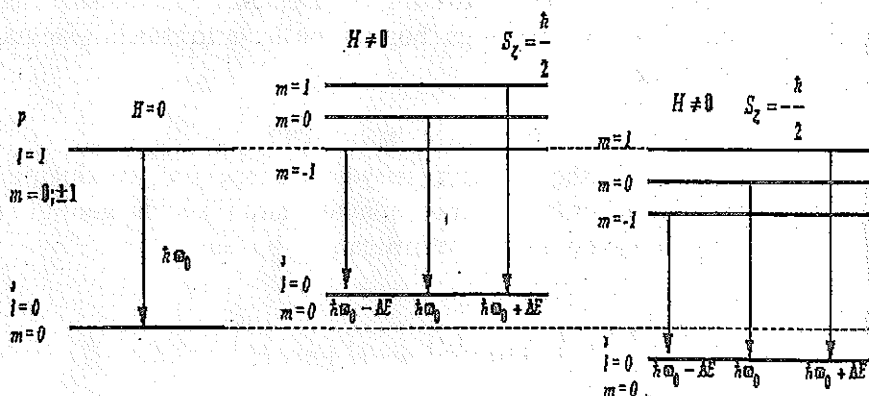
$$\hat{H} \begin{Bmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{Bmatrix} = \begin{cases} \hat{H}_0 \Psi_1 + \frac{e}{2\mu c} H \left(\hat{M}_z \Psi_1 + \hbar \Psi_1 \right) = E'_{ne} \Psi_1 \\ \hat{H}_0 \Psi_2 + \frac{e}{2\mu c} H \left(\hat{M}_z \Psi_2 - \hbar \Psi_2 \right) = E''_{ne} \Psi_2 \end{cases}$$

$$\hat{M}_z \Psi_{1,2} = m \hbar \Psi_{1,2}$$

$$\hat{H}^0 \Psi_{1,2} = E_{n,e}^0 \Psi_{1,2}$$

$$\begin{cases} E'_{nlm} = E_{nl}^0 + \frac{e\hbar}{2\mu c} H(m+1) & S_z = \frac{\hbar}{2} \\ E''_{nlm} = E_{nl}^0 + \frac{e\hbar}{2\mu c} H(m-1) & S_z = -\frac{\hbar}{2} \end{cases}$$

Keltirilgan munosabatlardan ko'rinadiki, tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan atomdagi elektron $\bar{e}$ energiyasi nafaqat n va l kvant sonlariga bog'liq bo'lmay, balki magnit kvant soni m ga ham bog'liq bo'lib qoladi, natijada *aynish* yo'qoladi. Ikki sathni ko'rib chiqamiz.



28-rasm. Magnit maydonda spektral chiziqlarning tarmoqlanishi.

$$\Delta E = \frac{e\hbar H}{2\mu c} \quad \frac{\Delta E}{\hbar} = \Delta \omega$$

$$\omega = \omega_0; \quad \underbrace{\omega_0 + \frac{eH}{2\mu c}}_{\text{Larmer chastotalari}}, \quad \omega_0 - \frac{eH}{2\mu c}$$

Shunday qilib, Zeeman effekti magnit maydonida spektral chiziqlarning tarmoqlanishidan iboratdir, bunda aynish yo'qoladi. Spinning mavjudligi spektrga ta'sir ko'rsatmaydi. Spin barcha sathlarning birday siljishigagina sabab bo'ladi. Aksariyat, faqat sathning uchga ajralishi – Zeemanning normal tripleti kuzatiladi. Bu natija kvant me'chanikasi qonunlariga asosan, istalgan sathlararo o'tishlar mumkin emasligidan darak beradi. Kvant o'tishlar tanlash qoidasiga bo'ysunadi. Unga asosan, o'tishlar $\Delta l = \pm 1$ shart bajariladigan holat uchun o'rindir, boshqa barcha o'tishlar man etilgan.

Adabiyotlar.

1. [1] 235-243 betlar.
2. [14] 66-70, 188-190 betlar.
3. [21] 248-251 betlar.

“UYG'OTISH” NAZARIYASINING ELEMENTLARI

Kvant mexanikasida ma'lum masalalargina oxirigacha yechimga ega bo'lishi mumkin. Biroq ko'p hollarda yechimi lozim bo'lgan sistema Gamilton'an yechimga ega bo'lgan sistema Gamiltonidan oz farq qilsa u sistema uchun ham masala yechimga ega bo'ladi. Masalan, $\hat{H}^0 \Psi = E \Psi$ yechimga ega. $\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{W}$ hol uchun yechimni qidirish lozim. $\hat{W}$ - tashqi maydon uyg'otish energiyasi, masalan, tashqi elektr maydon. Atomning ichki elektr maydoni kuchlanganligi $E = 5 \cdot 10^9$ V/m, istalgan tashqi maydon uyg'otgich sifatida qaralishi mumkin. Har bir atom elektrik nuqtai nazardan neytral bo'lib, qandaydir energetik spektrga ega bo'ladi. Bir atomning

ikkinchi atomga ta'siri "uyg'otgich" sifatida qaralishi mumkin. Uyg'otish nazariyasining mohiyati nimada ekanligini bilish uchun quyidagi ikki holni ko'rib chiqamiz.

1-hol. Sistemada aynish yo'q. $\hat{H}^o \Psi = E \Psi$ tenglamaning yechimi E_k^o sathlar sistemasini va mos tarzda to'liq funksiyalar sistemasi Ψ_k^o ni beradi.

