

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta-maxsus ta’lim vazirligi

Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika institute

Fizika-matematika fakulteti

“Fizika o‘qitish metodikasi” kafedrası

**NAZARIY FIZIKA
(KVANT MEXANIKASI)**

fanidan

O‘QUV USLUBIY MAJMUA

Bilim sohasi: 100000 – Ta’lim

Ta’lim sohasi: 110000 – Pedagogika

Ta’lim yo‘nalishi: 5110200 – Fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi

Nukus – 2020

Fanning O'quv-uslubiy majmuasi O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta-maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan (2017-yil 18-avgust kuni, Ro'yxat raqami BD-5110200-3.05) "Nazariy fizika" Fan dasturiga muvofiq ishlab chiqilgan hamda O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta-maxsus ta'lim vazirligi 107-sonli buyrug'i (2017-yil 1-mart kuni) talablariga uyg'un shaklda rasmiylashtirilgan.

Tuzuvchi:

Yavidov B. "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti, f-m.f.d.

Taqrizchilar:

Atashov B. "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti, f-m.f.n.

Turdanov K. "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrasida dotsenti, f-m.f.n.

Fanning ishchi o'quv dasturi "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrasining 2020- yil «___» - _____
dagi № ___ - sonli yig'ilishida muhokamadan o'tgan va fakultet kengashida muhokama qilish uchun
tavsiya etilgan.

Kafedra mudiri:

Kamalov A.

Fanning ishchi o'quv dasturi Fizika-mehnat fakulteti Kengashida muhokama etilgan va foydalanishga
tavsiya qilingan (2020-yil «___» _____ № ___ - sonli bayonnoma).

Fakultet kengashi raisi:

Jiyemuratov R.

Fanning ishchi o'quv dasturi Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti Ilmiy-uslubiy
Kengashida ko'rib chiqilgan va tasdiqlangan (2020-yil "___" _____ dagi ___sonli majlis
bayoni).

Kelishildi:

O'quv-uslubiy boshqarma boshlig'i

_____ Abdiev A

O‘QUV USLUBIY MAJMUA

MUDARIJASI

1. O‘quv materiallari
 - Ma’ruza materiallari (matnlar)
 - Amaliy mashg‘ulot materiallari
 - Seminar mashg‘ulot materiallari
2. Mustaqil ta’lim materiallari
3. Glossariy
4. Ilovalar
 - Namunaviy dastur
 - Ishchi fan dasturi
 - Tarqatma materiallar
 - Testlar
 - Baholash mezonlari
 - Qo‘shimcha (boshqa) materiallar
 - Masalalar to‘plami
 - Nazarot savollari
 - Umumiy savollar
 - Adabiyotlar ro‘yxati
 - Xorijiy manbalar
 - Foydali maslahatlar

I. QORA JISM NURLANISHI.

Jismning ichki energiyasi hisobiga sodir bo'luvchi elektromagnit nurlanishi issiqlik nurlanishi (IN) deb ataladi. IN har qanday haroratda ro'y beradi. Ammo past haroratlarda asosan infraqizil elektromagnit to'liqlar nurlanadi. Harorat ortishi bilan nurlanishning umumiy energiyasi ortadi va shu bilan birga nurlanish energiyasi spektr zichligining maksimumi qisqa to'liq uzunliklari sohasiga siljiydi. Tasavvur etingki, biror jism nurlanishni to'liq qaytaruvchi ichki sirtga ega bo'lgan qobiq bilan o'ralib (Fig.1) va qobiq ichidagi havo so'rib olingan bo'lsin. Qobiq ichida nurlanish jismda qisman yutilib, qisman qaytadi. Shu bois nurlanish va jism orasida uzluksiz energiya almashuvi sodir bo'ladi. Bu energetik almashuv nurlanishdagi har bir to'liq uzunligi uchun ham o'rinalidir. Agar, jism va nurlanish orasidagi energetik taqsimot har bir to'liq uzunligi uchun o'zgarmay qolaversa, jism-nurlanish sistemasi muvozanatli bo'ladi. Tajriba, jism bilan faqat ISI muvozanat holatida bo'lishligini ko'rsatadi. ISining bu xususiyati, uning intensivligi harorat ko'tarilishi bilan ortishi bilan taminlangan. Agar, muvozanat holati qanday sabablarga ko'ra buzilsa, masalan, jism nurlanishni yutishiga nisbatan ko'proq chiqara boshlaydi. Oqibatda uning ichki energiyasi yani harorati kamayadi. Bu esa o'z navbatida jism nurlanishi energiyasining kamayishiga olib keladi. Haroratning bunday kamayishi jism yutayotgan nurlanish energiyasi va u chiqarayotgan nurlanish energiyasi tenglashguncha davom etadi. Agar jism va nurlanish orasidagi muvozanat boshqa tomonga buzilsa, yani jism chiqarayotgan nurlanish energiyasi yutilayotgan nurlanish energiyasidan kam bo'lsa, jism harorati orta boshlaydi. Haroratning bunday ortishi yana nurlanishning yutilish va chiqarish energiyalari tenglashguncha davom etadi. Demak, nurlanish va jism orasidagi muvozanatning buzilishi bu muvozanatni tiklashga intiluvchi jarayonlarni keltirib chiqaradi. Muvozanatli holatlarga va jarayonlarga nisbatan termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin. Shu sabab IN termodinamika qonunlariga amal etadi. IN intensivligini *Watt* da o'lchaymiz va u vaqt birligida nurlanuvchi nurlanish energiyasini anglatadi. Jismning birlik sirtidan barcha yo'nalishda (2π fazoviy burchak ichida) tarqaluvchi nurlanish oqimi energiyasi jismning *energetik yorqinligi* (EY) deb ataladi va R bilan belgilanadi. Jismning EY haroratga bog'liq. Nurlanish har xil to'liq uzunliklarga yoki chastotalarga ega to'liqlardan tashkil topgan. Jismning birlik sirtidan tarqaluvchi va $d\omega$ chastota intervali mos keluvchi nurlanuvchi energiyasi oqimini dR_ω bilan belgilaymiz. Juda kichik $d\omega$ intervalda $dR_\omega \sim d\omega$ bo'ladi yoki

$$dR_\omega = r_\omega d\omega. \quad (1)$$

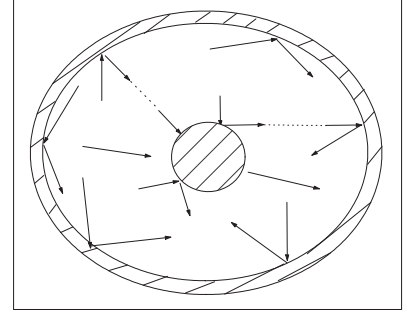


FIG. 1: Ichki sirti ideal qaytarish xususiyatiga ega bo'shliqda jism va nurlanish orasidagi muvozanat.

r_ω kattalik jismning *nurlanuvchanligi* yoki *nurlanuvchanlik qobiliyati* (NQ) deb ataladi. r_ω ham EY kabi jismning haroratiga bog'liq. Demak, $r_\omega = f(T, \omega)$. Jismning EY va NQ o'zaro

$$R_T = \int dR_{\omega,T} = \int_0^\infty r_\omega d\omega \quad (2)$$

munosabat bilan bog'liq. Nurlanishni to'liq uzunligi bilan ham tavsiflash mumkin. $d\omega$ chastota intervaliga $d\lambda$ to'liq uzunligi intervali mos keladi. $\lambda = 2\pi c/\omega$ ni differentsiallab

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad (3)$$

ni topamiz. (3) formuladagi "-" ishora chastotaning ortishi bilan to'liq uzunligi kamayishini va aksincha bo'lishini anglatadi. EY ning $d\lambda$ intervaliga mos keluvchi qismi (1) ga o'xshash

$$dR_\lambda = r_\lambda d\lambda. \quad (4)$$

formula bilan beriladi. Ammo, $dR_\omega = dR_\lambda$ bo'lishi kerak va shu sabab $dr_\omega d\omega = dr_\lambda d\lambda$ tenglik ham bajari-ladi. Oxirgi formulani (3) yordamida

$$dr_\omega d\omega = dr_\lambda \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = r_\lambda \frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad (5)$$

yoki

$$r_\omega = r_\lambda \frac{2\pi c}{\omega^2} = r_\lambda \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (6)$$

deb yozsak bo'ladi. (6) formula yordamida r_ω dan r_λ ga va teskari o'tish mumkin.

Biror jismning sirtining elementar maydonchasiga chastotasi $d\omega$ intervalda yotuvchi nurlanish tushsin va bu nurlanish energiyasi oqimi $d\Phi_\omega$ bo'lsin. Nurlanish energiyasining biror $d\Phi'_\omega$ qismi shu qaralayotgan maydonchada yutulsin. U holda

$$a_{\omega,T} = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega} \quad (7)$$

kattalik jismning *nur yutuvchanlik qobiliyati* (NYQ) deb ataladi. Jismning NYQ uning harorati va nurlanish chastotasi funktsiyasidir. Ta'rif bo'yicha $a_{\omega,T}$ birdan katta bo'lishi mumkin emas. Jism sirtiga tushuvchi barcha chasotalarga tegishli nurlanish energiyalarini to'laligicha yutuvchi jism *absolyut qora jism* (AQJ) deb ataladi va u uchun $a_{\omega,T} \equiv 1$. NYQ $a_{\omega,T} < 1$ bo'lgan jismlar kulrang jismlar deyiladi.

II. KIRXGOF QONUNI

Jismning NQ va NYQ orasida o'zaro bog'lanish mavjud. Bunga quyidagi fikran tajriba yordamida ishonch hosil qilish mumkin. Devorlari doimiy haroratda ushlab turiluvchi bo'shliqni qaraymiz (Fig.2). Bo'shliqning ichki devori ideal qaytarish xossasiga ega bo'lsin. Agar bo'shliq ichiga uchta jism kiritsak, ular orasida energiya almashish faqat IN orqali bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha vaqt o'tishi bilan jismlar va nurlanish orasida muvozanat o'rnatiladi. Hamma jismlar harorati bo'shliq devori haroratiga tenglashadi. Katta NQ $r_{\omega,T}$ ga ega jismning birlik maydonidan vaqt birligida ko'p nurlanish energiyasi chiqadi. Kichik NQ $r_{\omega,T}$ ga ega jismning birlik maydonidan vaqt birligida esa kam nurlanish energiyasi chiqadi. Jismlarning harorati o'zgarmaganligi bois, ko'p nurlanish energiyasi taratuvchi jism ko'p nurlanish energiyasini ham yutishi lozim. Yani jismning NQ qancha ko'p bo'lsa, uning NYQ ham shunchalik katta bo'lishi kerak. Bundan jismlarning NQ va NYQ lari nisbati bir xil degan xulosa kelib chiqadi:

$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_3 = \dots, \quad (8)$$

bu yerda 1, 2, 3 indekslar ifodaning mos ravishda birinchi, ikkinchi va uchinchi jismga tegishli ekanligini anglatadi.

(8) munosabat *Kirxgof qonuni* formulasini ifodalaydi. Bu qonun Kirxgof tomonidan 1860 yili nazariy yo'l bilan topilgan. Kirxgof qonunining mohiyati quyidagicha: *jismning NQ ning NYQ ga nisbati jism turiga bog'liq emas va barcha jismlar uchun bir xil bo'lib faqat chas-tota va harorat funktsiyasidir*:

$$\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} = f(\omega, T). \quad (9)$$

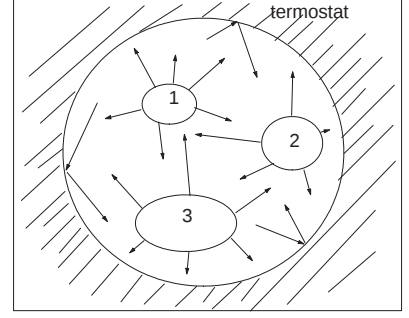


FIG. 2: Jismlar devori doimiy haroratda ushlab turiladigan bo'shliqda o'zaro nurlanish orqali energiya almashadilar. Bo'shliqning ichki sirti ideal qaytarish xossasiga ega.

Bunda $f(\omega, T)$ Kirxgofning universal funktsiyasi deb ataladi. Bir jismdan boshqa jismga o'tganda NQ va NYQ larning qiymatlari juda katta o'zgarishlarga uchrasa hamki, ularning nisbati o'zgarmaydi. Yani bu nisbat barcha jismlar uchun teng! Bu qonundan jism qanday chastotali nurlanishni yaxshi yutadigan bo'lsa, aynan shu chastotali nurlanishni ko'p tarqatishi kelib chiqadi. AQJ uchun NYQ $a_{\omega,T} = 1$. Shu sababli AQJ ning NQ Kirxgofning universal funktsiyasiga teng: $a_{\omega,T} = f(\omega, T)$. Yani Kirxgofning universal funktsiyasi bu AQJ ning NQ ekan. Ba'zida, Kirxgofning universal funktsiyasini nurlanishning spektr taqsimoti funktsiyasi deb ham atashadi. Nazariy tadqiqotlarda nurlanishning spektral tarkibini tavsiflash uchun Kirxgof universal funktsiyasini chastota orqali bog'lagan yaxshi. Ammo, tahrirani tahlil etishda uni to'liq uzunligi funktsiyasi $\varphi(\lambda, T)$ shaklida tasvirlash maqsadga muvofiq. Ikkala funktsiya ham o'zaro (5) formulaga o'xshash formula

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \varphi(\lambda, T) \quad (10)$$

bilan bog'langan. Agar $f(\omega, T)$ ma'lum bo'lsa, $\varphi(\lambda, T)$ ni

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right) \quad (11)$$

orqali, $\varphi(\lambda, T)$ ma'lum bo'lsa $f(\omega, T)$ ni

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi\left(\frac{2\pi c}{\omega}, T\right) \quad (12)$$

orqali topamiz. AQJ bu ideal tushuncha va tabiatda bunday jismlar yo'q. Qora kukunmimg NYQ chegaralangan chastota intervalida birga juda yaqin. Ammo, infraqizil nurlanish sohasida uning NYQ birdan ancha

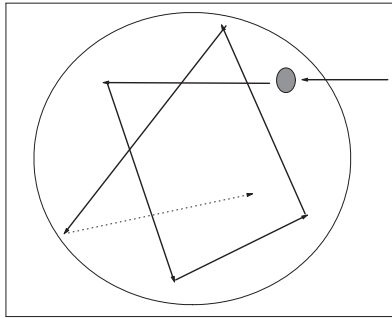


FIG. 3: Absolyut qora jism modeli.

kichik. AQJ ga xossalari jihatdan juda yaqin uskuna yaratish mumkin. Bu uskuna juda kichik tuynukka ega bo'lgan kovakdir (Fig.3). Tuynuk orqali kovakda kirgan nurlanish kovakdan chiqquncha ko'p marta kovak devorlaridan qaytadi. Har qaytishda o'z energiyasining bir qismini kovak devoriga beradi. Natijada uning barcha energiyasi yutiladi. Yani tuynuk o'zini AQJ kabi tutadi. Ana shu sababdan ham quyoshli kun xonaning ochiq derazasi uzoqdan qorang'u bo'lib ko'rinadi.

Kirxgof qonuniga binoan tuynukning NQ $f(\omega, T)$ ga juda yaqin. Bunda T kovak devori harorati. Natijada, agar kovak devori harorati T ni doimiy ushlab turadigan bo'lsak, tuynukdan spektr tarkibi AQJ nurlanishi spektr tarkibiga juda yaqin nurlanish chiqadi. Difraksiya panjara yordamida bu nurlanishning spektr tarkibini o'rganish, xususan, nurlanish spektrining turli qismlaridagi (yani har xil to'lqin uzunliklarga mos keluvchi) nurlanish intensivligini o'lchab $f(\omega, T)$ ni yoki $\varphi(\lambda, T)$ ni aniqlash mumkin. Tajribada aniqlangan $\varphi(\lambda, T)$ Fig.4 da keltirilgan.

Har bir grafik har xil haroratga mos keladi. Egri chiziq ostidagi maydon yuzi AQJ ning mazku haroratga mos EY iga teng. Fig.4 dan AQJ ning EY harorat ko'tarilishi bilan ortishini ko'ramiz. AQJ NQ ning maksimumi harorat ko'tarilishi bilan kichik to'lqin uzunliklari tomon siljiydi.

III. NURLANISH ENERGIYASINING MUVOZANATLI ZICHLIGI

Modda bilam muvozanatda bo'lgan nurlanishni ko'rib chiqamiz. Buning uchun yana Fig.1 da tasvirlangan sistemaga murojat etamiz. Bo'shliqning ichki devori harorati T bo'lsin. Bo'shliq nurlanish bilan to'liq bo'lganligi sabab, nurlanish energiyasi ham bu hajmda taqsimlangan bo'ladi. Nurlanishning hajmiy zichligini kiritamiz $u = u(T)$. Nurlanish energiyasining spektr zichligi (NESZ) $u(\omega, T)$ ni $du_\omega = u(\omega, T)d\omega$ formula orqali kiritamiz.

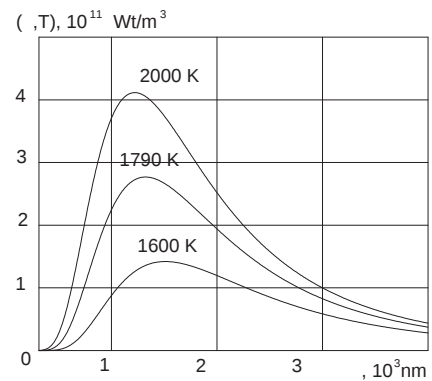


FIG. 4: Absolyut qora jism NQ ning to'lqin uzunligiga va haroratga bog'liqligi.

Bu yerda du_ω nurlanish energiyasining $d\omega$ chastota intervaliga mos keluvchi qismi. Nurlanish energiyasining to'liq zichligi

$$u(T) = \int_0^\infty u(\omega, T)d\omega \quad (13)$$

formuladan topiladi. Termodinamika qonunlaridan nurlanish energiyasining hajmiy zichligi $u(T)$ faqat haroratga bog'liq bo'lishi va kovak devorining turiga bog'liq bo'lmasligi kelib chiqadi. Buni isbotlash uchun teng haroratlarga, lekin kovak devorlari turli moddalardan qilingan ikki kovakni ko'rib chiqamiz (Fig.5). Faraz qilamizki, nurlanishning hajmiy zichligi haroratga bog'liq emas va shu sababdan $u_1(T) > u_2(T)$. Bu ikki kovaklarni o'zaro tutashtiramiz. Ular orasida nurlanish orqali energiya almasha boshlaydi. Natijada, 1- kovak soviy, 2- kovak isiy boshlaydi. Ammo, haroratlari teng kovaklar o'zaro energiya almashishi natijasida ularning haroratlari har xil bo'lib qolishi mumkin emas. Bu termodinamika qonunlari bilan taqiqlanadi. Shu sabab bizning $u_1(T) > u_2(T)$ deb faraz etishimiz noto'g'ri! Kovaklarning haroratlari tengmi, demak, ulardagi nurlanish energiyalarining hajmiy zichliklari ham teng bo'lishi shart! Bu tenglik har bir to'lqin uzunliklari uchun bajariladi. Ma'lum bo'lishicha AQJ ning NQ va nurlanishning muvozanatli zichligi o'zaro

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4}u(\omega, T) \quad (14)$$

formula orqali bog'langan.

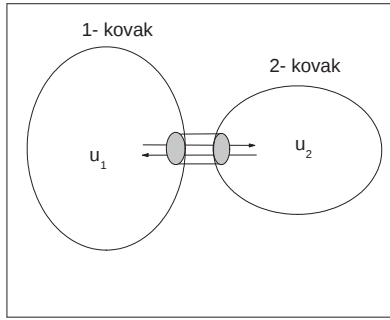


FIG. 5: Tutash kovaklar.

IV. STEFAN-BOLTSMAN QONUNI. VIN QONUNI.

AQJ nurlanishini qonuniyatlarini nazariy tushuntirish fizika tarixida katta ahamiyat kasb etadi. Chunki u energiya kvanti tushunchasining paydo bo'lishiga qolaversa kvant fizikasining yaratilishiga yo'l ochib berdi. Tajribani to'g'ri tushuntira oladigan NESZ ni nazariy jihatdan keltirib chiqarishga ko'p urinishlar bo'ldi, ammo ko'pchiligi natijasiz tugadi. 1879 yili avstriya fizigi Y.Stefan to'plangan tajriba natijalarini tahlil eta turib, ixtiyoriy jismning EY R uning termodinamik haroratining to'rtinchi darajasiga to'g'ri proporsional degan xulosaga kelgan. Ammo, keyinchalik o'tkazilgan nozik tajribalar bu xulosaning noto'g'ri ekanligini ko'rsatdi. 1884 yili Boltzman, umumiy termodinamik mulohazalar yuritib nazariy yo'l bilan AQJ EY uchun

$$R^* = \int_0^\infty f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4 \quad (15)$$

formulani keltirib chiqardi. Bu yerda σ doimiy katolik, T termodinamik harorat (gap AQJ to'g'risida ketayotganini uchun EY ni * bilan taminladik). Ixtiyoriy jismlar uchun aytilgan Stefan qonuni aslida faqat AQJ uchun ekanligi ma'lum bo'ldi. AQJ ning EY va uning termodinamik harorati orasidagi (15) munosabat hozirda *Stefan-Boltzman qonuni* nomi bilan yuritiladi. σ doimiy esa Stefan-Boltzman doimiysi deb ataladi va $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wt/m}^2 \cdot \text{K}^4$ ga teng. 1893 yili olmon fizigi V.Vin termodinamika qonunlari va elektromagnitizm nazariyasidan foydalanib AQJ ning EY yoki nurlanishning spektr taqsimoti funksiyasi

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right) \quad (16)$$

shaklda yozilishi kerakligini ko'rsatib berdi. F funksiyasi argumenti ω/T bo'lgan qandaydir funksiya. U holda

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^3 F\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda, T). \quad (17)$$

Bu yerda $\psi(\lambda, T)$ arumenti λT bo'lgan qandaydir funksiya. (17) formuladan nurlanish spektr taqsimoti funksiyasi $\varphi(\lambda, T)$ qaysi to'lqin uzunligi λ_m da maksimumga erishishini aniqlash mumkin. Rostdan ham (17) ni λ bo'yicha differentsiallab

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda^5} T \psi'(\lambda T) - \frac{5}{\lambda^6} \psi(\lambda T) = \frac{1}{\lambda^6} [\lambda T \psi'(\lambda T) - 5 \psi(\lambda T)] \quad (18)$$

ni topamiz. Kvadrat qavsda ifodani biror $\Psi(\lambda T)$ funksiya deb qarashimiz mumkin. Tajribadan $\lambda_m \neq \infty$ ekanligi ma'lum bo'lganidan, kvadrat qavs ichidagi ifodani yani $\Psi(\lambda T)$ ni nolga tenglaymiz xolos

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_m} = \frac{1}{\lambda_m^6} \Psi(\lambda_m T) = 0. \quad (19)$$

Bu tenglamaning echimini b bilan belgilaymiz. U holda *Vinning siljish qonuni* nomi bilan ataluvchi

$$\lambda_m T = b \quad (20)$$

munosabatni qo'lga kiritamiz. Tajribadan topilgan b ning qiymati $2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ ga teng.

V. RELEY-JINS FORMULASI VA VIN FORMULASI.

Tajribani to'g'ri tushuntira oladigan IN energiyasining spektr zichligi nazariy yo'l bilan keltirib chiqarishga Reley va Jins urinib ko'rishdilar. Ular klassik statistika qonunlari, xususan, energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimlanishidan foydalanishdi. IN kub shaklidagi kovak ichida ko'rib chiqildi. Kovakning ichki devori klassik ostsillyatorlar to'plami deb qaraldi. Yani kovak devori va nurlanish o'zaro energiya almashadi. Kovak ichida nurlanishni turg'un to'lqinlar to'plami yoki modalardan tashkil topgan deb qaraldi. Nurlanishdagi har bir turg'un to'lqin tebranish modasi deb ataladi. Kovak kub ichida qancha turg'un to'lqin bo'lsa nurlanishda shuncha tebranishlar modasi bor deb atash qabul etilgan. Agar kub qirrasi L deb hisoblasak, turg'un to'lqin hosil bolish sharti (Fig.6)

$$k \cdot L = 2\pi n \quad (21)$$

yoki

$$k_x L = \pi n_x, k_y L = \pi n_y, k_z L = \pi n_z \quad (22)$$

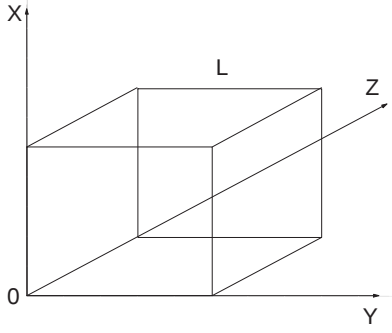


FIG. 6: Tebranishlar modalari kontsentratsiyasini hisoblashga doir va kovakning kub modeli.

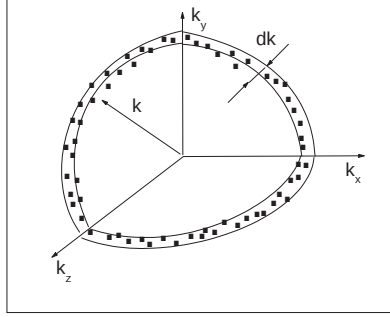


FIG. 7: Sferik koordinatalar sistemasida tebranishlar modalari kontsentratsiyasini hisoblashda to'liq vektor yo'nalishi.

shaklida yoziladi. To'liq soni $(k_x, k_x + dk_x), (k_y, k_y + dk_y), (k_z, k_z + dk_z)$ oraliqda yotuvchi to'liqlar dN soni $(n_x, n_x + dn_x), (n_y, n_y + dn_y), (n_z, n_z + dn_z)$ oraliqda yotuvchi butun sonlarga teng va shu sabab

$$dN = dn_x dn_y dn_z = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 dk_x dk_y dk_z. \quad (23)$$

Keyingi hisoblashni sferik koordinatalar sistemasida bajargan ma'qul. Bunda k_x, k_y, k_z mos ravishda x, y, z o'qlari bo'yicha yonalgan deb qaraymiz (Fig.7).

k_x, k_y, k_z to'liq sonlari musbat bo'lganligi bois (23) munosabatni

$$dN = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 \frac{1}{8} 4\pi k^2 dk \quad (24)$$

ko'rinishda yozamiz. $k = \omega/c$ ekanligini inobatga olib tebranish modalari kontsentratsiyasini topamiz:

$$\frac{dN}{L^3} = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega. \quad (25)$$

IN elektromagnit to'liqin va shu sababli u ikki yo'nalishda qutblanishi mumkin ekanligini esga olib, turg'un to'liqlar kontsentratsiyasi

$$\frac{dN_t}{L^3} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (26)$$

ekanligini topamiz. Boshqacha etib aytganda, kovak ichidagi nurlanishdagi modalar soni nurlanishning erkinlik darajasiga teng. Agar nurlanishning bitta erkinlik darajasiga mos keluvchi o'rtacha energiya $\langle E \rangle$ bo'lsa, kovakdagi nurlanish energiyasining spektral zichligi

$$u(\omega, T) = \frac{dN_t}{L^3} \langle E \rangle = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle E \rangle \quad (27)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Qarabsizki, nurlanish energiyasining spektral zichligini aniqlash masalasi tebranish modasining o'rtacha energiyasi topilishiga keltirildi. (27) formula spektral zichlikning chastotaga funktsiyasi shaklida berilgan, ammo uni osonlikcha to'liqin uzunligi bo'yicha taqsimlanish formulasiga o'tkazish mumkin. Reley va Jins (27) formuladagi modalarning o'rtacha energiyasi o'rniga klassik fizika qonunlariga binoan garmonik ostsilyatorning o'rtacha energiyasi $\langle E \rangle = kT$ ni qo'yib

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \quad (28)$$

ni va AQJ ning NQ uchun esa (14) ga muvofiq

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (29)$$

formulani qo'lga kiritishdilar. Bu formula (28) va (29) munosabatlar *Reley-Jins formulasi* deb aytiladi, chunki uni birinchi marotaba D.U.Reley 1900 yili taklif etgan va keyinchalik D.D.Jins (1877-1946) mukammal darajada asoslab bergan. U IN energiyasining spektral zichligini ifodalaydi. Reley-Jins formulasi klassik fizika qonunlari asosida olingani sababli tajribalarni butunlayicha tushuntirib bera olmadi. Faqat kichik chastotalardagina Reley-Jins formulasi tajribani qoniqorli tushuntirib bera olishi mumkin. Katta chastotalarda kuzatiladigan spektral zichlik (28) dan ancha kichik bo'ladi. Juda katta chastotalarda yani $\omega \rightarrow \infty$ da spektral zichlik ham cheksizlikka intiladi $u(\omega, T) \rightarrow \infty$. Shu asnoda nurlanishning to'liq hajmiy zichligi ham cheksizlikka intiladi

$$u(T) = \int_0^\infty u(\omega, T) d\omega = \infty. \quad (30)$$

Bu albatta aqlga bovar qilmaydigan hol, chunki kovak ichidagi nurlanish termodinamik muvozanatdali va uning energiyasi cheklanganini bilamiz. Tajriba ham nurlanishning spektral zichligi biror chastotada maksimumga erishib, keyinchalik eksponentsial darajada kamayib ketishini ko'rsatadi. Shu sabab Reley-Jins formulasi katta, ultrabinafsha nurlanishi, chastotalaridan boshlab tajribaga umuman mos kelmaydi. Nurlanish energiyasi hajmiy zichligining tasavvur etib bo'lmaydigan darajada cheksizlikka intilishi $u(T) \rightarrow \infty$ fizikada *ultrabinafsha falokati* nomi bilan mashhur! Nurlanish energiyasi spektral zichligini topishning boshqacharoq yo'lini 1896 yili V.Vin (1864-1928) taklif etdi. Uning fikricha nurlanishdagi har bir moda $E(\omega)$ energiyaga ega, lekin aynan shu chastotadagi barcha modalar uyg'ongan emas. Uyg'ongan modalarning nisbiy soni $\Delta N/N$ ni Boltsman taqsimoti bilan aniqlanadi:

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-E/kT}. \quad (31)$$

Bu yerdan ω chastotali nurlanishning o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = E(\omega) \frac{\Delta N}{N} = E(\omega) e^{-E/kT} \quad (32)$$

ni topamiz. Umumiy termodinamik mulohazalar yuritib V.Vin ω chastotali tebranish modasi energiyasi shu chastota ω ga proporsional bo'lishi kerak degan xulosaga keldi: $E \sim \omega$. Proporsionallik koeffitsienti o'sha paytda noma'lum edi, lekin hozirgi vaqtda u Plank doimiysi $\hbar$ ekanligi aniq, yani $E = \hbar\omega$. U holda (27) formula (32) ni etiborga olib quyidagicha yoziladi:

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\hbar\omega/kT}. \quad (33)$$

(33) munosabat AQJ NESZ uchun *Vin formulasi* deyiladi va u tajribani juda katta chastotalarda yaxshi tushuntiradi. Qo'lga kiritilgan ikki formula, yani kichik chastotalar uchun Reley-Jins formulasi va katta chastotalar uchun Vin formulasi, faqat cheklangan oraliqlardagina tajribani tushunrar edi. Ular orasidagi chastotalar intervalida NESZ qanday formula bilan ifodalanishi o'sha paytda ma'lum emasdi. Masalan, Quyoshdan kelayotgan nurlanishni o'rganganimizda, tajribadan spektral zichlikning qaysi chastotada maksimumga ega ekanligini aniqlashimiz mumkin. Ammo, bu maksimal chastota na Reley-Jins (28) va na Vin (33) formulalari yaxshi yushuntirib bera oladigan oraliqlarga to'g'ri kelmasdi (Fig.8). O'rta oraliqni tushuntiradigan nazariya mavjud emasdi.....

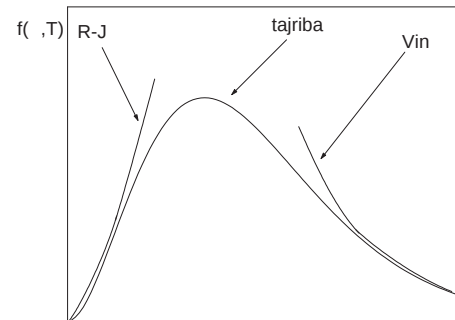


FIG. 8: AQJ nurlanishi energiyasining spektr zichligi uchun tajribada olingan grafik, Reley-Jins formulasiga asosan va Vin formulasiga asosan chizilgan grafiklar.

VI. PLANK FORMULASI

AQJ ning NQ ni na Reley-Jins formulasi va na Vin formulalari barcha chastotalar intervallarida to'g'ri tushuntirila olmasligiga asosiy sabab, bu hodisasini klassik fizika qonunlariga binoan tushuntirishga urinish edi. Klassik fizika qonunlariga binoan NESZ to'g'ri topilganligi bois, M.Plank 1900 yili

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (34)$$

yoki

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1},$$

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi^2 \hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi \hbar c/kT\lambda} - 1}.$$

ko'rinishdagi interpolatsion formula taklif etdi. Bu yerda $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ Plank doimiysi. (34) formula *Plank formulasi* deb yuritiladi. Plank (34) formulani keltirib chiqarmagan, aksincha o'ylab topgan va Olmoniya fizika jamiyatining 19 sentabridagi majlisida birinchi marta taqdim etgan. Keyingi ikki oyni o'ylab topilgan formulani keltirib chiqarishga sarflagan. Shuni aytib o'tish kerakki Plank formulasi klassik fizika qonuniyatlariga zid, uni klassik fizika doirasida keltirib chiqarish mumkin emas. Buni quyidagicha ko'rsatish mumkin. (27) formuladagi $\langle E \rangle$ deganda ω chastotali nurlanish energiyasining o'rtacha qiymatini tushunamiz. Termodinamik muvozanat holatida u ω chastotali nurlanishni yutuvchi va chiqaruvchi ostsillyatorlar o'rtacha energiyasiga teng. Ostsillyatorlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi Boltsman qonuniga binoan bo'lishi lozim:

$$N(E) = A \exp\left(-\frac{E}{kT}\right). \quad (35)$$

Klassik fizikada ostsillyator har xil qiymatdagi energiyani qabul etishi mumkin, yani E uzluksiz miqdor. U holda ostsillyatorning o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{A \int_0^\infty E \exp(-E/kT) dE}{A \int_0^\infty \exp(-E/kT) dE} = kT. \quad (36)$$

(36) ni (27) ga qo'yib Reley-Jins formulasi (28) ni qo'lga kiritamiz. Buning hech ajablanadigan joyi yo'q, chunki biz hisoblashni klassik fizika qonuni, energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishi, asosida yuritdik. M.Plank tomonidan kvant fizikasini yaratish uchun birinchi dalil qadam qo'yilgan edi. Uning fikricha ostsillyatorlar energiyasi uzluksiz bo'lmay, aksincha faqat diskret qiymatlar qabul qilishi mumkin. U ostsillyator energiyasi biror minimal E_1 energiyaga proporsional ravishda o'zgaradi

$$E_n = nE_1, (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (37)$$

deya qabul etti. U holda ostsillyatorlar o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^\infty E_n e^{-E_n/kT}}{\sum_{n=0}^\infty e^{-E_n/kT}} = \frac{E_1}{e^{E_1/kT} - 1}. \quad (38)$$

(38) munosabatni (27) ga qo'yib NESZ topamiz:

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{E_1}{e^{E_1/kT} - 1}. \quad (39)$$

Biz haligacha minimal energiya E_1 ni ixtiyoriy deb keldik, ammo (39) formula Plankning interpolatsion formulasi bilan mos tushish uchun uni

$$E_1 = \hbar\omega \quad (40)$$

deb qabul qilishimiz zarur. Demak, ko'rinib turibdiki, tajribani to'g'ri tushuntirish uchun kovak sirtida joylashgan atom (ostsillyator) energiyasi uzluksiz emas, balki diskret qiymatlar qabul etishi mumkin degan postulatni kiritishga majbur bo'ldik. Shu sabab, atom ichki energiyasi uzluksiz emas, diskret ravishda o'zgaradi yoki uning energiyasi kvantlanadi deymiz. Energiyaning kvantlanishi klassik fizika qonunlariga mutlaqo zid. Atomning holati diskret enrgiya bilan tavsiflanadi. Atom biror vaqt mobaynida ruxsat etilgan energetik holatda bo'ladi va bu holat *statsionar holat* deyiladi. Atom biror energetik holatidan quyi energiyali holatiga o'tishida o'zidan energiya chiqaradi, bu energiya nurlanish kvanti tariqasida chiqadi. Agar energiya o'zgarishi ΔE bo'lsa, nurlanish

kvanti chastotasi $\omega = \Delta E/\hbar$ ga teng bo'ladi. Xuddi shu kabi atom quyi energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tishi mumkin. Buning uchun atom tashqaridan biror ΔE energiyani yutishi lozim. Yuqori holatga o'tish $\omega = \Delta E/\hbar$ chastotali nurlanishni yutish orqali bo'ladi. Natijada, nurlanish modda tomonidan energiyaning biror qismi (kvanti) $E = \hbar\omega$ shaklida yutiladi va chiqariladi degan xulosaga kelamiz. (34) formula AQJ nurlanishining tajribada kuzatiladigan barcha xususiyatlarini tushuntirib bera oladi. (34) formula kichik chastotalar $\hbar\omega \ll kT$ da (28) ga, katta chastotalar $\hbar\omega \gg kT$ da esa (33) ga o'tadi. (34) formuladan Stefan-Boltsman qonuni va Vinning siljish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin. Xususan Vinning siljish qonunidagi doimiy b ni va Stefan-Boltsman doimiysi σ ni

$$b = \frac{2\pi\hbar c}{4.965k}, \sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2 \hbar^3} \quad (41)$$

formulalar orqali topishga imkon beradi.

VII. RENTGEN SPEKTRINING QISQA TO'LQIN CHEGARASI

1895 yili olmon fizigi V.K.Rentgen (1845-1923) tezltilgan elektronlar bilan metal yoki shisha bombardimon qilinsa o'ta singuvchan nurlanish paydo bo'lishini aniqladi. Bu nurlanishni u X- nurlar deb atadi. Ammo, keyinchalik ko'pchilik bu nurlanishni *rentgen nurlanishi* (RN) deb atashdi. Tadqiqotlar RN to'lqin uzunligi $10^{-5} \div 10^2$ nm oraliqda yotuvchi elektromagnit to'lqin ekanligini ko'rsatdi. Zamonaviy rentgen trubkasi Fig.9 da keltirilgan. U ichidan havo so'rib olingan balondan iborat bo'lib, balon ichiga katod K va anod A kiritilgan. Tok bilan isitiladigan katod K dan termoelektron emissiyasi natijasida elektronlar uchib chiqadi. Uchib chiqqan elektronlar elektr maydoni ta'sirida harakatlana boshlashadi. Shu tariqa elektronlar dastasi hosil bo'ladi. Bu dasta silindrik elektrod SE yordamida fokuslanadi. Tezlatilgan elektronlar anod A ga borib uriladi. Ba'zilar anodni *antikatom* deb ham atashadi. Anod og'ir elementlardan yasaladi (W , Pt , Cu , va h.). Elektronlarni tezlatish uchun anod va katodlar orasida juda katta potentsiallar ayirmasi tashkil etiladi $\approx 100keV$. Anodga kelgan elektronlar juda katta tezlikka yoki kinetik energiyaga ega bo'ladilar. To'qnashish natijasida elektronning 97% energiyasi anodni isitishga sarflanadi. Faqat $1 \div 3\%$ energiya nurlanishga aylanadi. Oqibatda rentgen trubkasining antikatodini etarlicha sovitishga ehtiyoj tug'iladi. Antikatod uning ichidan sovutuvchi suyuqlik (suv, moy) aylanib o'tib chiqadigan qilib yasaladi. Agar anod va katod orasiga U kuchlanish qo'yilgan bo'lsa, elektron tezlanishi oqibatida eU energiya oladi. Anodga urilgan elektron qisqa vaqt ichida to'xtashga majbur bo'ladi yani tormozlanadi. Tormozlanish bu sekinlanish va shu sababli elektron elektromagnit to'lqini manbasiga yalanadi. Elektronning tormozlanishi natijasida

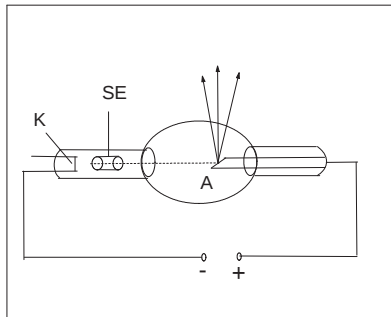


FIG. 9: Zamonaviy rentgen trubkasi.

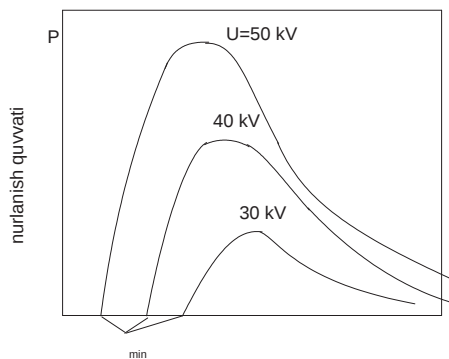


FIG. 10: RN quvvatining to'liqin uzunligiga bo'g'liqligi.

hosil bo'lgan elektromagnit to'liqini *tormozlanish nurlanishi* deb ataladi. Juda katta tezliklarda anodga urilgan elektron tormozlanish nurlanishidan boshqa *xarakterli nurlanish* deb ataluvchi nurlanish ham paydo etishi mumkin. Xarakterli nurlanish uriluvchi elektronlar anod materialining quyi elektronlar qobig'ini uyg'otishi natijasida hosil bo'ladi. Bu yerda biz faqat tormozlanish nurlanishini ko'rib chiqamiz. Klassik elektrodinamika qonunlariga binoan elektronning tormozlanishi natijasida barcha to'liqin uzunlikka ega bo'lgan elektromagnit to'liqlari paydo bo'lishi kerak: $\lambda \in [0, \infty]$.

Nurlanish quvvatining maksimumi to'g'ri keluvchi to'liqin uzunlik elektronlar tezligi ortishi yani U ortishi bilan kamayishi kerak. Fig.10 da tajribada o'lchangan RN quvvatining to'liqin uzunligiga bog'liqligi grafik shaklda berilgan. Grafikdan klassik elektrodinamika xulosasi haqiqatdan ham to'g'ridek ko'rinadi. Rostdan ham, grafikdan RN quvvatining maksimumi to'g'ri

keluvchi to'liqin uzunlik elektron energiyasi ortishi bilan kamayishini ko'rsatadi. Ammo, klassik elektrodinamika tushuntirib bera olmaydiga o'ta muhim fakt ham mavjud. Bu fakt RN quvvati koordinatalar boshiga etmasdan uzilib qolishidir. RN quvvati har tezlatish energiyasiga bog'liq bo'lgan qandaydir λ_{min} to'liqin uzunligida uziladi. Berilgan potentsiallar ayirmasi U da λ_{min} dan kichik to'liqin uzunligiga ega bo'lgan RN paydo bo'lmas ekan. Yani RN spektri qisqa to'liqin uzunliklar tomonidan cheklangan: $\lambda \in [\lambda_{min}, \infty]$. λ_{min} kattalik *RN spektrining qisqa to'liqin chegarasi* deb ataladi. Tajribadan λ_{min} va potentsiallar ayirmasi U orasida $\lambda_{min}(nm) = 1239/U(V)$ munosabat borligi topilgan. RN ning qisqa to'liqin chegarasining mavjudligini klassik fizika tushuntirib bera olmaydi va u elektromagnit nurlanishning $\hbar\omega$ kvant shaklida chiqishi (yaratilishi) ning yorqin tasdig'i bo'lib topiladi. Rostdan ham, agar RN eU energiyagacha tezlatilgan elektronning tormozlanishi natijasida paydo bo'ladigan bo'lsa, nurlanish energiyasi $\hbar\omega$ elektron energiyasi eU dan katta bo'lishi mumkin emas $\hbar\omega \leq eU$. BU yerda paydo bo'lgan RN chastotalari $\omega_{mak} = eU/\hbar$ dan katta bo'lmaydi. Bu esa RN to'liqin uzunliklari

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi c}{\omega_{mak}} = \frac{2\pi\hbar c/e}{U} \quad (42)$$

dan kichik emas deganidir.

VIII. TASHQI FOTOEFFEKT

Elektromagnit to'liqlar ta'siri ostida qattiq jismlar va suyuqliklar sirtidan elektronlarning uchib chiqishi *tashqi fotoeffekt* yoki *fotoelektron emissiya* deb ataladi. Fotoeffekt hodisasi 1887 yili G.Gerts tominidan kashf etilgan. Elektromagnit to'liqlarni ochiq tebranuvchi konturni elektr zaryadi tebranishi natijasida hosil qilgan G.Gerts (1887) metal elektrodlar orasida chaqmoq chaqnashi elektrodlardan biri, aniqrog'i katodni, ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda osonlashishini kuzatgan edi. 1888-1889 yillar mobaynida A.G.Stoletov fotoeffekt hodisasini Fig.11 ko'rsatilgan qurilma yordamida o'rgandi.

Bir qoplamasi t'orli setka TS dan, ikkinchisi plastina P dan iborat bo'lgan kondensator galvanometr G bilan ketma-ket tok manbaiga ulangan. Ultrabinafsha nurlar oqimi (UBN) to'liq setka TS dan o'tib tok manbasining manfiy qutbiga ulangan plastina P ga tushishi natijasida zanjirda tok paydo bo'lgan va bu tok galvanometr G bilan qayd etilgan. Tok paydo bo'ldimi, demak, uni tashuvchi zarralar ham paydo bo'lgan. UBN ta'sirida paydo bo'luvchi va tok tashuvchi zarralar manfiy zaryadga ega ekanligini Stoletov ko'rsatib berdi. Bundan tashqari Stoletov plastinkaning yoritilganligi ortishi bilan tok kuchi ham ortishini topdi. 1899 yili E.A.Lenard va J.J.Tomson nurlanish ta'sirida paydo bo'luvchi zarraning solishtirma zaryadini o'lchab u elektron ekanligini is-

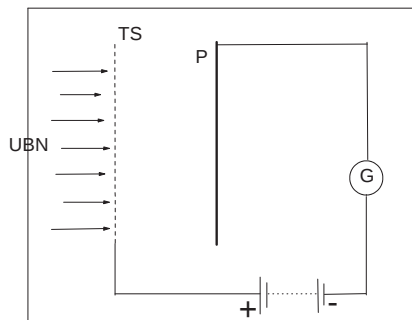


FIG. 11: Fotoeffekt hodisasini o'rganish uchun ishlangan Stolevning uskunasi elektr chizmasi. TS - to'rtli setka, P - plastinka, UBN - ultrabinafsha nurlar dastasi.

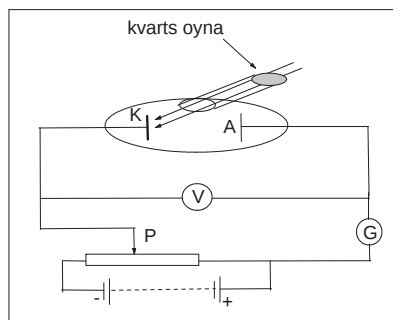


FIG. 12: Fotoeffektning o'rganish uchun qurilma.

botlashdi. E.A.Lenard, V.Galvaks va b. Stolev qurilmasini, ichidan havo so'rib olingan idishga joylashtirib, yanada mukammallashtirishdilar (Fig.12).

Katod K ni yorituvchi UBN ichidan havo so'rib olingan idishga kvart oyna orqali tushadi. Fotoeffekt natijasida katod K dan chiqqan elektronlar elektr maydoni ta'sirida anod A ga etib borishadi va zanjirda tok hosil qiladi. Tok galvanometr G orqali va elektrodlar orasidagi kuchlanish voltmeter V orqali o'lchanadi. Bundan tashqari elektrodlar orasidagi kuchlanishni potentsiometr P orqali o'zgartirish mumkin. Fotoeffektning, katodga tushuvchi yorug'lik intensivligi va elektrodlar orasidagi kuchlanish o'zgarmaas bo'lgandagi volt-ampere xarakteristikasi (VAX) Fig.13 da keltirilgan. Fotoeffekt VAX sinning pog'anasimon bo'lib ketishi elektronlar katoddan har xil tezliklar bilan uchib chiqishini anglatadi. Hatto elektrodlar orasidagi kuchlanish nol bo'lganda ham katod-

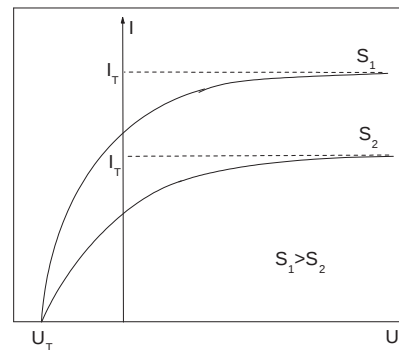


FIG. 13: Fotoeffektning VAX, UBN intensivligi $S = const$ va chastotasi $\omega = const$.

dan chiqqan elektronlarning biror qismi anodga etib kelishga etarlicha tezlikka ega bo'ladilar va ular qoldiq fototok tashkil etadilar. Fototokni yo'qatish uchun elektrodlar orasiga $|U_T|$ teskari ishorasi kuchlanish berish zarur. $|U_T|$ fotoeffektning *tormozlovchi kuchlanish* deb ataladi. Tormozlovchi kuchlanish hatto maksimal tezlik bilan ichib chiqqan elektronlarni ham to'xtatib ularning anodga etib borishiga yo'l qo'ymaydi. Shu sabab

$$\frac{mv_m^2}{2} = eU_T \quad (43)$$

deb yozsak bo'ladi. Bu yerda m elektron massasi, v_m fotoelektronlarning maksimal tezligi. Kuchlanishning biror qiymatidan boshlab fototok to'yinadi. Tokning bu qiymati *to'yinish fototoki* deyiladi. Fototokning to'yinishi katoddan chiqqan barcha elektronlar anodga etib kelishini anglatadi. UBN intensivligi ortishi bilan to'yinish fototogi ham ortadi. Klassik fizika qonunlariga binoan fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi UBN intensivligiga to'g'ri proporsional bo'lishi kerak. Ammo, 1905 yilda fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi UBN intensivligiga mutlaqo bog'liq emasligi isbotlandi. Tormozlovchi kuchlanishning UBN chastotasiga bog'liqligi Fig.14 da keltirilgan grafikdan katoddan uchib chiquvchi elektron kinetik energiyasining maksimal qiymati UBN chastotasiga to'g'ri proporsional ekanligi kelib chiqadi. Hodisani qiziqarli tomoni shundaki fotoeffekt faqat katod materialiga bog'liq bo'lgan biror ω_{ch} chegaraviy chastotadan katta chastotalarda kuzatiladi (Fig.15). ω_{ch} chastotaga mos keluvchi λ_{ch} *fotoeffektning qizil chegarasi* deb ataladi. Stolev aniqlaganidek fototokning to'yinish qiymati UBN $\omega = const$ va $U = const$ ligida UBN intensivligiga to'g'ri proporsional bo'ladi (Fig.16).

Tajribadagi yig'ilgan natijalarga tayanib fotoeffektning quyidagi qonuniyatlarini qayd etamiz:

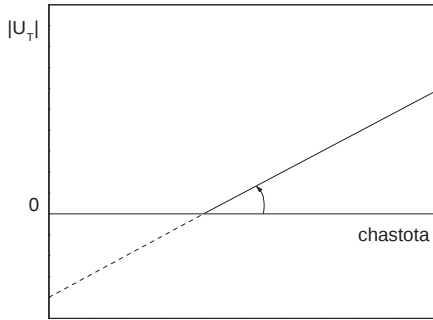


FIG. 14: Tormozlovchi kuchlanishning UBN chastotasi ω ga bog'liqligi.

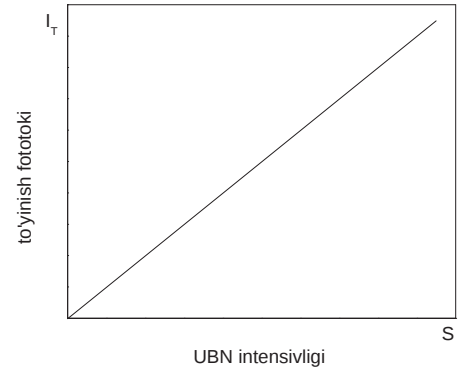


FIG. 16: To'yinish fototokining yorug'lik intensivligi S ga proporsionalligi.

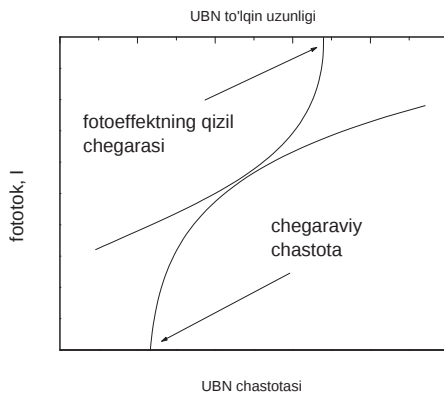


FIG. 15: Fototokning UBN chastotasiga bog'liqligi, $U = const$ va $\omega = const$.

1. Katod materiali turiga bog'liq bo'lgan va undan kichik chastotalarda *fotoeffekt* kuzatilmaydigan, *fotoeffektning qizil chegarasi* deb nom olgan minimal chegaraviy chastota mavjud. Kichik chastotali nurlanish bilan qancha yoritilmasin yoki uning intensivligi qancha katta bo'lmasin *fotoeffekt kuzatilmaydi* (Fig.15).
2. Katoddan uchib chiqibchi elektronlar energiyasi turlicha, 0 dan $mv_{max}^2/2$ oralig'ida, bo'ladi va u nurlanish intensivligiga bog'liq bo'lmay, balki nurlanish chastotasiga to'g'ri proporsional (Fig.14).
3. Nurlanish chastotasi doimiy holda vaqt birligida katoddan uchib chiquvchi elektronlar soni yorug'lik oqimi energiyasi zichligi yani yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsional (Fig.13 va Fig.16).

*Fotoeffekt*ni klassik fizika qonunlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Klassik fizika qonunlariga ko'ra elektron to'lqinning elektr maydoni ta'sirida tebrana-tebrana amplitudasini oshirib oxirida atom va metal sirtidan chiqib ketishi kerak. Ammo, bu manzara bilan topilgan elektronning chiqish vaqti juda katta ($\sim 10^4 s$) bo'lishi lozim. Tajribalar esa katodning nurlanish vaqti va elektronlar uchib chiqishi vaqti orasidagi farq $10^{-9} s$ dan kam ekanligini ko'rsatadi. Klassik fizika qonunlariga oid atomdan uchib chiquvchi elektronlarning soni yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsional bo'lishi lozim. Biror chegaraviy chastotadan past chastotalarda elektronlarning katod sirtidan uchib chiqmasligini ham klassik fizika nizomlariga binoan tushuntirib bo'lmaydi. Xullas, klassik fizika fotoeffekt oldida ojislik qilardi. Bu muammoni echish uchun yangi ko'z qarash va fikrlar kerak edi. 1900 yili AQJ nurlanish qonuniyatlarini tushuntirib berish uchun M.Plank atom energetik holarlari diskret bo'lishi va nurlanishni portsiya shaklida yutishi va chiqarishi mumkin degan g'oyani ilgari surgan edi. Uning fikriga ko'ra atomning qo'shni diskret holatlari energiyalari farqi

$$E = \hbar\omega \quad (44)$$

ga teng ekan. 1905 yili A.Einshtein *fotoeffekt nurlanish katodda Plank ko'rsatib bergandek $\hbar\omega$ portsiya shaklida yutiladi* deb faraz qilinsa oson tushuntirilishi ko'rsatib berdi. Einstein fikricha UBN kvanti energiyasi $\hbar\omega$ katoddagi elektronga to'laligicha beriladi. Natijada elektron energiyasi oshib katoddan uchib chiqadi. Uning energiyasining A qismi katoddan chiqib ketishiga, qolgani unga kinetik energiyasi berishga sarflanadi. Nurlanish kvanti va elektron to'qnashishi natijasida

$$\hbar\omega = A + \frac{mv_{max}^2}{2}. \quad (45)$$

energoya saqlanish qonuni bajarilishi lozim. Bu yerda A - elektronning metaldan chiqish ishi, $mv_{max}^2/2$ -elektronning metal sirtidan chiqqan paytidagi maksimal kinetik energiyasi. (45) munosabat fotoeffekt uchun Einsteini tenglamasi deb ataladi. Shuni takidlash lozimki, erkin elektron bilan bo'lgan to'qnashuvda UBN elektronga barcha energiyasini bera olmaydi. Metalda esa elektronlarni erkin deb bo'lmaydi, chunki ular bir-birlari bilan va kristal panjara ionlari yoki atonlari bilan ta'sirlashadi. Agar yutilgan energiya elektronni metalda ushlab turgan kuchlarni yenga olsa elektron metaldan chiqishi mumkin. (43) va (45) tenglamalar fotoeffektning barcha xususiyatlarini tushuntiradi. Einstein Plank goyasini yanada rivojlantirdi. Einstein nurlanish, portiysi (kvant) shaklida yutilib va chiqibgina qolmay, portiysi (kvant) shaklida fazoda tarqalishi mumkin yani yorug'lik to'lqini energiyasi oqimi uzluksiz bo'lmay, energiyaning diskret portiysalari kvantlar oqimidan iborat degan yangi goyani o'rtaga tashladi. Shunaqa qilib fizikaga yorug'lik kvanti tushunchasi kiritildi. Elektromagnit to'lqini energiyasining kvanti (1926) *foton* deb ataldi. ω chastotali yorug'likka mos keluvchi foton energiyasi $E = \hbar\omega$ formula bilan topiladi.

Yorug'lik energiyasi oqimi zichligi fotonlar oqimi zichligiga to'g'ri proporsional yani 1 m^2 ko'ndalang kesim yuzini 1 s da kesib o'tuvchi fotonlar soni bilan aniqlanadi. Katod sirtidan urib chiqarilgan elektronlar soni esa fotonlar oqimi zichligiga to'g'ri proporsional (Fotoeffektning 3- qonuni) $I_T \sim S$. (45) tenglamaga muvofiq fotoelektron kinetik energiyasi faqat foton energiyasiga bog'liq bo'lib, fotonlar soniga yani yorug'lik intensivligi (oqimi zichligiga) ga bog'liq emas (Fotoeffektning 2- qonuni). Yana shu (45) tenglamaga muvofiq agar katodni yorutuvchi nurlanish foton energiyasi elektronning metaldan chiqish ishidan kichik bo'lsa fotoeffekt kuzatilmaydi (Fotoeffektning 1- qonuni). Fotoeffektning qizil chegarasi ω_{ch} tajriba yordamida topiladi va odatda mos ravishda to'lqin uzunliklarida keltiriladi λ_{ch} . Elektronning chiqish ishi esa (45) formuladan $v_{man} = 0$ bo'lganda topiladi

$$A = \hbar\omega_{ch}. \quad (46)$$

1914-1916 yillar amerikalik fizik R.E. Milliken (1868-1953) juda nozik tajribalar o'tkazib (45) va (46) formulalarning to'g'riligini isbotladi. Bundan tashqari Plank doimiysining juda aniq qiymati ham topildi $h = 6,56 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$. Yuqorida ko'rib chiqilgan hodisa *tashqi fotoeffekt* dan farqli *ichki fotoeffekt* ham mavjud. Ichki fotoeffektda foton o'z energiyasini metall yoki umuman qattiq jism ichidagi bog'langan elektronga beradi va uni erkin elektronga aylantiradi, ammo elektron qattiq jism sirtidan chiqib ketmaydi. Ichki fotoeffekt natijasida qattiq jism hajmida erkin elektronlar soni ortadi. Yadroviy fotoeffekt deb ataluvchi hodisada juda qisqa to'lqin uzunligiga ega bo'lga elektromagnit nurlanish (rentgen yoki γ nurlanish) atom yadrosi tomonidan yutiladi va unda nuklon (proton, neytron) lar uchib chiqadi.

Einsteinning yorug'lik fotonlar oqimidan iboratligi to'g'risidagi gipotezasi 1924 yili Bote tajribasida yana

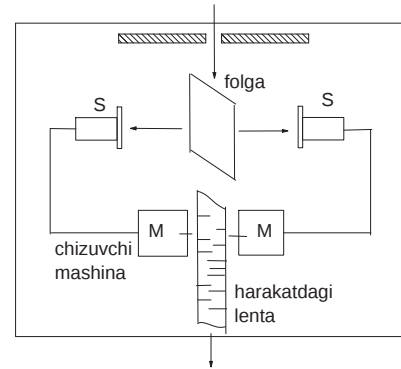


FIG. 17: Bote tajribasi cizilmasi.

bir bor o'z tasdig'ini topdi. Bote tajribasining chizilmasi Fig.17 da keltirilgan.

Juda yupqa metal folga ikki sanagich S lar orasiga joylashtiriladi. Folgaga kichik intensivlikka ega RN tushiriladi. RN ta'sirida folganing o'zi ham RN manbasiga aylanadi. Dastlabki RN intensivligi juda kichik bo'lganligi bois, folgadan chiqqan RN intensivligi ham juda kichik bo'ladi. Folgadan chiqqan RN S sanagichlarga tushadi. Sanagichlar o'z navbatida harakatlanuvchi lentaga belgi chizadigan mashina M larga ulangan. Agar yorug'lik klassik fizika qonunlariga binoan uzluksiz bo'lsa, folgadan barcha yo'nalishda bir xilda RN tarqalar va natijada mashinalar lentaga biri birining to'g'risida yotuvchi belgilar qo'yar edi. Ammo, tajribada belgilar bir biriga nisbatan tartibsiz joylashgani topilgan. Buni faqat nurlanish kvantdan tashkil topgani va ular folgadan nurlanish chiqishida yi chap yo o'ngga yo'nalgan fotonlar paydo bo'lishi bilan tushuntirish mumkin. Yuqorida biz katoddagi elektronning faqat bitta foton bilan ta'sirlashuvini ko'rib chiqqan edik. Katodni lazer nurlari bilan yoritsak ko'p fotonli jarayon ham kuzatilishi mumkin. Bunda elektron N ta fotondan bir vaqtda energiya oladi va katoddan uchib chiqadi. Ko'p fotonli fotoeffekt uchun Einstein formulasi

$$N\hbar\omega = A + \frac{mv_{max}^2}{2} \quad (47)$$

bilan beriladi. Ko'p fotonli fotoeffektda $I_T \sim S^N$.

IX. FOTON

Yorug'lik to'lqinini tavsiflovchi fotonlar mavjudligi ko'p tajribalarda o'z isbotini topgan. Yorug'lik bir vaqtda ham to'lqin ham zarra-foton oqimi deb qaralishi mumkin. Fizikaviy ob'ekt bir vaqtda ham to'lqin

ham zarra xossalari ega bo'la olishligi korpuskula-to'lqin dualizmi deyiladi. Foton energiyasi $E = \hbar\omega$ bilan aniqlanadi. W energiyaga ega elektromagnit to'lqin $K = W/c$ impulsiga ega ekanligini bilgan holda, foton impulsi uchun

$$p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} \quad (48)$$

munosabat bajarilishi kerak. Shuni aytib o'tish kerakki, fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng va u doimo c tezlik bilan harakatda bo'ladi. Foton vakuumda ham modda ichida ham c tezlik bilan harakatlanadi. Yorug'lik tezligining moddada kamayishi fotonning modda atomlari tomonidan yutilishi va keyinchalik nurlanishi bilan bog'liq. Yutilish va nurlanish uchun vaqt sarf etiladi. Ammo, foton atomlar orasida c tezlik bilan harakatlanaveradi. Natijada, yirug'lik tezligi moddada c dan kichik bo'ladi. Foton impulsi $p = \hbar \cdot 2\pi/\lambda = \hbar k$ ga teng. Bunda k yorug'lik to'lqin soni. Foton yorug'lik tarqalishi yo'nalishida harakatlanishi sababli oxirgi formulani

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (49)$$

deb yozsak bo'ladi. Yorug'likni yutuvchi maydonga normal ravishda fotonlar oqimi tushayotgan bo'lsin. Agar fotonlar zichligi n bo'lsa, vaqt birligida birlik maydonchaga nc fotonlar tushadi. Har bir foton maydonchaga $p = E/c$ ga teng impuls beradi. Natijada fotonlar maydonchaga

$$P = \frac{E}{c} nc = En \quad (50)$$

ga teng bosim ko'rsatadi. En hajm birligidagi fotonlar energiyasi w dir. Yani $P = w$. Agar maydoncha fotonlar dastasini to'liq qaytaradigan bo'lsa, $P = 2w$ bo'ladi. Umumiy holda ixtiyoriy sirt nurlanishning biror qismini yutib, qolganini qaytaradi. Shu sababli, agar sirtning nurlanishini qaytarish koeffitsienti ρ ga teng bo'lsa, nurlanishning sirtga ko'rsatayotgan bosimi

$$P = (1 + \rho)w \quad (51)$$

formula bilan aniqlanadi. Elektromagnit maydon fotonlar to'plamidan iborat tasavvurotidan foydalanib AQJ ning NQ $f(\omega, T)$ va u bilan termodinamik muvozanatda bo'lgan IN ning spektr zichligi $u(\omega, T)$ orasidagi formulani topish mumkin. Muvozanatli IN bilan to'lgan kovak ichida chastotalari $\omega, \omega + d\omega$ oraliqda yotuvchi dn_ω fotonlar bo'lsin. U holda xuddi o'sha intervaldagi nurlanish energiyasi zichligi

$$dn_\omega = u(\omega, T)d\omega = \hbar\omega dn_\omega \quad (52)$$

ga teng bo'ladi. Foton molekula kabi barcha yo'nalishda harakatlanadi va shu sababdan vaqt birligida birlik maydonchaga uriluvchi fotonlar soni $(1/4)cdn_\omega$ ga teng bo'ladi. Agar maydoncha sirti AQJ kabi barcha nurlanishni yutsa u $(1/4)\hbar\omega cdn_\omega$ ga teng energiya yutadi. Muvozanat holatida shuncha energiya yutgan jism xuddi shunday miqdorda energiya chiqaradi ham. Yani

$$f(\omega, T)d\omega = \frac{1}{4}\hbar\omega cdn_\omega. \quad (53)$$

(52) va (53) ni taqqoslab

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4}u(\omega, T) \quad (54)$$

ni topamiz. Bu formulani biz ancha oldin (14) ishlatgan edik.

Yuqorida yorug'lik o'zini korpuskulalar yani fotonlar oqimi kabi tutushini ko'rib chiqdik. Ammo, hech qachon yorug'likning to'lqin ekanligini esdan chiqarmaslik lozim. Bunga interferentsiya va difraktsiya hodisalarini misol etib keltirsak bo'ladi. Yorug'likning to'lqin va korpuskula nuqtai nazardan qaralishi orasida qanday munosabat borligini o'rganamiz. Buning uchun biror sirtning yorug'lik bilan yoritilganligini shu ikki nuqtai nazardan qarab chiqamiz. To'lqin nazariyasiga ko'ra maydonning biror nuqtasidagi yoritilganlik o'sha nuqtadagi yorug'lik to'lqinining amplitudasi kvadratiga proporsional. Korpuskulyar nuqtai nazardan yoritilganlik fotonlar oqimining zichligiga proporsional. U holda yorug'lik to'lqini amplitudasi kvadrati va fotonlar oqimi zichligi orasida to'g'ridan to'g'ri munosabat bo'lishi lozim. Foton energiya va impuls tashuvchisi hisoblanadi. Foton tushgan nuqtada uning energiyasi ajraladi. Ixtiyoriy nuqtadagi to'lqin amplitudasining kvadrati qaralayotgan nuqtaga fotonning tushish ehtimolini bildiradi yani o'sha nuqtada atrofidagi dV hajmda topilish ehtimolini. Bu ehtimollik $dF = \chi A^2 dV$ bilan beriladi. Bunda A - yorug'lik to'lqini amplitudasi, χ proporsionallik koeffitsienti. Yuqoridagilardan yorug'lik tushadigan maydonda fotonning taqsimlanishi statistik xarakterga ega bo'lishi kelib chiqadi. Tajribada maydonning bir tekis yoritilishi odatda fotonlar sonining juda katta ekanligi bilan tushuntiriladi. O'qishda ko'z zo'riqmaydigan yoritilganlikda, 50 lk, to'lqin uzunlik 550 nm, 1 cm^2 maydonga bir sekunda $2 \cdot 10^{13}$ foton tushadi. Ehtimollik nazariyasida ko'rsatilishicha, nisbiy fluktuatsiya (biror miqdorning o'rtacha qiymatidan nisbiy chetlashishi) zarralar soni kvadrat ildiziga teskari proporsional ekan: $\sim 1/\sqrt{n}$. Shu sabab yuqoridagi fotonlar sonida fluktuatsiyasi ko'zga sezilmaydi va yoritilganlik bir tekis ko'riladi. Juda kichik yorug'li oqimining fluktuatsiyasi S.I.Vavilov va uning hamkorlari tomonidan o'rganilgan. Ularning aniqlashicha, ko'zning eng yaxshi ko'rish qobiliyatida ($\lambda = 555nm$) ko'z to'r pardasiga taxminan 200 foton tushishi ko'rish sezgisini yug'otar ekan.

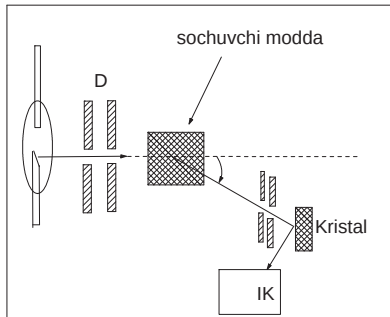


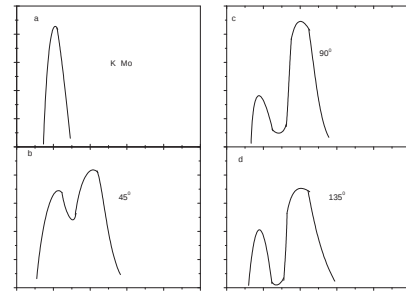
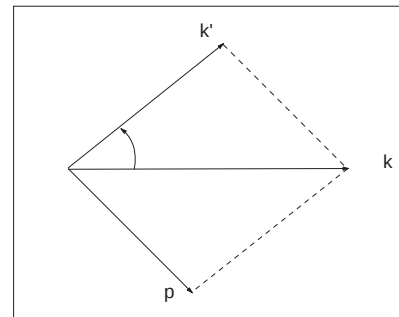
FIG. 18: Kompton tajribasi chizilmasi.

X. KOMPTON EFFEKTI

Yorug'lining korpuskula xossasi Kompton effekti deb nom olgan hodisada yanada yaqqol namoyan bo'ladi. Amerikalik fizik A.X.Kompton (1892-1962) 1923 yili RN ning har xil moddalarda sochilishini o'rganayotib sochilgan nurlanishda dastlabki to'lqin uzunligi λ dan tashqari katta to'lqin uzunligi $\lambda' > \lambda$ ga ega bo'lgan nurlanish ham borligini topdi. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ayirma faqat sochilish burchagi ϑ ga bog'liq bo'lib chiqdi. U na λ , na sochuvchi modda turiga bog'liq emasdi. Kompton tajribasi chizilmasi Fig.18 da keltirilgan. Rentgen trubkasidan olinadigan monoxromatik xarakteristik RN ($K_\alpha Mo$) diafragmalari D yordamida sochuvchi moddaga yo'naltiriladi. Sochilgan RN kristal va ionizatsion kameralardan tashkil topgan spektrometr yordamida qayd etiladi. Fig.19 da sochilgan nurlanish intensivligining har xil sochilish burchaklarida to'lqin uzunligiga bog'liqligi berilgan. Kompton effektida to'lqin uzunligi o'zgargan nurlanish intensivligining dastlabki nurlanish intensivligiga nisbati sochuvchi modda elemento atomi tartib nomeriga bog'liq. Katta tartib nomerli atomlarda sochilganda bu nisbat kichik, yengil modda atomlarida sochilishda asosan u katta. Yani Komptone effekti yengil moddalarda yaxshi kuztilar ekan. Kompton effektini RN fotonlarining "erkin elektronlar" bilan to'qnashishi asosida tushuntirish mumkin ekan. Bunda erkin elektron deganda atom bilan zaif bog'langan va energiyasi RN foton energiyasidan kichik elektronni tushunamiz.

Tinch turgan elektronga foton kelib urilsin va ϑ burchakka sochilsin (Fig.20). Foton $\hbar\omega$ energiyaga va $\hbar\vec{k}$ impulsiga ega. Elektron esa mc^2 energiyaga ega. To'qnashuvdan keyin elektron $\vec{p}$ impulsiga va $c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ energiyaga ega bo'ladi. Sochilgan foton esa $\hbar\vec{k}'$ impulsiga va $\hbar\omega'$ energiyaga ega bo'ladi.

Energiya va impulsning saqlanish qonunlarini yozamiz:

FIG. 19: Kompton tajribasi natijasi. Mo elementining xarakteristik K_α RN ning grafitda sochilishida to'lqin intensivligining to'lqin uzunligiga bog'liqligi.FIG. 20: $\hbar\omega$ energiyaga va $\hbar\vec{k}$ impulsiga ega foton tinch turgan mc^2 energiyali elektronga kelib uriladi va ϑ burchakka sochiladi. Natijda $\vec{p}$ impulsli qaytma elektron, $\hbar\omega'$ energiyali va $\hbar\vec{k}'$ impulsli sochilgan foton paydo bo'ladi.

$$\hbar\omega + mc^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{m^2c^2 + p^2} \quad (55)$$

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' + \vec{p}. \quad (56)$$

(55) tenglamani c ga bo'lib va $\omega/c = k$ ekanligini inobatga olib

$$\sqrt{p^2 + m^2c^2} = \hbar(\vec{k} - \vec{k}') + mc \quad (57)$$

shaklda yozib olamiz va uning ikkala tarafini ham kvadratga ko'taramiz:

$$p^2 = \hbar^2(k^2 + k'^2 - 2kk') + 2\hbar mc(k - k'). \quad (58)$$

Shunga o'xshash (56) ni ham kvadratga ko'taramiz:

$$p^2 = \hbar^2(\vec{k} - \vec{k}')^2 = \hbar^2(k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \vartheta). \quad (59)$$

(58) va (59) larni taqqoslab

$$mc(k - k') = \hbar k k' (1 - \cos \vartheta) \quad (60)$$

ni topamiz. Oxirgi fomrulani 2π ga ko'paytiramiz va $mckk'$ ga bo'lamiz:

$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos \vartheta). \quad (61)$$

$\lambda = 2\pi/k$ bo'lganligi sababli oxirgi formulani

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_C(1 - \cos \vartheta) \quad (62)$$

deb yozamiz. Bu yerda $\lambda_C = 2\pi\hbar/mc = h/mc$ elektronning kompton to'liqini uzunligi deb ataluvchi kattalik. Uning qiymati 0.00243 nm. Kompton tajribasi (62) formula asosida to'liq tushuntiriladi. Atom bilan juda kuchli bog'langan elektronlarda RN ning sochilishi natijasida energiya va impuls foton va butun atom orasida ro'y beradi. Atom massasi elektron massasidan taxminan 2000 marta katta bo'lganligi bois, bunday sochilish natijasida to'liqin uzunligining o'zgarishi ham 2000 marta kichik yani sezilmas bo'ladi.

XI. DE BROYL GOYASI

Yorug'lik xossalariining chuqur o'rganilishi optik hodisalarda dualizm mavjudligini ko'rsatdi. Yorug'likning to'liqin xossasiga ega ekanligini yaqqol ko'rsatuvchi hodisalar (interferentsiya va difraktsiya) dan tashqari, uning korpuskulyar xossaga ham ega ekanligini isbotlovchi inkor etib bo'lmas tajribalar (fotoeffekt, Kompton effekti) bor. 1924 yili fransuz fizigi Lui de Broyl (1892-1987) yangi goyani taklif etdi. Unga ko'ra dualizm faqat optik hodisalarga xos bo'lib qolmay, balki universal xarakterga ega. To'liqin zarra xossasiga ega bo'lsa, zarra ham o'z navbatida to'liqin xossasiga ega bo'lishi kerak degan fikrni ilgari surdi. Foton

$$E = \hbar\omega \quad (63)$$

energiyaga va

$$p = 2\pi\hbar/\lambda \quad (64)$$

impilsga ega bo'lsa, de Broyl fikricha elektron yoki biror zarra bilan to'liqin uzunligi

$$\lambda = 2\pi\hbar/p \quad (65)$$

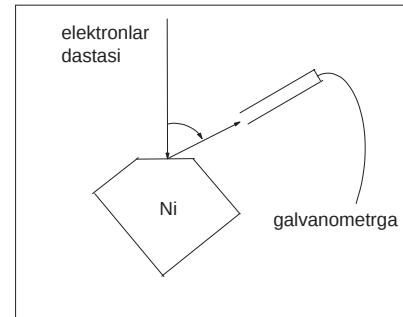


FIG. 21: Devisson va Jermer tajribasi chizilmasi.

va chastotasi

$$\omega = E/\hbar \quad (66)$$

bo'lgan to'liqin jarayon bog'liq. Zarraning energiyasi E ni va impulsini $\vec{p}$ ni uni tavsiflovchi de Broyl to'liqini chastotasi ω va to'liqin soni $\vec{k}$ bilan bog'lovchi

$$E = \hbar\omega, \vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (67)$$

munosabatlar *de Broyl tenglamalari* deb ataladi. Norelyativistik tezlik v bilan harakatlanuvchi zarra to'liqin uzunligi

$$\lambda = 2\pi\hbar/mv \quad (68)$$

ga teng. de Broylning goyasi tezda amerikalik fiziklar K.J.Devisson (1881-1958) va L.X.Jermer (1896-1971) lar tomonidan 1927 yili tekshildi va o'z tasdig'ini topdi. Ular elektronlar dastasining Ni monokristal sirtidan qaytishini kuzatdilar (Fig.21). Ni monokristali kubik sistemaga tegishli va uning sitri yaxshi tekislangan bo'lgan.

Monoxromatik elektronlarning juda ingichka dastasi katta diagonalga perpendikulyar etib kesilgan va shlifovka etilgan Ni sirtiga yo'naltiriladi. Ni dan sochilgan elektronlar galvanometrqa ulangan silindrik elektrod bilan qayd etilgan. Qaytgan elektronlar intensivligi galvanometrtdagi tokka qarab o'lchangan. Elektronlar tezligi kuchlanish orqali o'zgartirilgan. Qaytgan elektronlar intensivligi har xil burchaklarda o'lchangan. Olingan natijalar Fig.22 da keltirilgan. Galvanometrtdagi tok kuchi qaytish burchagi va kuchlanish funktsiyasi sifatida chizilgan. Suratdan qaytgan elektronlarning intensivligi aniq bir φ burchakda juda katta ekanligi ko'rinib turibdi. Bu burchak Ni kristali atomlar tekisligidan qaytishga mos kelgan. Berilgan φ da qaytga elektronlar intensivligi 54

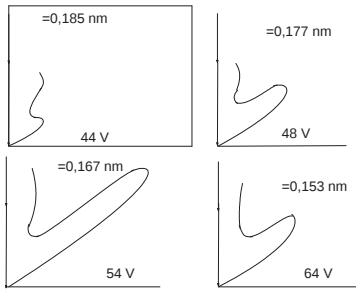


FIG. 22: Qaytgan elektronlar dastasi intensivligining sochilish burchagi φ ga bog'liqligi. Vertikal o'q tushuvchi elektronlar dastasi yo'nalishi anglatadi va φ unga nisbatan o'lchanadi. Mazkur yo'nalishdagi tok kattaligi sanoq boshidan egri chiziqqacha bo'lgan kesma uzunligiga teng. O'lchashlar elektronni tezlatuvchi kuchlanishning har xil qiymatlarida bajarilgan.

V da maksimal qiymatga erishgan. Bu kuchlanishga mos keluvchi to'lqin uzunligi (65) ga muvofiq

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = 0.167nm \quad (69)$$

ekan. Xuddi shu Ni kristalida kuzatiladigan difraksiya sharti Bregg formulasi $2d \sin \varphi = \lambda$ dan topilgan to'lqin uzunlik 0.165 nm bo'lib chiqdi. Devisson vs Jermer silindrik elektrodni o'zgarmas burchak ostida o'rnatib qaytgan elektronlar dastasi intensivligining elektronlar energiyasiga yani tezlatuvchi kuchlanish U ga bog'liqligi o'rgandlar. Natija Fig.23 da berilgan. Desidson va Jermerining bu natijasini faqat elektron kristal sirtiga tushishi va qaytishida o'zni xuddi to'lqin kabi tutadi debgina tushuntirish mumkin. Bu to'lqin ham de Broyl to'lqinidir. Rostdan ham elektronlarning kristaldagi difraksiyasi xuddi to'lqinning difraksiyasi kabi sodir bo'lgan va bu holda ham Vulf-Bregg munosabatlari bajariladi. Tushish burchagi α o'zgarmas bo'lganda, qaytgan nurlar oqimining intensivligi maksimum bo'lishi

$$n\lambda_n = 2d \sin \alpha, (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (70)$$

shart bajarilganda kuzatiladi va uni Bregg formulasini inobatga olib

$$\sqrt{U_n} = \left(\frac{h}{d \sin \varphi} \right) \frac{1}{\sqrt{2em}} n = \text{const} \cdot n \quad (71)$$

deb yozishimiz mumkin. Yani qaytgan elektronlar oqimi intensivligi maksimumi har $\sqrt{U}$ dan oraliqdan kuzatiladi. Natijalarning bunday bir biriga mos kelishini

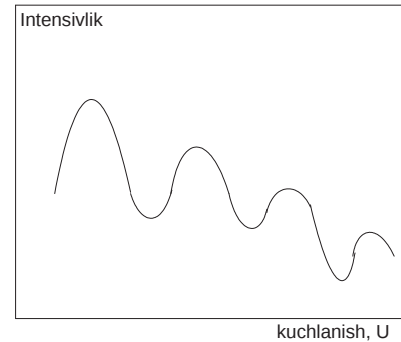


FIG. 23: Qaytgan elektronlar intensivligining tezlatish potentsiallari ayirmasiga bog'liqligi.

Devisson va Jermer tajribasi de Broyl goyasini to'liq isbotladi deyishga asos beradi. Ingliz fizigi J.P.Tomson (1892-1975) 1927 yili va rus fizigi P.S.Tartakovskiy (1895-1939) juda kichik oqim zichligiga ega elektronlar dastasining metal folgadan o'tishi natijasida difraksiyon manzarani kuzatdilar. Bir nechta o'n kiloelktron Volt potentsiallar ayirmasida tezlatilgan elektronlar yupqa metal folgaga tushadilar va to'siqdan o'tib folga orqasidagi fotoplastinkada difraksiyon manzara hosil qildilar. Yani elektron o'zini to'lqin kabi namayon etadi. 1929 yili nemis fizigi Otto Shtern (1888-1969) atomlar va molekulalar dastalari bilan tajribalar bajarib ulaning ham to'lqin xossalari bor ekanliklarini ko'rsatib berdi.

XII. DE BROYL TO'LQINI XOSSASI

Oldingi bo'limda zarra o'zini to'lqin kabi tutishini ko'rgan edik. Ma'lumki, ω chastotali va $\vec{k}$ to'lqin vektor bilan tavsiflanuvchi fotonning tarqalishi

$$\psi(\vec{r}, t) = A \exp(-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})) \quad (72)$$

yassi to'lqin bilan ifodalanadi. Bunda A to'lqin amplitudasi. de Broyl goyasiga binoan E energiyali va $vecp$ impulsli zarraga (72) bilan ifodalanuvchi to'lqinni mos qo'yish mumkin. Bunda zarra va to'lqin parametrlari o'zaro $\omega = E/\hbar$ va $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ formulalar bilan bog'langan. U holda (72) ni

$$\psi(\vec{r}, t) = A \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (Et - \vec{p}\vec{r}) \right] \quad (73)$$

deb yozsak bo'ladi. (73) munosabat zarraning de Broyl to'lqin funktsiyasini ifodalaydi. Bu to'lqin funktsiya yassi

to'liq funktsiya bo'lib zarra holatini to'liq ifodalaydi. Odatda uni psi-funktsiya deb ham atashadi. de Broyl to'liq funktsiyasi zarraning energiyasi va impulsi bilan tavsiflanadi. Zarra to'liq funktsiyasi optika qonunlariga ko'ra interferentsiyada va difraktsiyada qatnashadi va fazoda tarqaladi. To'liq funktsiyaning to'g'ri ma'nosini 1926 yili nemis fizigi Maks Born (1882-1970) berdi. Unga ko'ra zarraning de Broyl to'liq funktsiyasi modulining kvadrati zarrani dV hajmda topish ehtimolini anglatar ekan:

$$dF = |\psi|^2 dV = \psi^* \psi dV. \quad (74)$$

Oxirgi ifodadan dV bo'yicha integral olsak natija birga teng bo'lishi kerak, chunki zarrani fazoning qaysidir bir nuqtasida topish ehtimolliigi birga teng bo'ladi:

$$\int \psi^* \psi dV = 1. \quad (75)$$

(75) munosabati zarra to'liq funktsiyasini *normalash sharti* deb ataladi. (75) formuladan to'liq funktsiya modulining kvadrati zarrani hajm birligida topish ehtimolini yani *ehtimollik zichligini* anglatishi kelib chiqadi. To'liq funktsiya o'z mahiyati bo'yicha bir qiymatli, uzluksiz va cheklangan bo'lishi kerak. To'liq funktsiyaga qo'yiladigan bu talablar standart shartlar hisoblanadi.

Endi zarra tezligi va to'liqning tarqalish tezligi orasidagi umumiylikni aniqlaymiz. To'liqning fazaviy tezligi deb to'liq frontining tarqalish tezligiga aytiladi. Agar yassi to'liq faqat x o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsa, to'liq fazasi teng bo'lgan nuqtalar $Et - px = \text{const}$ tenglik bilan aniqlanadi. de Broyl to'liqning fazaviy tezligi ushbu tenglikdan vaqt bo'yicha hosila olish bilan topiladi:

$$E - p \frac{dx}{dt} = 0. \quad (76)$$

Bu yerdan

$$\frac{dx}{dt} = v_f = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = c \frac{c}{v}, \quad (77)$$

v -zarra tezligi. $v < c$ bo'lganligi bois de Broyl to'liqning fazaviy tezligi doimo yorug'lik tezligidan katta. Lekin bu bilan, olinga natija, nisbiylik nazariyasi postulati yani barcha zarralar tezligi yorug'lik tezligidan kichik bo'lishi lozim degan postulati zid bo'lib qolmaydi. Aksincha, nisbiylik nazariyasi postulatida faqat massa va energiya tarqalishi tezligi to'grisida aytilgan xolos. To'liqning fazasi esa hech qanday massa va energiya tarqalishini anglatmaydi. de Broyl to'liqning energiyasi va massasi (yani zarraning o'zi) ning tarqalish tezligi esa gruppaviy tezlik bilan tavsiflanadi va bu miqdor

$$v_{gr} = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \quad (78)$$

formula bilan topiladi. de Broyl to'liqini uchun $v_{gr} = d\omega/dk = dE/dp$. Agar $E = c\sqrt{p^2 + mc^2}$ deb hisoblash, $v_{gr} = v$ ekanligini topamiz. Demak, de Broyl to'liqining gruppaviy tezligi zarra tezligiga teng. (77) va (78) formulalardan de Broyl to'liqining gruppaviy va fazaviy tezliklarining ko'paytmasi formulasi $v_{gr}v_f = c^2$ ni topamiz. Zarraning de Broyl to'liqini uzunligi uning tezligi (energiyasi) ga bog'liq. Masalan, U potentsiallar ayirmasidan o'tgan norelyativistik elektron $mv^2/2 = eU$ kinetik energiyaga erishadi. Tezligi esa $v = \sqrt{2eU/m}$ va shu zarraga mos keluvchi de Broyl to'liqini uzunligi

$$\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2eU} \quad (79)$$

formula bilan aniqlanadi. Elektron zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ va massasi $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $\lambda = (1,2/\sqrt{U}) \text{ nm}$ bo'ladi. Yani bir nechta eV potentsiallar ayirmasi uchun de Broyl to'liqini uzunligi taxminan 1 nm atrofida bo'ladi. Shuni aytish lozimki (78) formula bilan to'liq paketining ham gruppaviy tezligi topiladi. Lekin bu bilan de Broyl to'liqini yoki zarrani to'liq paketi deb qarab bo'ladi degani emasdir. Chunki, to'liq pakiti vaqt o'tishi va fazoda harakatlani bilan dispersiya natijasida yoyilib ketadi, zarra esa stabil ob'ektdir.

XIII. NOANIQLIK PRINTSIPI

Tajribalarning ko'rsatishicha mikroob'ektlarga nisbatan klassik fizika qonunlarini qo'llab bo'lmas ekan. Mikrozarra biror aniq traektoriya bo'yicha harakatlanadi deb qaralishi ham notog'ri bo'lar ekan. Bunga misol tariqasida ekrandagi tirqishdan o'tayotgan elektronlar koordinatasini aniqlashga urinib ko'ramiz (Fig.24). Elektronlas dastasi ekran EK tirqishidan o'tib fotoplastinka F ga tushishadi. Elektron o'zini to'liq kabi tutishi sababli fotoplastinkada difraktsion manzara kuzatiladi. Elektronlar tirqishdan o'tishlaridan oldin $\vec{p}$ ($p_x = 0, p_y = p_0, p_z = 0$) impulsiga ega bo'lsinlar. Bunday elektronlar to'liq vektori $\vec{k}_0 = \vec{p}_0/\hbar$ bo'lgan de Broyl to'liqini bilan ifodalanadi. de Broyl to'liqini yassi to'liq bo'lganligi sabab (u butun fazoda yoyilgan), elektronni ham butun fazoda yoyilgan deb qarash mumkin. Tirqishdan o'tgan elektronlar yassi to'liq emas, balki tarqaluvchi sferik to'liq bilan tavsiflanadilar. Tarqaluvchi to'liq intensivligi tarqalish yo'nalishi ϑ ga murakkab ravishda bog'liq. Tirqishdan o'tgan elektronlar har xil yo'nalishda tarqalgani bois ular aniq bir to'liq vektori $\vec{k}$ bilan tavsiflanmaydilar. Natijada ularning impulsi dastlabki impuls $\vec{p}_0$ ga teng emaslar. Tirqishdan o'tgan elektron impulsining p_x komponenti o'zgaradi. O'sha o'zgarish Δp_x ni topamiz. Tirqishdan o'tgan elektronning fotoplastinkaning biror nuqtasiga tushish ehtimoli difraktsion manzara bilan aniqlanadi. Manzaraning qaysi

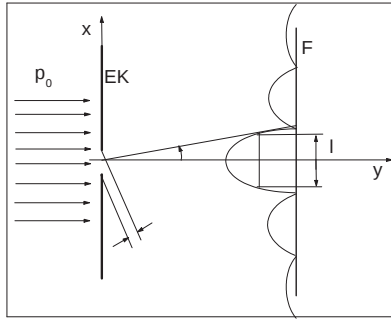


FIG. 24: Elektronlar dastasining tirqishdan o'tishi.

sohasida maksimum bo'lsa elektronning o'sha sohaga tushishi katta bo'ladi. 50% ehtimollik bilan elektron eni l markaziy maksimum sohasiga tushadi. l maksimumning yarim balandligida o'lchangan. Bu soha o'lchami l ni taxmin etib markaziy maksimumdan birinchi minimumgacha bo'lgan masofa bilan almashtirishimiz mumkin. Markaziy maksimumdan va birinchi minimum orasidagi burchakni elektronni tavsiflovchi to'liqining yoyilishini ifodalovchi me'yor sifatida qabul etamiz. Birinchi minimum yo'nalishi

$$\Delta x \sin \vartheta = \lambda \quad (80)$$

bilan aniqlanadi. Bunda Δx tirqish eni, elektronning de Broyl to'liqini uzunligi. ϑ juda kichik bo'lganligi sabab (80) ni

$$\frac{\lambda}{\Delta x} = \sin \vartheta \approx \operatorname{tg} \vartheta \quad (81)$$

deb yozib olamiz. Ammo, $\operatorname{tg} \vartheta = \Delta p_x / p_y$. U holda

$$\Delta p_x \Delta x \approx \lambda p_y. \quad (82)$$

yoki

$$\Delta p_x \Delta x \approx 2\pi\hbar. \quad (83)$$

Elektronlarning difraktsiyasi holi uchun keltirib chiqarilgan (83) munosabat, umumiy xarakterga ega va Geyzenbergning noaniqlik munosabati (GNP) deb ataladi. Uning ma'nosi quyidagicha: *elektron koordinatasining aniqlanishi qanchalik yuqori bo'lsa, uning impulsining aniqlanishi shunchalik noaniq bo'ladi*. Bunday noaniqlikning mavjudligi bizning bilimimiz nomukammalligida bo'lmay, balki elektron to'liqin funksiyasi Δp_x va Δx

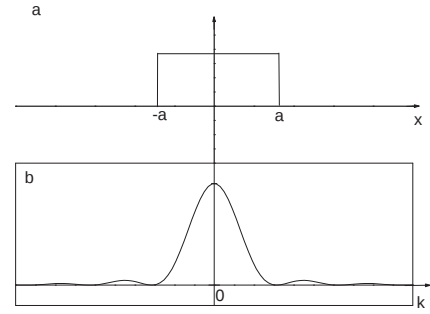


FIG. 25: Elektronlar dastasining tirqishdan o'tishi.

sohalarda yoyilishi oqibatidir. GNP biror koordinata noaniqligini impulsning aynan shu koordinatadagi proektsiyasi noaniqligi bilan bog'laydi:

$$\Delta p_x \Delta x \approx 2\pi\hbar, \Delta p_y \Delta y \approx 2\pi\hbar, \Delta p_z \Delta z \approx 2\pi\hbar. \quad (84)$$

Yani GNP koordinata va impulsning shu koordinata o'qidagi tashkil etuvchisining bir vaqtning o'zida aniqlanishiga cheklov kiritadi. Ammo, bir vaqtning o'zida x va p_y yoki p_z larning aniqlanishiga hech qanday cheklov qo'ymaydi. Endi GNP ning matematik ma'nosini ko'rib chiqamiz. Zarra koordinatasini aniqlash uchun bajarilgan qandaydir bir tajriba zarra koordinata boshida turganligini qayd etsin. Koordinatani aniqlash xatoligi a bo'lsin. U holda zarraning de Broyl to'liqin funksiyasi $[-a, a]$ kesmadagina noldan farqli bo'ladi. To'liqin funktsiyaning shakli bu kesmada turlicha bo'lishi mumkin va u o'lchash usuliga ham bog'liq. Yuqoridagi misolda ko'rgan tajriba to'liqin funktsiya Fig.25(a) da ko'rsatilgandek natija beradi.

Zarrani $[-a, a]$ kesmada tavsiflovchi to'liqin funktsiya ψ_0 bo'lsin. Ta'rifga ko'ra $|\psi(x)|^2 dx$ zarrani $[-a, a]$ kesmada topilishi ehtimolini anglatadi. Umuman zarraning qayerdadir topilish ehtimoli

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1 \quad (85)$$

bo'lishi shartidan $\psi_0(x) = 1/\sqrt{2a}$ ni topamiz. Fig.25(a) da tasvirlangan to'liqin funktsiya yassi to'liqin emas. Shu sabab, tirqishdan o'tgan elektron aniq bir impulsiga ega bo'lmaydi. Shunga qaramasdan ixtiyoriy to'liqin funktsiya Fur'e teoremasiga binoan yassi to'liqlar superpozitsiyasi shaklida tasvirlanishi mumkin:

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(k) e^{ikx} dk. \quad (86)$$

Bu yerda $f(k)$ har xil to'liqin soniga ega bo'lgan yassi to'liqlarning $\psi(x)$ ni hosil etish uchun qo'shgan hissasi

hisoblanadi. Bundan tashqari (86) formula impulslar taqsimoti formula bo'lib ham hisoblanadi. $|f(x)|^2 dk$ zarraning to'liq soni $k, k + dk$ yoki impulsi $\hbar k, \hbar(k + dk)$ oraliqda yotish ehtimolini bildiradi. Yani zarraning koordinata bo'yicha taqsimoti uning impuls bo'yicha taqsimotini beradi. Chunki ular o'zaro GNP orqali bog'liq miqdorlar hisoblanadi. (86) formuladan

$$f(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) e^{-ikx} dx \quad (87)$$

ni topamiz. Bu formulaga $\psi_0(x)$ ning ifodasini qo'yib

$$f^2(k) = \frac{1}{\pi a} \frac{\sin^2(ka)}{k^2} \quad (88)$$

ni topamiz. $f^2(k)$ ning grafigi Fig.25(b) da keltirilgan. Yani impuls bo'yicha taqsimot difraksion manzarani eslatadi. Oldingidek markaziy maksimumdan birinchi minimumgacha bo'lgan oraliqni zarra to'liq soni eni deb qabul etamiz $\Delta k = \pi/a$. U holda $\Delta p = \hbar \Delta k = \hbar \pi/a$. Bizning holda $\Delta x = 2a$ bo'lgani uchun $\Delta p \Delta x \approx 2\pi \hbar$ bo'ladi. Demak, yana GNP ga keldik. Xulosa etib quyidagini aytishimiz mumkin: kvant mexanikasida zarraning traektoriyasini aniqlash mumkin emas, faqat uning to'liq funktsiyasi topilishi mumkin yani uning qayerda bo'lish ehtimoli.

XIV. O'RTACHA QIYMAT VA OPERATORLAR

Kvant mexanikasida fizikaviy miqdorlarning o'rtacha qiymatini hisoblash zuda muhim masalalardan biri bo'lib topiladi. Agar har xil tezliklar bilan harakatlanuvchi N molekula bo'lsa, molekulalarning o'rtacha energiyasi

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i \quad (89)$$

formuladan topiladi. Bunda E_i i - molekula energiyasi. (89) formulani boshqacha qilib ham yozish mumkin. Buning uchun yig'indini

$$\sum_{i=1}^N E_i = \sum_k N_k E_k \quad (90)$$

shaklga keltiramiz. Bunda N_k energiyasi E_k ga teng bo'lgan molekulalar soni. (90) formula taqribiy bo'lib, uning aniqligi energiyani bo'lishni kamaytirish bilan keraklacha oshirilishi mumkin. U holda

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \sum_k N_k E_k = \sum_k E_k \frac{N_k}{N} = \sum E_k P_k. \quad (91)$$

Bu yerda N_k/N nisbat P bilan belgilandi va u energiyasi E_k ga teng molekulalar qismini yoki molekula energiyasi E_k ga teng bo'lish ehtimolini anglatadi. Agar energiya uzluksiz o'zgaruvchan bo'lsa, molekula energiyasi $E, E + dE$ oraliqda bo'lishi ehtimolini $P(E)dE$ bilan belgilaymiz. O'rtacha qiymat esa

$$\bar{E} = \int EP(E)dE \quad (92)$$

formuladan topiladi. Endi $\psi(x)$ de Broyl to'liq funktsiyasi bilan tavsiflanadigan mikrozarraning koordinatasini topishga o'tamiz. Ta'rifga ko'ra

$$\bar{x} = \int x |\psi(x)|^2 dx = \int \psi^*(x) x \psi(x) dx. \quad (93)$$

Umuman, zarrani tavsiflovchi ixtiyoriy kattalikning o'rtacha qiymati

$$\overline{f(x)} = \int \psi^*(x) f(x) \psi(x) dx. \quad (94)$$

formula bo'yicha topiladi. Xususan,

$$\overline{p_x} = \int p_x P(p_x) dp_x, \quad (95)$$

bu yerda $P(p_x) dp_x$ zarra impulsining x o'qidagi proektsiyasi $p_x, p_x + dp_x$ oraliqda bo'lishligi ehtimoli va u $\psi(x)$ ning turiga bog'liq. Bu bog'liqlikni topish uchun eni $2a$ bo'lgan potentsial o'radagi zarrani ko'rib chiqamiz. Agar o'ra eni $2a$ juda katta bo'lsa, zarra o'ra chegarasini sezmaydi va erkin zarra kabi harakatlanadi. Zarrani o'rada tavsiflovchi to'liq funktsiya $\psi(x)$ normallashtirish shartini qanoatlantirishi kerak:

$$\int_{-a}^a |\psi(x)|^2 dx = 1. \quad (96)$$

Zarra to'liq funktsiyani Fur'e qatoriga yoyamiz:

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2a}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \exp\left(i \frac{p_m}{\hbar} x\right). \quad (97)$$

Fur'e qatori haqidagi teoremlardan $p_m = \pi \hbar m/a$ bo'lishi kerakligi kelib chiqadi.

(96) shartdan *to'liqlik teoremasi* kelib chiqadi:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} |C_m|^2 = 1. \quad (98)$$

Bunda

$$C_m = \frac{1}{\sqrt{2a}} \int_{-a}^a \psi(x) \exp\left(-i\frac{p_m}{\hbar}x\right) dx. \quad (99)$$

Zarra impulsining o'rtacha qiymati

$$\overline{p_x} = \sum_m C_m^* p_m C_m \quad (100)$$

formuladan topiladi. (99) ni (100) ga qo'yib

$$\overline{p_x} = \int \psi^*(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi(x) dx \quad (101)$$

ni topamiz. Yoki

$$\overline{p_x} = \int \psi^*(x) \hat{p}_x \psi(x) dx, \quad (102)$$

bu yerda

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (103)$$

impuls operatori. Kvant mexanikasining umumiy qoidalaridan biri shuki, ixtiyoriy kattalikning o'rtacha qiymatini shu miqdor operatori va sistema to'liqin funksiyasini yordamida

$$\overline{f} = \int \psi^*(x) \hat{f} \psi(x) dx, \quad (104)$$

aniqlash mumkin. Agar to'liqin funktsiya x, y, z o'zgaruvchilarga ham bog'liq bo'lsa

$$\overline{f} = \int \psi^*(x, y, z) \hat{f} \psi(x, y, z) dx dy dz \quad (105)$$

yoki

$$\overline{f} = \int \psi^* \hat{f} \psi dV. \quad (106)$$

Impuls komponentlari operatorlar:

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, \hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}. \quad (107)$$

Oxirgi formulani qisqa etib

$$\hat{\vec{p}} = -i\hbar \nabla \quad (108)$$

yozish mumkin. Bunda

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}. \quad (109)$$

Kvant mexanikasida $\hat{x}$ va $\hat{p}$ operatorlar asosiy operatorlar hisoblanadi. Bu operatorlarni bila turib boshqa miqdorlarning ham operatorlarini topish mumkin. Masalan, DKS sida zarra KE si

$$T = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (110)$$

bo'lsa, unga mos qo'yiluvchi operator

$$\hat{T} = \frac{1}{2m} (\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2, \quad (111)$$

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

bilan beriladi. Δ operatori *Laplass operatori* deb ataladi. Xuddi shunga o'xshash ravishda zarraning to'liq energiyasi operatorini ham topish mumkin. Kvant mexanikasida bu operator *Gamilton operatori* $\hat{H}$ deb ataladi:

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{U} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hat{U}. \quad (112)$$

Endi zarra impulsi momentining operatorini topamiz. Klassik mexanikaga ko'ra zarraning impuls momenti

$$\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{p}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ x & y & z \\ p_x & p_y & p_z \end{vmatrix}. \quad (113)$$

Impuls momentining z proektsiyasi operatori DKS sida

$$\begin{aligned} \hat{M}_z &= x \hat{p}_y - y \hat{p}_x = x \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y}\right) - y \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}\right) \\ &= -i\hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x}\right) \end{aligned} \quad (114)$$

formuladan topiladi. SfKS siga o'tamiz (Fig.26):

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, y = r \sin \theta \sin \varphi, z = r \cos \theta. \quad (115)$$

φ bo'yicha xususiy hosilani dekart koordinatalar bo'yicha xususiy hosilalar bilan bog'laymiz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \varphi} &= \frac{\partial x}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial z}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial z} = \\ &= -r \sin \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial x} + r \sin \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial y} = \\ &= -y \frac{\partial}{\partial x} + x \frac{\partial}{\partial y}. \end{aligned} \quad (116)$$

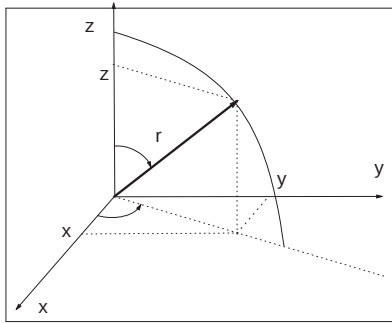


FIG. 26: SfKS sidan DKS siga o'tish.

(114) va (116) larni taqqoslab $\widehat{M}_z$ operatorini topamiz:

$$\widehat{M}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (117)$$

Hisoblashlar

$$\widehat{M}_x = i\hbar \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + \cot \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \quad (118)$$

$$\widehat{M}_y = -i\hbar \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \cot \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right). \quad (119)$$

Impuls momenti kvadrati $\widehat{M}^2$ operatori ham kvant fizikasida katta ahamiyatga ega. U

$$\widehat{M}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \quad (120)$$

formula bilan aniqlanadi. Laplass operatorining SfKS sida ko'rinishi quyidagicha

$$\Delta = \Delta_r + \frac{1}{r^2} \Delta_{\theta, \varphi}, \quad (121)$$

$$\Delta_r = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad (122)$$

$$\Delta_{\theta, \varphi} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (123)$$

Ko'rib turganimizdek impuls momenti kvadratining operatori $\widehat{M}^2$ Laplass operatori Δ ning burchak qismining Plank doimiysi kvadratiga ko'paytmasiga teng ekan. Gamilton operatoridan foydalanib to'liq energiyani o'rtacha qiymatini topishimiz mumkin:

$$\begin{aligned} \overline{E} &= \int \psi^* \widehat{H} \psi dV = \int \psi^* \widehat{T} \psi dV + \int \psi^* \widehat{U} \psi dV, \\ \overline{E} &= \overline{T} + \overline{U}. \end{aligned}$$

Yani to'liq energiyani o'rtacha qiymati KE ning o'rtacha qiymati va PE ning o'rtacha qiymati yig'indisiga teng ekan. Kvant fizikasida eng asosiy masala bu sistemaning to'liq funktsiyasini topishdir. Sistema har xil holatlarda bo'lishi mumkin. Sistemani tavsiflovchi miqdor aniq bir qiymatga ega bo'lgan holat ana shu miqdorning *hususiy holati* deb ataladi. Yassi de Broyl to'liqini $\exp(ip_m x/\hbar)$ impulsi p_m ga teng bo'lgan zarra holatini ifodalaydi. Kvant mexanikasi ta'limotiga binoan: fizikaviy miqdor f aniq bir f_0 qiymatga ega bo'ladigan sistema holati to'liq funktsiyasi ψ

$$\widehat{f}\psi = f_0\psi \quad (124)$$

tenglamani qanoatlantirishi lozim. Bu tenglama *xususiy qiymat* ni topish tenglamasi deb ham ataladi. f_0 xususiy qiymat, ψ esa xususiy funktsiya deyiladi. Rostdan ham, agar (124) dan f ning o'rtacha qiymatini topsak $\overline{f} = f_0$ ni topamiz. Shuni aytib o'tish kerakki (124) tenglama odatda operatorli differentsial tenglama bo'ladi. Misol uchun impulsning x proeksiyasi uchun

$$\widehat{p}_x \psi = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi = p_x \psi \quad (125)$$

tenglama o'rinlanishi uchun zarra to'liq funktsiyasi $\psi \sim \exp(-i\vec{p}\vec{r}/\hbar)$ ko'rinishda bo'lishi lozim. (124) tenglamani bitta yoki bir nechta xususiy qiymatlar va xususiy funktsiyalar qanoatlantirishi mumkin. Agar (124) tenglamani qanoatlantiruvchi $f_{0,1}, f_{0,2}, \dots, f_{0,n}$ xususiy qiymatlar mavjud bo'lsa, bu xususiy qiymatlar to'plami $\widehat{f}$ operatorning *spektri* deb ataladi. Operatorning spektri uzlukli (diskret) yoki uzluksiz bo'lishi mumkin. Agar xususiy qiymatning bittasiga bitta xususiy funktsiya mos kelsa, sistema holati aynimagan, aks holda, nechta xususiy funktsiya mos kelsa, shunga teng darajada aynigan holat deyiladi. Tajribada o'lchash natijasida biz $\widehat{f}$ operatorining xususiy qiymatini topamiz.

XV. SHRYODINGER TENGLAMASI

de Broylning zarraning to'liq xossaga ega ekanligi goyasini yanada rivojlantirish oqibatida 1926 yili avstriyalik fizik Ervin Shryodinger (1887-1961) zarraning harakatini har xil kuch maydonlarida ifodalovchi, uning to'liq funktsiyasini topishga imkon beruvchi va kvant mexanikasida muhim ahamiyat kasb etuvchi tenglamani qo'lga kiritdi. Bu tenglama quyidagi ko'rinishga ega:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (126)$$

Bu yerda m zarraning massasi, U uning PE si. (126) tenglama *Shryodinger tenglamasi* (ShT) deyiladi. ShT norelyativistik kvant mexanikasining asosiy tenglamasi hisoblanadi va tajribalarni to'g'ri tushuntiradi. Laplas operatori $\Delta = \nabla^2$ ning zarra to'liq funktsiyasi Ψ ga ta'siri quyidagicha amalga oshiriladi:

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}. \quad (127)$$

Shryodinger o'z tenglamasini optika va mexanika hodisalarining analogiyasidan quyidagicha yaratgan*. To'g'ri chiziqli, misol uchun x o'qi, bo'yicha harakatlanayotgan erkin zarrani ko'rib chiqamiz. de Broyl fikriga ko'ra zarrani

$$\Psi = A \exp\left[\frac{i}{\hbar}(px - Et)\right] \quad (128)$$

to'liq funktsiya bilan to'liq tavsiflash mumkin. Bu ifodaning vaqt t bo'yicha birinchi hosilasini va koordinata x bo'yicha ikkinchi hosilasini topamiz:

$$\frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}E\Psi, \quad \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} = -\frac{1}{\hbar^2}p^2\Psi. \quad (129)$$

Bu yerdan

$$E = \frac{1}{\Psi}i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad p^2 = -\frac{1}{\Psi}\hbar^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}. \quad (130)$$

Norelyativistik fizika $E = p^2/2m$ formulasiga (130) dan o'z ifodalarini qo'yib va Ψ ga qisqartirib

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (131)$$

ni topamiz. (131) formula (126) bilan bir xil, agar oxirigida $U = 0$ deb qabul etsak. Agar zarra U PE ga ega bo'lsa,

$$\frac{p^2}{2m} = E - U \quad (132)$$

ga (130) dan o'z ifodalarini qo'yib

$$-\frac{1}{\Psi}\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} = \frac{q}{\Psi}i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} - U \quad (133)$$

ni topamiz. (133) ning ikkala tomonini Ψ ga ko'paytirib (126) ni topamiz. Agar zarra statsionar potentsial maydonda harakatlansa, U bevosita t ga bog'liq bo'lmaydi. U holda ShT ning echimi ikki ko'paytuvchiga ajraladi:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \exp\left[-i\frac{E}{\hbar}t\right]. \quad (134)$$

Bu yerda E zarraning to'liq energiyasi. Statsionar maydonda E saqlanadi. (134) ni (126) ga qo'yib

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = E\psi \quad (135)$$

tenglamani topamiz. Bu tenglama *Shryodingerning statsionar tenglamasi* (ShST) deb ataladi. O'z navbatida (126) tenglama *Shryodingerning nostatsionar tenglamasi* (ShNST) deb ataladi. Gamilton operatori yordamida ShNST si qisqacha

$$\hat{H}\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (136)$$

shaklida yozsa bo'ladi. Statsionar maydonda $\Psi^*\Psi = \psi^*\psi$ yani ehtimollikning zichligi vaqtga bog'liq emas. ShT siga energiya E parametr sifatida kiradi. Differentsial tenglamalar nazariyasida ko'rsatilishicha (126) tenglama E ning barcha qiymatlarida echimga ega bo'lmay faqat tanlangan qiymatlarida echimga ega bo'ladi. Energiyaning bu tanlangan qiymatlari ShT sinning xususiy qiymatlari deyiladi. Xususiy qiymatlarga mos keluvchi to'liq funktsiyalar xususiy funktsiyalari deyiladi. Oldin takidlab o'tganimizdek, energiyaning xususiy qiymatlari to'plami energiyaning *spektri* deb ham ataladi. Agar energiyaning xususiy qiymatlari diskret bo'lsa, *spektr diskret* deyiladi. Agar xususiy qiymatlar uzluksiz ravishda o'zgarsa *spektr uzluksiz* yoki *tutash* deyiladi. Tutash spektrga erkin zarraning impulsi spektri misol bo'ladi, chunki erkin zarra to'liq funktsiyasi yassi to'liq va shuning uchun (125) tenglama p_x ning ixtiyoriy qiymatida o'rinlanadi. Diskret spektrda xususiy qiymat va unga mos keluvchi xususiy funktsiyalarni tartib bilan yozishimiz mumkin:

$$E_1, E_2, E_3, \dots, E_n \\ \psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n.$$

Demak, energiya kvantlanadi. Kvant mexanikasida xususiy qiymat va funktsiyaning topilishi juda murakkab matematik masala hisoblanadi. Odatda ko'pchilik masalalar faqat soddalashtirilgandan keyingina echim mumkin bo'ladigan holga keltiriladi.

XVI. POTENTIAL O'RADAGI ZARRA

Diskret spektrga ega bo'lgan sodd misolni ko'rib chiqamiz. Bir o'lchamli eni l bo'lgan potentsial o'radagi zarrani qaraymiz (Fig.27.a).

Zarraning o'radagi PE si

$$U = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq l; \\ \infty, & x < 0 \text{ va } x > l. \end{cases} \quad (137)$$

munosabat bilan berilgan. Bu masala uchun ShT si

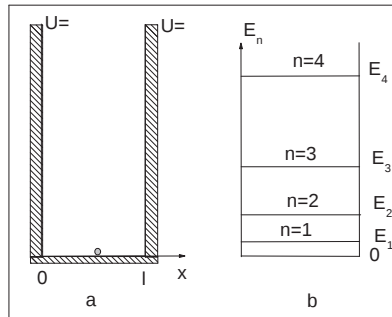


FIG. 27: Zarraning potentsial o'radagi holati va uning energiya sathlari.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + U\psi = E\psi \quad (138)$$

shaklda yoziladi. Zarra o'radan tashqaridagi sohaga o'tishi mumkin emas. Shu sababli zarrani o'radan tashqarida topish ehtimolligi nolga teng. O'z navbatida zarraning de Broyl to'lqin funktsiyasi ham o'radan tashqarida nolga teng. To'lqin funktsiyaning uzluksiz bo'lishi shartidan u o'ra chegarasida nolga teng bo'lishi kelib chiqadi: $\psi(0) = \psi(l) = 0$. (138) tenglamadan topilgan xususiy funktsiya ham bu chegaraviy shartni qanoatlantirishi lozim. O'ra ichida ($U = 0$) ShT

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad (139)$$

ko'rinishda yoziladi. $k^2 = 2mE/\hbar^2$ belgilash kiritib, bizga tebranishlar nazariyasidan tanish bo'lgan tenglamani qo'lg'a kiritamiz:

$$\psi'' + k^2\psi = 0. \quad (140)$$

Bu tenglamaning echimi

$$\psi(x) = A \sin(kx + \alpha) \quad (141)$$

ko'rinishga ega. Chegara shartlaridan quyidagilarni aniqlaymiz:

$$\begin{aligned} \psi(0) = 0 &\Rightarrow \alpha = 0 \\ \psi(l) = 0 &\Rightarrow kl = \pm\pi n (n = 1, 2, 3, \dots). \end{aligned}$$

Zarra energiyasi

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2, (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (142)$$

ga teng bo'ladi. Yani u kvantlanadi. Kvant soni n . Zarraning o'radagi energetik sathlari Fig.27.b da berilgan. Ikki qo'shni energetik sath orasidagi ayirma

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n \quad (143)$$

ga teng. Agar zarra massasi $m \sim 10^{-26} kg$, o'ra o'lchami $l \sim 0.1m$ bo'lsa, $\Delta E_n \approx n \cdot 10^{-20} eV$ bo'ladi. Energetik sathlarning bunday darajada zich joylashishi bizga uzluksiz bo'lib tuyuladi va kvant effektlar sezilmaydi. Elektron uchun bu ayirma $\Delta E_n \approx n \cdot 10^{-16} eV$ bo'ladi. Ko'rib turganimizdek mikrozarra makroskopik o'lchamli idish ichida bo'lsa, kvantlanish hodisasi ro'y bersada u sezilmaydi. Agar biz elektronni atom o'lchamiga teng sohaga qamasak, butunlay boshqacha holga duchor bo'lamiz. Atom o'lchami $\sim 10^{-10}m$ bo'lsa, $\Delta E_n \approx n \cdot 10^2 eV$ bo'ladi. Yani kvantlanish yaqqol seziladi. (142) formulaga binoan zarraning minimal energiyasi noldan farqli va u zarraning to'lqin xossasi bilan bog'liq. Bu natijaga GNP orqali kelish ham mumkin. Zarra l sohada harakatlansa uning koordinatasining aniqsizligi $\Delta x = l$. U holda zarraning impulsi aniqsizligi $p = \Delta p = \hbar/l$. O'z navbatida uning KE si

$$E_{min} = \frac{p^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2ml^2}. \quad (144)$$

Zarra muvozanat holatida $n = 1$ holatni egallaydi va E_1 energiyaga ega bo'ladi. Biror tashqi sabab natijasida u energiyasini oshirishi mumkin va yuqoridagi energetik sathlarga o'tadi. Har bir holat (energetik sath) da zarra E_n ga mos keluvchi xususiy funktsiya $\psi(x) = A \sin \pi n x / l$ bilan tavsiflanadi. Normallashtirish sharti (85) dan A ni aniqlab

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l} \quad (145)$$

ekanligini topamiz. Xususiy funktsiyaning grafigi Fig.28(a) da keltirilgan. Fig.28(b) da zarrani o'rada topish ehtimoli zichligi berilgan.

Fig.28(b) dan $n = 2$ energetik holatda zarrani o'ra p'rtasida topish ehtimoli nolga teng ekanligini ko'ramiz. Zarrani o'raning yon tomonlarida tenh ehtimollik bilan topish mumkin. Zarraning o'zini bunday tutushi klassik fizika qonunlariga mutlaqo zid. Klassik fizika qonunlariga ko'ra o'raning barcha nuqtalari teng huquqli va zarrani topish ehtimoli hamma nuqtalarda teng bo'lishi kerak.

XVII. GARMONIK OSTSILLYATOR

Massasi m bo'lgan zarraning garmonik tebranma harakatini qarab chiqamiz. Bunda uning PE si $U =$

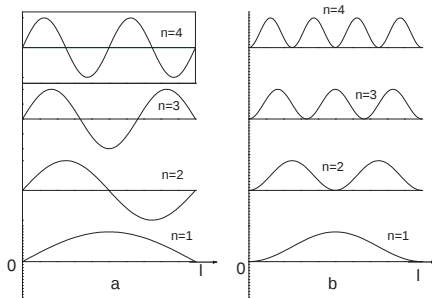


FIG. 28: Zarraning potentsial o'radagi xususiy funktsiyasi ψ_n va uni shu o'rada topish ehtimoli zichligi $\psi_n^* \psi_n$ ning zarra koordinatasi x bog'liqligi.

$kx^2/2$ bilan berilgan bo'lsin. Yani harakat bir o'lchamli va tebranishlar kichik deb hisoblaymiz. Klassik fizikaga ko'ra zarra koordinatasi $x(t) = a \cos(\omega t + \alpha)$ kabi o'zgaradi. Uning to'liq energiyasi esa $E = T + U = m\omega^2 a^2/2$ ixtiyoriy qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Kvant fizikasida zarraning energiyasini topish uchun ShT sini echishimiz lozim. Zarra uchun ShST si

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{m\omega^2 x^2}{2} \psi(x) = E\psi(x) \quad (146)$$

shaklda yoziladi. Tenglamani echish uchun o'lcham birligisiz ζ va ε o'zgaruvchilarga o'tish maqul:

$$\zeta = \frac{x}{x_0}, x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$$

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0}, E_0 = \frac{\hbar\omega}{2}$$

Yangi o'zgaruvchilarda hosila

$$\frac{d}{dx} = \frac{d\zeta}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dx}$$

$$\frac{d^2}{dx^2} = \frac{1}{x_0^2} \frac{d^2}{d\zeta^2}$$

formulalar yordamida hisoblanadi va (146) formula

$$\psi'' + \varepsilon\psi - \zeta^2\psi = 0 \quad (147)$$

ko'rinishga olib kelinadi. Oldiniga $\psi(\zeta)$ funktsiyaning $|\zeta| \rightarrow \infty$ da asimptotasini aniqlab olamiz. ζ ning katta qiymatlarida (147) formulada $\varepsilon\psi$ hadni inobatga olmasa ham bo'ladi. U holda

$$\psi''_\infty - \zeta^2\psi_\infty = 0. \quad (148)$$

(148) tenglamaning echimini

$$\psi_\infty = \exp(\alpha\zeta^2) \quad (149)$$

shaklda qidiramiz. Bu yerda α ixtiyoriy doimiy. (149) ni (148) ga qo'yib $\alpha = \pm 1/2$ ni topamiz. Cheksizlikda to'lqin funktsiya cheklangan bo'lishi kerakligidan faqat $\alpha = -1/2$ qiymatni olamiz. Demak,

$$\psi_\infty = \exp(-\zeta^2/2). \quad (150)$$

(147) tenglamaning aniq echimini

$$\psi(\zeta) = v(\zeta)\psi_\infty = v(\zeta)\exp(-\zeta^2/2) \quad (151)$$

ko'rinishda qidiramiz. (151) ni (147) ga qo'yib

$$v'' - 2\zeta v' + (\varepsilon - 1)v = 0 \quad (152)$$

ni topamiz. Bu tenglamaning echimi $|\zeta| \rightarrow \infty$ da $\exp(-\zeta^2/2)$ had bilan aniqlanadi va shu sabab $v(\zeta)$ cheklangan darajali polinom bo'lishi kerak:

$$v(\zeta) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k \zeta^k. \quad (153)$$

(153) ni (152) ga qo'yib va bi xil hadlarni gruppalam

$$\sum_k [(k+2)(k+1)b_{k+2} - (2k - \varepsilon + 1)b_k] \zeta^k = 0 \quad (154)$$

ni topamiz. (154) da $\zeta^k \neq 0$ sababli uning oldidagi koeffitsient nolga teng bo'lishi kerak:

$$b_{k+2} = \frac{2k - \varepsilon - 1}{(k+1)(k+2)} b_k. \quad (155)$$

$\psi(\zeta)$ funktsiya cheklangan bo'lishi uchun (153) yig'indi ham biror hadda qir qilishi lozim. Misol uchun n -haddacha bo'lgan b_k koeffitsientlar noldan farqli bo'lib, undan keyingilari nolga teng bo'lsin: $b_{n+2} = b_{n+4} = \dots = 0$. Bunaqa bo'lishi uchun (155) ifodadagi kasr surati $2n - \varepsilon + 1 = 0$ bo'lishi kerak. Faqat shu oxirgi tenglik

$$\varepsilon = 2n + 1 \quad (156)$$

bajarilganda $v(\zeta)$ cheklangan polinom bo'ladi. (156) dan $\varepsilon = 2E/\hbar\omega$ ni inobatga olib garmonik ostsillyatorning energiyasini topamiz:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega. \quad (157)$$

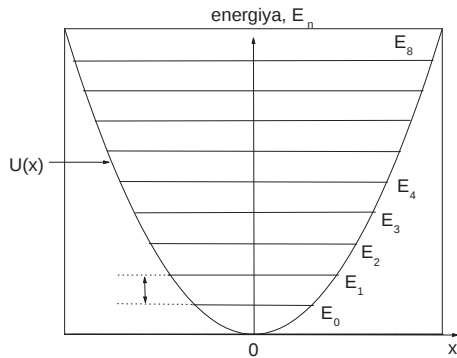


FIG. 29: Garmonik ostsillyatorning energetik sathlari.

Demak, GO energiyasi kvantlanar ekan. Kvant soni $n = 0, 1, 2, \dots$ GO ning energetik spektri ekvidistant (teng masofalarda) joylashgan sathlardan iborat bo'ladi (Fig.29). GO ning asosiy holati energiyasi $n = 0$ da $E_0 = \hbar\omega/2$ bo'lib *nolinchi energiya* deb ataladi. Klassik GO ning asosiy holati $x = 0$ da bo'lib energiyasi ham nolga teng. Shu sabab nolinchi holatdagi tebranish kvant tabiatga ega. Koeffitsientlari o'zaro (155) munosabat oqrali bog'langan $v(\zeta)$ polinom *maxsus funktsiya* bo'lib, *Ermit polinomi* nomi bilan ataladi:

$$H_n(\zeta) = (2\zeta)^n - \frac{n(n-1)}{1!}(2\zeta)^{n-2} + \frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{2!}(2\zeta)^{n-4} + \begin{cases} b_1\zeta, & n \text{ toq bo'lganda;} \\ b_0, & n \text{ juft bo'lganda.} \end{cases} \quad (158)$$

GO ning to'liq funktsiyasi natijaviy ko'rinishi

$$\psi_n(\zeta) = C_n e^{-\zeta^2/2} H_n(\zeta) \quad (159)$$

bo'ladi.

Koeffitsienti C_n normallashtirish shartidan topiladi:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(\zeta)|^2 d\zeta = 1 \Rightarrow C_n = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}}. \quad (160)$$

Misol tariqasida GO ning birinchi 3 ta xususiy energiyalari va funktsiyalarini keltiramiz:

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{\hbar\omega}{2} & \psi_0(x) &= \frac{1}{\sqrt{x_0\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{(x/x_0)^2}{2}} \\ E_1 &= \frac{3\hbar\omega}{2} & \psi_1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2x_0\sqrt{\pi}}} \frac{2x}{x_0} e^{-\frac{(x/x_0)^2}{2}} \\ E_2 &= \frac{5\hbar\omega}{2} & \psi_2(x) &= \frac{1}{\sqrt{8x_0\sqrt{\pi}}} \left[4\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 - 2 \right] e^{-(x/x_0)^2/2} \end{aligned} \quad (161)$$

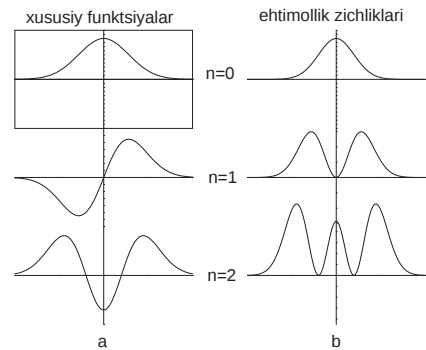


FIG. 30: Garmonik ostsillyatorning xususiy funktsiyalari va uning ehtimoligi zichligi.

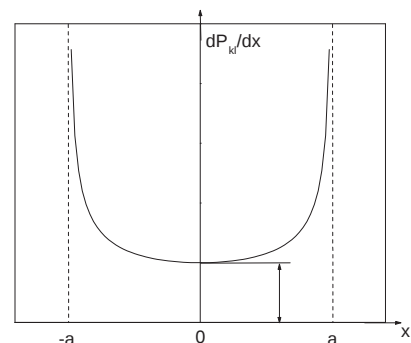


FIG. 31: Klassik garmonik ostsillyatorning ehtimoligi zichligi.

Fig.30 da bu funktsiyalarning va garmonik tebranuvchi zarrani biror koordinatada topish ehtimoli zichligining grafiklari berilgan.

Suratlardan ko'rinib turganidek GO ning asosiy holatida $n = 0$ tebranuvchi zarrani koordinata boshi atrofida topish ehtimoli katta. Birinchi uyg'ongan holatda $n = 1$ zarrani muvozanat holati atrofida topish ehtimoli nolga teng. Bu klassik fizika qonunlariga mutlaqo zid. Klassik fizika qonunlaricha zarrani biror koordinata atrofida topish ehtimoli zarraning shu nuqta atrofida harakatlanish vaqti dt ga proporsional $dP = dt/T$ yoki $dP = dx/(T|\dot{x}|)$. $\dot{x} = a\omega\sqrt{1 - x^2/a^2}$ ekanligini eslab

$$\frac{dP_{kl}}{dx} = \frac{1}{2\pi a \sqrt{1 - x^2/a^2}} \quad (162)$$

ni topamiz. Tebranuvchi zarrani topish ehtimoli klassik GO da Fig.31 berilgan.

XVIII. ZARRANING TO'SIQDAN O'TISHI

To'g'ri chiziqli bo'ylab harakatlanuvchi zarra oldida Fig.32 da ko'rsatilgandek potentsial to'siq bo'lsin. Klassik fizika qonunlariga ko'ra, agar zarraning energiyasi E to'siq balandligi U_0 kichik bo'lsa, u to'siqning ortiga o'ta olmaydi. Ammo kvant mexanikasi hatto bunday E, U_0 holda ham zarraning to'siqdan o'ta olishini ko'rsatadi. Keling buni ko'rib chiqamiz. To'siqni zarra oldida uchrovchi

$$U = \begin{cases} 0, & -\infty < x < 0 \text{ (1- soha);} \\ U_0, & 0 < x < l \text{ (2- soha);} \\ 0, & l < x < \infty \text{ (3- soha).} \end{cases} \quad (163)$$

formula bilan beriluvchi PE deb qarasak bo'ladi. Zarra uchun 1- va 3- sohalarida ShT si

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_{1,3}(x)}{dx^2} = E\psi_{1,3}(x) \quad (164)$$

ko'rinishda va 2- sohada

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_2(x)}{dx^2} + U_0\psi_2(x) = E\psi_2(x) \quad (165)$$

ko'rinishda yoziladi. ShT lari (164) va (165) ni

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar}}, \kappa = \sqrt{\frac{2m(U_0 - E)}{\hbar}} \quad (166)$$

belgilashlar kiritib mos ravishda

$$\psi_{1,3}'' + k^2\psi_{1,3} = 0 \quad (167)$$

$$\psi_2'' - \kappa\psi_2 = 0 \quad (168)$$

shakllarda yozsak bo'ladi. Bu ikkinchi darajali differentsial tenglamalarning echimini Eyler usuli bilan qidiramiz yani $\exp(\lambda x)$ shaklida. U holda har ikkisi uchun quyidagi xarakteristik tenglamalarni topamiz: $\lambda^2 + k^2 = 0$ va $\lambda^2 - \kappa^2 = 0$. Ularning ildizlari mos ravishda $\lambda_{1,3} = \pm ik$ va $\lambda_2 = \pm \kappa$ bo'ladi. Natijda zarraning to'lqin funktsiyasi quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad (169)$$

$$\psi_2(x) = A_2 e^{\kappa x} + B_2 e^{-\kappa x} \quad (170)$$

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \quad (171)$$

1- va 3- sohalarida zarraning to'lqin funktsiyasi yassi monoxromatik de Broyl to'lqini ekanligi ko'rinib turibdi. To'lqin funktsiyalar chegaralarda silliq, uzluksiz bo'lishi kerak yani

$$\psi_1(0) = \psi_2(0), \quad \psi_2(l) = \psi_3(l), \quad (172)$$

$$\psi_1'(0) = \psi_2'(0) \quad \psi_2'(l) = \psi_3'(l). \quad (173)$$

3- sohada faqat to'siqdan o'tgan to'lqin x yo'nalishicha tarqaladi. Shuning uchun $B_3 = 0$ deb olishimiz kerak. (172) va (173) formulalardan biz B_1, A_2, B_2, A_3 larni A_1 orqali ifodalashimiz mumkin. A_1 1- sohada zarralar manbasi intensivligi bilan aniqlanadi. Uni ixtiyoriy deb tanlashimiz, xususan $A = 1$ deb qabul etishimiz ham mumkin. Chegaravish shartlardan

$$A_2 = \frac{2i(n-i)e^{\kappa l}}{(n+i)^2 e^{-\kappa l} - (n-i)^2 e^{\kappa l}}, \quad (174)$$

$$B_2 = \frac{2i(n+i)e^{-\kappa l}}{(n+i)^2 e^{-\kappa l} - (n-i)^2 e^{\kappa l}}, \quad (175)$$

$$A_3 = \frac{4in}{(n+i)^2 e^{-\kappa l} - (n-i)^2 e^{\kappa l}}, \quad (176)$$

$$B_1 = 1 - A_2 - B_2. \quad (177)$$

larni topamiz. Bu yerda $n = \kappa/k = \sqrt{(U_0 - E)/E}$. Agar to'siq keng va baland bo'lsa $\kappa l \gg 1$

$$A_2 \approx -\frac{2i}{n-i}, B_2 \approx -\frac{2i(n+i)}{(n-i)^2} \approx 0 \quad (178)$$

bo'ladi. Demak, to'siq sohasida zarraning to'lqin funktsiyasi 0 dan l gacha eksponentsial ravishda kamayar ekan $\psi_2(l)/\psi_2(0) \sim \exp(-\kappa l)$. Xuddi shunga o'xshash zarraning to'siqgacha va to'siqdan keyinchi to'lqin funktsiyalari amplitudalari nisbati: $A_3/A_1 \ll 1$. Yani 3- sohada zarrani topish ehtimoli eksponentsial kichik son bilan tavsiflanadi. 1- sohada zarra to'lqin funktsiyasi tushuvchi va qaytuvchi to'lqinlarning superpozitsiyasidan iborat bo'ladi. 3- sohada faqat to'siqdan o'tgan to'lqin funktsiyasi bo'ladi. 1- va 3- sohalarida zarraning impulsi teng bo'lgani uchun shu sohalaridagi to'lqin funktsiyalar davrlari ham teng bo'ladi. To'siqga tushgan zarralar oqimining bir qismi qaytadi. Shuning uchun to'siqni tavsiflovchi *qaytarish* koeffitsienti va *to'siqning shaffofligi* tushunchalari kiritiladi. Ular quyidagicha ifodalanadi:

$$R = \left| \frac{j_q}{j_t} \right|, D = \left| \frac{j_{o't}}{j_t} \right|. \quad (179)$$

Bu yerda $j_t, j_{o't}$ va j_q lar mos ravishda to'siqga tushgan, to'siqdan o'tgan va to'siqdan qaytgan zarralar oqimi zichliklari. Kvant mexanikasida *zarralar oqimi zichligi* yoki *ehtimollik oqimi zichligi*

$$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) \quad (180)$$

formuladan topiladi. U holda $R = |B_1|^2$ va $D = |A_3|^2$ ni topamiz. Ta'rifga ko'ra $R + D = 1$ bo'lishi lozim. To'siqning shaffofligini

$$D \approx \frac{16n^2}{(n^2 + 1)^2} e^{-2\kappa l} \quad (181)$$

deb yozsak bo'ladi. Eksponenta oldida turgan ifoda $16n^2/(n^2 + 1)^2$ ning qiymati n ni ko'p qiymatlarida birga teng. Shuning uchun

$$D \approx \exp(-2\sqrt{2m(U_0 - E)}l/\hbar). \quad (182)$$

Oxirgi ifodadan to'siq shaffofligi to'siqning eni l ga, zarra massasi m ga va to'siq balandligining zarra energiyasidan ortiq $U_0 - E$ ga bog'liq ekanligi kelib chiqadi. Ixtiyoriy shaklga ega bo'lgan to'siq shaffofligi

$$D \approx \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx\right] \quad (183)$$

formuladan topiladi. Bu formulada klassik fizikaga $\hbar \rightarrow 0$ deb o'tsak $D = 0$ bo'ladi yani zarra to'siqdan o'ta olmaydi.

XIX. REZERFORD TAJRIBASI

Moddalarning atomlardan tashkil topganligi Demokrit zamonidan ma'lum bo'lsada, atomning o'zi qanday tuzilganligi XX asr boshlarigacha mavhum bo'lib qolaverdi. J.J.Tomson 1903 yili taklif etgan modelga ko'ra atom musbat zaryad bilan bir tekis zaryadlangan shar sifatida qaralib, elektr neytrallikni ta'minlash uchun shar ichida elektronlar bor va ular tinch holatda turadi deb qaralgan. Atom statik muvozanatda deb tasavvur etilgan. Ammo musbat va manfiy zaryadlardan tashkil topgan sistema faqat dinamik muvozanatda bo'lishi mumkinligi ko'rsatilgach Tomson modelining to'g'riligiga katta gumon bor edi. Atomning tuzilishi to'g'risida Lenard va Nagaokalar ham o'z modellarini taklif etgan. Lenardga ko'ra moddalarning atomlari yahona lekin har xil miqdordagi tashkil etuvchilardan iborat. Nagaokaga ko'ra atom markazida katta massali musbat zaryad joylashgan bo'lib uning atrofida aniq oraliqlarda elektronlar joylashgan. Nagaoka modeli Quyosh sistemasi tuzilishini eslatar edi. Ammo elektronlarning Nagaoka modelida statik ravishda turilishi ajobtovur edi. Atomning qanday tuzilishga ega ekanligini faqat tajriba yordamida tekshirish mumkin edi. Ana shunday tajribani ingliz fizigi E.Rezerford (1871-1937) o'z shogirdlari bilan 1911 yili qo'ydi (Fig.32).

Tajribaning vazifasi atom ichidagi elektr zaryadining taqsimlanishini aniqlash edi. Bu muammoni echish uchun atomni zaryadlangan zarralar dastasi bilan bombardimon etib zarralarning sochilishini kuzatish, keyin esa bu sochilishni tahlil etib zaryad taqsimotini topsa

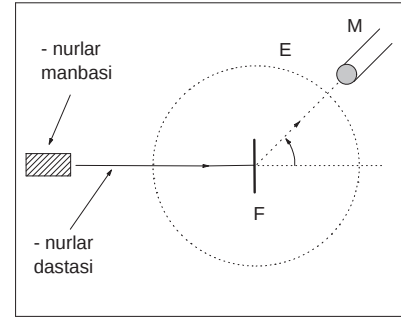


FIG. 32: Rezerford tajribasi chizmasi.

bo'lardi. Tajribada α nurlarning yupqa oltin folgadan o'tishida sochilishi o'rganilgan. Folgadan o'tgan α zarralarning biror qismi o'z yo'nalishidan θ burchakka og'gan va harakatlanib ekran E ga tushgan. Ekraning ichki tomoni rux oltingugurti ZnS bilan qoplangan bo'lib unga α zarralar tushganda *stsintillyatsiya* yani kichik chaqmoq orqali nurlanish beradi. Bu chaqmoq mikroskop M orqali kuzatilgan. Zarralarning havo molekularida sochilishini chetlab o'tish uchun tajriba vakuum sharoitida bajarilgan. Tajribada ba'zi α zarralar juda katta hattoki 180° ga ham sochilishi kuzatilgan. Tajriba natijalarini tahlil etib Rezerford shunday xulosaga keladi: α - zarralarining katta burchakka sochilishini atom ichidagi kuchli elektr maydoni mavjudligi va bu maydon manbasi musbat zaryad katta massaga ega bo'lib, juda kichik hajmda mujassamlashgani bilan tushitirish mumkin. Bu xulosaga tayanib u atomning *planetar model* ini taklif etdi. Rezerfordga ko'ra: *atom markazida juda katta massaga va $+Ze$ zaryadiga ega yadro va uning atrofida atom hajmini egallagan Z ta elektronlardan iborat. Yadro o'lchami $\approx 10^{-14}$ m. Atomning barcha massasini yadroda mujassamlashgan deb qarasa ham bo'ladi.* U o'zi taklif etgan atomda zarralarning sochilish jarayonini quyidagicha o'rganib chiqdi.

Ernst Rezerford fikricha nuqtaviy zaryadlar Kulon qonuni bilan ta'sirlashadi va shu sabab ularning birisining ikkinchisi Kulon maydonida sochilishini nazariy o'rganib chiqish lozim. Massasi m_1 va zaryadi Z_1e bo'lgan nuqtaviy zarraning massasi m_2 va zaryadi Z_2e bo'lgan boshqa zarra atrofida v tezlik bilan o'tishini ko'rib chiqamiz. $m_2 \gg m_1$ deb faraz etamiz. Shu bois ikkinchi zarrani tinch turibdi deya olamiz. Mexanika kursidan ma'lum bo'lishicha markaziy kuch maydonida energiyadan tashqari impuls momenti ham saqlanadi:

$$\frac{1}{2}m_1(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + \frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E = const, \quad (184)$$

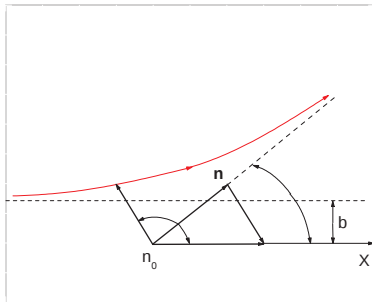


FIG. 33: Zaryadlangan zarra traektoriyasini aniqlashga doir.

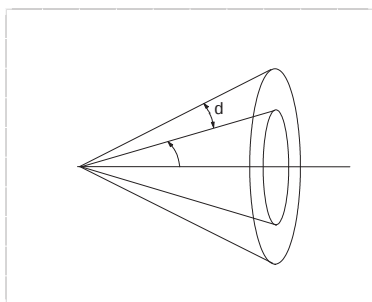


FIG. 34: Rezerford formulasini keltirib chiqarishga doir.

$$-m_1 r^2 \dot{\varphi} = M = \text{const} = m_1 v b. \quad (185)$$

Bunda b merganlash masofasi yani ta'sirlashish kuchi bo'lmaganda zarralarning yaqinlashuvi mumkin bo'lgan eng qisqa masofadir. Yangi o'zgaruvchi miqdor $\rho = 1/r$ ni kiritamiz va

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{d\varphi}{dt} = \frac{M}{m_1} \frac{d\rho}{d\varphi} \quad (186)$$

ni etiborga olib (184) dan

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = -\frac{2m_1 E}{M} - 2 \frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 M^2} \rho - \rho^2 \quad (187)$$

topamiz. (187)- formuladan φ bo'yicha hosila olib ρ ni aniqlash uchun ikkinchi darajali differentsial tenglamani qo'lga kiritamiz:

$$\frac{d^2 \rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 M^2} = C. \quad (188)$$

Bu tenglamaning umumiy echimi

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (189)$$

ko'rinishga ega. A va B doimiylar $\varphi \rightarrow \pi$ bo'lganda $r \rightarrow \infty$ va $r \sin \varphi \rightarrow b$ bo'lish shartidan aniqlanishi mumkin. Unda $A = B, B = 1/b$ va (189) tenglik

$$\frac{1}{r \sin \varphi} = C \cdot \text{ctg}(\varphi/2) + \frac{1}{b} \quad (190)$$

ko'rinishga keltiriladi. Oxirgi formulada $r \rightarrow \infty$ bo'lganda $\varphi \rightarrow \theta$ ekanligidan sochilish burchagini topamiz

$$\text{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{b \cdot C} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (191)$$

Tajribada zarraning faqat θ burchakka sochilishi natijasida merganlanish masofasi b ni o'lchash mumkin emas, shu sababli ko'p zarralar sochilishidan va statistik usuldan foydalanishga to'g'ri keladi. Zarralarning θ va $\theta + d\theta$ burchaklar orasiga sochilishning differentsial ko'ndalang kesimi $d\sigma$ berilgan burchakka sochilgan zarralar soni dN_θ ning zarralarning umumiy soni N ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$d\sigma = \frac{dN_\theta}{N}. \quad (192)$$

θ va $\theta + d\theta$ burchaklar orasiga merganlanish masofasi b va $b + db$ oralig'ida bo'lgan zarralar sochiladi. Merganlanish masofasi b va $b + db$ oralig'iga mos keluvchi zarralar soni radiusi b , eni esa db bo'lgan halqaga tushuvchi zarralar soniga teng

$$dN_\theta = N \cdot 2\pi b db. \quad (193)$$

Differentsial ko'ndalang kesim

$$d\sigma = 2\pi b |db| = \pi \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\text{ctg}(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} d\theta \quad (194)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Ko'ndalang kesimni hisoblashda b ning moduli olingan. Aks holda manfiy ifoda chiqib qoladi, ko'ndalang kesim esa musbat bo'lishi lozim. Manfiy ishora merganlanish masofasining ortishi bilan sochilish burchagi kamayishini anglatadi. Fazoviy burchak $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ ni kiritib oxirgi formulani

$$d\sigma = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\text{ctg}(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \quad (195)$$

deb yozsak bo'ladi. (195)- formula Rezerford formulasi deyiladi. Shu formula yordamida Rezerford o'z

tajribasi yani α -zarralarning atomlarda sochilishini tahlil etdi. Rezerford tajribasida radioaktiv element atomlaridan uchib chiquvchi α -zarralarining atomda sochilishini o'rgandi. α -zarra geliy atomining yadrosi bo'lib zaryadi $2e$ va massasi to'rt proton massasiga teng. Shu bois $Z_1 = 2$ deb olamiz. Sochuvchi atomlar sifatida oltin elementi atomlari olingan. Ammo, oltin atomi massasi geliy atomi massasidan juda katta emas. Bu esa ikkinchi zarrani tinch turadi deb qarashimiz aniq emasligi ko'rsatadi. Ammo, biz uni rostdan ham tinch turadi deb va geliy atomi massasi o'rniga geliy va oltin atomlari massalarining keltirilgan qiymatini olsak bo'ladi. Tajribada geliy atomining sochilishi yakka akt natijasida bo'lishi uchun zarralar dastasi oldiga juda yupqa oltin plastinkasi qo'yilgan. Sochilgan zarralar maxsus qayid etuvchi tsintillyatorli mikroskop yordamida kuzatilgan va hisoblab turilgan. Agar sochuvchi atomlar konsentratsiyasi n bo'lsa $d\Omega$ fazoviy burchakka sochilgan α -zarralar soni

$$dN^{(n)} = nN \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{ctg(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \quad (196)$$

ga teng. Bu yerda Ze sochuvchi atom zaryadi. Agar $d\Omega = const$ bo'lib θ burchakka sochiluvchi zarralar soni qayd etiladigan bo'lsa (196) dan

$$dN_{(n)} \sin^4(\theta/2) = const \quad (197)$$

ekanligi kelib chiqadi. 1913 yili Rezerfordning qo'l ostida ishlovchi xodimlar tajribasida aynan (197) shartning bajarilishi tekshirdilar. Tajribada (197) tenglikning chap tomonida turuvchi miqdorlar ming martadan ko'proq o'zgarganda ham ularning ko'paytmasi doimiy bo'lib qolishi aniqlanib Rezerford formulasi tasdiqlandi. Bu o'z navbatida Rezerfordning atom ta'limoti va zaryadlangan zarraning atomdan sochilish mexanizmi aynan Rezerford modeli bo'yicha ro'y berishini ko'rsatdi.

A. Yadro zaryadi

(196) formuladagi Z dan boshqa barcha miqdorlar tajribada aniqlanishi mumkin. Shu sababli bu formula orqali sochuvchi moddaning zaryadini aniqlash mumkin. Z Mendeleevning davriy jadvalidagi elementlarning tartib raqami ekanligi ma'lum. Rezerford tajribasi elementlar Mendeleev dabriy jadvalida zaryadi Ze ning ortishi tartibi bo'yicha joylashishini ko'rsatdi. Bu Rezerford tajribasidan kelib chiquvchi muhim xulosa.

B. Yadro o'lchami

Rezerford tajribasidan yadro o'lchami va atomdagi zaryadning tadsimlanishi haqida axborot olish mumkin. Tajribada ba'zi α -zarralar π burchakka sochilgan. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin. E_k KE ga ega α -zarra

yadro bilan mumkin qadar minimal masofagacha yaqinlashadi. Bunda uning KE si PE ga aylanadi

$$\frac{mv_{max}}{2} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_{min}}. \quad (198)$$

Oxirgi formuladan yadroning taxminiy radiusini topish mumkin. Sochuvchi modda kumush $Z = 47$, $m_\alpha = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} kg = 6,6 \cdot 10^{-27} kg$ va $v_\alpha = 10^7 m/s$ bo'lsa, $r \approx 6 \cdot 10^{-14} m$ ni topamiz.

Rezerford taklif etgan va tajribada o'z tasdig'ini topgan atomning yadro modeli klassik mexanika va elektrodinamika qonunlariga mutlaqo zid edi. Zaryadlangan sistema statik muvozanatda bo'la olmasligidan Rezerford elektronlar yadro atrofida egri traektoriya bo'yicha harakatlanadi deb faraz etdi. Ammo egri traektoriyada harakatlanuvchi elektron tezlanish bilan harakatlanishi sabab u elektromagnit to'lqin tarqatishi lozim. Nurlanish jarayoni energiyaning kamayishiga olib keladi va oxir oqibat elektronning yadroga qulab tushishi bilan tugallanishi kerak edi. Bu atom turg'un emas yoki mavjud emas degan gap edi. Butub tajribalar atomning realligi, mavjudligi va turg'unligini ko'rsatar edi.

XX. BOR POSTULATLARI

Rezerford tajribasi natijalarini tushintirish uchun daniyalik fizik Nils Bor (1885-1962) 1913 yili fizikada inqilob yasagan yangi ikki postular kiritdi.

1. Atom faqat ruxsat etilgan muayyan *statsionar* holatlardagina cheksiz ko'p vaqt bo'lishi mumkin. Statsionar holatlar energiyalari $E_1, E_2, \dots$ diskret spektr hosil qiladi.
2. Atom n - statsionar holatdan m - statsionar holatga o'tganda nurlanish yutadi yoki chiqaradi. Nurlanish chastotasi $\omega = (E_n - E_m)/\hbar$, $E_n > E_m$ formuladan topiladi.

Statsionar holat enegriyasi *kvantlash qoidasi* dan aniqlanadi. Agar elektronlar yadro atrofida doiraviy tarektoriya bo'yicha aylanadi deb qarajak, Bor fikricha, elektronning orbital impuls momenti L Plank doimiysi $\hbar$ ga karrali ravishda o'zgarishi lozim:

$$M = mvr = n\hbar, (n = 1, 2, \dots). \quad (199)$$

B yerda n kvant soni deb ataladi. Kvantlash qoidasi klassik mexanikaga yo'l qo'yuvchi orbitalardan faqat Borning 1- postulatiga mos keluvchi yani energiyalari diskret spektr hosil qiladigan orbitalarni tanlab beradi. Bor o'z postulatlariga tayanib vodorodsimon atomlar nazariyasini yaratdi. U vodorodsimon atomi elektronining doiraviy orbitalari radiusini va ularga mos keluvchi energiyalarini topdi. Vodorodsimon atomlarda e zaryadli elektron Ze zaryadli yadro atrofida r radiusli aylana

bo'yicha harakatlanadi deb faraz qilaylik. Yadroning massasi elektron massasidan juda katta bo'lgani uchun uni tinch turibdi deb qarasa bo'ladi. Elektroniga ta'sir etuvchi kulon kuchi unga markazga intilma tezlanish beradi:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (200)$$

Elektronning yadro maydonidagi PE si va to'liq energiyasi mos ravishda

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad (201)$$

$$E = E_p + E_k = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad (202)$$

bilan beriladi. Kvantlash qoidasidan

$$m^2v^2 = \frac{n^2\hbar^2}{r^2} \quad (203)$$

kelib chiqadi. (200) va (203) tenglamalardan statsionar orbita radiusini topamiz:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{mZe^2} n^2. \quad (204)$$

Birinchi statsionar holat radiusi

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} m \quad (205)$$

bo'lib, u *Bor radiusi* $a_B = r_1$ deb ataladi. Elektronning statsionar orbitalari Fig.35 da ko'rsatilgan. Demak ruxsat etilgan orbitalar n^2 ga karrali ravishda bo'lar ekan. Yadro zaryadi qancha katta bo'lsa, radius shuncha kichik bo'ladi. Elektronning n - orbitadagi energiyasi

$$E_n = \frac{mZ^2e^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (206)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formula statsionar holatlar energiyasini tavsiflaydi. $n \rightarrow \infty$ da energiya sathlari jipslashadi va $E_0 = 0$ qiymatiga intiladi. Atomning eng kam energiyaga ega bo'lgan holati $n = 1$ asosiy holat deyiladi.

XXI. FRANK-GERTS TAJRIBASI

Atomning energetik holatlari diskret ekenligi birinchi marotaba Frank-Gerts tajribasida o'z isbotini yaqqol topdi. Elektron gazdan o'tishida molekulalar bilan to'qnashadi. Agar to'qnashish natijasida gaz molekulasida ichki energiyasi o'zgarmasa to'qnashish elstatik deb

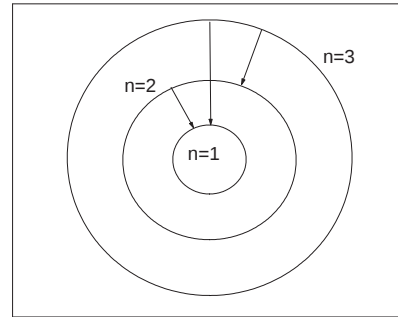


FIG. 35: Elektronning statsionar orbitalari va uning o'tishlari.

ataladi. Elastik to'qnashuvda elektron kinetik energiyasi o'zgarmaydi. Aslida elektron kinetik energiyasi o'zgina bo'lsa ham kamayadi, u molekulaga o'z kinetik energiyasini beradi. Lekin bu energiya m_e/M_{mol} miqdor bilan o'lchanadi yani 10^{-4} va uni inobatga olmasa bo'ladi. Agar to'qnashuvda molekula ichki energiyasi o'zgarsa bunday to'qnashuv noelastik deb ataladi. Elektronning gaz molekulalari bilan noelastik to'qnashuvi ikki turli bo'lishi mumkin. Birinchi turli noelastik to'qnashuvda elektron o'z kinetik energiyasini molekulaga beradi, yani energiyasini kamaytiradi. Molekula olgan energiya uning uyg'onishiga, bazida uning ionlashuviga olib kelishi mumkin. Bunda molekuladan elektron urib chiqariladi. Ikkinchi turli to'qnashuv elektron va uyg'ongan molekula orasida sodir bo'ladi. To'qnashish natijasida molekulaning barcha uyg'onish energiyasi yoki bir qismi elektronga beriladi va elektron kinetik energiyasi ortadi. Molekula ichki energiyasi esa kamayadi. Bu ikki to'qnashuvdan tashqari yana bir turli elektronning molekula bilan bilvosita ta'sirlashishi mumkin. Elektron molekula bilan ta'sirlashib uning atrofida tezlanish bilan harakat etadi va foton nurlanishi mumkin. Qarabsizki elektron energiyasi kamayadi, lekin bu to'qnashuv birinchi turli to'qnashuvdan farqli elektron yo'qotgan energiya molekulada qolmay, balki foton tomonidan olib ketiladi.

Elektron va atomning birinchi turli noelastik to'qnashuvda energiya elektrondan atomga beriladi. Bunda elektron kinetik energiyasi turlicha bo'lishi mumkin. Agar atom ichki energiyasi uzliksiz tarzda o'zgaradigan bo'lsa, atom elektrondan ixtiyoriy energiya qabul qila olar edi. Atomning massasi elektron massasidan ancha katta bo'ganligi bois uning kinetik energiyasi juda oz miqdorda o'zgaradi. Agar atomning energetik holati diskret bo'lsa, u elektrondan to'qnashuv natijasida faqat statsionar holatlar energiyalari ayirmasiga teng energiyani qabul etishi mumkin. Shu sabab elektron noelastik to'qnashuvda atomga aniq bir

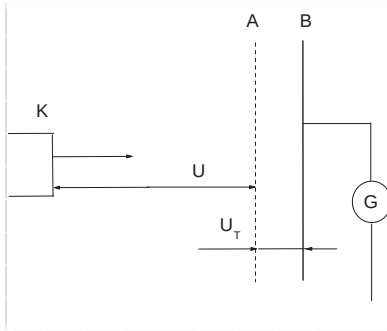


FIG. 36: Frank-Gerts tajribasi sxemasi.

qiymatga teng energiyani berishi mumkin. Elektronning atomga bergan energiyasini o'lchab, atomning energetik holatlari to'grisida qimmatli ma'lumot olish mumkin. Frank-Gerts tajribasi mohiyati ham shundan iborat!

Bu tajribada qizagan K katod va setka A orasiga katod-dan chiquvchi elektronlarni tezlatuvchi U potentsiallar ayirmasi qo'yilgan (Fig.36). Elektronlar $1mm.sm.ust. \approx 130Pa$ bosimli simob bug'lari atmosferasida tezlatiladi. Elektronlar harakatlanish davomida simob atomlari bilan to'qnashadi. Setka A ortida B plastinka o'rnatilgan, setka va plastinkalar orasiga U ga teskari ishorali tormozlovchi $U_T \approx 0,5V$ potentsial qo'yilgan. Natijada, A setkaga $U_T = 0,5eV$ dan kam kinetik energiya bilan etib kelgan elektron plastinka B ga etib bormaydi. Plastinka B ga $U_T = 0,5eV$ dan katta kinetik energiya bilan harakatlanayotgan elektronlar o'tishi mumkin va ularning soni plastinka B ga ulangan G galvonometr bilan o'lchanadi. Tajribada volt-amper xarakteristika (VAX) qayt etilgan, $I = f(U)$ (Fig.37). Tokning maksimumga erishadigan ekstremal kuchlanishlar bir-biridan teng masofalarda joylashgan. Maksimumlar orasi $\approx 4,9V$, birinchi maksimum esa $U = 4,1V$ da sodir bo'ladi. Shu takidlab o'tish kerakki, katod va setka orasidagi kuchlanishning haqiqiy qiymati $4,1V$ dan ozgina $0,8V$ ga farq qiladi. Bu farq katod va setkalar orasidagi kontakt potentsiallari ayirmasi bilan tushuntiriladi. U holda tajribada olingan VAX shuncha $0,8V$ ga o'ngga siljiydi, birinchi maksimum esa $4,9V$ ga to'g'ri keladigan bo'ladi. Maksimumlar orasidagi interval esa o'zgarmay qolaveradi.