$(\hat{H}^o + \hat{W}) \Psi = E \Psi$ Ψ_k - xususiy funksiyalar sistemasi to'liq bo'lganligi sababli istalgan funk siya to'liq funksiyalar bo'yicha qatorga yoyilishi mumkin,

$$\Psi = \sum_n C_n \Psi_n^o,$$

Ψ_k - hali uyg'otish ta'sir etmagan hol.

Uyg'otish energiyasi kichik bo'lganligi sababli masala ketma-ket uyg'otishlar usuli bilan yechiladi.

$$E_k = E_k^o + E_k^{(1)} + E_k^{(2)} + \dots$$

$$C_n = C_n^o + C_n^{(1)} + C_n^{(2)} + \dots$$

Nolinchi yaqinlashishda $E_k = E_k^o$, $C_n^{(o)} = \delta_{nk}$ bu yerda,

$$\sum_{nk} \delta_{nk} \Psi_k^o = \Psi_k^o$$

Uyg'otish nazariyasining birinchi yaqinlashishida energiyaga qo'shiladigan $E_k^{(1)}$ qo'shimcha qiymatining quyidagi tengligini isbotlash mumkin.

$$E_k^{(1)} = \int \Psi_k^{o*} \hat{W} \Psi_k^o dx = W_{kk}$$

Shunday qilib, uyg'otish ta'siri agar sathlar aynimagan bo'lsa, hamma sathlarning bir xil siljishiga sabab bo'ladi.

2-hol. Sistemada aynish mavjud.

$\hat{H}^o \Psi = E \Psi$ tenglama quyidagi yechimga ega:

Har bir sathda bir necha to'liq funktsiya mos keluvchi sathlar sistemasi mavjud. Energiyaga mos keluvchi to'liq funktsiyaning qiymatlari:

$$E_k = \begin{pmatrix} \Psi_{k_1} \\ \Psi_{k_2} \\ \vdots \\ \Psi_{k_f} \end{pmatrix} \quad E_2 = \begin{pmatrix} \Psi_{2 \ l=1 \ m=0} \\ \Psi_{2 \ l=0 \ m=0} \\ \Psi_{2 \ l=1 \ m=1} \\ \Psi_{2 \ l=1 \ m=-1} \end{pmatrix}$$

$$E_k = E_k^{(0)} + E_k^{(1)} + \dots$$

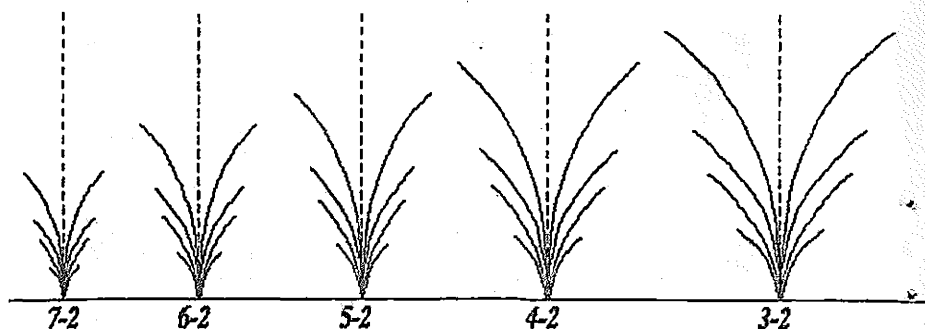
$$E_{k_1}^{(1)} = \int \Psi_{k_1}^* \hat{W} \Psi_{k_1}^0 dx$$

$$E_{k_2}^{(1)} = \int \Psi_{k_2}^* \hat{W} \Psi_{k_2}^0 dx$$

$$E_{k_f}^{(1)} = \int \Psi_{k_f}^* \hat{W} \Psi_{k_f}^0 dx$$

Shunday qilib, biron bir atomga "uyg'otuvchi" bilan ta'sir etilganda, bitta k - sath o'rnida aynish karraligiga teng sonli sathlar hosil bo'ladi, ya'ni aynish mavjud bo'lsa, tashqi ta'sir aynishni yo'qotadi. Shu yo'l bilan *Shtark effekti*, spektral chiziqlarning tashqi elektr maydonida tarmoqlanishi tushuntiriladi.

Agar vodorod atomi elektr maydonga joylashtirilsa, vodorod spektri quyidagi ko'rinishda bo'ladi:



29-rasm.

Ana shu hodisa bilan qattiq jismning zonalar strukturasi tushuntirish mumkin.

Yuqori sathdan bo'lgan o'tishlar kuchlanganlik ta'sirida yo'qoladi, tashqi maydonning katta qiymatlarida spektr strukturasi mutlaq yo'qoladi, tunnel hodisasi ro'yobga chiqadi.

Yakkalangan atom o'zining sathlar sistemasiga ega. Agar n -ta bir xil atomlar sistemasi mavjud bo'lsa (har bir atom o'zining aynish karraligiga ega), har bir atom sathini " n karra aynigan" deb qarash mumkin. Agar atomlar yaqinlashtirilsa, ular orasida o'zaro ta'sir bo'ladi; shu tufayli har bir sath n ta sathga tarmoqlanadi. Boshqacha qilib aytganda chiziqli sathlar o'rniga ruxsat etilgan sohalar hosil bo'ladi.

Adabiyotlar.

1. [1] 267-277 betlar.
2. [14] 120-137 betlar.
3. [21] 188-198 betlar.

AYNAN ZARRALAR SISTEMASI

Kvant mexanikasida bir xil xossalarga ega bo'lgan zarralar, ya'ni zaryad, massa (μ) va spini (s) bir xil bo'lsa, "zarralar mutlaqo aynan" deyiladi. Kvant mexanikasidagi aynanlik prinsipi Geyzenberg noaniqlik prinsipining natijasidir.