Frank-Gerts tajribasining VAX sini tushuntirish uchun simob atomlari elektronlar bilan to'qnashib energiya-ni faqat diskret portsiyasini yutishi mumkin deb faraz qilishimiz darkor. Energiyaning bu portsiyasi $4.9eV$ ga teng. Elektron kinetik energiyasi $4.9eV$ dan kam bo'lganda uning simob atomi bilan to'qnashuvi elastik bo'lib o'z energiyasini o'zgartirmaydi. Natijada har qancha to'qnashmaison elektron A setkaga tormozlovchi potentsial U_T ni engib o'ta oladigan energiya bilan etadi

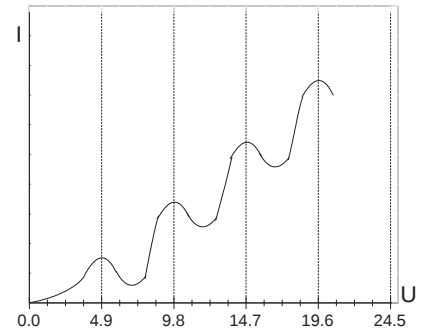


FIG. 37: Frank-Gerts tajribasi volt-amper xarakteristikasi.

va B plaskinkaga etib G galvonometr bilan qayt etiladi. Elektron energiyasi $4.9eV$ bo'lganda elektron energiyasi shunday darajaga etadiki u simob atomlari bilan noelastik to'qnashib, butun energiyasini ularga beradi. Bundan keyin elektron tezligi juda kamayib ketib, A setkaga etganda tormozlovchi potentsial U_T ni engi olmaydigan bo'lib qoladi, galvonometr G da tok qayt etilmaydi. Ana shu kuchlanishdan boshlab tokning kamayishi boshlanadi. Plastinka B ga faqat noelastik to'qnashuvda ishtirok etmagan elektronlar etib borishi mumkin. Ularning soni esa kam bo'ladi. Kuchlanish U ni keyinchalik oshirib borsak elektronlar yana tormozlovchi potentsialni engi oladigan kinetik energiya to'plab, B plastinkaga eta boshlaydi. Bu esa tokning yana o'sishiga olib keladi. Tezlatuvchi kuchlanish taxminan $9.8eV$ bo'lganda elektronlar harakati davomida ikki marta noelastik to'qnashishi mumkin. Bu holda ham tezligini yo'qotgan elektronlar tok hosil etishi juda oz bo'ladi va tokning kamayishi ham $9.8V$ dan boshlab kuzatiladi. VAX dagi boshqa maksimumlarni ham shu tariqa tushuntirish mumkin. Tajribadan simob atomining asosiy va eng yaqin (yani birinchi) uyg'ongan holatlari energiyalari farqi $4.9eV$ ekanligi kelib chiqadi. Bu atom holati diskret ekanligininig dalolatidir. Keyinchalik bunga o'xshash tajribalar boshqa atomlarda ham bajarildi. Barcha tajribalarda atom holati diskret energetik spektrga ega ekanligi va faqat o'ziga xos potentsial faqlar topilgan. Bu potentsillar *rezonans* potentsillar deyiladi. Misol uchun, kaliy elementi atomi rezonans potentsiali $1.63eV$, natriy atomi uchun $2.12eV$ va h. Rezonans potentsial atomni asosiy holatdan birinchi uyg'ongan holatga chiqarish uchun zarur bo'lgan energiyadir. Shuni aytish kerakki, atomning uyg'ongan boshqa energetik holatlari ham ko'p. Shu sabab agar atomga etarli darajada energiya berilsa u o'z energiyasini oshirishi mumkin. O'ta murakkab eksperimental uskunalar yordamida atomlarning yuqori uyg'ongan holatlarini ham tekshirish mumkin. Bunday turdagi tajribalarning barchasi *atomning holati diskret ravishda o'zgarishini*

tasqiqlashgan. Atom holatining diskretligi unga nisbatan klassik mexanikani qo'llab bo'lmasligini anglatadi.

XXII. ATOMLAR SPEKTRLARI

Ma'lumki barcha moddiy o'bektlar elektromagnit nurlanish manbalari hisoblanadi. Nurlanish energiyasi manbasi tabitaiga qarab elektromagnit nurlanishni ikki turga ajratish qabul etilgan:

1. Issiqlik nurlanish;
2. Lyuminestsentsiya.

Lyuminestsentsiya ham bir nechta turlarga bo'linadi:

- xemilyuminestsentsiya;
- elektrolyuminestsentsiya;
- katodolyuminestsentsiya;
- fluorestsentsiya.

Issiqlik nurlanishi jismlarning isishi natijasida paydo bo'ladi. Jismni tashkil etgan atom yoki molekularlar harakatlanib bir-biri bilan to'qnashadilar. To'qnashuvda atomning kinetik energiyasi uning ichki energiyasiga o'tadi, natijada atom asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tadi. Vaqt o'tishi bilan uyg'ongan atomlar foton chiqarib asosiy holatga qaytadi. Shu bois issiqlik nurlanishi manbasini atomlarning tartibsiz harakari kinetik energiyasi deb hisoblash mumkin. Nurlanishning kelib chiqishida issiqlik (atomlar kinetik) energiyasi ahamiyati bo'lmasa bunday nurlanishni *lyuminestsentsiya* deb atash qabul etilgan. Lyuminestsentsiya nurlanishi paydo bo'lishida atomlarni yuqori energiyali holatlarga uyg'otishda atomlarning kinetik energiyasidan foydalanilmaydi. Elektrolyuminestsentsiya deb har xil elektr razryadlardagi nurlanishni, xemilyuminestsentsiya deb atomlarning uyg'onishi ximiyaviy reaksiya natijasida va nihoyat fluorestsentsiya deb esa atomlarning nurlanishni yorug'likni yutish natijasida hosil qilgan nurlanishiga aytamiz. Elektronlar das-tasining qattiq jismga tushib jismning yorug'lanishi katodolyuminestsentsiya deb ataladi. O'tgan asrning ikkinchi yarmi mobaynida har xil nurlanishlarning spektrlari juda mukammal darajada o'rganib chiqildi. Tadqiqotlar molekularlar spektri aniq chegaraga ega bo'lmagan polosalardan tashkil topganligini ko'rsatdi. Spektrning bunday turi polosali spektr deb ataldi. Atomlarning spektri yakka tartibda joylashgan liniya (chiziq) lardan iborat bo'lib, chiziqli spektrni hosil etadi. Spektrdagi liniyalarning joylasjish tartiri har bir atom uchun o'ziga xos bo'ladi. Shu bois spektrni o'rganib atomning qaysi elementga tegishli ekanligini bilib olish mumkin. Liniyalarning spektrda joylashishi aniq bir qonuniyatga bo'ysinadi. Chiziqli spektrlarni o'rganishda birinchilardan Balmer empirik formula topib uni tushintirishga harakat qildi. Balmer 1885 yili vodorod atomi spektrini

o'rganib, uning ko'rinish qismida ba'zi liniyalarni aniq qonuniyat bo'yicha umumiyashtirilishi va

$$\omega_{n2} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (207)$$

formula bilan ifodalanishi mumkinligini topdi. Bu yerda R - doimiy miqdor bo'lib uning qiymati $R = 2,0670687 \cdot 10^{16} Hz$ tajribada shved fizigi R.Ridberg (1854-1919) tomonidan aniqlangan. Shu sabab R Ridberg doimiysi deb ataladi. Bu liniyalar to'plami *Balmer seriyasi* deb ataladigan bo'ldi. Xuddi shunga o'xshash Layman 1906 yili vodorod atomi spektrining ultrabinofsha qismida joylashgan va

$$\omega_{n1} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 2, 3, 4, \dots) \quad (208)$$

emperik formula bilan ifodalanadigan yana bir spektrlar seriyasini kashf etti. Bu seriya *Layman seriyasi* deb ataladi. Keyinchalik *Pahsen seriyasi* (1908), *Breket seriyasi* va *Pfundt seriya* lari kashf etildilar. Bu seriyalarning hammasi yorug'lik spektrining infraqizil qismida joylashgan va mos ravishda

$$\omega_{n3} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 4, 5, 6, \dots), \quad (209)$$

$$\omega_{n4} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 5, 6, 7, \dots), \quad (210)$$

$$\omega_{n5} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 6, 7, 8, \dots) \quad (211)$$

formulalar bilan ifodalanadilar. Yuqoridagi (209)-(211) formulalarni kuzatish atomning spektral seriyalaridagi har bir chastotani

$$T(n) = \frac{R}{n^2} \quad (212)$$

ko'rinishga ega bo'lgan ikki hadning ayirmasi shaklida yozish mumkin ekanligini payqash mumkin:

$$\omega_{nl} = T(l) - T(n). \quad (213)$$

$T(n)$, ($n = 1, 2, 3, \dots$) miqdor *spektr termi* deb ataladi. Shu bois atomning nurlanishi spektral termlarga bog'liq deb ham aytsak bo'ladi. *Atomning barcha nurlanishlari chastotasi spektr termlar ayirmasi (213) shaklida ifodalanishi mumkin.* Bu printsip *Rittsning kombinatsion printsipi* deb ataladi. Bu printsip Ritts tomonidan 1908 yili talaffuz etilgan. Murakkab atomlarning spektrlarini o'rganish ularning nurlanish chastotalarini ham termlar ayirmasi shalida yozish mumkin ekanligi aniqlandi. Ammo, bunda term hadi ancha murakkab turga ega bo'ladi. Masalan, ishqoriy metal atomlari termlari

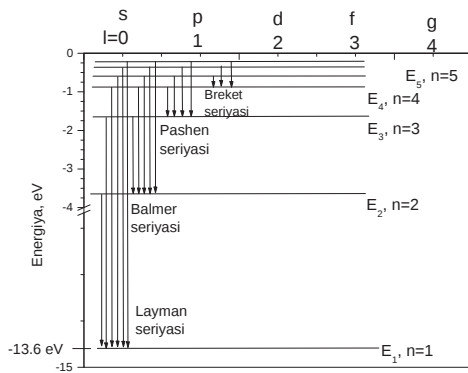


FIG. 38: Vodorod atomi nurlanishi seriyalari.

$$T(n) = \frac{R_1}{(n + \alpha)^2} \quad (214)$$

bo'ladi, bunda R_1 va α biror doimiylardir. Kombinatsion printsip barcha atomlarning nurlanish chastotasi termlar kombinatsiyasi shaklida yozish mumkin ekanligini takidlaydi. Atomlarning nurlanish spektrlari klassik fizika qonuniyatlarini bilan tushuntirib bo'lmaydi. Klassik nuqtai nazardan moddiy jismlarning muvozanat holda turishi ham tushunarsiz! Tajribadan ma'lumki barcha moddiy jismlar manfiy va musbat zaryadlardan tashkil topgan bo'ladi. Bu zaryadlar juda kichik hajmda cheklangan. Irnshou teoremasiga muvofiq har xil ishorali zaryadlar sistemasida faqat dinamik muvozanat bo'lishi mumkin. Lekin cheklangan hajmda zaryadlar faqat tezlanish bilan harakatlanishi mumkin. Klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra tezlanish bilan harakatlangan zaryad elektromagnit to'lqin tarqatadi. To'lqin tarqatgan elektron energiyasi doimo kamayishi va u musbat zaryadga urilib rekombinatsiya bo'lishi lozim. Bu degani atom bo'lishi mumkin emas deganidir. Agar atom energiyasining kamayishi biror boshqa energiya hisobidan to'ldirilish turadi deb faraz qilsak ham klassik qonunlar tajribani tushuntira olmaydi. Klassik qonunlarga binoan atomning nurlanish spektrlari chiziqli bo'lmay, balki karali obertonlardan (xuddi turg'un to'lqinlarga o'xshab) iborat bo'lishi kerak. Obertonlar orasi ham teng bo'lishi darkor. Tajribada esa spektrdagi liniyalar har xil joylashishi va bazi qismida ular orasi torayib ketib biror cheklangan chastotaga intilishini ko'rsatadi. Masalan vodorod atomining Balmer seriyasida chekli chastota $\omega_{\infty,2} = R/4$ bo'ladi. Umuman aytganda klassik fizika va xususan klassik elektrodinamikani atom hodisalariga qo'llab bo'lmaydi.

Vodorodsimon atomlarning Bor nazariyasi tajribada kuzatilgan Layman, Balmer, Pashen, Breket va Pfund

seriyalarini va Rezerford tajribasini to'g'ri tushuntirib bera oldi. Rostdan ham Borning ikkinchi postulatiga ko'ra elektronning bir holatdan boshqa holatga o'tishida

$$\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (215)$$

chastotali nurlanish yutiladi yoki chiqariladi. Bu yerda

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \quad (216)$$

va uning $Z = 1$ dagi qiymati Ridberg doimiysi qiymatiga teng. Har xil nurlanish seriyalarida kuzatiladigan chiziqlar elektronning "tashqi orbita" dan "ichki orbita" ga o'tishida hosil bo'ladi. Balmer seriyasi chiziqlari elektronning yuqori orbitalardan 2- orbitaga o'tishida hosil bo'lgan nurlanishga to'g'ri keladi (Fig.38). Atom nurlanish yutsa elektron energiyasi ortadi va elektron yuqori orbitalarga o'tadi. Vodorod atomida elektronning atomdan to'liq qutulishi uchun kerak bo'lgan energiya miqdori E_I ionizatsion energiya deb ataladi. Bunda elektron $n = 1$ asosiy holatdan $n = \infty$ holatga yani erkin holatga o'tadi:

$$E_I = \frac{me^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} = 13,6 \text{ eV}. \quad (217)$$

E_I bu qiymati tajriba tomonidan tasdiqlanadi.

Bor nazariyasi XX asr boshida kvant fizikasining yaratilishida katta ahamiyat o'ynagan. U mikrodunyoda klassik fizika qonunlari bajarilmasligini ko'rsatibgina qolmay, ko'pchilik hodisalarni to'g'ri talqin qilib bera oldi. Ammo, Borning nazariyasi boshidanoq "chala" nazariya edi. Uni yarim klassik fizika va yarim kvant fizika nazariyasi edi. Borning nazariyasi spektr chiziqlarni tushuntirib bergani bilan ularning intensivligini hisoblab bera olmadi. Xuddi shu kabi, nurlanishning qutblanishi, kogerentligi va ishqoriy metallar nurlanishida kuzatilgan spektr chizig'ining dubletligini tushuntirib bera olmadi. Geliy atomi nazariyasini Bor modelida yaratish muvaffaqiyat topmadi. Molekulalarning hosil bo'lishida katta ahamiyatga ega *almashish kuchlari* ni va umuman ko'p elektronli sistemani tavsiflay olmadi. Bor nazariyasi difraktsiya hodisasini ham tushuntirib bera olmadi.

XXIII. VODOROD ATOMI

Vodorod atomida elektron proton markaziy kulon maydonida harakat qiladi. Uning harakatini quyidagi ShST si to'liq tavsiflaydi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U \psi = E \Psi. \quad (218)$$

Kuch maydoni markaziy bo'lganligi uchun SfKS sida ishlash qulay. SfKS sida (218) tenglama

$$\left(\Delta_r + \frac{1}{r^2}\Delta_{\theta,\varphi}\right)\Psi(r, \theta, \varphi) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi(r, \theta, \varphi) = 0 \quad (219)$$

shaklda yoziladi. Bu yerda Δ_r va $\Delta_{\theta,\varphi}$ (122) va (123) munosabatlar bilan berilgan. (219) tenglamani o'zgaruvchilarni ajratish usuli bilan echish maqsadga muvofiq: $\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot Y(\theta, \varphi)$. Bu yerda R faqat radiusga, Y esa burchaklarga bog'liq funktsiyalar. Shu sababli R radial, Y sferik funktsiyalar deyiladi. U holda (129) tenglamani

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} r^2 (E - U(r)) = -\frac{1}{Y} \nabla_{\theta,\varphi}^2 Y \quad (220)$$

deb yozib olamiz. Bu tenglamaning ikki tarafi ikki o'zgaruvchiga bog'liq. Shu sababli tenglamaning ikki tomoni ham biror songa teng bo'lishi kerak. Bu sonni λ deb belgilaymiz. Natijada radial R va sferik Y funktsiyalar uchun mos ravishda

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} r^2 [E - U(r)] \right\} R = \lambda R, \quad (221)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = -\lambda Y \quad (222)$$

tenglamalarni qo'lga kiritamiz. (222) tenglamada o'zgaruvchilarni yanada ajratish mumkin. Sferik funktsiyani $Y(\theta, \varphi) = P(\theta) \cdot \Phi(\varphi)$ shaklida tasvirlab va ajratish doimiysini μ^2 deya belgilab quyidagi tenglamalarni topamiz:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \mu^2 \Phi = 0 \quad (223)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{\mu^2}{\sin^2 \theta} \right) P = 0. \quad (224)$$

(223) tenglamaning bir qiymatli echimi

$$\Phi(\varphi) = (2\pi)^{-1/2} e^{im\varphi}, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (225)$$

ko'rimishga ega. (224) tenglama esa $\xi = \cos \theta$ o'zgaruvchisi kiritish bilan

$$\frac{d}{d\xi} \left[(1 - \xi^2) \frac{dP}{d\xi} \right] + \left[\lambda - \frac{m^2}{1 - \xi^2} \right] P = 0 \quad (226)$$

ko'rinishga keltiriladi. Funktsiya $P(\theta)$ θ ning barcha qiymatlarida uzluksiz va cheklangan bo'lishi uchun $\lambda = l(l+1)$ (l musbat butub son) ga teng bo'lishi shart. Bunday holda (226) ning echimi *Lejandrning birlashgan funktsiyalari* bo'ladi va u

$$P_l^m = \frac{1}{2^l l!} (1 - \xi^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{d\xi^{l+m}} (\xi^2 - 1)^l \quad (227)$$

tenglama bilan beriladi. l ning berilgan qiymatida m turli xil $2l+1$ qiymat qabul qilishi mumkin: $m = -l, -l+1, \dots, l-1, l$.

Elektronning to'lqin funktsiyasini normallashtirish sharti

$$\int \Psi^* \Psi dx dy dz = 1 \quad (228)$$

ikki tenglamaga keltiriladi:

$$\int_0^\infty R^* R r^2 dr = 1, \quad (229)$$

$$\int_0^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} Y^* Y d\varphi = 1. \quad (230)$$

Agar (222) tenglamaning xususiy funktsiyasini $Y_l^m(\theta, \varphi) = C_l^m e^{im\varphi} P_l^m(\cos \theta)$ deb yozib olsak,

$$\int_0^{2\pi} e^{i(m-m')\varphi} d\varphi = 2\pi \delta_{m,m'}, \quad (231)$$

$$\int_{-1}^1 P_l^m(x) P_l^m(x) dx = \frac{2}{2l+1} \frac{(l+m)!}{(l-m)!} \delta_{l,l'} \quad (232)$$

integral xossalaridan foydalanib

$$C_l^m = \left(\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^{1/2} \quad (233)$$

normallashtirish koeffitsientini topamiz. U holda

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = \left[\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right]^{1/2} e^{im\varphi} P_l^m(\cos \theta). \quad (234)$$

A. impuls momenti

Elektronning orbital impulsi momenti operatori $\widehat{M}^2 = -\hbar^2 \Delta_{\theta,\varphi}$ bo'lganligi bosi

$$\widehat{M}^2 \Psi = M^2 \Psi \iff -\hbar^2 \Delta_{\theta,\varphi} Y(\theta, \varphi) = L^2 Y(\theta, \varphi) \quad (235)$$

bo'ladi. Oxirgi tenglama (222) tenglamaning o'zginasi. Yani (235) tenglamaning xususiy qiymati

$$M^2 = \hbar^2 l(l+1), \quad (l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (236)$$

Demak, impuls momenti kvantlanar ekan. Kvant soni l elektronning *orbital kvant soni* deb ataladi. Elektronning orbital impuls momenti

$$M = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (237)$$

qiymatlarni qabul etishi mumkin. Elektron impulsi momemtnining z o'qiga proektsiyasi operatori $\widehat{M}_z$ ning xususiy qiymati

$$\widehat{M}_z \Psi = M_z \Psi \iff -i\hbar \frac{d\Phi(\varphi)}{d\varphi} = M_z \Phi(\varphi) \quad (238)$$

tenglamadan topilishi lozim. (238) tenglamaga (225) dan Φ ifodasini qo'yib

$$M_z = \hbar m, (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l) \quad (239)$$

ni topamiz. Yani impuls momemtnining z o'qidagi proektsiyasi ham kvantlanar ekan. Kvant soni m elektronning *magnit kvant soni* deb ataladi. Shuni aytib o'tish kerakki, Ψ funktsiya bir vaqtning o'zida Gamilton operatori $\widehat{H}$, $\widehat{M}^2$ va $\widehat{M}_z$ operatorlarning xususiy funksiyasidir. Shu sababli bu operatorlar ifodalovchi E , M^2 va M_z miqdorlar aniq qiymatlar qabul qila olishadilar va bir vaqtning ozida o'lchanishi mumkin. Shu bilan birga Ψ to'lqin funktsiya $\widehat{M}_x$ va $\widehat{M}_y$ operatorlarning xususiy funksiyasi bo'la olmaydi:

$$\widehat{M}_x \Psi \neq M_x \Psi, \widehat{M}_y \Psi \neq M_y \Psi. \quad (240)$$

Buning ma'nosi quyidagicha: elektronning $\widehat{M}^2$ va $\widehat{M}_z$ operatorlari aniq qiymatga ega bo'lganda, $\widehat{M}_x$ va $\widehat{M}_y$ operatorlarining qiymatlari aniq emas va shu sabab ularni o'lchash mumkin emas! $l = 0$ holat bundan mustasno, chunki $M = 0$ va $M_z = M_x = M_y = 0$ yani barchasi aniqlangan.

Kvant mexanikasida bir vaqtda qiymatga ega va natijada o'lchasa bo'ladigan turli miqdorlarning operatorlari o'zaro *kommutatsiyalanishi* lozimligi ko'rsatilladi. $\widehat{A}$ va $\widehat{B}$ larning *kommutatori* deb $[\widehat{A}, \widehat{B}] = \widehat{A}\widehat{B} - \widehat{B}\widehat{A}$ ayirmaga aytiladi. Agar $\widehat{A}$ va $\widehat{B}$ lar tavsiflovchi miqdorlarni bir vaqtda o'lchash mumkin bo'lsa $[\widehat{A}, \widehat{B}] = 0$, kas holda $[\widehat{A}, \widehat{B}] \neq 0$ bo'ladi. Impuls momenti operatorlari orasida quyidagi munosabatlar bajariladi: $\widehat{M}^2 = \widehat{M}_x^2 + \widehat{M}_y^2 + \widehat{M}_z^2$;

$$[\widehat{M}^2, \widehat{M}_i] = 0, [\widehat{M}_i, \widehat{M}_j] = i\hbar \widehat{M}_k, (i, j, k = x, y, z) \quad (241)$$

B. elektron energiyasi

(235) va (236) larni inobatga olib (220) tenglamani

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} R = 0 \quad (242)$$

ko'rinishda yozamiz. Oxirgi tenglamaning xususiy qiymati E elektronning vodorodsimon atomdagi energiyasini, xususiy funksiyasi esa elektronning to'lqin

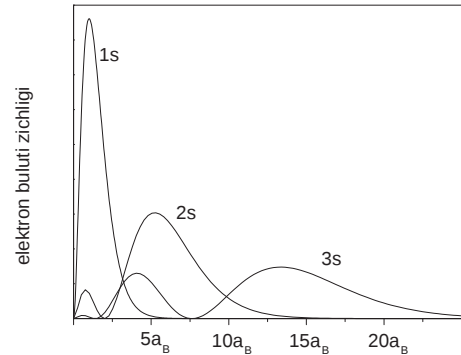


FIG. 39: Vodorod atomida 1s, 2s va 3s holatlarda elektron zaryadi zichligining taqsimlanishi.

funktsiyasini beradi. Bu tenglamani echish murakkab bo'lganidan uning natijalarini keltirib qo'ya qolamiz:

$$R_{nl} = \left(\frac{Z}{na_B} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{4}{(n-l-1)!(n+1)!}} \times e^{-\rho/2} \rho^l Q_{n-l-1}^{(2l+1)}(\rho), \quad (243)$$

$$Q_{n_r}^{(2l+1)}(\rho) = e^\rho \rho^{-2l-1} \frac{d^{n_r}}{d\rho^{n_r}} (e^\rho \rho^{2l+1+k}),$$

$$E_{n,l} = -\frac{mZ^2e^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (244)$$

Bu yerda $\rho = 2Zr/na_B$ va $n = l + n_r + 1$. $Q_{n_r}^{(2l+1)}$ *Leger polinomi* deb ataladi. Ko'rib turganimizdek E_{nl} energiya faqat n kvant soni bilan aniqlanadi. Ammo bunda n murakkab tarkibga ega. U l va n_r larga bog'liq. n , n_r lar mos ravishda bosh va radial kvant sonlar deyiladi. Elektronning n - holati aynigan bo'ladi yani energiyasi teng

$$\sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^{m=l} 1 = n^2 \quad (245)$$

holat mavjud! Elektronning atomdagi holatini ifodalash uchun spektroskopiya belgilashlaridan foydalani-ladi. Elektronlar energiyasining ortishi bilan navbatma navbat $n = 1$, $n = 2$ va h. sathlarni egallashi mumkin. Bundan tashqari berilgan n uchun elektronning holati turlicha bo'lishi ehtimoli ham bor. Masalan, $n = 1$ da elektron faqat $l = 0$ holatda bo'lishi, $n = 2$ da $l = 0, 1$ holatlarda bo'lishi, $n = 3$ da $l = -1, 0, 1$ va h. holatlarda bo'lishi mumkin. $l = 0$ ega elektron s , $l = 1$ ega elektron p , $l = 2$ ega elektron d elektron va $l = 3$ ega elektron f elektron deb atash qabul etilgan. $n = 3$ va $l = 1$ kvant holatidagi elektron $3p$ deb belgilanadi. Elektron zaryadi

zichligining 1s, 2s va 3s holatlardagi taqsimlanish Fig.39 da berilgan. Kvant mexanikasida isbotlanishicha atomdan nurlanish chiqqanda yoki yutilganda elektronning orbital kvant soni $l = \pm 1$ ga o'zgaradi. Yani elektron bir holatdan ikkinchi holatga o'tishida nurlanish yutishi yoki chiqarishi uchun uning impuls momenti $\hbar$ ga o'zgarishi kerak ekan. Bu qoida orbital kvant soni l uchun *saralash qoidasi* hisoblanadi.

XXIV. ELEKTRONNING MEXANIK VA MAGNIT MOMENTLARI

Doiraviy orbitada harakatlanuvchi zaryadlangan klassik zarra mexanik impuls momenti M va magnit moment μ ga ega bo'ladi. Agar elektronning r radiusli doirada aylanish davti T va tezligi v bo'lsa, uning mexanik impuls momenti va magnit momentlari

$$M = mvr \quad (246)$$

$$\mu = IS = -\frac{e\pi r^2}{T} \quad (247)$$

bilan beriladi. Ularning nisbati

$$\frac{\mu}{M} = -\frac{e}{2m} \quad (248)$$

ga teng. *Giromagnit munosabat* nomi bilan ataluvchi bu ifoda elektron doiraviy traektoriyada klassik qonunlarga bo'ysinadi degan farazda keltirib chiqarilgan edi. Ammo, oldin ko'p marta takidlab o'tganimizdek kvant mexanikasida traektoriya tushunchasini ishlatib bo'lmaydi. Tajribalarning ko'rsatishicha (248) formula hodisalarni to'g'ri ifodalaydi. Shu sabab bu formula kvant fizikasida ham to'g'ri, uni

$$\frac{\mu_l}{M_l} = -\frac{e}{2m} \quad (249)$$

deb yozamiz. l indeks ikkala kattaliklarning ham orbital tabiatga ega ekanligini anglatadi. (237) formulani inobatga olib

$$\mu_l = -\frac{e\hbar}{2m}\sqrt{l(l+1)} = -\mu_B\sqrt{l(l+1)} \quad (250)$$

ni topamiz. Bu yerda $\mu_B = e\hbar/2m = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ J/Tl}$ kattalik *Bor magnetoni* deyiladi va u magnit momentning mikrodunyoda tabiiy o'lchami bo'lib xizmat qiladi. (250) formuladagi "-" ishora elektronning orbital mexanik momenti va magnit momentlari qarama-qarshi yo'nalganini anglatadi. Bu qarama-qarshilik elektron zaryadining "-" ishorasi bilan bog'liq. Mexanik momentning biror, masalan z , o'qqa proektsiyasi

$$M_{lz} = m_l \hbar, (m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l) \quad (251)$$

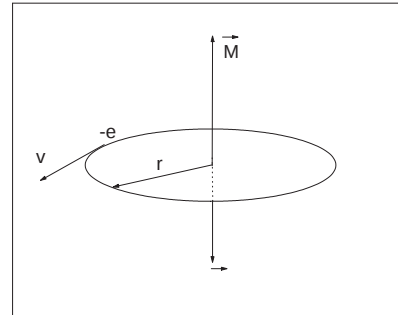


FIG. 40: Elektronning mexanik impuls momenti va magnit momentlarini hisoblashga doir.

bilan aniqlanadi. Magnit momentning z o'qiga proektsiyasi

$$\mu_{lz} = -\mu_B m_l, (m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l) \quad (252)$$

bilan aniqlanadi.

Ishqoriy metallar (Na, K, Li va b.) spektrlarini ajrata olish qobiliyati juda katta asboblarda o'rganish spektr chiziqlarining o'zi ikkita alohida chiziqlardan iborat yani *dublet* ekanligini ko'rsatgan. Keyinchalik boshqa elementlar spektrida ham chiziqlar murakkab (ikki, uch, va h.) tarkibga ega ekanligi ma'lum bo'ldi. Spektr chiziqlarining ajralishi albatta, energetik sathlarning ajralishi bilan bog'liq. Spektr chiziqlarining komponentlarga ajralishini ko'rsatuvchi spektr tarkibi *nozik struktura* deb ataladi. Bir nechta komponentlardan tashkil topgan murakkab chiziqlar *multiplet* deb ataladi. Agar multipletda komponentlar soni 2 bo'lsa u dublet, 3 bo'lsa u triplet, 4 bo'lsa u kvartet, 5 bo'lsa u kvintet va h.deb atash qabul qilingan. Energetik sathlarning ajralishini tushuntirish uchun amerikalik fiziklar S.A.Gaudsmit(1902-1979) va J.Yu.Ulenbek (1900-1974) 1925 yili elektron fazoda harakati bilan bog'liq bo'lmagan xususiy mexanik impuls momentiga ega degan farazni taklif etdilar. Bu xususiy impuls momenti *spin* deb nom oldi. Oldiniga spin elektronning o'z o'qi atrofida aylanishi bilan bog'liq deb o'ylangandi. Ammo, tezda bu fikrdan voz kechishga to'g'ri keldi. Chunki aks holda aylanish bilan bog'liq magnit moment mexanik moment bilan (249) formulaga binoan nisbatda bo'lardi. Tajriba esa bu nisbat ikki marta katta bo'lishini ko'rsatar edi:

$$\frac{\mu_s}{M_s} = -\frac{e}{m}. \quad (253)$$

Demak, elektronni aylanuvchan sharcha deb faraz qilish yaramaydi. Spinni elektronning ichki xossasi, xuddi

uning zaryadi va massasi, kabi qarash darkor ekan. (253) munosabatning to'g'riligi Einshtein va Xaaz tajribasida ham isbotlangan. Spin gipotezasi ko'pchilik tajribalarda o'z tasdig'ini topgan. Dirak relyativistik kvant mexanikasi tenglamasini aniqlab, undan spin tushunchasini keltirib chiqardi. Spin barcha mikrozararlarga xos xususiyat ekan. Proton, neytron va boshqa elementar zarralar ham spinga ega. Elektron xususiy impulsi momenti yoki spini kvant mexanikasining umumiy qoidalariga ko'ra

$$M_s = \hbar\sqrt{s(s+1)} \quad (254)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda s elektronning spin kvant soni bo'lib u $1/2$ ga teng ekan. U holda

$$M_s = \frac{\sqrt{3}\hbar}{2}. \quad (255)$$

Spinning z o'qiga proektsiyasi

$$M_{sz} = m_s\hbar, (m_s = \pm s = \pm \frac{1}{2}). \quad (256)$$

Elektronning xususiy magnit momenti

$$\begin{aligned} \mu_s &= -\frac{e}{m}M_s = -\frac{e\hbar}{m}\sqrt{s(s+1)} = \\ &= -2\mu_B\sqrt{s(s+1)} = -\mu_B\sqrt{3}. \end{aligned} \quad (257)$$

Xususiy magnit momentning z o'qiga proektsiyasi ikki qiymat qabul qilishi mumkin:

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m}M_{sz} = -\frac{e\hbar}{m}m_s = -\frac{e\hbar}{m}\left(\pm\frac{1}{2}\right) = \mp\mu_B. \quad (258)$$

Demak, elektronning spini $(+1/2)\hbar$ va $(-1/2)\hbar$, xususiy magnit momenti esa mos ravishda $-\mu_B$ va $+\mu_B$ qiymatlarni qabul qilar ekan.

Umumiy holda elektronning mexanik momenti ikki qo'shiluvchidan iborat bo'ladi: biri orbital mexanik impuls momenti bo'lsa ikkinchisi xususiy impuls momenti - spindir. Ikkovining yig'indisi elektronning to'liq momentini beradi. Uning moduli, boshqa impuls momentlari kabi

$$M_j = \hbar\sqrt{j(j+1)} \quad (259)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda kvant son j elektronning *to'liq momenti kvant soni* deyiladi va u $j = l + s$ va $j = |l - s|$ qiymatlarni qabul qilishi mumkin. $l = 0$ da $j = 1/2$ bitta qiymatga ega. l ning boshqa qiymatlarida $j = l + 1/2$ va $j = l - 1/2$ qiymatlarni qabul etadi. Vodorod atomida $j = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ bo'lishi

mumkin. Elektronning to'liq impulsi momentining z o'qidagi tashkil etuvchisi

$$M_{jz} = m_j\hbar, (m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j) \quad (260)$$

qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Elektronning to'liq magnit momenti

$$\mu_j = -\mu_B g\sqrt{j(j+1)} \quad (261)$$

bilan ifodalanar ekan. Bunda

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (262)$$

va u *Lande ko'paytmasi* yoki g -faktor yoki *magnit parchalanish faktori* deb ataladi.

XXV. ATOMNING MEXANIK VA MAGNIT MOMENTI

Oldingi bo'limlarda ko'rib chiqqanimizdek elektronning atomdagi holati n, l, m_l va m_s to'rt kvant sonlar bilan to'liq tavsiflanadi. Elektron holatini ifodalash uchun boshqa kvant sonlar: n, l, j, m_j larni ishlatish ham mumkin. Ko'p elektronli atomlarda elektron holatini ifodalash uchun yuqoridagi kvant sonlarni ishlatish mumkin. Boshqa elektronlarning qaralayotgan elektronga ta'siri, kuch maydonining $\sim r^{-2}$ qonuniyatdan chetlashishiga olib keladi. Natijada elektron energiyasi nafaqat n ga, balki l ga ham bog'liq bo'lib qoladi. Atomning mexanik va magnit momentlari uni tashkil etgan elektronlarning orbital mexanik momentlari va magnit momentlari yig'indisidan tashkil topadi. Odatda ikki hol uchraydi:

1. M_l momentlar bir birlari bilan M_s ga qaraganda kuchli ta'sirlashadi. M_s lar ham o'z navbatida M_l lar bilan zaif ta'sirlashadi, o'zlari bilan kuchli birikkan. Natijda barcha M_l lar yig'indisi M_L ni, barcha M_s lar yig'indisi esa M_S ni tashkil qiladilar. M_L va M_S larning yig'indisi atomning to'liq momenti M_J ni hosil qiladi. Momentlarning bunday tarzda birikishi ko'pchilik hollarda uchraydi va u *LS- bog'lanish* deb ataladi.
2. Agar elektronga tegishli M_l va M_s larning ta'sirlashuvi boshqa elektron momentlari bilan ta'sirlashuviga nisbatan kuchli kuchli bo'lsa, M_l va M_s lar qo'shilib elektronning natijaviy M_j sini hosil qiladi. Keyingi navbatda elektronlarning M_j lari qo'shilib atomning to'liq momenti M_J sini hosil qiladi. Momentlarning bunday birikishi *jj- bog'lanish* deb ataladi. *jj-* bog'lanish odatda og'ir elementlar atomlarida uchraydi.

Biz faqat LS - bog'lanishni ko'rib chiqamiz. Bu holda to'liq orbital impuls momenti

$$M_L = \hbar\sqrt{L(L+1)} \quad (263)$$

formuladan topiladi. Bu yerda L - atomning orbital kvant soni bo'lib, agar atomda ikki elektron bo'lsa, quyidagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|, \quad (264)$$

bu yerda l_1 va l_2 lar mos ravishda 1- va 2- elektronlarning orbital kvant sonlari. L ning qiymatlari soni $2l_{min} + 1$, bu yerda $l_{min} = \min[l_1, l_2]$. Agar atom ko'p elektronli bo'lsa, L ning maksimal qiymati barcha elektronlarning l_i lari yig'indisiga teng bo'ladi. L ning minimal qiymatini topish uchun oldiniga ixtiyoriy ikki elektronning l larini qo'shamiz. Hosil bo'lgan yig'indini 3- elektron l ga qo'shamiz va h. Barchasining ichidan minimali L ning minimal qiymati bo'lib hisoblanadi. Misol uchun uchta elektronli sistemani qarab chiqamiz: $l_1 = l_2 = 1$ va $l_3 = 3$ bo'lsin. 1- va 2- elektronning momentlarining yig'indisi 0, 1 va 2 bo'lishi mumkin. Bularni l_3 ga qo'shib $L = 3, L = 2, 3, 4$ va $L = 1, 2, 3, 4, 5$ ni topamiz. Demak, momentlarning yig'indisi $L = 1, 2, 3, 4, 5$ bo'lishi mumkin ekan. Ularning eng kichigi 1 L ning minimal qiymati bo'ladi. Orbital kvant son l doimi butun bo'ladi. Shu sabab L ham butun bo'ladi. Atomning natijaviy momentining z o'qidagi tashkil etuvchisi

$$M_{Lz} = m_L \hbar, (m_L = -L, -L + 1, \dots, L - 1, L) \quad (265)$$

formula bilan topiladi. Atomning to'liq spini yoki xususiy momenti va uning z o'qidagi proektsiyasi mos ravishda (263) va (265) formulalarda $L \rightarrow S$ va $m_L \rightarrow m_S$ almshtirish bajarilib topiladi.

Atomning spin momenti M_S ning qiymati atomdagi elektronlar soniga bog'liq. Agar atomdagi elektronlar soni juft va N bo'lsa, S spin momenti $N \cdot (1/2)$ (barcha spinlar parallel) dan 0 (spinlar bir biriga antiparallel) gacha bo'lgan butun qiymatlarni qabul etadi. Agar atomdagi elektronlar soni toq va N bo'lsa, S spin momenti $N \cdot (1/2)$ (barcha spinlar parallel) dan $1/2$ (bitta spindan boshqa barcha spinlar bir biriga antiparallel) gacha bo'lgan yarim butun qiymatlarni qabul etadi. Masalan: $N = 4$ da $S = 2, 1, 0$ va $N = 5$ da $S = 5/2, 3/2, 1/2$. Atomning to'liq spin va to'liq orbital momentlari uning to'liq impuls momenti

$$M_J = \hbar\sqrt{J(J+1)} \quad (266)$$

ni tashkil etadi. Berilgan M_L va M_S larda kvant son J quyidagi qiymatlarni qabul etadi:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|. \quad (267)$$

Demak, agar S butun son bo'lsa J ham butun son, S kasr son bo'lsa J ham kasr son bo'ladi. Agar $L = 2, S = 1$ bo'lsa, $J = 3, 2, 1$, $L = 2, S = 3/2$ bo'lsa $J = 7/2, 5/2, 3/2, 1/2$ bo'ladi. Atomning to'liq momentining z o'qiga proektsiyasi

$$M_{Jz} = m_J \hbar, (m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J) \quad (268)$$

formula orqali ifodalanadi. Har bir mexanik moment bilan bog'liq magnit moment ham mavjud bo'ladi. Shuning uchun atomning energiyasi M_L momentlarning bir biriga nisbatan yo'nalishi (yani L) ga, M_S momentlarning bir biriga nisbatan yo'nalishi (yani S) ga va M_L va M_S momentlarning bir biriga nisbatan yo'nalishiga (yani J ga) bog'liq bo'ladi. Yani atomning energiyasi L, S va J kvant sonlari bilan aniqlanadi. Atomning energetik holatini spektroskopiya belgilashi bilan qisqacha

$$^{2S+1}L_J \quad (269)$$

deb yoziladi. Bunda L deganda S, P, D, F va h. larning biri tushuniladi:

Orbital moment	L=0	L=1	L=2	L=3
Atom holati belgilanishi	S	P	D	F

Masalan: 1S_0 belgi kvant sonlari $L = 0, S = 0, J = 0$ bo'lgan atom holatini, $^2P_{3/2}$ belgi kvant sonlari $L = 1, S = 1/2, J = 3/2$ bo'lgan atom holatini va 3D_1 belgi kvant sonlari $L = 2, S = 1/2, J = 1$ bo'lgan atom holatini ifodalaydi. $S < L$ holda (269) dagi $2S + 1$ belgi energetik sathning multipletligini anglatadi. Multiplet sathlar bir biridan J kvant soni bilan farqlanadi. $S > L$ holda atomning energetik sathi multipletlik soni $2L + 1$ ga teng bo'lishiga qaramasdan, belgilash (269) shaklda yozilaveradi. Atomning magnit momenti

$$\mu_J = -\mu_B g \sqrt{J(J+1)} \quad (270)$$

formula orqali ifodalanadi. Bu yerdagi Lande ko'paytmasi

$$g = 1 - \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (271)$$

formuladan topiladi. Agar atomning to'liq orbital momenti nolga teng $L = 0$ bo'lsa, atomning to'liq momenti $J = S$ bo'ladi. Xuddi shu kabi $S = 0$ bo'lsa, $J = L$ bo'ladi. Lande faktori nol, birdan kichik va boshqa qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Xususan, $g = 0$ ($L = 3, S = 2, J = 1$) da atom mexanik momentga ega bo'lsada uning magnit momenti nolga teng bo'ladi. Magnit momentning z o'qidagi tashkil etuvchisi

$$\mu_{Jz} = -\mu_B g m_J, (m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J) \quad (272)$$

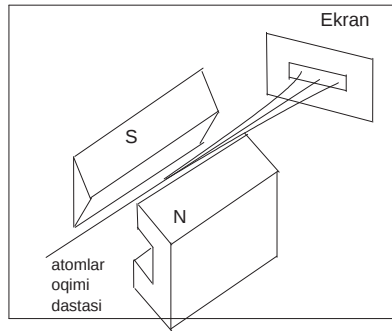


FIG. 41: Shtern va Gerlax tajribasi. Atomlar oqimi dastasi bir jinsli bo'lmagan magnet maydondan o'tib ekranda iz qoldiradi.

bilan beriladi.

Atomlarning magnet momentlari 1922 yili O.Shtern va V.Gerlax (1889-1979) tomonlaridan tajribada aniqlandi. Ular atomlar oqimi dastasini bir jinsli bo'lmagan magnet maydondan o'tkazdilar. Bir jinsli emas magnet maydon maxsus shaklga ega elektromagnet yordamida erishildi (Fig.41). Magnet maydonda, atom magnet momentiga ega bo'lganligi sabab, o'zini magnet dipoli kabi tutadi. Shu sabab unga

$$F_x = \mu_B \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha \quad (273)$$

kuch ta'sir etadi. Bunda α atom magnet momenti va tashqi magnet maydon yo'nalishlari orasidagi burchak. Agar atomlarning magnet momentlari bir biriga nisbatan tartibsiz yo'nalgan bo'lsa, $\alpha \in [0, \pi]$ va magnet maydon-dan o'tgan atomlar dastasi oldiga qo'yilgan ekranda tutash yoyilgan iz hosil qilishi lozim. Tajribada kutilgan natija ham shu edi. Ammo, natijalar kutilmagan bo'lib chiqdi. Tutash iz o'rniga atomlar oqimi yo'nalishiga nisbatan simmetrik tarzda joylashgan chiziqlardan iborat manzara hosil bo'ldi. Shtern va Gerlax tajribasi atom magnet momentining yo'nalishi magnet maydon yo'nalishiga nisbatan ixtiyoriy burchak ostida emas, balki faqat diskret qiymatli burchak ostida yo'nalishi mumkin ekanligini ko'rsatdi yani atomning magnet momentining maydon yo'nalishida tashkil etuvchisi kvantlanadi. Bu bilan (268) formula to'raligicha isbotlanadi. Maydon yo'nalishida atom magnet momentining tashkil etuvchisining qabul qila oladigan qiymatlari har xil atomlarda har xil bo'lib chiqdi. Bu qiymat kumush, alyuminiy, mis va ishqoriy elementlar atomlari uchun 2, vanadiy, azot va galogen atomlari uchun 4, kislorod atomi uchun 5, marganrs uchun 6, temir atomi uchun 9,... (Fig.42) Magnet momentlarning qiymatlari bir nechta

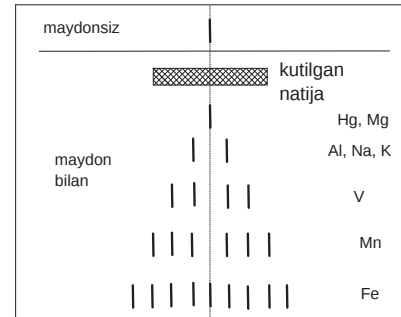


FIG. 42: Shtern va Gerlax tajribasi natijalari.

Bor magnetoni bilan o'lchanadi. Simob va magniy atomlari dastasi magnet matdonda chetlashmaydi yani ularning magnet momentlari yo'q.

XXVI. ZEEMAN EFFEKTI

1896 yili niderland fizigi Piter Zeeman (1865-1943) atom magnet maydonga kiritilganda u chiqarayotgan nurlanish spekt chiziqlari bir nechta komponentlarga parchalanishi kuzatdi. Spekt chiziqlarning parchalanishi al-batta, energetik sathlarning parchalanishi bilan bog'liq. Atomning energetik sathining yoki spekt chizig'ining magnet maydon ta'sirida bir nechta komponentlarga ajralishi Zeeman effekti (ZE) deyiladi. Bu ajralish $1Tl$ magnet maydonda $0,01nm$ larga teng bo'ladi. Zeeman effekti quyidagicha tushuntiriladi: Magnet maydonga kiritilgan atom magnet momentga ega bo'lganligi tufayli qo'shimcha

$$\Delta E = -\mu_{Jz} B_z \quad (274)$$

energiya oladi, bu yerda $B_z, (B = (0, 0, B_z))$ magnet maydon induktsiyasi, μ_{Jz} atom magnet momentining tashqi maydon yo'nalishidagi tashkil etuvchisi. (272) formulani inobatga olib (274) ni

$$\Delta E = \mu_B g B m_J, (m_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J) \quad (275)$$

deb yozib olamiz. Oxirgi formuladan atomning $2S+1L_J$ holati energetk sahti magnet maydon ta'sirida $2J+1$ sathchalarga ajralishini ko'ramiz. Sathchalarning ajralishi oralig'i Lande aktori g ga yani L, S, J kvant sonlariga bog'liq ekan. Magnet maydonisiz m_J kvant soni bilan ifodalanuvchi holatlar energiyalari teng edi yani bu kvant son bo'yicha *aynisha* mavjud edi. Magnet maydon ta'sirida m_J kvant sonidan *aynisha* olinadi. Nozik strukturaga ega

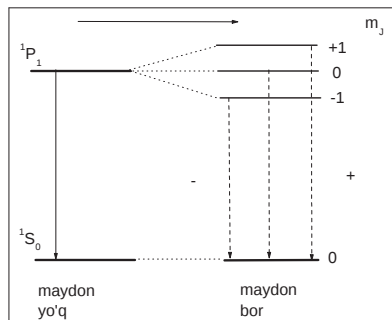


FIG. 43: $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ o'tishda Zeeman tripletining kuzatilishi.

bo'lmagan spektr chiziqlarining magnit maydon ta'sirida ajralishini ko'rib chiqamiz. Bunday chiziqlar $S = 0$ sathlar orasidagi o'tishlarda hosil bo'ladi. Bu holdda $g = 1$, $J = L$, $m_J = m_L$ va

$$\Delta E = \mu_B B m_J, (m_J = 0, \pm 1, \dots, \pm l). \quad (276)$$

Fig.43 da $P \rightarrow S$ o'tishda kuzatiladigan spektr chizig'ining ajralishi ko'rsatilgan. Magnit maydoni bo'lmaganda ω_0 chastotaga mos bitta spektr chizig'i kuzatiladi. Magnit maydonida esa ω_0 dan tashqari unga simmetrik joylashgan $\omega_0 + \Delta\omega_0$ va $\omega_0 - \Delta\omega_0$ chastotali spektr chiziqlari kuzatiladi. Fig.44 da $D \rightarrow P$ o'tishi spektr chiziqlarining ajralishi tasvirlangan. Shuni takidlab o'tish joizki sathchalar orasidagi o'tishlarda

$$\Delta m_J = 0, \pm 1 \quad (277)$$

saralash qoidasi bajarilishi shart.

Yuqorida ko'rib chiqilgan spektr chiziqlarining ajralishi yoki siljishi *normal* yoki *lorents siljishi* deyiladi. (276) formulaga muvofiq chastotaning siljishi

$$\Delta\omega_0 = \frac{\mu_B B}{\hbar} = \frac{e\hbar}{2m} \frac{B}{\hbar} = \frac{e}{2m} B \quad (278)$$

ga teng. Magnit maydon ta'sirida spektr chizig'ining 3 ga ajralishi *Zeemanning normal effekti* (ZNE) yoki *Zeemanning oddiy effekti* deb ataladi. Bunda siljigan chiziqlar siljimagan chiqizdan $\Delta\omega_0$ oraliqda turadi. Induktatsiyasi $1Tl$ magnit maydonida ko'rinish nurlanishi $\omega \approx 3 \cdot 10^{15} s^{-1}$ spektr chiziqlar orasidagi interval $\lambda = 0,02nm$ bo'ladi. Oldin aytib o'tganimizdek ZNE energetik sathlarning nozik strukturalari bo'lmaganda kuztiladi yani sathlar singlet bo'lishi lozim. Nozil strukturaga ega sathlar magnit maydon ta'sirida uchdan ko'p komponentlarga

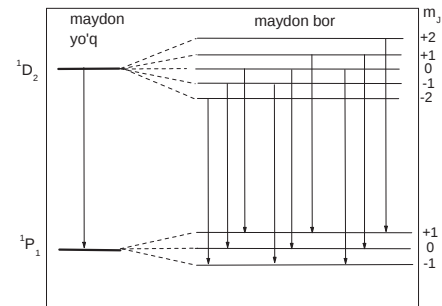


FIG. 44: $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ o'tishda Zeeman tripletining kuzatilishi.

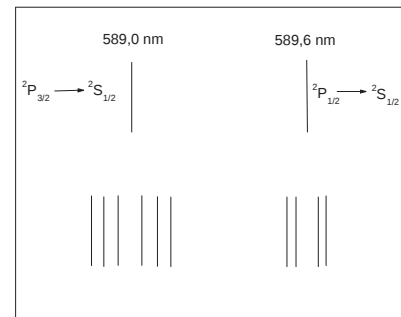


FIG. 45: Natriy elementi atomi spektrining sariq dubletining magnit maydonda ajralishi.

ajraydi va ajralish oralig'i ZNE ning ajralish oralig'ining ulushini tahkil etadi:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_0 \frac{r}{q}, \quad (279)$$

bu yerda r va q kichik butun sonlar. Misol tariqasida natriy elementi atomining sariq dubletining magnit maydonda ajralishi Fig.45 da keltirilgan. Natriy atomining sariq dubletining spektr chiziqlari $^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ va $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ o'tishlarga mos keladi va nurlanish to'liq uzunliklari mos ravishda $589,6nm$ va $589,0nm$ ga teng. Natriy birikmasi alangasiga kiritilgan osh tuzi $NaCl$ shu nurlanish sababli sariq tusga kiradi. Nozik strukturaga ega energetik sathning magnit maydonda ajralishi *Zeemanning anomal effekti* (ZAE) yoki *Zeemanning murakkab effekti* deb ataladi. ZAE ida sathlarning ajralishi Lande faktoriga yoki elektron spiniga va uning xususiy magnit momentiga bog'liq bo'ladi.

XXVII. KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR

A. Pauli printsipli

Klassik mexanikada bir xil zarralarni farqlay olish mumkin. Qaralayotgan zarraga t_0 vaqtda biror raqam berib uning harakatini traektoriyasi bo'ylab kuzatish va boshqa t vaqtda qaysi zarra qanday raqanga ega ekanligini bemalol aytib bera olishimiz mumkin. Kvant mexanikasida ahvol mutlaqo o'zgacha bo'ladi. GNP sababli zarraning traektoriyasi ma'noga ega bo'lmaydi va bir xil zarralarni kuzatib farqlay olim mumkin bo'lmay qoladi. Kvant mexanikasida bir xil zarralar o'z individualligini yo'qotadi. Ularni bir biridan farqlab bo'lmaydi. Yuqorida aytilgan fikr *bir xil zarralarning farqlanmasligi printsipli* yoki *zarralarning o'xshashligi printsipli* deb ataladi. Bir xil zarralarning farqlanmasligi juda muhim fizikaviy oqibatlariga olib keladi. Misol uchun sistemada faqat ikki zarra bo'lsin. 1- va 2- zarraning koordinatasi va spinining biror o'qga proektsiyasi mos ravishda ξ_1 va ξ_2 , sistema to'liqin funktsiyasi esa $\psi(\xi_1, \xi_2)$ bo'lsin. Zarralarning farqlanmasligi tufayli ikki zarra o'rinlari almashtirilganda sistema xossalari o'zgarmasligi lozim. Yani to'liqin funktsiya modulining kvadrati o'zgarmasligi lozim:

$$|\psi(\xi_1, \xi_2)|^2 = |\psi(\xi_2, \xi_1)|^2. \quad (280)$$

(280) munosabat ikki holda bajarilishi mumkin:

$$\begin{aligned} \psi(\xi_1, \xi_2) &= \psi(\xi_2, \xi_1), \\ \text{va} \\ \psi(\xi_1, \xi_2) &= -\psi(\xi_2, \xi_1). \end{aligned}$$

Birinchi holda to'liqin funktsiya zarralarning o'rin almashtirilishiga nisbatan simmetrik, ikkinchisida esa antisimmetrik bo'ladi. Agar zarraning spini nolga yoki butun songa teng bo'lsa, uning to'liqin funktsiyasi o'rin almashtirish amaliga nisbatan simmetrik bo'ladi. Agar spin butun sonning yarmiga teng bo'lsa, antisimmetrik bo'ladi. Spini nol yoki butun songa teng bo'lgan zarralar sistemaning hududida va bir energetik holatida cheksiz miqdorda bo'lishi mumkin ekan. Bunday zarralar hind fizigi Sh.Boze (1894-1974) va A.Einshtein ishlab chiqqan statistik taqsimotga bo'ysinadi va shu sabab *bozonlar* deb ataladi. Spini butun sonning yarmi bilan o'lchanadigan zarralar kvant holatda faqat bitta o'zi bo'lishi mumkin. Bu toifadagi zarralar italyan fizigi E.Fermi (1901-1954) va shveytsar fizigi V.Pauli (1900-1958) ishlab chiqqan statistik taqsimotga bo'ysinadi va shu sabab *fermionlar* deyiladi. "Bozolar jamoat bo'lib yashashga, fermionlar individual bo'lib yashashga intilishadi deb aytsa ham bo'ladi". 1925 yili V.Pauli keyinchalik uning nomi bilan atalgan printsiptni talaffuz etdi. Uning printsiptiga ko'ra: *bitta atomda (yoki ixtiyoriy kvant sistemasida) bir xil kvant sonlar to'plamiga ega ikki fermion bo'lishi*

mumkin emas! Yani bitta kvant holatda ikki elektron o'tira olmaydi.

B. elektron konfiguratsiyalar

Elektronning atomdagi holatini 4 kvant sonlar bilan to'liq tavsiflash mumkin:

1. bosh kvant son $n = 1, 2, 3, \dots$,
2. orbital kvant son $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$
3. magnit kvant son $m_l = -l, -l + 1, \dots, l - 1, l$ (hammasi bo'lib $2l + 1$ qiymat)
4. spin kvant soni $s = \pm(1/2)$.

Bir xil bosh kvant soni bilan ifodalanuvchi elektronlar atomning elektron qobig'ini (EQ) tashkil etadi. Atomning EQ lari $K, L, M, N, O, \dots$ harflari bilan quyidagicha belgilanadi:

Bosh kvant son	1	2	3	4	5
EQ	K	L	M	N	O

Elektronning atomdagi orbital harakati $s, p, d, f, \dots$ lar bilan quyidagicha ifodalanadi:

Orbital kvant son	0	1	2	3	4
Orbital holat belgisi	s	p	d	f	g

Bir xil orbital kvant soni bilan ifodalanuvchi elektronlar guruh hosil etadi. Atomning EQ ning elektronlar bilan to'ldirilishi 2 qoida asosida amalga oshiriladi:

1. Pauli printsipli: atomda bir xil kvant sonli ikki elektron bo'lishi mumkin emas;
2. minimal energiya printsipli. Bu printsiptiga ko'ra elektronlarning berilgan sonida atomning energiyasi minimal bo'lishi lozim.

Atomning EQ ida va guruhlarda qancha elektronlar bo'lishi quyidagi jadvalda aks ettirilgan:

EQ	n	s	p	d	f	g	Σ
K	1	2					2
L	2	2	6				8
M	3	2	6	10			18
N	4	2	6	10	14		32
O	5	2	6	10	14	18	50

Minimal energiyaga K EQ dagi elektronlar ega bo'ladi. Shu sababli oldiniga K EQ elektronlar bilan to'ldiriladi. Keyin L EQ, undan keyin M EQ lar to'ldiriladi. EQ dagi $s, p, d, f, g, \dots$ guruhlar qanday tartibda elektronlar bilan to'ldirilishi kerakligini (244) formulaga asosanib ayta olmaymiz. Atomdagi elektronlarning o'zaro ta'sirlashishini etiborga olinsa, berilgan n uchun atom energiyasi l ortishi bilan ortishi aniqlangan. Shu sabab oldiniga $l = 0$

keyinchalik undan katta orbital momentga ega holatlar elektron bilan to'ldiriladi. EQ ning to'ldirilishi natijasida inert gazlarning eng muvozanatli elektron konfiguratsiya (EK) lari hosil bo'ladi. Berilgan guruh l ichidagi holatlarning elektronlar bilan to'ldirilishi *Xund qoidasi* asosida amalga oshiriladi. Xund qoidasi quyidagicha talaffuz etiladi:

oldiniga berilgan spin kvant soni, masalan $m_s = +1/2$, uchun m_l ning barcha $-l, -l+1, \dots, l-1, l$ qiymatlariga mos keluvchi holatlar elektron bilan to'ldiriladi. Keyin $m_s = -1/2$ spin kvant soni uchun m_l ning barcha $-l, -l+1, \dots, l-1, l$ qiymatlariga mos keluvchi holatlar to'ldiriladi.

Masalan: p holatda hammasi bo'lib $2(2l+1) = 6$ elektron bo'lishi mumkin. Holatlarning to'ldirilish ketma-ketligi quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{pmatrix} m_l \\ m_s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ 1/2 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} 1 \\ -1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ -1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ -1/2 \end{pmatrix}.$$

C. Elementlarning Mendeleev davriy sistemasi

Oldingi bo'limda ko'rib chiqilgan EK lar qisqa qilib quyidagicha yoziladi: $1s^2$ belgi atomning $n = 1$ EQ ning $l = 0$ holatida 2 elektron bor; $3p^5$ belgi atomning $n = 3$ EQ dagi $l = 1$ holatida 5 elektron bor; va h. Shu tariqa ixtiyoriy atomning EK yoziladi. Kislorod uchun bu belgi $1s^2 2s^2 2p^4$ kabi bo'ladi. Elementlarning kimyoviy xossalari uning atomidagi eng tashqi EQ dagi elektronlar bilan aniqlanadi. EQ larning to'ldirilishida qonuniyat bo'lganligi sababli elementlarning ham kimyoviy xossalari o'xshashlik mavjud bo'ladi. Bu o'z navbatida element atomlarini davriy jadval shaklida biror tartib bilan joylashtirilishiga mumkinchilik yaratadi. Ana shunday jadval rus kimyogiri D.I.Mendeleev davriy sistemasi bo'lib hisoblanadi. Bu davriy jadvalda element atomlari sistematik ravishda davr va guruhlariga bo'linib joylashtirilgan. Jadvalda 7 davr va 8 guruh bor. Jadvalning 1- katagini vodorod elementi egallaydi. Uning faqat bitta elektroni bor va u $n = 1$ asosiy holatni egallaydi. Vodorodning EK si $1s$ deb yoziladi. Geliy atomining 2 elektroni bor. Asosiy holatda $n = 1$ EQ da joylashib spinlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Geliyning asosiy holati $1s^2$ shaklda yoziladi va u *parageliy* deb aytiladi. Agar ikkinchi elektronning spini dastlabki elektron spini bilan parallel bo'lsa, u $1s$ holatni Pauli printsipiga ko'ra egallashi mumkin emas. Shu sababli u eng yaqin yug'ongan holat sathi $2s$ ni egallaydi. Geliyning bunaqa EK si *optogeliy* deyiladi va $1s2s$ deb yoziladi. 1- EQ da joylashishi mumkin bo'lgan elektronlar

soni 2 bo'lganligi sabab, geliy atomi bilan Mendeleevning jadvali 1- davri tugaydi. Keyin davriy sistemaning 2- davri *Li* elementi bilan to'ldirilishi boshlanadi. Litiyning EK si parageliyga bitta elektronning qo'shilishi bilan hosil bo'ladi. Qo'shilgan elektron $2s$ sathni egallaydi va shu sabab *Li* $1s^2 2s$ EK ga ega bo'ladi. Litiydan keyin keladigan berilliy *Be* va bor *B* mos ravishda $1s^2 2s^2$ va $1s^2 2s^2 2p$ EK lariga ega. Yani bor elementida $n = 2$ EQ ning p guruhi elektronlar bilan to'ldirila boshlaydi. p holatini 6 ta elektron egallashi mumkin. Bor elementida neon *Ne* elementigacha mana shu p holatlar to'ladi. Bu davrdagi elementlar EK lari quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{array}{ll} C - 1s^2 2s^2 2p^2, & N - 1s^2 2s^2 2p^3 \\ O - 1s^2 2s^2 2p^4 & \\ F - 1s^2 2s^2 2p^5 & Ne - 1s^2 2s^2 2p^6 \end{array}$$

Neon elementi atomida 2- EQ ning to'ldirilishi yakunlanadi. 3- davr natriy *Na* elementi bilan boshlanadi va uning EK sini qisqa qilib $(Na) = (Ne)3s$ deb yozsak bo'ladi. 3- davrda ham atomlarning elektronlar bilan to'ldirilishi 2- davrdagidek bo'ladi. 3-davrning oxirgi elementi argon *Ar* atomi $(Ne)3s^2 3p^6$ EK ga ega bo'ladi. Argondan keyingi keladigan element atomi kaliy *K* EK ning ideal sxemasi bo'yicha $(Ar)3d$ EK ga ega bo'lishi lozim edi. Biroq aniq hisob-kitob va tajriba kaliy $(Ar)4s$ EK ga ega ekanligini ko'rsatadi. Kaliydan keyingi element kaltsiy *Ca* $(Ar)4s^2$ EK ga ega. Kaltsiydan to'niqel *Ni* elementigacha $3d$ holatlar elektron bilan to'ldiriladi. Ba'zida $4s$ EQ dan $3d$ EQ ga bitta elektron olish energetik qulay bo'ladi. Shu sababli ham xrom *Cr* ning EK si $(KL)3s^2 3p^6 3d^5 4s^1$. d holatda maksimum 10 ta elektron bo'lishi mumkin. Shu sababli nikel *Ni* atomida M EQ ning to'lishi uchun 2 ta elektron etishmaydi. Nikeldan keyingi element atomi mis *Cu* atomida elektronlar shunday taqsimlanadiki, unda M EQ to'lib, 4- EQ ning s holatida bitta elektron bo'ladi: $(Cu) = (KLM)4s$. Yani mis EK si ishqoriy metallar EK siga o'xshash bo'ladi. Misdan keyin keladigan element etomlarida navbat bilan $4s$ va $4p$ holatlar xuddi 2- va 3- davrlardagidek elektronlar bilan to'ldiriladi. Kripton atomida $n = 4$ EQ to'ladi va davriy sistemaning 18 elektronga ega 1-katta davri tugaydi. Kriptondan keyingi element Rubidiy bo'lib u davriy sistemaning 5-davrini boshlab beradi. 5-davr ham katta davr bo'lib, Xsenon atomi bilan tugaydi. Rubidiy *Rb* EK si $(KLMN)5s$ bo'ladi. Xsenon *Xe* atomida $4d, 5s, 5p$ holatlar elektronlar bilan to'ldiriladi, ammo $4f, 5d, 5f, 5g$ holatlar to'ldirilishi yakunlanmaydi. Seziy *Cs* va Bariy *Ba* atomlarida $6s$ holatlar to'ldiriladi. Lantanda elektron ichki $5d$ holatga qo'shiladi. Undan keyingi 14 ta atomlarda elektronlar $4f$ holatga qo'shiladi. Kimyoviy xossa faqat tashqi elektronlar bilan aniqlangan sabab bu 14 elementning xossalari o'xshash bo'ladi va ular umumiy etib *lantanoidlar* deyiladi. Lantanoidlar davriy jadvalda lantan katagida yoziladi. Aktiniy *Ac* elementidan keyingi elementlarda ham elektronlar ichki $5f$ holatlarga qo'sshiladi. Ular aktinoidlar deb ataladi va aktiniy bilan bir katakka yoziladi. Tabiiy holda uchraydigan element bu aktinoidlar turku-

miga kiruvchi element uran U dir. Urandan keyingi elementlar tabiiy holda uchramaydi va hammasi cuniy yo'l bilan yaratilgan. Hozirgi vaqtda 109 element ma'lum.

XXVIII. MOLEKULA ENERGIYASI

Atomlarni molekula tarkibida ushlab turuvchi kuch atomlar tashqi elektronlarining ta'sirlashishi natijasida kelib chiqishi tajribada ko'rsatilgan. Ichki elektronlar atomlar birikishida o'z holatlarini o'zgartirmaydilar. Oson bo'lishi uchun biz ikki atomli molekulani ko'rib chiqamiz. Atomlar orasidagi bog'lanish ikki xil bo'ladi: *geteroqutbli* yoki *ionli* va *gomeoqutbli* yoki *kovalent* bog'lanish. Ionli bog'lanishda elektronlar ko'p vaqtini bitta atom atrofida o'tkazadi. Natijada bitta atom atrofida manfiy zaryad ortiqligi, ikkinchi atom atrofida esa musbat zaryad ortiqligi hosil bo'ladi. Shu sababli molekula o'zaro tortishuvchi har xil zaryadlangan ionlarni eslatadi. $NaCl$, KBr , va h., ionli bog'lanish natijasida hosil bo'ladi. Kovalent bog'lanishda elektronlar ikki atomga ham baravariga tegishli bo'ladi yani ular umumlashib ketadi. Kovalent bog'lanish bir xil atomlardan O_2 , N_2 , H_2 va har xil atomlardan CH_4 tashkil topgan molekulalar hosil etishi mumkin. Birinchi molekulada elektronlar atomlarda teng taqsimlangan, ikkinchi molekulada esa elektronlar taqsimlanishida asimmetriya kuzatiladi va natijada molekula elektr dipol momentiga ega bo'ladi. Kovalent bog'lanish natijasida hosil bo'lgan eng oddiy molekula bu vodorod molekulasidir. 1927 yili olmon fiziklari V.G.Gaytler (1904-1981) va F.London (1900-1954) H_2 molekulasini kvant mexanikasi negizida tavsiflashga urinish ko'rishdi. Ular ikki proton va ikki elektrondan tashkil topgan sistema uchun ShT sini yechdilar. Energiyaning xususiy qiymati protonlar orasidagi masofaga va elektronlar spinining yo'nalishlariga bog'liq ekanligi aniqlandi $E = E(R)$ (Fig.46.a). Masofaning biror qiymatida molekula minimal energiyaga ega bo'ladi va bu holat uning asosiy holati hisoblanadi. Agar molekulada EK o'zgarsa molekula energiyasi ham o'zgaradi (odatda ortadi) va minimal energiyaga to'g'ri keluvchi protonlar orasidagi masofa ortadi (Fig.46.b).

Molekula energiyasi atomlar orasidagi masofaning va EK ning o'zgarishi natijasida o'zgaribgina qolmay, balki atomlar yadrolarining umumiy inertsia markazi atrofida tebranishi va aylanma harakat etishi natijasida ham o'zgarishi mumkin. Shu sababli molekula energiyasini uchta hadlar yig'indisi shaklida yozsak bo'ladi:

$$E = E_e + E_v + E_r. \quad (281)$$

Bu yerda

- E_e molekulaning *elektron energiyasi*;
- E_v molekulaning *tebranma energiyasi*;
- E_r molekulaning *aylanma energiyasi*.

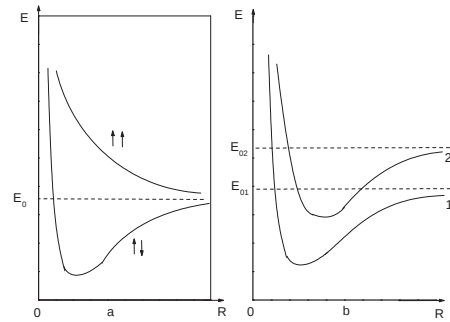


FIG. 46: Vodorod molekulasini energiyasining atomlar orasidagi masofa va elektronlar spinlari yo'nalishiga bog'liqligi (a); elektronlar konfiguratsiyasining o'zgarishi molekula energiyasiga ta'siri (b).

Agar molekula tebranishini kichik tebranish deb qaralsa, molekulaning tebranma harakati energiyasi

$$E_v = \hbar\omega \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad (282)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda v tebranma harakat kvant soni, ω molekulaning tebranish chastotasi. Umuman olganda, molekula PE si grafigini muvozanat nuqta atrofida parabola deb faqat kichik tebranishlarda hisoblash bo'ladi. Tebranish amplitudasi ortgan sayin *angormonik* effektlar sezila boshlaydi. Molekulaning aylanma harakati energiyasi

$$E_r = \frac{I\omega_r^2}{2} = \frac{(I\omega_r)^2}{2I} = \frac{M^2}{2I} \quad (283)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda I molekula inertsia markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti va $M = I\omega_r$ molekulaning impuls momenti. Molekula impuls momenti faqat diskret qiymatlar qabul qilishi mumkin:

$$M = \hbar\sqrt{J(J+1)}, (J = 0, 1, \dots) \quad (284)$$

Bunda J molekulaning aylanma harakatini ifodalovchi kvant son. Natijada molekulaning aylanma harakati energiyasi

$$E_r = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} \quad (285)$$

Shuni takidlab o'tamizki v va J kvant sonlar uchun mos ravishda $v = \pm 1$ va $J = \pm 1$ saralash qoidalari mavjud. Demak molekulaning to'liq energiyasi

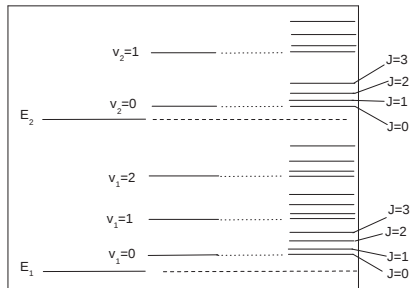


FIG. 47: Molekulaning energetik sathlari: E_e - elektron energiya, E_r - aylanma harakat energiyasi, E_v - tebranma harakat energiyasi.

$$E = E_e + \hbar\omega \left(v + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} \quad (286)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Tajribalarning ko'rsatishicha aylanma harakat energiyasi sathlari orasidagi interval tebranish energiyasi sathlari orasidagi intervaldan ancha kichik bo'larkan $\Delta E_r \ll \Delta E_v$. O'z navbatida $\Delta E_v \ll \Delta E_e$ munosabat ham o'rinli. Molekulaning energiya sathlari misol tariqasida Fig.47 keltirilgan.

1-Amaliy dars

Operatorlarning kommutatrlari. Koordinata va impul's operatorlari. Ermit operatorlarining xususiyatlari

1. $\frac{d}{dx} + x$ operatorini kvadratga qo'ying.

Yechish; $|\psi$ ixtiyoriy funktsiyasiga operatorni ikki marta qo'llasak, $\left(\frac{d}{dx} + x\right)^2 \cdot \psi = ?$

$$\left(\frac{d}{dx} + x\right)\left(\frac{d}{dx} + x\right) \cdot \psi = \left(\frac{d}{dx} + x\right) \cdot \left(\frac{d\psi}{dx} + x\psi\right) = \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d(x\psi)}{dx} + x\frac{d\psi}{dx} + x^2 \cdot \psi = \left(\frac{d^2}{dx^2} + 2x\frac{d}{dx} + x^2 + 1\right) \cdot \psi \text{ ni olamiz. Demak, ushbu}$$

tenglama kelib chiqadi

$$\left(\frac{d}{dx} + x\right)^2 = \left(\frac{d^2}{dx^2} + 2x\frac{d}{dx} + x^2 + 1\right) \cdot \psi$$

2. $\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}$ operatorini kubga qo'ying.

Yechish; $\left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right)^3 \cdot \psi = ?$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right)^3 \cdot \psi &= \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right)^2 \left(\frac{d\psi}{dx} + \frac{\psi}{x}\right) = \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right) \left(\left(\frac{d}{dx}\right)^2 \psi + \frac{d}{dx} \cdot \frac{1}{x} + \frac{1}{x} \cdot \frac{d\psi}{dx} + \frac{1}{x^2}\right) \\ &= \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right) \left(\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{1}{x} \cdot \frac{d\psi}{dx} - \frac{1}{x^2} + \frac{1}{x} \cdot \frac{d\psi}{dx} + \frac{1}{x^2}\right) = \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right) \left(\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{d\psi}{dx}\right) = \\ &= \frac{d^3\psi}{dx^3} + \frac{d}{dx} \cdot \frac{2}{x} \cdot \frac{d\psi}{dx} + \frac{1}{x} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2}{x^2} \cdot \frac{d\psi}{dx} = \frac{d^3\psi}{dx^3} - \frac{2}{x^2} \cdot \frac{d\psi}{dx} + \frac{2}{x} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2}{x^2} \cdot \frac{d\psi}{dx} = \end{aligned}$$

$$\frac{d^3\psi}{dx^3} + \frac{3}{x} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2}$$

$$\text{Javob: } \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right)^3 \cdot \psi = \frac{d^3\psi}{dx^3} + \frac{3}{x} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2}$$

3. $x \frac{d}{dx}$ va $\frac{d}{dx} x$ operatorini kvadrat darajasiga ko'taring. Operatorlarni solishtiring.

$$\left(x \cdot \frac{d}{dx}\right)^2 = ?$$

$$\left(x \cdot \frac{d}{dx}\right)^2 \psi = x^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} + x \frac{d\psi}{dx}$$

$$\left(\frac{d}{dx} \cdot x\right)^2 = ?$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} \cdot x\right)^2 \psi &= \left(\frac{d}{dx} \cdot x\right) \left(\frac{d}{dx} \cdot x\right) \psi = \left(\frac{d}{dx} \cdot x\right) \frac{d}{dx} \cdot (x\psi) = \left(\frac{d}{dx} \cdot x\right) \left(\psi + x \frac{d\psi}{dx}\right) = \frac{d}{dx} \cdot (x\psi) + \frac{d}{dx} \cdot x \left(x \frac{d\psi}{dx}\right) \\ &= \psi + x \frac{d\psi}{dx} + x \frac{d\psi}{dx} + x^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} = \psi + 2x \frac{d\psi}{dx} + x^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} \end{aligned}$$

$$\left(\psi + x \frac{d\psi}{dx}\right) = \psi + 2x \frac{d\psi}{dx} + x^2 \frac{d^2\psi}{dx^2}$$

2-Amaliy dars

Shredinger tenglamasi.Sababiyat prinsipi va ehtimollar zichligining uzliksizlik tenglamasi.Klassik mexanikada kvant mexanikaning chegaraviy holi

43. Bir o'lchovli Shredinger tenglamasi vaqtning erkin zarra uchun umumiy echimini toping?

Yechish; . Biz

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}$$

tenglamaning yechimini

$$\Psi(x, t) = U(x) \cdot \varphi(t)$$

shaklida izlaymiz) (41 masala, tenglama o'zgaruvchini ajratishga imkon beradi) U holda

$$\frac{i\hbar}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2mU} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = a$$

$U(x)$ son uchun $\langle x \rangle \rightarrow \infty$ bo'lishi kerak $a > 0$. $\frac{2ma}{\hbar^2} = k^2$ qiymatdan

$$\varphi(t) = e^{-\frac{i\hbar k^2}{2m}t}, U(x) = e^{ikx};$$

k-ixtiyoriy modda qiymati. Umumiy yechim

$$\Psi(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} C(k) e^{ikx - \frac{i\hbar k^2}{2m}t} dk$$

shakliga ega.

44. $t=0$ vaqtdagi erkin zarraning to'liqin funksiyasi $\psi(x, 0) = Ae^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x}$ ga teng. A koeffitsiyentini zarra lakallashgan soxani va tok zichligini j ni toping.

Yechish; A Normalash sharti: $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x, 0)|^2 dx = 1$. Ψ funksiyasiga qo'ysak

$$|A|^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2x^2}{a^2}} dx = |A|^2 a\sqrt{\pi} = 1 \text{ Bo'lsa, } |A|^2 = \frac{1}{a\sqrt{\pi}}$$

$j = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi)$ formulasidan foydalanamiz.

$$\psi(x, 0) = Ae^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x}, \quad \psi^*(x, 0) = Ae^{-\frac{x^2}{a^2} - ik_0 x}$$

$$j = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) = \frac{i\hbar}{2m} \left(A e^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x} \frac{d}{dx} A e^{-\frac{x^2}{a^2} - ik_0 x} - A e^{-\frac{x^2}{a^2} - ik_0 x} \frac{d}{dx} A e^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x} \right) =$$

$$= \frac{i\hbar}{2m} \left(A^2 e^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x} \left(-\frac{2x}{a^2} - ik_0 \right) e^{-\frac{x^2}{a^2} - ik_0 x} - A^2 e^{-\frac{x^2}{a^2} - ik_0 x} \left(-\frac{2x}{a^2} + ik_0 \right) e^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x} \right) =$$

$$= \frac{i\hbar}{2m} \left(A^2 e^{-\frac{2x^2}{a^2}} \left(-\frac{2x}{a^2} - ik_0 + \frac{2x}{a^2} - ik_0 \right) \right) = \frac{i\hbar}{2m} A^2 e^{-\frac{2x^2}{a^2}} (-2ik_0) = \frac{\hbar}{m} k_0 A^2 e^{-\frac{2x^2}{a^2}}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A^2 e^{-\frac{2x^2}{a^2}} dx = 2 \int_0^{\infty} A^2 e^{-\frac{2x^2}{a^2}} dx, \quad \frac{2}{a^2} = \alpha,$$

$$\left. \begin{aligned} I &= 2A^2 \int_0^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx \\ I &= 2A^2 \int_0^{\infty} e^{-\alpha y^2} dy \end{aligned} \right\} \Rightarrow I^2 = 4A^4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-\alpha(x^2+y^2)} dx dy, \quad \begin{aligned} x &= \rho \cos \varphi \\ y &= \rho \sin \varphi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi \end{aligned}$$

$$I^2 = 4A^4 \int_0^{\infty} e^{-\alpha \rho^2} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi = 4A^4 \pi \int_0^{\infty} e^{-\alpha \rho^2} d\rho^2 = 4A^4 \pi \left(-\frac{1}{\alpha} \right) e^{-\alpha \rho^2} \Big|_0^{\infty} = \frac{4A^4 \pi}{\alpha} = \frac{4A^4 \pi a^2}{2} = 2A^4 \pi a^2 = 1$$

$$A^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a}$$

3-amaliy dars;

Puasson qavslari. Saqlanish qonunlarining fazo, vaqt simmetriyasi bilan bo'g'lanishi

38. Klassik Poisson qavsidan uning xususiyatlari, xususan

$$(f, g\varphi) = g(f, \varphi) + (f, g)\varphi$$

funktsiyalari deb faraz qilib, kvantga o'ting. Qaerda f , g va φ belgilar fizik miqdorlarni bildiradi, (f, g) Poisson qavsidir, $\hat{f}$, $\hat{g}$, $\hat{\varphi}$ -operatorlari uchun saqlanadi.

Yechish; Biz operatorning Ermitan tabiatini isbotlash bilan cheklanib qolamiz va bu dx-ni isbotlashimiz kerak

Barcha atamalarni chapga o'tkazgandan so'ng, tenglik

$$(\hat{f}_1 \hat{f}_2, \hat{\varphi}) = (\hat{f}_1 \hat{\varphi}) \hat{f}_2 + \hat{f}_1 (\hat{f}_2, \hat{\varphi}); \quad (1)$$

$$(\hat{f}, \hat{\varphi}_1 \hat{\varphi}_2) = (\hat{f} \hat{\varphi}_1) \hat{\varphi}_2 + \hat{\varphi}_1 (\hat{f} \hat{\varphi}_2) \quad (2)$$

Ushbu tenglikni $\hat{f} = \hat{f}_1 \hat{f}_2$ yoki $\hat{\varphi} = \hat{\varphi}_1 \hat{\varphi}_2$ ga o'rnatdik va xuddi shu qoidaga binoan tartibni saqlaymiz, omillarning barchasida biz tengliklarning chap tomonlarini olamiz va ularning o'ng tomonlari ikki shaklda ifodalanadi:

$$(\hat{f}_1 \hat{f}_2, \hat{e}_1 \hat{e}_2) = \hat{e}_1 (\hat{f}_1 \hat{e}_2) \hat{f}_2 + (\hat{f}_1 \hat{e}_1) \hat{e}_2 \hat{f}_2 + \hat{e}_1 \hat{f}_1 (\hat{e}_2 \hat{f}_2) + \hat{f}_1 (\hat{f}_2 \hat{e}_1) \hat{e}_2 \quad (2) \text{ tenglikdan}$$

$$(\hat{f}_1 \hat{f}_2, \hat{e}_1 \hat{e}_2) = \hat{f}_1 (\hat{f}_2 \hat{e}_1) \hat{e}_2 + (\hat{f}_1 \hat{e}_1) \hat{e}_2 \hat{f}_2 + \hat{f}_1 \hat{e}_1 (\hat{f}_2 \hat{e}_2) + \hat{e}_1 (\hat{f}_1 \hat{e}_2) \hat{f}_2$$

$$(\hat{f}_1 \hat{e}_1) [(\hat{f}_2 \hat{e}_2 - \hat{e}_2 \hat{f}_2)] = [\hat{e}_2 \hat{f}_2 - \hat{f}_2 \hat{e}_2] (\hat{e}_2 \hat{f}_2) \hat{f}_2$$

$\hat{f}, \hat{e}$ uchun tanlab olingan operator

$(\hat{f}, \hat{e}) = C(\hat{f}\hat{e} - \hat{e}\hat{f})$ eslash kerak $(\hat{f}, \hat{e})^+ = (\hat{f}, \hat{e})$ shuningdek $\hat{f}^+ = \hat{f}$, va $\hat{e}^+ = \hat{e}$. hosil qilamiz; $C^* = -C$, va boshqa $C = \frac{i}{\hbar}$ C-ning mumkin bo'lgan qaytish o'lchami bildiradi (O'xshash klassik Puasson qavslari $\hat{f}, \hat{e} = \sum_{i=0}^n \left(\frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial e}{\partial q_i} - \frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial e}{\partial p_i} \right)$) $\hbar$ - klassik

Poisson qavsining o'lchamiga o'xshash harakatning o'zaro o'lchovi bo'lishi kerak.

$$(\hat{f}, \hat{e}) = \frac{i}{\hbar} [\hat{f}\hat{e} - \hat{e}\hat{f}]$$

39. O'zaro qo'shma burchak momenti harakati $\hat{L} = \hat{r} + \hat{p}$ ni isbotlang.

Yechish; O'xshash iboralar kesilgan o'ng tomonlarini taqqoslasak, biz har qanday $\hat{L}_x = -i\hbar \left(y \frac{d}{dz} - z \frac{d}{dy} \right)$ va operatorlari uchun amal qiladigan tenglikni $-i\hbar$

$$\int \psi_1^* \left(y \frac{d\psi_2}{dz} - z \frac{d\psi_2}{dy} \right) = \int \psi_2 \left[-i\hbar \left(y \frac{d\psi_1}{dz} - z \frac{d\psi_1}{dy} \right) \right]^* d\tau$$

.ga egamiz. Ushbu operatorlarni tanlashda o'zboshimchalik tufayli har qanday

$$\int \psi_1^* y \frac{d\psi_2}{dz} d\tau - \int \psi_1^* z \frac{d\psi_2}{dy} d\tau + \int \psi_2 y \frac{d\psi_1}{dz} d\tau - \int \psi_2 z \frac{d\psi_1}{dy} d\tau = 0$$

yoki

$$\int y \frac{d}{dz} (\psi_1^* \psi_2) d\tau + \int z \frac{d}{dy} (\psi_1^* \psi_2) d\tau = 0$$

uchun talab qilinadi. Biz

$$\int y \frac{d}{dz} (\psi_1^* \psi_2) d\tau = \int \int y dx dz \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} (\psi_1^* \psi_2) dz = \int \int y dx dz \psi_1^* \psi_2 \Big|_{-\infty}^{\infty} = 0$$

olamiz. Ammo chunki normallashtirish shartiga ko'ra cheksizlikdagi ψ_1, ψ_2

funktsiyalari nolga teng. Ikkinchi munosabat ham nolga teng.

$$40. \quad \int_a^b u_k^* \frac{\hbar}{i} \frac{\partial u_i}{\partial x} dx = \int_a^b u_i \left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial u_k}{\partial x} \right)^* dx$$

tenglamasi Ermit operatori uchun to'g'ri bo'lishi uchun qanday shartlar bajarilishi kerak? u_i va u_k funktsiyalarini qanday sharoitda, a va b integralining chegaralari cheklangan bo'lishi kerak.

Yechish; . Bu tenglikdan kelib chiqadi

$$- \int_a^b u_k^* i\hbar \frac{du_i}{dx} dx = \int_a^b u_i \left(\frac{i}{\hbar} \frac{du_k}{dx} \right)^* dx,$$

bu

$$\int_a^b \frac{\partial}{\partial x} (u_k^* u_i) = (u_k^* u_i) \Big|_a^b = 0 \quad (1)$$

holat uchun $u_k = u_i = u$ ni olamiz $|u(b)|^* = |u(a)|^*$, ya'ni $u(b) = e^{i\delta} u(a)$ va umumiy holda, $u_k(b) = e^{i\delta_k} u_k(a)$ va $u_i(b) = e^{i\delta_i} u_i(a)$. Shuning uchun (1) tenglik bo'yicha $e^{i(\delta_i - \delta_k)} = 1$, ya'ni fozaviy ko'paytma u_k hammasi uchun δ bir xil va $\delta_k = \delta_i$ va $u_k(b) = e^{i\delta_k} u_k(a)$

41. Burchak momentum uchun $[\hat{L} \times \hat{L}] = i\hbar \hat{L}$ bilan bog'lanishning to'g'riligini isbotlang.

Yechish; funktsiyalaridan $\hat{x}\hat{y} = \hat{y}\hat{x}$, $\hat{p}_x\hat{p}_y = \hat{p}_y\hat{p}_x$

$\hat{p}_x\hat{p}_y - \hat{p}_y\hat{p}_x = -i\hbar\delta_{xy}$ ekanligidan foydalanib. Shartda ko'rsatilgan

munosabatlarning x-tarkibiy qismining haqiqiyligini isbot qilaylik, masalan $\hat{L}_y\hat{L}_z - \hat{L}_z\hat{L}_y = (\hat{z}\hat{p}_x - \hat{x}\hat{p}_z)(\hat{x}\hat{p}_y - \hat{y}\hat{p}_x) - (\hat{x}\hat{p}_y - \hat{y}\hat{p}_x)(\hat{z}\hat{p}_x - \hat{x}\hat{p}_z) = (\hat{z}\hat{p}_y - \hat{y}\hat{p}_z)(\hat{p}_x\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x) = i\hbar\hat{L}_x$. Indeksning tsiklik o'zgarishini qo'llasak, tenglikning qolgan qismlarini olishimiz mumkin $[\hat{L} \cdot \hat{L}] = i\hbar\hat{L}$

42. $\hat{L} = \hat{L}_x + \hat{L}_y + \hat{L}_z$ kvadrat momentlari operatori uning biron bir komponenti bilan bog'liqligini isbotlang (41-sonli natijalardan foydalaning).

Yechish; $\hat{L}^2$ va $\hat{L}_x$ kommutativligini isbotlash uchun $\hat{L}^2\hat{L}_x - \hat{L}_x\hat{L}^2 = \hat{L}_y^2\hat{L}_x - \hat{L}_x\hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2\hat{L}_x - \hat{L}_x\hat{L}_z^2$ yozamiz.

Quyidagi yozilgan $\hat{L}_y\hat{L}_z\hat{L}_y$ va $\hat{L}_z\hat{L}_x\hat{L}_z$ qavs umuiy ko'pgina munosabatlar o'rinli. (41-masaladan ham ko'rsak bo'ladi

4-amaliy dars

Statsionar Shredinger tenglamasi. Statsionar holatlar va ularning xossalari. Erkin zarra.

49. Zarracha bir o'lchovli potentsial o'rada $0 \leq x \leq a$, ichida $V = 0$ va tashqarida $V = \infty$. Ushbu holat uchun statsionar Shredinger tenglamasining echimini

toping?

Yechish; I ($x < 0$) va III ($x > a$) oraliqlarni ko'rib chiqamiz, bu erda $V = \infty$. Ushbu

sohalarda Shryodinger tenglamasini $\frac{1}{\psi_1} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (V - E)$ deb yozib. $V = \infty$

funktsiyasi uchun ψ_1 yo'qolishi kerak (buni 51-muammoni echimi yordamida yanada aniqroq ko'rsatish mumkin).

II mintaqada $0 \leq x \leq a$ Shryodinger tenglamasi

$\frac{d^2 \psi_{11}}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi_{11}$ bilan tanishtirib, biz uning echimini $\varphi_{11} = A \sin(kx + \alpha)$ shaklida

yoza olamiz. Barcha nuqtalarda, xususan, I mintaqadan II ga ($x = 0$) va I-dan III-ga (x

$= a$) o'tishda funktsiyaning uzluksizligi talabiga binoan biz qo'yamiz: $\varphi_1(0) =$

$\varphi_{11}(0)$, $\varphi_{11}(a) = \varphi_{111}(a)$ va bo'shqa, ya'ni $A \sin \alpha = 0$ va $A \sin(kx + \alpha) = 0$.

Shunday qilib, $\alpha = 0$ va k faqat teng bo'lgan diskret qiymatlarni olishi mumkin. $k_n =$

$\frac{n\pi}{a}$ bu erda $n = 1, 2 \dots$ Zarralarning energiya darajasi quyidagi formula bilan

aniqlanadi: $E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m}$

Normallash holatidan $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = \int_0^a |\psi_{11}|^2 dx = |A|^2 \int_0^a \sin^2 \frac{n\pi x}{a} dx = 1$ deb topamiz va nihoyat $A = \sqrt{2/a}$, butun

makonda to'liq funktsiyasi tenglik shaklida berilgan: $\varphi_1 = 0$, $\varphi_{11} = \sqrt{2/a}$

51. To'liq funktsiya va energiyaning statsiyalar xolati chastatasini toping? $V(x)$

to'g'ri burchakli o'rada harakatlanadi va quyidagicha chegaralangan:

$$\begin{cases} 0 \text{ dan} & x < -a \text{ (I mintaq)} \\ V_0 \text{ dan} & -a < 0 < a \text{ (II mintaq)} \\ 0 \text{ dan} & x > a \text{ (III mintaq)} \end{cases}$$

Yechish; . Bu erda biz $E < 0$ uchun masalani echish bilan cheklanamiz (I masala 95

masalada ko'rib chiqiladi) I va III sohalarda $\kappa^2 = -\frac{2mE}{\hbar^2} > 0$ ko'rinishidagi

aniqliqlikni Shryodinger tenglamasi o'zgarartiriladi va $\frac{d^2 \psi_1}{dx^2} - \kappa^2 \psi_1 = 0$ shakllarini

oladi va shuning uchun $\psi_1 = Ae^{\kappa x} + Be^{-\kappa x}$, $\psi_{III} = Ce^{-\kappa x} + De^{\kappa x}$. Bu $x \rightarrow \pm \infty$

bo'lgan paytda ψ_I, ψ_{III} ning aniqligi $B = D = 0$; $\psi_I = Ae^{\kappa x}$, $\psi_{III} = Ce^{-\kappa x}$. II

mintaqada tenglama quyidagicha yoziladi $\frac{d^2 \psi_{II}}{dx^2} + k^2 \psi_{II} = 0$

Qaerda $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 + E)$ va $\psi_{II} = \alpha \sin kx + \beta \cos kx$. $x = -a$ va $x = a$ nuqtalarda

biz funktsiyaning uzluksizligini va uning hosilasini talab qilamiz (bu nuqtada

mumkin bo'lgan energiya uzilishi cheksiz bo'lgani uchun buni amalga oshirish mumkin):

$$\psi_I(a) = \psi_{II}(a); \quad \psi_{II}(-a) = \psi_{III}(-a)$$

$$\left. \frac{d\psi_I}{dx} \right|_{x=-a} = \left. \frac{d\psi_{II}}{dx} \right|_{x=-a}, \quad \left. \frac{d\psi_{II}}{dx} \right|_{x=a} = \left. \frac{d\psi_{III}}{dx} \right|_{x=a} \quad A, C, \alpha, \beta \text{ koefitsientlari}$$

uchun to'rt hil chiziqli tenglamalarni olamiz: $Ae^{\kappa a} + \alpha \sin ka - \beta \cos ka = 0$

$$A\kappa e^{\kappa a} - \alpha \cos ka - \beta k \sin ka = 0, \quad C\kappa e^{\kappa a} - \alpha \sin ka - \beta \cos ka = 0, \quad C\kappa e^{\kappa a} + \alpha \cos ka - \beta k \sin ka = 0$$

Ushbu tizimning aniqlovchi nolga teng ekanligi uning hal qilinishi shartligini

bildiradi: $\kappa^2 - k^2 + 2k\kappa \operatorname{ctg} ka = 0$ ga nisbatan tenglamani (2) yechsak, κ ikkita ildiz olamiz:

1) $\kappa = k \operatorname{ctg} ka$ Tizimga (1) almashtirsak, biz $\alpha = 0, C = A, \beta = \frac{A}{\cos ka}$ ni olamiz.

$\psi_I = Ae^{\kappa x}; \psi_{II} = Ae^{\kappa x} \frac{\cos kx}{\cos ka}; \psi_{III} = Ae^{-\kappa x}$ va $\psi(x) = \psi(-x)$ funktsiya bir xil;

2) $\kappa = -k \operatorname{ctg} ka$, keyin (1) tizimda biz $\alpha = A \frac{e^{-\kappa a}}{\sin ka}; \beta = 0; C = -A$ va yechim

g'alati funktsiya bo'lib tuyuladi $\psi_I = Ae^{\kappa x}; \psi_{II} = -Ae^{-\kappa x} \frac{\sin kx}{\sin ka}; \psi_{III} = -Ae^{-\kappa x}$ va

boshqa $\psi(-x) = -\psi(x)$ C va A koefitsienti normalizatsiya holatidan aniqlanadi.

Masalan, birinchi holatda biz olamiz

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = |A|^2 \left[\int_{-\infty}^a e^{2\kappa x} dx + \frac{e^{-2\kappa a}}{\cos^2 ka} \int_{-a}^a \cos^2 kx dx + \int_a^{\infty} e^{-2\kappa x} dx \right]$$

$$= |A|^2 e^{-2\kappa a} \left[\frac{1}{\kappa} + \frac{a}{\cos^2 ka} + \frac{\sin 2ka}{2k \cos^2 ka} \right]$$

ildiz qiymatidan foydalanib, A uchun oxirgi ifodani topamiz, bu ikkinchi holatda ham amal qiladi:

$$\frac{1}{|A|^2} = ae^{-2\kappa a} \left(\frac{1}{a\kappa} + 1 + \frac{\kappa^2}{k^2} + \frac{\kappa}{ak^2} \right)$$

Energiya sathini aniqlash uchun

$$\kappa^2 + k^2 = \frac{2mV_0}{\hbar^2} = \frac{C_1^2}{a^2},$$

bu erda potentsial o'ra chuqurligini tavsiflovchi o'lchovsiz doimiylik mavjudligini aniqlaymiz.

(1) va (2) ifodalar shaklga qisqartiriladi

Doimiy C_1 har xil qiymatlarini hisobga olib, ushbu tenglamalarning ildizini

grafikadan topish mumkin. $\kappa a = \sqrt{C_1^2 - (ka)^2}$ funktsiyalarining grafikasini tuzib,

(1) va (2) ko'rinishini

$$\frac{\sqrt{C_1^2 - (ka)^2}}{ka} = tgka \text{ va } \frac{ka}{\sqrt{C_1^2 - (ka)^2}} = -tgka$$

qiymatlarini tekshirish oson. C_1 doimiyni tenglamalarning ildizini grafikadan topish

mumkin. Funktsiyaning grafigi kesishishini

$$f_1 = \frac{\sqrt{C_1^2 - k^2 a^2}}{ka} \text{ va } f_2 = tgka, f_3 = \frac{ka}{\sqrt{C_1^2 - (ka)^2}} \text{ va } f_4 = -tgka \text{ ko'rish oson. } C_1 <$$

$\frac{\pi}{2}$ erda faqat bitta daraja mavjud ($y = f_1$ va $y = f_2$ egri chiziqlarning kesishish

nuqtasi $y = f_3$ va $y = f_4$ egri chiziqlar umuman kesishmaydi), bu tekis to'lqin

funktsiyasiga to'g'ri keladi. C_1 qiymatining oshishi bilan darajalar soni asta-sekin o'sib

boradi.

53. Energiyaning statsiyanar xolatini va to'lqin funktsiyaning bir o'lchamli garmonik

ostsilliyatorni toping? doimiy elektr maydon E , zarracha zaryadi e .

Yechish; Shredinger tenglamasi shu holat uchun

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \left(\frac{m\omega^2}{2} x^2 - e|E|x \right) \psi = E\psi$$

garmonik assilliyator

$$x_1 = x - \frac{e|E|}{m\omega^2}, \xi = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} x_1, E_1 = E + \frac{e^2|E|^2}{m\omega^2},$$

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx_1^2} + \frac{m\omega^2}{2} x_1^2 \psi = E_1 \psi$$

Funksiyani 45-misoldagidek yozishimiz mumkin

$$\psi_n = C_n e^{-\xi^2/2} H_n(\xi).$$

Energiyaning asosiy qiymatini

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega - \frac{e^2|E|^2}{2m\omega^2}$$

54. Bir o'lchamli garmonik ostsilliyatorni n- energiya statsiyanar holati hisoblanadi.

$\langle x^2 \rangle$ ning o'rtacha patensiyal energiyasini toping.

Yechish; . 52-muammoga ko'ra, n-m kvant holatidagi osillyator $\psi_n = C_n e^{-\xi^2/2} H_n(\xi)$ to'lqin funktsiyasi bilan tavsiflanadi.

$$\langle x^2 \rangle_n = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_n|^2 x^2 dx = C_n^2 \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} \frac{d^n H_n^2 \xi^2}{d\xi^n} d\xi.$$

H_n polinomialaridan birini (12) ifoda bilan almashtirib, 52-sonli masalaning echimini topib va n marta qismlarga bo'linib

$$\langle x^2 \rangle_n = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_n|^2 x^2 dx = C_n^2 \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} \frac{d^n (H_n \xi^2)}{d\xi^n} d\xi.$$

Shubhasiz, $\frac{d^n (H_n \xi^2)}{d\xi^n} = \frac{d^n}{d\xi^n} (a_n \xi^{n+2} + a_{n-2} \xi^n + \dots) = a_n \frac{(n+2)!}{2!} + n! a_{n-2}$ Shu bilan birga $a_n = 2^n$, $a_{n-2} = -\frac{a_n n(n-1)}{4}$ qarang (10) formulasi (52) muammosi. $\langle x^2 \rangle_n$ ga kiritilgan integrallarni:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \sqrt{\pi}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \xi^2 e^{-\xi^2} d\xi = \frac{\sqrt{\pi}}{2}.$$

ga ega bo'lamiz.

$$\langle x^2 \rangle_n = C_n^2 \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \left[\frac{(n+2)!}{2!} \cdot 2^n \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} - 2^n \cdot \frac{n(n-1)}{4} n! \sqrt{n} \right] = \sqrt{\frac{m\omega}{\pi \hbar}} \frac{1}{2^{n \cdot n!}} \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{4} 2^n n! [(n+1)(n+2) - n(n-1)] = \frac{\hbar}{m\omega} \left(n + \frac{1}{2} \right).$$

Shuning uchun

$$\langle V \rangle_n = \frac{m\omega^2}{2} \langle x^2 \rangle_n = \frac{\hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right)}{2} = \frac{E_n}{2}$$

55. Bir o'lchovli ostsilliyatorni uchun energiyasi $\frac{7}{2} \hbar\omega$ ga teng bo'lgan o'rtacha kinetik energiyasini toping.

Yechish; Bir o'lchovli holat uchun kinetik operator

$$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \text{ ga } \hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \frac{d^2 \psi}{dx^2} dx = -\frac{\hbar^2}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{d\psi}{dx} \right|^2 dx.$$

Ushbu holatda $n = 3$ va $\psi = \psi_3 = C_3 e^{-\xi^2/2} H_3(\xi)$, bu erda $H_3 = 8\xi^3 - 12\xi$

o'zgaruvchisini o'zgartirib, $x = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \xi$ ni almashtirish orqali. (52) dan

$$C_3^2 = \sqrt{\frac{m\omega}{\pi \hbar}} \frac{1}{2^{3 \cdot 3!}} V \text{ olamiz}$$

$$\langle T \rangle_n = \frac{\hbar\omega}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{2^3 \cdot 3!} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{d}{d\xi} \left[e^{-\xi^2/2} (8\xi^3 - 12\xi) \right]^2 \right\} d\xi = \frac{\hbar\omega}{\sqrt{\pi} 3!} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} (4\xi^8 - 36\xi^6 + 93\xi^4 - 54\xi^2 + 9) d\xi.$$

Bu erda uchraydigan integrallar parametrga nisbatan $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha\xi^2} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$ farqlanishini

qo'llasakgina olinadi.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi^{2n} e^{-\alpha\xi^2} d\xi = \left(-\frac{d}{d\alpha} \right)^n \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha\xi^2} d\xi = \frac{1 \cdot 3 \dots (2n-1)}{2^n} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha^{2n+1}}}$$

keyin

$$\langle T \rangle_3 = \frac{\hbar\omega}{\sqrt{\pi} 3!} \cdot \frac{2!}{2} \cdot \sqrt{\pi} = \frac{1}{2} \hbar\omega \left(3 + \frac{1}{2} \right)$$

bo'ladi.

5-amaliy dars

Potensial o'rada zarra. Potensial to'siq. Tunel effekt.

56. Erkin zarra uchun Shryodinger tenglama $V = V_0(e^{-2\alpha x} - 2e^{-\alpha x})$ korinishida patensiyal maydondada harakatlangan tenglama yechimini toping.

Yechish; Shunday

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V_0(e^{-2\alpha x} - 2e^{-\alpha x})\psi = E\psi$$

$y = e^{-\alpha x}$ belgilab yangi o'zgaruvchini kiritish qulay. Birinchi holda, tenglama

$$\frac{2mV_0}{\hbar^2 \alpha^2} = \beta^2 \quad (1)$$

$$\frac{2mE}{\hbar^2 \alpha^2} = \varepsilon \quad (2)$$

shaklini oladi va uning yechimi $y^2 \frac{d^2\psi}{dy^2} + y \frac{d\psi}{dy} - \beta^2(y^2 - 2y)\psi + \varepsilon\psi = 0$

bo'ladi. Nuqtalarda $y \rightarrow \infty$, ($x \rightarrow -\infty$), va $y \rightarrow 0$, ($x \rightarrow \infty$) bo'lganida birinchi holat uchun tenglama $\frac{d^2\psi_\infty}{dy^2} - \beta^2\psi_\infty = 0$ yeshimi bo'lsa $\psi_\infty = e^{-\beta y}$

(ikkinchi aniq echim $\psi'_\infty = e^{+\beta y}$, va $y \rightarrow \infty$ bo'lganida ∞ ga aylanadi). $y = 0$ ga yaqin bo'lsa, $\psi = y^k$ almashtirish k uchun beradi (tenglamada biz eng kam

darajadagi shartlarni qoldiramiz) $k^2 + \varepsilon = 0$ b.q $k = \pm\sqrt{-\varepsilon}$ tenglama, ya'ni $\varepsilon > 0$

uchun har ikkala echim ham mos keladi ($\psi_0 = y^{\pm\sqrt{-\varepsilon}} = e^{\pm\alpha\sqrt{-\varepsilon}x}$ cheksiz bo'lib qoladi, agar $\sqrt{-\varepsilon}$ xayoliy miqdor bo'lsa); energiya spektri doimiydir. $\psi_0 = y^\lambda$ uchun, faqat $\varepsilon = -\lambda^2 < 0, \lambda > 0$ ga tenglik talabini qondiradi. $\psi = y^\lambda \cdot e^{-\beta y} \cdot F(y)$ ni almashtirgandan so'ng umumiy echimni topish uchun quyidagi formulaning $F(y)$ tenglamasiga kelimiz. :

$$y^2 \frac{d^2 F}{dy^2} + [(1 + 2\lambda)y - 2\beta y^2] \frac{dF}{dy} + 2\beta y \left(\beta - \lambda - \frac{1}{2} \right) F = 0$$

qatori $F(y) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k y^k$ tenglashtiruvchi yo'qoladi. har qanday y darajadagi koeffitsientlarni, biz a_k aloqasi uchun olamiz:

$$a_{k+1} = a_k \frac{(k + \lambda + \frac{1}{2} - \beta)}{(k+1)(k+1+2\lambda)} \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots).$$

Katta k uchun u $\frac{a_{k+1}}{a_k} \approx \frac{2\beta}{k}$ ga aylanadi va natijada $F_{y \rightarrow \infty} \approx e^{2\beta y}$ uchun $y \rightarrow \infty$ yakuniy shartni qondiradi, Agar $k = n$ uchun $\beta - n - \frac{1}{2} = \lambda$ bo'lsa, bu sodir bo'ladigan yakunlovchi qator bilan ifodalanadi.

Bundan tashqari, λ manfiy bo'lmashligi kerak. (1) va (2) dan λ va β ni bu holatga o'tkazib, $E_0 = -V_0 \left[1 - \sqrt{\frac{\hbar^2 \alpha^2}{2mV_0}} \left(1 + \frac{1}{2} \right) \right]^2$ uchun $n=0, 1, 2, 3, \dots$ diskret energiya sathini olamiz. Ularning soni shart bilan cheklangan va shubhasiz V_0 qudug'ining chuqurligiga bog'liq. Xususan, $\beta < \frac{1}{2}$ uchun diskretlik darajasi yo'q.

57. Energiyaning statsiyanar xolatini va to'liq funktsiyaning bir o'lchamli garmonik Kulon potentsial o'radasi $V(x) = -\frac{e^2}{|x|}$ berilgan patensiyal uchun tenglamani toping.

Yechish;

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi + \frac{e^2}{|x|} \psi = E\psi,$$

$E > 0$ uchun tenglama doimiy spektrga ega bo'ladi. Biz $E < 0$ deb hisoblaymiz. $\frac{2mE}{\hbar^2} = -\gamma^2$ bilan tanishtirish $\frac{me^2}{\hbar^2 \gamma} = \kappa$ va yangi o'zgaruvchini $\xi = 2\gamma x$, biz tenglamani

o'lchovsiz o'zgaruvchiga yozamiz Birinchidan, faqat mintaqani ko'rib chiqamiz

$$\frac{d^2 \psi}{d\xi^2} + \left(\frac{\kappa}{|\xi|} - \frac{1}{4} \right) \psi = 0$$

tenglamasi $\xi \rightarrow \infty$ ga tushadi va $\psi_\infty = e^{-\xi/2}$ qoniqarli echim, aniqlik talabiga javoban

$$\frac{d^2\psi_\infty}{d\xi^2} - \frac{1}{4}\psi_\infty = 0$$

deb belgilanadi.

$$\psi = e^{-\xi/2} \text{ biz } \xi \frac{d^2f}{d\xi^2} - \xi \frac{df}{d\xi} + \gamma f = 0$$

tenglamalarini qanoatlantiradigan $f(\xi)$ yangi funktsiyani taqdim etamiz. $\xi = 0$ o'rnini bosuvchi $f = \xi^\alpha$ va atamalarni eng kam darajada ushlab, biz $\alpha(\alpha - 1) = 0$, ya'ni ikkita echim borligini aniqlaymiz:

1) $f(\xi) = 1$; 2) $f(\xi) = \xi$; Ammo birinchi echimdan foydalanib bo'lmaydi, chunki $\psi(\xi)$ nuqtasida $\xi = 0$ natijada $V\psi = -\frac{e^2\psi}{\xi} \rightarrow \infty$ shunga mos ravishda bo'ladi va $\frac{d^2\psi}{d\xi^2} \rightarrow \infty$.

$\psi(\xi)$ bunday holat uchun cheksiz, shuning uchun ikkinchi tenglikda o'rinli. $f(\xi) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \xi^k$ almashtirish odatdagi usulda $a_{k+1} = a_1 \frac{k-\kappa}{(k+1)k}$, ($k = 1, 2, \dots$) koeffitsienti

uchun $k \gg 1$ nisbatning qaytarilishiga olib keladi. $f(\xi)$ bundan kelib chiqadiki, bu holda e^ξ koeffitsientlarning bir xil nisbati bilan tavsiflanadigan seriyaga aylanadi.

Shuning uchun, aniqlik uchun, $\psi = e^{-\xi/2} \cdot f(\xi)$ ko'paytmaga aylanishi kerak va $f(\xi)$ bu seriya n-sonli tugashda mumkin. $a_{n+1} = 0$ sharti, takrorlanish munosabatidan ko'rinib turibdiki, $\kappa = n$ shart. $\kappa = \frac{me^2}{\hbar^2} \frac{\hbar}{\sqrt{-2mE}}$ ni almashtirsak, biz $E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}$

diskret energiya spektrini va mos keladigan funktsiyalarni

$$\psi_n(\xi) = e^{-\xi/2} \xi \sum_{k=0}^{n-1} a_{k+1} \xi^k$$

ga funktsiyaga bo'g'liq bo'ladi. Tenglamaga $\xi < 0$ mos keladigan shaklni oladi $\eta = -\xi$ uchun davom ettiradigan, ushbu echimi $\xi > 0$ bo'ladi

$$\frac{d^2\psi(\eta)}{d\eta^2} + \left(\frac{\kappa}{|\eta|} - \frac{1}{4}\right)\psi = 0.$$

$\psi(\xi)$ dan $\xi > 0$ uchun davom ettiriladi

$$\psi_n(\eta) = e^{-\eta/2} \sum_{k=0}^{n=1} a_{k+1} \eta^k = e^{-\xi/2} \sum_{k=0}^{n=1} a_{k+1} (-\xi)^k$$

6-amaliy dars.

Chiziqli garmonik ostsilliyator. Uning energiya spektrlari va to'lqin funksiyasi. Tanlash qoidasi.

72. $\hat{A}$ va $\hat{B}$ operatorlari oldiga qo'lgan vazifalar $\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = \hat{C}$, o'zora qarshiligini namoyon qiladi, Qaraymiz $T(\eta) = \int |\hat{A}\psi + i\eta\hat{B}\psi|^2 d\tau$, bu erda η -jism o'lchovi bo'lib $\langle \Delta A^2 \rangle$ va $\langle \Delta B^2 \rangle$ bo'liqligini toping.

Yechish; Integral funksiya $|\hat{A}\psi + i\eta\hat{B}\psi|^2$ manfiy emas, keyin

$$\int |\hat{A}\psi + i\eta\hat{B}\psi|^2 d\tau = I(\eta) \geq 0.$$

Uni shunday ifodalash mumkin $I(\eta) = a\eta^2 + b\eta + d$ Bundan tashqari,

$$a = \int (\hat{B}\psi)^* (\hat{B}\psi) d\tau.$$

$\hat{B}\psi = \psi_1$ ni belgilab, $\hat{B}$ ning o'ziga mosligini ishlatib, biz

$$a = \int \psi_1 (\hat{B}\psi)^* d\tau = \int \psi^* \hat{B} \psi_1 d\tau = \int \psi^* \hat{B}^2 \psi d\tau = \langle B^2 \rangle.$$

ga ega bo'lamiz. Xuddi shu tarzda,

$$b = i \int [\hat{B}\psi (\hat{A}\psi)^* - (\hat{B}\psi)^* \hat{A}\psi] d\tau = i \int \psi^* (\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}) \psi d\tau = i \langle C \rangle = C';$$

$$d = \int (\hat{A}\psi)^* (\hat{A}\psi) d\tau = \int \psi^* \hat{A}^2 \psi d\tau = \langle A^2 \rangle$$

Tenglama $I(\eta) = 0$ haqiqiy ildizlarga ega emas (har xil), shart $b^2 - 4ad \leq 0$, ya'ni,

$$\langle A^2 \rangle \langle B^2 \rangle \geq \frac{(C')^2}{4}.$$

Operator $\hat{C}$,

$\hat{C}^+ = (\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A})^+ = -\hat{C}$ S antiermit bilan birlashgani uchun, $\langle C \rangle$ xayoliy, $C' = i \langle C \rangle$ haqiqiy va $(C')^2 > 0$. $\Delta \hat{A} = \hat{A} - \langle A \rangle$ va $\Delta \hat{B} = \hat{B} - \langle B \rangle$ ni kiritib, $\Delta \hat{A} \Delta \hat{B} - \Delta \hat{B} \Delta \hat{A} = \Delta \hat{C}$ va $\langle \Delta A^2 \rangle \langle \Delta B^2 \rangle \geq \frac{(C')^2}{4}$ Masalan, agar $\hat{A} = \hat{p}_x, \hat{B} = \hat{x}$

Bo'lsa

$$\langle \Delta p_x^2 \rangle \cdot \langle \Delta x^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}.$$

73.72-masaladagihulosadan foydalanib, $\hat{p}$ va $\hat{x}$ operatorlariga nisbatan qo'llagan holda, bir o'lchovli garmonik ostsilliyatorning past energiya miqdorini aniqlang.

Yechish; $\hat{p}_x = i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ va $\hat{x} = x$ dan keyin (72-muammoga qarang)

$$\langle p_x^2 \rangle \cdot \langle x^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4} \quad (1)$$

Biz bir o'lchovli garmonik ostsilyatorning energiya operatorini ko'rib chiqamiz: $\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2\mu} + \frac{\mu\omega^2 \hat{x}^2}{2}$

Shubhasiz $\langle H \rangle = \frac{\langle p^2 \rangle}{2\mu} + \frac{\mu\omega^2}{2} \langle x^2 \rangle$. $\langle p^2 \rangle$ qiymati bilan almashtirish, bizda $\frac{\hbar^2}{4\langle \Delta x^2 \rangle}$, unda

$$\langle H \rangle = \frac{\hbar^2}{8\mu\langle \Delta x^2 \rangle} + \frac{\mu\omega^2}{2} \langle x^2 \rangle = f(\langle x^2 \rangle).$$

Biz $\langle x^2 \rangle$ shartidan f ya'ni minimal qiymatiga mosni tanlaymiz

$$\frac{\partial f}{\partial \langle x^2 \rangle} = \frac{\hbar^2}{8\mu(\Delta x_0^2)^2} + \frac{\mu\omega^2}{2} = 0$$

ning o'rmini bossa, biz $f(\langle x^2 \rangle)$ olamiz

$$f(\langle x^2 \rangle) = \frac{\hbar\omega}{2}, \langle H \rangle \geq \frac{\hbar\omega}{2}.$$

74. Ikkita zarracha $F = k(x_1 - x_2)$ (bir o'lchovli muammo) elastik kuch bilan bog'langan OX o'qi bo'ylab erkin harakatlanadi. To'lqinlar funktsiyasi va energiya spektrini toping.

Yechish; X_c og'irlik markazining koordinatasi va $x = x_1 - x_2$ nisbiy koordinatalari bilan tanishtirib,

$$\psi = C e^{i \frac{P X_c}{\hbar}} e^{-\frac{\xi^2}{2}} \cdot H_n(\xi)$$

biz o'zgaruvchilarni ajratamiz va $\xi = \sqrt{\frac{\mu\omega}{\hbar}} x$ va $\mu = \frac{m_1 m_2}{M}$,

bu erda

$$E = \frac{P^2}{2(m_1 + m_2)} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \quad (n = 0, 1, \dots)$$

7-Amaliy dars

Markaziy simmetrik maydonda zarra harakati. Orbital mament operatorlarining xususiy funksiyalari va xususiy qiymatlari

31. Xususiy funktsiyalar $\frac{d}{dx}$ va $i\frac{d}{dx}$ ning xususiy qiymatlarini toping.

Yechish; Egetik funktsiyalar uchun tenglamani tuzishda biz $\frac{d\psi}{dx} = \lambda\psi$ va $\psi = e^{\lambda x}$ nuqta aniqligi shartlaridan kelib chiqib, $\psi(x)$ kiyingi imkoniyati $x \rightarrow \pm\infty$ imtiladi. har qanday $\lambda = i\beta$, qaerda β ihtiyoriy haqiqiy son. Xuddi shunday $i\frac{d}{dx}$ uchun, shubhasiz, eigetik funktsiya $\psi = e^{-i\lambda x}$, bu erda λ har qanday haqiqiy son (spektr doimiydir).

32. Xususiy funktsiyalar $x + \frac{d}{dx}$ ning xususiy qiymatini toping.

Yechish; $(x + \frac{d}{dx})\psi = \lambda\psi$ standart tenglamadagi o'zgaruvchini ajratib, biz tenglikni $\frac{d\psi}{\psi} = (\lambda - x)dx$ ga olamiz va uni integrallassak, $\psi = ce^{\lambda x - \frac{x^2}{2}}$ funktsiya bilan

bo'g'liq ushbu yechim haqiqiy, ham murakkab bo'lgan har qanday λ uchun aniqlikva o'ziga xoslik talablariga javob beradi.

33. Xususiy funktsiyalar $\frac{d}{d\varphi}$ ning xususiy qiymatini toping.

Yechish; Biz $\frac{d\psi}{d\varphi} = \lambda\psi$ tenglamaning echimini ko'rinishida qidiramiz, $\psi = ce^{\lambda\varphi}$ va funktsiyaning bir xilligi sababli ular tenglikni talab qilishi kerak: $\psi(\varphi) = \psi(\varphi + 2\pi)$ Yuqoridagi funktsiyani almashtirib, biz $e^{\lambda \cdot 2\pi} = 1$ holatidan λ ni topamiz. Shuning uchun $\lambda = im$, bu erda $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

34 Xususiy funktsiyalar $\sin\frac{d}{d\varphi}$ ning xususiy qiymatini toping.

Yechish; $\sin\frac{d}{d\varphi}\psi = \lambda\psi$ tenglamaga yechim topish uchun $\sin\frac{d}{d\varphi}$ operatori ichida qatori shaklida ifodalaymiz:

$$\sin\frac{d}{d\varphi}\psi = \left(\frac{d}{d\varphi} - \frac{1}{3!}\frac{d^3}{d\varphi^3} + \frac{1}{5!}\frac{d^5}{d\varphi^5} - \dots\right)\psi = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)!} (im)^k = \sin(im)$$

35. Xususiy funktsiyalar $\cos(i\frac{d}{d\varphi})$ ning xususiy qiymatini toping.

Yechish; 34-vazifaga o'xshash $\psi = e^{im\varphi}$, $\lambda = \cos m$

36. Xususiy funktsiyalar $e^{ia\frac{d}{d\varphi}}$ ning xususiy qiymatini toping.

Yechish; 34-sonli muammoga o'xshash $\psi = e^{im\varphi}$, $\lambda = a^{-am}$

37. Xususiy funktsiyalar va $\frac{d^2}{dx^2} + \frac{2}{x}\frac{d}{dx}$ ning xususiy qiymatini toping

Yechish; . $U = x\psi$ yangi funktsiyani taqdim etganda $\frac{d^2U}{dx^2} = \lambda U$ tenglamani olamiz, uning echimi $U_1 = C_1 e^{\sqrt{\lambda}x}$ va $U_2 = C_2 e^{-\sqrt{\lambda}x}$ uchun $\lambda = -\beta^2 < 0$ funktsiyalar $x \rightarrow \pm\infty$ sifatida cheklangan bo'ladi. Shu bilan birga, $x = 0$ nuqtada $\psi(x)$ ning aniqligini ta'minlash uchun har ikkala echimning ham chiziqli kombinatsiyasini olish kerak $\psi(x) = \frac{C_1 e^{i\beta x} + C_2 e^{-i\beta x}}{x}$ bilan birga hisoblagichning yo'qolishini talab qiladi ($x = 0$ uchun). Demak, $C_1 + C_2 = 0$ va $\psi(x) = C \frac{\sin \beta x}{x}$, bu erda β har qanday haqiqiy son.

8-amaliy dars

Ratorlar. Shredingerning radial tenglamasi.

68. $V = V_0 \cdot e^{-r/a}$ maydonida nolga ($l = 0$) teng bo'lgan zarra uchun Shryodinger tenglamasini yeching.

Yechish; $l = 0$ uchun markaziy kuchlar sohasidagi funktsiya $\psi = R(r)$ ning radial qismiga kamayadi, bu

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} (Rr) \right] - V_0 e^{-r/a} R = ER$$

tenglamani qondiradi $E < 0$ qiymatlarini kamaytiring. Biz $\chi = Rr$ yangi funktsiyani taklif qilamiz va $y = e^{-r/2a}$ o'zgaruvchisiga o'tamiz. Shunda χ tenglamani qanoatlantiradi

$$\frac{d^2\chi}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{d\chi}{dy} + \left(C^2 - \frac{q^2}{y^2} \right) \chi = 0$$

ya'ni,

$$C^2 = \frac{8\mu V_0 a^2}{\hbar^2}, q^2 = \frac{8\mu E a^2}{\hbar^2} > 0$$

Bu Bissel tenglamasi, umumiy yeshimi

$$\chi = C_1 J_q(Cy) + C_2 J_{-q}(Cy)$$

$y \rightarrow 0$ dan ($r \rightarrow \infty$) χ sonli bo'lib qolishi kerak va bu holda $J_{-q} \sim y^{-q}$ cheksizlikka to'g'ri keladi, shuning uchun $C_2 = 0$. $r \rightarrow 0$ ($y \rightarrow 1$), $\chi = Rr$ nolga teng bo'lishi kerak, shuning uchun $J_q(C) = 0$, ya'ni C -tartib Bessel funktsiyasining ildizlari

bo'lishi kerak. C ildizlarining qiymatlari q oshib borgan sari ortadi va J_0 ning birinchi ildizi taxminan 2,4,... ga teng. ..., keyin biz $C > 2.4$, ya'ni,

$$q^2 V_0 > \frac{\hbar^2}{8\mu} \cdot 2,4^2 = \frac{\hbar^2}{\mu} \cdot 0,72$$

qiymatini olamiz. Bu shart shundan iboratki, potentsial o'rada V_0 "chuqurlik" va buyurtma kengligi a kamida bitta energiya sathidan mahrum bo'ladi. $r > a$ uchun, $y \rightarrow 0$ bo'lganda, to'lqin funktsiyasining sodda shaklini olamiz:

$$J_q(Cy) = Ay^2 = Ae^{\frac{rq}{2a}} = Ae^{-\frac{\sqrt{-2\mu E}}{\hbar}}$$

77. Erkin zarralar cheksiz chuqur bir o'lchovli potentsial o'rada (49-masalaga qarang) energiyaga mos keladigan holatda bo'ladi $E_2 = \frac{4\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$. Unga mos impul's taqsimlanishini aniqlang.

Yechish; . Bunday potentsial o'radagi zarracha $E_n = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2ma^2}$ ko'rinishdagi energiya x bilan $\psi_n = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi x}{a}$, $0 \leq x \leq a$ va $x > a$ yoki $x < 0$ intervalida u nolga teng (49-muammoga qarang).

Impuls taqsimoti p -dagi to'lqin funktsiyasi bilan aniqlanadi. odatiy qoida bo'yicha

$$\psi(x) \text{ dan borishimiz mumkin bo'lgan qoida: } \varphi(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \psi_p^*(x) dx,$$

bu erda $\psi_p(x) = \frac{1}{\sqrt{h}} e^{ipx/\hbar}$ vakillikdagi impuls operatorining eigentik funktsiyalari normallashtirilsa

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \psi_p^*(x) dx = \sigma(p - p').$$

bu holda $n = 2$ ni almashtirsak, biz ψ_2 olamiz.

$$\varphi(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(x) \frac{1}{\sqrt{h}} e^{\frac{ipx}{\hbar}} dx = \sqrt{\frac{2}{ah}} \int_0^a \sin \frac{2\pi x}{a} e^{\frac{ipx}{\hbar}} dx = \sqrt{\frac{1}{2ah}} 4\pi a \hbar^2 \frac{e^{-\frac{ipx}{\hbar}} - 1}{4\pi a \hbar^2 - p^2 a^2}$$

va shuning uchun $p, p + dp$ oralig'ida bo'lgan impul's bilan bu zarrani topish ehtimoli

$$dW(p) = |\varphi(p)|^2 dp = \frac{32\pi a \hbar^3 \sin^2\left(\frac{pa}{2\hbar}\right)}{(a^2 p^2 - 4\pi a \hbar^2)^2} dp$$

9-Amaliy Dars

Vodorod atomi; to'liq funksiyalari; energitik spektrlar. Kvant sonlari va ular yordamida holatlarni tavsiflash

61. Vodorod atomi (sferik koordinatlarda) elektron uchun Shryodinger tenglamasini yeching .

Yechish; Shubhasiz,

$$E_n = \frac{\mu Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad n = 1, 2, \dots$$

uchun energiya sathini yozamiz. 59-muammoga o'xshash tarzda biz ham

$$\varphi_{nlm} = U_{lm}(\rho) P_{lm}(\cos v) e^{im\varphi} = e^{-\rho/n} \sum_{k=1}^{n-1} a_k \rho^k P_{lm}(\cos v) e^{im\varphi},$$

Qaerda $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$

$$u_k = \frac{2 \binom{k}{n-1} a_{k-1}}{k(k+1) - l(l+1)}$$

o'zgaruvchan $\rho = r/a$, bu erda $a = \frac{\hbar^2 Z}{\mu e^2}$. E_n darajasi o'zgarishi n^2 teng.

62. Bodorod atomidagi elektron uchun tok zichligini tashkil etuvchilarini toping.

Yechish; ∇ -vektorning sferik koordinatalar sistemasidagi tashkil etuvchilari

$\frac{d}{dx}, \frac{1}{r} \frac{d}{d\theta}, \frac{1}{r \sin \theta} \frac{d}{d\varphi}$ birga teng.

$$\text{Tok zichligi } \hat{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi),$$

$$\text{Bunda, } \psi = \psi_{nlm} = U_{nl}(\rho) P_{lm}(\cos \theta) e^{im\varphi}$$

$U_{nl}(\rho)$ va $P_{lm}(\cos \theta)$ Lejandr polinomlari haqiqiy bo'lgani ushun $j_r = 0$, $j_\theta =$

0 , j_φ uchun:

$$j_\varphi = \frac{i\hbar}{2mr \sin \theta} \left(\psi_{nlm} \frac{d\psi_{nlm}^*}{d\varphi} - \psi_{nlm}^* \frac{d\psi_{nlm}}{d\varphi} \right) = \frac{i\hbar}{mr \sin \theta} |\psi_{nlm}|^2$$

63. Vodorod atomdan elektron asosiy holatga o'tadi. Bunday holda, $\langle r \rangle$, $\langle r^2 \rangle$ va r_0 ning mumkin bo'lgan qiymatini aniqlang.

Yechish; Vodorod atomida eng kam energiya darajasida joylashgan elektron uchun $n = 1, l = 0, m = 0$. 61-muammoga ko'ra, bu holat $\psi_{100} = C e^{-r/a}$ funktsiyasiga mos keladi. Doimiy C normalizatsiya holatidan aniqlanadi:

$$\int [\psi_{100}]^2 d\tau = 4\pi C^2 \int_0^\infty e^{-2r/a} r^2 dr = \pi C^2 a^3 = 1$$

Integral $\int_0^\infty e^{-x} x^n dx = n!$ deb olinadi. Keyin $[\psi_{100}]^2 d\tau$ zarrachani dx ni topish

ehtimolini ifoda etadi va uning yordami bilan biz $d\tau$ ni

$$\langle r \rangle = \int_0^\infty r [\psi_{100}]^2 \cdot 4\pi r^2 d\tau = \frac{4}{a^3} \int_0^\infty e^{-2r/a} r^3 dr = \frac{4}{a^3} \frac{3!}{2^4} a^4 = \frac{3}{2} a$$

$$\langle r \rangle^2 = \int_0^\infty r^2 [\psi_{100}]^2 \cdot 4\pi r^2 d\tau = \frac{4}{a^3} \int_0^\infty e^{-2r/a} r^4 dr = 3a$$

r_0 ning eng katta ehtimolli qiymatini nolga tenglashtirish orqali aniqlaymiz: i

$[\psi_{100}]^2 d\tau = C^2 e^{-2r/a} r^2$, bu elektronni kelib chiqishidan ma'lum masofada topish ehtimolini belgilaydi:

$$\frac{d}{dr} (e^{-2r/a} r^2) \Big|_{r=r_0} = e^{-2r_0/a} \left(2r_0 - \frac{2}{a} r_0^2 \right) = 0$$

Demak, $r_0 = a$ mos keladi.

64. Zarracha $V(x) = -\frac{e^2}{r} - \frac{C}{r^2}$ potentsial maydonga tushadi va zarrachalarning energiya sathlarini va to'lqinning tegishli funktsiyalarini toping.

Yechish; Potensial energiya burchaklarga bog'liq bo'lmaganligi uchun

$$\psi(r, \theta, \varphi) = U(r) P_{lm}(\cos \theta) e^{im\varphi}$$

va $U(r)$ funktsiyasining radial qismi quyidagi tenglamani qondiradi:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{l(l+1)}{r^2} U \right) - \left(\frac{e^2}{r} + \frac{C}{r^2} \right) U = EU \quad (1)$$

$\rho = r/a$ o'lchovsiz koordinataga o'tish (bu erda $a = \frac{\hbar^2}{\mu e^2}$ va 2-energiya $\varepsilon = \frac{2E\hbar^2}{\mu e^2} =$

$-\gamma^2$ (biz faqat diskret energiya spektrini $E < 0$ da o'rganamiz), formulaning (1)

tenglamasida birlashamiz $1/r^2$ va belgilab $l(l+1) - \frac{2\mu C}{\hbar^2} = s(s+1)$, biz uni

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial U}{\partial \rho} - \frac{s(s+1)}{\rho^2} U - \left(\frac{2}{\rho} - \gamma^2 \right) U = 0$$

shaklida yozamiz. Ushbu tenglama 61masala yechilgan masalaga to'g'ri keladi. l ni s bilan almashtirish orqali uni biroz boshqacha yechish mumkin. Buning uchun $\chi =$

rU funktsiyani biz tenglamani olamiz. Odatiy usul bo'yicha

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial \rho^2} + \left(\frac{2}{\rho} - \gamma^2 - \frac{s(s+1)}{\partial \rho^2} \right) \chi = 0$$

$\chi_\infty = e^{-\gamma \rho}$ va $\gamma_0 = \rho^{s+1}$ (ikkinchi echim $\gamma_0 \sim \rho^{-s}$, $s > 0$ uchun mos kelmaydi).

$\chi(\rho) = e^{-\gamma \rho} \rho^{s+1} \cdot f$ ning echimi f gunksiyasi

$$\rho \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + [2(s+1) - 2\gamma \rho] \frac{df}{d\rho} - 2[\gamma(s+1) - 1]f = 0$$

Yechim seriyasi ko'rinishida topiladi;

$$f = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \rho^k$$

koeffitsientlarini nolga tenglashtirsak, biz ρ^k

ni olamiz.

$$a_{k+1} = a_k \frac{2[\gamma(k+s+1)-1]}{(k+1)(k+2s+2)} \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$$

Shuningdek, f ga aylanmagani aniq $\rho \rightarrow \infty$ chegara munosabatidan kelib

chiqib, $e^{2\gamma \rho}$ (ko'rinib turibdiki paralellik bog'liqligi $\frac{a_{k+1}}{a_k} = \frac{2\gamma}{k}$) buzish kerak, ya'ni

kerak,

$$\gamma = \sqrt{-\frac{2\hbar^2 E}{\mu e^4}} = \frac{1}{k+s+1}$$

Shunday qilib, zarrachalarning energiya darajasi formulasi bilan aniqlanadi

$$E_{ks} = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2 (k+s+1)^2}$$

bu erda $k = 0, 1, \dots$ $as = \frac{1}{2} + \sqrt{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2 - \frac{2\mu C}{\hbar^2}} \approx l - \frac{\mu C}{\hbar^2 \left(l + \frac{1}{2}\right)},$

agar $\frac{2\mu C}{\hbar^2} \ll l + \frac{1}{2}$. Agar bu $k + l + 1 = n$ asosiy kvant raqami, keyin $E_{nl} =$

$$-\frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \left[n - \frac{\mu C}{\hbar^2 \left(l + \frac{1}{2}\right)} \right]^2}$$

n va l ga bog'liq bo'lib chiqadi va bu darajalarga mos keladigan funktsiyalari

$$\psi(r, \theta, \varphi) = e^{-\gamma \rho} \rho^s \sum_{\rho=0}^{\infty} a_{\rho} \rho^{\rho} P_{lm}(\cos \theta) e^{im\varphi}$$

l va m raqamlariga bog'liq. Shunday qilib, E_{nl} [buzilish $(2l + 1)$ marta ekanligi aniqlandi (chunki $m = 0, \pm 1, \dots, \pm l$)

10-Amaliy dars

Atom tuzilishi. Atomdagi "elektron buliti". Atomning Rezerfort va Bor modelining talqini

89. Operatorlar tuzing $\frac{d\hat{r}}{dt}$ va $\frac{d\hat{p}}{dt}$.

Yechish; Biz

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{\partial \hat{L}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} (\hat{H}\hat{L} - \hat{L}\hat{H})$$

umumiy ta'rifidan foydalanamiz. $\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2\mu} + \hat{V}(r)$, $\frac{\partial r}{\partial t} = 0$, chunki $\hat{x}\hat{y} - \hat{y}\hat{x} = 0$ va

$\hat{r}\hat{V} - \hat{V}\hat{r} = 0$ r ning har ikkala komponenti uchun ham to'g'ri bo'ladi:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{i}{2\mu\hbar} (\hat{p}^2\hat{r} - \hat{r}\hat{p}^2),$$

keyin $r = i\hat{x} + j\hat{y} + k\hat{z}$ va $\hat{p}^2 = \hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2$ yozib, $\hat{p}_x\hat{y} - \hat{y}\hat{p}_x = i\hbar\delta_{xy}$ kvant

mexanikasining asosiy bog'liqligini o'rniga qo'yish orqali ,

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{i}{2\mu\hbar} [i(\hat{p}_x^2\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x^2) + j(\hat{p}_y^2\hat{y} - \hat{y}\hat{p}_y^2) + k(\hat{p}_z^2\hat{z} - \hat{z}\hat{p}_z^2)]$$

Lekin $\hat{p}_x^2\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x^2 = \hat{p}_x^2\hat{x} - \hat{p}_x\hat{x}\hat{p}_x + \hat{p}_x\hat{x}\hat{p}_x - \hat{x}\hat{p}_x^2$ va juftlarni bir-biriga bog'lab, biz

birinchi juftlikning chapini va ikkinchisining umumiy $\hat{p}_x$ xadlarni qavslashimiz

mumkin. Keyin $\hat{p}_x^2\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x^2 = -2i\hbar\hat{p}_x$ va shuning uchun

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{i}{2\mu\hbar} (-2i\hbar\hat{p}_x) \{i\hat{p}_x + j\hat{p}_y + k\hat{p}_z\} = \frac{\hat{p}}{\mu}.$$

operatori $\hat{p}$ ham aniq vaqtga bog'liq emas va

$$\frac{d\hat{p}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}\hat{p} - \hat{p}\hat{H}].$$

bo'lganligi sababli, bu ifoda uni $\hat{p}_x\hat{p}_y - \hat{p}_y\hat{p}_x = 0$ uzatishda taqdim etishda

kamayadi. Keyin

$$\frac{d\hat{p}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{V}\hat{p} - \hat{p}\hat{V}]$$

x -bog'liqligini hisoblaymiz va shunday $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, $\hat{V} = V(x, y, z)$ va ifodasini

hisoblash

$$(Vp - pV)\psi(r) = -i\hbar(V \cdot \nabla\psi - \nabla(V\psi)) = i\hbar(\nabla V) \cdot \psi,$$

biz olamiz

$$\frac{d\hat{p}}{dt} = -\nabla V = F$$

Boshqa vakilliklarga o'tish paytida kommutatsion aloqalar o'zgarmas ekan, bu aloqalar doim ham amal qiladi.

90. $\hat{L}^2$ burchak momentumining maydoni va uning $\hat{L}_z$ proektsiyasi qanday sharoitda harakat integrallari bo'lishi mumkinligini aniqlang.

Yechish; Kommutativning odatiy qoidalariga ko'ra

$$\frac{d\hat{L}_z}{dt} = \hat{x} \frac{\partial \hat{V}}{\partial y} - \hat{y} \frac{\partial \hat{V}}{\partial x},$$

$\hat{L}_z$ ifodasi OZ simmetriya o'qi bilan sohadagi harakatning ajralmas bo'lakidir;

$$\frac{d\hat{L}^2}{dt} = i\hbar(\Delta_{\theta\varphi}V - V\Delta_{\theta\varphi}) = 0$$

maydon markazidagi kuch, qachonki $V = V(r)$.

91. Agar Gemiltoni $\hat{H} = \frac{(\hat{p} - eA)^2}{2m} + e\varphi(r, t)$ (ifodasi bilan berilgan bo'lsa) harakat tenglamalarini toping, bu erda $A = A(r, t)$.

Yechish; Koordinatalarni va impul'slarni kommutativ qilish qoidalaridan

foydalanib: $\hat{p}_x \hat{y} - \hat{y} \hat{p}_x = i\hbar \delta_{xy}$, $\frac{d\hat{x}}{dt}$ biz avval tuzamiz. Sodda ko'rinishda $\hat{P}_x = \hat{p}_x - eA_x$ ni belgilaymiz. $\hat{x}$ ni kammutativ $\hat{P}_y$ va $\hat{P}_z$ bilan almashganda (va yana $e\varphi$),

keyin

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{x}}{dt} &= \frac{i}{\hbar} (\hat{H}\hat{x} - \hat{x}\hat{H}) = \frac{i}{2\hbar\mu} (\hat{P}_x^2 \hat{x} - \hat{x} \hat{P}_x^2) = \frac{i}{2\hbar\mu} [\hat{P}_x (\hat{P}_x \hat{x} - \hat{x} \hat{P}_x) + (\hat{P}_x \hat{x} - \hat{x} \hat{P}_x) \hat{P}_x] \\ &= \frac{\hat{P}_x}{\mu} \end{aligned}$$

Biz $\frac{d\hat{P}_x}{dt} = \frac{d}{dt} (\hat{p}_x - eA_x)$ ni yaratamiz. $A(r, t)$ ning t ga bog'liq bo'lishi mumkinligi

$$\frac{\partial \hat{P}_x}{\partial t} = -e \frac{\partial \hat{A}_x}{\partial t} \text{ ni va}$$

$$\frac{\partial \hat{P}_x}{\partial t} = -e \frac{\partial \hat{A}_x}{\partial t} + \frac{i}{2\hbar\mu} [\hat{P}_y^2 \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_y^2 + \hat{P}_z^2 \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_z^2] + \frac{ie}{\hbar} (\hat{\varphi} \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{\varphi}) -$$

Shubhasiz,

$$\hat{\varphi} \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{\varphi} = \hat{\varphi} \hat{p}_x - \hat{p}_x \hat{\varphi} = i\hbar \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial x},$$

Belgilaymiz

$$\hat{D} = \hat{P}_y^2 \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_y^2 = \hat{P}_y (\hat{P}_y \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_y) + (\hat{P}_y \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_y) \hat{P}_y$$

Avval qo'yamiz

$$\hat{P}_y \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_y = (\hat{p}_y - eA_y)(\hat{p}_x - eA_x) - (\hat{p}_x - eA_x)(\hat{p}_y - eA_y) = -e(\hat{p}_y \hat{A}_x - \hat{A}_x \hat{p}_y + \hat{A}_y \hat{p}_x - \hat{p}_x \hat{A}_y);$$

$$\text{Kabi } \hat{p}_y \hat{A}_x - \hat{A}_x \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial \hat{A}_x}{\partial y} \text{ gacha}$$

$$\hat{P}_y \hat{P}_x - \hat{P}_x \hat{P}_y = -i\hbar e \left(\frac{\partial \hat{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \hat{A}_x}{\partial y} \right) = -i\hbar e (\text{rot } A),$$

Va

$$\hat{D} = -i\hbar e (\hat{P}_y \hat{B}_z + \hat{B}_z \hat{P}_y), \text{ bu erda } B = \text{rot } A.$$

Shunday qilib:

$$\frac{d\hat{P}_x}{dt} = -e \frac{\partial \hat{A}_x}{\partial t} - e \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x} + \frac{e}{2\mu} \{ \hat{P}_y \hat{B}_z + \hat{B}_z \hat{P}_y - \hat{P}_z \hat{B}_y - \hat{B}_y \hat{P}_z \},$$

Shunday $-\frac{\partial \hat{A}_x}{\partial t} - \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x} = E_x$, olingan Lorents kuchining operator ko'rinish

$$\frac{d\hat{P}_x}{dt} = -eE_x + \frac{e}{2} (\hat{y} \hat{B}_z + \hat{B}_z \hat{y} - \hat{z} \hat{B}_y - \hat{B}_y \hat{z})$$

bu erda E - kuchlanish elektr maydoni, B - magnit maydon induktsiyasi.

11-Amaliy dars

Elektronning spini. Elektron va atomning harakat miqdorlarini turli momentlarini qo'shish. Bog'lanish turlari.

97. Elektr maydoni doimiysi E, metall chegarasi $x = 0$ bo'lgan uzatilish

koeffitsientini va oqim zichligini aniqlang.

Yechish;. Agar biz kelib chiqishini metall - vakuum interferensiyasida aniqlasak, u holda elektronning metall dan chiqishiga to'sqinlik qiluvchi kuchlarni tavsiflash uchun biz metaldagi elektronlarning potentsial energiyasi vakuumdagi energiyasidan V_0 da kam deb taxmin qilamiz, ya'ni $V_0 = 0$ ni $x < 0$ ga qo'yamiz, $x > 0$ (metallda) va $V_0 = V$.

OX normal holatda bo'lsin. Agar tashqi elektr maydoni bu yo'nalishda qo'llanilsa, $x > 0$ uchun potentsial energiya teng bo'ladi $V(x) = V_0 - e|E|x$ va elektronning bunday to'siqdan chiqib ketish ehtimoli uzatish koeffitsienti bilan aniqlanadi,

$$D = D_0 e^{-2 \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{V(x) - E_x} dx}$$

integralning holatni hisoblashda masala bir o'lchovli deb hisoblanadi. Faqat OX va $E_x = \frac{p_x^2}{2m}$ o'qlari bo'ylab harakat muhim, bu harakat bilan bog'liq energiyani anglatadi.

x_1 va x_2 nuqtalar $V(x_1) = V(x_2) = E_x$ shartlaridan aniqlanadi. Bizning $x_1 = 0$ va x_2 muammomiz uchun

$V_0 - e|E|x_2 = E_x$ tenglikdan topamiz. Keyin

$$\int_0^{x_2} \sqrt{V_0 - E_x - e|E|x_2} dx = -\frac{2}{3e|E|} (V_0 - E_x - e|E|x_2)^{\frac{3}{2}} \Big|_0^{x_2} = \frac{2}{3e|E|} (V_0 - E_x)^{3/2}$$

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar e|E|} (V_0 - E_x)^{3/2} \right]$$

ya'ni D bilan o'sadi va $|E|$ va E_x bo'yicha.

Agar dn oralig'ida ifodaga ega bo'lgan metall ichidagi elektronlar soni (birlik hajmiga)da bo'lsa, u holda metalldan OX o'qi tomon kelib chiqadigan elektr tokining zichligi

$$j = e \int v_x dn D, \text{ bu erda } v_x = \frac{p_x}{m};$$

integrali p_y va p_z ning barcha qiymatlaridan va $p_x > 0$ dan oshadi. Elektron gazi o'ta buzuq deb hisoblasak (ya'ni $T = 0$ bilan bir xil bo'lsa), biz hosil qilamiz

$$dn = 2 \frac{dp_x dp_y dp_z}{h^3}$$

(holatning o'rtacha bandligi 1teng) $\frac{p^2}{2m} \leq \zeta$ uchun, bu erda ζ maksimal energiya, ya'ni

kimyoviy potentsial darajasi, va

$$dn = 0 \text{ va } \frac{p^2}{2m} > \zeta.$$

Shunday qilib, silindrsimon koordinatalarga impul's sathga o'tib, $p_y = \rho \cos \varphi$, $p_z =$

$\rho \sin \varphi$ ni qo'yib yozishimiz mumkin

$$j = \frac{2e}{h^3} \int_0^{\sqrt{2m\zeta}} dp_x \int_0^{\sqrt{2m\zeta - p_x^2}} \rho d\rho = \int_0^{2\pi} d\varphi v_x D(v_x),$$

almashtirish $\eta = \zeta - E_x$, $d\eta = -v_x dp_x$ va integrallash φ va ρ orqali birlashishni amalga oshirsak,

$$j = \frac{4\pi em}{h^3} \int_0^\zeta \eta d\eta D(\eta)$$

$$D(\eta) = D_0 \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar e|E|} (V_0 - \zeta + \eta)^{3/2} \right].$$

bo'ladi, chunki $D(\eta)$ ortib bormoqda η juda tez pasayadi, keyin kichik η harflari asosiy rol o'ynaydi. Shuning uchun η qatoridagi eksponentni kengaytirish orqali $\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar e|E|} (V_0 - \zeta)^{3/2} = q$ va $\frac{\eta}{V_0 - \zeta} = \xi$ ni belgilaymiz, integrallash chegaralarini ξ ni cheksizlikda yoyish va olishimiz mumkin. orqali uzaytirib bo'lmaydi

$$j = D_0 \frac{4\pi em}{h^3} e^{-\frac{2}{3}q} (V_0 - \zeta)^2 \int_0^\infty e^{-q\xi} \xi d\xi = D_0 \frac{4\pi em}{h^3} \frac{(V_0 - \zeta)^2}{q^2} e^{-\frac{2}{3}q}$$

$$= A|E|^2 \left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3|E|\hbar e} (V_0 - \zeta)^2 \right]$$

98. Agar λ to'siqning shaffoflik koeffitsientining α -parchalanish doimiyligi $\lambda = nD$ bilan D bog'liq bo'lsa, λ ni hisoblang, agar potentsial model quyidagicha ko'rsatilgan bo'lsa: $V = -V_0$ uchun, va $r \leq r_0$ a-zarralar yadro bilan o'zaro ta'sirlashganda, zaryadi Ze , Koulomb qonuniga binoan $r_0 \ll \frac{2Ze^2}{E}$ deb faraz qiling.

Yechish; Yadrodagi alfa zarra chuqur potentsial o'radadir; $r = r_0$ uchun $V = -V_0$ deb taxmin qilishimiz mumkin; r_0 yadro kuchlarining harakat radiusini tavsiflaydi. $r \gg r_0$ (yadro tashqarisida) $V = \frac{2Ze^2}{r}$ vertikal chiziqli bilan $r = r_0$ bilan chegaralangan va $r > r_0$ giperbola tomonidan $V = \frac{2Ze^2}{r}$ bilan chegaralanadi

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{r_0}^{r_2} \sqrt{\frac{2Ze^2}{r} - E} dr \right) \quad (1)$$

E- to'siqdan o'tgan zarrachaning energiyasi, to'siqdagi zarracha hodisasining r_0 va r_2 burilish nuqtalari $V = E$, ya'ni $r_2 = \frac{2Ze^2}{E}$.

(1) formuladagi integralni hisoblash uchun biz $\cos^2 u = \frac{r}{r_2}$; aniq, $r = r_2$, $u = 0$ va $\cos^2 u_0 = \frac{r_0}{r_2}$ deb, biz

$$I = \int_0^{u_0} \sqrt{\frac{1}{\cos^2 u} - 1} \cdot 2 \sin u \cdot \cos u du \cdot \sqrt{E} \cdot \frac{2Ze^2}{E} = \frac{2Ze^2}{\sqrt{E}} \left[u_0 - \frac{\sin 2u_0}{2} \right]$$

yo'zamyiz. $\sqrt{\frac{r_0}{r_2}} \ll 1$ deb taxmin qilsak,

$$u_0 = \arccos \sqrt{\frac{r_0}{r_2}} = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{r_0}{r_2}}$$

qatorlarini kengaytiramyiz. Unda

$$\sin 2u_0 \approx 2 \sqrt{\frac{r_0}{r_2}}$$

Shunday qilib,

$$I = \frac{2Ze^2}{\sqrt{E}} \left[\frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{r_0}{r_2}} \right]$$

Va

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{4}{\pi} \left(\frac{\pi Ze^2}{v_\infty} + \sqrt{2mZe^2 r_0} \right) \right]$$

bu erda $v_\infty = \sqrt{2mE}$ bu yadrodan uzoqroq masofada o'lchanadigan α -zarra tezligi,
bu erda $V = 0$ va

$$\lambda = nD_0 \exp \left[-\frac{4}{\pi} \left(\frac{\pi Ze^2}{v_\infty} + \sqrt{2mZe^2 r_0} \right) \right].$$

99. OZ o'qi bo'ylab yo'naltirilgan induksiya B bilan magnit maydondagi erkin elektronning energiya tenglamasini aniqlang.

Yechish; Magnit induksiyon yo'nalishi bo'yicha OZ o'qini tanlash va vektor potentsialining tarkibiy qismlarini $A_x = -By$, $A_y = A_z = 0$ shaklida yozish mumkin, qisqacha tenglamani yozish mumkin

$$\frac{(p - eA)^2}{2\mu} \psi = E\psi$$

Korinishdagi

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi - \frac{i\hbar}{\mu} eBy \frac{d\psi}{dx} + \frac{e^2}{2\mu} B^2 y^2 \psi^2 = E\psi \quad (1)$$

tenglamani formaga kamaytirishimiz mumkin, chunki uning koeffitsientlari mustaqil. x va z dan iborat bo'lsa, u holda ψ ni

$$\psi = e^{i\alpha k} \cdot e^{i\beta k} \cdot f(y)$$

shaklida topamiz va ψ in (1) ni almashtirgandan so'ng f:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 f}{dy_1^2} + \frac{\mu\omega_0^2}{2} y_1^2 f = \varepsilon f,$$

uchun tenglamani olamiz. $\omega_0 = \frac{eB}{\mu}$; $\varepsilon = E_0 - \frac{\hbar^2\beta^2}{2\mu}$; $y_1 = y + \frac{\hbar\alpha}{eB}$ kiritiladi.

Bir o'lchovli garmonik ossillyator uchun tenglama olinadi. O'lchovsiz koordinata bilan tanishtirishda $\xi = \sqrt{\frac{\mu\omega_0}{\hbar}} y_1$, biz 52-masalaga ko'ra, yechimini

$$f_n(y_1) = C e^{-\xi^2/2} H_n(\xi)$$

(H_n - Ermit polinomlari) va

$$\varepsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_0; n = 0, 1, 2, \dots,$$

yoki magnit maydonidagi elektronning to'liq ishlashi va energiyasi uchun:

$$\begin{aligned} \psi_{n\alpha\beta} &= C_n e^{i(\alpha x + \beta z)} e^{-\xi^2/2} H_n(\xi); \\ E_{n\beta} &= \frac{e\hbar}{2\mu} B(2n + 1) + \frac{\hbar^2\beta^2}{2\mu}. \end{aligned}$$

Normallashtirish holatidan biz

$$C_n = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\mu\omega_0}{\pi\hbar}} \frac{1}{\sqrt{2^n \cdot n!}}$$

topamiz. Energiya spektri OZ o'qi bo'ylab magnit induksiya yo'nalishi bo'yicha uzluksiz va perpendikulyar harakatga nisbatan diskretdir.

KVANT FIZIKASI

I. Elektromagnit to'liqlarning korpuskulyar xossalari.

Fotoeffekt

Elektromagnit to'liqlarni ochiq tebranuvchi kon-turda elektr zaryadi tebranishi natijasida hosil qilgan G.Gerts (1887) metal elektrodlar orasida chaqmoq paydo bo'lishini kuzatgan edi. Chaqmoqning uzunligi elektrod-lardan biri, aniqrog'i katodni, ultrabinafsha nurlar bi-lan yoritilganda katta bo'lishi ham o'sha paytda kuza-tilgan edi. Katodga tushuvchi ultrabinafsha nurlari chaqmoqning plastinkalar orasidan o'tishini osonlashtir-gan. Bu hodisa V.Galvaks, A.Stoletov, P.Lenard va boshqalarning yangi tajribalar qilishiga turtki bo'ldi. Natijada kuzatilgan hodisaning asl mohiyati tushunib etildi va unga *fotoeffekt* deb nom berildi. Elektroskop plastinkasiga tushuvchi yorug'lik uni zaryadsizlantirishi oldindan ma'lum edi. P.Lenard 1900 yili tajriba o'tkazib katod ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda undan elek-tronlar uchib chiqishini isbotladi. Albatta katoddan elek-tronlar biror tezlik bilan uchib chiqadi va anodga etib bo-radi (1-surat). Bu fikr ham tajribada o'z isbotini topdi. Chunki elektrodlar orasidagi tokni teskari potentsiallar ayirmasini qo'yib yo'qatish mumkin bo'ldi. Xuddi shu kabi birlik vaqt ichida katoddan uchib chiquvchi elektron-lar soni yorug'lik oqimi zichligiga to'g'ri proporsianalligi ham aniqlandi. Qo'lga kiritilgan eksperimental faktlarni yig'ib *fotoeffekt*ning uch qonunini talaffuz etsak bo'ladi. Fotonga nisbatan qutblanish tushunchasini qo'llashdan oldin fotonning o'zi haqida bir ikki so'z aytish joiz. Foton deganda elektromagnit nurlanishi bilan bog'liq fizikaviy ob'ekt tushuniladiki, u elektromagnit nurlanish-ning modda bilan ta'sirlashganida $E = \hbar\omega$ energiyaga va $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ impulsiga ega bir to'liq ob'ekt sifatida o'zini namoyan etadi. Fotonni bo'laklab bo'lmaydi va u hamma vaqt bir to'liqdir. Fotonni fazoda yoyilgan ob'ekt sifatida tasavvur etish ham noto'g'ridir. Fotonni fazoda biror bir traektoriya bo'yicha harakatlanuvchi nuqtaviy zarra deb ham qarab bo'lmaydi. Chunki bu tasavvurot bar-cha tajribalarga ziddir. Yuqoridagilarni inobatga olib fotonga nisbatan qutblanish tushunchasini uning xos-salariga emas, balki uning harakati holatiga nisbatan qo'llash mumkin degan xulosaga kelimiz.

1. Katod materiali turiga bog'liq bo'lgan va undan kichik chastotalarda *fotoeffekt* kuzatilmaydigan, *fotoeffekt*ning qizil chegarasi deb nom olgan mini-mal chegaraviy chastota mavjud. Kichik chasto-tali nurlanish bilan qancha yoritilmasin yoki uning intensivligi qancha katta bo'lmasin *fotoeffekt kuza-tilmaydi* (Fig.2).
2. Katoddan uchib chiqubchi elektronlar energiyasi turlicha, 0 dan $mv_{max}^2/2$ oralig'ida, bo'ladi va u nurlanish intensivligiga bog'liq bo'lmay, balki nurlanish chastotasiga to'g'ri proporsional (Fig.3).

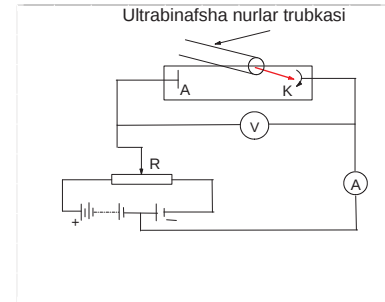


FIG. 1: Kompton effektini kuzatishga mo'ljallangan tajriba uskunasi elektr sxemasi. Ultrabinafsha nurlar K katodga tushib elektronlarni urib chiqaradi va bu elektronlar anod A ga etib oladi. Vakuum trubkadagi potentsiallar ayirmasi R qarshilik yordamida o'zgartirilishi mumkin.

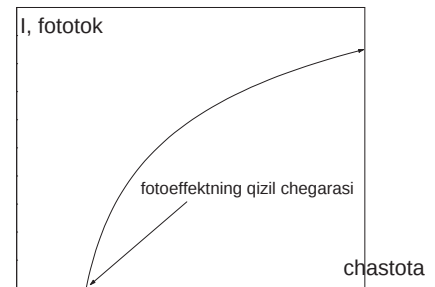


FIG. 2: Fototokning chastotaga bog'liqligi. Yorug'lik oqimi intensivligi va vakuum trubkada potentsiallar ayirmasi doimiy, $S = 0$, $V = 0$.

3. Nurlanish chastotasi doimiy holda vaqt birligida ka-toddan uchib chiquvchi elektronlar soni yorug'lik oqimi energiyasi zichligi yani yorug'lik inten-sivligiga tog'ri proporsioanl (Fig.4).

*Fotoeffekt*ni klassik fizika qonunlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Klassik fizika qonunlariga ko'ra elektron to'liqning elektr maydoni ta'sirida tebrana-tebrana amplitudasini oshirib oxirida atom va metal sirtidan chiqib ketishi kerak. Ammo, bu manzara bilan topilgan elek-tronning chiqish vaqti juda katta ($\sim 10^4$ s) bo'lishi lozim. Tajribalar esa katodning nurlanish vaqti va elektronlar uchib chiqishi vaqti orasidagi farq 10^{-9} s dan kam ekan-ligini ko'rsatadi. Klassik fizika qonunlariga oid atom-dan uchib chiquvchi elektronlarning soni yorug'lik inten-sivligiga to'g'ri proporsional bo'lishi lozim. Biror chegaraviy chastotadan past chastotalarda elektronlarn-ing katod sirtidan uchib chiqmasligini ham klassik fizika

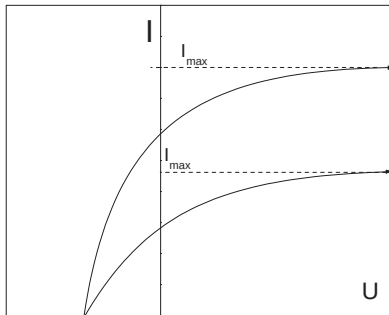


FIG. 3: Fototokning potentsiallar ayirmasiga bog'liqligi, $S = 0, \omega = 0$.