Klassik mexanikada har bir zarrani nomerlab chiqish mumkin. Kvant mexanikasida bunday qilish mumkin emas. Idish o'rtasiga to'siq qo'yib, klassik zarralarni o'rganish mumkin, kvant mexanikasida esa tunnel hodisasi mavjudligi tufayli zarralarni bir-biridan to'siq bilan ajratish mumkin emas.

{Koordinatalari $q_1, q_2, \dots, q_k, \dots, q_n$ bo'lgan zarralar sistemasi uchun

$$\hat{H}(q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_k, \dots, q_n) = \hat{H}(q_1, q_2, \dots, q_k, \dots, q_i, \dots, q_n)$$

$\hat{P}_{ki}$ - k va i zarralar uchun o'rin almashtirish operatori.

$$\hat{P}_{ki} \Psi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_k) = \Psi'(q_1, \dots, q_k, \dots, q_i)$$

Gamilton funksiyasi zarralar o'rnini almashtirilishi tufayli o'zgarmaganligi sababli Ψ' masalaning Ψ yechimi bo'ladi, ya'ni Ψ' va Ψ juda kichik miqdorga farq qilishi mumkin.

Zarrachalar o'rni almashganda yangi holat vujudga kelmaydi. Aynanlik prinsipi: bir xil zarralar to'plamida zarralar o'rni almashishi tufayli o'zgarmaydigan sistema holatigina qayd etiladi.

$$\hat{P}_{ki} \Psi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_k) = \lambda \Psi(q_1, \dots, q_k, \dots, q_i)$$

agar $\hat{P}_{ki} \Psi'(q_1, \dots, q_k, \dots, q_i) = \Psi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_k)$ bo'lsa

$$\hat{P}_{ki} \hat{P}_{ki} \Psi = \Psi = \lambda^2 \Psi, \text{ u holda } \lambda = \pm 1$$

Zarralar o'rnini almashtirish yoki, hech qanday o'zgarish bermaydi, yoki faqatgina funksiyaning ishorasi o'zgaradi. Agar o'rin almashtirish tufayli zarra funksiyasi o'zgarmasa, bunday funksiya "simmetrik" deyiladi, agar ishora o'zgarsa funksiya "antisimmetrik" deyiladi.

Shredingerning vaqtiy tenglamasini yechish bilan simmetrik va antisimmetriklik holati o'zgarmasligini isbotlash mumkin. Agar qandaydir zarralar sistemasi antisimmetrik to'liqin funksiya bilan ifodalansa, bunday zarralar doimo antisimmetrik funksiyalar bilan ifodalanishi isbot qilingan.

Tekshirishlar ko'rsatadiki, antisimmetrik funksiyalar bilan yarim butun spinli zarralar ifodalanadi.

$$S_z = \frac{\hbar}{2}(2n+1), \quad n=0,1,2,\dots$$

Bunday zarralar Fermi zarralar deyiladi (e, n, p, μ). Fermi zarralar uchun Fermi-Dirak taqsimoti o'rinli; $n_{FD} = n_0 / \exp(\hbar\omega / kT + 1)$

Ko'pchilik elementar va murakkab zarralar toq sonli Fermi zarralardan tashkil topgan bo'lsalar, Fermi zarralari (fermionlar) hisoblanadi, ular uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lib, ya'ni bitta kvant holatda faqat bitta zarra bo'lishi mumkin, yoki zarra mutloqo bo'lmashligi mumkin.

Spini butun son qadar bo'lgan zarralar, $S_z = n\hbar$, Boze-zarralar (bozonlar) deyiladi. Ular simmetrik to'lqin funksiyalar bilan ifodalanadi: fotonlar, π - mezonlar, k - mezonlar. Bozonlar Boze-Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi;

$n_{B-E} = n_0 / [\exp(\hbar\omega / kT - 1)]$. Sodda uchun 2^{uv}-aynan zarralardan tashkil topgan sistemani ko'ramiz. Bunday sistemaning to'lqin funksiyasi bir zarra to'lqin funksiyalarda tashkil topgan bo'lib, ularning kombinatsiyalari ko'paytmadan iboratdir.

$$\Psi_{p_i}(\xi_i) \quad p_i : n, l, m, m_s$$

$$\Psi_a(\xi_1, \xi_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{p_1}(\xi_1) \Psi_{p_2}(\xi_2) - \Psi_{p_1}(\xi_2) \Psi_{p_2}(\xi_1))$$

Ikkala zarra bir xil ehtimollikka ega :

$$\Psi_a(\xi_2, \xi_1) = -\Psi_a(\xi_1, \xi_2)$$

Ya'ni ikkita bir xil ehtimollikka ega bo'lgan Fermi zarra (p), bitta sathda tura olmaydi.

$$\Psi_s(\xi_1, \xi_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{p_1}(\xi_1) \Psi_{p_2}(\xi_2) + \Psi_{p_1}(\xi_2) \Psi_{p_2}(\xi_1))$$

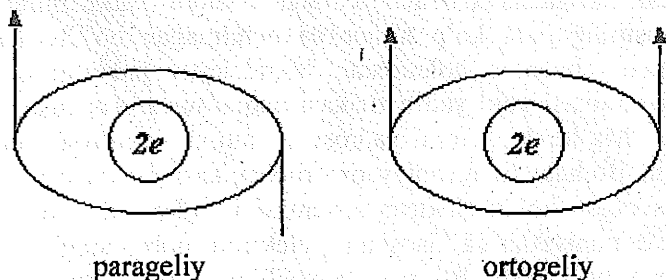
$$\Psi_s(\xi_1, \xi_2) = \Psi_s(\xi_2, \xi_1)$$

$$\Psi_s(\xi_1, \xi_2) = \frac{1}{2} (\Psi_{p_1}(\xi_1) \Psi_{p_2}(\xi_2) - \Psi_{p_2}(\xi_1) \Psi_{p_1}(\xi_2))$$

Yuqorida aytilganlardan ko`rinadiki, agar  $p_1 = p_2$ ,  $\Psi_s$  bo`lsa, nol bo`la olmaydi, ya`ni Boze-zarra bitta sathda xohlagan miqdorda bo`lishi mumkin. Bunday zarralar Pauli prinsipiga bo`ysunmaydi.

Aynan kvant zarralarning simmetrik xossalari o`zaro almashish munosabatiga olib keladi.

He atomida gi sistemani ko`ramiz.



30-rasm. *He* atomida elektron spinining holatlari

Elektronlar Fermi zarralardir va ularni antisimmetrik funksiyalar yordamida ifodalash mumkin.

$$\Psi(r_1, r_2, S_{z_1}, S_{z_2}) = \varphi(r_1, r_2) \chi(S_{z_1}, S_{z_2})$$

$$\Psi_a = \begin{cases} \varphi_a \chi_s \\ \varphi_s \chi_a \end{cases}$$

Shredinger tenglamasini yechib: $\hat{H}\varphi = E\varphi$ turli sathlar sistemasini hosil qilamiz, turli sathlar funksiyasi (φ) simmetrik bo`lishi ham mumkin, antisimmetrik ham bo`lishi mumkin, (l -ga bog`liq ravishda).

Tajribalar ko`rsatishicha para- va ortogeliy holatlar o`z-o`zicha bir-biriga o`tmaydi, spinlar o`z holicha aylana olmaydi, albatta biror tashqi ta`sir bo`lishi lozim. Energetik spektrning spinga bog`liqligi o`zaro ta`sir almashuvi deyiladi.

Adabiyotlar.

1. [1] 462-469 betlar.
2. [21] 259-264 betlar.

D. MENDELEYEV JADVALINING TUZILISHI

D. Mendeleyev tomonidan yaratilgan moddalarning davriy qonuniyati (jadval) nafaqat kimyo sohasida, balki zamonaviy atom va yadrolar fizikasida ham muhim ahamiyatga ega. Bu qonuniyat nazariyasi haligacha oxiriga yetmagan: atom yadrosining tuzilish muammosining juda ko'p tomonlari ochilmagan bo'lib, xuddi hali tug'ilmagan chaqaloq holatidadir. Mendeleyev jadvalining tuzilishi kvant mexanikasi yoki yadro fizikasi nuqtai nazaridan tushuntirilib mumkin. Ma'lumki, atom yadrosi atomning elektron qobig'ining tuzilishini ifodalaydi. Kvant yadro me'chanikasi massasi $\alpha\alpha$ zaryadini e'tiborga olgan holda elektron sistemasini yadro elektr maydonidagi harakat qonuniyatlariga asoslanib elektron qobig'idagi davriylikni tushuntirib bera oldi. Bu masala yechimi elektronlar soni haddan tashqari ko'p bo'lganligi tufayli matematik nuqtai nazardan juda murakkabdir. Klassik me'chanikada hatto shu vaqtgacha uchta jism harakati masalasining to'liq $\alpha\alpha$ umumiy yechimi aniqlanmagan. Atom me'chanikasida ko'p masalalar yaqinlashtirish usullarini qo'llash tufayli nisbatan oson yechiladi. Yaqinlashtirishning qo'llanilishini esa atomda elektronlarning diskretlik tabiatiga ega ekanligidan kelib chiqadi. Shu usullar Pauli prinsipi hamda elektronlarning markaziy kuchlar maydonidagi harakat nazariyalariga asoslangan holda davriylikni tushunishga imkon berdi. Bunda albatta, elementlarning tartib nomeri eng asosiy ahamiyatga molikdir.

Ko'rdikki, elektron energiyasi ikkita n $\alpha\alpha$ 1 - kvant sonlariga bog'liq bo'lib, energiyaning bir qiymatiga bir necha to'liq funksiyasi mos keladi, $E_{nl} \rightarrow \Psi_{n,l,m,m_s}$, atom tashqi ta'sir bo'lmagan holda ham aynigan. n ning qiymati atom qobig'ining tartib sonini ifodalaydi, undagi elektronlar soni Pauli prinsipiga asosan mumkin bo'lgan kvant sonlariga l, m, m_s mos ravishda $n = 2n^2$ ga teng. Demak, Pauli prinsipiga asosan, berilgan to'rtta kvant soni bilan bitta qobiqda faqatgina bitta elektron turishi mumkin, ya'ni qobiqdagi elektronlar soni ham $2n^2$ ga teng bo'ladi.

K	$n=1$	$2(s \text{ sath})$
L	$n=2$	$8(s=2\bar{e}, p=6\bar{e})$
M	$n=3$	$18(s=2\bar{e}, p=6\bar{e}, d=10\bar{e})$
N	$n=4$	$32(s=2\bar{e}, p=6\bar{e}, d=10\bar{e}, f=14\bar{e})$
O	$n=5$	$50(s=2\bar{e}, p=6\bar{e}, d=10\bar{e}, f=14\bar{e}, e=18\bar{e})$
P	$n=6$	$72(...)$

		K	L	
		1s	2s	2p
1n	H	1		
	He	2		
2n	Li		1	
	Be		2	
	B			1
	C			2
	N			3
	O			4
	F			5
	Ne			6

Ishqoriy metallar – inert gaz qobig'iga s-orbitada $2\bar{e}$.