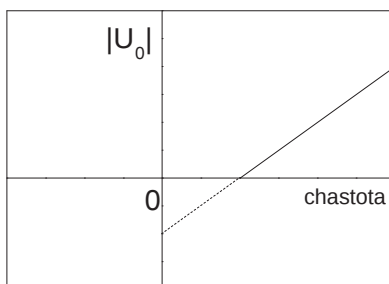


FIG. 4: Tormozlavchi potentsial ayirmasi U_0 ning chastota ω ga bog'liqligi.

nizomlariga binoan tushuntirib bo'lmadi. Xullas klassik fizika fotoeffekt oldida ojislik qilardi. Bu muammoni echish uchun yangi ko'z qarash va fikrlar kerak edi. 1900 yili qora jism nurlanish qonuniyatlarini tushuntirib berish uchun M.Plank atom energetik holarlari diskret bo'lishi va nurlanishni portsiya shaklida yutishi va chiqarishi mumkin degan g'oyani ilgari surgan edi. Uning fikriga ko'ra atomning qo'shni diskret holatlari energiyalari farqi

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

ga teng ekan. Bu yerda $\hbar$ Plank doimiysi, uning qiymati SI sistemasida $1.05459 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ ga teng, va ω nurlanish chastotasi. Shu o'rinda aytish lozimki, M.Plank elektromagnit to'lqinning nurlanishining energetik strukturasini ko'rib chiqmagan. 1905 yili A.Einshtein *fotoeffekt*ni tushuntirish uchun quyidagi yangi fikr taklif etti: *yorug'lik to'lqini energiyasi oqimi uzluksiz bo'lmay, energiyaning diskret portsiyalari kvantlar oqimidan iborat*. Energiyanin bu kvanti *foton* deb

nom oldi.

ω chastotali yorug'likka mos keluvchi foton energiyasi $E = \hbar\omega$ formula bilan topiladi. Katodda foton elektron bilan to'qnashib unga o'zining barcha energiyasini beradi. Ammo erkin elektron bilan bo'lgan to'qnashuvda barcha energiyasini bera olmaydi. Metalda esa elektronlarni erkin deb bo'lmaydi, chunki ular bir birlari bilan va kristal panjara ionlari yoki atonlari bilan ta'sirlashadi. Agar yutilgan energiya elektronni metalda ushlab turgan kuchlarni yenga olsa elektron metaldan chiqishi mumkin. Albatta bu jarayonda energiyaning saqlanish qonuni bajariladi va uni quyidagicha yozish mumkin

$$\hbar\omega = A + \frac{mv_{max}^2}{2}. \quad (2)$$

Bu yerda A - elektronning metaldan chiqish ishi, $mv_{max}^2/2$ - elektronning metal sirtidan chiqqan paytidagi maksimal kinetik energiyasi. (2) munosabat fotoeffekt uchun Einshtein tenglamasi deb ataladi. (1) va (2) tenglamalar fotoeffektning barcha xususiyatlarini tushuntiradi. Yorug'lik energiyasi oqimi zichligi fotonlar oqimi zichligiga to'g'ri proporsional yani $1 m^2$ ko'ndalang kesim yuzini 1 s da kesib o'tuvchi fotonlar soniga. Katod sirtidan urib chiqarilgan elektronlar soni esa fotonlar oqimi zichligiga to'g'ri proporsional (Fotoeffektning 3- qonuni). (2) tenglamaga muvofiq fotoelektron kinetik energiyasi faqat foton energiyasiga bog'liq bo'lib, fotonlar soniga yani yorug'lik intensivligi (oqimi zichligiga) ga bog'liq emas (Fotoeffektning 2- qonuni). Yana shu (2) tenglamaga muvofiq agar katodni yorutuvchi nurlanish fotoni energiyasi elektronning metaldan chiqish ishidan kichik bo'lsa fotoeffekt kuzatilmaydi (Fotoeffektning 1- qonuni). Fotoeffektning qizil chegarasi ω_{ch} tajriba yordamida topiladi va odatda mos ravishda to'lqin uzunliklarida keltiriladi λ_{ch} . Elektronning chiqish ishi esa (2) formuladan $v_{max} = 0$ bo'lganda topiladi

$$A = \hbar\omega_{ch}. \quad (3)$$

Elektronning chiqish ishi har xil metallar uchun turlicha va odatda bir nechta eV ni tashkil etadi. Quyidagi jadvalda bazi metallar uchun chiqish ishi va fotoeffektning qizil chegaralari berilgan.

metal	A	λ_{ch}, nm
kaliy	2,25	551
natriy	2,28	543
mis	4,48	277

1914-1916 yillar amerikalik fizik R.E.Milliken (1868-1953) juda nozik tajribalar o'tkazib (1) va (2) formulalarning to'g'riligini isbotladi. Bundan tashqari Plank doimiysining juda aniq qiymati ham topildi $h = 6,56 \cdot 10^{-34} J \cdot s$. Yuqorida ko'rib chiqilgan hodisa *tashqi fotoeffekt* deb ataladi. Tashqi fotoeffektdan farqli *ichki fotoeffekt* ham mavjud. Ichki fotoeffektda foton o'z energiyasini metall yoki umuman qattiq jism ichidagi bog'langan elektronga beradi va uni erkin elektronga aylantiradi, ammo elektron qattiq jism sirtidan chiqib

ketmaydi. Ichki fotoeffekt natijasida qattiq jism hajmida erkin elektronlar soni ortadi. Yadroviy fotoeffekt deb ataluvchi hodisada juda qisqa to'lqin uzunligiga ega bo'lga elektromagnit nurlanish (rentgen yoki γ nurlanish) atom yadrosi tomonidan yutiladi va unda nuklon (proton, neytron) lar uchib chiqadi.

FOTON IMPULSI

Jism sirtiga tik ravishda chastotasi ω bo'lgan yorug'lik oqimi tushayotgan va u to'laligicha yutilayotgan bo'lsin. Klassik elektrodinamikada *yorug'likning jism sirtiga ko'rsatuvchi bosimi yorug'lik elektromagnit maydoni energiyasi zichligi w ga teng ekanligi ko'rsatilgan*. Har bir foton $\hbar\omega$ energiyani tashuvchisi ekanligini inobatga olsak, fotonlar kontsentratsiyasi $w/\hbar\omega$ bo'ladi. Foton tezligi yorug'lik tezligi c bo'lsa, vaqt birligida jismning birlik sirtiga tushuvchi fotonlar soni $cw/\hbar\omega$ ga tengdir. Energiya va massa orasidagi universal bog'lanishni inobatga olib, energiyaga ega foton massaga va impulsiga ham ega bo'lishi lozim degan xulosa kelib chiqadi. Demak fotonning jismga yutilishi natijasida fotonlar jismga bosim ham ko'rsatishi lozim. Fotonlarning jism sirtiga tik tushushida ko'rsatilgan bosim vaqt birligi ichida birlik sirtida yutilgan fotonlar impulsarlari yig'indisiga tengdir. Bu impulsar yig'indisi yani bosim $pcw/\hbar\omega$ dir, bu yerda p - foton impuls. Lekin yuqorida aytilgan fikrga ko'ra

$$\frac{pcw}{\hbar\omega} = w. \quad (4)$$

Bu yerdan foton impuls uchun

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar k \quad (5)$$

ekanligini topamiz. (5) formuladagi $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ - to'lqin son, $\lambda = cT = 2\pi/\omega$ - to'lqin uzunligi, T - to'lqin davri. (5) formulani energiya va massa orasidagi bog'lanish Einstein formulasidan ham topish mumkin. Rostdan ham $m = E/c^2 = \hbar\omega/c^2$. Foton impulsu esa $p = mc = \hbar\omega/c$. Shuni takidlab o'tish joizki foton tinch tura olmaydi, aksincha doimo yorug'lik tezligi bilan harakatlanadi. Shu bois fotonning tichlikdagi massasi nolga teng deb qabul qilamiz. Impuls vektor miqdor bo'lganligi sababli (5) ifodani umumiy qilib

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (6)$$

deb yozsak bo'ladi. Bu yerda $\vec{k}$ - to'lqin vektori, uning yo'nalishi to'lqin frontiga tik bo'ladi. Fotoeffekt hodisasida elektromagnit to'lqinining yani yo'rug'likning korpuskulyar tabiati namoyan bo'ladi. Ammo selektiv fotoeffekt den nom olgan hodisada fotonlatning to'lqin tabiati ham namoyan bo'ladi.

Kompton effekt

V.K.Rentgen (1845-1923) tomonidan 1895 yili katta chastotali va keyinchalik uning nomi bilan ataluvchi elektromagnit to'lqinining kashf etilishi (ba'zida X- nurlar

deb ham yuritiladi) mazkur nurlanishning moddada sochilishi qanday bo'ladi degan masalani o'rtaga qo'ydi. O'sha paytda ko'pchilik tomonidan qabul qilingan atomning modeli mavjud edi. Bu modelni J.J.Tomson taklif etgan va unga ko'ra atom bir tekis musbat zaryadlangan mikro ob'ekt bo'lib uning ichiga elektronlar qistirilib qo'yilgan. Atom to'laligicha neytral. Atom tarkibidagi elektronlar tashqi elektromagnit nurlanishning elektr maydoni ta'sirida tebranib o'zlari ikkilamchi va sochilgan to'lqin manbalari bo'ladilar. Elektronlar tebranish chastotasi tushuvchi to'lqin chastotasiga teng, shu bois sochilgan to'lqin chastotasi tushuvchi to'lqin chastotasiga teng. Elektromagnit nurlanishning atomlardan bu yo'sinda sochilishi J.J.Tomson tomonidan birinchi marta 1900 yili nazariy jihatdan o'rganib chiqilgan va u *tomson sochilishi* deb ataladi. Klassik elektrodinamikada elektromagnit nurlanishning erkin elektronda sochilishi ham tomson sochilishi hisoblanadi. Tomson sochilishiga muvofiq sochilishning ehtimolliigi yoki ko'ndalang kesimi to'lqin uzunligiga bog'liq emas. Rentgen nurlarining atomlarda sochilish tomson sochilishi, ko'rinuvchi yorug'likning atomlarda sochilishi chastotaga bog'liqdir va u reley sochilishi deb ataladi. 1909 yili Barkl rentgen nurlarining sochilishini o'rgandi. Uni sochilgan nurlarning turli yo'nalishlar bo'yicha taqsimlanishi qiziqtirardi. Yumshoq rentgen nurlari uchun uning tajriba tomonidan qo'lga kiritgan natijalari tomson modeliga mos edi, ammo qattiq rentgen nurlarining sochilishi umuman tomson modeliga mos kelmadi. O'sha paytda rentgen nurlari uzunliklarini o'lchash usuli ishlab chiqilmagan edi. Faqat 1912 yili M.fon Laue va Bregg rentgen nurlarining kristalda difrajtsiyasi natijasida ularning to'lqin uzunliklarini o'lchash mumkinchiligini ko'rsatib berishdilar. A.X.Kompton 1922-1923 yillar rentgen nurlari sochilishining nafaqat burchakka bog'liqligi, balki sochilgan nur to'lqin uzunligini ham o'lchadi. Tajriba sochilgan nurlar ikki qismdan iborat ekanligini ko'rsatdi. Birining to'lqin uzunligi tushuvchi to'lqin uzunligiga teng λ , ikkinchisining to'lqin uzunligi $\lambda > \lambda_0$. Kompton $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ ayirmaning $\sin^2(\theta/2)$ ga proporsional ekanligini ko'rsatdi. Kompton natijalarini quyidagicha tushuntirish mumkin. Foton va elektron orasidagi to'qnashuvda elektron foton energiyasini to'laligicha yuta olmaydi. Shu kabi erkin elektron foton nurlatmaydi ham. Chunki bu ikkala hodisada ham energiya va impuls saqlanish qonuni bajarilishi kerak. Natijada foton elektronga faqat energiyasining biror qismini berishi mumkin va o'zining energiyasini kamaytiradi, to'lqin uzunligi ortadi. Energiya va impuls saqlanish qonuni Kompton effekti uchun quyidagicha yoziladi

$$\hbar\omega + m_e c^2 = \hbar\omega' + m_e c^2 \quad (7)$$

$$\hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}' + m \vec{v} \quad (8)$$

(7)-(8) tenglamalar sistemasini echib fotonning elektron bilan to'qnashishi natijasida to'lqin uzunligi o'zgarishini topamiz

$$\Delta\lambda = 2\lambda_e \sin^2(\theta/2). \quad (9)$$

Bu yerda $\lambda_e = 2\pi\hbar/(m_e c)$ - elektronning kompton to'liq uzunligi deb ataladi va uning qiymati $0.024 \cdot 10^{-10}m$ ga teng. (9) formula eksperimental natijalar bilan juda yaxshi mos tushadi va Kompton tajribalarini tasdiqlaydi. Bu elektromagnit to'liqlarning korpuskulyar tabiati bor ekanligini yana bir boro tasdiqlaydi. Kompton o'z tajribasida rentgen nurlarining biror qismining to'liq uzunligi o'zgarmaganligini kuzatgan. Buni fotonlarning biror qismi erkin (yoki atom bilan zaif bog'langan) elektronlar bilan emas, aksincha atomning bilan mustahkam bog'langan elektronlar bilan to'qnashuvi bilan tushuntirish mumkin. Kuchlu bog'langan elektronlar bilan to'qnashuv fotonning elektrondan taxminan 2000 marta og'ir bo'lgan atom bilan to'qnashuviga ekvivalent. Agar (9) formulada m_e o'rniga atom massasini qo'ysak to'liq uzunligining o'zgarishi juda kichik, yani 1000 marta kichik ekanligini ko'ramiz. Yuqorida yuritilgan mulohaza tabiiy yorug'lik bilan Kompton effektini kuzatib bo'lmaslikni ko'rsatadi, chunki tabiiy yorug'lik fotonlari energiyasi hatto atomning tashqi elektronlari energiyadan ham kichik. Natijada to'qnashuvda atomning barchasi ishtirok etadi. Ammo γ nurlarda Kompton effektini doimo kuzatsa bo'ladi. Yuqorida yuritilgan mulohazalarda foton va elektronni xuddi ikki zarra kabi to'qnashadi deb qarab chiqdik. Ammo sochilishning bunday qaralishi tajribada dalillanishi zarur. Ana shunday tajriba 1923 yili Bete va Vilson tomonidan, 1925 yili esa Bete va Geygerlar tomonidan qo'yildi. Bu tajribalarda individual fotonning yakka elektron bilan to'qnashish akti kuzatildi. Xususan Bete va Vilson elektroning fotonda qaytishini, Bete va Geyger esa mos tushish elektron qurilmasi yordamida qaytuvchi elektron va sochilgan fotonlarning pir paytning o'zida paydo bo'lishini ko'rsatdilar. 1925 yilga kelib Kompton va Saymon magnit maydonida joylashgan vilson kamerasida sochilgan fotonning trekini u hosil qilgan ikkilamchi fotoelektron orqali o'rganishdi va yana bir bor foton va elektronning individual to'qnashishi real ekanligini dalillashdi. 1927 yili esa qaytuvchi elektron energiyasi tajribada bevosita o'lchanib Kompton formulalari to'g'ri ekanligi isbotlandi. Vavilov metodikasi bo'yicha o'zaro kogerent to'liqlarda yorug'lik oqimining fluktuatsiyasi ham kuzatilgan. Shu kabi qutblangan to'liqlarda ham fluktuatsiyalar kuzatilib elektromagnit to'liqlari korpuskulyar tabiatini yana ko'rsatilgan.

Yorug'lik oqimi intensivligining fluktuatsiyasi

Yorug'lik energiyasi oqimi fazoda tekis taqsimlanmaganligi ma'lum. Bundan tashqari energiya alohida portsiyalar bilan tashilishi tufayli ham yorug'lik energiyasi oqimi vaqt bo'yicha ham diskretligini namoyan etishi lozim. Ammo, oddiy sharoitlarda yorug'lik oqimidagi fotonlar soni juda ko'p bo'lganligi bois oqim uzluksiz tuyuladi. Shu bois yorug'lik oqimi intensivligini kamaytirganda fotonlar soni fluktuatsiyasi oqibatida yorug'lik oqimi fluktuatsiyasi ham kuzatilishi kerak. Yorug'lik

oqimining fluktuatsiyasini tajribada kuzatishga birinchi bo'lib S.I.Vavilov (1891-1951) erishdi. Vavilov tajribasida yorug'lik oqimining fluktuatsiyasini qayid etish bevosita yuqori sezgirlikka ega odam ko'zi orqali olib borildi. Odam ko'zining sezgirlik pog'onasi mavjud. Odam biror yorug'lik oqimini sezishi uchun shu oqimdagi fotonlar soni biror minimal sondan katta bo'lishi lozim.

Foton qutblanishi

Elektromagnit to'liqining qutblanishi elektr maydoni kuchlanganligi vektori $\vec{E}$ bilan aniqlanadi. $\vec{E}$ to'liq tarqalish yo'nalishiga doimo perpendikulyar bo'ladi. Chiziqli qutblangan elektromagnit to'liqida $\vec{E}$ ning uchi nur bo'ylab harakatlanganda $\vec{E}$ va nur tekisligida yotuvchi sinusoida chizadi. Bu tekislikka perpendikulyar tekislikda to'liq magnit maydoni kuchlanganligi tebranadi va bu tekislik to'liqning qutblanish tekisligi deb ataladi. Ammo hozirgi davrda qutblanish tekisligi bu ma'noda ishlatilmaydi va doimo qutblanish tekisligi elektr maydoni kuchlanganligi tebranuvchi tekislik bilan ko'rsatiladi. Chiziqli qutblanishdan tashqari doiraviy va elliptik qutblanishlar mavjud. Yorug'likning qutblanish xossalari anizotrop muhitlarda ko'proq namoyan bo'ladi. Qutblangan to'liq oqimidagi fotonlar sonining fluktuatsiyasi qutblanish tushunchasini alohida fotonga ham qo'llab bo'lishini ko'rsatadi. Buni isbotlaydigan boshqa tajribalar ham kuzatilgan. Bunga yaqqol misol etib selektiv fotoeffektini keltirish mumkin. Selektiv fotoeffektida katodan elektronlarning urib chiqarilishi katodga tushuvchi yorug'likning qutblanishiga kuchli bog'liq bo'ladi. Fotoeffekt foton va elektronlarning to'qnashuvi bo'ganligi bois qutblanish tushunchasini bitta fotonga ham qo'llab bo'ladi.

Fotonlar interferentsiyasi

Elektromagnit to'liqlarning interferentsiyasi elektrodinamika va optika kurslarida mukammal o'rganiladi. Bu yerda esa yorug'likning interferentsiyasini fotonlar nuqtai nazaridan talqin etilishi va Viner, Yung tajribalari fotonlar modelida qanday tushuntirilishini ko'rib chiqamiz. Ma'lumki yorug'likning elektromagnit tabiati 1890 yili Viner tajribasida dalillangan edi. Tajribada bir biri tomon tarqalayotgan ikki monoxromatik yorug'lik to'liqini interferentsiyasi kuzatildi. Interferentsiya natijasida turg'un to'liq paydo bo'ladi va undagi intensivlikning koordinataga bog'liqligi

$$I = \langle E^2 \rangle = 2E_0^2 \sin^2(kz) \quad (10)$$

formula bilan ifodalanadi. Yani interferentsiya ikki to'liq superpozitsiyadir. Interferentsiya natijasida to'liq amplitudasining fazodagi qiymatlari fotoplastinka yordamida qayid etiladi. Fotoplastinkaning biror nuqtasining yorug'lik ta'sirida qorayishi o'sha joydagi yorug'lik intensivligi yani (10) bilan aniqlanadi. Ammo Viner tajribasini foton modelida talqin etishdan oldin quyidagilarni aytib o'tish lozim.

- agar yorug'lik fotonlar oqimi deb qaraladigan bo'lsa, oqimdagi fotonlar konsentratsiyasi yorug'lik

elektr maydoni amplitudasi kvadratiga to'g'ri proporsional deb hisoblashga to'g'ri keladi.

- interferentsiyani fotonlar superpozitsiyasi deb qarab bo'lmaydi.

Yuqoridagilarni va plastinka qorayishining yutilgan fotonlar soniga to'g'ri proporsional ekanligini etiborga olib Viner tajribasida tug'un to'liqida fotonlar konsrat-siyasining koordinataga bog'liqligi $\sim E_0^2 \sin^2(kz)$ bilan aniqlanadi degan xulosaga kelimiz. Yani turg'un to'liqin elektr maydoni kuchlanganligining kvadrati bilan. Fotonlar konsratrsiyasining koordinataga bog'liqligi fotonning biror traektoriya bo'ylab harakatlanadi degani emas. Buni faqat turg'un to'liqinning z nuqtasida fotonni topish ehtimoli o'sha nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligi kvadrati bilan aniqlanadi deb talqin etish mumkin.

Xuddi shunga o'xshash Yung tajribasi ham yo'rug'likning to'liqin nazariyasi g'olib chiqishida katta ahamiyat kasb etadi. Yung 1801 yili ikki monoxromatik va kogerent manbalardan interferentsiyani kuzatgan edi. Yung interferentsion manzarasi ekranda

$$I(y) = 2I_0(1 + \cos(\delta)) \quad (11)$$

formulasi bilan aniqlanadi. Bunda δ bir nuqtaga keluvchi, ammo ikki manbalardan kelgan nurlar fazarali farqi va $u \delta = 2\pi d/(\lambda l)$, d, λ, l mos ravishda manbalar orasidagi masofa, to'liqin uzunligi va manbalardan ekrangacha bo'lgan masofa. Agar ekranning biror nuqtasiga keluvchi nurlar fazalari farqi $+1$ bo'lsa o'sha jo'yda yorug'lik amplitudasi kuchayadi va aksincha -1 bo'lsa, aplituda kamayadi. Yungning tajribasini foton modelida tushuntirishda fotonga faza tushunchasini qo'llab bo'lmaydi. Chunki ikki foton bir nuqtaga tushganda ajralib chiqqan energiya ularning bosib o'tgan yo'lga bog'liq bo'lmasligi kerak. Shu bois fotonga nisbatan faza tushunchasini uning harakati holatiga qo'llash darkor. Bu yakka foton o'zi bilan o'zi interferentsiya qiladi deganidir. Interferentsion manzara to'liqinning elektr maydoni kuchlanganligi kvadratining ekrandagi qiymati bilan aniqlansa, xuddi o'sha miqdor berilgan nuqtada fotonning bo'lish ehtimolini ham anglatadi. Yung tajribasida fotonning u yoki bu tirqishdan o'tti deb ham bo'lmaydi, chunki foton biror traektoriya bo'ylab harakatlandi deb aytib bo'lmaydi.

II. Korpuskulalarning to'liqin xossalari.

Elektronlarning gaz va kristallardan o'tishida difraksiya va interferentsiya sodir bo'ladi, natijada ularning to'liqin xossalari namoyan bo'ladi. Keyinchalik barcha korpuskula (atom, yadro, molekula, va b.) lar to'liqin xossalarga ega ekanligi tajribalarda isbotlandi. Korpuskulaning to'liqin xossalari namoyon bo'lishi uning massasi va tezligiga bog'liq. Korpuskula massasi va tezligi qanchalik kichik bo'lsa uning to'liqin xossalari shunchalik aniq ko'rinadi.

Rentgen nurlari

Rentgen nurlari katta tezlikka ega elektronlarning anodga urilishi natijasida hosil qilinadi. Elektronlar bunday tezlikka yuqori vakuumli trubkada katta potentsiallar ayirmasi yordamida erishadi. Vakuum trubkadagi H metal ip yuqori haroratda bo'lib o'zidan elektronlar emissiya etadi. Emissiya etilgan elektronlar S setkakattodan o'tib S katod va A anod oralig'idagi tezlashtiruvchi elektr maydoni ta'siriga tushadi. Keyinchalik elektronlarning anod A ga urilishi natijasida rentgen nurlari paydo bo'ladi. Tezlashtiruvchi elektr maydoni potentsiallari ayirmasi odatda 100 kV yoki undan ham katta bo'lishi mumkin. Bundan tashqari rentgen nurlari tormozlangan elektron tomonidan betatron va sinxrotronlarda ham paydo bo'lishi mumkin. Rentgen nurlari to'liqin uzunli 10 va 0.001 nm oralig'ida bo'lgan elektromagnit to'liqindir. Ammo, rentgen nurlariga nisbatan bunday ko'z qarash darrov ham shakllanmadi. Rentgen o'zi kashf etgan nurlarni bo'ylama elektromagnit to'liqini deb faraz qilsa ham, bu fikrni himoya etmadi. Rentgen nurlarining tabiatini 1897 yili Stoks uncha munch to'g'ri anglab etdi. Uning fikricha rentgen nurlari tezlashgan elektronlarning katodga urilib tormozlanishi natijasida hosil bo'ladi dedi. Stoks rentgen nurlarini elektromagnit impulsi sifatida qaradi. Rentgen nurlari elektromagnit to'liqin ekanligi to'liqigicha 1912 yili Laue tajribasida o'z tasdig'ini topdi. Laue rentgen nurlarining kristal panjarada difraksiyasini kuzatib uning to'liqin tabiatga ega ekanligini va to'liqin uzunligini o'lchashga muvaffaq bo'ldi. Kristal panjaraning qo'shni parallel atomlari tekisligidan qaytgan nurlar bosib o'tgan yo'llari farqi

$$\Delta = 2d \cos \theta \quad (12)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu yerda d - qo'shni atomlar tekisligi orasidagi masofa, θ - nurning kristal sir-tiga tushish burchagi, Δ - bosib o'tilgan yo'llar farqi. Qo'shni atomlar tekisligidan qaytgan to'liqin fazalari farqi $\delta = k\Delta = (2\pi/\lambda)\Delta$ ga teng. Agar qaytgan nurlar bosib o'tgan yo'llari farqi to'liqin uzunligiga butun songa karra bo'lsa qaralayotgan yo'nalishda qaytgan nurlarning kuchayishi kuzatiladi yani

$$2d \cos \theta = m\lambda, \quad (13)$$

bu yerda $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (13) formulalar rentgen nurlarining kristalda difraksiyasini hisoblash formulalari bo'lib Bregg-Vulf formulasi deb ataladi. Bu formulada yordamida kristalga θ burchak ostida tushgan to'liqin qanday sharoitda qaytib interferentsion maksimum hosil qilishini hisoblashga imkon beradi. Umuman parallel atomlar tekisligiga tushgan to'liqinlardan faqat tushish burchagi (13) tenglikni qanoatlantirganlarigina kristaldan qytadi va interferentsion maksimum hosil qiladi. Kristalda rentgen nurlarining difraksiyasini kuza-tishning bir nechta usullari bor:

1. *Laue usuli.* Laue usulida monokristal uzliksiz spektrga ega rangtgen nurlari bilan yo'ritiladi. Monokristalning har bir parallel atomlari sistemasi (13) formulaga mufoviq berilgan burchak ostida ma'lum to'lqin uzunlikdagi nurlarni qaytaradi. Agar qaytgan nurlar oldiga fotoplastinka qo'yilsa interferentsion manzara - qora va yorug' dog'lar sistemasi - *lauegramma* kuzatiladi. Tajriba geometriyasini bila turib, kristal strukturasini va to'lqin uzunligini aniqlash mumkin.
2. *Bragg usuli.* Bu usulda kristal monoxromatik rentgen nurlari bilan yoritiladi. Monokristalni aylantirganda qaralayotgan atomlar tekisligidan nurlarning qaytishi kuzatiladi. Qaytish faqat muayyan burchaklar ostida sodir bo'ladi. Bu burchakni o'lchab va difraktsion maksimum tartibi m ni bila turib atomlar sistemasi tekisligi orasidagi masofa d ni aniqlash mumkin. Ba'zida kristalni emas, balki nurning tushish burchagini o'zgartirish qulayroq bo'ladi, kristal esa tinch turadi.
3. *Debay-Sherer usuli.* Odatda katta o'lchamga ega monokristalni laboratoriyada o'stirish juda qiyin va ko'p mehnat talab etadi. Shu bois olinishi oson bo'lgan polikristallar ustida tajriba o'tkaziladi. Polikristal bir biriga nisbatan tartibsiz ravishda joylashgan ko'p monokristallardan iborat bo'ladi. Polikristallarda rentgen nurlarining difraktsiyasini kuzatish Debay-Sherer metodiga asoslangan. Agar polikristalni monoxromatik rentgen nurlari bilan yoritilsa, polikristalni tashkil etuvchi monokristallar ichidan tushuvchi nurga nisbatan shunday jo'ylashgani topiladiki nurning tushish burchagi θ , atomlar tekisligi orasidagi masofa d (13) Vulf-Bregg munosabatini qanoatlantiradi. Tushuvchi nurlar oldiga fotoplastinka o'rnatilgan bo'lsa, tushish va qaytish nurlari aksial simmetrik bo'lganligi bois fotoplastinkada halqalar sistemasi kuzatiladi. Tajriba geometriyasi, to'lqin uzunligi va halqalar joylashishini ila turib monokristal strukturasini to'g'risida qimmatli axborot olish mumkin.

Hozirgi zamon ilmiy izlanish, texnika va sanoatda uchala metod ham keng qo'llanilmoqda. Shu metodlar yordamida rentgen nurlarining qisqa to'lqin uzunlikka ega elektromagnit to'lqin ekanligi to'la isbotlandi. Rentgen nurlari to'lqin uzunligi kristal strukturasini doimiysi atrofida. Yuqoridagi metodlarga asoslangan uskunalar yasali ularda rentgen nurlarining to'lqin uzunliklari aniq o'lchanadigan bo'ldi. Natijada hozirgi fan va texnikada katta ahamiyat kasb etuvchi *rentgenostruktura analizi* rivojlandi.

Yuqorida biz Vulf-Bregg formulasini keltirib chiqarganda rentgen nurlarining vakuumdan kristal ichiga kirishiga sinishini etiborga olmagan edik. Odatda, rentgen nurlarining kristalga kirishida sinishi juda kam va ularni etiborga olmasa ham bo'ladi. Lekin biz bu fenomenni ham inobatga oladigan bo'lsak Vulf-Bregg formulasi quyidagicha yoziladi

$$2nd \cos \theta_s = m\lambda. \quad (14)$$

Bunda n, θ_s mos ravishda kristalning sindirish ko'rsatgichi va nurning kristalga o'tishida sinich burchagi.

Elektronning gaz molekulari bilan to'qnashuvi.

Elektronlarning gazdan o'tishida molekular bilan to'qnashadi. Agar to'qnashish natijasida gaz molekulasini ichki energiyasi o'zgarmasa to'qnashish elstatik deb ataladi. Elastik to'qnashuvda elektron kinetik energiyasi o'zgarmaydi. Aslida elektron kinetik energiyasi o'zgina bo'lsa ham kamayadi, u molekulaga o'z kinetik energiyasini beradi. Lekin bu energiya m_e/M_{mol} miqdor bilan o'lchanadi yani 10^{-4} va uni inobatga ham olmash mumkin. Agar to'qnashuvda molekula ichki energiyasi o'zgarsa bunday to'qnashuv noelastik den ataladi. Elektronlarning gaz molekulari bilan to'qnashuvi ikki turli bo'lishi mumkin. Birinchi turli noelastik to'qnashuvda elektron o'z kinetik energiyasini molekulaga beradi, yani energiyasini kamaytiradi. Molekula olgan energiya uning uyg'onishiga, bazida uning ionlashuviga olib kelishi mumkin. Bunda molekuladan elektron urib chiqariladi. Ikkinchi turli to'qnashuv elektron va uyg'ongan molekula orasida sodir bo'ladi. To'qnashish natijasida molekulaning barcha uyg'onish energiyasi yoki bir qismi elektronga beriladi va elektron kinetik energiyasi ortadi. Molekula ichki energiyasi esa kamayadi. Bu ikki to'qnashuvdan tashqari yana bir turli elektronning molekula bilan bilvosita ta'sirlashishi mumkin. Elektron molekula bilan ta'sirlashib uning atrofida tezlanish bilan harakat etadi va foton nurlanishi mumkin. Qarabsizki elektron energiyasi kamayadi, lekin bu to'qnashuv birinchi turli to'qnashuvdan farqli elektron yo'qotgan energiya molekulada qolmay, balki foton tomonidan olib ketiladi.

Ko'ndalang kesim.

Elektronning molekula bilan to'qnashishi bexosdan bo'ladigan yoki tasodifiy hodisadir va shu sabab biror ehtimol bilan sodir bo'ladi. Fizikada mikroob'ektlarning bir biri bilan to'qnashish ehtimoli *ko'ndalang kesim* deb ataluvchi miqdor bilan o'lchanadi. To'qnashish jarayonida elektronning nuqtaviy zarra molekulani esa biror hajmga ega shar shakliga tasavvur etiladi. Molekula shari ko'ndalang kesimi yuzi σ bo'lsin. Bu kesim yuzi faqat tasavvurda, molekulaning asli geometrik ko'ndalang kesimi yuzi emas. σ hatto bitta molekula uchun ham har xil jarayonlar uchun turlicha bo'lishi mumkin. Elektron S yuzali sirtga urilayotgan bo'lsin. Molekular konsentratsiyasi n_0 bo'lsin. Elektron harakati yo'nalishidagi dx qatlamda $n_0 S dx$ molekula bo'ladi. Agar bu molekular bir biri yuzlarini berkitmaydigan bo'lishsa ularning umumiy ko'ndalang kesimi yuzi $dS = \sigma n_0 S dx$ ga teng. U holda elektronning bitta molekulaga to'qnashish ehtimoli

$$dP = \frac{dS}{S} = \sigma n_0 dx \quad (15)$$

tenglik bilan aniqlanadi. Bu elektronning gaz molekulasini bilan to'qnashish ko'ndalang kesimi yuzidir.

To'qnashuvning ehtimoli tajribadan topiladi, ko'ndalang kesim yuzi esa (15) formula yordamida hisoblanadi.

O'rtacha erkin yugurish yo'li.

Agar elektronning gaz molekularining biri bilan to'qnashuvi boshqa to'qnashuvlarga bo'g'liq bo'lmasa, to'qnashish ehtimoli x ga proporsional ravishda ortadi. Yani elektron qancha katta masofani bosib o'tsa yo'lida gaz molekulasi uchratib uning bilan to'qnashish mumkinchiligi ko'payadi. To'qnashish ehtimolining qiymati 1 ga teng bo'ladigan o'rtacha $\langle l \rangle$ masofa *elektronning o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi deb ataladi*. Erkin yugurish yo'li uzunligining o'rtacha qiymatini (15) tenglamadan topamiz

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sigma n_0}. \quad (16)$$

$\langle l \rangle$ elektronning gaz molekulasini bilan ketma ket bo'ladigan to'qnashishlar orasida bosib o'tgan yo'lining o'rtacha qiymatini ifodalaydi. Elektronning erkin yugurish yo'li uzunligini Faradey tsilindri yordamida aniqlash mumkin. Faradey tsilindrida gaz kontsentratsiyasi uning bosimi va harorati orqali aniqlab turiladi. Elektronlar dastasining gazdan o'tishi

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{\langle l \rangle}\right) \quad (17)$$

orqali berilgan yani elektronlar dastasi intensivligi gaz ichkarisiga kira borishi bilan eksponentsial ravishda kamayadi. Elektronlar dastasi intensivligini gaz qatlamlarida o'lchab

$$\sigma = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{I_0}{I(x)} \quad (18)$$

formuladan to'qnashish ko'ndalang kesimi topiladi, keyin esa (16) formuladan elektronning erkin yugurish yo'li uzunligi hisoblanadi.

Ramzauer-Taunsend effekti.

Ramzauer 1921 yili 1 eV dan kichik bo'lgan energiyali elektronlardan tortib bir nechta o'n keV energiyali elektronlarning argon gazi atomlari bilan elastik to'qnashuvini tajribada tekshirib o'rgandi. Ayni shu vaqtlarda Taunsend ham shunga tajribalar o'tkazdi. Ikkala olim ham to'qnashishning ko'ndalang kesimining yuzining elektron energiyasiga bog'liqligini tekshirdi. Izlanish natijasida keyinchalik Ramzauer-Taunsend deya nomlangan fenomem kashf etildi. Ramzauer-Taunsend effektining mohiyati quyidagidan iborat: Elektronning energiyasi bir nechta o'n eVdan kamaya borgan sari ko'ndalang kesim orta boradi va 16 eV ga yetganda maksimumga erishadi, keyin kamaya borib 1 eV da taxminan nolga teng. Elektron energiyasini yana kamaytirish ko'ndalang kesimning ortishi kuzatiladi (Fig.). Ko'ndalang kesimning energiya ortishi bilan ortishi va uning 1 eV da sochilishning butunlay yo'qolishini klassik fizika nuqtai qonunlariga asoslanib tushuntirish mumkin

emas. Chukni ko'ndalang kesimning nolga tengligi argon atomlarining yo'qolib ketishi va elektronlar ular orasidan to'qnashuvsiz o'tib ketishini anglatadi. Keyinchalik o'tlazilgan tajribalar kuzatilayongan ajobtovur xossalarga faqat argon atomlarigina emas balki barcha inert gazlar atomlariga xos ekanligini ko'rsatdi. Ramzauer-Taunsend tajribasi bir nechta yillar mobaynida o'z tushuntirishini kutib qoldi. Faqat bir nechta yillar o'tgandan keyingina effekt elektron to'lqin xossasiga egaligining isboti ekanligi ko'rsatildi. Shuni takidlab o'tish joizki Ramzauer-Taunsend effektiga o'xshash effekt taxminan 100 yil oldin ham kuzatilgan edi. O'sha tajribada Nyuton korpuskulalarining sochilishi tajribada qaralgan va darhol korpuskulyar nazariyadan voz kechish bilan yakunlangandi. Xo'sh u qanday tajriba edi. 1801 yili o'tkazilgan Yung tajribasi interferentsiya hodisasini oddiy qilib tushuntirib bersa ham uning fikrlari ko'pchilikning etiborini tortmadi. Keyinchalik interferentsiya va difraktsiya nazariyasi bilan Frenel shug'illandi. Frenel yo'rug'likni to'lqin deb qaradi. Fransiya Akademiyasida 1818 yili yo'rug'lik tabiati to'g'risida bahs bo'lin unda Frenel yo'rug'likning to'lqin ekanligini va o'zining nazariyasini bayon etti. Munozarada qatnashayotgan Puasson Frenel nazariyasidan ajobtovur xulosaga kelib chiqishini va uni tajribada tekshirib ko'rishni taklif etti. Uning fikricha agar yo'rug'lik dastasi oldiga kichik doira shaklidagi to'siq qo'yilsa, to'siq ortidagi soya sohada joylashgan ekran markazida yo'rug' dog' bo'lishi kerak ekan. Frenel va Arago ikkovi tajriba o'tkazib Puasson fikrlari to'g'ri ekanligi va shu bilan Frenelning difraktsiya nazariyasi ham to'g'ri ekanligini ko'rsatdi. Shu bilan yo'rug'likning to'lqin modeli g'alaba qozondi. Puasson ko'rsatib bergan dog' Puasson dog'i deb ataladigan bo'ldi. Nyutonning korpuskulyar nazariyasi esa inkor etildi. Ramzauer-Taunsend effektini ham Puasson dog'ining paydo bo'lishi kabi tushuntirish mumkin agar biz elektron o'zini to'qnashishda to'lqin kabi tutadi deb hisoblasak. Elektronning to'lqin uzunligi argon atomi diametriga taxminan teng bo'lganda, difraktsiya juda yaxshi kuzatiladi va atom ortida Puasson dog'iga o'xshash elektron to'lqinining dog'i paydo bo'ladi yani xuddi elektron atomdan hech qanday to'qnashsiz, uni sezmay o'tgandek. Ammo elektronning to'lqin xossalari anglab etishga ancha yillar ketdi.

de Broyl to'lqini

Ko'p yillar davomida yorug'likning korpuskulyar xossalarga ega ekanligi inobatga olinmay keldi. Lekin elektromagnit to'lqinning korpuskulyar xossalari topilishi xuddi shu tarzda "Material zarralar ham to'lqin xossalarga ega bo'lishi mumkinmi?" degan savolni tug'dirgandi. Bu savolga "Ha" javobini fransuz fizigi Lui Viktor de Broyl berdi. de Broyl barcha material zarralar korpuskulyar xossalardan tashqari to'lqin xossalarga ham ega degan yangi gipotezani ilgari surdi. Bu gipotezani asoslash uchun zarraning korpuskulyar va to'lqin xossalari ifodalovchi miqdorlarni o'zaro bog'lovchi munosabatlarni topish kerak edi. Moddiy nuqtaning harakati to'rt o'lchamli impuls vektori

$(p_x, p_y, p_z, iE/c)$ bilan ifodalanadi. Yassi to'liqin esa $(k_x, k_y, k_z, i\omega/c)$ to'rt miqdor bilan ifodalanadi va bu to'rt miqdorni ham to'rt o'lchamli vektor deb qarash mumkin. Shu bois bu ikkala to'rt vektorlar orasidagi relyativistik invariant munosobotni

$$\frac{p_x}{k_x} = \frac{p_y}{k_y} = \frac{p_z}{k_z} = \frac{E}{\omega} = h' \quad (19)$$

deb yozish mumkin. Bu yerda h' biror doimiy. Yuqoridagi formulani sodda qilib

$$E = h'\omega, \vec{p} = h'\vec{k} \quad (20)$$

deb yozamiz. de Broyl h' doimiyni Plank doimiysi bo'lishi kerak degan fikrda edi va $h' = \hbar$ deya qabul etti. U holda zarraning to'liqin va korpuskulyar xossalari orasidagi munosobotni ifodalovchi va de Broyl tenglamalari deb ataluvchi formulalarni qo'lga kiritamiz

$$E = \hbar\omega \quad (21)$$

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}. \quad (22)$$

Optika kursidan ma'lumki chastotasi ω va to'liqin vektori $\vec{k}$ bo'lgan yassi to'liqin

$$\Psi(\vec{r}, t) = Ae^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (23)$$

kompleks funktsiya orqali ifodalanadi. Bu yerda A to'liqin amplitudasi. (21) va (22) formulalardan impulsi $\vec{p}$ va energiyasi E bo'lgan zarra

$$\Psi(\vec{r}, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p} \cdot \vec{r})} \quad (24)$$

yassi to'liqin bilan ifodalanishi kelib chiqadi. Endi zarra tezligi va to'liqin tezligi orasidagi umumiylikni aniqlaymiz. To'liqinning fazaviy tezligi deb to'liqin frontining tarqalish tezligiga aytiladi. Agar yassi to'liqin faqat x o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsa, to'liqin fazasi teng bo'lgan nuqtalar $Et - px = \text{const}$ tenglik bilan aniqlanadi. To'liqinning fazaviy yoki de Broyl tezligi ushbu tenglikdan vaqt bo'yicha hosila olish bilan topiladi:

$$E - p \frac{dx}{dt} = 0. \quad (25)$$

Bu yerdan

$$\frac{dx}{dt} = v_f = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = c \frac{c}{v}, \quad (26)$$

v -zarra tezligi. $v < c$ bo'lganligi bois de Broyl to'liqinining fazaviy tezligi doimo yorug'lik tezligidan

katta. Lekin bu bilan nisbiylik nazariyasi postulati yani barcha zarralar tezligi yorug'lik tezligidan kichik bo'lishi lozim degan postulati ziddiyatga kelib qolmaydi. Aksincha, nisbiylik nazariyasi postulatida faqat massa va energiya tarqalishi tezligi to'grisida aytilgan xolos. To'liqinning fazasi esa hech qanday massa va energiya tarqalishini anglatmaydi. de Broyl to'liqinining energiyasi va massasi (yani zarraning o'z) ning tarqalish tezligi esa gruppaviy tezlik bilan tavsiflanadi va bu miqdor

$$v_{gr} = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \quad (27)$$

formula bilan topiladi. de Broyl to'liqini uchun $v_{gr} = d\omega/dk = dE/dp$. Agar $E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$ deb hisoblask, $v_{gr} = v$ ekanligini topamiz. Demak, de Broyl to'liqinining gruppaviy tezligi zarra tezligiga teng. (26) va (27) formulalardan de Broyl to'liqinining gruppaviy va fazaviy tezliklarining ko'paytmasi formulasi $v_{gr}v = c^2$ ni topamiz. Shuni aytish lozimki (27) formula bilan to'liqin paketining ham gruppaviy tezligi topiladi. Lekin bu bilan de Broyl to'liqinini yoki zarrani to'liqin paketi deb qarab bo'ladi degani emasdir. Chunki, to'liqin pakiti vaqt o'tishi va fazoda harakatlani bilan dispersiya natijasida yoyilib ketadi, zarra esa stabil ob'ektdir. Zarralarning to'liqin xossalari difraktsiya hodisalarida yaqqol namoyan bo'ladi. de Broyl to'liqini uzunligi zuda kichik bo'ladi. Masalan, U potentsiallar ayirmasidan o'tgan elektron norelyativistik hollarda $mv^2/2 = eU$ kinetik energiyaga erishadi. Tezligi esa $v = \sqrt{2eU/m}$ va shu zarraga mos keluvchi de Broyl to'liqini uzunligi

$$\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2eU} \quad (28)$$

formula bilan aniqlanadi. Elektron zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ va massasi $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $\lambda = (1,2/\sqrt{U}) \text{ nm}$ bo'ladi. Yani bir nechta eV potentsiallar ayirmasi uchun de Broyl to'liqini uzunligi taxminan 1 nm atrofida bo'ladi. Elektronning to'liqin xossasini difraktsiya natijasida ko'rish mumkin. Xuddi shunday tajribalardan biri bu Davidson va Jermeri tomonidan o'tkazilgan kuzatishdir. Bu olim ikkita tajriba o'tkazib elektronlar dastasining kristal sirtidan xuddi to'liqinga o'xshab qaytishini qayd etishgan.

- Birinchi tajribada nikel kristali sirtiga elektronlar dastasi yo'naltirilib qaytgan elektronlar oqimining intensivligi o'lchangan va uning qaytish burchagiga bogliqligi topilgan. Elektronlar dastasi har xil tushish burchagida nikel sirtiga yo'naltirilib qaytgan elektronlar oqimining intensivligi tushish burchagiga teng bo'lgan burchakda eng ko'p qaytishi qayt etilgan (Fig.).
- Ikkinchi tajribada tushish burchagi o'zgarmas holda qaytgan elektronlar dastasi intensivligining elektronlar energiyasiga bog'liqligi o'rganilgan. Qaytgan elektronlar oqimi intensivligi kollektor K dagi tok kuchiga qarab aniqlangan (Fig.).

Desidson va Jermeri tajribasini faqat elektron kristal sirtiga tushushi va qaytishida o'zni xuddi to'lqin kabi tutadi debgina tushuntirish mumkin. Bu to'lqin ham de Broyl to'lqinidir. Elektronlarning kristaldagi difraksiyasi xuddi to'lqinning difraksiyasi kabi sodir bo'lgan va bu holda ham Vulf-Bregg munosobatlari bajariladi. Birinchi tajribadagi intensivlikning maksimumi kuzatilgan yo'nalish ham Vulf-Bregg formulasidan topiladi. Ikkinchi tajribada intensivlikning elektron energiyasiga bog'likligini ham quyidagicha tushuntirish mumkin. Sirpanish burchagi α o'zgaras bo'lganda, qaytgan nurlar oqimining intensivligi maksimum bo'lishi

$$n\lambda_n = 2d \sin \alpha, \quad (29)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$, shart bajarilganda kuzatiladi va buni (28) ni inobatga olin

$$\sqrt{U_n} = \left(\frac{\pi \hbar}{d \sin \alpha} \right) \frac{1}{\sqrt{2em}} n = \text{const} \cdot n \quad (30)$$

deb yozishimiz mumkin. Yani qaytgan elektronlar oqimi intensivligi maksimumi $\sqrt{U}$ ga oraliqda kuzatiladi (Fig.). Ammo tajriba va nazariyaning to'la mos tushishi uchun elektron to'lqinining kristalda sinishi ham etiborga olinishi darkor. Elektronning to'lqin xossasini isbotlash uchun o'tkazilgan yana bir tajriba bu Tomson va Tartakovskiy tajribasidir. Ular elektronlarning difraksiyasini kuzatib elektronlar haqqatdan ham to'lqin xossaga ega ekanligini isbotlashdi. Keyinchalik boshqa mikro zarralar ustidan ham ko'p tajribalar o'tkazilib ular ham to'lqin xossalarga ega ekanligi ko'rsatib berildi.

de Broyl to'lqini tenglamasi.

Quyidagi ko'rinishga ega bo'lgan Gelmgolts tenglasi

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) + k^2 \Phi(\vec{r}) = 0 \quad (31)$$

har xil tabiatga ega bo'lgan to'lqinlarni bir jinsli muhitlarda va vakuumda tavsildaydi. Bunda $k = 2\pi/\lambda$. Shu bois bu tenglamani zarralarning to'lqin xossasini tavsiflovchi de Broyl to'lqinini ifodalash uchun qo'llash maqsadga muvofiqdir. $E = \hbar\omega$ dan $\omega = \text{const}$ sharti $E = \text{const}$ shartiga ekvivalentligi kelib chiqadi. Demak, Gelmgolts tenglamasini zarraning to'liq energiyasi E bo'lib uning biror potentsial maydonlarda harakatlantirishini ifodalashda qo'llash mumkin:

$$E = \frac{p^2}{2m} + E_p = \text{const}. \quad (32)$$

Bu yerda E_p va $E_k = p^2/(2m)$ zarraning mos ravishda potentsial va kinetik energiyalari. de Broylning ikkinchi tenglamasi $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ va (32) formulalardan

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_p). \quad (33)$$

ni topamiz. Oxirgi formuladagi k^2 ning ifodasini (31) ga qo'yib zarraning to'lqin xossasini ifodalovchi va *Shryodinger tenglamasi* deb ataluvchi tenglamani qo'lga kiritamiz

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_p) \Psi(\vec{r}) = 0. \quad (34)$$

Shryodinger tenglamasi ikkinchi darajali xususiy xosilali tenglama bo'lib, u E ning barcha qiymatlarida echimga ega bo'lmaydi. Agar echimga ega bo'lsa u barcha nuqtalarda uzluksiz va chekli bo'lgan $\Psi(\vec{r})$ funktsiya bo'lishi lozim. $\Psi(\vec{r})$ funktsiya zarraning to'lqin funktsiyasi deb ataladi. Shryodinger (34) tenglamani qo'lga kiritishi bilan uni vodorod atomi energiyasining xususiy qiymatlarini topish uchun qo'lladi va bunda uning omadi keldi. Topilgan natijalar N.Borning vodorod atomi uchun eskinazariyasi va tajribaga to'la mos keldi. Shu bilan Shryodinger tenglamasi elektronning atom yadrosi markaziy elektr maydonidagi harakatini to'g'ri ifodalashi ko'rsatildi. Shryodinger tenglamlasining topilishi bilan u kvant mexanikasidagi barcha statsonar holatlarni topish uchun keng qo'llana boshladi. Ammo, topilgan echim $\Psi(\vec{r})$ ning fizikaviy manosi ko'p munozalarga sabab bo'ldi va hozirgacha bu bahs davom etib kelmogda. Born de Broyl to'lqin funktsiyaning fizikaviy manosini quyidagicha berdi: *zarraning to'lqin funktsiyasi 1 ga normallangan holda, uning modulining kvadrati $|\Psi(\vec{r})|^2$ zarraning berilgan nuqtada topish ehtimolini anglatadi.*

III. Atom holatining diskretligi.

Atomning energetik golati uzlukli ravishda o'zgarishi mumkin emas. Uning energiyasi faqat belgilangan aniq qiymatlar qabul etishi mumkin yani diskret bo'ladi. Atom energiyasi kvantlangan. Atomning energiyasi faqat diskret ravishda o'zgaradi.

Qora jism nurlanishi.

XIX asrning oxirgi choragiga kelib termodinamika va nazariy elektrodinamika to'la yaratilib bo'lgan edi. Termodinamika materiyaning korpuskulyar turi bilan kechadigan issiqlik hodisalarini batafsil tushuntirib bera olardi. Nazariy elektrodinamika esa elektromagnit hodisalar, xususan, elektromagnit to'lqinlarni va yorug'likni, to'g'ri tushuntirar va uning negizini Maksvel tenglamalari tashki qilar edi. Maksvel tenglamalariga binoan elektromagnit maydon tok va zaryad manbalarisiz mustaqil ravishda fazoda to'lqin sifatida tarqalishi mumkindir yani u mustaqil ob'ektdir. Bu degani elektromagnit maydon materiyani yangi bir turidir. Shu sababdan materiyaing bu ikki turi, maydon va korpuskula, orasida o'zaro aylanish masalasi o'rta tushdi. Boshqa so'z bilan modda va nurlanish orasida o'zaro aylanish masalasini o'rganish kerak bo'ldi. Masalani o'rganishga qo'llanilgan klassik fizika o'zining yaroqsizligini qora jism nurlanishi hodisalarida ko'rsatdi. Tajribadan malumki, juda qattiq qizdirilgan, yani yuqori haroratli, jismlar o'zidan nurlanish chiqara boshlaydi.

Bu nurlanish yorug'lik, yani ko'rish diapozonidagi elektromagnit to'liqinidir. Past haroratlarda jism o'zidan yorug'lik chiqarmasa ham, ko'zga ko'rinmas diapozonda yotuvchi elektromagnit nurlarini taratadi. Shu sabab, bu nurlanish qonuniyatlari aniqlanishi va ayniqsa jism energetik nurlanuvchanligining haroratga bog'liqligini aniqlash kerak edi. Jism sirtining birlik maydonidan vaqt birligida barcha yo'nalishda taraluvchi energiya jismning nurlanuvchanligi deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi

$$M = \frac{dP}{dS}. \quad (35)$$

Bu yerda dP - jismning dS maydonidan taraluvchi nurlanish quvvati. 1874 yili Stefan jismning nurlanuvchanligi uning haroratining to'rtinchi darajasiga to'g'ri proportsional ekanligini ko'rsatib berdi:

$$M = \varepsilon \sigma T^4. \quad (36)$$

ε - jismning qoraligi yoki nurlanuvchanlik koeffitsienti deb ataladi, T - termodinamik harorat va $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt} \cdot \text{m}^{-2}$ - Stefan-Boltsman koeffitsienti, u nurlanish manbasi tabiatiga bog'liq emas. Jism qoraligini ifodalovchi $\varepsilon \leq 1$ shartni qonaotlantiradi. Odatda, jismga tushuvchi nurlanishning bir qismi yutilib, qolgani qaytadi. Nurlanishning yutilgan qismi energiyasining tushgan nurlanish energiyasiga nisbati yutilish koeffitsienti deb ataladi. Qora jismlar uchun bu miqdor birdan oz farq etadi $\alpha \simeq 1$, yaltiroq va oq jismlar uchun $\alpha \ll 1$. O'ziga tushuvchi nurlanishni qaytarmasdan to'laligicha yutuvchi jism absolyut qora jism deb ataladi va u uchun $\alpha = 1$. Nurlanish va jism orasida termodinamik muvozanatni tahlil etishda nurlanish va qora jism muvozanati katta ahamiyat kasb etadi. Termodinamik yoki issiqlik muvozanati holatida jism harorati doimiy va u vaqt birligida qancha nurlanish yutsa, shuncha nurlanish chiqaradi. Yani nurlanish va jism orasida muvozanat mavjud bo'ladi. Jism bilan muvozanatda bo'lgan nurlanish *issiqlik nurlanishi* deb ataladi. Kirxgoff umumiy termodinamik mulohazalar yordamida ixtiyoriy jism nurlanuvchanligi uning yutish koeffitsientiga teng ekanligini ko'rsatib berdi (1895). Bu degani qora jism uchun $\varepsilon = 1$, yani qora jismning nurlanishni qanchalar yaxshi yutsa, shunchalar yaxshi nurlanish ham taratar ekan. Bu fikr har bir to'liqin uzunligi uchun ham o'rinlidir. (36) munosabat 1884 yili absolyut qora jism uchun nazariy yo'l bilan Boltsman tomonidan olingan va shu bois Stefan-Boltsman qonuni deb ataladi. Bu qonunga ko'ra qora jism nurlanuvchanligi uning haroratigagina bog'liq bo'lib, manbaning shakli, turi va tabiatiga bog'liq emas. Absolyut qora jism nurlanishiga katta kovak sirtidagi juda kichik darchadan chiqayotgan nurlanish misol bo'la olishi mumkin (Fig.). Tajribada bu nurlanishning energiyasining tadqiqoti Stefan-Boltsman qonuning juda to'g'riligini ko'rsatdi. Umuman aytganda, issiqlik nurlanishi energiyasi to'liqin uzunliklari bo'yicha taqsimlangan. V.Vin bu masalani nazariy

jihtadan o'rganib 1893 yili nurlanish energiyasi zichligi ma'lum bir to'liqin uzunligida maksimumga erishishini topdi va buni

$$\lambda_{maks} T = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (37)$$

deb matematik formula shaklida ifodalash mumkin. (37) formula bilan ifodalangan qonun Vinning siljish qonuni deb ataladi. Tajribalar Vinning siljish qonuni naqadar to'g'ri ekanligini ko'rsatdi. Nazariyotchi fiziklar tomonidan issiqlik nurlanishi energiyasi to'liqin uzunliklari bo'yicha taqsimlanishi maksimumga ega bo'lgan formulani yaratishga ko'p urinishlariga qaramay qoniqli natija qo'lga kiritila omadilar. Faqat juda kichik va juda katta to'liqin uzunliklari sohasida nurlanish energiyasi zichligining to'liqin uzunliklar bo'yicha taqsimlanishi formulasi olindi xolos. Katta to'liqin uzunligi yoki kichik chastotalar sohasida nurlanish energiyasining spektral zichligini klassik nuqtai nazardan Reley-Jins keltirib chiqardi. Ular issiqlik nurlanishni biror kub shaklidagi kovak ichida ko'rib chiqdi. Kovakning ichki devori klassik ostsillyatorlar to'plami deb qaraldi. Yani kovak devori nurlanish bilan o'zaro energiya almashib turadi. Kovak ichida nurlanishni turg'un to'liqinlar to'plamlari yoki modalardan tashkil topgan deb qaraldi. Nurlanishdagi har bir turg'un to'liqin tebranish modasi deb ataladi. Kovak kub ichida qancha turg'un to'liqin bo'lsa shuncha tebranish modalari soni bor deb atash qabul etilgan. Agar kub qirrasini L deb hisoblasak, turg'un to'liqin hosil bolish sharti (Fig.)

$$k \cdot L = 2\pi n \quad (38)$$

yoki

$$k_x L = \pi n_x, k_y L = \pi n_y, k_z L = \pi n_z \quad (39)$$

shaklida yoziladi. To'liqin soni $(k_x, k_x + dk_x), (k_y, k_y + dk_y), (k_z, k_z + dk_z)$ oraliqda yotuvchi to'liqinlar dN soni $(n_x, n_x + dn_x), (n_y, n_y + dn_y), (n_z, n_z + dn_z)$ oraliqda yotuvchi butun sonlarga teng va shu sabab

$$dN = dn_x dn_y dn_z = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 dk_x dk_y dk_z. \quad (40)$$

Keyingi hisoblashni sferik koordinatalar sistemasida bajarga ma'qul. Bunda k_x, k_y, k_z mos ravishda x, y, z o'qlari bo'yicha yonalgan deb qaraymiz (Fig.).

k_x, k_y, k_z to'liqin sonlari musbat bo'lganligi bois (40) munosabatni

$$dN = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 \frac{1}{8} 4\pi k^2 dk \quad (41)$$

ko'rinishda yozamiz. $k = \omega/c$ ekanligini inobatga olib tebranish modalari kontsentratsiyasini topamiz:

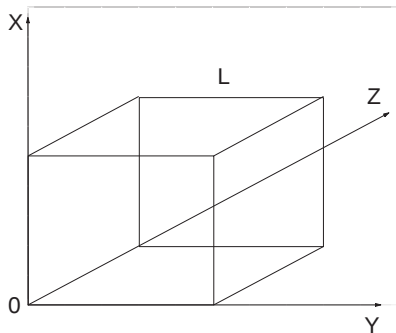


FIG. 5: Tebranishlar modalari konsentratsiyasini hisoblashga doir va kovakning kub modeli.

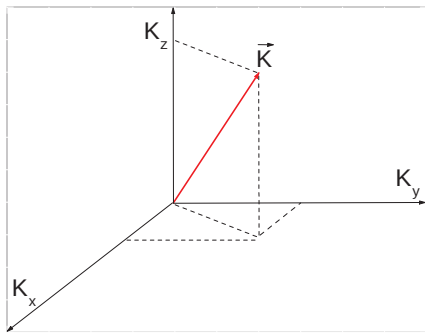


FIG. 6: Sferik koordinatalar sistemasida tebranishlar modalari konsentratsiyasini hisoblashda to'liq vektori yo'nalishi.

$$\frac{dN}{L^3} = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega. \quad (42)$$

Issiqlik nurlanishi elektromagnit to'liqin va shu sababli u ikki yo'nalishda qutblanishi mumkin ekanligini esga olib, turg'un to'liqlar konsentratsiyasi

$$\frac{dN_t}{L^3} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (43)$$

ekanligini topamiz. Boshqacha etib aytganda, kovak ichidagi nurlanishdagi modalar soni nurlanishning erkinlik darajasi bilan tengdir. Agar bitta erkinlik darajasiga yoki bitta tebranishlar modasiga mos keluvchi nurlanishning o'rtacha energiyasi $\langle E \rangle$ bo'lsa, kovakdagi nurlanish energiyasining spektral zichligi

$$w_\omega(T) = \frac{dN_t}{L^3} \langle E \rangle = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle E \rangle \quad (44)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Qarabsizki, nurlanish energiyasining spektral zichligini aniqlash masalasi tebranish modasining o'rtacha energiyasi topilishiga keltirildi. (44) formula spektral zichlikning chastotaga bog'liqligi shaklida berilgan, ammo uni osonlikcha to'liqin uzunligi bo'yicha taqsimlanish formulasiga o'tkazish mumkin. Reley va Jins (44) formuladagi modalarning o'rtacha energiyasi o'rniga klassik fizika qonunlariga binoan garmonik ostsilyatorning o'rtacha energiyasi $\langle E \rangle = kT$ ni qo'yib

$$w_\omega(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \quad (45)$$

formulani qo'lga kiritishdi. Bu formula (45) Reley-Jins formulasi deb yuritiladi, chunki uni birinchi marotaba D.U.Reley 1900 yili taklif etgan va keyinchalik D.D.Jins (1877-1946) mukammal darajada asoslab bergan. U issiqlik nurlanishi energiyasining spektral zichligini ifodalaydi. Reley-Jins formulasi klassik fizika qonunlari asosida olingani sababli tajribalarni butunlayicha tushuntirib bera olmadi. Faqat kichik chastotalardagina Reley-Jins formulasi tajribani qoniqorli tushuntirib bera olishi mumkin. Katta chastotalarda kuzatiladigan spektral zichlik (45) dan ancha kichik bo'ladi. Juda katta chastotalarda yani $\omega \rightarrow \infty$ da spektral zichlik ham cheksizlikka intiladi $w_\omega \rightarrow \infty$. Shu asnoda nurlanishning to'liq hajmiy zichligi ham cheksizlikka intiladi

$$W = \int_0^\infty w_\omega d\omega = \infty. \quad (46)$$

Bu albatta aqlga bovar qilmaydigan hol, chunki kovak ichidagi nurlanish termodinamik muvozanatdaligi va uning energiyasi cheklangan ekanligini bilamiz. Tajriba ham nurlanishning spektral zichligi biror chastotada maksimumga erishib, keyinchalik eksponentsial darajada kamayib ketishini ko'rsatadi. Shu sabab Reley-Jins formulasi katta, ultrabinafsha nurlanishi, chastotalaridan boshlab tajribaga umuman mos kelmaydi. Nurlanish energiyasi hajmiy zichligining tasavvur etib bo'lmaydigan darajada cheksizlikka intilishi $W \rightarrow \infty$ fizikada *ultrabinafsha falokati* nomi bilan mashhur! Nurlanish spektral zichligini topishning boshqacharoq yo'lini 1896 yili V.Vin (1864-1928) taklif etgan. Uning fikricha tebranishning har bir modasi $E(\omega)$ energiyaga ega, lekin aynan shu chastotadagi barcha modalar uyg'ongan emas. Uyg'ongan modalarning nisbiy soni $\Delta N/N$ Boltsman taqsimoti bilan aniqlanadi:

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-E/kT}. \quad (47)$$

Bu yerdan ω chastotali nurlanish modasi o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = E(\omega) \frac{\Delta N}{N} = E(\omega) e^{-E/kT} \quad (48)$$

ni topamiz. Umumiy termodinamik mulohazalar yuritib V.Vin ω chastotali tebranish modasi energiyasi shu chastota ω ga proporsional bo'lishi kerak degan xulosaga keldi: $E \sim \omega$. Proporsionallik koeffitsienti o'sha paytda noma'lum edi, lekin hozirgi vaqtda u Plank doimiysi $\hbar$ ekanligi aniq, yani $E = \hbar\omega$. U holda (44) formula (48) ni etiborga olib quyidagi turda ko'rinishda:

$$w_\omega(T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\hbar\omega/kT}. \quad (49)$$

(49) munosabat Vin formulasi deyiladi va u nurlanish spektral zichligini juda katta chastotalarda tajribani yaxshi tushuntiradi. Qo'lga kiritilgan ikki formula, yani kichik chastotalar uchun Reley-Jins formulasi va katta chastotalar uchun Vin formulasi, faqat cheklangan oraliqlardagina tajribani tushuntiradi. Ular orasidagi chastotalar intervalida nurlanish spektral zichligi qanday formula bilan ifodalanish o'sha paytda ma'lum emasdi. Masalan, Quyoshdan kelayotgan nurlanishni o'rganganimizda, tajribadan spektral zichlikning qaysi chastotada maksimumga ega ekanligini aniqlashimiz mumkin. Ammo, bu maksimal chastota na Reley-Jins (45) va na Vin (49) formulalari yaxshi yushuntirib bera oladigan oraliqlarga to'g'ri kelmasdi. O'rta oraliqni tushuntiradigan nazariya mavjud emasdi.....

Bunga asosiy sabab qora jism nurlanishi hodisasini klassik fizika qonunlariga binoan tushuntirishga urinish edi. Klassik fizika qonunlari nurlanishning spektral zichligini to'g'ri topa olmaganligi bois, M.Plank 1900 yili, kichik chastotalarda Reley-Jins (45) formulasiga, katta chastotalarda esa Vin (49) formulasiga o'tadigan, interpolatsion formulani taklif etti. Bu formula quyidagi ko'rinishga ega:

$$w_\omega(T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (50)$$

Bu yerda $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ Plank doimiysi. (50) formula kichik chastotalar $\hbar\omega \ll kT$ da (45) ga, katta chastotalar $\hbar\omega \gg kT$ da esa (49) ga o'tadi. (50) formula qora jism nurlanishining tajribada kuzatiladigan barcha xususiyatlarini tushuntirib berdi. (50) formuladan Stefan-Boltsman qonuni va Vinning siljish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin. (50) formula Plank formulasi deb yuritiladi. Shuni aytib o'tish kerakki Plank formulasi klassik fizika qonuniyatlariga umuman zid, uni klassik fizika doirasida olish mumkin emas. Buni quyidagicha ko'rsatish mumkin. (44) formuladagi $\langle E \rangle$ deganda ω chastotali nurlanish energiyasining o'rtacha qiymatini tushunamiz. Termodinamik muvozanat holatida

u ω chastotali nurlanishni yutuvchi va chiqaruvchi ost-sillyatorlar o'rtacha energiyasiga teng. Ost-sillyatorlarning energiya b'yicha taqsimlanishi Boltsman qonuniga binoan bo'lishi lozim:

$$N(E) = A \exp\left(-\frac{E}{kT}\right). \quad (51)$$

Klassik fizikada ost-sillyator har xil qiymatdagi energiyani qabul etishi mumkin, yani E uzluksiz miqdor. U holda ost-sillyatorning o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{A \int_0^\infty E \exp(-E/kT) dE}{A \int_0^\infty \exp(-E/kT) dE} = kT. \quad (52)$$

(52) ni (44) ga qo'yib Reley-Jins formulasi (45) ni qo'lga kiritamiz. Buning hech ajablanadigan joyi yo'q, chunki biz hisoblashni klassik fizika qonuni, energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishi, asosida yuritdik. Plank (50) formulani keltirib chiqarmagan, aksincha o'ylab topgan. M.Plank tomonidan kvant fizikasini yaratish uchun birinchi dalil qadam qo'yilgan edi. Uning fikricha ost-sillyatorlar energiyasi uzluksiz bo'lmay, aksincha faqat diskret qiymatlar qabul qilishi mumkin. U ost-sillyator energiyasi biror minimal E_1 energiyaga proporsional ravishda o'zgaradi

$$E_n = nE_1, (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (53)$$

deya qabul etti. U holda ost-sillyatorlar o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^\infty E_n e^{-E_n/kT}}{\sum_{n=0}^\infty e^{-E_n/kT}} = \frac{E_1}{e^{E_1/kT} - 1}. \quad (54)$$

(54) munosabatni (44) ga qo'yib nurlanish energiyasining spektral zichligini topamiz:

$$w_\omega(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{E_1}{e^{E_1/kT} - 1}. \quad (55)$$

Biz haligacha minimal energiya E_1 ni ixtiyoriy deb keldik, ammo (55) formula Plankning interpolatsion formulasi bilan mos tushish uchun uni

$$E_1 = \hbar\omega \quad (56)$$

deb qabul qilishimiz zarur. Demak, ko'rinib turibdiki, tajribani to'g'ri tushuntirish uchun kovak sirtida joylashgan atom (ost-sillyator) energiyasi uzluksiz emas, balki diskret qiymatlar qabul etishi mumkin degan postulatni kiritishga majbur bo'ldik. Shu sabab, atom ichki energiyasi uzluksiz emas, diskret ravishda o'zgaradi yoki uning energiyasi kvantlanadi deymiz. Energiyaning kvantlanishi klassik fizika qonunlariga mutlaqo ziddir. Atomning holati diskret energiya bilan tavsiflanadi. Atom biror

vaqt mobaynida ruxsat etilgan energetik holatda bo'ladi va bu holat *statsionar holat* deyiladi. Atom biror energetik holatidan quyi energiyali holatiga o'tishida ozidan energiya chiqaradi, bu energiya nurlanish yoki yorug'lik kvanti tariqasida chiqadi. Agar energiya o'zgarishi ΔE bo'lsa, yorug'lik kvanti chastotasi $\omega = \Delta E/\hbar$ ga teng bo'ladi. Xuddi shu kabi atom quyi energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tishi mumkin. Buning uchun atom tashqaridan biror ΔE energiyani yutishi lozim. Yuqori holatga o'tish $\omega = \Delta E/\hbar$ chastotali nurlanishni yutish orqali bo'ladi. Atomning bir energetik holatdan boshqa energetik holatga o'tish tushunchasidan foydalanib qora jism nurlanishi energiyasi spektral zichligi formulasini Einshtein taklif etgan usul bilan ham keltirib chiqarish mumkin.

Hamma yog'i berkitilgan kovak bor deb tasavvur eting. Uning devori harorati T bo'lib fotnlarni yutish va chiqarish qobiliyatiga ega, yani kovak devori issiqlik nurlanishi bilan termodinamik muvozanatda turibdi. Fotonlar yutilishida atom quyi energetik holatdan yuqori energetik holatga va aksincha chiqarganda yuqorisidan quyi energetik holatga o'tadi. Aytish joizki, atom o'z-o'zidan yoki spontan tarzda quyi energetik holatdan yuqorisiga o'tmaydi. Bunday o'tish faqat tashqi fotonning yutilishi natijasida bo'ladi, yani tashqi nurlanish maydoni ta'sirida. Atomning yuqori energetik holatdan quyi energetik holatga asosan ikki ta'sir natijasida o'tishi mumkin. Birinchisi, tashqi ta'sir bo'lib, majburiy o'tish hisoblanadi. Ikkinchii ichki ta'sir bo'lib, atom energiyasini o'zidan-o'zi spontan ravishda foton chiqarishi natijasida kamaytiradi. Muvozanat holatda energiyasini orttirayotgan atomlar va kamaytirayotgan atomlar soni teng bo'lishi darkor. Atomning n va m kvant sonlari bilan tavsiflanadigan energetik sathlarini qaraymiz. Ularning energiyasi mos ravishda E_n va E_m ($E_n > E_m$) bo'lsin. Atom n - holatdan m - holatga majburiy va spontan tarzda o'tishi mumkin, teskari o'tish esa faqat majburiy o'tish bo'ladi. Atomning vaqt birligida foton nurlatib n - holatdan m - holatga spontan tarishda o'tish ehtimolini A_{nm} deb belgilaylik. Foton energiyasi $\hbar\omega = E_n - E_m$. Agar n - energetik holatda bo'lgan atomlar konsentratsiyasi N_n bo'lsa, birlik vaqtda va birlik hajmda spontan tarzda m - energetik sathga o'tuvchi atomlar soni

$$\nu_{nm}^s = N_n A_{nm} \quad (57)$$

bo'ladi. Atomning n - energetik sathidan m - energetik sathiga majburiy tarzda birlik vaqt va birlik nurlanish energiyasi spektral zichligida o'tish ehtimolini B_{nm} bo'lsin. U holda m - sathga majburiy ravishda o'tuvchi atomlar soni

$$\nu_{nm}^m = N_n w_\omega B_{nm} \quad (58)$$

bilan aniqlanadi. Teskari yo'nalishda m - sathdan n - sathga majburiy tarzda o'tuvchi atomlar soni ham shunga o'xshash formula bilan beriladi:

$$\nu_{mn}^m = N_m w_\omega B_{mn}, \quad (59)$$

bu yerda N_m m - sathda bo'lgan atomlar konsentratsiyasi, B_{mn} m - sathdan n - sathga majburiy ravishda vaqt va nurlanish energiyasi spektral zichligi birligi ichida o'tish ehtimoli. (57), (58) va (59) formulalarda qatnashuvchi A_{nm}, B_{nm}, B_{mn} miqdorlar Einshtein koeffitsientlari deb ataladi. Termodinamik muvozanat holatida N_n va N_m konsentratsiyalar vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligi lozim. Bu yuqoti energetik sathga o'tish soni va teskari o'tish soni teng deganidir:

$$\nu_{nm}^s + \nu_{nm}^m = \nu_{mn}^m \quad (60)$$

yoki, (57), (58) va (59) larni inobatga olsak

$$N_n A_{nm} + N_n w_\omega B_{nm} = N_m w_\omega B_{mn}. \quad (61)$$

Boltsman taqsimotiga binoan

$$N_n = A e^{-E_n/kT}, N_m = A e^{-E_m/kT}. \quad (62)$$

(62)- tenglamani (61)- tenglamaga qo'yib issiqlik nurlanishi va qora jism orasida muvozanat shartini anglatuvchi formulani topamiz:

$$A_{nm} e^{-E_n/kT} + w_\omega B_{nm} e^{-E_n/kT} = w_\omega B_{mn} e^{-E_m/kT}. \quad (63)$$

Endi Einshtein koeffitsientlarini aniqlaymiz. Juda yuqoti haroratda $T \rightarrow \infty$ nurlanish energiyasi spektral zichligi ham cheksizlikka intilishi lozim $w_\omega \rightarrow \infty$. (63) formulada $T \rightarrow \infty$ deb va tenglikning ikkala tomonini ham w_ω ga bo'lib

$$B_{nm} = B_{mn} \quad (64)$$

ekanligini topamiz. Bu, yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga o'tish ehtimoli va unga teskari yo'nalishda o'tish ehtimoli teng deganidir. U holda (63)- formuladan nurlanish spektral zichligini topamiz

$$w_\omega = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (65)$$

Elementar kvant nazariyasida A_{nm}/B_{nm} nisbatni aniqlash mumkin emas, azamuni quyidagi mulohazalar yordamida topish mumkin. Juda kichik chastotalarda $\hbar\omega/kT \ll 1$ shu bois (65)- formula maxarajidagi eksponentani Teylor qatoriga yoyib, etarli aniqlikda birinchi darajali had bilan kifoyalanish mumkin

$$\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}. \quad (66)$$

U holda (65)- formula quyidagi ko'rinishga keladi

$$w_\omega = \frac{A_{nm} kT}{B_{nm} \hbar \omega}. \quad (67)$$

Lekin kichik chastotalarda nurlanish energiyasi spektral zichligi Reley-Jins formulasi bilan tavsiflanishini bilamiz. Shu sababli (67) ni (45) bilan taqqoslab

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \quad (68)$$

ni topamiz. Einshtein koeffitsientlari nisbati (68) ni (65) ga qo'yib Plank formulasi

$$w_\omega(T) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (69)$$

ni qo'lga kiritamiz. Ko'rganingizdek, atomning diskret statsionat holatlari haqidagi tushunchasi va uning energiyasi o'zgarishida foton yutishi yoki chiqarishidan foydalanib Plank formulasini keltirib chiqardik. Ammo, bu usulning asosiy kamchiligi, bu uning Einshtein koeffitsientlarini hisoblashni taminlay olmasligidir. Buni faqat keyinchalik rivojlantirilgan kvant nazariya taminlaydi xolos.

Frank-Gerts tajribasi.

Atomning energetik holatlari diskret ekenligi birinchi marotaba Frank-Gerts tajribasida o'z isbotini yaqqol topdi. Elektron va atomning ikkinchi darajali noelastik to'qnashuvida energiya elektrondan atomga beriladi. Bunda elektron kinetik energiyasi turlicha bo'lishi mumkin. Agar atom ichki negiyasi uzliksiz tarzda o'zgaradigan bo'lsa, atom elektrondan ixtiyoriy energiya qabul qila olar edi. Atomning massasi elektron massasidan ancha katta bo'ganligi bois uning kinetik energiyasi juda oz miqdorda o'zgaradi. Agar atomning energetik holati diskret bo'lsa, u elektrondan to'qnashuv natijasida faqat statsionar holatlar energiyalari ayirmasiga teng energiyani qabul etishi mumkin. Shu sabab elektron noelastik to'qnashuvda atomga aniq bir qiymatga teng energiyani berishi mumkin. Elektronning atomga bergan energiyasini o'lchab, atomning energetik holatlari to'grisida qimmatli ma'lumot olish mumkin. Frank-Gerts tajribasi mohiyati ham shundan iborat!

Bu tajribada qizagan K katod va setka A orasiga katoddan chiquvchi elektronlarni tezlatuvchi U potentsillar ayirmasi qo'yilgan (Fig.). Elektronlar $1mm.sm.ust. \approx 130Pa$ bosimli simob bug'lari atmosferasida tezlatiladi. Elektronlar harakatlanish davomida simob atomlari bilan to'qnashadi. Setka A ortida B plastinka o'rnatilgan, setka va plastinkalar orasiga U ga teskari oshorali tormozlovchi $U_T \approx 0,5V$ potentsial qo'yilgan. Natijada, agar A setkaga $U_T = 0,5eV$ dan kam kinetik energiya bilan etib kelgan elektron bo'lsa u plastinka B ga etib bormaydi. Plastinka B ga $U_T = 0,5eV$ dan katta kinetik energiya bilan harakatlanayotgan elektronlar o'tishi mumkin va

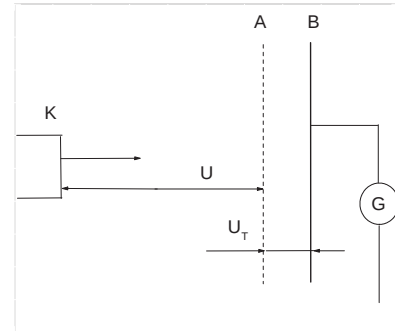


FIG. 7: Frank-Gerts tajribasi sxemasi.