Inert gaz – p-orbita 6 ta $\bar{e}$ bilan butunlay to'lgan.

Atomdagi $\bar{e}$ energiyasi $l \neq 0$ da ilgari lama va aylanma harakat energiyalar yig'indisidan tashkil topganligi tufayli ba'zi hollarda l ning katta qiymatlari uchun quyidagicha bo'lishi mumkin:

$$E_{n,l_1} < E_{n,l_2} \quad n_1 > n_2 \text{ lekin } l_2 > l_1$$

		M		
		3s	3p	3d
3n	Na	1		
	Mg	2		
	Al		1	
	Si		2	
	P		3	
	S		4	
	Cl		5	
	Ar		6	

Ishqoriy metallar - inert gaz qobig'iga s qobiqda bitta elektron $\bar{e}$.

Galogenlar - inert gaz qobig'idagi p sathdan bitta $\bar{e}$ olib tashlanadi.

		M	N			
		3d	4s	4p	4d	4f
4n	K		1			
	Ca		2			
	Sc	1				
	Ti	2				
	V	3				
	Cr	4				

d orbita to'liq, keyingi sathdagi s orbita to'lsa - o'tuvchi metallar.

	Mn	5		
	Fe	6		
	Co	7		
	Ni	8		

		M	N			
		3d	4s	4p	4d	4f
4n	Cu	10	1			
	Zn		2			
	Ga			1		
	Ge			2		
	As			3		
	Se			4		
	Br			5		
	Kr			6		

Elementlar-
ularda d orbita
va s orbita
to'liq, keyingi
qatorda bitta $\bar{e}$ -
nodir *metallar*.
Ular birinchi
gruppada turadi,
lekin ishqoriyga
nisbatan chapga
siljigan holda.

		O			P			
		5d	5f	5e	6s	6p	6d	7s
6n	Au	10			1			
	Hg				2			
	Tl					1		
	Pb					2		
	Bi					3		
	Po					4		
	At					5		
	Rn					6		
7n	Fr							1
	Ra							2
	Ac						1	
	Th						2	
	Pa		2				1	
	U		3				1	

Ac dan keyingi elementlar ularda ... $6s$, $6p$, $7s$ va $5f$ orbitasi to'lgan, – aktinoidlar

Massasi urandan og'ir elementlar transuran elementlar deyiladi. Hozirda ma'lum bo'lgan hamma transuran elementlar yadro reaksiyalari orqali sintezlangan bo'lib, ular kuchli radioaktivdirlar; ularning va ular izotoplarining yarim yemirilish davri tabiiy katta emas.

Adabiyotlar.

1. [4] 117-119 betlar.
2. [14] 246-249, 517-528 betlar.
3. [21] 136-140 betlar.

TERMODINAMIK VA STATISTIK USULLAR. TERMODINAMIKANING ASOSIY AKSIOMA VA QONUNLARI

Statfizika juda ko'p sonli zarralardan tashkil topgan sistemani o'rganadi. Bizni o'rab turgan muhitdagi hamma moddalar shunday sistema hisoblanadi.

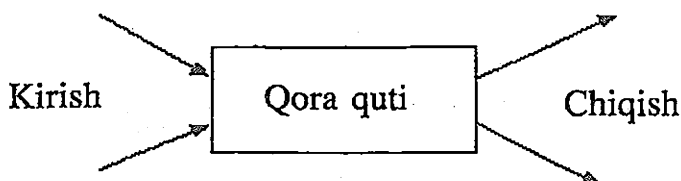
$$n_{\text{gaz.}} \sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$$

$$n_{\text{q.j.}} \sim 10^{22} \text{ sm}^{-3}$$

Shunday sistemani tekshirish, o'rganish va ifodalash uchun birdan-bir usul ehtimollik nazariyasiga asoslangan usuldir. Hamma zarralar istalgan holatda uzluksiz issiqlik harakatidadir. Issiqlik nazariyasi, issiqlik o'tkazuvchanlik va shu kabilar statistik fizikaning asosiy muammolaridir. Tajriba yo'li bilan biz sistemaning faqat makroparametrlari (V, P, T hamda dielektrik ϵ va magnit sindiruvchanlik μ) nigena aniqlay olamiz. Shunday sistemani o'rganish uchun ikki usul mavjud:

1. "Termodinamik usul"

Bu usulga ko'ra sistema "Qora quti" sifatida tasavvur etiladi.



31-rasm. Qora quti

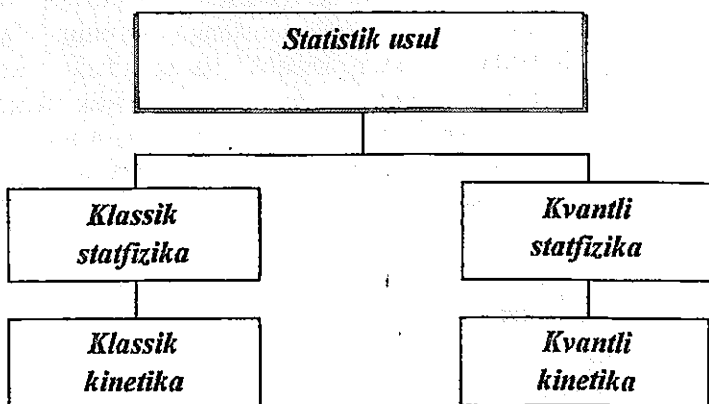
Termodinamik usul- sistemaga kiruvchi va chiquvchi parametrlarni aniqlaydigan, tajribaga asoslangan - fenomenologik qonundir.

Termodinamik usul - “qanday bo’lishi kerak?” degan savolga javob berib, “nega bunday?” savoliga javob bermaydi.

2. Statistik usul.

Ushbu usul sistemaga (modda) ma’lum bir model ko’rinishida qaraydi. Shu model yordamida sistemani ifodalovchi parametrlar o’rganiladi, qonunlar yaratiladi. Bu qonunlarning to’g’ri yoki noto’g’riligi o’z o’rnida termodinamik usul bilan tekshirib boriladi. Qanday model tanlab olinishiga qarab (masalan, ideal gaz modeli), sistema klassik qonuniyat bilan harakatlanayotgan bo’lsa,

“klassik statfizika”, agar sistema kvant qonunlariga bo’ysunsa “kvantli statistika” deyiladi.



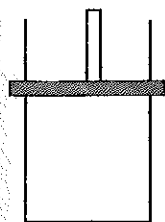
Agar model to’g’ri tanlangan bo’lsa, natijalar termodinamik usul natijalari bilan mos tushadi.

Sistema holatining o'zgarishi uning parametrlarining o'zgarishidir. Agar sistemani ifodalovchi kattaliklar muayyan vaqt o'zgarmay tursa, "sistema muvozanatda" deyiladi; aks holda "muvozanatsiz holat" deyiladi. Biz asosan, muvozanatli holatlarni ko'ramiz. Termodinamika - haqiqat mezon.

TERMODINAMIKANING ASOSIY QONUN VA AKSIOMALARI

Har qanday sistema makroparametrlar yordamida ifodalanadi ($P, V, T, \dots$). Ularni ichki va tashqi turlarga ajratish mumkin.

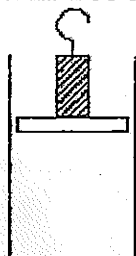
T - har doim ichki parametr. Hajm va bosim masalaning shartiga mos tarzda ichki parametr ham, tashqi parametr ham bo'lishi mumkin.



V - tashqi

P - ichki

32-rasm



V - ichki

P - tashqi

33-rasm

Parametrlar, shuningdek, *ekstensiv* (additiv) yoki *intensiv* (sistemani to'lig'icha ifodalovchi) bo'lishi mumkin.

V, U - *ekstensiv*

T, P - *intensiv*

Sistemani tashqi muhit bilan aloqasiga qarab ikki turga ajratish mumkin:

1. adiabatik muhofazalangan
2. sistema termostatda

Termostat - katta issiqlik sig'imiga ega bo'lgan sistema.

* Termodinamikaning ikkita postulati va 3 ta qonuniyati bor.

1 - postulat - muvozanat to'g'risida

Har qanday sistema muayyan tashqi ta'sir ostida muvozanat holatda bo'ladi. Agar sistema muvozanat holatdan chiqarilib, so'ngra

o'z holiga tashlab qo'yilgan bo'lsa sistema albatta o'z-o'zidan muvozanat holatga qaytadi.

2 – postulat.

Sistemaning muvozanat holatini ifodalovchi parametr haroratdir (T). Bir xil haroratdagi sistemalargina o'zaro kontaktlashganda muvozanatda qoladi.

Xulosa: sistemaning barcha muvozanatli ichki parametrlari haroratning T funksiyasi yoki tashqi parametrlar funksiyasidir.

Tashqi va ichki parametrlarni o'zaro bog'laydigan munosabat "holat tenglamasi" deyiladi.

$$\boxed{PV = \frac{m}{\mu} RT} \quad \boxed{P = \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V}} \quad (1)$$

Termodinamikaning birinchi qonuni (bu qonun energiyaning saqlanish qonunining issiqlik jarayonlaridagi ko'rinishidir).

Sistemaga uzatilgan issiqlik miqdori uning ichki energiyasini oshirishga va ish bajarishga sarf bo'ladi.

$$\boxed{dQ = dU + dA} \quad (2), \quad dU - \text{ichki energiyaning o'zgarishi}$$

dA - bajarilgan ish.

$$dA = \sum X_i dx_i$$

$$dA = PdV$$

$$dA = \sigma dS \quad \sigma - \text{sirt taranglik koeffitsienti.}$$

$$dA = H dl$$

$$\boxed{dQ = dU + P dV + dA'} \quad (2a), \quad dA' - \text{turli -tuman ishlar (agar}$$

ular mavjud bo'lsa).

1- qonun asosida biz turli issiqlik jarayonlarini ko'rib chiqishimiz va ular uchun solishtirma issiqlik sig'imini aniqlashimiz mumkin.