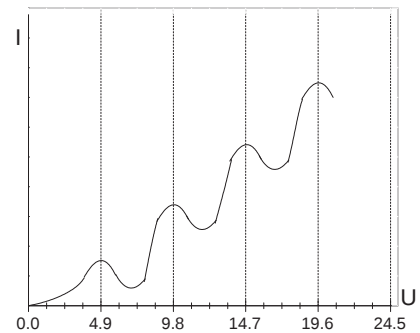


FIG. 8: Frank-Gerts tajribasi volt-ampér xarakteristikasi.

ularning soni plastinka B ga ulangan G galvonometr bilan o'lchanadi. Tajribada volt-ampér xarakteristika (VAX) qayt etilgan, $I = f(U)$ (Fig.). Tokning maksimumga erishadigan ekstremal kuchlanishlar bir-biridan teng masofalarda joylashgan. Maksimumlar orasi $\approx 4,9V$, birinchi maksimum esa $U = 4,1V$ da sodir bo'ladi. Shu takidlab o'tish kerakki, katod va setka orasidagi kuchlanishning haqiqiy qiymati $4,1V$ dan ozgina $0,8V$ ga farq qiladi. Bu farq katod va setkalar orasidagi kontakt potentsiallari ayirmasi bilan tushuntiriladi. U holda tajribada olingan VAX shuncha $0,8V$ ga o'ngga siljiydi, biribchi maksimum esa $4,9V$ ga to'g'ri keladigan bo'ladi. Maksimumlar orasidagi interval esa o'zgarmay qolaveradi.

Frank-Gerts tajribasining VAX sini tushuntirish uchun simob atomlari elektronlar bilan to'qnashib energiyani faqat diskret portsiyasini yutishi mumkin deb faraz qilishimiz darkor. Energiyaning bu portsiyasi $4.9eV$ ga teng. Elektron kinetik energiyasi $4.9eV$ dan kam bo'lganda uning simob atomi bilan to'qnashuvi elastik

bo'lib o'z energiyasini o'zgartirmaydi. Natijada har qancha to'qnashmaish elektron A setkaga tormozlovchi potentsial U_T ni engib o'ta oladigan energiya bilan etadi va B plaskinkaga etib G galvonometr bilan qayt etiladi. Elektron energiyasi 4.9eV bo'lganda elektron energiyasi shunday darajaga etadiki u simob atomlari bilan noelastik to'qnashib, butun energiyasini ularga beradi. Bundan keyin elektron tezligi juda kamayib ketib, A setkaga etganda tormozlovchi potentsial U_T ni engib olmaydigan bo'lib qoladi, galvonometr G da tok qayt etilmaydi. Ana shu kuchlanishdan boshlab tokning kamayishi boshlanadi. Plastinka B ga faqat noelastik to'qnashuvda ishtirok etmagan elektronlar etib borishi mumkin. Ularning soni esa kam bo'ladi. Kuchlanish U ni keyinchalik oshirib borsak elektronlar yana tormozlovchi potentsialni engib oladigan kinetik energiya to'plab, B plastinkaga eta boshlaydi. Bu esa tokning yana o'sishiga olib keladi. Tezlatuvchi kuchlanish taxminan 9.8eV bo'lganda elektronlar harakati davomida ikki marta noelastik to'qnashishi mumkin. Bu holda ham tezligini yo'qotgan elektronlar tok hosil etishi juda oz bo'ladi va tokning kamayishi ham 9.8V dan boshlab kuzatiladi. VAX dagi boshqa masumlarni ham shu tariqa tushuntirish mumkin. Tajribadan simob atomining asosiy va eng yaqin (yani birinchi) uyg'ongan holatlari energiyalari farqi 4.9eV ekanligi kelib chiqadi. Bu atom holati diskret ekanligininig dalolatidir. Keyinchalik bunga o'xshash tajribalar boshqa atomlarda ham bajarildi. Barcha tajribalarda atom holati diskret energetik spektrga ega ekanligi va faqat o'ziga xos potentsial faqlar topilgan. Bu potentsillar *rezonans* potentsillar deyiladi. Misol uchun, kaliy elementi atomi rezonans potentsiali 1.63eV , natriy atomi uchun 2.12eV va h. Rezonans potentsial atomni asosiy holatdan birinchi uyg'ongan holatga chiqarish uchun zarur bo'lgan energiyadir. Shuni aytish kerakki, atomning uyg'ongan boshqa energetik holatlari ham ko'p. Shu sabab agar atomga etarli darajada energiya berilsa u o'z energiyasini oshirishi mumkin. O'ta murakkab eksperimental uskunalar yordamida atomlarning yuqori uyg'ongan holatlarini ham tekshirish mumkin. Bunday turdagi tajribalarning barchasi *atomning holati diskret ravishda o'zgarishini* tasqidlashgan. Atom holatining diskretligi unga nisbatan klassik mexanikani qo'llab bo'lmasligini anglatadi.

Atomlar spektrlari.

Ma'lumki barcha moddiy o'bektlar elektromagnit nurlanish manbalari hisoblanadi. Nurlanish energiyasi manbasi tabitaiga qarab elektromagnit nurlanishni ikki turga ajratish qabul etilgan:

1. Issiqlik nurlanish;
2. Lyuminesentsiya.

Lyuminesentsiya ham bir nechta turlarga bo'linadi:

- xemilyuminesentsiya;
- elektrolyuminesentsiya;
- katodolyuminesentsiya;

- fluorestsentsiya.

Issiqlik nurlanishi jismlarning isishi natijasida paydo bo'ladi. Jismni tashkil etgan atom yoki molekulalar harakatlanib bir-biri bilan to'qnashadilar. To'qnashuvda atomning kinetik energiyasi uning ichki energiyasi o'tadi, natijada aton asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tadi. Vaqt o'tishi bilan uyg'ongan atomlar foton chiqarib asosiy holatga qaytadi. Shu bois issiqlik nurlanishi manbaini atomlarning tartibsiz harakari kinetik energiyasi deb hisoblash mumkin. Nurlanishning kelib chiqishida issiqlik (atomlar kinetik) energiyasi ahamiyati bo'lmasa bunday nurlanish lyuminesentsiya deb atash qabul etilgan. Lyuminesentsiya nurlanishi paydo bo'lishida atomlarni yuqori energiyali holatlarga uyg'otishda atomlarning kinetik energiyasidan foydalanilmaydi. Elektrolyuminesentsiya deb har xil elektr razryadlardagi nurlanishni, xemilyuminesentsiya deb atomlarning uyg'onishi ximiyaviy reaksiya natijasida va nihoyat fluorestsentsiya deb esa atomlarning nurlanishni yorug'likni yutish natijasida hosil qilgan nurlanishiga aytamiz. Elektronlar dastasining qattiq jismga tushib jismning yorug'lanishi katodolyuminesentsiya deb ataladi. O'tgan asrning ikkinchi yarmi mobaynida har xil nurlanishlarning spektrlari juda mukammal darajada o'rganib chiqildi. Tadqiqotlar molekulalar spektri aniq chegaraga ega bo'lmagan polosalardan tashkil topganligini ko'rsatdi. Spektrning bunday turi polosali spektrlar deb ataldi. Atomlarning spektri yakka tartibda joylashgan liniya (chiziq) lardan iborat bo'lib, chiziqli spektrni hosil etadi. Spektrdagi liniyalarning joylashish tartiri har bir atom uchun o'ziga xos bo'ladi. Shu bois spektrni o'rganib atomning qaysi elementga tegishli ekanligini bilib olish mumkin. Liniyalarning spektrda joylashishi aniq bir qonuniyatga bo'ysinadi. Chiziqli spektrlarni o'rganishda birinchilardan bo'lib Balmer empirik formula topib uni tushintirishga harakat qildi. Balmer 1885 yili vodorod atomi spektrini o'rganib, uning ko'rinish qismida ba'zi liniyalarni aniq qonuniyat bo'yicha umumiyashtirilishi va

$$\omega_{n2} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (70)$$

formula bilan ifodalanishi mumkinligini topdi. Bu yerda R - doimiy miqdor. Bu liniyalar to'plami Balmer seriyasi deb ataladigan bo'ldi. Xuddi shunga o'xshash Layman 1906 yili vodorod atomi spektrining ultrabinofsha qismida joylashgan va

$$\omega_{n1} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 2, 3, 4, \dots) \quad (71)$$

empirik formula bilan ifodalanadigan yana bir spektrlar seriyasini kashf etti. Bu seriya Layman seriyasi deb ataladi. Keyonchalik Pahsen seriyasi (1908), Breket seriyasi va Pfundt seriyalari kashf etildilar. Bu

seriyalarning hammasi yorug'lik spektrining infraqizil qismida joylashgan va mos ravishda

$$\omega_{n3} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 4, 5, 6, \dots), \quad (72)$$

$$\omega_{n4} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 5, 6, 7, \dots), \quad (73)$$

$$\omega_{n5} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 6, 7, 8, \dots) \quad (74)$$

formulalar bilan ifodalanadilar. Yuqoridagi (70-74) formulalarni kuzatish atomning spektral seriyalaridagi har bir chastotani

$$T(n) = \frac{R}{n^2} \quad (75)$$

ko'rinishga ega bo'lgan ikki hadning ayirmasi shaklida yozish mumkin ekanligini payqash mumkin:

$$\omega_{nl} = T(l) - T(n). \quad (76)$$

$T(n)$, ($n = 1, 2, 3, \dots$) miqdor spektral term deb ataladi. Shu bois atomning nurlanishi spektral termlarga bog'liq deb ham aytish mumkin bo'ladi. *Atomning barcha nurlanishlari chastotasi spektral termlar kombinatsiyasi (76) shaklida ifodalanishi mumkin.* Bu printsipti *Rittsning kombinatsion printsipti* deb ataladi. Bu printsipti Ritts tomonidan 1908 yili talaffuz etilgan. Murakkab atomlarning spektrlarini o'rganish ularning nurlanish chastotalarini ham termlar ayirmasi shaklida yozish mumkin ekanligi aniqlandi. Ammo, bunda term hadi ancha murakkab turga ega bo'ladi. Masalan, ishqoriy metal atomlari termlari

$$T(n) = \frac{R_1}{(n + \alpha)^2} \quad (77)$$

bo'ladi, bunda R_1 va α biror doimiylardir. Kombinatsion printsipti barcha atomlarning nurlanish chastotasi termlar kombinatsiyasi shaklida yozish mumkin ekanligini takidlaydi. Atomlarning nurlanish spektrlari klassik fizika qonuniyatlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Klassik nuqtai nazardan moddiy jismlarning muvozanat holda turishi ham tushunarsiz! Tajribadan ma'lumki barcha moddiy jismlar manfiy va musbat zaryadlardan tashkil topgan bo'ladi. Bu zaryadlar juda kichik hajmda cheklangan. Irnshou teoremasiga muvofiq har xil ishorali zaryadlar sistemasida faqat dinamik muvozanat bo'lishi mumkin. Lekin cheklanga hajmda zaryadlar faqat tezlanish bilan harakatlanishi mumkin. Klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra tezlanish bilan harakatlangan zaryad elektromagnit to'lqin tarqatadi. To'lqin tarqatgan elektron energiyasi doimo kamayishi va u musbat

zaryadga urilib rekombinatsiya bo'lishi lozim. Bu degani atom bo'lishi mumkin emas deganidir. Agar atom energiyasining kamayishi biror boshqa energiya hisobidan to'ldirilib turadi deb faraz qilsak ham klassik qonunlar tajribani tushuntira olmaydi. Klassik qonunlarga binoan atonning nurlanish spektrlari chiziqli bo'lmay, balki karali obertonlardan (xuddi turg'un to'lqinlarga o'xshab) iborta bo'lishi kerak. Obertonlar orasi ham teng bo'lishi darkor. Tajribada esa spektrdagi liniyalar har xil joylashishi va bazi qismda ular orasi torayib ketib biror cheklangan chastotaga intilishini ko'rsatadi. Masalan vodorod atomining Balmer seriyasida chekli chastota $\omega_{\infty,2} = R/4$ bo'ladi. Umuman aytganda klassik fizika va xususan klassik elektrodinamikani atom hodisalariga qo'llab bo'lmaydi.

Atomning yadroviy modeli.

XX asr boshlariga kelib atomning real borliq ekanligi umuman iqrar etilgan edi. Manfiy zarra elektron kashf etilgan va musbat ionlar ham borligi kuzatilgan, ammo proton hali topilmagan edi. Shu bilan birga atom 10^{-8} sm o'lchamli murakkab sistema ekanligi ma'lum edi. Davr talabi endi atomning tuzulishini toish edi. Atomning neytralligi bois unga kiruvchi manfiy va musbat zaryadlar soni teng bo'lishi kerakligi ayon edi. Nazariy jihatdan atomning ikkita modeli o'sha davrda taklif etilgan bo'lib, biri Tomson modeli bo'lib u to'g'risida oldingi boblarda qisqacha aytib o'tgan edik. Shunga qaramay hozir ham eslatib o'tish lozim deb hisoblaymiz. Tomson modeliga binoan atom musbat zaryadlar bilan bir tekis to'ldirilgan shar bo'lib uning har joylarida manfiy zarra elektronlar osib qo'yilgan. Bu bilan atomning neytralligi erishiladi. Elektronning o'z muvozanati tevaragida tebranishi atomning nurlanishiga olib keladi. Atomning ikkinchi modeli Quoyosh sistemasining tuzulishini eslatadi. Unga ko'ra atom markazida musbat zaryadlangan yadro joylashgan bo'lib uning atrofida elektronlar harakatlanadi. Ikkala modelda ham elektron va musbar zaryadlar orasidagi asosiy ta'sirlashuvchi kuch Kulon kuchi hisoblanadi. Atomning real tuzulishini faqat tajriba aniqlab berardi. Tajribaning vazifasi atom ichidagi elektr zaryadining taqsimlanishini aniqlash edi. Bu muammoni echish uchun atomni zaryadlangan zarralar dastasi bilan bombardimon etib zarralarning sochilishini kuzatish, keyin esa bu sochilishni tahlil etib zaryad taqsimotini topsa bo'lardi. Shu masalani echishga birinchi marta ingliz fizigi Ernst Rezerford urinib ko'rdi va uning uddasida chiqdi. Uning fikricha nuqtaviy zaryadlar Kulon qonuni bilan ta'sirlashadi va shu sabab ularning birisining ikkinchisi Kulon maydonida sochilishini nazariy o'rganib chiqish lozim. Massasi m_1 va zaryadi Z_1e bo'lgan nuqtaviy zarraning massasi m_2 va zaryadi Z_2e bo'lgan boshqa zarra atrofidan v tezlik bilan o'tishini ko'rib chiqamiz. $m_2 \gg m_1$ deb faraz etamiz. Shu bois ikkinchi zarrani tinch turibdi deya olamiz. Mexanika kursidan ma'lum bo'lishicha markaziy kuch maydonida energiyadan tashqari impuls momenti ham saqlanadi:

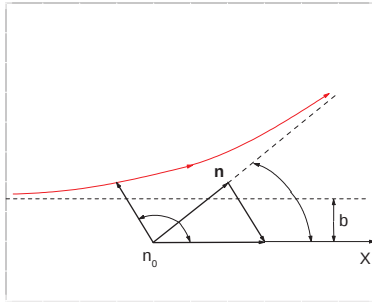


FIG. 9: Zaryadlangan zarra traektoriyasini aniqlashga doir.

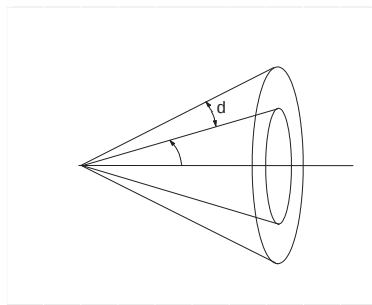


FIG. 10: Rezerford formulasini keltirib chiqarishga doir.

$$\frac{1}{2}m_1(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + \frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E = \text{const}, \quad (78)$$

$$-m_1r^2\dot{\varphi} = L = \text{const} = m_1vb. \quad (79)$$

Bunda b merganlash masofasi yani ta'sirlashish kuchi bo'lmaganda zarralarning yaqinlashuvi mumkin bo'lgan eng qisqa masofadir. Yangi o'zgaruvchi miqdor $\rho = 1/r$ ni kiritamiz va

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{m_1} \frac{d\rho}{d\varphi} \quad (80)$$

ni etiborga olib (78) dan

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = -\frac{2m_1E}{L} - 2\frac{Z_1Z_2e^2m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} \rho - \rho^2 \quad (81)$$

topamiz. (81)- formuladan φ bo'yicha hosila olib ρ ni aniqlash uchun ikkinchi darajali differentsial tenglamani qo'lga kiritamiz:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{Z_1Z_2e^2m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} = C. \quad (82)$$

Bu tenglamaning umumiy echimi

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (83)$$

ko'rinishga ega. A va B doimiylar $\varphi \rightarrow \pi$ bo'lganda $r \rightarrow \infty$ va $r \sin \varphi \rightarrow b$ bo'lish shartidan aniqlanishi mumkin. Unda $A = B, B = 1/b$ va (83) tenglik

$$\frac{1}{r \sin \varphi} = C \cdot \text{ctg}(\varphi/2) + \frac{1}{b} \quad (84)$$

ko'rinishga keltiriladi. Oxirgi formulada $r \rightarrow \infty$ bo'lganda $\varphi \rightarrow \theta$ ekanligidan sochilish burchagini topamiz

$$\text{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{b \cdot C} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (85)$$

Tajribada zarraning faqat θ burchakka sochilishi natijasida merganlanish masofasi b ni o'lchash mumkin emas, shu sababli ko'p zarralar sochilishi va statistik usuldan foydalanishga to'g'ri keladi. Zarralarning θ va $\theta + d\theta$ burchaklar orasiga sochilishning differentsial ko'ndalang kesimi $d\sigma$ (15)- formulaga muvofiq berilgan burchakka sochilgan zarralar soni dN_θ ning zarralarning umumiy soni N ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$d\sigma = \frac{dN_\theta}{N}. \quad (86)$$

θ va $\theta + d\theta$ burchaklar orasiga merganlanish masofasi b va $b + db$ oralig'ida bo'lgan zarralar sochiladi. Merganlanish masofasi b va $b + db$ oraliqiga mos keluvchi zarralar soni radiusi b , eni esa db bo'lgan halqaga tushuvchi zarralar soniga teng

$$dN_\theta = N \cdot 2\pi b db. \quad (87)$$

Differentsial ko'ndalang kesim

$$d\sigma = 2\pi b |db| = \pi \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\text{ctg}(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} d\theta \quad (88)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Ko'ndalang kesimni hisoblashda b ning moduli olingan. Aks holda manfiy ifoda chiqib qoladi, ko'ndalang kesim esa musbat bo'lishi lozim. Manfiy ishora merganlanish masofasining ortishi bilan sochilish burchagi kamayishini anglatadi. Fazoviy burchak $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ ni kiritib oxirgi formulani

$$d\sigma = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\text{ctg}(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \quad (89)$$

deb yozsak bo'ladi. (89)- formula Rezerford formulasi deyiladi. Shu formula yordamida Rezerford o'z tajribasi yani α - zarralarning atomlarda sochilishini tahlil etdi. Rezerford tajribasida radioaktiv element atomlaridan uchib chiquvchi α - zarralarining atomda sochilishini o'rgandi. α - zarra geliy atomining yadrosi bo'lib zaryadi $2e$ va massasi to'rt proton massasiga teng. Shu bois $Z_1 = 2$ deb olamiz. Sochuvchi atomlar sifatida oltin elementi atomlari olingan. Ammo, oltin atomi massasi geliy atomi massasidan juda katta emas. Bu esa ikkinchi zarrani tinch turadi deb qarashimiz aniq emasligi ko'rsatadi. Ammo, biz uni rostdan ham tinch turadi deb va geliy atomi massasi o'rniga geliy va oltin atomlari massalarining keltirilgan qiymatini olsak bo'ladi. Tajribada geliy atomining sochilishi yakka akt natijasida bo'lishi uchun zarralar dastasi oldiga juda yupqa oltin plastinkasi qo'yilgan. Sochilgan zarralar maxsus qayid etuvchi tsintillyatorli mikroskop yordamida kuzatilgan va hisoblab turilgan. Agar sochuvchi atomlar kontsentratsiyasi n bo'lsa $d\Omega$ fazoviy burchakka sochilgan α -zarralar soni

$$dN^{(n)} = nN \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\cos(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \quad (90)$$

ga teng. Bu yerda Ze sochuvchi atom zaryadi. Agar $d\Omega = \text{const}$ bo'lib θ burchakka sochiluvchi zarralar soni qayd etiladigan bo'lsa (90) dan

$$dN_{(n)} \sin^4(\theta/2) = \text{const} \quad (91)$$

ekanligi kelib chiqadi. Rezerford tajribasida ham ay-

nan (91) shartning bajarilishi tekshirilgan. Tajribada (91) tenglikning chap tomonida turuvchi miqdorlar ming martadan ko'proq o'zgarganda ham ularning ko'paytmasi doimiy bo'lib qolishi aniqlanib Rezerford formulasi tasdiqlandi. Bu o'z navbatida Rezerfordning atom ta'limoti va zaryadlangan zarraning atomdan sochilish mexanizmi aynan Rezerford modeli bo'yicha ro'y berishini ko'rsatdi.

Shtern va Gerlax tajribasi.

IV. Kvant mexanikasi asoslari.

V. Tasvirlash nazariyasining asosiy tushunchalari.

VI. Vodorod va vodorodsimon atomlar.

VIII. Atomning mexanik va magnit momenti.

IX. G'alayonlanish nazariyasi.

X. Elektromagnit maydonning atom bilan ta'sirlashuvi.

XI. Ko'p elektronli atomlar.

XII. Molekulalar.

XIII. Qattiq jismlarning elektron xossalari.

XIV. Atom fizikasida relyativistik effektlar.

XV. Kvant mexanikasining kontseptual muammolari.

NURLANISH VA SPEKTRLAR

I. ATOMLAR VA MOLEKULALAR SPEKTRI

O'zaro ta'sirlashmaydigan atomlarning spektri alohida joylashgan chiziqlardan iborat bo'ladi. Shu sababdan ham atomning nurlanish spektri *chiziqli spektr* (ChS) deyiladi. Vodorod atomining spektri ChS ga oddiy misol bo'ladi. Boshqa element atomlarining spektrlari murakkab bo'ladi. Spektr chiziqlar tartibsiz joylashmay *seriyalarga* birlashgan bo'ladi. Molekulaning nurlanishi spektri *polasalar* ko'rinishga ega. Spektrdagi har bir polasa juda zich joylashgan chiziqlardan iborat bo'ladi. Shu sababdan molekular spektri *polosali spektr* deyiladi. Molekula energiyasi elektron energiya, tebranish energiyasi va aylanma harakat energiyalaridan tashkil topgani uchun spektrdagi polosalar elektron-tebranishlari polasi, tebranish-aylanish polasi va aylanma harakat polasi turlariga bo'linadi. Elektron-tebranish polasi nong bir cheti yoqqol chegaraga ega bo'lin u polosaning *kanti* deyiladi. Polosaning ikkinchi cheti esa aniq emas va yuvilgan bo'ladi. Polosaning kanti spektr chiziqlarining zichlashuvi natijasida hosil bo'ladi. Spektrning aylanma polasi va tebranma-aylanish polasida kant kuzatilmaydi. Biz faqat ikki atomli molekulaning aylanma polasini va tebranma-aylanma polasalarini ko'rib chiqamiz. O'tgan boblarda takkiqlaganimizdek asosiy holatda energiyaning barcha turlari minimal qiymatga ega bo'ladi. Molekula tashqi ta'sir natijasida etarlicha energiya olsa uyg'ongan holatga o'tadi va keyinchalik saralash qoidalari ruxsat etishiga ko'ra quyi energiyali holatlarning biriga nurlanish chiqarib o'tadi. Bu o'tishda energiya saqlanish qonuni quyidagicha yoziladi:

$$\hbar\omega = \Delta E_e + \Delta E_r + \Delta E_v = E'_e - E''_e + (v' + 1/2)\hbar\omega'_v - (v'' + 1/2)\hbar\omega''_v + \frac{\hbar^2 J'(J' + 1)}{2I'} - \frac{\hbar^2 J''(J'' + 1)}{2I''}. \quad (1)$$

Bu yerda $\Delta E_e \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r$ munosabat bajarijadi. Kichik energiyalarda birinchi navbatda aylanma harakatga mos keluvchi holatlar uyg'onadi, keyinchalik tebranma va elektron holarlar uyg'onadi.

A. aylanish polosalari

Molekuladan chiqadigan foton energiyasi ikki aylanma holatlar orasidagi o'tishda minimal qiymatlarni qabul qiladi. Bunday foton energiyasi

$$\hbar\omega = \Delta E_r = \frac{\hbar^2 J'(J' + 1)}{2I'} - \frac{\hbar^2 J''(J'' + 1)}{2I''} \quad (2)$$

formuladan topiladi. J kvant soni uchun saralash qoidasi $\Delta J = \pm 1$. Aylanish energiyasi sathlari orasidagi o'tish natijasida hosil bo'lgan foton chastotasi

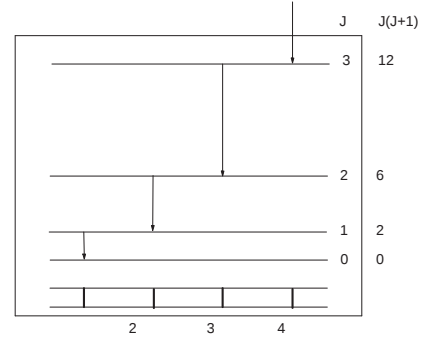


FIG. 1: Aylanish polosasining hosil bo'lishi chizmasi.

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\Delta E_r}{\hbar} = B[(J+1)(J+2) - J(J+1)] = \\ &= 2B(J+1) = \omega_1(J+1) \end{aligned} \quad (3)$$

qiymatlarni qabul qiladi. Bunda $J = 0, 1, 2, \dots$ va

$$B = \hbar/2I. \quad (4)$$

Aylanish polosasining hosil bo'lishi Fig.1 da ko'rsatilgan. Aylanish polasi chiziqlari bir xil chastota intervallarida joylashadi va spektrning olis ingraqizil qismiga tegishli bo'ladi.

Aylanish polasidagi spektr chiziqlari orasidagi interval $\Delta\omega = \omega_1$ ni o'lchab $B = \omega_1/2$ ni va keyinchalik molekula inertiya momentini topishimiz mumkin. Agar yadroning massasini ham bilsak, ikki atomli molekuladagi atomlar orasidagi muvozanatli masofa R_0 ni topishimiz mumkin. Tajribalarning ko'rsatishicha $\omega_1 \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Unda molekula inertiya momentiga $I \approx 10^{-47} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ bo'ladi. HCl molekulasida uchun $I = 2.71 \cdot 10^{-47} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ ga va $R_0 = 0.129 \text{ nm}$ teng ekanligi aniqlangan.

B. tebranish-aylanish polosalari

Agar molekulaning energiyasining o'zgarishi uning tebranishi va aylanishi evaziga bo'layotgan bo'lsa chiquvchi yoki yutiluvchi foton energiyasi

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \Delta E_r + \Delta E_v = \hbar\omega_v(v' + 1/2) - \hbar\omega_v(v'' + 1/2) + \\ &+ \frac{\hbar^2 J'(J' + 1)}{2I'} - \frac{\hbar^2 J''(J'' + 1)}{2I''} \end{aligned} \quad (5)$$

ga teng bo'ladi. Albatta bunda v va J kvant sonlar uchun o'zlarining saralash qoidalari bajarilishi shart. $\Delta E_r \ll \Delta E_v$ bo'lganligi uchun foton nurlanishi uchun

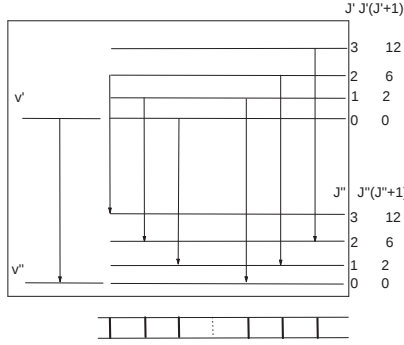


FIG. 2: Tebranish-aylanish polosasining hosil bo'lishi chizmasi.

$J' > J''$ shart bajarilishi shart emas. Yani foton $J' < J''$ o'tishda ham nurlanishi mumkin. $J' > J''$ bo'lgan holda foton chastotasi

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_v + B[(J+1)(J+2) - J(J+1)] = \\ &= \omega_v + 2B(J+1) = \omega_v + 2Bk (k = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (6)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda J quyi sathning aylanish kvant soni va u 0, 1, 2, 3, ... qiymatlarni qabul etadi. $J' < J''$ bo'lgan holda esa foton chatotasi

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_v + B[(J-1)J - J(J+1)] = \\ &= \omega_v - 2BJ = \omega_v - 2Bk (k = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (7)$$

formuladan topiladi. Bunda J quyi sathning aylanish kvant soni va u 1, 2, 3, ... qiymatlarni qabul etadi. Bu holda $J'' = J$ nol qiymatni qabul etishi mumkin emas, chunki bunaqada $J' = -1$ bo'lib qoladi. Ikkala hol formulalarini bitta umumiy qilib yozsak bo'ladi:

$$\omega = \omega_v \pm 2Bk = \omega_v \pm \omega_1 k, (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (8)$$

(8) formula bilan aniqlanadigan chastotalar to'plami *tebranish-aylanish polosasi* deyiladi. Chastotaning tebranish qismi ω_v polosa joylashadigan spektr sohasini aniqlaydi. Chastotaning aylanish qismi $\pm \omega_1 k$ polosaning nozik strukturasini aniqlaydi yani spektr chiziqlarining bo'linishini ifodalaydi. Tebranish-aylanish polosasi odatda 800 nm dan 5000 nm gacha cho'ziladi. Fig.2 dan ko'rinib turganidek aylanish-tebranish chastotasi ω_v ga nisbatan simmetrik va ω_1 intervaldan joylashgan spektr chiziqlaridan iborat bo'ladi. Faqat polosa markazida interval ikki marta katta bo'ladi, chunki ω_v chiziq paydo bo'lmaydi.

Tebranish-aylanish polosadagi chiziqlar orasidagi interval molekula inertsia momenti bilan bog'liq. Shu sababli bu intervali o'lchab molekula inertsia momentini

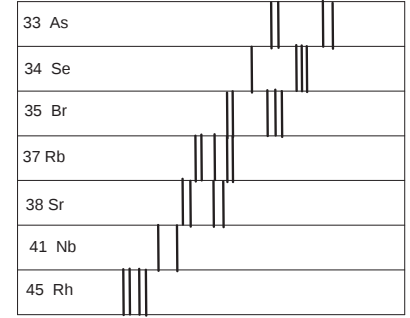


FIG. 3: Ba'zi elementlarning XRN spektrlari.

topish mumkin. Shuni takidlab o'tish lozimki molekula spektrida teranish va tebranish-aylanish polosalar faqat molekula nosimmetrik bo'lgandagina kuzatiladi. Yani bu polosalarning kuzatilishi uchun molekula har xil atomlardan tashkil topgan bo'lishi kerak. Simmetrik molekulaning dipol momenti nolga teng bo'lganligi sabab tebranish va tebranish-aylanish sathlari orasida o'tish taqiqlanib qo'yiladi. Molekula spektrida elektron-tebranish polosasi simmetrik va nosimmetrik molekulalarda ham kuzatiladi.

II. RENTGEN SPEKTRLARI

Oldingi boblarda tormozlanish RN larini ko'rib chiqqan edik. Tormozlanish RN laridan tashqari yana bir turli RN bor. Bu RN *xarakteristik* RN (XRN) deyiladi. Agar antikatodga kelib uriluvchi elektronlarning energiyasi uncha katta bo'lmasa antikatod materialiga bog'liq bo'lmagan tormozlanish RN kuzatiladi. Elektron energiyasi antikatod materiali atomlarining ichki elektron qobiqlaridan elektronlarni urib chiqarishga etuvchi energiyaga etganida tormozlanish RN fonida XRN ning o'ta sezilarli chiziqlari kuzatila boshlaydi. XRN ning chastotasi antikatod materiali turiga bog'liq bo'ladi. Rentgen nurlanishi spektri sodda ko'rinishga ega bo'ladi. U K, L, M, N, O deb belgilanadigan bir nechta seriyalardan iborat bo'ladi. Har bir seriya o'z navbatida chastotalari ortishi bo'yicha $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ ($K_\alpha, K_\beta, K_\gamma, \dots; L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, \dots$ va h.) lar bilan belgilanadi. Har xil elementlarning rentgen spektrlari o'xshash bo'ladi, chunki XRN atomning quyi EQ lardagi elektronning o'tishlari natijasida hosil bo'ladi. Atom tartib raqami Z ortishi bilan spektrdagi chiziqlar spektrning qisqa to'lqin uzunliklari sohasiga siljiydi xolos (Fig.3).

XRN ning hosil bo'lish chizmasi Fig.4 da keltirilgan.

Quyi EQ larning biridan elektronning yuqori EQ larning biriga o'tishi natijasida atom uyg'onadi. Agar

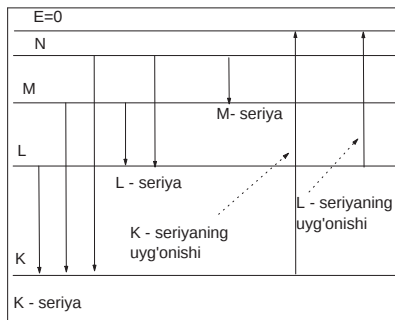


FIG. 4: XRN spektridagi har xil seriyalarning hosil bo'lishi.

K EQ dan elektron urib chiqarilgan bo'lsa, uning o'rniga L, M, N yoki yuqorisagi EQ lardagi elektron foton chiqarib o'tishi mumkin. Bu foton XRN ning K seriyasiga tegishli hisoblanadi. Boshqa seriyalarning hosil bo'lishi ham shunga o'xshash. K seriyadan keyin boshqa seriyalar ham navbatma-navbat hosil bo'ladi, chunki bo'sh qolgan elektron o'rinlariga yuqoridagi sathlardan elektronlar o'ta boshlaydi. 1913 yili ingliz fizigi G.Mozli (1887-1915) XRN spektridagi chiziqlar chastotasi va RN ni chiqaruvchi elementning atomi tartib raqamini o'zaro bog'lovchi empirik formulani topdi. Unga ko'ra, XRN spektridagi $K_{\alpha}, K_{\beta}, L_{\alpha}$ va h. chiziqlar chastotalarini mos ravishda

$$\omega_{K_{\alpha}} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right); \quad (9)$$

$$\omega_{K_{\beta}} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right); \quad (10)$$

$$\omega_{L_{\alpha}} = R(Z-7.5)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right); \quad (11)$$

va h.

formulalar orqali ifodalash mumkin ekan, bunda R Ridberg doimiysi. Yuqoridagi barcha formulalar

$$\omega = R(Z-\sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right); \quad (12)$$

strukturaga ega. Mozli qonunini umumiy etib

$$\sqrt{\omega} = C(Z-\sigma) \quad (13)$$

deb yozsak bo'ladi. Bu yerda C va σ har bir chiziq uchun o'ziga xos qiymat qabul etadigan doimiylar. Mozli

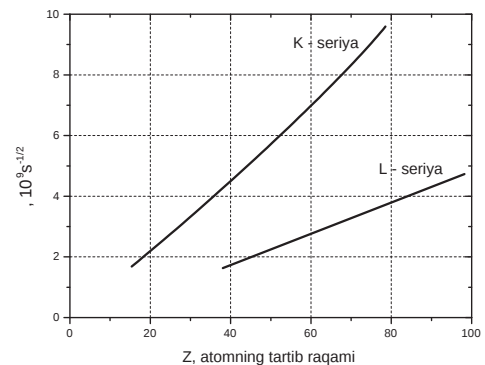


FIG. 5: XRN ning K_{α} va L_{α} chiziqlari chastotasi $\sqrt{\omega}$ ning atom tartib raqami Z ga bog'liqligi.

qonuni quyidagicha talaffuz etiladi: *XRN chastotasining ildiz ostidagi qiymati nurlanuvchi atom tartib raqamining chiziqli funktsiyasi*. Fig.5 da tajribada topilgan nuqtalar orqali chizilgan $\sqrt{\omega}$ ning Z funktsiyasi tasvirlangan.

Bu grafikka qarab Mozli qonunining to'g'ri bajarilishini tekshirish mumkin. Agar juda sinchiklab tekshirsak tajribada topilgan K_{α} seriyasi grafigi Mozli qonunidan ozgina chetlashihshini ko'ramiz. Mozli qonunini qo'llab tajribada topilgan RN to'lqin uzunligi orqali atomning Z zaryadini topish mumkin. Mozli qonuni elementlarni davriy sistemada joylashtirishda katta ahamiyat kasb etgan. Mozli o'zi topgan qonunni oddiygina qilib quyidagicha tushuntirgan: u (12) formula bilan aniqlanadigan chastota elektronning $Z - \sigma$ zaryad atrofidagi m - energetik sathdan n - energetik sathga o'tishida chiqaradigan nurlanish chastotasiga o'xshash ekanligini payqadi. Formuladagi σ o'tishda qatnashayotgan elektronga ta'sir etuvchi yadro maydoni ekranlangan ekanligini ifodalaydi yani elektron ekranlangan maydonda o'tish bajaradi. Ekranlanish darajasi har bir elektronga har xil bo'ladi. K EQ dai elektronga kamroq ekranlangan maydon, L EQ dagi elektronga esa kuchliroq ekranlangan maydon ta'sir etadi. Shu sabab Mosli qonunini

$$\omega = R \left[\frac{(Z-\sigma_n)^2}{n^2} - \frac{(Z-\sigma_m)^2}{m^2} \right] \quad (14)$$

deb yozish maqsadga muvofiq.

III. YORUG'LIKNING KOMBINATSION SOCHILISHI

1928 yili L.I.Mandelstam va G.S.Landsberg (1890-1957) va ulardan mustaqil ravishda hind fiziklari Ch.V.Raman (1888-1970) va R.S.Krishnan (1911-)

yorug'likning gazlar, shuyuqliklar va shaffof kristal moddalardan o'tishini o'rganayotib keyinchalik *kombinatsion sochilish* (KS) deb nom olgan hodisani kashf etdilar. KS da sochilgan yorug'likda dastlabki yorug'lik chastotasidan tashqari (siljimagan chastota) tushuvchi chastota ω_0 va muhit molekularining tebranishlar chastotasi ω_i yoki aylanish chastotalarining kombinatsiyasidan tashkil topgan chastotalar ham kuzatiladi:

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_i. \quad (15)$$

Sochilgan yorug'lik spektrida siljimagan chastota ω_0 ga simmetrik joylashgan uning yo'ldoshlari bo'ladi. Agar yo'ldosh chastotasi kichik chastota tomonga siljigan bo'lga u "qizil" yo'ldosh aks holda "binafsha" yo'ldosh deyiladi. Oddiy haroratlarda "binafsha" yo'ldoshlarning intensivligi "qizil" yo'ldoshlarning intensivligidan ancha kichik bo'ladi. Ammo harorat ortishi bilan "binafsha" yo'ldoshlarning intensivligi orta boradi. Sochilishning kvant nazariyasiga ko'ra KS ni fotonlarning molekular bilan noelastik to'qnashuvi deb qarashimiz darkor. Fotonning molekula bilan to'qnashishida molekula sathlari farqiga teng energiya olishi yoki berishi mumkin. Agar to'qnashish natijasida foton molekulaga energiya berib uni E' holatdan E'' holatga o'tkazsa, foton energiyasi $\hbar\omega_0 - \Delta E$ bo'ladi, bunda $\Delta E = E_m - E_n$. Natijada foton chastotasi $\omega_1 = \Delta E/\hbar$ ga kamayib sochilgan yorug'lik spektrida "qizil" yo'ldosh hosil bo'ladi. Fotonning molekula bilan to'qnashishida molekula E'' energetik holatda bo'lishi mumkin. Bu holda molekula fotonga energiya bersa, foton energiyasi $\Delta E = E'' - E'$ ga ortadi. Natijada sochilgan yoqug'lik spektrida "binafsha" yo'ldosh hosil bo'ladi. Molekulaning energetik sathlari ko'p bo'lgani uchun yo'ldoshlar soni ham ancha bo'ladi. Oddiy sharoitlarda asosiy holatdagi molekular soni g'alayonlangan holatdagi molekular sonidan ancha ko'p bo'lgani. Shu sabab fotonlarning ko'pchiligi to'qnashish natijasida o'z energiyasini kamaytiradi va oqibatda "qizil" yo'ldoshlar intensivligi "binafsha" yo'ldoshlar intensivligidan katta bo'lganligi kuzatiladi. Katta haroratlarda g'alayonlangan holatda bo'lgan molekular soni ortadi, natijada "binafsha" yo'ldoshlarning ham intensivligi ortadi. KS ning tahlili bo'yicha molekulaning tuzulishi haqida qimmatli ma'lumotlarni olish mumkin: KS usulidan foydalanib molekulaning xususiy tebranishlari chastotasini aniqlash mumkin; molekulaning simmetriyasi haqida bilib olish mumkin. Har bir molekulaning KS ning spektri o'ziga xos. Shu sabab murakkab tarkibdagi gaz va molekularning KS spektriga qarab uning tarkibi va strukturasi o'rganish mumkin. Kimiyoviy usullar bilan bunday ishlarni bajarish juda qiyin kechadi yoki umuman mumkin emas.

IV. MAJBURIY NURLANISH

Shu paytgacha biz elektronning energetik holatlar orasida faqat ikki turli o'tishlarini ko'rib chiqdik. Biri spontan o'tish (SO't) bo'lsa, ikkinchisi majburiy o'tish (MO't) edi. SO't da elektron yuqori energetik holatdan (EH) dan quyi EH ga o'tadi, MO't da esa elektron tashqi nurlanish ta'sirida quyi EH dan yuqori EH ga o'tadi. Birinchi jarayon natijasida atom spontan tarzda foton nurlantiradi, ikkinchisida esa foton yutadi. 1916 yili A.Einshtein modda va nurlanish orasidagi termodinamik muvozanatni yuqorida aytib o'tilgan elektronning energetik sathlar orasidagi faqat ikki xil o'tishlari bilan tushuntirib bo'lmasligiga hammaning e'tiborini qaratdi. Rostdan ham, SO't ehtimoli faqat atomning ichki xossalriga bog'liq bo'lib, tashqi nurlanish intensivligiga bog'liq emas. MO't ehtimoli esa atomning ichki xossalriga va tashqi nurlanish intensivligiga bog'liq bo'ladi. Nurlanish ixtiyoriy intensivligida modda bilan muvozanatda bo'lishi uchun nurlanish intensivligi ortishi bilan o'tish ehtimoli ham ortadigan nurlanish chiqaruvchi o'tish bo'ishi lozim ekan. Bu o'tish tashqi nurlanish ta'sirida sodir bo'ladi va uning natijasida hosil bo'lgan nurlanish majburiy nurlanish (MN) deyiladi. MN muhim xossalarga ega. Uning tarqalish yo'nalishi, chastotasi, fazasi va qutblanish uni keltirib chiqargan tashqi nurlanish yo'nalishi, chastotasi, fazasi va qutblanishi bilan bir xil bo'ladi. Shu sababli majburlovchi va MN o'zaro kogerent bo'ladi. Yorug'lik kuchaytgichlari va generatorlari ishlashi MN ning aynan shu xassasiga asoslangan. Detallashgan muvozanat printsipligiga (DMP) ko'ra muvozanatli termodinamik sistemada har bir jarayonga teskari jarayon mavjud bo'lib, ularning ehtimoli teng. DMP ga asoslanib Einshtein quyidagi postulatni taklif etdi: *nurlanish chiqishi bilan yakunlanadigan MO't lar ehtimoli nurlanish yutilishi bilan tugaydigan MO't lar ehtimoliga teng*. Yani MO't lar teng ehtimollik bilan bir biriga teskari yo'nalishlarda sodir bo'lishi mumkin ekan. E_n EH dan E_m EH ga vaqt birligida MO't ehtimoli P_{nm} bo'lsin. Xuddi shu EH lar orasida teskari MO't ehtimoli P_{mn} bo'ladi. Bu ikkala o'tishda kuzatiladigan nurlanish intensivligi bir xil bo'lsa $P_{nm} = P_{mn}$ tenglik o'rinlanadi. MO't ehtimoli majburlovchi ω chastotali NESZ ga tog'ri proporsional bo'ladi. Proporsionallik koeffitsientini B_{nm} deb belgilab

$$P_{nm} = B_{nm}u_\omega, P_{mn} = B_{mn}u_\omega, \quad (16)$$

deb yozamiz. B_{mn} va B_{nm} miqdorlar Einstein koeffitsientlari deb ataladi. $P_{nm} = P_{mn}$ tenglikdan $B_{nm} = B_{mn}$ tenglik kelib chiqadi. $n \rightarrow m$ va $m \rightarrow n$ o'tishlarning muvozanatidan foydalanib Einstein osongina Plank formulasini keltirib chiqardi. Termodinamik muvozanat holatida n EH dan m EH ga o'tuvchi atomlar soni N_{nm} , teskari yo'nalishda o'tuvchi atomlar soni N_{mn} ga teng bo'lishi kerak. Agar $E_n > E_m$ bo'lsa, $m \rightarrow n$ o'tishlar faqat tashqi nurlanish yutilishi natijasida sodir bo'ladi, $n \rightarrow m$ o'tishlar esa majburiy va

spontan o'tishlar bo'lishi mumkin. U holda

$$N_{mn} = N_{mn}^{maj}, N_{nm} = N_{nm}^{maj} + N_{nm}^{sp}. \quad (17)$$

Muvozanat shartiga ko'ra

$$N_{mn}^{maj} = N_{nm}^{maj} + N_{nm}^{sp}. \quad (18)$$

(16) ga binoan

$$N_{mn}^{maj} = P_{mn}N_m = B_{mn}u_\omega N_m \quad (19)$$

$$N_{nm}^{maj} = P_{nm}N_n = B_{nm}u_\omega N_n \quad (20)$$

Bu yerda N_n va N_m mos ravishda n va m EH da bo'lgan atomlar soni. n EH dan m EH ga vaqt birligida spontan o'tish ehtimoli A_{nm} bo'lsin. U holda vaqt birligida n EH dan m EH ga spontan o'tuvchi atomlar soni

$$N_{nm}^{sp} = A_{nm}N_n. \quad (21)$$

(19),(20) va (21) larni (18) ga qo'yib

$$B_{mn}u_\omega N_m = B_{nm}u_\omega N_n + A_{nm}N_n \quad (22)$$

topamiz. Bu tenglikdan topiladigan u_ω modda bilan muvozanatda bo'lgan NESZ $u(\omega, T)$ hisoblanadi. (22) dan

$$u(\omega, T) = \frac{A_{nm}N_n}{B_{mn}N_m - B_{nm}N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{N_m/N_n - 1}. \quad (23)$$

Muvozanat holatida atomlarning energetik holatlar bo'yicha taqsimoti Boltsman formulasi bilan aniqlanadi:

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left(\frac{E_n - E_m}{kT}\right) = \exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right). \quad (24)$$

U holda

$$u(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (25)$$

A_{nm}/B_{nm} nisbatni topish uchun Einstein (25) formula kichik chastotalarda Reley-Jins formulasiga o'tishidan foydalandi. Yani $\hbar\omega \ll kT$ larda $\exp(\hbar\omega/kT) \approx 1 + \hbar\omega/kT$ deb olish mumkin. Natijada

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3}. \quad (26)$$

(26) ni (25) ga qo'yish orqali Plank formulasini topishimiz mumkin.

V. LAZERLAR

XX asrning 50- yillariga kelib nurlanish biror muhitdan o'tganda uning intensivligi Einshtein kashf etgan MN hodisasi asosida oshadigan asbob yoki qurilmalar yaratildi. 1953 yili N.G.Basov va A.M.Proxorovlar ta'monidan va ulardan mustaqil tarzda Ch.X.Tauns birinchi molekulyar generatorni yaratdilar. Bu molekulyar generatorlar samtimetr uzunlikdagi to'liqlar sohasida ishlardi va *mazer* deb nom olishdi. Olimlarning bu yabgiliklari uchun 1964 yili uchalasi ham Nobel mukofati bilan taqdirlandi. *Mazer* so'zi inglizcha *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (mikroto'liqlarni majburiy nurlanish yordamida kuchaytirish) so'zlar birikmasidan qisqartirib olinganidir. T.G.Meyman 1960 yili nurlanish intensivligini optik sohada ham kuchaytiradigan asbob ishladi, bu asbob *Lazer* deb nomlandi. *Lazer* so'zi inglizcha *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (yorug'likni majburiy nurlanish yordamida kuchaytirish) so'zlar birikmasidan qisqartirib olinganidir. Lazerlarni ko'pincha *optik kvant generator* (OKG) lari deb ham atashadi. O'tgan bo'limda ko'rib chiqqanimizdek moddaga uning atomlarning energetik sathlari bilan chastotasi $\omega = (E_n - E_m)/\hbar$ ($E_n > E_m$) ga teng bo'lgan nurlanish ta'sir etganda ikki xil hodisa kuzatilishi mumkin:

1. $m \rightarrow n$ majburiy nurlanish

2. $n \rightarrow m$ majburiy nurlanish

Birinchi hodisada nurlanish yutuladi va uning natijasida moddaga tushuvchi nurlanish intensivligi kamayadi, ikkinchi hodisa natijasida esa moddaga tushuvchi nurlanish intensivligi ortadi. Umuman olganda, nurlanish intensivligining qanday bo'lishi bu ikki hodisalarning qaysi birining sodir bo'lish ehtimoli katta bo'lishiga bog'liq. Termodinamik muvozanat holatida atomlarning energetik holatlar bo'yicha taqsimlanishi Boltsman qonuni bilan aniqlanadi:

$$N_i = \frac{N \exp(-E_i/kT)}{\sum_i \exp(-E_i/kT)} = C \exp(-E_i/kT), \quad (27)$$

bu yerda N - atomlarning umumiy soni, N_i - modda harorati T bo'lganda energiyasi E_i ga teng atomlar soni (energetik holatlar aynimagan deb hisoblaymiz). Bu formuladan katta energiyaga ega holatlarda bo'luvchi atomlarning nisbiy soni kam bo'lishi ko'rinib turibdi. Ikki EH orasidagi o'tish ehtimoli dastlabki EH dagi atomlar soniga to'g'ri proporsional bo'ladi. Shu sababli termodinamik muvozanat holatda moddaga tushuvchi nurlanishning yutulishi kuzatiladi yani $m \rightarrow n$ o'tishlar soni ko'p bo'ladi. Natijada moddadan o'tgan nurlanish intensivligi kamayadi. Moddadan o'tgan nurlanishning intensivligi oshishi uchun modda atomlarining EH lar bo'yicha taqsimlanishini shunday holga keltirish kerakki,

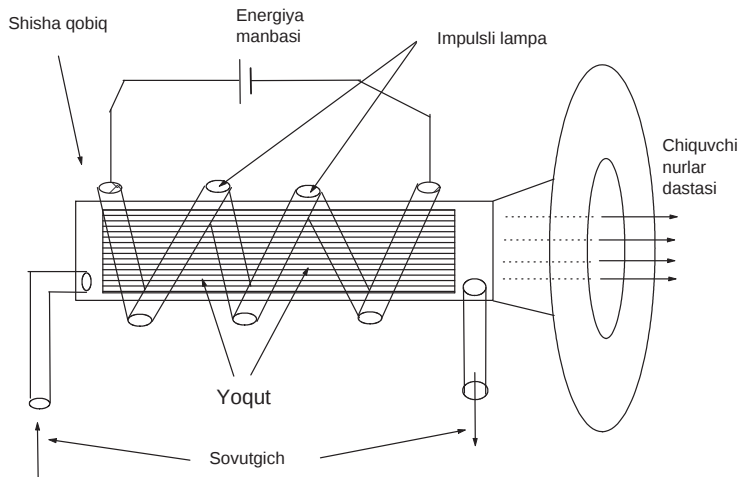


FIG. 6: Yoqut asosidagi lazer chizmasi.

unda yuqori EH lardagi atomlar soni quyi EH lardagi atomlar sonidan ko'p bo'lishi lozim. Modda atomlarining EH lar bo'yicha bunday taqsimlanishi *holatlarning invers to'ldirilishi* deb ataladi. Nurlanish intensivligining biror muhitdan o'tishida kamayishi

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (28)$$

bilan beriladi. EH lari invers to'ldirilgan moddaga nurlanish tushganda atomlarning MN ehtimoli ularning

nurlanish yutishi ehtimolidan katta bo'ladi. Natijada, bu muhitdan otgan nurlanish intensivligi ortadi. Nurlanish intensivligining ortishini (28) formula yordamida moddaning nurlanish yutishi koeffitsienti manfiy deb qabul qilib tushuntirish mumkin $\alpha < 0$. Yani atomlarining EH lari invers to'ldirilgan muhitning nurlanish yutish koeffitsienti manfiy bo'larkan. Lazer moddaning EH larini invers to'ldirilishini taminlovchi usullar ishlab chiqilgan dan keyin yaratildi.

Meymer tomonidan yaratilgan birinchi lazerda ishchi modda sifatida silindrsimon *yoqut kristali* ishlatilgan. Sterjen diametri $\approx 1\text{sm}$, uzunligi $\approx 5\text{sm}$ ni tashkil etgan. Silindrning asoslari polirovka qilingan va bir biriga nisbatan parallel ko'zgularni tashkil etishgan. Silindrning bir asosi yorug'likni to'liq qaytarish uchun alyuminiy Al ning yupqa qatlami bilan qoplangan, ikkinchi asosi esa tushgan yorug'likning faqat 8% o'tkazadigan qilib Al qatlami bilan qoplangan bo'lgan. Yoqut moddasi tarkiriga xrom Cr atomlari kiritilgan alyuminiy oksidi Al_2O_3 hisoblanadi. Bunda xrom atomlari alyuminiy atomlarini almashtiradi. Yorug'likning yutilishida yoqut moddasidagi xrom atomlari Cr^{3+} uyg'ongan holatga (UH) o'tadilar. Asosiy holatga (AH) qaytish ikki bosqichda sodir bo'ladi. Birinchi bosqichda xrom ioni uyg'onish energiyasining bir qismini kristal panjaraga beradi va o'zi metastabil holatga (MH) o'tadi. MH dan AH ga to'gridan to'g'ri o'tish *saralash qoidasi* ga ko'ra qisman taqiqlangan. Shu sabab MH da xrom atomining *yashash vaqti* 10^{-3}s yani oddiy UH dagi yashash vaqti-

dan 10^5 marta ko'p bo'ladi. Ikkinchi bosqichda xrom ioni $\lambda = 694,3\text{nm}$ to'liq uzunlikka ega foton nurlantirib AH ga qaytadi. Xuddi shunday to'liq uzunligiga ega foton ta'sirida, xrom ionlarining MH dan AH ga o'tish tezligi juda yuqori bo'ladi yani majburiy nurlanish kechadi.

Lazerda yoqut impulsli tarzda ishlaydiga ksenon lampasi bilan yoritiladi (FIG.6). Ksenon lampasi nurlanishining spektri juda keng bo'lib keng chastotalarni qamrab oladi. Lampaning quvvati etarli darajada bo'lganda xrom ionlarining ko'pchiligi UH ga o'tadilar. Ishchi modda atomlariga energiya berib uning atomlarini UH ga o'tirish jarayoni *nakachka* deb ataladi (FIG. 7). FIG. 7 da tasvirlanga Cr^{3+} ionining 3 EH bir biriga juda yaqin joylashgan ko'p sonli EH lardan iborat. Nakachka W_{13} jarayoni bilan tasvirlangan. 3- EH da xrom ionining yashash vaqti juda oz $\approx 10^{-3}\text{s}$. Bu vaqt ichida xrom ionlarining oz qismi SO't orqali AH ga qaytadi A_{31} . Ammo ko'pchilik xrom ionlari MH ga o'tadilar S_{32} . Yani MH ga o'tish ehtimoli AH o'tish ehtimolidan ancha katta bo'ladi. Nakachkaning etarli quvvatida 2 EH da bo'luvchi

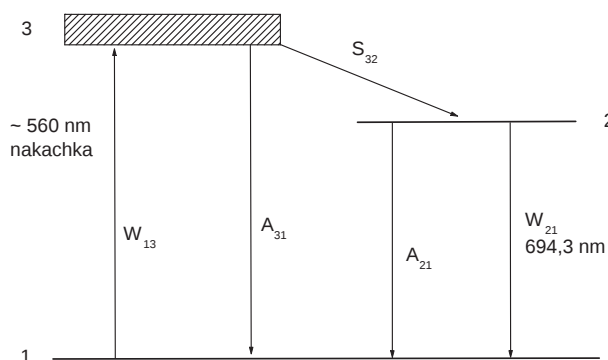


FIG. 7: Xrom ionining energetik sathlari chizmasi.

xrom ionlari soni 1- EH dagi xrom ionlari sonidan katta bo'ladi va natijada *holatlarning invers to'ldirilishi* paydo bo'ladi. 2- MH dan AH ga SO't ham bo'lishi mumkin A_{21} va uning fotoni o'z navbatida MO't natijasida hosil bo'lgan qo'shimcha fotonlarni yuzaga keltiradi va hakoza. Natijada fotonlar oqimi vujudga keladi. MO't jarayonida hosil bo'lgan fotonlar uni paydo qiluvchi foton harakati yo'nalishida harakatlanadi. Silindr o'qi bilan kichik burchak hosil qilgan fotonlar silindr asoslaridan

ko'p marta qaytadilar, shu sabab ularning yo'li juda katta bo'ladi va fotonlar oqimi silindr o'qi bo'yicha juda katta bo'ladi. Boshqa yo'nalishlarda chiqqan fotonlar yoqut silindri yon sirtidan chiqib ketadilar. Yoqutdam yasalgan lazerlar impuls rejimida ishlaydi va odatda minutiga bir nechta impuls beradi. Ishchi moddasi gaz bo'lgan birinchi lazerni 1961 yili amerikada yashovchi (1948 yildan), asli kelib chiqishi Eronlik bo'lgan, Ali Javan (1926 yili Tehronda tug'ilgan) yaratdi. Uning ishchi moddasi geliy va neon gazlarining aralashmasi edi. 1963 yilga kelib yarimo'tkazgichli moddalarda ishlovchi lazerlar yaratildi. Hozirgi vaqtda lazer ishchi moddalari juda ko'p va ular gaz, suyuqlik va qattiq jism hamdir. Lazerlar impulsli va uzluksiz ishlashi mumkin. Lazer nurlanishi ajoyib xossalarga ega:

1. yuqori darajada monoxromatik $\Delta\lambda \sim 0,01nm$;
2. juda yuqori fazoviy va vaqt kogerentliigi;
3. katta intensivlik;
4. oqim dastasining juda ingichkaligi.

Lazer yorug'ligi dastasining burchak kengligi shunday darajada kichikki, uning yordamida Oyni diametri 3km bo'lgan soha bilan yoritish mumkin. Lazer nurini linza yordamida bir fokusga yig'ish natijasida shunday energiya oqimi zichligiga erishish mumkinki, u Quyosh nurlari bir fokusga yig'ilgandagi energiya oqimi zichligidan 1000 marta katta bo'ladi.

GLOSSARIY

Atom - moddani tashkil etib, uning fizikaviy xossalarini tavsiflovchi eng kichik zarra. Atom so'zi qadimgi yunon (grek) tilidan olingan bo'lib, lug'aviy ma'mosi bo'linmas deganidir.

Absolyut qora jism – o'zga tushuvchi nurlanishni to'raligicha yutadigan jism.

Kvant - bu o'zaro ta'sirlashuvda namoyon bo'ladigan materiya (energiya) ning minimal miqdori.

Rentgen nurlanish - to'lqin uzunligi 10^{-12} ÷ 10^{-9} metr sohaga mos tushadigan elektromagnit to'lqin.

Shredinger tenglamasi – mikrozarra va ulardan tashkil topgan kvant tizimlarning harakatini tavsiflovchi tenglama.

Operator – biror funktsiyaga ta'sir etib uni boshqa funktsiyaga o'tkazuvchi amal.

Kompleks qo'shma operator – operatoridan kompleks qo'shma olib topilgan operator.

Ermit qo'shma operator – operatoridan kompleks qo'shma olib va “transpon” amali bajarilib topilgan operator.

Tunnel effekt – zarraning klassik fizika qonunlariga zid o'laroq potentsial to'siqdan, o'sha to'siq ustidan o'shib o'tmasdan, o'tishi

Issiqlik nurlanish – jismning faqat ichki energiyasi hisobiga chiqadigan nurlanish.

Ultrabinafsha halokat - absolyut qora jismning nurlanuvchanlik qobiliyatining katta chastotalarda cheksizlikka intilishi. Natijda issiqlik nurlanishining spektr zichligi ham cheksiz degan no'to'g'ri xulosa kelib chiqadi.

Mikrozarra – chiziqli o'lchamlari 0.1 mkm dan 100 mkm oraliqda bo'lgan zarra.

Nurlanuvchanlik qobiliyat - jismning birlik sirtidan birlik vaqtda va birlik to'lqin uzunligi (chastotasi intervali) ga to'g'ri keluvchi chiquvchi nurlanish energiyasini tavsiflaydi.

Nur yutuvnuvchanlik qobiliyat - jismning birlik sirtida birlik vaqtda va birlik to'lqin uzunligi (chastotasi intervali) ga to'g'ri keluvchi nurlanish energiyasi yutishini tavsiflaydi.

Fotoeffekt – nurlanish ta'sirida modda sirtida elektronning chiqishi

Kompton effekt – rentgen nurlanishining ekin elektronlarda sochilishi va bunda uning energiyasining kamayishi

To'lqin-zarra dualizmi - materiyaning bir vaqtda zarra va to'lqin (maydon) tabiatga ega, yani materiyada ikki (daul) xil tabiat namoyon deguvchi ta'limot.

To'lqin funktsiya – kvant tizimning holatini to'liq tavsiflaydigan funktsiya

Pauli printsiipi – fermion zarralarining bitta kvant holatda ikkitasi bo'lishini taqiqlovchi qoida.

Краткий Глоссарий по предмету «Теоретическая физика» (Электродинамика)

Атом - это самая маленькая частица, которая составляет материю и описывает ее физические свойства. Слово «атом» происходит от древнегреческого (греческого) языка, что буквально означает неделимый.

Абсолютно черное тело - это объект, который полностью поглощает падающее на его поверхность излучение.

Рентгеновское излучение – электромагнитные волны с длинами волн в интервале $10^{-12} \div 10^{-9}$ м.

Уравнение Шредингера - это уравнение, которое описывает движение микрочастиц и квантовых систем, состоящих из них.

Оператор - это действие, которое действует на функцию и переводит ее в другую функцию.

Комплексно сопряженный оператор – оператор найденный комплексным сопряжением данного оператора.

Эрмитова сопряженный (самосопряженный) оператор - оператор найденный комплексным сопряжением и транспонированием данного оператора.

Туннельный эффект (туннелирование) – прохождение частицы (или системы) сквозь область пространства, пребывание в которой запрещено классической механикой.

Тепловое излучение - электромагнитное излучение, испускаемое телами за счёт их внутренней энергии.

Ультрафиолетовая катастрофа — парадокс классической физики, состоящий в том, что полная мощность теплового излучения любого нагретого тела, согласно закону Рэлея — Джинса, должна быть бесконечной.

Микрочастица – частица линейный размер, которой лежит в интервале от 0,1 до 100 мкм.

Излучательная способность – энергия излучения, испускаемого с единичной поверхности объекта в единицу времени и на единицу длины волны (частотный диапазон).

Поглощательная способность - это способность объекта поглощать лучистую энергию в единицу времени и на единицу длины волны (частотный диапазон) на единичной поверхности.

Фотоэффект или фотоэлектрический эффект — явление взаимодействия света или любого другого электромагнитного излучения с веществом, при котором энергия фотонов передаётся электронам вещества.

Эффект Комптона – рассеяние электромагнитного излучения на свободном электроне, сопровождающееся уменьшением частоты излучения (открыт А. Комптоном в 1923 г.).

Корпускулярно-волновой дуализм (или квантово-волновой дуализм) — свойство природы, состоящее в том, что материальные микроскопические объекты могут при одних условиях проявлять свойства классических волн, а при других — свойства классических частиц.

Волновая функция, или **пси-функция**— комплекснозначная функция, используемая в квантовой механике для описания чистого состояния системы.

Принцип Паули (принцип запрета) — один из фундаментальных принципов квантовой механики, согласно которому два и более тождественных фермиона (частицы с полуцелым спином) не могут одновременно находиться в одном и том же квантовом состоянии.

A brief Glossary on the subject “Theoretical physics” (Electrodynamics)

An atom - is the smallest particle that makes up matter and describes its physical properties. The word "atom" comes from the ancient Greek (Greek) language, which literally means indivisible.

An absolutely black - body is an object that completely absorbs radiation incident on its surface.

Quantum - In physics, a quantum (plural quanta) is the minimum amount of any physical entity (physical property) involved in an interaction.

Roentgen (X-ray) radiation – is the electromagnetic waves with wavelengths in the interval $10^{-12} \div 10^{-9}$ m.

The Schrödinger equation - is an equation that describes the motion of microparticles and quantum systems made up of them.

An operator - is an action that affects a function and transfers it to another function.

Complex conjugate operator – it an operator that obtained by taking of complex adjoint from a given operator

Quantum tunnelling or tunneling - is the quantum mechanical phenomenon where a subatomic particle's probability disappears from one side of a potential barrier and appears on the other side without any probability current appearing inside the well.

Thermal radiation - is electromagnetic radiation generated by the thermal motion of particles in matter.

The ultraviolet catastrophe, also called the Rayleigh–Jeans catastrophe, was the prediction of late 19th century/early 20th century classical physics that an ideal black body at thermal equilibrium will emit radiation in all frequency ranges, emitting more energy as the frequency increases.

Microparticle – is a particle linear dimensions of which lies on the range from 0.1 mkm till 100 mkm.

Emissivity - is the energy of radiation emitted from a unit surface of an object per unit of time and per unit of wavelength (frequency range).

Light absorption capacity - is the ability of an object to absorb radiant energy per unit time and per unit wavelength (frequency range) on a unit surface.

The photoelectric effect - is the emission of electrons when electromagnetic radiation, such as light, hits a material.

Compton scattering, discovered by Arthur Holly Compton, - is the scattering of a photon by a charged particle, usually an electron.

Wave–particle duality - is the concept in quantum mechanics that every particle or quantum entity may be described as either a particle or a wave.

A wave function in quantum physics - is a mathematical description of the quantum state of an isolated quantum system.

The Pauli exclusion principle - is the quantum mechanical principle which states that two or more identical fermions cannot occupy the same quantum state within a quantum system simultaneously

BYNDPI

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIJ VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

TOSHKENT DAVLAT PEDAGOGIK UNIVERSITETI



Ro'yxatga olindi: BD-5110200-2.06

2018 - yil 18.08

NAZARIY FIZIKA

FAN DASTURI

Bilim sohasi:	100000 - Gumanitar
Ta'lim sohasi:	110000 - Pedagogika
Ta'lim yo'nalishi:	5110200 - Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi

Toshkent - 2018

Fan dasturi Oliy va o'rta maxsus, kasb-hunar ta'limi yo'nalishlari bo'yicha O'quv-uslubiy birlashmalar faoliyatini Muvofiqlashtiruvchi Kengashning 2018-yil "18" 08 dagi 4 -sonli bayonnomasi bilan ma'qullangan.

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining 2018-yil "25" 08 dagi 744 -sonli buyrug'i bilan ma'qullangan fan dasturlarini tayanch oliy ta'lim muassasasi tomonidan tasdiqlashga rozilik berilgan.

Fan dasturi Nizomiy nomidagi Toshkent davlat pedagogika universitetida ishlab chiqildi.

Tuzuvchilar:

M. Djorayev – TDPU «Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi» kafedrası professori, ped.f.d., professor
T. Muratov – TDPU «Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi» kafedrası katta o'qituvchisi
E. Xo'janov – TDPU «Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi» kafedrası o'qituvchisi

Taqrizchilar:

I.Kokanbaev – Qo'qon DPI «Fizika va astronomiya o'qitish metodikasi» kafedrası dotsenti, f.-m.f.n.

D.T.Kuletov – Toshkent Turizm kasb-hunar kolleji fizika va astronomiya o'qituvchisi

Fan dasturi Nizomiy nomidagi Toshkent davlat pedagogika universiteti o'quv-uslubiy Kengashida ko'rib chiqilgan va tavsiya qilingan (2018 - yil 06 dagi 11 -sonli bayonnomasi).

Ўғриганда. (Ўзбекистон Республикаси қонун ҳужжатлари тўплами, 2017 й. 6-сон, 70-модда)

15. Ўзбекистон Республикаси Конституцияси, Т.: Ўзбекистон. 2014. -46 б.
16. И.В. Мещерский. Сборник задач по теоретической механике. М.: Наука. 1992 г.
17. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. M.S.Sedrik tahriri ostida Toshkent.: O'qituvchi. 1992 y.
18. Tursunov S., Kamolov J. "Elektr va magnitizm", T.: O'qituvchi, 1996 y.
19. В.В. Мултановский, А.С. Васильевский. Электродинамика. М.: Просвещение, 1998 г.
20. О. Qodirov, А. Boydedaev. Kvant fizika. Toshkent, "O'zbekiston" nashriyoti, 2005y.
21. Е.М. Гершензон и др. Курс общей физики. Оптика и атомная физика. М.: "Просвещение", 1997 г.
22. Е. Rasulov. U Begimqulov Kvant fizikasi. 1-tom., Т. "Fan va texnologiya", 2009 y.
23. Е. Rasulov. U. Begimqulov Kvant fizikasi. 2- tom Т.: "Fan va texnologiya", 2009 y.
24. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. М.: Наука. 1999 г.
25. И.В. Савельев. Основы теоретической физики. Том 1. М.: Наука. 1992 г.
26. В. Шпольский. Атомная физика. В двух томах. Москва.: Наука. 1992 г.
27. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В двух томах. Москва.: 1998 г.
28. А. И. Наумов. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Москва.: 2000 г.
29. Paul Peter Urone, Roger Hinric "College Physics" Californiya 2002

Internet saytlari

30. www.tdpu.uz
31. www.pedagog.uz
32. www.ziyounet.uz
33. www.edu.uz

I. O'quv fanining dolzarbligi va oliy kasbiy ta'limdagi o'rni

Nazariy fizika fani klassik mexanika, elektrodinamika, kvant mexanika, statistik fizika va termodinamika bo'limlarini o'z ichiga oladi. Ushbu fan 5110200 - fizika va astronomiya o'qitish metodikasi bakalavriat ta'lim yo'nalishida tahsil olayotgan talabalarga nazariy fizika kursi sifatida o'qitiladi.

Nazariy fizika fani fizikaning barcha bo'limlari, oliy matematikaning differentsial va integral hisobi, ehtimollar nazariyasi, matematik statistika, astoronomiya va astrofizika, tabiiy-ilmiy va boshqa fanlar bilan uzviy bog'langan.

Nazariy fizikani o'zlashtirgan talaba makro va mikro dunyodagi moddalarning tuzilishi, ularning tashkil etuvchilarning xususiyatlarini, ulardagi turli jarayonlarning o'tish modellari va nazariyalari haqidagi qonuniyatlarini o'rganadi, yangi axborot texnologiyalarini qo'llab, olgan bilimlari pedagogik va ilmiy faoliyatida qo'llaydi.

Nazariy fizika fanini o'qitishda yangi ta'lim texnologiyalari, elektron plakatlar, tarqatma materiallar, elektron darsliklar va qo'llanmalar, virtual laboratoriyalar, internet ma'lumotlari, lokal tarmoqdagi turli o'quv, ilmiy bilimni nazorat qilish bo'yicha ma'lumotlar jamlamasidan foydalaniladi. Mustaqil ta'lim, aqliy hujum, vaziyatli masalalarni yechish, diskussiya, rolli o'yinlar, referatlar yozish kabi pedagogik usullar bilan fanning o'qitilishi amalga oshiriladi.

II. O'quv fanining maqsadi va vazifasi

Nazariy fizika fanini o'qitishdan maqsad – talabalarda, bo'lajak fizika o'qituvchisiga zarur bo'lgan darajada: makro- va mikro dunyoda modda va maydonning harakat qonunlarini nazariy jihatdan asoslash, moddaning va uni tashkil etgan mikrozarralar xossalarini o'rganish, mikro va makroskopik sistemalarning turli holatlarini nazariyasi, ularning fizik modellari xaqida nazariy bilim, ko'nikma va malaka shakllantirishdir.

Fanning vazifasi - talabalarga nazariy fizika kursining bo'limlari (klassik mexanika, elektrodinamika, kvant mexanika hamda statistik fizika va termodinamika) doir tushunchalar, qonuniyatlarini o'rgatishdan iborat.

Lagranj tenglamalari, mexanikadagi saqlanish qonunlarini, harakat tenglamalarini integrallashni, finit va infinit potentsial maydonlardagi harakat tebranma harakat qonunlari; muhitlar chegarasidagi elektr maydoni, vakuumda va muhitda elektromagnit maydon xususiyatlarini, Maksvell tenglamalarini, elektrodinamikaning eksperimental asoslarini, elektrostatik potentsiallarni; noaniqlik, moslik, qo'shimchalik kvant prinsiplari, operatorlar, Shredenger tenglamasi va uni yechish metodlari va misollarini, g'alayon nazariyasini; makroskopik sistemaning muvozanat va nomuvozantli holatlari, termodinamik potentsiallar, statistik sistemalarning kvant va klassik xususiyatlari, kvant sistemasi kanonik va mikrokanonik taqsimoti, ideal gaz xususiyatlari bilishdagi *bilimga*;

- nazariy fizika qonunlarini, teoremlarini, gipoteza va aksiomalarini isbot qila bilish, uning mazmun va mohiyatini to'g'ri tushunib, muayyan misollarni yecha olish kabi *ko'nikma*;

- talaba nazariy fizika kursining bo'limlariga doir amaliy mashg'ulotlarda o'zlashtirilgan barcha mavzular bo'yicha masalalar yechish, seminar uchun

referatlarini tayyorlash, masalalarning hisob-kitob ishlarini o'tkazish, mavzular yuzasidan xulosalar chiqara olish, fizikaviy qonuniyatlarni o'zlashtirish, ularni keying pedagogic faoliyatlarida qo'llash *malakasiga ega bo'lishi kerak*;

III. Asosiy nazariy qism (ma'ruza mashg'ulotlari)

1-MODUL. KLASSIK MEKANIKA

1-mavzu. Nazariy fizika va olam manzarasi

Olamning klassik manzarasi. Nazariy fizika fani maqsad va vazifalari. Gravitatsion, elektromagnit, kuchli va kuchsiz maydonlar. Ularning ta'sir doirasi. Olamning zamonaviy ilmiy konsepsiyasi.

2-mavzu. Fizika qonunlarining simmetriyasi

Simmetriya shartlari. Fizik tizimlarning yuqori va past simmetriyasi. Energiya saqlanish qonunini vaqt birjinsiligi bilan bog'liqligi. Impuls saqlanish qonunini fazo birjinsiligi bilan bog'liqligi. Impuls momentini saqlanish qonunini fazo izotropligi bilan bog'liqligi. Ko'chish, siljish va buralishga nisbatan fizik tenglamalarni invariantligi. Xarakat integrallari.

3-mavzu. Klassik mexikaning asosiy tushunchalari

Absolyut qattiq jism, absolyut erkin zarra, moddiy nuqta modeli, uzluksiz muhit modeli. Mazkur tushunchalarni klassik mexanika masalalarida qo'llash. Ularning qu'lanish doirasi.

4-mavzu. Eng kichik ta'sir prinsipi Lagranj funksiyasi, Lagranj tenglamalari

Klassik mexanikada variation prinsiplari. Ferma prinsipi. Eng kichik ta'sir prinsipi mohiyati. Euler tenglamalari. Absolyut erkin bitta zarra uchun Lagranj funksiyasi. Birinchi turdagi Lagranj tenglamalari.

5-mavzu. Potensial va nopotensial kuchlar uchun Lagranj tenglamalari

Ikkinchi turdagi Lagranj tenglamalari. Potensial kuchlar xossalari. Nopotensial kuchlar xossalari. Ikkinchi turdagi Lagranj tenglamalarini tuzish.

6-mavzu. Saqlanish qonunlari va Lagranj tenglamalari

Energiyani saqlanish qonunini birinchi tur Lagranj tenglamasidan keltirib chiqarish. Impuls saqlanish qonunini birinchi tur Lagranj tenglamasidan keltirib chiqarish. Impuls momentini saqlanish qonunini birinchi tur Lagranj tenglamasidan keltirib chiqarish.

7-mavzu. Kichik tebranishlar, erkin va majburiy tebranishlar

Chuzilgan (siqilgan) prujinaning elastiklik energiyasi. Prujining kichik (erkin) tebranishlari uchun Lagranj funksiyasini tuzish. Uning asosida Lagranj tenglamasini tuzish va yechish. Mos ravishda majburiy tebranishlar uchun Lagranj tenglamasini tuzish va yechish. Rezonans shartlarini o'rganish.

VI. Asosiy va qo'shimcha o'quv adabiyotlar hamda axborot manbalari

Asosiy adabiyotlar

1. M.S.Yaxyoev. K. Muminov. Nazariy mexanika. T.: O'qituvchi. 1992y.
2. A.Boydedaev. Maxsus nisbiylik nazariyasi. T.: TDPU. 2001y.
3. B.V.Мултановский. Курс теоретической физики. Классическая физика. М. Наука. 2000 г.
4. R.Bojoev, A. M. Xudayberganov, G. A. Kochetkov. Atom fizikasidan masalalar yechish uchun qo'llanma. Toshkent. Universitet. 1993 y.
5. E.N.Rasulov, U.SH.Begimqulov, K.R.Nasriddinov, SH.X.Ahmadjanova. Kvant fizikadan masalalar to'plami. N.: TDPU. 2004 y.
6. A.Boydedaev. Klassik statistik fizika. T.: O'zbekiston. 2003y.
7. A.Boydedaev. Nomuvozanati statistik fizika asoslari. T.: O'qituvchi, 1992 y.
8. R.Mamatqulov va boshqalar. Statistika fizika va termodinamikadan masalalar to'plami, O'qituvchi, 2000 y.
9. G.X.Xoshimov, R.Ya.Rasulov, N.X.Yo'ldoshev. "Kvant mexanika asoslari". T.: "O'qituvchi", 1999 y.