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

1) $V = \text{const}$, $A = PdV$, u holda $A = 0$ izoxorik jarayon bundan $dQ = dU$

$$C_V = \frac{dU}{dT} \quad U = C_V T, \text{ demak } dQ = C_V dT \quad (3)$$

2) $P = \text{const}$ - izobarik jarayon, $dA = P dV$
 ma'lumki, $PV = RT$ munosabatdan- bir mol gaz uchun izobarik jarayonda bajarilgan ish qiymati

$$P dV = R dT \quad \text{bo'ladi,} \quad dQ = C_V dT + R dT \quad (4)$$

$$C_P = \left. \frac{dQ}{dT} \right|_{P=\text{const}} = C_V + R \quad (5) - \text{bir mol modda solishtirma}$$

issiqlik sig'imi

3) $T = \text{const}$ - izotermik jarayon

$$dQ = dA \quad C_T = \frac{dQ}{dT} = \infty, \quad (6) \quad \text{bajarilgan ish esa}$$

$$A = \frac{m}{M} RT \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) \quad (7)$$

4) Adiabatik jarayon

$$dQ = 0 \quad dA = -C_V dT \quad dU = -dA \quad C_{ad.} = \frac{dQ}{dT} = 0$$

$$\text{bajarilgan ish: } A_{Q=0} = \frac{m}{M} \frac{RT}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (8)$$

Issiqlik sig'imi o'zgarmaydigan har qanday jarayon politropik jarayon deyiladi.

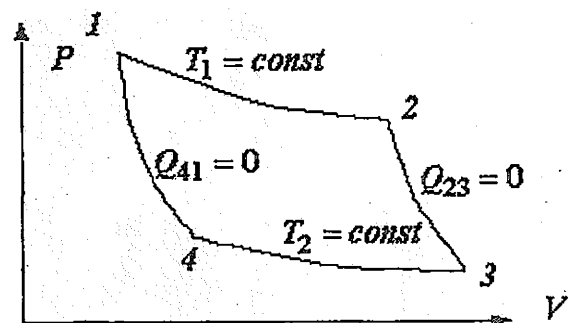
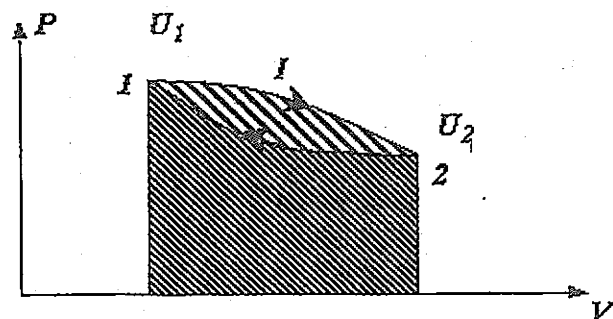
$$PV^\gamma = \text{const} - \text{adiabata, } \gamma = \frac{C_P}{C_V}, PV^{\frac{C-C_P}{C-C_V}} = \text{const} - \text{politropik}$$

$$\text{tenglama } PV^n = \text{const}, \quad \text{bu yerda } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} \quad (9)$$

Shuni ta'kidlash lozimki, muayyan parametrlar yordamida yoki muvozanat holatni yoki kvazistatik jarayonni (ya'ni juda sekin

kechadigan jarayon, bunday sistema muvozanat holatga qaytishga ulguradi) ifodalash mumkin.

Termodinamikaning 11- qonuni



34-rasm. Karno shikli

$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1$$

$$-Q_2 = U_1 - U_2 + A_2$$

$$\text{FIK} \quad \eta = \text{FIK} = \frac{A_1 - A_2}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (10)$$

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2$$

Shunday qilib, istalgan siklik jarayonda, $\eta \neq 0$ bo'lsa, issiqlik miqdorining ma'lum qismi tashqi muhitga uzatilishi kerak. Demak, tashqi muhitga issiqlik uzatmasdan, siklik jarayonni o'tkazish mumkin emas. Ma'lumki, qaytar jarayonda sistemaning parametrlari ma'lum.

$$\eta_{qaytar.} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} > \eta_{qaytmas.}$$

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad \text{bundan} \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad \text{teg'sizlik kelib}$$

chiqadi, yoki

$$\sum \frac{\Delta Q_i}{T_i} \leq 0 \quad \boxed{\oint \frac{dQ}{T} \leq 0} \quad - (11) \text{ Klauzius tengsizligi}$$

Qaytar jarayon uchun $\oint \frac{dQ}{T} = 0$ z agar $\frac{dQ}{T} = dS$ (12)

belgilasak

Sistema holatini ifodalovchi qandaydir funksiyaning o'zgarishi entropiya deyiladi.

$$\int \frac{dQ}{T} = \int dS = S_2 - S_1 \quad (13)$$

Agar sistema parametrlariga bog'liq bo'lgan qandaydir funksiya sistema qay yo'l bilan shu holatga o'tganiga bog'liq bo'lmasa, bu funksiya "sistemaning holat funksiyasi" deyiladi. Demak, entropiya – sistemaning holat funksiyasi. Ichki energiya ham – sistemaning holat funksiyasi.

(12) ifodadan termodinamikaning asosiy tenglamasi:

$$\boxed{T dS = dU + dA} \quad (14)$$

Entropiya – jarayonning kechish yo'nalishini ko'rsatuvchi holat funksiyasidir. Har qanday yopiq sistema uchun, entropiya doimo ortadi yoki maksimal holatga yetganda o'zgarmay qoladi, $S \geq 0$ - termodinamikaning ikkinchi qonuni.

Istalgan adiabatik muhofazalangan sistemaning entropiyasi, agar sistemada qaytar jarayon kechsa, o'zgarmaydi yoki ortadi.

$$\frac{\Delta Q_1}{T_A} - \frac{\Delta Q_2}{T_B} = \Delta Q \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B} \right) > 0 \quad (15)$$

$T_A < T_B$, issiq jismdan sovuq jismga issiqlik o'z-o'zidan o'tadi.