Qo'shimcha adabiyotlar:

10. **Мирзиёев Ш.М.** Эркин ва фаровон, демократик Ўзбекистон давлатини биргаликда барпо этамиз. Ўзбекистон Республикаси Президенти лавозимига киришиш тантанали маросимига бағишланган Олий Мажлис палаталарининг қўшма мажлисидаги нутқ / Ш.М. Мирзиёев. – Тошкент : Ўзбекистон, 2016. - 56 б.
11. **Мирзиёев Ш.М.** Танқидий таҳлил, қатъий тартиб-интизом ва шахсий жавобгарлик – ҳар бир раҳбар фаолиятининг қундалиқ қондири бўлиши керак. Мамаляқатимизни 2016 йилда ижтимоий-иктисодий ривожлантиришнинг асосий яқунлари ва 2017 йилга мўлжалланган иқтисодий дастурнинг энг муҳим устувор йўналишларига бағишланган Вазирлар Маҳкамасининг кенгайтирилган мажлисидаги маъруза, 2017 йил 14 январ / Ш.М. Мирзиёев. – Тошкент : Ўзбекистон, 2017. – 104 б.
12. **Мирзиёев Ш.М.** Қонун устуворлиги ва инсон манфаатларини таъминлаш – юрт тарақиёти ва халқ фаровонлигининг гарови. Ўзбекистон Республикаси Конституцияси қабул қилинганнинг 24 йиллигига бағишланган тантанали маросимдаги маъруза. 2016 йил 7 декабр / Ш.М.Мирзиёев. – Тошкент: “Ўзбекистон”, 2017. – 48 б.
13. **Мирзиёев Ш.М.** Буюк келажакимизни мард ва олижаноб халқимиз билан бирга қурамыз. Мазкур китобдан Ўзбекистон Республикаси Президенти Шавкат Мирзиёевнинг 2016 йил 1 ноябрдан 24 ноябрга қадар Қорақалпоғистон Республикаси, вилоятлар ва Тошкент шаҳри сайловчилари вакиллари билан ўтқизилган сайловолди учрашувларида сўзлаган нутқлари ўрин олган. /Ш.М.Мирзиёев. – Тошкент: “Ўзбекистон”, 2017. – 488 б.
14. Ўзбекистон республикаси президентининг фармони. Ўзбекистон республикасини янада ривожлантириш бўйича харақатлар стратегияси

25. Vodorod atomi uchun Shryodinger tenglamalari
26. Pauli prinsipi nima?

Statistik fizika va termodinamika

1. Fenomenologik termodinamika va statistik metodlarning mohiyati nimadan iborat
 2. Nima uchun ko'p sonli zarralardan iborat sistemalarning holatini mexanik yo'l bilan ifodalash mumkin emas
 3. Statistik fizika nima uchun fazoviy fazo fazoviy nuqta statistik ansambli tushunchalari ishlatiladi
 4. Sistemaning holatini makroskopik va mikroskopik ifodalash deganda nimani tushunasiz
 5. Statistik fizikaning matematik asosini qaysi nazariya tashkil qiladi
 6. Sistemaning termodinamik ehtimoli deganda nimani tushunish kerak
 7. Gibbsning mikrokanonik taqsimot qanday sistemaga tegishli
 8. Kanonik taqsimot funksiyasi nima va qanday sistemalarda qo'llaniladi
 9. Ochiq sistemalar uchun qaysi taqsimot funksiyasi qo'llaniladi
 10. Issiqlik va ish bir – biridan nima bilan farq qiladi
 11. Termodinamika I – qonunining ma'nosi nima va u qanday topilgan
 12. Termodinamika I – qonunining issiqlik sig'imi taqdim qiling
 13. I – qonunining turli izojarayonlarga taqdim qiling
 14. Tabiatdagi qaytar va qaytmaz jarayonlar nima. Termodinamika II – qonuni nima uchun kiritilgan
 15. Termodinamik funksiyalar yoki potentsiallar metodikasining mohiyati nimadan iborat
 16. Maksvell munosabatlari nima va undan qanday foydalaniladi
 17. Kimyoviy potentsial tushunchasining ma'nosi qanday
 18. Joule – Tomson effekti nimani ko'rsatadi
 19. Musbat va manfiy effektlarning farqi qanday
 20. Nernst teoremasining mohiyati nimadan iborat
 21. Nernst teoremasiga Plank qanday xissa qo'shgan
 22. Fazo va komponentlar tushunchalarini tarifi
 23. Gibbsning fazolar qoidasi nimani ko'rsatadi
 24. I tur fazoviy o'tishlar nima va uni tarifi
 25. Klapeyron – Klauzius tenglamasi nimani ifodalaydi
 26. Erenfest tenglamalarining ma'nosini tushuntiring
 27. Kritik xolat nima. Uni tushuntiring
 28. Uchlik nuqta deganda nimani tushunish kerak
 29. Entropiya tushunchasi nima va u qanday kirib kelgan
 30. Turli ko'rinishdagi Maksvell tengliklar taqsimotini yozing va tushuntiring
 31. Bolsman taqsimotida barometrik formulani toping
 32. Real gaz uchun xolat integralini xisoblash
 33. Statistik fizikada Van – der – Waals tenglamasini toping
- Mustaqil o'zlashtiriladigan mavzular bo'yicha talabalar tomonidan referatlar tayyorlash va uni taqdimot qilish tavsiya etiladi.

8-mavzu. Markaziy simmetrik maydonda zarra xarakati

Markaziy simmetriyaga ega potentsial maydonlarning xususiyatlari. Elektrostatik, gravitatsion maydonlar uchun Gauss teoremasi. Markaziy simmetrik maydonda zarra xarakati traektoriyalari. Markaziy simmetrik maydonda zarra xarakati integrali: impuls momenti, to'la energiya. Markaziy simmetrik maydonda zarra xarakati tenglamasi. Ikki jism masalasi.

9-mavzu. Markaziy simmetrik maydonda zarra sochilishi

Rezerford formulasi. Effektiv va to'liq sochilish kesm tushunchasi. Differensial va integral sochilish kesimi. Markaziy simmetrik maydonda zarra sochilishi kesimi. Kulon maydonida zaryad sochilishi kesimi xisoblash.

10-mavzu. Qattiq jism mexanikasi, inersiya momenti tenzori

Uzlusiz muxit taqribi. Uzlusiz muxit uchun N'yuton dinamika qonunlari. Qattiq jismining murakkab xarakati. Qutb tushunchasi. To'g'ri geometrik shaklga ega qattiq jismlarning inersiya momentini nazariy yo'l bilan aniqlash. Qattiq jism inersiya momenti tushunchasi. Qattiq jismining massa markazi.

11-mavzu. Kanonik tenglamalar, Puasson qavslari

Klassik mexanikada kanonik, kontakt va urinma almashitirishlar. Gamilton-Yakobi tenglamalari. Qo'sh fizik kattaliklar. Puasson qavslarini xisoblash.

12-mavzu. Zarralar to'qnashishining nazariyasi

Zarralarning elastik va noelastik toqnashuvlari. Zarralarning absolyut elastik va noelastik toqnashuvlari. Tiklanish koeffitsienti. Ikki zarra to'qnashuvi. Markaziy toqnashish. To'qnashuvlarda saqlanish qonunlari. Massa markazi va laborator sistemalar.

13-mavzu. Relyativistik mexanikaga kirish. Lorens almashitirishlari

Mahsus nisbiylik nazariyasi postulatlar. Yorug'lik tezligini sanoq sistemaga bog'liq emasligi. Yaqin ta'sir tamoyili. Lorens almashitirishlarini keltirib chiqarish. To'rt o'lchovli fazo-vaqt.

14-mavzu. Parametrik rezonans

Rezonans sharti. Mexanik sistemalarda rezonans shartini o'rganish. Diskret mexanik tizimlarda parametrik rezonans bo'lish shartlarini o'rganish. Mos ravishda Lagranj tenglamalarini echish.

15-mavzu. Uzlusiz muhit mexanikasi elementlari

Ideal suyuqlik uchun Bernulli tenglamalarini echish. Bernulli va Eyley tenglamalarini integrallash. Gaz dinamikasi tenglamalari. Nav'e-Stoks tenglamasi.

16-mavzu. Diskret mexanika elementlari

Mexanizmlar va mashinalar ishlash prinsiplari. Bo'lanish turlari. Krivoship-shatunli mexanizmlar. Tasmali uzatishlar. Tishli uzatishlar. Diskret mexanik sistemalar.

17-mavzu. Zarba nazariyasi elementlari
Zarba (kuch) impulsi. Zuriqish. Jismlarning o'ta kuchli to'qnashuvi. Elastik va plastik deformatsiya. Zarba nazariyasining asosiy teoremlari.

18-mavzu. Ko'p erkinlik darajasiga ega mexanik sistemalarning tebranishlari

Sistemani erkinlik darajasini aniqlash usullari. Ikki o'zaro bog'langan mayatniklarni tebranishi. Turg'un tebranishlar. Tebranishlar spektri.

19-mavzu. O'zgaruvchan massali mexanika elementlari

Reaktiv xarakat. Reaktiv xarakat uchun Mesherskiy tenglamasi. Ikki, uch, to'rt va n-bosqichli raketa. Siolkovskiy formulasi.

2-MODUL. ELEKTRODINAMIKA

20-mavzu. Elektrodinamikaga kirish.

Elektrodinamikaning predmeti, ob'ekti, asosiy tushunchasi, matematik apparati

21-mavzu. Elektromagnit o'zaro ta'sir
Elektromagnit o'zaro ta'sir va uning xarakteristiklari. Foton

22-mavzu. Elektr zaryadi va elektromagnit maydon
Elektr zaryad, zaryad zichligi. Vakuumdagi elektromagnit maydon

23-mavzu. Elektromagnit maydonning zaryadli zarraga ta'siri
Elektromagnit maydonning zaryadli zarraga ta'siri. Lorens kuchi

24-mavzu. Elektrodinamikaning eksperimental asoslari
Elektrodinamikaning eksperimental asoslari

25-mavzu. Elektromagnit induksiya hodisasi
Elektromagnit induksiya hodisasi. Maksvell siljish toki

26-mavzu. Elektrodinamikada sababiyat prinsipi
Maksvell-Lorens tenglamalari. Elektrodinamikada sababiyat prinsipi

27-mavzu. Elektromagnit maydon energiyasi
Elektromagnit maydon energiyasi, energiyaning saqlanish qonuni

28-mavzu. Elektromagnit maydon impulsi
Elektromagnit maydon impulsi, impulsning saqlanish qonuni

11.Bio-Savar-Laplas qonunini Kulon qonunidan keltirib chiqarish (magnit maydonning relyativistik xarakteri)

12.Foton – relyativistik zarra. Yulduzlar aberratsiyasi. Doppler effekti

13.Gravitatsiya maydoni va vaqt-fazo metrikasi. Energiya-impuls tenzori. Eynshteyn tenglamasi (isbatsiz)

14.Olamning kengayishi. Xabbl qonuni. Singulyarlik

15.Dipol nurlanish

16.Kulon nurlanish

17.Kvadropol nurlanish

18.Oktupol nurlanish

19.Potensialni multipollarga yoyish

20.Maksvell tenglamalari

21.To'liq tenglamasini Dalamber usulida echish

22.To'liq zonasi

23.Maxsus nisbiylik nazariyasi elementlari

24.Plazma fizikasi elementlari

25.Vektor va tenzor analiz elementlari

Kvant mexanika

1. Atomning qanday modellarini bilasiz va ularni qanday tushuntirasiz

2. Shryodinger tenglamasi qanday yoziladi va u nimani ifodalaydi

3. Absolyut qora jismining nurlanishini tushuntirish uchun Reley Jinslar qanday formulani taklif qilishdi

4. Geizenberg noaniqlik munosabatlari nima va ularning ma'nosi qanday

5. Absolyut qora jismining nurlanishi uchun Vin formulasini yozing va ma'nosini tushuntiring

6. To'liq funksiyaning statistik talqinini tushuntiring

7. Plank, absolyut qora jismining nurlanishini qanday tushuntirdi

8. Qanday tajribalar de Broyl g'oyasining to'g'ri ekanligini tasdiqlaydi

9. De Broyl to'liqini nima va u boshqa to'liqlardan farq qiladimi

10.Plank formulasidan Reley-Jins va Vin formulasini toping

11.Fotoeffekt nima va u kvant mexanikaning rivojlanishida qanday o'rin tutadi

12.Nimaga asoslanib, de Broyl o'zining gipotezasini o'rtaga tashladi

13.Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasining metodologik ahamiyati nimadan iborat

14.Kompton effekti nima va u nimani ko'rsatadi

15.Jermer-Devission tajribasi nimani ko'rsatadi

16.Vodorod atomining spektral seriyalarini chizing

17.Atom tuzilishini tushuntirishda Rezerford tajribasi qanday o'rin tutadi

18.Vodorod atomining Bor nazariyasini tushuntiring

19.Frank-Gers tajribasi nima va uning natijasi nimani ko'rsatadi

20.Eynshteyn kvant mexanikaning rivojlanishiga qanday hissa qo'shgan?

21.Kvant mexanikadagi Puasson kavlari nima va ular nimani ko'rsatadi?

22.Kvant mexanikaning matematik apparati

23.Cheksiz chuqur potentsial o'ra va undagi zarrani o'rganish

24.Kvant sonlari

7. Akustik to'liqin xarakteristikalarini, qaytish va sinish qonunlari
8. To'la mexanik energiya
9. Nuqtaning harakat differensial tenglamalari.
10. Erkin va majburiy tebranma harakat.
11. So'nuvchi tebranishlar. Ishqalanish mavjud xoldagi majburiy tebranishlar.
12. Kepler masalasi.
13. Fizik kattaliklar va xalqaro birliklar sistemasi
14. Samolyot qanotiga ta'sir etuvchi kuchlar
15. Yer aylanishining harakatdagi jismga ta'siri
16. Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakat dinamikasining differensial tenglamasi.
17. Turli shakldagi jismlarning inersiya momenti uni hisoblash usullari.
18. Sanoq sistemalarini tanlash ko'nikmalari
19. Nochiziqli tebranishlar
20. Rezerford formulasi
21. Nochiziqli tebranishlar
22. Mexanik zo'riqlashlar
23. Eyley tenglamalari
24. Tenzorlar ustida amallar
25. Eyley burchaklari
26. Lagranj tenglamasi va variatsion printsip.
27. Puasson qavslari. Liuvill teoremasi.
28. Kanonik tenglamalar. Gamilton-Yakobi tenglamalari.
29. O'zgaruvchilarni almashtirish. Adibatik invariantlar.
30. Ta'sir-burchak o'zgaruvchilari va ularning xossalari.
31. Kanonik o'zgaruvchilar. Adibatik invariantning saqlanish aniqligi.
32. Maxsus xarakat integrallari
33. Laplas teoremasi
34. Stoks formulasini keltirib chiqarish

Elektrodinamika

1. Zaryadlar sistemasining dipol va kvadrupol momentlari
2. Magnit moment va uning xossalari
3. Kechikuvchi va o'zuvchi potentsiallar
4. To'liqin kutblanishi. Dipol nurlanish. Elektromagnit to'liqin fazasining relyativistik invariant miqdorligi
5. Nurlanish reaksiyasi. Nurlanish spektr chizig'ining kengligi
6. Magnitlanish, kutblanish va ularning vektori
7. Skin effekt. Chiziqli o'tkazgichlarda kvazistasionar toklar. Kvazistasionar magnit maydon energiyasi
8. Elektromagnit to'liqinning muhitda tarqalishi va muhitdan qaytishi
9. Dalamber tenglamalarining kovariant ifodasi. Lorens shartining kovariant ifodasi
10. Elektromagnit maydon invariantlari. Elektr va magnit maydonlarni almashtirish

29-mavzu. Elektromagnit maydon potentsiallari
Elektromagnit maydon potentsiallari. Skalyar potentsial

30-mavzu. Elektromagnit maydon potentsiallari
Elektromagnit maydon potentsiallari. Vektor potentsial.

31-mavzu. Statsionar elektromagnit maydon
Statsionar elektromagnit maydon.

32-mavzu. Elektromagnit to'liqlar
Elektromagnit to'liqlar.

33-mavzu. Relyativistik elektrodinamika
4-kattaliklar. Ularning mazmuni. 3-kattaliklar bilan bog'lanishi.

34-mavzu. Relyativistik elektrodinamika
Elektrodinamikaning relyativistik ifodasi.

35-mavzu. Modda (muhit)dagi elektromagnit maydon
Modda (muhit)dagi elektromagnit maydon.

36-mavzu. Modda (muhit)dagi elektromagnit maydon xususiyatlari
Modda (muhit)dagi elektromagnit maydon xususiyatlari.

37-mavzu. Modda (muhit)dagi elektromagnit maydon energiyasi
Modda (muhit)dagi elektromagnit maydon energiyasi.

38-mavzu. Modda (muhit) dagi elektromagnit maydon impuls
Modda (muhit) dagi elektromagnit maydon impulse.

3-MODUL. KVANT MEXANIKA

39-mavzu. Kvant mexanika eksperimental asoslari
Kvant mexanika eksperimental asoslari. Klassik mexanikaning qo'llanilish chegaralari va kvant mexanikaning paydo bo'lishi.

40-mavzu. Kvant fizikaning vujudga kelishi-issiqlik nurlanishi
Kvant fizikaning vujudga kelishi-issiqlik nurlanishi. Reley-Jins, Vin va Plank formulalari.

41-mavzu. Yorug'likning korpuskulyar nazariyasi
Yorug'likning korpuskulyar nazariyasi. Fotoeffekt va uning qonunlari

42-mavzu. Yorug'lik kvanti-fotonning moddalarda sochilishi

Yorug'lik kvanti-fotonning moddalarda sochilishi. Kompton effekti. Atomning barqarorligi, Spektral seriyalar va energetik sathlar.

43-mavzu. Vodorodsimon atomlar uchun Bor modeli
Vodorodsimon atomlar uchun Bor modeli. Yadro harakatiga tuzatish. Bor nazariyasining eksperimental tasdiqi

44-mavzu. Zararlarning to'liq xossalari
Zararlarning to'liq xossalari. De-Broyl g'oyasi va to'liqini. To'liq funksiya va uning ma'nosi.

45-mavzu. Geyzenberg noaniqlik munosabatlari
Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari.

46-mavzu. Kvant mexanikaning matematik apparati
Chiziqli va qo'shma operatorlar. Ermit operatorlarning xususiy funksiyalari va qiymatlari. Ularning fizik ma'nosi va o'rtacha qiymati.

47-mavzu. O'rtacha qiymat va xususiy funksiya va xususiy qiymat
O'rtacha qiymat va xususiy funksiya va xususiy qiymat. Operatorlar

48-mavzu. Shryodingerning statsionar va nostaatsionar tenglamalari
Shryodingerning statsionar va nostaatsionar tenglamalari, sababiyat prinsipi, to'liq funksiyaning statistik talqini. Ehtimollar zichligining uzluksizlik tenglamasi.

49-mavzu. Klassik mexanika-kvant mexanikaning chegaraviy xoli sifatida
Klassik mexanika-kvant mexanikaning chegaraviy xoli sifatida. Puasson qavslari. Saqlanish qonunlarining fazo, vaqt simmetriyasi bilan bog'lanishi.

50-mavzu. Bir o'lichamli fazoda-Shryodinger tenglamalarini yechish
Bir o'lichamli fazoda-Shryodinger tenglamalarini yechish. Potensial o'ra masalasi. Garmonik ossilyator. Potensial to'siq va tunnel effekt

51-mavzu. Vodorod atomining kvant mexanik nazariyasi
Vodorod atomining kvant mexanik nazariyasi. Vodorod atomi uchun Shryodinger tenglamasi va uni yechish.

52-mavzu. Shryodingerning radial tenglamasi
Rotator. Shryodingerning radial tenglamasi. Vodorod atomi; to'liq funksiyalar; energetik spektrlar. Kvant sonlari va ular yordamida holatlarni tavsiflash. Atom tuzilishi. Atomdagi "elektron buluti".

53-mavzu. Spin. Shtern-Gerlax tajribasi
Spin. Shtern-Gerlax tajribasi. Paulining ma'n etish prinsipi. Kvant sonlari. Mendeleev elementlar davriy sistemasi

2. Kvant mexanikaning matematik apparati.
3. O'rtacha qiymat va xususiy funksiya va xususiy qiymat.
4. Operatorlar
5. Zararlarning to'liq xossalari. De-Broyl formulalari va to'liqini
6. Bir o'lichamli fazoda-Shryodinger tenglamalarini yechish.
7. Potensial o'ra masalasi
8. Vodorod atomining kvant mexanik nazariyasi.
9. Vodorod atomi uchun Shryodinger tenglamasi va uni yechish
10. Eynshteynning nurlanish nazariyasi va uning koefitsientlari.
11. Lazerlar
12. Spin. Shtern-Gerlax tajribasi. Paulining ma'n etish prinsipi
13. Zaralar sistemasining kvant mexanikasi. Fermionlar va bozonlar.

Statistik fizika va termodinamika

1. Statistik fizikaning asosiy tushunchalari: o'rtacha kattaliklar, mikroskopik holat va statistik ansambl, taqsimot funksiyasi, termodinamik ehtimollik
2. Gibbsning mikrokanonik, kanonik va katta kanonik taqsimot funksiyalari, holat integrali
3. Statistik termodinamikani asosiy munosabati. Issiqlik va ish. Termodinamikaning I – qonuni va uning tatbiqi. Holat tenglamalari
4. Qaytar va qaytmas jarayonlar. Termodinamikaning II–qonuni. Entropiya. Termik va kalorik holat tenglamalari orasidagi bog'lanish
5. Kanonik taqsimotdan Maksvell-Bolsman taqsimotini topish. Maksvell tezliklar taqsimoti. Barometrik formula
6. Fazalar muvozanati. Gibbsning fazalar qoidasi
7. Birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlar. Klapeyron-Klauzius va Erenfest tenglamalari. Kritik holat. Uchlik nuqta
8. Real gazlar statistikasi. Van-der-Vaals tenglamasi
9. Kvant statistik fizika. Fermionlar va bozonlar. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimot funksiyalari
10. Fermi-Dirak statistikasi tatbiqi. Zonalar nazariyasi. Past temperaturali ob'ektlar
11. Boze-Eynshteyn statistikasi tatbiqi. Fotonlar. Plank formulalari
12. Qattiq jismlarning issiqlik sig'imi. Eynshteyn va Debay nazariyalari. Fotonlar
13. Fluktuatsiya nazariyasi. Termodinamik parametrlarning fluktuatsiyasi

V. Mustaqil ta'lim va mustaqil ishlar

Mustaqil ta'lim uchun tavsiya etiladigan mavzular:

Klassik mexanika

1. Klassik mexanikada saqlanish qonunlari va kosmik tezliklar
2. Jismlarning suyuqliklarda suzish va cho'kish shartlari
3. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylik prinsipi
4. Moddiy nuqtalar sistemasi mexanikasi
5. Tebranma xarakat va uning tenglamasi
6. Muhitda tebranma harakat

3. Statistika termodinamikani asosiy munosabati. Issiqlik va ish. Termodinamikaning I – qonuni. Holat tenglamalari va ular orasidagi bog'lanish
4. Kanonik taqsimotdan Maksvell-Bolsman taqsimotini topish. Maksvell tezliklar taqsimoti. Barometrik formula
5. Real gazlar statistikasi. Van-der-Vaals tenglamasi
6. Boze-Eynshayn statistikasining tabiqi. Fotonlar. Plank formulalari
7. Qattiq jisimlarning issiqlik sig'imi. Eynshayn va Debay nazariyalari. Fotonlar
8. Fluktuatsiya nazariyasi. Termodinamik parametrlarning fluktuatsiyasi
9. Broun xarakati. Eynshayn-Smoluxovskiy tenglamasi
10. Nomuvozanatli holat nazariyasi asoslari. Yahlit muxitdagi saqlanish qonunlari

Seminar mashg'ulotlar bo'yicha ko'satma va tavsiyalar.

Seminar mashg'ulotlar uchun quyidagi mavzular tavsiya etiladi:

Klassik mexanika

1. Fizika qonunlarining simmetriyasi
2. Eng kichik ta'sir prinsipi Lagranj funksiyasi, Lagranj tenglamalari
3. Saqlanish qonunlari va Lagranj tenglamalari
4. Markaziy simmetrik maydonda nuqta harakat
5. Kulon maydonida zaryad harakati
6. Kuchsiz tortish maydoni
7. Kichik tebranishlar
8. Bir o'lchamli erkin tebranishlar. Majburiy tebranishlar.
9. So'nuvchi tebranishlar. Ishqalanish mavjud xoldagi majburiy tebranishlar.
10. Puasson qavslari. Liuvill teoremasi.
11. Gamilton-Yakobi tenglamalari
12. O'zgaruvchilarni almashtirish. Adibatik invariantlar.
13. Zarraning sochilish kesimi

Elektrodinamika

1. Elektrodinamikaning predmeti, ob'ekti, asosiy tushunchasi, matematik apparati
 2. Vakuumdagi elektromagnit maydon
 3. Elektromagnit maydon energiyasi, zichligi va energiyasi oqimining zichligi
 4. Energiyaning saqlanish qonuni. Elektromagnit maydon impulsi.
 5. Elektromagnit induksiya hodisasi. Maksvell siljish toki
 6. Elektromagnit maydon potentsiallari. Skalyar va vektor potentsiallar
 7. Elektrodinamikaning relyativistik ifodasi
 8. Modda (muhit) dagi elektromagnit maydon
 9. Modda (muhit) dagi elektromagnit maydon energiyasi va impulsi
- Kvant mexanika**
1. To'liq funksiyaning statistik talqini va extimolyat

54-mavzu. Zarralar sistemasining kvant mexanikasi

Zarralar sistemasining kvant mexanikasi. Fermionlar va bozonlar. Vodород molekulasining hosil bo'lishi. Almashinuv energiyasi. Aynan bir hil zarralar sistemasi. Zarralarning aynanlik prinsipi. Spin va statistika orasidagi bog'lanish. Simmetrik va antisimmetrik holatlar. Pauli prinsipi. Kvant mexanikaning taqribiy metodlari.

55-mavzu. Relyativistik kvant mexanika asoslari.

Relyativistik kvant mexanika haqida tushuncha. Olamning ilmiy manzarasi haqida.

4-MODUL. STATISTIK FIZIKA VA TERMODINAMIKA

52-mavzu. Statistika fizika va termodinamikaning predmeti va metodi

Statistika fizika va termodinamikaning predmeti va metodi: a) sistema holatini termodinamik tavsiflash; b) sistema holatini dinamik tavsiflash; v) muvozanatli va nomuvozanatli holatlar.

53-mavzu. Makroskopik sistema va uning turlari.

Makroskopik sistema va uning turlari. Mikroskopik parametrlar. Muvozanatli va nomuvozanatli holatlar. Sistemaning mikroholatlari. Fazaviy fazo, fazaviy nuqta, fazaviy trayektoriya.

54-mavzu. Statistika fizikaning asosiy tushunchalari

Statistika fizikaning asosiy tushunchalari va prinsiplari. Vaqt va ansambli bo'yicha o'rtaqlash. Statistika fizikadagi holat. Fazaviy fazo, fazaviy nuqta, fazaviy trayektoriya.

55-mavzu. Fluktatsiya. Muvozanatli holat.

Fluktatsiya. Muvozanatli holat. Termodinamik ehtimollik. Statistika vazn. Taqsimot funksiyalari.

56-mavzu. Gibbsning mikrokanonik, kanonik va katta kanonik taqsimot funksiyalari

Gibbsning mikrokanonik, kanonik va katta kanonik taqsimot funksiyalari, holat integrali.

57-mavzu. Statistika termodinamikani asosiy munosabati

Termodinamik taqsimot. Parametrlar. Issiqlik va ish, ichki energiya. Entropiya.

58-mavzu. Termodinamikaning birinchi qonuni. Holat tenglamalari.

Termodinamikaning birinchi qonuni; Holat tenglamalari. Qaytar va qaytmay jarayonlar. Sikllar.

59-mavzu. Nomuvazanatli, qaytmas jarayonlar; Jarayonlarning qaytuvchanlik va qaytmaslik shartlari.

Nomuvazanatli, qaytmas jarayonlar; Jarayonlarning qaytmaslik shartlari. Termodinamikaning ikkinchi qonuni. Ikkinchi qonunning miqdoriy munosabati.

60-mavzu. Gibbsning umumiy formulasi.

Gibbsning umumiy formulasi. Termodinamik potentsiallar ichki energiya va uning o'zgarishi. Erkin energiya va uning o'zgarishi.

61-mavzu. Entalpiya. Gibbs va Gelmols termodinamik potentsiallari.

Entalpiya. Gibbs va Gelmols termodinamik potentsiallari. Kimyoviy potentsial. Termodinamikaning uchinchi qonuni. Nernst teoremasi. Past temperaturalarini olish metodlari.

62-mavzu. Gomogen va geterogen sistemalar. Fazaviy o'tishlar.

Gomogen va geterogen sistemalar. Fazaviy o'tishlar. Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlar. Ideal gaz. Eng katta ehtimoliy taqsimot. Maksvell taqsimoti. Termodinamik parametrlar orasida bog'lanish.

63-mavzu. Maksvell-Boltsman taqsimoti. Barometrik formula

Maksvell-Boltsman taqsimoti. Barometrik formula. Real gaz. Xolat tenglamasi; Van-der-Vaals tenglamasi. Energiyaning teng taqsimoti qonuni.

64-mavzu. Kvant statistik fizika. Mikroholat. Fermionlar. Bozonlar.

Kvant statistik fizika. Mikroholat. Fermionlar. Bozonlar. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistiklari. Elektron sistema uchun aynish temperaturasi. Plank formulasi. Reley-Jins qonuni. Vin qonuni. Stefan-Boltsman qonuni. Dyulong-Pji qonuni.

65-mavzu. Eynshteyn nazariyasi. Debay nazariyasi. Fononlar.

Eynshteyn nazariyasi. Debay nazariyasi. Fononlar. Fluktuatsiya nazariyasi. Termodinamik parametrlar fluktuatsiyalari. Broun harakati.

66-mavzu. Fluktuatsion-dissipatsion teorema. Fazaviy korrelyatsiya.

Fluktuatsion-dissipatsion teorema. Fazaviy korrelyatsiya. Boltsmannning kinetik tenglamasi va uni relaksatsiya vaqti yaqinlashish uslubida yechish.

IV. Amaliy mashg'ulotlar bo'yich ko'satma va tavsiyalar

Amaliy mashg'ulotlar uchun quyidagi mavzular tavsiya etiladi:

Klassik mexanika

1. Bir to'g'ri chiziqdagi kuchlar
2. Tekislikdagi kuchlar sistemasi
3. Fazodgi kuchlar sistemasi
4. Harakat turlari

5. Harakat tenglamalarini tuzish
6. Harakat tenglamalarini yechish
7. Lagranj tenglamalarini olishga doir masalalar yechish
8. Lagranj tenglamalarini olishga doir masalalar yechish
9. Bir o'lehamli erkin tebranishlarga doir masalalar yechish.
10. Majburiy tebranishlar doir masalalar yechish.
11. Puasson qavslarining kanonik invariant sifatida ishlatilishiga doir masalalar yechish.
12. Eng kichik ta'sir prinsipiga doir masalalar yechish
13. Kepler masalasini ta'sir-burchak o'zgaruvchilari orqali o'rganishga doir masalalar yechish.

Elektrodinamika

1. Lorens kuchi va siklotron chastotaga doir misollar
2. Kulon va Bio-Savar-Laplas qonunlariga doir misollar
3. Faradey elektroliz qonunlariga doir misollar
4. Stasionar toklar maydoniga doir misollar
5. Zaryadlar sistemasiga doir misollar
6. Nurlanish chizigining kengligiga doir misollar
7. Kirxgoff qoidalariga doir misollar
8. Tezliklarni qo'shishga doir misollar
9. Vaqt va uzunlik mashtablari nisbiyligiga doir misollar
10. Eynshteyn formulasi $E = mc^2$ tadbqiqiga doir misollar

Kvant mexanika

1. Kvant fizikaning vujudga kelishi issiqlik nurlanishi. Reley-Jins, Vin va Plank formulalari
2. Yorug'lik kvanti- foton ning moddalarda sochili shi. Kompton effekti
3. Spektral seriyalar va energetik sathlar
4. Vodorodsimon atomlar uchun Bor modeli.
5. Yadro harakatiga tuzatish. Bor nazariyasining eksperimental tasdig'i.
6. Zararlarning to'liqin xossalari. De-Broyl formulalari va to'liqini
7. To'liqin funksiyaning statistik talqini va extimolyat.
8. Kvant mexikaning matematik apparati. O'rta qiyamat va xususiy funksiya va xususiy qiyamat. Operatorlar.
9. Vodorod atomining kvant mexanik nazariyasi.
10. Vodorod atomi uchun Shryodinger tenglamasi va uni yechish
11. Eynshteynning nurlanish nazariyasi va uning koeffitsientlari. Lazerlar
12. Kvant sonlari. Mendelev elementlar davriy sistemasi.
13. Geliy atomi va vodorod molekulasini

Statistik fizika va termodinamika

1. Statistik fizikaning asosiy tushunchalari: o'rta katta kichiklar, mikroskopik holat va statistik ansambl, taqsimot funksiyasi, termodinamik ehtimollik va uni hisoblash
2. Gibbsning mikrokanonik, kanonik va katta kanonik taqsimot funksiyalari, holat integrali

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTAMAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI

AJINIYOZ NOMIDAGI NUKUS DAVLAT PEDAGOGIKA INSTITUTI

FIZIKA-MEHNAT FAKULTETI

Ro‘yxatga olindi:
№__BD 5110200 -

2020-. «__» _____

«TASDIQLAYMAN»
O‘quv ishlari bo‘yicha prorektor
_____ doc. M. Jumamuratov
«__» _____ 2020-yil

NAZARIY FIZIKA (KVANT MEXANIKASI)

fanining

ISHCHI FAN DASTURI

Bilim sohasi: 100000 - Gumanitar

Ta’lim sohasi: 110000 - Pedagogika

Ta’lim yo‘nalishi: 5110200 - Fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi

№.	Mashg‘ulot turi	Ajratilgan soat ko‘lami	Semestr	
			V	VI
1	Ma’ruza	38		38
2	Amaliyot	24		24
3	Seminar	18		18
4	Mustaqil ta’lim	56		56
	Jami auditoriya soatlar	80		80
	Jami o‘quv soatlar	136		136

Fanning ishchi o'quv dasturi o'quv, ishchi o'quv reja va o'quv dasturiga muvofiq ishlab chiqildi.

Tuzuvchilar:

Yavidov B. "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrası dotsenti

Taqrizchilar:

Atashov B. "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrası dotsenti

Turdanov K. "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrası dotsenti

Fanning ishchi o'quv dasturi "Fizika o'qitish metodikasi" kafedrasining 2020- yil «____» - _____ dagi № ____ - sonli yig'ilishida muhokamadan o'tgan va fakultet kengashida muhokama qilish uchun tavsiya etilgan.

Kafedra mudiri:

Kamalov A.

Fanning ishchi o'quv dasturi Fizika-mehnat fakulteti Kengashida muhokama etilgan va foydalanishga tavsiya qilingan (2020-yil «____» _____ № __ - sonli bayonnoma).

Fakultet Kengashi raisi:

Ibragimov B.

Fanning ishchi o'quv dasturi Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti Kengashida ko'rib chiqilgan va tasdiqlangan (2020-yil "____" _____ dagi ____-sonli majlis bayoni)

Kelishildi: O'quv-uslubiy boshqarma boshlig'i

_____ Abdiev A.

Kirish

“Nazariy fizika” fani Klassik mexanika, Elektrodinamika, Kvant mexanikasi, Statistik fizika va termodinamika bo‘limlarini o‘z ichiga oladi. Ushbu fan 5110200 - fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi bakalavriat ta’lim yo‘nalishida tahsil olayotgan talabalarga “Nazariy fizika kursi” sifatida o‘qitiladi.

Fanning maqsad va vazifalari

Nazariy fizika kusining "Kvant mexanikasi" bo‘limini o‘qitishdan maqsad – studentlarda, bo‘lajak fizika o‘qituvchisiga zarur bo‘lgan darajada: makro va mikro dunyoda modda va maydonning harakat qonunlarini nazariy jihatdan asoslash, moddaning va uni tashkil etgan mikrozararlar xossalarini o‘rganish, mikro va makroskopik sistemalarning turli holatlari nazariyasi, ularning fizik modellari haqida nazariy bilim, ko‘nikma va malaka shakllantirishdir.

Fanning vazifasi - talabalarga Nazariy fizika kursining "Kvant mexanikasi" bo‘limiga doir mikroob‘yekt xossalari va holatlari, relyativistik kvant mexanikasi asoslari, yorug‘likning korpuskulyar xossalari, fotoeffekt, Kompton effekti, Frank-Gers tajribasi, mikroob‘yektning to‘lqin tabiati, korpuskulyar – to‘lqin dualizmi, to‘lqin funktsiya, Jermer-Devisson tajribasi, Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari, chiziqli va o‘zaro qo‘shma operatorlar, xususiy funktsiyalar va xususiy qiymatlar, operator, chiziqli operator, operatorlarning kommutatori va antikommutatori, koordinata va impuls operatorlari, impuls momenti operatori, energiya operatori - gamiltonian, markaziy maydonda zarra harakati, vodorod atomi va energetik spektrlari, kvant sonlar, elektron spini, Shtern - Gerlax tajribasi, Pauli prinsipi, barqaror (stasionar) holat, erkin zarra, potensial o‘radagi zarra, tunnel effekt, chiziqli garmonik ossilyator, chiziqli garmonik ostillyator energiyasi spektri, atom nurlanishdagi spektr chiziqlari, energetik termlar, atom tuzilishi, elementlarning Mendelev davriy sistemasi, Xund qoidasi kabi hodisalar haqida to‘laqonli axborot berish, ularning mohiyatini ochib berish va studentlarga o‘rgatishdan iborat.

Fan bo‘yicha talabaning malakasiga qo‘yiladigan talablar

Kursni o‘zlashtirishi jarayonida amalga oshiriladigan masalalar doirasida student

mikroob'ektlarning xossalari, relyativistik kvant mexanika asoslari *to‘g‘risida tasavvurga ega bo‘lishi;*

yorug‘likning korpuskulyar xossalari, Frank-Gers tajribasi, korpuskulyar – to‘lqin dualizmi, Jermer-Devisson tajribasi, Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari, markaziy maydonda zarra harakati, vodorod atomi va energetik spektrlari, elektron spini, Shtern - Gerlax tajribalari, Pauli prinsipi, kvant sonlar, mikroob‘yekt larning holatlari, to‘lqin funktsiya, chiziqli va o‘zaro qo‘shma operatorlar, xususiy funktsiyalar, xususiy qiymatlar, operatorlarning kommutatorlari, barqaror (stasionar) holatlar, erkin zarra, potensial o‘radagi zarra, tunnel effektini *bilishi va ulardan foydalana olishi;*

koordinata va impuls operatorlari, impuls momenti operatori, energiya operatori - gamiltonian, chiziqli garmonik ossilyator, chiziqli garmonik ostillyator energiyasi spektri, fotoeffekt, Kompton effekti, atom nurlanishdagi spektr chiziqlari, mikroob‘yektlarning to‘lqin tabiati, atom tuzilishi, Mendelev davriy sistemasi *ko‘nikmalariga ega bo‘lishi lozim;*

O‘quv rejasidagi boshqa fanlar bilan bog‘liqligi

Nazariy fizika fani fizikaning barcha bo‘limlari, oliy matematikaning differentsial va integral hisobi, ehtimollar nazariyasi, analitik geometriya, vektorlar va tenzorlar tahlili kursi, matematik statistika, astronomiya va astrofizika, tabiiy-ilmiy va boshqa fanlar bilan uzviy bog‘langan.

Fanni o‘qitishda zamonaviy axborot va pedagogik texnologiyalar

“Nazariy fizika” fanini o‘qitishda yangi ta’lim texnologiyalari, elektron plakatlar, tarqatma materiallar, elektron darsliklar va qo‘llanmalar, virtual laboratoriyalar, internet ma’lumotlari, lokal tarmoqdagi turli o‘quv, ilmiy bilimni nazorat qilish bo‘yicha ma’lumotlar jamlamasidan foydalaniladi. Mustaqil ta’lim, aqliy hujum, vaziyatli masalalarni yechish, diskussiya, rolli o‘yinlar, referatlar yozish kabi pedagogik usullar bilan fanning o‘qitilishi amalga oshiriladi.

Ta'lim texnologiyasi insoniylik tamoyillariga tayanadi. Falsafa, pedagogika va psixologiyada bu yo'nalishning o'ziga xosligi talabning individualligiga alohida e'tibor berish orqali namoyon bo'ladi. Shulardan kelib chiqqan holda «Elektrodinamika» kursining ta'lim texnologiyalarini loyihalashtirishda quyidagi asosiy konseptual yondashuvlarga e'tibor berish kerak.

- *Ta'limning shaxsga yo'naltirilganligi.* O'z mohiyatiga ko'ra, bu yo'nalish ta'lim jarayonidagi barcha ishtirokchilarning to'laqonli rivojlanishini ko'zda tutadi. Bu esa Davlat ta'lim standarti talablariga rioya qilgan holda o'quvchining intellektual rivojlanishi darajasiga yo'naltirilib qolmay, uning ruhiy-kasbiy va shaxsiy xususiyatlarini hisobga olishni ham anglatadi.

- *Tizimli yondashuv.* Ta'lim texnologiyasi tizimning barcha belgilarini o'zida mujassam qilishi zarur: jarayonning mantiqiyligi, undagi qismlarning o'zaro aloqadorligi, yaxlitligi.

- *Amaliy yondashuv.* Shaxsda ish yuritish xususiyatlarini shakllantirishga ta'lim jarayonini yo'naltirish; o'quvchi faoliyatini faollashtirish va intensivlashtirish, o'quv jarayonida uning barcha layoqati va imkoniyatlarini, sinchkovligi va tashabbuskorligini ishga solishni shart qilib qo'yadi.

- *Dialogik yondashuv.* Ta'lim jarayonidagi ishtirokchi sub'yektlarning psixologik birligi va o'zaro hamkorligini yaratish zaruratini belgilaydi. Natijada esa, shaxsning ijodiy faolligi va taqdimot kuchayadi.

- *Hamkorlikdagi ta'limni tashkil etish.* Demokratiya, tenglik, sub'yektlar munosabatida o'qituvchi va talabning tengligi, maqsadini va faoliyat mazmunini birgalikda aniqlashni ko'zda tutadi.

- *Muammoli yondashuv.* Ta'lim jarayonini muammoli holatlar orqali namoyish qilish asosida o'quvchi bilan birgalikdagi hamkorlikni faollashtirish usullaridan biridir. Bu jarayonda ilmiy bilishning ob'yektiv ziddiyatlarini aniqlash va ularni hal qilishning dialektik tafakkurni rivojlantirish va ularni amaliy faoliyatda ijodiy ravishda qo'llash ta'minlanadi.

- *Axborot berishning eng yangi vosita va usullaridan foydalanish,* ya'ni o'quv jarayoniga kompyuter va axborot texnologiyalarini jalb qilish. Yuqoridagi konseptual yondashuv va «Elektrodinamika» fanining tarkibi, mazmuni, o'quv axborot hajmidan kelib chiqqan holda o'qitishning quyidagi usul va vositalari tanlab olindi.

- *O'qitish usullari va texnikasi:* muloqot, keys stadi, muammoli usul, o'rgatuvchi o'yinlar, "aqliy hujum", insert, "BBB" (Bilaman, bilmoqchiman, bildim), "Birgalikda o'rganamiz", pinbord, ma'ruza (kirish ma'ruzasi, vizual ma'ruza, tematik, ma'ruza-konferensiya, aniq holatlarni yechish, avvaldan rejalashtirilgan xatoli, sharhlovchi, Yakuniy).

- *O'qitishni tashkil qilish shakllari:* frontal, kollektiv, guruh, dialog va o'zaro hamkorlikka asoslangan.

- *O'qitish vositalari:* odatdagi o'qitish vositalari (darslik, ma'ruza matni, tayanch konspekti, kodoskop) dan tashqari grafik organayzerlar, kompyuter va axborot texnologiyalari.

- *O'zaro aloqa vositalari:* savol-javob orqali, elektron maktub orqali, nazorat (kontrol ish, test, yozma ish) natijalarining tahlili asosida o'qitishning diagnostikasi (tashxisi).

- *Boshqarishning usuli va vositalari.* O'quv mashg'ulotini texnologik xarita ko'rinishida rejalashtirish o'quv mashg'ulotining bosqichlarini belgilab, qo'yilgan maqsadga erishishda talaba va o'qituvchining hamkorlikdagi faoliyati talabalarning auditoriyadan tashqari mustaqil ishlarini aniqlab beradi.

- *Monitoring va baholash.* O'quv mashg'uloti va butun kurs davomida o'qitish natijalarini kuzatib borish, talaba faoliyatini va uning o'zlashtirishini belgilangan tartibda joriy, oraliq va yakuniy nazoratlar orqali yil davomida reyting asosida baholab borish. Kursning xususiyatlaridan kelib chiqqan holda studentning reyting bali asosan og'zaki savol-javob, masala yechish, o'tilgan mavzularini tushuntirib berish, formulalarni keltirib chiqarish va ularni o'qiy olish hamda qonunlarni talaffuz etish kabi mezonlar asosida aniqlanadi.

Asosiy qism: Fanning uslubiy jihatdan uzviy ketma-ketligi

Asosiy qismda (ma'ruza) fanning mavzulari mantiqiy ketma-ketlikda keltiriladi. Har bir mavzuning mohiyati asosiy tushunchalar va tezislar orqali ochib beriladi. Bunda mavzu bo'yicha talabalarga DTS asosida yetkazilishi zarur bo'lgan bilim va ko'nikmalar to'la qamrab olinishi kerak. Asosiy qism sifatiga qo'yiladigan talab mavzularning dolzarbligi, ularning ish beruvchilar talablari va ishlab chiqarish ehtiyojlariga mosligi, mamlakatimizda bo'layotgan ijtimoiy-siyosiy va demokratik o'zgarishlar, iqtisodiyotni erkinlashtirish, iqtisodiy-huquqiy va boshqa sohalaridagi islohatlarning ustuvor masalalarini qamrab olishi hamda fan va texnologiyalarning so'ngi yutuqlari e'tiborga olinishi tavsiya etiladi.

"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fani bo'yicha ma'ruza mashg'ulotlarning kalendar tematik rejas

t/r	Ma'ruza mavzulari	Soat
1	Kvant mexanikasining predmeti va nazariy fizika kursida tutgan o'rni. Mikroob'ektlarning xossalari tavsiflashda klassik fizikaning zaifligi. Mikroob'ektlarning xossalari. Fizik kattaliklar qiymatlarining diskretligi.	2
2	Korpuskulyar-to'liq dualizmi. Geyzenbergning noaniqlik munosabati Mikrozarra xossalari ehtimoliy xarakterga egaligi	2
3	Kvant mexanikada mikroob'ektlarning holatlari. Mikro ob'ektlar holatlarining tavsifi. To'liq funksiya va uning ma'nosi	2
4	Superpozitsiya prinsipi. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Chiziqli va o'zaro qo'shma operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy funksiyalari va xususiy qiymatlari. Ularning fizik ma'nosi.	2
5	Kuzatiladigan kattaliklarning o'rtacha qiymati. Operatorlarning kommutatorlari: Geyzenberg noaniqlik munosabati, kattaliklarning bir vaqtda o'lchanish (aniqlanish) shartlari. Koordinata va impuls operatorlari.	2
6	Erkin zarra va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani. Impuls momentining operatori. Shredinger tenglamasi. Sababiyat prinsipi va Shredinger tenglamasi	4
7	Ehtimollar zichligining uzluksizlik tenglamasi. Klassik mexanika- kvant mexanikaning chegaraviy holi. Puasson qavslari. Saqlanish qonunlarining fazo, vaqt simmetriyasi bilan bog'lanishi.	2
8	Statsionar Shredinger tenglamasi. Statsionar holatlar va ularning xossalari. Erkin zarra. Potensial o'radagi zarra. Potensial bar'er (to'siq). Tunnel effekt Chiziqli garmonik ostsillyator. Uning energiya spektrlari va to'liq funksiyalari	4
9	Tanlash qoidasi. Markaziy simmetrik maydonda zarra harakati. Orbital moment operatorlarining xususiy funksiyalari va xususiy qiymatlari	2
10	Rotator. Shredingerning radial tenglamasi. Vodorod atomi; to'liq funksiyalar; energetik spektrlar. Kvant sonlari va ular yordamida holatlarni tavsiflash	2
11	Atom tuzilishi. Atomdagi "elektron buluti". Atomning Rezerford va Bor modelining tanqidi. Elektronning spini. Elektron va atomning harakat miqdorlarini turli momenti. Momentlarni qo'shish. Bog'lanish turlari	4
12	Majburiy va spontan nurlanishlarning Eynshteyn nazariyasi. Lazerlar. Aynan bir xil zarralar sistemasi. Zarralarning aynanlik prinsipi	2
13	Spin bilan statistika orasidagi bog'lanish. Bozonlar. Simmetrik holatlar. Fermionlar. Antisimmetrik holatlar. Pauli prinsipi. Kvant mexanikaning taqribiy metodlari	2
14	Chetlanishning (g'alayonlanishning) statsionar nazariyasi. Chetlanishning (g'alayonlanishning) nostatsionar nazariyasi.	2
15	Atomlar. Molekulalar. Geliy atomi. Vodorod molekulasini. Kimyoviy bog'lanishlarning tabiati va turlari. Valentlik. Atom va molekulalarning xossalari. Relyativistik kvant mexanika haqida tushuncha. Olamning ilmiy manzarasi haqida.	4
Jami		38

Amaliy mashg'ulotlarni tashkil etish bo'yicha ko'rsatma va tavsiyalar

Amaliy mashg'ulotda talabalar asosiy mavzularga oid masalalar yechishni o'rganadilar.

Amaliy mashg'ulotlarni tashkil etish bo'yicha kafedra pedagoglari tomonidan ko'rsatma va tavsiyalar ishlab chiqiladi. Unda talabalar asosiy ma'ruza mavzulari bo'yicha olgan bilim va ko'nikmalarini amaliy masalalar yechish orqali yanada boyitadilar. Shuningdek, darslik va o'quv qo'llanmalar asosida talabalar bilimlarini mustahkamlashga erishish, tarqatma materiallardan foydalanish, ilmiy maqolalar va tezislarni chop etish orqali talabalar bilimni oshirish, masalalar yechish, mavzular bo'yicha ko'rgazmali qurollar tayyorlash va boshqalar tavsiya etiladi.

"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fani bo'yicha AMALIY mashg'ulotlarning kalendar tematik rejasi

t/r	Amaliy mashg'ulotlar mavzulari	Soat
1	Shredinger tenglamasi. Sababiyat prinsipi va Shredinger tenglamasi.	4
2	Ehtimollar zichligining uzluksizlik tenglamasi. Klassik mexanika-kvant mexanikaning chegaraviy holi	2
3	Puasson qavslari. Saqlanish qonunlarining fazo, vaqt simmetriyasi bilan bog'lanishi	2
4	Statsionar Shredinger tenglamasi. Statsionar holatlar va ularning xossalari. Erkin zarra	2
5	Potensial o'radagi zarra. Potensial bar'er (to'siq). Tunnel effekt	2
6	Chiziqli garmonik ostsillyator. Uning energiya spektrlari va to'liq funksiyalari. Tanlash qoidasi	2
7	Markaziy simmetrik maydonda zarra harakati. Orbital moment operatorlarining xususiy funksiyalari va xususiy qiymatlari	2
8	Rotator. Shredingerning radial tenglamasi	2
9	Vodorod atomi; to'liq funksiyalar; energetik spektrlar. Kvant sonlari va ular yordamida holatlarni tavsiflash	2
10	Atom tuzilishi. Atomdagi "elektron buluti". Atomning Rezerford va Bor modelining tanqidi	2
11	Elektronning spini. Elektron va atomning harakat miqdorlarini turli momenti. Momentlarni qo'shish. Bog'lanish turlari	2
Jami		24

Seminar mashg'ulotlarni tashkil etish bo'yicha ko'rsatma va tavsiyalar

Seminar mashg'ulotlarini tashkil etish bo'yicha kafedra pedagoglari tomonidan ko'rsatma va tavsiyalar ishlab chiqiladi. Unda studentlar asosiy ma'ruza mavzulari bo'yicha olgan bilim va ko'nikmalarini amaliy masalalar yechish orqali va ularni diskussiya shaklida bayon etadilar, darslik va o'quv qo'llanmalar asosida studentlar bilimlarini mustahkamlashga erishish, tarqatma materiallardan foydalanish, ilmiy maqolalar va tezislarni chop etish orqali talabalar bilimini oshirish, mavzu bo'yicha referatlar tayyorlash va boshqalar tavsiya etiladi.

Seminar mashg'ulotida student Nazariy fizika kursining Kvant mexanikasining barcha bo'limlarining asosiy mavzulari bo'yicha o'z fikrlarini bayon etish, munozara yuritish, o'z fikrlarini himoya qilish yoki hamsuhbat fikriga qo'shilish yoki o'z argumetlarini keltirish, qaralayotgan mavzu bo'yicha ilmiy materiallar bilan tanishish hamda mavzuning biror masalasi bo'yicha muammo qo'yishni o'rganadi. Seminar mashg'ulotlari mavzusi ma'ruza mavzulari bilan hamohang tarzda va uyg'un shaklda o'tkaziladi.

"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fani bo'yicha SEMINAR mashg'ulotlarining kalendar tematik rejasi

t/r	Seminar mavzulari	Soat
1	Zarralarning to'liq xossalari. De-Broyl postulatlar. Elektromagnit maydonlarning nurlanish tabiati.	2
2	Fotoeffekt va Kompton effektini asoslash	2
3	Geyzenberg noaniqlik prinsipi	2
4	Atom modellari. Vodorod va vodorodsimon atomlar. Atomdagi elektronlarning holatlari	2
5	Operatorlar. Kinetik energiya va potensial energiya operatorlari	2
6	Boze va Fermi sistemalari	2
7	Radioaktivlik hodisasi. Yadro reaksiyalari. Elementar zarralar	2
8	Tunnel effekti va α -emirilish nazariyasi	2
9	Simmetriya va saqlanish qonunlari. Impuls momenti.	2
Jami		18

Mustaqil ta'lim tashkil etishning shakli va mazmuni

Nazariy fizika (Kvant mexanikasi) fani bo'yicha talabaning mustaqil ta'limi shu fanni o'rganish jarayonining tarkibiy qismi bo'lib, uslubiy va axborot resurslari bilan to'la ta'minlangan.

Talabalar auditoriya mashg'ulotlarida professor-o'qituvchilarning ma'ruzasini tinglaydilar, misol va masalalar echadilar. Auditoriyadan tashqarida talaba darslarga tayyorlanadi, adabiyotlarni konspekt qiladi, uy vazifa sifatida berilgan misol va masalalarni yechadi. Bundan tashqari ayrim mavzularni kengroq o'rganish maqsadida qo'shimcha adabiyotlarni o'qib referatlar tayyorlaydi hamda mavzu bo'yicha testlar yechadi. Mustaqil ta'lim natijalari reyting tizimi asosida baholanadi.

Uyga vazifalarni bajarish, qo'shimcha darslik va adabiyotlardan yangi bilimlarni mustaqil o'rganish, kerakli ma'lumotlarni izlash va ularni topish yo'llarini aniqlash, internet tarmoqlaridan foydalanib ma'lumotlar to'plash va ilmiy izlanishlar olib borish, ilmiy to'garak doirasida yoki mustaqil ravishda ilmiy manbalardan foydalanib ilmiy maqola va ma'ruzalar tayyorlash kabilar talabalarning darsda olgan bilimlarini chuqurlashtiradi, ularning mustaqil fikrlash va ijodiy qobiliyatini rivojlantiradi. Shuning uchun ham mustaqil ta'limsiz o'quv faoliyati samarali bo'lishi mumkin emas.

Uy vazifalarini tekshirish va baholash amaliy mashg'ulot olib boruvchi o'qituvchi tomonidan, konspektlarni va mavzuni o'zlashtirish darajasini tekshirish va baholash esa ma'ruza darslarini olib boruvchi o'qituvchi tomonidan har darsda amalga oshiriladi.

Nazariy fizika (Kvant mexanikasi) fanidan mustaqil ish majmuasi fanning barcha mavzularini qamrab olgan va quyidagi 23 ta katta mavzu ko'rinishida shakllantirilgan.

Studentlar mustaqil ta'limining mazmuni va hajmi

№	Mustaqil ta'lim mavzulari	Ajratilgan soat
1	Bor postulatlar	4
2	Frank-Gerts tajribalari	4
3	Balmerning umumlashgan formulasi	4
4	To'liqlar superpozitsiyasi	2
5	Fazaviy va gruppaviy tezliklar.	2
6	Shtern-Gerlax tajribasi.	2
7	Pauli prinsipi	2
8	Zeeman effekti.	2
9	Plank gipotezasi	2
10	Korpuskulyar-to'liq dualizmi	4
11	To'liq funktsiya va uning ma'nosi.	2
12	Geyzenberg noaniqlik munosabati	2
13	Sababiyat prinsipi	2
14	Potensial o'radagi zarra.	2
15	Tunnel effekt	2
16	Chiziqli garmonik ostsillyator	2
17	Kvant sonlari	2
18	Lazerlar.	2
19	Spin	2
20	Fermionlar.	2
21	Bozonlar.	2
22	Kimyoviy bog'lanishlarning tabiati va turlari. Valentlik.	4
23	Relyativistik kvant mexanika	2
Jami		56

Dasturning informatsion uslubiy ta'minoti

Nazariy fizika (Kvant mexanikasi) fanini o'rganish davomida mashg'ulotlar paytida axborot (taqdimot, multimedia texnologiyalari) va ta'limning zamonaviy texnologiyalari (rivojlantiruvchi ta'lim texnologiyalari, fanni to'liq o'zlashtirishga yo'naltirilgan texnologiyalar, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim

texnologiyalari) hamda interfaol metodlar (“FMSU”, “Klaster”, “Qanday”, “Insert”, “Aqliy hujum” va b.) qo‘llaniladi. Bundan tashqari darsliklar, o‘quv qo‘llanmalar, ma‘lumotnomalar, fizik entsiklopediyalar va lug‘atlardan foydalaniladi.

“Nazariy fizika”(Kvant mexanikasi) fanidan talabalar bilimini reyting tizimi asosida baholash mezonlari.

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirining 2018-yil 9-avgustdagi 19-2018-son buyrug‘iga
ILOVA

Oliy ta‘lim muassasalarida talabalar bilimini nazorat qilish va baholash tizimi to‘g‘risidagi NIZOM

Mazkur Nizom O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2018-yil 5-iyundagi PQ-3775-son “Oliy ta‘lim muassasalarida ta‘lim sifatini oshirish va ularning mamlakatda amalga oshirilayotgan keng qamrovli islohotlarda faol ishtirokini ta‘minlash bo‘yicha qo‘shimcha chora-tadbirlar to‘g‘risida”gi qaroriga muvofiq oliy ta‘lim muassasalarida talabalar bilimini nazorat qilish va baholash tizimini belgilaydi.

1-bob. Umumiy qoidalar

1. Mazkur Nizom 2018-2019 o‘quv yilida, shuningdek keyingi o‘quv yillarida oliy ta‘lim muassasalariga o‘qishga qabul qilingan talabalarning bilimini nazorat qilish hamda baholashda qo‘llaniladi.

2. Mazkur Nizom talablari qonun hujjatlariga muvofiq o‘quv jarayoni modul tizimiga asoslangan oliy ta‘lim muassasalarida talabalar bilimini nazorat qilish va baholashda qo‘llanilmaydi.

3. Talabalar oliy ta‘lim muassasalari professor-o‘qituvchilari tomonidan birinchi mashg‘ulotda mazkur Nizom talablari bilan tanishtirilishi shart.

4. Talabalar bilimini baholashda malakaviy amaliyot, kurs ishi, fan (fanlararo) davlat attestatsiyasi, bitiruv malakaviy ishi, shuningdek magistratura bosqichida ilmiy-tadqiqot va ilmiy-pedagogik ishlar hamda magistrlik dissertatsiyasi bo‘yicha mazkur Nizomda belgilangan baholash mezonlari qo‘llaniladi.

2-bob. Nazorat turlari va baholash mezonlari

1-§. Nazorat turlari

5. Oliy ta‘lim muassasalarida talabalar bilimini nazorat qilish oraliq va yakuniy nazorat turlarini o‘tkazish orqali amalga oshiriladi.

6. Oraliq nazorat semestr davomida ishchi fan dasturining tegishli bo‘limi tugagandan keyin talabaning bilim va amaliy ko‘nikmalarini baholash maqsadida o‘quv mashg‘ulotlari davomida o‘tkaziladi.

7. Oraliq nazorat turi har bir fan bo‘yicha fanning xususiyatidan kelib chiqqan holda 2-martagacha o‘tkazilishi mumkin.

Oraliq nazorat turini o‘tkazish shakli va muddati fanning xususiyati va fanga ajratilgan soatlardan kelib chiqib tegishli kafedra tomonidan belgilanadi.

8. Oraliq nazorat turining topshiriqlari tegishli kafedra professor-o‘qituvchilari tomonidan ishlab chiqiladi va mazkur kafedra mudiri tomonidan tasdiqlanadi.

9. Semestr davomida haftasiga 2 akademik soatdan (tibbiyot oliy ta‘lim muassasalarida 4 akademik soatdan) kam bo‘lgan fanlar bo‘yicha oraliq nazorat turi o‘tkazilmaydi.

10. Talabaning amaliy, seminar, laboratoriya mashg‘ulotlari va mustaqil ta‘lim topshiriqlarini bajarishi, shuningdek uning ushbu mashg‘ulotlardagi faolligi fan o‘qituvchisi tomonidan baholab boriladi. Baholash mazkur Nizomning 15-bandida nazarda tutilgan mezonlar asosida amalga oshiriladi.

Talabani oraliq nazorat turi bo‘yicha baholashda, uning o‘quv mashg‘ulotlari davomida olgan baholari inobatga olinadi.

11. Yakuniy nazorat turi semestr yakunida (tibbiyot oliy ta‘lim muassasalarida fan yakunida) tegishli fan bo‘yicha talabaning nazariy bilim va amaliy ko‘nikmalarini o‘zlashtirish darajasini aniqlash maqsadida o‘tkaziladi.

12. Yakuniy nazorat turini o‘tkazish shakli tegishli fan bo‘yicha kafedra tomonidan belgilanadi.

13. Yakuniy nazorat turi oliy ta'lim muassasasining tegishli fakultet dekani yoki o'quv-uslubiy bo'lim tomonidan ishlab chiqiladigan hamda o'quv ishlari bo'yicha prorektor tomonidan tasdiqlanadigan Yakuniy nazorat turlarini o'tkazish jadvaliga muvofiq o'tkaziladi.

14. Tibbiyot oliy ta'lim muassasalarida oraliq va yakuniy nazorat turlari obyektiv tizimlashtirilgan klinik sinov yoki obyektiv tizimlashtirilgan imtihon shakllarida o'tkazilishi mumkin.

2-§. Talabalar bilimini baholash mezonlari

15. Talabalarining bilimi quyidagi mezonlar asosida:

talaba mustaqil xulosa va qaror qabul qiladi, ijodiy fikrlay oladi, mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimini amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda — 5 (a'lo) baho;

talaba mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimini amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatni tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda — 4 (yaxshi) baho;

talaba olgan bilimini amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatni tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda — 3 (qoniqarli) baho;

talaba fan dasturini o'zlashtirmagan, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunmaydi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega emas deb topilganda — 2 (qoniqarsiz) baho bilan baholanadi.

16. Nazorat turlarini o'tkazish bo'yicha tuzilgan topshiriqlarning mazmuni talabaning o'zlashtirishini xolis (obyektiv) va aniq baholash imkoniyatini berishi shart.

3-bob. Talabalar bilimini baholash

17. Talabalar bilimini baholash 5 baholik tizimda amalga oshiriladi.

18. Oraliq nazorat turini o'tkazish va mazkur nazorat turi bo'yicha talabaning bilimini baholash tegishli fan bo'yicha o'quv mashg'ulotlarini olib borgan professor-o'qituvchi tomonidan amalga oshiriladi.

Yakuniy nazorat turini o'tkazish va mazkur nazorat turi bo'yicha talabaning bilimini baholash o'quv mashg'ulotlarini olib bormagan professor-o'qituvchi tomonidan amalga oshiriladi.

Tegishli fan bo'yicha o'quv mashg'ulotlarini olib borgan professor-o'qituvchi yakuniy nazorat turini o'tkazishda ishtirok etishi taqiqlanadi.

Yakuniy nazorat turini o'tkazishda kelishuv asosida boshqa oliy ta'lim muassasalarining tegishli fan bo'yicha professor-o'qituvchilari jalb qilinishi mumkin.

19. Tibbiyot oliy ta'lim muassasalarida oraliq va yakuniy nazorat turlarini o'tkazish, shuningdek talabalarining bilimini baholash tegishli kafedra mudiri tomonidan tashkil etiladigan komissiya tomonidan amalga oshiriladi.

Komissiya tarkibi tegishli fan professor-o'qituvchilari va soha mutaxassislari orasidan shakllantiriladi.

Komissiya tarkibiga kelishuv asosida boshqa tashkilotlarning soha mutaxassislari ham jalb qilinishi mumkin.

20. Oliy ta'lim muassasasida nazorat turlarini o'tkazilishi tegishli oliy ta'lim muassasasining ta'lim sifatini nazorat qilish bo'limi tomonidan doimiy ravishda o'rganib boriladi. Bunda nazorat turlarini o'tkazilish tartibi buzilganligi aniqlangan hollarda, o'tkazilgan nazorat turlarining natijalari bekor qilinishi hamda tegishli nazorat turi qaytadan o'tkazilishi mumkin.

21. Talaba tegishli fan bo'yicha yakuniy nazorat turi o'tkaziladigan muddatga qadar oraliq nazorat turini topshirgan bo'lishlari shart.

22. Oraliq nazorat turini topshirmagan, shuningdek ushbu nazorat turi bo'yicha "2" (qoniqarsiz) baho bilan baholangan talaba yakuniy nazorat turiga kiritilmaydi.

Yakuniy nazorat turiga kirmagan yoki kiritilmagan, shuningdek ushbu nazorat turi bo'yicha "2" (qoniqarsiz) baho bilan baholangan talaba akademik qarzdor hisoblanadi.

23. Talaba uzrli sabablarga ko'ra oraliq va (yoki) yakuniy nazorat turiga kirmagan taqdirda ushbu talabaga tegishli nazorat turini qayta topshirishga fakultet dekanining farmoyishi asosida ruxsat beriladi.

24. Bir kunda 1 tadan ortiq fan bo'yicha yakuniy nazorat turi o'tkazilishiga yo'l qo'yilmaydi. Yakuniy nazorat turlarini o'tkazish kamida 2 kun oralig'ida belgilanishi lozim.

25. Bitiruvchi kurs bo'lmagan talabalar kuzgi semestr natijalari bo'yicha 3 tagacha fandan (fanlardan) akademik qarzдорligi bo'lgan hollarda talabaga bir oygacha, bahorgi semestr natijalari bo'yicha 3 tagacha fandan (fanlardan) akademik qarzдорligi bo'lgan talabaga tegishli fan (fanlar) bo'yicha oraliq va (yoki) yakuniy nazorat turlarini yangi o'quv yili boshidan qayta topshirish uchun 1 oy muddat beriladi.

Bitiruvchi kurs talabalariga bahorgi semestr natijalari bo'yicha o'zlashtirmagan fandan (fanlardan) qayta topshirish uchun yakuniy davlat attestatsiyasi boshlangunga qadar ruxsat beriladi.

Fanlardan akademik qarzдорligi 4 ta va undan ko'p bo'lgan talabalarga qayta topshirishga ruxsat berilmaydi va ular oliy ta'lim muassasasi rektorining (boshlig'ining, filial direktorining) buyrug'i bilan kursdan qoldiriladi.

26. Talabaga oraliq va (yoki) yakuniy nazorat turini qayta topshirish uchun berilgan muddat davomida talaba tomonidan qayta topshirishlar soni 2-martadan ko'p bo'lmasligi kerak.

Talaba oraliq va (yoki) yakuniy nazorat turini birinchi marta qayta topshirishdan o'ta olmagan taqdirda, fakultet dekani tomonidan komissiya tuziladi. Komissiya tarkibi tegishli fan bo'yicha professor-o'qituvchi va soha mutaxassislari orasidan shakllantiriladi.

Ikkinchi marta oraliq va (yoki) yakuniy nazorat turini o'tkazish va talabani baholash mazkur komissiya tomonidan amalga oshiriladi.

27. Berilgan muddat davomida mavjud bo'lgan qarzдорlikni topshira olmagan talaba bo'yicha fakultet dekani bildirgi bilan oliy ta'lim muassasasi rektorini (boshlig'ini, filial direktorini) xabardor qiladi va ushbu talaba rektor (boshliq, filial direktori) buyrug'i asosida kursdan qoldiriladi.

28. Talaba uzrli sabablarsiz malakaviy amaliyotga qatnashmagan, shuningdek malakaviy amaliyot yakunlari bo'yicha "2" (qoniqarsiz) baho bilan baholangan hollarda, u akademik qarzдор hisoblanadi va kursdan qoldiriladi.

29. Kursda qoldirilgan talaba fanni (fanlarni) o'zlashtirmagan semestr boshidan to'lov-kontrakt asosida mazkur o'quv yilining tegishli semestri uchun tasdiqlangan o'quv rejaga muvofiq o'qishni davom ettiradi.

30. Baholash natijasidan norozi bo'lgan talabalar fakultet dekani tomonidan tashkil etiladigan Apellatsiya komissiyasiga apellatsiya berish huquqiga ega.

31. Apellatsiya komissiyasi tarkibiga talabani baholashda ishtirok etmagan tegishli fan professor-o'qituvchilari orasidan komissiya raisi va kamida to'rt nafar a'zo kiritiladi.

32. Talaba baholash natijasidan norozi bo'lgan taqdirda, baholash natijasi e'lon qilingan vaqtdan boshlab 24 soat davomida apellatsiya berishi mumkin. Talaba tomonidan berilgan apellatsiya Apellatsiya komissiyasi tomonidan 2 kun ichida ko'rib chiqilishi lozim.

33. Talabaning apellatsiyasini ko'rib chiqishda talaba ishtirok etish huquqiga ega.

34. Apellatsiya komissiyasi talabaning apellatsiyasini ko'rib chiqib, uning natijasi bo'yicha tegishli qaror qabul qiladi. Qarorda talabaning tegishli fanni o'zlashtirgani yoki o'zlashtira olmaganini ko'rsatiladi.

Apellatsiya komissiyasi tegishli qarorni fakultet dekani va talabaga yetkazilishini ta'minlaydi.

4-bob. Baholash natijalarini qayd qilish

35. Talabalar bilimini baholash tegishli fan bo'yicha professor-o'qituvchi tomonidan Talabalarining fanlarni o'zlashtirishini hisobga olish jurnalida (bundan buyon matnda Jurnal deb yuritiladi) qayd etib boriladi. Professor-o'qituvchi qo'shimcha ravishda talabalar bilimini baholashni elektron tizimda ham yuritishi mumkin.

Professor-o'qituvchi Jurnalda talabaga qo'yilgan baholarni shu kunning o'zida qayd etib boradi. Agar talabaning bilimini baholash yozma ish shaklida o'tkazilgan bo'lsa, bunda professor-o'qituvchi talabalarining natijalarini 3 kundan ko'p bo'lmagan muddatda Jurnalga qayd etishi lozim.

36. Nazorat turi bo'yicha talabaning bilimi "3" (qoniqarli) yoki "4" (yaxshi) yoxud "5" (a'lo) baho bilan baholanganda, nazorat turini qayta topshirishga yo'l qo'yilmaydi.

37. Talaba nazorat turi o'tkazilgan vaqtda uzrli sabablarsiz qatnashmagan hollarda Jurnalga "0" belgisi yozib qo'yiladi.

38. Jurnal tegishli fan bo'yicha o'quv mashg'ulotlarini olib borgan professor-o'qituvchi, kafedra mudiri va fakultet dekani tomonidan imzolanadi hamda fakultet dekanatida saqlanadi. Jurnalning saqlanishi uchun fakultet dekani mas'ul hisoblanadi.

39. Talabalarining yakuniy nazorat turi bo'yicha baholari Jurnalga qayd etilganda, shu kunning o'zida talabani Baholash daftariga ham yozib qo'yilishi kerak.

40. Yakuniy nazorat turi bo'yicha talabani baholash bilimi "2" (qoniqarsiz) baho bilan baholangan yoki Jurnalga "0" belgisi yozib qo'yilgan hollarda ushbu baho yoki belgi talabani Baholash daftariga yozilmaydi.

41. Jurnalning o'z vaqtida, to'g'ri va to'liq yuritilishi, shuningdek undagi baho va boshqa ma'lumotlarga asossiz o'zgartirishlar kiritilmasligi uchun fakultet dekani va tegishli fan bo'yicha professor-o'qituvchi mas'ul hisoblanadi.

42. Tegishli o'quv yili yakuni bo'yicha ishchi o'quv rejadagi fanlar bo'yicha "3" (qoniqarli) yoki "4" (yaxshi) yoxud "5" (a'lo) baho bilan baholangan talaba oliy ta'lim muassasasi rektorining (boshlig'ining, filial direktorining) buyrug'iga asosan keyingi kursga o'tkaziladi.

43. Baholash natijalari kafedra yig'ilishlari, fakultet va oliy ta'lim muassasasi Kengashlarida muntazam ravishda muhokama etib boriladi va tegishli qarorlar qabul qilinadi.

44. O'zbekiston Respublikasining oliy ta'lim muassasalarida talabalar o'zlashtirishini baholash tizimini 5 baho yoki 100 ballik tizim va ilg'or xorijiy davlatlar oliy ta'lim tizimida qo'llaniladigan baholash tizimiga qiyosiy taqqoslash hamda ularga o'tkazish mazkur Nizomning ilovasiga muvofiq jadvallar asosida amalga oshiriladi.

5-bob. Yakuniy qoida

45. Mazkur Nizom O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasi huzuridagi Davlat test markazi, Xalq ta'limi vazirligi, Vazirlar Mahkamasi huzuridagi Ta'lim sifatini nazorat qilish inspeksiyasi, Sog'liqni saqlash vazirligi, Iqtisodiyot vazirligi, Moliya vazirligi, Tashqi ishlar vazirligi, Axborot texnologiyalari va kommunikatsiyalarini rivojlantirish vazirligi, Madaniyat vazirligi, Jismoniy tarbiya va sport vazirligi, Qurilish vazirligi, "O'zbekiston temir yo'llari" aksiyadorlik jamiyati, Avtomobil yo'llari davlat qo'mitasi, "Navoiy kon-metallurgiya kombinati" davlat korxonasi, O'zbekiston Badiiy akademiyasi hamda Davlat soliq qo'mitasi bilan kelishilgan.

Oliy ta'lim muassasalarida talabalar bilimni nazorat qilish va baholash tizimi to'g'risidagi nizomga

ILOVA

1-jadval

Baholashni 5 baholik shkaladan 100 ballik shkalaga o'tkazish JADVALI

5 baholik shkala	100 ballik shkala	5 baholik shkala	100 ballik shkala	5 baholik shkala	100 ballik shkala
5,00 — 4,96	100	4,30 — 4,26	86	3,60 — 3,56	72
4,95 — 4,91	99	4,25 — 4,21	85	3,55 — 3,51	71
4,90 — 4,86	98	4,20 — 4,16	84	3,50 — 3,46	70
4,85 — 4,81	97	4,15 — 4,11	83	3,45 — 3,41	69
4,80 — 4,76	96	4,10 — 4,06	82	3,40 — 3,36	68
4,75 — 4,71	95	4,05 — 4,01	81	3,35 — 3,31	67
4,70 — 4,66	94	4,00 — 3,96	80	3,30 — 3,26	66
4,65 — 4,61	93	3,95 — 3,91	79	3,25 — 3,21	65
4,60 — 4,56	92	3,90 — 3,86	78	3,20 — 3,16	64
4,55 — 4,51	91	3,85 — 3,81	77	3,15 — 3,11	63
4,50 — 4,46	90	3,80 — 3,76	76	3,10 — 3,06	62
4,45 — 4,41	89	3,75 — 3,71	75	3,05 — 3,01	61
4,40 — 4,36	88	3,70 — 3,66	74	3,00	60
4,35 — 4,31	87	3,65 — 3,61	73	3,0 dan kam	60 dan kam

2-jadval

Oliy ta'limda talabalar o'zlashtirishini baholash tizimlarini qiyosiy taqqoslash JADVALI

Taklif etilayotgan O‘zbekiston tizimi	Rossiya tizimi (MDU)*	Yevropa kredit transfer tizimi (ECTS — European Credit Transfer System)	Amerika tizimi (A- F)	Britaniya tizimi (%)	Yaponiya tizimi (%)	Koreya tizimi (%)	O‘zbekiston tizimi (%)
“5”	“5”	“A”	“A+”	70 — 100	80 — 100	90 — 100	90 — 100
			“A”				
			“A-”	65 — 69			
“4”	“4”	“B”	“B+”	60 — 64	70 — 79	80 — 89	70 — 89,9
		“C”	“B”	50 — 59			
			“B-”				
“3”	“3”	“D”	“C+”	45 — 49	60 — 69	70 — 79	60 — 69,9
		“E”	“C”	40 — 44		60 — 69	
			“C-”				
			“D+”				
			“D”				
			“D-”				
“2”	“2”	“FX”	“F”	0 — 39	0 — 59	0 — 59	
		“F”				0 — 59,9	

(Qonun hujjatlari ma'lumotlari milliy bazasi, 26.09.2018-y., 10/18/3069/1965-son)

Ishchi fan dasturi mualliflari tomonidan tavsiya etilgan adabiyotlar ro'yxati
Asosiy adabiyotlar

- A1. M.M.Musaxanov, A.S.Rahmatov. Nazariy fizika kursi, 3- jild Kvant mexanikasi. T.: Tafakkur bo'stoni, 2011
- A2. В.В.Мултановский, А.С.Василевский. Курс теоретической физики: Квантовая механика. М.: Просвещение, 1991
- A3. Г.Х.Хошимов, Р.Я.Расулов, Н.Х. Йўлдошев. Квант механика асослари. Т., «Ўқитувчи», 1995
- A4. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. М.: Лань, 2004
- A5. David J.Griffiths. Introduction to quantum mechanics. New Jersey, Prentice Hall, Inc., 1995
- A6. E.Rasulov , U.Begimqulov. Kvant fizikasi, 1- va 2- tomlar, T., "Fan va texnologiya", 2009 y.
- A7. Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. 3- том, Нерелятивистская теория. М.: «Наука», 2004
- A8. А.С.Давыдов. Квантовая механика. М.: Наука, 1973
- A9. А.А. Соколов, Ю.М. Лоскутов, И.М. Тернов. Квантовая механика. М.: Уч.-пед. Издв МП РСФСР, 1962
- A10. И.В.Савельев. Основы теоретической физики. том 2 Квантовая механика, М.: Наука, 1977
- A11. П.С.Парфенов. Квантовая механика. Методическое пособие к практикуму по квантовой физике. - СПб: НИУ ИТМО, 2012. - 133 с.
- A12. Л.Г.Гречко и др. Сборник задач по теоретической физике. М.: «Высшая школа». 1984
- A13. G.L.Squires. Problems in quantum mechanics with solutions. Cambridge.: Cambridge University Press, 2002
- A14. И. Е. Иродов. Сборник задач по квантовой физике. Москва. Энергоатомиздат. 1997.
- A15. Новиков В.В. Практические занятия по курсу теоретической физики /Квантовая механика/. - Брянск: Издательство БГПИ, 1990.
- A16. В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган. Задачи по квантовой механике. М.: «Наука» 1981
- A17. Серова Ф.Г., Янкина А.А. Сборник задач по теоретической физике. - М.: Просвещение, 1979.