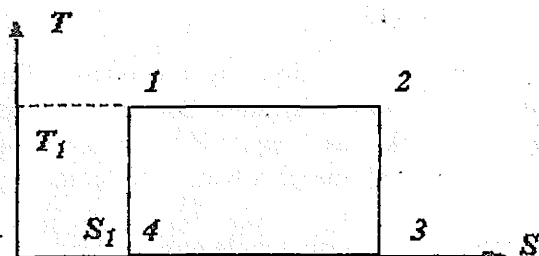
Termodinamikaning III - qonuni: $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$ (16), ushbu ifoda Nernst teoremasi deb ham ataladi.

$T = 0$, $dS = 0$ va $S = \text{const}$, $S = k \ln W$, bu yerda W - termodinamik ehtimollik.

Teoremadan xulosa - mutlaq nol haroratga erishish mumkin emas.

$$C_V, C_P, \frac{\Delta V}{\Delta P} \rightarrow 0, \quad S(P, T) = \int_0^T \frac{C_P(T) dT}{T},$$

$$S(V, T) = \int_0^T \frac{C_V(T) dT}{T}$$



35-rasm

bunday grafik bo'lishi mumkin emas, sabab, issiqlik balans tenglamasi

$$\frac{dQ_{12}}{T_1} + \underbrace{0}_{\text{adiabatik}} + \underbrace{0}_{\text{Nernst teoremasidan}} + \underbrace{0}_{\text{adiabatik}} = 0 - \text{bo'lishi mumkin}$$

emas,

$FIK \neq 100\%$ hamda nolinchii izotermaga tushish mumkin emas.

Adabiyotlar.

1. [6] 9-26, 32-38 betlar.
2. [5] 5-14, 127-129 betlar.
3. [4] 46-47 betlar.

Adabiyotlar

1. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. -М.: Высшая школа. 1968.
2. Шалимова К. В. Физика полупроводников. -М.: Энергия, 1985.
3. Давыдов А. С. Квантовая механика. -М.: Наука, 1977.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. -М.: Наука, 1978.
5. Тўраев Е.Й., Жўраев Ш., Тўраев Й. Термодинамика ва статистик физика.-Т.: Шарқ нашриёти., 2002.
6. Терлецкий Я. Г. Статистическая физика. -М.:Выс. шк., 1980.
7. Физика микромира. Маленькая энциклопедия. -М.: Изд. Советская энциклопедия. 1980.
8. Стилбанс Л.С. Физика полупроводников. -М.: Изд. Сов. Радио. 1987.
9. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой и оптической электроники. -М.: Высшая школа, 1989.
10. Ярив А. Введение в оптическую электронику. -М.: Высшая школа., 1989.
11. Верховский Е.И. Лазерная технология в производстве интегральных микросхем. -М.: Изд. Высшая школа, 1990.
12. Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю. Неупругие процессы при столкновении быстрых многозарядных ионов с атомами. Узб. Физический журнал. №3 26-35с., 1998.
13. Редин В.М., Данилин Б.С., Пастушков А.Р. Технологические проблемы преодоления субмикронного рубежа в производстве ИС. Журнал. Технология и конструирование в электронной аппаратуре. -М.: №1. 3-9с. 1997
14. Савельев И.В. Основы теоретической физики. т.2, -М.: 1997,
15. Хошимов Ғ.Ҳ., Расулов Р.Я. Юлдошев Н.Ҳ. Квант механика асослари.-Тошкент, Ўқитувчи 1995.
16. Глазенко Т.А., Пряников В.А. Электротехника и основы электроники. -М.: Высшая школа, 1996.
17. Круковский С.И. Комплексно-легированные эпитаксиальные структуры InP/InGaAsP для оптоэлектроники. Тех-я и конструирование в элетронной аппаратуре. 2006. №2 27-31

18. Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. -М.: Выс. шк., 1979.
19. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника. -М.: Радио и связь, 1997.
20. Верещагин И.К., Косяченко Л.А., Кокин С.М. Введение в оптоэлектронику. -М.: Высшая школа, 1991.
21. <http://tkea.wallst.ru/>
22. <http://www.sciencedirect.com/science/journal/13698001>

Mundarija

Soʻz boshi.....	3
Kvant mexanikasining fizik asoslari.....	4
Mikroolamda atomizm.....	15
Kvant mexanikasining postulatları va asosiy prinsiplari.....	27
Kvant mexanikasining matematik apparati.....	32 ✓
Shredinger tenglamasi	46
Zarraning toʻgʻri burchakli oʻradagi harakati.....	49
Mikrozarralarning potensial toʻsiqdan oʻtishi.....	56
Klassik garmonik ossillyator.....	63
Kvant garmonik ossillyator.....	65
Vodorod atomi va vodorodsimon atomlar nazariyasi.....	69
Atomning magnit momenti.....	75
“Uygʻotish” nazariyasining elementlari.....	81
Aynan zarralar sistemasi.....	84
D.Mendeleyev jadvalining tuzilishi.....	88
Termodinamik va statistik usullar. Termodinamikaning asosiy aksioma va qonunlari.....	93
Adabiyotlar.....	101

**Миржалилова Мавлуда
Абдуллаевна**

FIZIKA VA ELEKTRONIKANING MAXSUS BOBLARI
(Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism
(O'quv qo'llanma)

Muharrir:

Botirbekova M.M.

Kompyuter ishlari:

Murodqobilov D.M.

Bosishga ruhsat etildi 24.10.2007 y. Bichimi 60x84 1/16.
Shartli bosma tabog'i 6,2. Nushasi 50 dona. Buyurtma № 643.

TDTU bosmaxonasida chop etildi. Toshkent sh,
Talabalar ko'chasi 54. tel: 246-63-84.