Qo'shimcha adabiyotlar

- Q1. О. Кодиров, А. Бойдедаев. Квант физика. Тошкент. Ўзбекистон Миллий Кутубхонаси. 2005.
- Q2. Э.В.Шпольский. Атомная физика. 1- и 2- том. М.: Наука -1973
- Q3. Д.И.Сивухин. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Том 5, часть 1 и 2. М.: Наука, 1989
- Q4. Э.А.Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. М.: Высшая школа, 1988
- Q5. Л.Л.Голдин, Г.И.Новикова. Введение в квантовую физику. М.: Наука, 1988
- Q6. А.Н.Матвеев. Атомная физика, М.: Высшая школа. 1989 г.
- Q7. И.В.Савельев. Курс общей физики. Том 3. М.: 1989
- Q8. О.Ахмаджанов. Физика курси. 3-том. Т.: «Ўқитувчи», 1987
- Q9. Э.Н. Расулов. У.Ш.Бегимкулов. Ш.Х. Ахмаджанова. Ш.М. Адашбоев. Квант физикадан масалалар тўплами. Электрон ўқув қўлланма. 290 бет. 2005 й ТДПУ порталида: www.pedagog.uz
- Q10. S.Flügge. Practical quantum mechanics. Springer-Verlag (Berlin) - 1994 (З.Флюгге. Задачи по квантовой механике. Т. 1 и 2, Москва “Мир” – 1974)
- Q11. И.Е.Иродов. Сборник задач по атомной и ядерной физике. М.: 1966
- Q12. Э.Расулов ва б. Квант физикасидан масалалар тўплами. Тошкент “Фан” – 2006
- Q13. Р. Бобожонов. А. М. Худайберганов, Г. А. Кочетков. Атом физикасидан масалалар ечиш учун қўлланма. Тошкент. Университет. 1993

Fan dasturi mualliflari tomonidan tavsiya etilgan adabiyotlar ro'yxati

Asosiy adabiyotlar

1. M.S. Yaxyoev. K. Muminov Nazariy mexanika. T.: O'qituvchi. 1992y.
2. A. Boydedaev Maxsus nisbiylik nazariyasi . T.: TDPU. 2001-y.
3. В.В. Мултановский. Курс теоретической физики. Классическая физика. М. Наука., 2000 г.
4. R. Bobojonov, A. M. Xudayberganov, G. A. Kochetkov. Atom fizikasidan masalalar yechish uchun qo'llanma. Toshkent. Universitet. 1993-y.
5. E.N. Rasulov, U.SH.Begimqulov, K.R.Nasriddinov, SH.X.Axmadjanova Kvant fizikadan masalalar to'plami. N.: TDPU. 2004 -y.
6. A.Boydedaev. Klassik statistik fizika. T.: O'zbekiston. 2003-y .
7. A.Boydedaev. Nomuvozanatli statistik fizika asoslari. T.: O'qituvchi, 1992-y.
8. R.Mamatqulov va boshqalar. Statistik fizika va termodinamikadan masalalar to'plami, O'qituvchi, 2000-y.
9. G.X.Xoshimov, R.Ya.Rasulov, N.X.Yo'ldoshev. "Kvant mexanika asoslari". T.: "O'qituvchi", 1999-y.
10. Paul Peter Urone, Rogar Hinric “College Physics” Californiya 2002

Qo'shimcha adabiyotlar

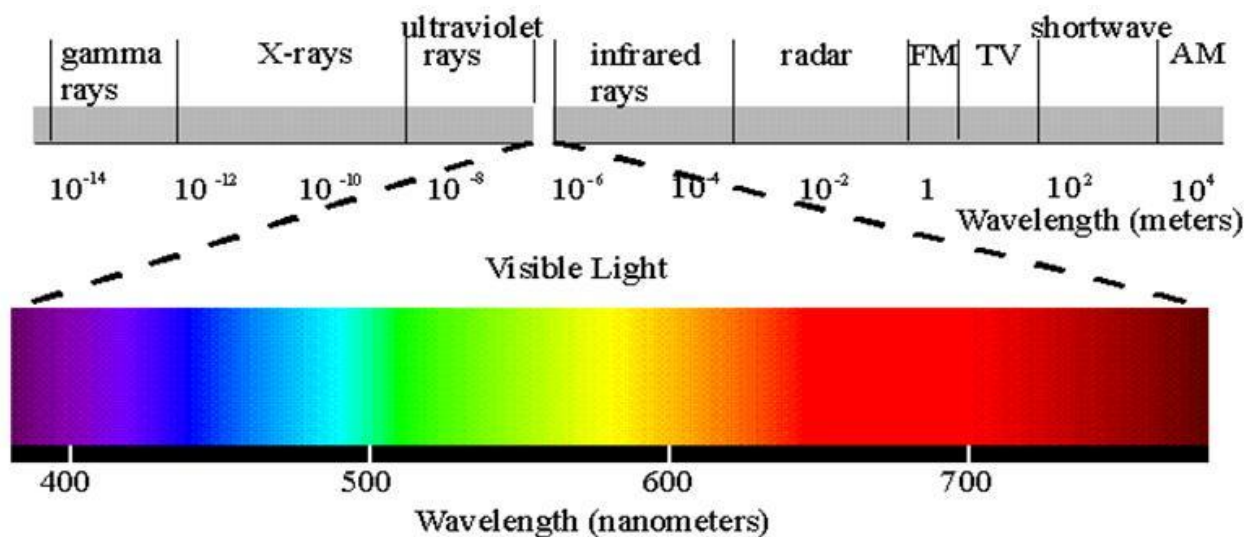
1. Мирзиёев Ш.М. Танкидий таҳлил, катъий тартиб-интизом ва шахсий жавобгарлик – ҳар бир раҳбар фаолиятининг кундалик қондаси бўлиши керак. Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамасининг 2016 йил якунлари ва 2017 йил истиқболларига бағишланган мажлисидаги Ўзбекистон Республикаси Президенти нутқи. //Халқ сўзи газетаси. 2017 йил 16 январ №11.
2. Ўзбекистон Республикаси Конституцияси. Т.: Ўзбекистон. 2014. -46 б.
3. И.В. Мещерский. Сборник задач по теоретической механике. М.: Наука. 1992 г.
4. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. M.S.Sedrik tahriri ostida Toshkent.: O'qituvchi. 1992-y.
5. Tursunov S., Kamolov J. “Elektr va magnitizm”, T.: O'qituvchi, 1996-y.
6. В.В.Мултановский, А.С.Васильевский. Электродинамика. М.: Просвещение.1998 г.
7. О. Qodirov, A. Boydedaev. Kvant fizika. Toshkent, “O'zbekiston” nashriyoti., 2005y.
8. Е.М.Гершензон и др. Курс общей физики. Оптика и атомная физика. М.: "Просвещение", 1997 г.
9. E.Rasulov. U.Begimqulov Kvant fizikasi. 1-tom.,T. “Fan va texnologiya”, 2009-y.
10. E.Rasulov. U. Begimqulov Kvant fizikasi. 2- tom T.: “Fan va texnologiya”, 2009-y.
11. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. М.: Наука.. 1999 г.
12. И.В. Савельев Основы теоретической физики. Том 1. М.: Наука. 1992 г.
13. В. Шпольский. Атомная физика. В двух томах. Москва.: Наука. 1992 г.
14. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В двух томах. Москва.: 1998г.
15. А. И. Наумов. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Москва.: 2000 г.

Internet manbalar

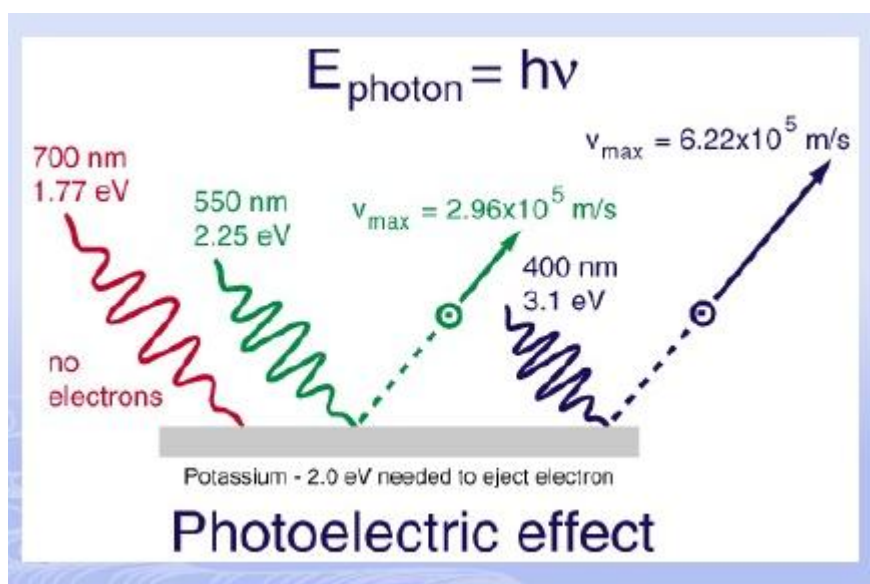
1. www.tdpu.uz
2. www.pedagog.uz
3. www.ziyonet.uz
4. www.edu.uz
5. www.uzedu.uz

"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fani mashg'ulotlarida ishlatiladigan tarqatma materiallardan ayrim namunalar

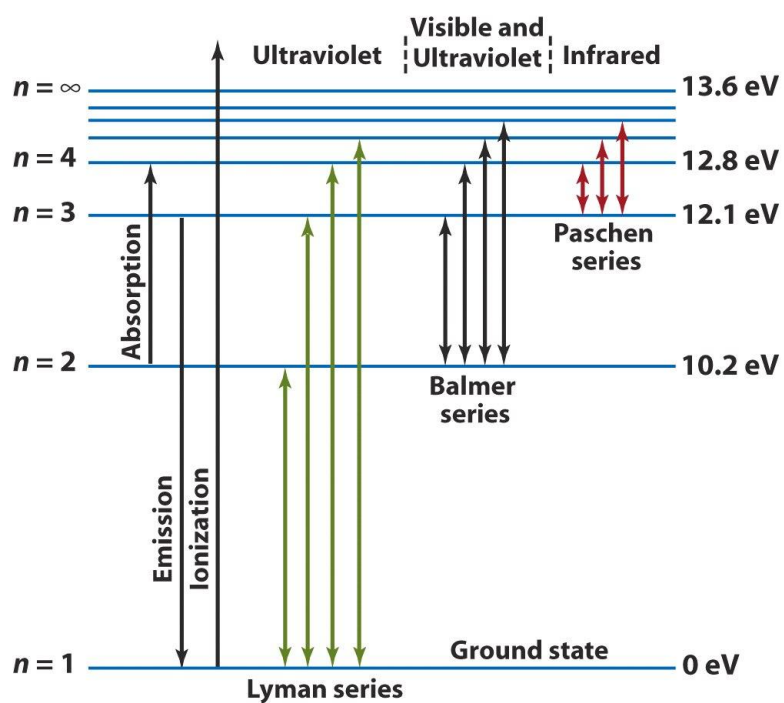
Elektromagnit to'liqlash shkalasi



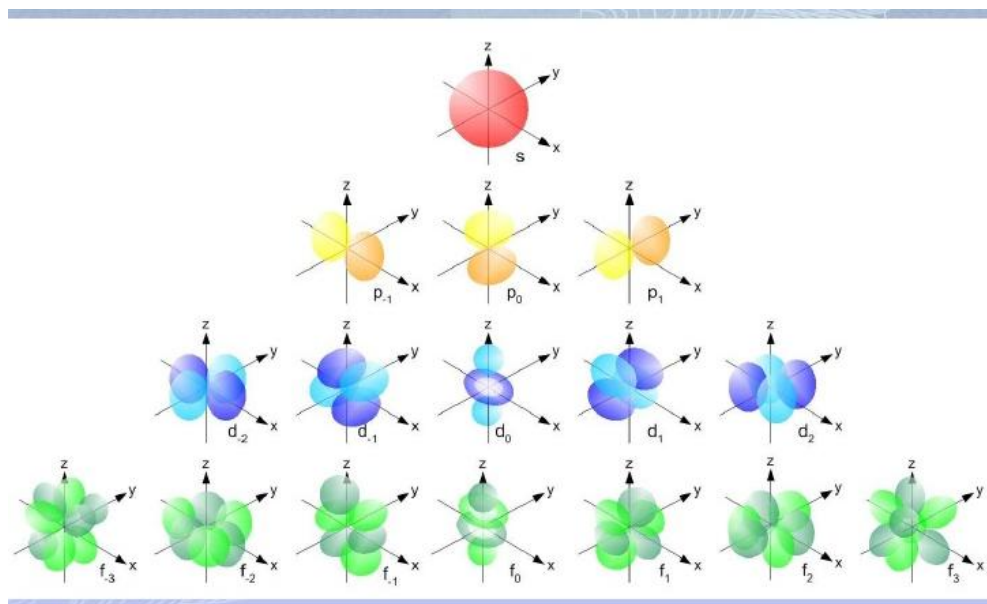
Fotoeffekt hodisasi



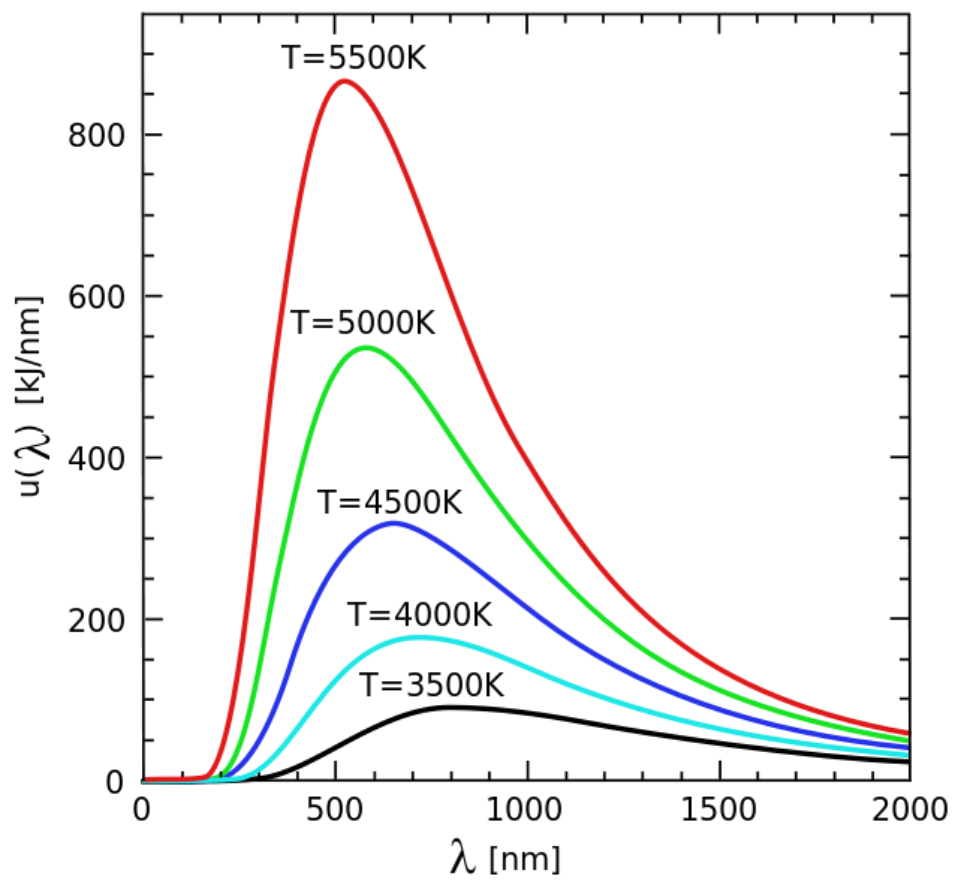
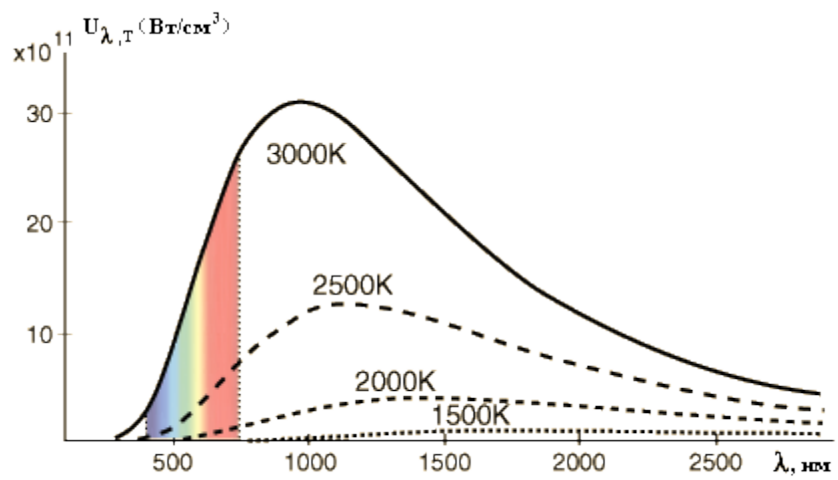
Vodorod atomi nurlanishining spektr seriyalari



To'lqin funktsiyalar grafiklari

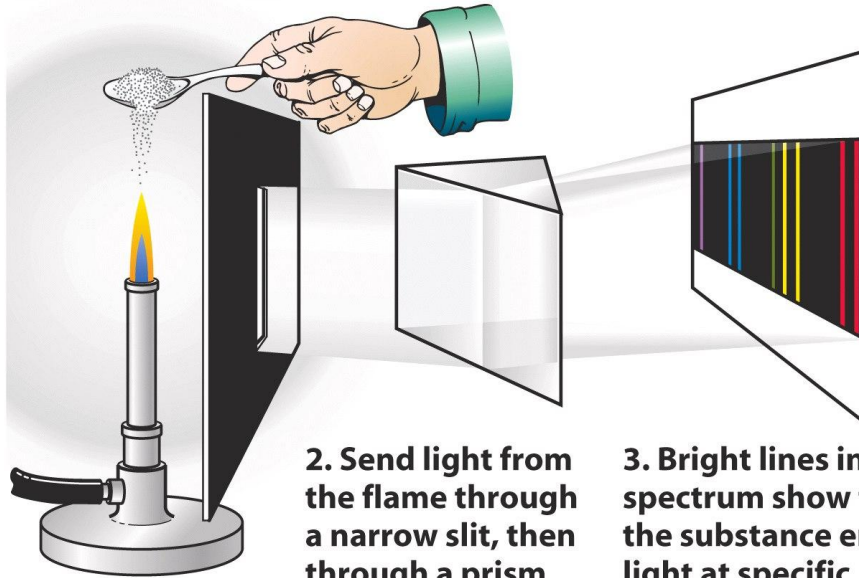


Absilut qora jism Issiqlik nurlanishiga oid grafik



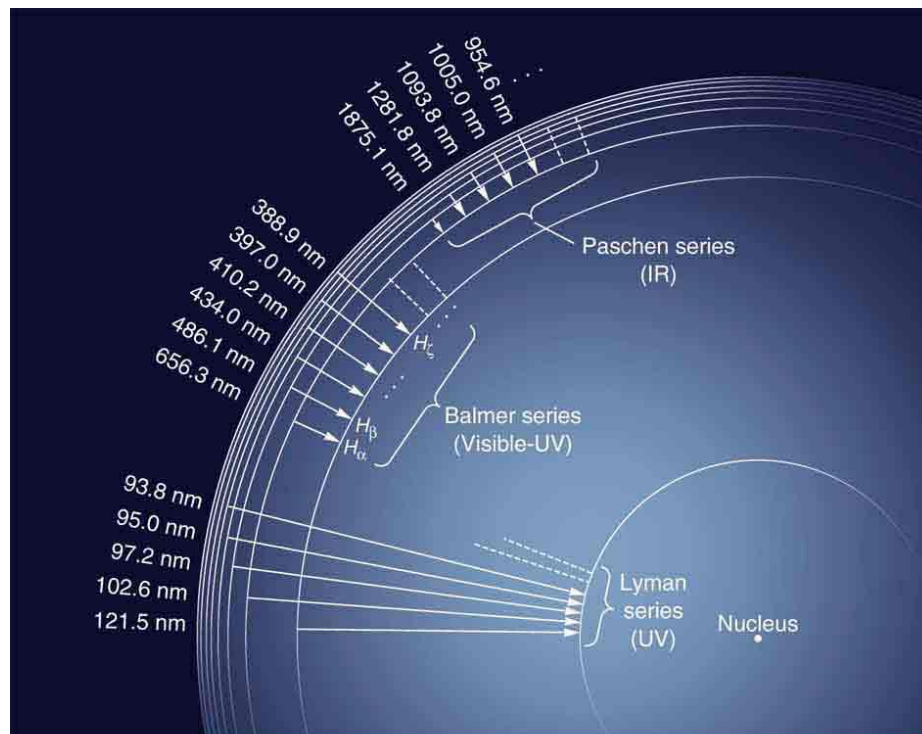
Chiziqli spektrli nurlanish hosil qilish

1. Add a chemical substance to a flame



2. Send light from the flame through a narrow slit, then through a prism

3. Bright lines in the spectrum show that the substance emits light at specific wavelengths only



«Kvant mexanikasi» fanidan Davidov kitobi bo'yicha test savollari 1-50

Fan blogi	Fan bobi	Qiyinchilik darajasi	Test topshirig'i	To'g'ri javob	1 - Muqobil javob	2 - Muqobil javob	3 - Muqobil javob
1	2	3	4	5	6	7	8
			F operator Ermit bo'lishi uchun munosabat bajarilishi lozim.	$\int \psi^* \hat{F} \varphi d\Omega = \int \varphi \hat{F}^* \psi^* d\Omega$	$\int \psi^* \hat{F} \varphi d\Omega = \int \varphi \hat{F}^* \psi d\Omega$	$\int \psi^* \hat{F} \varphi d\Omega = \int \varphi \hat{F} \psi d\Omega$	$\int \psi \hat{F} \varphi d\Omega = \int \varphi^* \hat{F} \psi^* d\Omega$
			A va B opertorlar o'zaro kommutatsiyalanishsa, quyidagi tenglik o'rinli.	$[\hat{A}, \hat{B}] = 0$	$[\hat{A}, \hat{B}] = i\hat{C}$	$[\hat{A}, \hat{B}] = 1$	$[\hat{A}, \hat{B}] = A \cdot B$
			Impuls momentining z-o'qiga proektsiyasining operatori sferik koordinatalar sistemasida ko'rinishda yoziladi.	$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$	$\hat{L}_z = \hbar^2 \frac{\partial}{\partial \varphi}$	$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$	$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$
			Chiziqli operatorlar deb ... munosabatlarni qanoatlantiruvchi operatorga aytiladi.	$\hat{F}(a\psi) = a\hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}\psi_1 + \hat{F}\psi_2$	$\hat{F}(a\psi) = a + \hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}\psi_1 + \hat{F}\psi_2$	$\hat{F}(a\psi) = a\hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}(\psi_1 \cdot \psi_2)$	$\hat{F}(a\psi) = a + \hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}(\psi_1 / \psi_2)$
			Reley- Jins Formulasini ko'rsating.	$f(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kt$	$f(\nu) = \frac{8\pi}{c^3} kt$	$f(\nu) = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} kt$	$f(\nu) = \frac{kt}{c^3} 8\pi\nu^2$
			Impulsning X o'qidagi proektsiyasining operatorini	$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$	$-i\hbar^2 \frac{\partial}{\partial x}$	$-i\hbar \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$	$-i\hbar \frac{\partial^2}{\partial x^2}$
			$\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ operatori qanday funksiyani $\sin x$ ga o'tkaradi	$-\sin x$	$\cos x$	$\sin x$	$\tan x$
			Laplas operatori formulasini ko'rsating.	$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$	$\Delta = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$	$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$	$\Delta = \frac{\partial}{\partial x \partial y}$

			Bir o'lchamli o'ra uchun Shredinger tenglamasi qanday yoziladi?	$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi$	$\frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi$	$\frac{d\psi}{dx} = E\psi$	$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{d\psi}{dx} = E\psi$
			Bir o'lchamli o'ra uchun yozilgan Shredinger tenglamasining yechimini ko'rsating.	$\psi = A\sin(n\pi x / a)$	$\psi = A\sin(\pi x / a)$	$\psi = A\sin^2(n\pi x / a)$	$\psi = A\sin^2(\pi x / a)$
			To'lqin funksiyasi ψ qanday talqin qilinadi?	$ \psi ^2$ bo'lakchani qandaydir nuqta atrofida topilish mumkinligini yani ehtimoli zichligini bildiradi	ψ kinetik energiyani bildiradi	ψ potentsiyal energiyani bildiradi	ψ tolqin amplitudasi
			$\frac{d}{dx}$ operatorining sinx ga tasiri qanday funktsiya?	cosx	-cosx	sinx	$\sin^2 x$
			Bosh kvant soni n atomning qaysi xossasini tavsiflaydi?	energiyasini	zaryadini	massasini	spinini
			Bosh kvant qanday qanday qiymatlarni qabul qiladi?	N=1,2,3,...	N=0,1,2,...	N=-1,-2,-3,...	қалеген мәнис
			Orbital kvant soni l qiymatlarni qabul qiladi.	L=0,1,2,...,n-1	L=1,2,3,...,n	L=0,-1,+1,...,	қалеген мәнис
			Magnit kvant soni m _z qiymatlarni qabul qilishi mumkin.	m _z =+1,+1-1,0,...-1	m _z =2l	m _z =l/2	m _z =∞
			Bosh kvant soni n=1 bo'lsa, orbital kvant soni l nimaga teng bo'ladi?	0	+1	-1	±1
			Bosh kvant soni n=2 bo'lsa, orbital kvant soni l nimaga teng bo'lishi mumkin?	0, 1	-1, 0, +1	+1	∞
			Orbital kvant soni l=1 bo'lganda m _z qanday qiymatlarni qabul qiladi?	m _z =+1,0,-1	m _z =+1	m _z =-1	m _z =0
			Bosh kvant son n=2 bo'lganda orbital kvant son l va magnit kvant soni m _z qanday qiymatlarni qabul qiladi?	l=0, m _z =0 l=1, m _z =+1,0,-1	L=0, m _z =0	L=0, m _z =+1	L=1, m _z =0

			Elektronning spin kvant soni nimaga teng?	$S = \pm \frac{h}{2}$	S=1h	S=2h	S=2/h
			Yorug'lik energiasining korpuskulasi nima?	foton	bozon	mezon	adron
			Fermionlar turkumiga qanday zarralar kiradi?	spini $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \frac{5\hbar}{2}, \dots$ gat eng bo'lgan zarralar	spini $\hbar, 2\hbar, 3\hbar, 4\hbar, \dots$ gat eng bo'lgan zarralar	Spin kvant soni manfiy bo'lgan zarralar	Spin kvant soni musbat bo'lgan zarralar
			$x \cdot \frac{d}{dx}$ operatori e ^x ga ta'sir etsa, qanday natijani qo'lga kiritamiz?	$x^2 e^x$	$-e^x$	xe^{-x}	$2xe^x$
			Impulsning X o'qidagi proektsiyasining operatorini	$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$	$-i\hbar^2 \frac{\partial}{\partial x}$	$-i\hbar \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$	$-i\hbar \frac{\partial^2}{\partial x^2}$
			$\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ operatori qanday funksiyani $\sin x$ ga o'tkaradi	$-\sin x$	$\cos x$	$\sin x$	$\tan x$
			Laplas operatori formulasini ko'rsating.	$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$	$\Delta = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$	$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$	$\Delta = \frac{\partial}{\partial x \partial y}$
			Bir o'lchamli o'ra uchun Shredinger tenglamasi qanday yoziladi?	$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi$	$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi$	$\frac{d \psi}{dx} = E \psi$	$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d \psi}{dx} = E \psi$
			Bir o'lchamli o'ra uchun yozilgan Shredinger tenglamasining yechimini ko'rsating.	$\psi = A \sin(n\pi x / a)$	$\psi = A \sin(\pi x / a)$	$\psi = A \sin^2(n\pi x / a)$	$\psi = A \sin^2(\pi x / a)$
			To'lqin funksiyasi ψ ning ma'nosi	$ \psi ^2$ bo'lakchani qandaydir nuqta atrofida topilish mumkinligini yani ehtimoli zichligini bildiradi	ψ kinetik energiyani bildiradi	ψ potentsiyal energiyani bildiradi	ψ tolqin amplitudasi

			$\frac{d}{dx}$ operatorining sinx ga tasiri qanday funktsiya?	COSX	-COSX	sinx	$\sin^2 x$
--	--	--	---	------	-------	------	------------

			Qaysi shartlarni qanoatlantiruvchi operator chiziqli operator deyiladi?	$\hat{F}(a\psi) = a\hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}\psi_1 + \hat{F}\psi_2$	$\hat{F}(a\psi) = (1/a)\hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1 + \psi_2) = \hat{F}\psi_1 + \hat{F}\psi_2$	$\hat{F}(a\psi) = a\hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1\psi_2) = \hat{F}\psi_1 + \hat{F}\psi_2$	$\hat{F}(a\psi) = a\hat{F}\psi$ va $\hat{F}(\psi_1\psi_2) = \hat{F}\psi_1 \cdot \hat{F}\psi_2$
			Operatorning har xil m va n diskret xususiy qiymatlariga mos keluvchi to'liq funktsiyalarining o'zaro ortogonallik shartini ko'rsating.	$\int \psi_m^* \psi_n d\xi = 0$	$\int \psi_m^* \psi_n d\xi = 1$	$\int \psi_m^* \psi_n d\xi \neq 0$	$\int \psi_m^* \psi_m^* d\xi = 0$
			Sferik koordinatalar tizimida ifodalangan Impuls moment operatorining z- o'qidagi tashkil etuvchisining xususiy funktsiyasini ko'rsating.	$\psi_m(\varphi) = (2\pi)^{-1/2} e^{im\varphi}$	$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \Theta_{lm}(\theta, \varphi)(2\pi)^{-1/2}$	$Y_{lm}(\theta, \varphi) = e^{im\varphi}$	$\psi_{lm}(\varphi) = L_z(\theta, \varphi)(2\pi)^{-1/2} e^{in}$
			Radius-vektor va impulsning tashkil etuvchilari operatorlari o'zaro kommutatsion munosabatini toping.	$[\hat{r}_i, \hat{p}_k] = i\hbar \delta_{ik}$	$[\hat{p}_k, \hat{r}_i] = i\hbar \delta_{ik}$	$[\hat{r}_i, \hat{p}_k] = i\hbar$	$[\hat{p}_k, \hat{r}_i] = i\delta_{ik}$
			Impuls moment operatorining tashkil etuvchilari o'zaro kommutatsion munosabatini toping.	$[\hat{L}_i, \hat{L}_k] = i\hbar L_l$	$[\hat{L}_i, \hat{L}_k] = -iL_l$	$[\hat{L}_i, \hat{L}_k] = i\hbar$	$[\hat{L}_i, \hat{L}_k] = 0$
			Impuls moment operatorining tashkil etuvchilari o'zaro kommutatsion munosabati $[\hat{L}_i, \hat{L}_k] = i\hbar L_l$ vektor shaklda qanday yoziladi?	$[\hat{L} \times \hat{L}] = i\hbar \hat{L}$	$\hat{L} \cdot \hat{L} = i\hbar \hat{L}$	$[\hat{L} \times \hat{L}] = \hat{L}$	$[\hat{L} \times \hat{L}] = i\hbar \hat{L}_l$
			Quyidagi kommutatorlarning qaysi biri to'g'ri yozilgan?	$[\hat{L}^2, \hat{L}_i] = 0, \quad i=1,2,3$	$[\hat{L}^2, \hat{L}_i] = i\hbar L_i, \quad i=1,2,3$	$[\hat{L}^2, \hat{L}_i] = i\hbar, \quad i=1,2,3$	$[\hat{L}^2, \hat{L}_i] = L_i, \quad i=1,2,3$
			Quyidagi kommutatsion munosabatlarning qaysi biri to'g'ri yozilgan? $i, k, \text{ va } l$ indekslar tsiklik o'zgaradi.	$[\hat{L}_i, \hat{r}_i] = 0,$	$[\hat{L}_i, \hat{r}_i] = i\hbar \hat{r}_i,$	$[\hat{L}_i, \hat{r}_i] = 0,$	$[\hat{L}_i, \hat{r}_i] = 0, [\hat{L}_i, \hat{r}_k] = i\hbar \hat{r}_l,$

				$\begin{aligned} [\hat{L}_i, \hat{r}_k] &= i\hbar \hat{r}_l, \\ [\hat{L}_k, \hat{r}_i] &= -i\hbar \hat{r}_l \end{aligned}$	$\begin{aligned} [\hat{L}_i, \hat{r}_k] &= i\hbar \hat{r}_l, \\ [\hat{L}_k, \hat{r}_i] &= -\hat{r}_l \end{aligned}$	$\begin{aligned} [\hat{L}_i, \hat{r}_k] &= i\hbar \hat{r}_k, \\ [\hat{L}_k, \hat{r}_i] &= \hat{r}_l \end{aligned}$	$[\hat{L}_k, \hat{r}_i] = i\hbar \hat{r}_l$
			Radius-vektor operatori va impuls momenti operatori o'zaro qanday munosabat bilan bog'langan?	$[\hat{L} \times \hat{r}] + [\hat{r} \times \hat{L}] = 2i\hbar \hat{r}$	$[\hat{L} \times \hat{r}] + (\hat{r} \cdot \hat{L}) = 2i\hbar \hat{r}$	$(\hat{L} \cdot \hat{r}) + [\hat{r} \times \hat{L}] = 2i\hbar \hat{r}$	$[\hat{L} \times \hat{r}] - [\hat{r} \times \hat{L}] = 2i\hbar \hat{r}$
			Impuls operatori va impuls momenti operatori o'zaro qanday munosabat bilan bog'langan?	$[\hat{L} \times \hat{p}] + [\hat{p} \times \hat{L}] = 2i\hbar \hat{p}$	$[\hat{L} \times \hat{p}] + (\hat{p} \cdot \hat{L}) = 2i\hbar \hat{p}$	$(\hat{L} \cdot \hat{p}) + [\hat{p} \times \hat{L}] = 2i\hbar \hat{p}$	$[\hat{L} \times \hat{p}] - [\hat{p} \times \hat{L}] = 2i\hbar \hat{p}$
			Radius-vektor operatori va impuls momenti kvadrati operatori o'zaro qanday munosabat bilan bog'langan?	$[\hat{r}, \hat{L}^2] = i\hbar \left\{ [\hat{L} \times \hat{r}] - [\hat{r} \times \hat{L}] \right\}$	$[\hat{r}, \hat{L}^2] = i\hbar \left\{ [\hat{L} \times \hat{r}] + [\hat{r} \times \hat{L}] \right\}$	$[\hat{r}, \hat{L}^2] = \left\{ [\hat{L} \times \hat{r}] - [\hat{r} \times \hat{L}] \right\}$	$[\hat{r}, \hat{L}^2] = i\hbar \left\{ (\hat{L} \cdot \hat{r}) - (\hat{r} \cdot \hat{L}) \right\}$
			Impuls operatori va impuls momenti kvadrati operatori o'zaro qanday munosabat bilan bog'langan?	$[\hat{p}, \hat{L}^2] = i\hbar \left\{ [\hat{L} \times \hat{p}] - [\hat{p} \times \hat{L}] \right\}$	$[\hat{p}, \hat{L}^2] = i\hbar \left\{ [\hat{L} \times \hat{p}] + [\hat{p} \times \hat{L}] \right\}$	$[\hat{p}, \hat{L}^2] = \left\{ [\hat{L} \times \hat{p}] - [\hat{p} \times \hat{L}] \right\}$	$[\hat{p}, \hat{L}^2] = i\hbar \left\{ (\hat{L} \cdot \hat{p}) - (\hat{p} \cdot \hat{L}) \right\}$
			$\hat{F}\psi = F\psi$ operatorlik tenglamada	$\hat{F}$ - opeator, ψ - xususiy funktsiya, F - xususiy qiymat.	$\hat{F}$ - xususiy funktsiya, ψ - opeator, F - xususiy qiymat.	$\hat{F}$ - xususiy qiymat, ψ - xususiy funktsiya, F - opeator.	$\hat{F}$ - opeator, ψ - xususiy qiymat, F - xususiy funktsiya.
			$\hat{F}\psi = F\psi$ operatorlik tenglama to'liq funktsiya ψ ga nisbatan dir.	Bir jinsli va chiziqli	Bir jinsli va nochiziqli	Bir jinsli emas va chiziqli	Bir jinsli emas va nochiziqli
			To'liq funktsiya qanday xossalarga ega bo'lishi kerak?	To'liq funktsiya uzluksiz, bir qiymatli, cheklangan, chegaraviy va boshlang'ich shartlarni qanoatlantirishi lozim.	To'liq funktsiya uzluksiz va bir qiymatli bo'lsa yetarlidir.	To'liq funktsiya uzluksiz va cheklangan bo'lsa yetarlidir.	To'liq funktsiya bir qiymatli va cheklangan bo'lsa yetarlidir.
			To'liq funktsiya biror nuqtada singulyar yani cheksiz qiymatga ega bo'lishi mumkinmi?	Mumkin, lekin bunda $\int \psi ^2 d\tau$ integral cheklangan bo'lishi shart!	Mumkin emas, chunki bu holda $\int \psi ^2 d\tau$ integral cheksizlikka intiladi!	Mumkin, to'liq funktsiya chegaraviy shartni qanoatlantirsa bo'lgani	Mumkin emas, chunki bu holda boshlang'ich shartlar buziladi.
			$\hat{F}$ operatorning xususiy qiymatlari $F_1, F_2, F_3, \dots, F_n, \dots$ kabi to'plam bo'lsa, operator	diskret spektrga ega deyiladi	tutash spektrga ega deyiladi	uzluksiz spektrga ega deyiladi	diskret-uzluksiz spektrga ega deyiladi
			Agar $\hat{F}$ operatorining xususiy qiymatlari biror sohada uzluksiz bo'lsa, u holda operator o'sha sohada	tutash spektrga ega deyiladi.	diskret spektrga ega deyiladi	diskret-uzluksiz spektrga ega deyiladi	operator xususiy qiymatlari o'zgarmas-doimiy bo'ladi

		Ixtiyoriy to'liq funktsiya $\psi(\vec{r})$ ni to'liq funktsiyalar tizimi $\{\psi_{\vec{k}}(\vec{r})\}$ orqali, shaklda ifodalasa bo'ladi.	$\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$	$\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$	$\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} (a_{\vec{k}} + \psi_{\vec{k}}(\vec{r}))$	$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} (a_{\vec{k}} + \psi(\vec{r}))$
		$\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ bo'lsa	$a_{\vec{k}} = \int \psi(\vec{r}) \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) d\tau$	$a_{\vec{k}} = \int \psi^*(\vec{r}) \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) d\tau$	$a_{\vec{k}} = \int \psi^*(\vec{r}) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) d\tau$	$a_{\vec{k}} = \int \psi(\vec{r}) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) d\tau$
		$\psi(\vec{r})$ to'liq funktsiya biror Ω hajm ichida normalangan va to'liq funktsiyalar tizimi orqali ifodalangan $\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ bo'lsa,	$\sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} ^2 = 1$	$\sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} ^2 = 0$	$\sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} = 1$	$\sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} + 1 ^2 = 0$
		Radius-vektorining o'rtacha qiyamti munosabat yordamida topiladi.	$\langle \vec{r} \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{r} \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{r} \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{r} \psi^*(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{r} \rangle = \int \psi(\vec{r}) \hat{r} \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{r} \rangle = \int \psi(\vec{r}) \hat{r}^2 \psi(\vec{r}) d\tau$
		Radius-vektorining funktsiyasi bo'lgan ixtiyoriy funktsiya $f(\vec{r})$ ning o'tacha qiyamti munosabat yordamida topiladi.	$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{f}(\vec{r}) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{f}(\vec{r}) \psi^*(\vec{r}) d\tau$	$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int \psi(\vec{r}) \hat{f}(\vec{r}) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int \psi(\vec{r}) \hat{f}^2(\vec{r}) \psi(\vec{r}) d\tau$
		Impulsning operatori	$\hat{p} = -i\hbar \nabla$	$\hat{p} = -i\nabla$	$\hat{p} = \hbar \nabla$	$\hat{p} = \nabla$
		Impulsning o'rtacha qiymatimunosabat yordamida hisoblanadi.	$\langle \vec{p} \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (-i\hbar \nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{p} \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (-\nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{p} \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (-i\nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{p} \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (\nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$
		Impuls n- darajasining o'rtacha qiymatimunosabat yordamida hisoblanadi.	$\langle \vec{p}^n \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (-i\hbar \nabla)^n \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{p}^n \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (-\nabla)^n \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{p}^n \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (-i\nabla)^n \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle \vec{p}^n \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) (\nabla)^n \psi(\vec{r}) d\tau$
		Impulsning funktsiyasi bo'lgan ixtiyoriy funktsiya $F(\vec{p})$ ning o'tacha qiyamti munosabat yordamida topiladi.	$\langle F(\vec{p}) \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{F}(-i\hbar \nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle F(\vec{p}) \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{F}(-\nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle F(\vec{p}) \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{F}(-i\nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$	$\langle F(\vec{p}) \rangle = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{F}(\nabla) \psi(\vec{r}) d\tau$
		$\psi(\vec{r})$ to'liq funktsiya biror Ω hajm ichida normalangan va to'liq funktsiyalar tizimi orqali ifodalangan	$\langle \vec{p} \rangle = \hbar \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^* \vec{k} a_{\vec{k}}$	$\langle \vec{p} \rangle = \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^* \vec{k} a_{\vec{k}}$	$\langle \vec{p} \rangle = \hbar \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^* a_{\vec{k}}$	$\langle \vec{p} \rangle = \hbar \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} \vec{k} a_{\vec{k}}$

			$\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ bo'lsa, impulsning o'rtacha qiymati				
			$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \Omega^{-1/2} \exp(i\vec{k}\vec{r})$ bo'lsa,	$\vec{k}\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = -i\nabla\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$	$\vec{k}\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = i\nabla\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$	$\vec{k}\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \nabla\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$	$\vec{k}\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = -\nabla\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$
			$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \Omega^{-1/2} \exp(i\vec{k}\vec{r})$ to'liq funktsiya to'liq funktsiyalar tizimini tashkil etsa, u holda	$\int_{\Omega} \psi_{\vec{k}'}^*(\vec{r})\psi_{\vec{k}}(\vec{r})d\tau = \delta_{\vec{k}',\vec{k}}$	$\int_{\Omega} \psi_{\vec{k}'}^*(\vec{r})\psi_{\vec{k}}^*(\vec{r})d\tau = \delta_{\vec{k}',\vec{k}}$	$\int_{\Omega} \psi_{\vec{k}'}^*(\vec{r})\psi_{\vec{k}}(\vec{r})d\tau = 1$	$\int_{\Omega} \psi_{\vec{k}'}^*(\vec{r})\psi_{\vec{k}}(\vec{r})d\tau = \infty$
			$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \Omega^{-1/2} \exp(i\vec{k}\vec{r})$ to'liq funktsiya to'liq funktsiyalar tizimini tashkil etsa, u holda	$\sum_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}')\psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) = \delta(\vec{r}' - \vec{r})$	$\sum_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}')\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \delta(\vec{r}' - \vec{r})$	$\sum_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}')\psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) = \delta(\vec{r}' - \vec{r})$	$\sum_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}')\psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) = \delta(\vec{r}' \cdot \vec{r})$
			Dirakning $\delta(\vec{r})$ - funktsiyasi munosabat orqali ta'riflanadi.	$\int F(\vec{r})\delta(\vec{r}' - \vec{r})d\tau = F(\vec{r}')$	$\int F(\vec{r})\delta(\vec{r}' - \vec{r})d\tau = \frac{\partial F(\vec{r}')}{\partial \vec{r}}$	$\int F(\vec{r})\delta(\vec{r}' - \vec{r})d\tau = \frac{\partial F(\vec{r}')}{\partial \vec{r}'}$	$\int F(\vec{r})\delta(\vec{r}' - \vec{r})d\tau = \delta(\vec{r})F(\vec{r})$
			Dirakning $\delta(\vec{r})$ - funktsiyasi integral tenglikni qanoatlantiradi. Bunda integrallash sohasi $x=0$ nuqtani ham o'z ichiga oladi.	$\int \delta(x)dx = 1$	$\int \delta(x)dx = \infty$	$\int \delta(x)dx = 0$	$\int \delta(x)dx = x$
			$x=0$ nuqtani o'z ichiga olgan sohada ixtiyoriy uzluksiz funktsiya $F(x)$ uchun integral munosabati o'rinli.	$\int F(x)\delta(x-a)dx = F(a)$	$\int F(x)\delta(x-a)dx = F(0)$	$\int F(x)\delta(x-a)dx = F(-a)$	$\int F(x)\delta(x-a)dx = \frac{1}{F(a)}$
			Dirakning $\delta(x)$ - funktsiyasini tarzda tasvirlash mumkin.	$\delta(x) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{\sin(xL)}{\pi x}$	$\delta(x) = \lim_{L \rightarrow 0} \frac{\sin(xL)}{\pi x}$	$\delta(x) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin(xL)}{\pi x}$	$\delta(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{\sin(xL)}{\pi x}$
			Dirakning $\delta(x)$ - funktsiyasining integral tavsirlanishini toping.	$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} dk$	$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik} dk$	$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} e^{ikx} dk$	$\delta(x) = \int_{-\infty}^0 e^{ikx} dk$
			Dirakning $\delta(x)$ -ni shaklda tasvirlash mumkin.	$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha^2 + x^2}$	$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha^2 + x^2}$	$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + x^2}$	$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + x^2}$
			Dirakning $\delta(x)$ -funktsiyasi xossalari to'g'ri yozilgan	$\delta(-x) = \delta(x),$	$\delta(-x) = \delta(x), x\delta(x) = 1,$	$\delta(-x) = \delta(x),$	$\delta(-x) = -\delta(x), x\delta(x) = 1,$

			javobni ko'rsating.	$x\delta(x) = 0,$ $\delta(ax) = \frac{1}{ a }\delta(x)$	$\delta(ax) = \frac{1}{ a }\delta(x)$	$x\delta(x) = 0,$ $\delta(ax) = a \delta(x)$	$\delta(ax) = \frac{1}{ a }\delta(x)$
			Dirakning $\delta(x)$ -funktsiyasi xossalari to'g'ri yozilgan javobni ko'rsating.	$f(x)\delta(x-a) = f(a)\delta(x-a)$ $\int \delta(a-x)\delta(x-b)dx = \delta(a-b)$ $\delta(x^2 - a^2) = (1/2 a) \times (\delta(x-a) + \delta(x+a))$	$f(x)\delta(x-a) = f(a)\delta(x+a)$ $\int \delta(a-x)\delta(x-b)dx = \delta(a-b)$ $\delta(x^2 - a^2) = (1/2 a) \times (\delta(x-a) + \delta(x+a))$	$f(x)\delta(x-a) = f(a)\delta(x-a)$ $\int \delta(a-x)\delta(x-b)dx = \delta(a+b)$ $\delta(x^2 - a^2) = (1/2 a) \times (\delta(x-a) + \delta(x+a))$	$f(x)\delta(x-a) = f(a)\delta(x-a)$ $\int \delta(a-x)\delta(x-b)dx = \delta(a-b)$ $\delta(x^2 - a^2) = (1/2 a) \times (\delta(x-a) - \delta(x+a))$
			Dirakning $\delta(x)$ -funktsiyasi hosilasining xossalari to'g'ri yozilgan javobni ko'rsating.	$\int \delta'(x)F(x)dx = -F(0)$ $x\delta'(x) = -\delta(x)$	$\int \delta'(x)F(x)dx = F(0)$ $x\delta'(x) = -\delta(x)$	$\int \delta'(x)F(x)dx = -F(0)$ $x\delta'(x) = \delta(x)$	$\int \delta'(x)F(x)dx = F(0)$ $x\delta'(x) = \delta(x)$
			Geyzenberg noaniqlik munosabatiga ko'ra	$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle \langle (\Delta x_x)^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$	$\langle (\Delta p_x) \rangle \langle (\Delta x_x)^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$	$\langle (\Delta p_x)^2 \rangle \langle (\Delta x_x) \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$	$\langle (\Delta p_x) \rangle \langle (\Delta x_x) \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$
			Geyzenberg noaniqlik munosabatiga ko'ra	$\langle (\Delta L_z)^2 \rangle \langle (\Delta \varphi)^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$	$\langle (\Delta L_z)^2 \rangle \langle (\Delta \varphi) \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$	$\langle (\Delta L_z) \rangle \langle (\Delta \varphi)^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$	$\langle (\Delta L_z) \rangle \langle (\Delta \varphi) \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$
			Shredingerning nostatsionar tenglamasini ko'rsating.	$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$	$\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$	$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$	$\frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$
			Gamilton operatori $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ bo'lsa, Sredingerning nostatsionar tenglamasining yechimi bo'ladi.	$\psi(\vec{r}, t) = N \exp(i(\vec{p} \cdot \vec{r} - Et) / \hbar)$	$\psi(\vec{r}, t) = N \exp(i(\vec{p} \cdot \vec{r} + Et) / \hbar)$	$\psi(\vec{r}, t) = N \exp(-i(\vec{p} \cdot \vec{r} + Et) / \hbar)$	$\psi(\vec{r}, t) = N \exp(\vec{p} \cdot \vec{r} - Et)$
			Uzluksizlik tenglamasi quyidagicha yoziladi:	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$	$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \text{div } \vec{j} = 0$	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0$

			Ehtimollik toki zichligining vektori munosabat bilan aniqlanadi.	$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi)$	$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m}(\psi\nabla\psi^* + \psi^*\nabla\psi)$	$\vec{j} = \frac{1}{2m}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi)$	$\vec{j} = \psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi$
			Kvant sistemaning statsionar holati shart bilan aniqlanadi.	$\frac{\partial\hat{H}}{\partial t} = 0$	$\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0$	$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}\vec{j} = 0$	$\langle(\Delta p_x)^2\rangle\langle(\Delta x_x)^2\rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$
			Statsionar holatda kvant tizimning to'liq funksiyasi	Vaqtning garmonik funksiyasidir	Vaqtga bog'liq emas	Vaqtga to'g'ri proporsional ravishda o'zgaradi	Vaqtga teskari proporsional ravishda o'zgaradi
			Statsionar holatda kvant tizimning to'liq funksiyasining vaqtga bog'liqligi shu holat bilan aniqlanadi.	Energiyasi	impils	Impuls momenti	juftligi
			Statsionar holatda kvant tizimning lari vaqtga bog'liq bo'lmaydi.	Ehtimollik zichligi va ehtimollik toki zichligi	Ehtimollik zichligi va koordinata	Impuls va ehtimollik toki zichligi	Impuls momenti va koordinata
			Fizikaviy kattalikka mos keluvchi operatorning vaqt bo'yicha o'zgarishi formuladan aniqlanadi:	$\frac{d\hat{F}}{dt} = \frac{\partial\hat{F}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}[\hat{F}, \hat{H}]$	$\frac{d\hat{F}}{dt} = \frac{\partial\hat{F}}{\partial t} + [\hat{F}, \hat{H}]$	$\frac{d\hat{F}}{dt} = \frac{\partial\hat{F}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\{\hat{F}, \hat{H}\}$	$\frac{d\hat{F}}{dt} = \frac{\partial\hat{F}}{\partial t} + \{\hat{F}, \hat{H}\}$
			Harakatning kvant tenglamasi integrali deb fizikaviy kattalikka aytiladi.	Vaqtga bevosita bog'liq bo'lmagan va operatori kvant tizimning Gamiltoni operatori bilan kommutatsiyalanuvchi	Vaqtga bevosita bog'liq bo'lgan va operatori kvant tizimning Gamiltoni operatori bilan kommutatsiyalanuvchi	Vaqtga bevosita bog'liq bo'lmagan va operatori kvant tizimning Gamiltoni operatori bilan antikmutatsiyalanuvchi	Vaqtga bevosita bog'liq bo'lgan va operatori kvant tizimning Gamiltoni operatori bilan kommutatsiyalanmaydigan

Kafedra mudiri:

A.Kamalov

Test tuzuvchi:

B.Yavidov



**ЎЗБЕКИСТОН RESPUBLIKASI
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРИНИНГ
БУЙРУҒИ**

**Олий таълим муассасаларида талабалар билимини назорат қилиш
ва баҳолаш тизими тўғрисидаги низомни тасдиқлаш ҳақида**

Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2018 йил 5 июндаги ПҚ-3775-сон “Олий таълим муассасаларида таълим сифатини ошириш ва уларнинг мамлакатда амалга оширилаётган кенг қамровли ислохотларда фаол иштирокини таъминлаш бўйича қўшимча чора-тадбирлар тўғрисида”ги қарорига мувофиқ буюраман:

1. Олий таълим муассасаларида талабалар билимини назорат қилиш ва баҳолаш тизими тўғрисидаги низом иловага мувофиқ тасдиқлансин.
2. Мазкур буйруқ расмий эълон қилинган кундан эътиборан кучга киради.

Вазир

Тошкент ш.,
2018 йил “9” август
19-2018-сон



И. Маджидов

Олий таълим муассасаларида талабалар билимини назорат қилиш ва баҳолаш тизими тўғрисидаги низом

Мазкур Низом Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2018 йил 5 июндаги ПКҚ–3775-сон “Олий таълим муассасаларида таълим сифатини ошириш ва уларнинг мамлакатда амалга оширилаётган кенг қамровли ислохотларда фаол иштирокини таъминлаш бўйича қўшимча чора-тадбирлар тўғрисида”ги қарорига мувофиқ олий таълим муассасаларида талабалар билимини назорат қилиш ва баҳолаш тизимини белгилайди.

1-боб. Умумий қондалар

1. Мазкур Низом 2018-2019 ўқув йилида, шунингдек кейинги ўқув йилларида олий таълим муассасаларига ўқишга қабул қилинган талабаларнинг билимини назорат қилиш ҳамда баҳолашда қўлланилади.

2. Мазкур Низом талаблари қонун ҳужжатларига мувофиқ ўқув жараёни модул тизимига асосланган олий таълим муассасаларида талабалар билимини назорат қилиш ва баҳолашда қўлланилмайди.

3. Талабалар олий таълим муассасалари профессор-ўқитувчилари томонидан биринчи машғулотда мазкур Низом талаблари билан таништирилиши шарт.

4. Талабалар билимини баҳолашда малакавий амалиёт, курс иши, фан (фанлараро) давлат аттестацияси, битирув малакавий иши, шунингдек магистратура босқичида илмий-тадқиқот ва илмий-педагогик ишлар ҳамда магистрлик диссертацияси бўйича мазкур Низомда белгиланган баҳолаш мезонлари қўлланилади.

2-боб. Назорат турлари ва баҳолаш мезонлари

1-§. Назорат турлари

5. Олий таълим муассасаларида талабалар билимини назорат қилиш оралиқ ва якуний назорат турларини ўтказиш орқали амалга оширилади.

6. Оралиқ назорат семестр давомида ишчи фан дастурининг тегишли бўлими тугагандан кейин талабанинг билим ва амалий кўникмаларини баҳолаш мақсадида ўқув машғулотлари давомида ўтказилади.

7. Оралиқ назорат тури ҳар бир фан бўйича фаннинг хусусиятидан келиб чиққан ҳолда 2 мартагача ўтказилиши мумкин.

Оралиқ назорат турини ўтказиш шакли ва муддати фаннинг хусусияти ва фанга ажратилган соатлардан келиб чиқиб тегишли кафедра томонидан белгиланади.

8. Оралиқ назорат турининг топшириқлари тегишли кафедра профессор-ўқитувчилари томонидан ишлаб чиқилади ва мазкур кафедра мудир томонидан тасдиқланади.

9. Семестр давомида ҳафтасига 2 академик соатдан (тиббиёт олий таълим муассасаларида 4 академик соатдан) кам бўлган фанлар бўйича оралиқ назорат тури ўтказилмайди.

10. Талабанинг амалий, семинар, лаборатория машғулоти ва мустақил таълим топшириқларини бажариши, шунингдек унинг ушбу машғулотлардаги фаоллиги фан ўқитувчиси томонидан баҳолаб борилади. Баҳолаш мазкур Низомнинг 15-бандида назарда тутилган мезонлар асосида амалга оширилади.

Талабани оралиқ назорат тури бўйича баҳолашда, унинг ўқув машғулоти давомида олган баҳолари инобатга олинади.

11. Якуний назорат тури семестр якунида (тиббиёт олий таълим муассасаларида фан якунида) тегишли фан бўйича талабанинг назарий билим ва амалий кўникмаларини ўзлаштириш даражасини аниқлаш мақсадида ўтказилади.

12. Якуний назорат турини ўтказиш шакли тегишли фан бўйича кафедра томонидан белгиланади.

13. Якуний назорат тури олий таълим муассасасининг тегишли факультет декани ёки ўқув-услугий бўлим томонидан ишлаб чиқиладиган ҳамда ўқув ишлари бўйича проректор томонидан тасдиқланадиган Якуний назорат турларини ўтказиш жадвалига мувофиқ ўтказилади.

14. Тиббиёт олий таълим муассасаларида оралиқ ва якуний назорат турлари объектив тизимлаштирилган клиник синов ёки объектив тизимлаштирилган имтиҳон шаклларида ўтказилиши мумкин.

2-§. Талабалар билимини баҳолаш мезонлари

15. Талабаларнинг билими қуйидаги мезонлар асосида:

талаба мустақил ҳулоса ва қарор қабул қилади, ижодий фикрлай олади, мустақил мушоҳада юритади, олган билимини амалда қўллай олади, фаннинг (мавзунинг) моҳиятини тушунади, билади, ифодалай олади, айтиб беради ҳамда фан (мавзу) бўйича тасаввурга эга деб топилганда – 5 (аъло) баҳо;

талаба мустақил мушоҳада юритади, олган билимини амалда қўллай олади, фаннинг (мавзунинг) моҳиятни тушунади, билади, ифодалай олади, айтиб беради ҳамда фан (мавзу) бўйича тасаввурга эга деб топилганда – 4 (яхши) баҳо;

талаба олган билимини амалда қўллай олади, фаннинг (мавзунинг) моҳиятни тушунади, билади, ифодалай олади, айтиб беради ҳамда фан (мавзу) бўйича тасаввурга эга деб топилганда – 3 (қониқарли) баҳо;

талаба фан дастурини ўзлаштирмаган, фаннинг (мавзунинг) моҳиятини тушунмайди ҳамда фан (мавзу) бўйича тасаввурга эга эмас деб топилганда – 2 (қониқарсиз) баҳо билан баҳоланади.

16. Назорат турларини ўтказиш бўйича тузилган топшириқларнинг мазмуни талабанинг ўзлаштиришини ҳолис (объектив) ва аниқ баҳолаш имкониятини бериши шарт.

3-боб. Талабалар билимини баҳолаш

17. Талабалар билимини баҳолаш 5 баҳолик тизимда амалга оширилади.

18. Оралиқ назорат турини ўтказиш ва мазкур назорат тури бўйича талабанинг билимини баҳолаш тегишли фан бўйича ўқув машғулотларини олиб борган профессор-ўқитувчи томонидан амалга оширилади.

Якуний назорат турини ўтказиш ва мазкур назорат тури бўйича талабанинг билимини баҳолаш ўқув машғулотларини олиб бормаган профессор-ўқитувчи томонидан амалга оширилади.

Тегисли фан бўйича ўқув машғулотларини олиб борган профессор-ўқитувчи якуний назорат турини ўтказишда иштирок этиши тақиқланади.

Якуний назорат турини ўтказишда келишув асосида бошқа олий таълим муассасаларининг тегишли фан бўйича профессор-ўқитувчилари жалб қилиниши мумкин.

19. Тиббиёт олий таълим муассасаларида оралиқ ва якуний назорат турларини ўтказиш, шунингдек талабаларнинг билимини баҳолаш тегишли кафедра мудири томонидан ташкил этиладиган комиссия томонидан амалга оширилади.

Комиссия таркиби тегишли фан профессор-ўқитувчилари ва соҳа мутахассислари орасидан шакллантирилади.

Комиссия таркибига келишув асосида бошқа ташкилотларнинг соҳа мутахассислари ҳам жалб қилиниши мумкин.

20. Олий таълим муассасасида назорат турларини ўтказилиши тегишли олий таълим муассасасининг таълим сифатини назорат қилиш бўлими томонидан доимий равишда ўрганиб борилади. Бунда назорат турларини ўтказилиш тартиби бузилганлиги аниқланган ҳолларда, ўтказилган назорат турларининг натижалари бекор қилиниши ҳамда тегишли назорат тури қайтадан ўтказилиши мумкин.

21. Талаба тегишли фан бўйича якуний назорат тури ўтказиладиган муддатга қадар оралиқ назорат турини топширган бўлишлари шарт.

22. Оралиқ назорат турини топширмаган, шунингдек ушбу назорат тури бўйича “2” (қониқарсиз) баҳо билан баҳоланган талаба якуний назорат турига киритилмайди.

Якуний назорат турига кирмаган ёки киритилмаган, шунингдек ушбу назорат тури бўйича “2” (қониқарсиз) баҳо билан баҳоланган талаба академик қарздор ҳисобланади.

23. Талаба узрли сабабларга кўра оралиқ ва (ёки) якуний назорат турига кирмаган тақдирда ушбу талабага тегишли назорат турини қайта топширишга факультет деканининг фармойиши асосида рухсат берилади.

24. Бир кунда 1 тадан ортиқ фан бўйича якуний назорат тури ўтказилишига йўл қўйилмайди. Якуний назорат турларини ўтказиш камида 2 кун оралиғида белгиланиши лозим.

25. Битирувчи курс бўлмаган талабалар кузги семестр натижалари бўйича 3 тагача фандан (фанлардан) академик қарздорлиги бўлган ҳолларда талабага бир ойгача, баҳорги семестр натижалари бўйича 3 тагача фандан (фанлардан) академик қарздорлиги бўлган талабага тегишли фан (фанлар) бўйича оралиқ ва (ёки) якуний назорат турларини янги ўқув йили бошидан қайта топшириш учун 1 ой муддат берилади.

Битирувчи курс талабаларига баҳорги семестр натижалари бўйича ўзлаштирмаган фандан (фанлардан) қайта топшириш учун якуний давлат аттестацияси бошлангунга қадар рухсат берилади.

Фанлардан академик қарздорлиги 4 та ва ундан кўп бўлган талабаларга қайта топширишга рухсат берилмайди ва улар олий таълим муассасаси ректорининг (бошлигининг, филиал директорининг) буйруғи билан курсдан қолдирилади.

26. Талабага оралиқ ва (ёки) якуний назорат турини қайта топшириш учун берилган муддат давомида талаба томонидан қайта топширишлар сони 2 мартадан кўп бўлмаслиги керак.

Талаба оралиқ ва (ёки) якуний назорат турини биринчи марта қайта топширишдан ўта олмаган тақдирда, факультет декани томонидан комиссия тузилади. Комиссия таркиби тегишли фан бўйича профессор-ўқитувчи ва соҳа мутахассислари орасидан шакллантирилади.

Иккинчи марта оралиқ ва (ёки) якуний назорат турини ўтказиш ва талабани баҳолаш мазкур комиссия томонидан амалга оширилади.

27. Берилган муддат давомида мавжуд бўлган қарздорликни топшира олмаган талаба бўйича факультет декани билдирги билан олий таълим муассасаси ректорини (бошлиғини, филиал директорини) хабардор қилади ва ушбу талаба ректор (бошлиқ, филиал директори) буйруғи асосида курсдан қолдирилади.

28. Талаба узрли сабабларсиз малакавий амалиётга қатнашмаган, шунингдек малакавий амалиёт якунлари бўйича “2” (қониқарсиз) баҳо билан баҳоланган ҳолларда, у академик қарздор ҳисобланади ва курсдан қолдирилади.

29. Курсда қолдирилган талаба фанни (фанларни) ўзлаштирмаган семестр бошидан тўлов-контракт асосида мазкур ўқув йилининг тегишли семестри учун тасдиқланган ўқув режага мувофиқ ўқишни давом эттиради.

30. Баҳолаш натижасидан норози бўлган талабалар факультет декани томонидан ташкил этиладиган Апелляция комиссиясига апелляция бериш ҳуқуқига эга.

31. Апелляция комиссияси таркибига талабани баҳолашда иштирок этмаган тегишли фан профессор-ўқитувчилари орасидан комиссия раиси ва камида тўрт нафар аъзо киритилади.

32. Талаба баҳолаш натижасидан норози бўлган тақдирда, баҳолаш натижаси эълон қилинган вақтдан бошлаб 24 соат давомида апелляция бериши мумкин. Талаба томонидан берилган апелляция Апелляция комиссияси томонидан 2 кун ичида кўриб чиқиши лозим.

33. Талабанинг апелляциясини кўриб чиқишда талаба иштирок этиш ҳуқуқига эга.

34. Апелляция комиссияси талабанинг апелляциясини кўриб чиқиб, унинг натижаси бўйича тегишли қарор қабул қилади. Қарорда талабанинг тегишли фанни ўзлаштиргани ёки ўзлаштира олмагани кўрсатилади.

Апелляция комиссияси тегишли қарорни факультет декани ва талабага етказилишини таъминлайди.

4-боб. Баҳолаш натижаларини қайд қилиш

35. Талабалар билимини баҳолаш тегишли фан бўйича профессор-ўқитувчи томонидан Талабаларнинг фанларни ўзлаштиришини ҳисобга олиш журналида (бундан буён матнда Журнал деб юритилади) қайд этиб борилади. Профессор-ўқитувчи қўшимча равишда талабалар билимини баҳолашни электрон тизимда ҳам юритиши мумкин.

Профессор-ўқитувчи Журналда талабага қўйилган баҳоларни шу куннинг ўзида қайд этиб боради. Агар талабанинг билимини баҳолаш ёзма иш шаклида ўтказилган бўлса, бунда профессор-ўқитувчи талабаларнинг натижаларини 3 кундан кўп бўлмаган муддатда Журналга қайд этиши лозим.

36. Назорат тури бўйича талабанинг билими “3” (қониқарли) ёки “4” (яхши) ёхуд “5” (аъло) баҳо билан баҳоланганда, назорат турини қайта топширишга йўл қўйилмайди.

37. Талаба назорат тури ўтказилган вақтда узрли сабабларсиз қатнашмаган ҳолларда Журналга “0” белгиси ёзиб қўйилади.

38. Журнал тегишли фан бўйича ўқув машғулотларини олиб борган профессор-ўқитувчи, кафедра мудири ва факультет декани томонидан имзоланади ҳамда факультет деканатида сақланади. Журналнинг сақланиши учун факультет декани масъул ҳисобланади.

39. Талабаларнинг якуний назорат тури бўйича баҳолари Журналга қайд этилганда, шу куннинг ўзида талабанинг Баҳолаш дафтарига ҳам ёзиб қўйилиши керак.

40. Якуний назорат тури бўйича талабанинг билими “2” (қониқарсиз) баҳо билан баҳоланган ёки Журналга “0” белгиси ёзиб қўйилган ҳолларда ушбу баҳо ёки белги талабанинг Баҳолаш дафтарига ёзилмайди.

41. Журналнинг ўз вақтида, тўғри ва тўлиқ юритилиши, шунингдек ундаги баҳо ва бошқа маълумотларга асоссиз ўзгартиришлар киритилмаслиги учун факультет декани ва тегишли фан бўйича профессор-ўқитувчи масъул ҳисобланади.

42. Тегишли ўқув йили якуни бўйича ишчи ўқув режадаги фанлар бўйича “3” (қониқарли) ёки “4” (яхши) ёхуд “5” (аъло) баҳо билан баҳоланган талаба олий таълим муассасаси ректорининг (бошлигининг, филиал директорининг) буйруғига асосан кейинги курсга ўтказилади.

43. Баҳолаш натижалари кафедра йиғилишлари, факультет ва олий таълим муассасаси Кенгашларида мунтазам равишда муҳокама этиб борилади ва тегишли қарорлар қабул қилинади.

44. Ўзбекистон Республикасининг олий таълим муассасаларида талабалар ўзлаштиришини баҳолаш тизимини 5 баҳо ёки 100 баллик тизим ва илғор хорижий давлатлар олий таълим тизимида қўлланиладиган баҳолаш тизимига қиёсий таққослаш ҳамда уларга ўтказиш мазкур Низомнинг иловасига мувофиқ жадваллар асосида амалга оширилади.

5-боб. Якуний қоида

45. Мазкур Низом Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Давлат тест маркази, Халқ таълими вазирлиги, Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Таълим сифатини назорат қилиш инспекцияси, Соғлиқни сақлаш вазирлиги, Иқтисодиёт вазирлиги, Молия вазирлиги, Ташқи ишлар вазирлиги, Ахборот технологиялари ва коммуникацияларини ривожлантириш вазирлиги, Маданият вазирлиги, Жисмоний тарбия ва спорт вазирлиги, Қурилиш вазирлиги, “Ўзбекистон темир йўллари” акциядорлик жамияти, Автомобиль йўллари давлат қўмитаси, “Навоий кон-металлургия комбинати” давлат корхонаси, Ўзбекистон Бадий академияси ҳамда Давлат солиқ қўмитаси билан келишилган.

Олий таълим муассасаларида талабалар
билимини назорат қилиш ва баҳолаш
tizimi тўғрисидаги низомга
ИЛОВА

1-жадвал

**Баҳолашни 5 баҳолик шкаладан 100 баллик шкалага ўтказиш
ЖАДВАЛИ**

5 баҳолик шкала	100 баллик шкала	5 баҳолик шкала	100 баллик шкала	5 баҳолик шкала	100 баллик шкала
5,00-4,96	100	4,30-4,26	86	3,60-3,56	72
4,95-4,91	99	4,25-4,21	85	3,55-3,51	71
4,90-4,86	98	4,20-4,16	84	3,50-3,46	70
4,85-4,81	97	4,15-4,11	83	3,45-3,41	69
4,80-4,76	96	4,10-4,06	82	3,40-3,36	68
4,75-4,71	95	4,05-4,01	81	3,35-3,31	67
4,70-4,66	94	4,00-3,96	80	3,30-3,26	66
4,65-4,61	93	3,95-3,91	79	3,25-3,21	65
4,60-4,56	92	3,90-3,86	78	3,20-3,16	64
4,55-4,51	91	3,85-3,81	77	3,15-3,11	63
4,50-4,46	90	3,80-3,76	76	3,10-3,06	62
4,45-4,41	89	3,75-3,71	75	3,05-3,01	61
4,40-4,36	88	3,70-3,66	74	3,00	60
4,35-4,31	87	3,65-3,61	73	3,0 дан кам	60 дан кам

2-жадвал

Олий таълимда талабалар ўзлаштиришини баҳолаш тизимларини қиёсий таққослаш
ЖАДВАЛИ

Таклиф этилайётган Ўзбекистон тизими	Россия тизими (МДУ)*	Европа кредит трансфер тизими (ECTS – European Credit Transfer System)	Америка тизими (A- F)	Британия тизими (%)	Япония тизими (%)	Корея тизими (%)	Ўзбекистон тизими (%)
“5”	“5”	“A”	“A+”	70-100	80-100	90-100	90-100
			“A”				
			“A-“	65-69			
“4”	“4”	“B”	“B+”	60-64	70-79	80-89	70-89,9
		“C”	“B”	50-59			
			“B-“				
“3”	“3”	“D”	“C+”	45-49	60-69	70-79	60-69,9
		“E”	“C”	40-44		60-69	
			“C-“				
			“D+”				
			“D”				
			“D-“				
“2”	“2”	“FX”	“F”	0-39	0-59	0-59	0-59,9
		“F”					

Л. Г. ГРЕЧКО
В. И. СУГАКОВ
О. Ф. ТОМАСЕВИЧ
А. М. ФЕДОРЧЕНКО

Сборник задач по теоретической физике

Издание второе,
переработанное
и дополненное

Допущено
Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов физических специальностей
высших учебных заведений



Москва «Высшая школа» 1984

139. Получить выражение для потенциалов равномерно движущегося заряда посредством релятивистского преобразования статического кулоновского поля (потенциалы Лиенара—Вихерта).

140. Используя потенциалы Лиенара—Вихерта (задача 139), определить напряженности электрического и магнитного полей движущегося заряда.

141. Найти формулы преобразования для компонентов тензора энергии-импульса.

142. Показать, что волновое уравнение не является инвариантным относительно преобразований Галилея и инвариантно относительно преобразований Лоренца.

143. Показать, что величина $E^2 - H^2$ инвариантна относительно преобразований Лоренца.

144. Показать, что если магнитный момент μ движется со скоростью v ($v \ll c$), то появляется электрический дипольный момент

$$\mathbf{p} = (1/c^2) [\mathbf{v} \times \mu].$$

Раздел III

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

§ 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ЗАКОНЫ И ФОРМУЛЫ

Уравнение Шредингера и свойства Ψ -функции. Состояние микрочастицы, находящейся в потенциальном поле $V(\mathbf{r}, t)$, описывается комплексной волновой функцией $\Psi(\mathbf{r}, t)$, которая определяется из временного уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}, t) \Psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (3.1)$$

(m —масса частицы). Получаемое из (3.1) уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t} |\Psi|^2 + \operatorname{div} \left[\frac{i\hbar}{2m} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) \right] = 0 \quad (3.2)$$

является дифференциальной формой закона сохранения выражения $\int |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 d\tau$. Величине $|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2$ приписывается в квантовой механике смысл плотности вероятности найти частицу в точке $\mathbf{r}$ в момент времени t . Тогда вектор

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) \quad (3.3)$$

представляет плотность тока вероятности.

Из такой трактовки $|\Psi|^2$ вытекают требования, которым должна удовлетворять функция $\Psi(\mathbf{r}, t)$: она должна быть однозначной, конечной во всех точках пространства и непрерывной вместе со своими первыми производными. Последнее требование (непрерывность производных) может нарушаться только в точках, где значение потенциальной энергии имеет разрыв II рода.

Если потенциальная энергия явно не зависит от времени, существует так называемое стационарное решение уравнения Шредингера, при котором $\rho = |\Psi|^2$ и $\mathbf{j}$ не зависят от времени. Это решение имеет вид

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) \cdot e^{-iEt/\hbar}.$$

Подстановка его в уравнение (3.1) дает стационарное уравнение Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (3.4)$$

Решения этого уравнения, удовлетворяющие сформулированным выше условиям, существуют, вообще говоря, не всегда, а при определенных значениях параметра E , имеющего смысл энергии микрочастицы. Функция ψ удовлетворяет требованиям конечности, однозначности и непрерывности в некоторых задачах в целом интервале значений E (случай непрерывного спектра), в других — только при определенных дискретных значениях этой величины (дискретный спектр).

Для состояний в дискретном спектре ψ -функция может быть нормирована на единицу, т. е.

$$\int |\psi|^2 d\tau = 1. \quad (3.5)$$

Собственные функции состояний с различными энергиями ортогональны друг к другу.

Для непрерывного спектра условия ортонормировки могут быть записаны с помощью δ -функции Дирака:

$$\int \psi^*(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, E') d\tau = \delta(E - E'), \quad (3.6)$$

где δ -функция определяется, как всегда, тем, что для произвольной функции $f(x)$ должно быть верным условие

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x - a) dx = f(a).$$

Метод ВКБ и коэффициент прозрачности барьера. Решение стационарного уравнения Шредингера можно искать

в виде $\psi = e^{\frac{i}{\hbar} S(\mathbf{r})}$, причем $S(\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{2m} (\nabla S)^2 + \frac{i\hbar}{2m} \Delta S + V(\mathbf{r}) = E. \quad (3.7)$$

Разлагая функцию S в ряд по степеням параметра $i\hbar$ (метод ВКБ): $S = S^0 + i\hbar S' + \dots$, получают в нулевом приближении для S^0 стационарное уравнение Гамильтона—Якоби, в первом и следующих приближениях — поправки разного порядка.

Если $V(x)$ изображает потенциальный барьер (т. е. $V(x) > E$ в области $a \leq x \leq b$), то внутри барьера функция S оказывается мнимой и ψ -функция содержит множитель

$$\exp \left\{ -\frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \int_a^b \sqrt{V(x) - E} dx \right\}.$$

Определяя коэффициент прозрачности (или прохождения) барьера как отношение плотностей токов, соответствующих прошедшей через барьер и падающей на него волнам, получают для него, пользуясь методом ВКБ, выражение

$$D = \left| \frac{j_{\text{прош}}}{j_{\text{пад}}} \right| = D_0 \exp \left[-2 \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \int_a^b \sqrt{V(x) - E} dx \right], \quad (3.8)$$

где D_0 — константа.

Если микрочастица может совершать циклическое движение в потенциальной яме, то условие однозначности ψ -функции в нулевом приближении метода ВКБ приводит к условиям

$$\oint p_i dq_i = n_i \hbar, \quad n_i = 0, 1, 2, \dots \quad (3.9)$$

Это так называемые условия квантования Бора—Зоммерфельда. В этой форме постулаты теории Бора были сформулированы Зоммерфельдом (1916 г.) и служили для отбора «разрешенных» орбит среди решений классической задачи. Интеграл в этой формуле берется от a до b и обратно, т. е. по целому периоду классического движения.

Согласно Бору, движение по орбите, удовлетворяющей условию (3.9), не сопровождается излучением, частота же, излучаемая или поглощаемая системой при переходе с одной разрешенной орбиты на другую (с энергиями E_m и E_n), определяется равенством

$$\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar} (E_m - E_n). \quad (3.10)$$

Операторы. Если средний импульс частицы определить через плотность тока как $\langle \mathbf{p} \rangle = \int m \mathbf{j} d\tau$, представить сюда значение $\mathbf{j}$ из (3.3), второе слагаемое проинтегрировать по частям, то с учетом, что $|\Psi|^2 = 0$ на границах области интегрирования, получится

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \int \Psi^* (-i\hbar \nabla) \Psi d\tau. \quad (3.11)$$

Аналогично можно получить $\langle x \rangle = \int \Psi^* x \Psi d\tau$. В этом смысле говорят, что классическому импульсу частицы в квантовой механике соответствует оператор $\hat{p} = -i\hbar \nabla$, а координате x — оператор $\hat{x} = x$; при этом имеют в виду, что

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \int \Psi^* \hat{\mathbf{p}} \Psi d\tau \text{ и } \langle x \rangle = \int \Psi^* \hat{x} \Psi d\tau.$$

Оператор, соответствующий некоторой физической величине $F(\mathbf{p}, \mathbf{r})$, являющейся функцией координат и импульса, строится как такая же функция от операторов $\hat{\mathbf{r}}$ и $\hat{\mathbf{p}}$:

$$\hat{F}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = F(-i\hbar \nabla, \mathbf{r}) \quad (3.12)$$

(точнее см. ниже).

Среднее значение из многих значений этой физической величины $\langle F \rangle$ в состоянии, описываемом функцией $\Psi(\mathbf{r}, t)$, равно

$$\langle F \rangle = \int \Psi^*(\mathbf{r}, t) \hat{F} \Psi(\mathbf{r}, t) d\tau. \quad (3.13)$$

Оператор $\hat{F}^+$, эрмитово сопряженный оператору $\hat{F}$, определяется равенством

$$\int \Psi_1^* \hat{F} \Psi_2 d\tau = \int \Psi_2^* (\hat{F}^+ \Psi_1) d\tau. \quad (3.14)$$

Здесь функции должны быть такими, чтобы интегралы сошлись, и должны удовлетворять предельным условиям, вообще говоря различным, смотря по виду оператора $\hat{F}$.

Операторы, соответствующие физическим величинам, должны быть линейными и эрмитовыми, т. е. удовлетворять условиям

$$\hat{F}^+ = \hat{F}, \quad (3.15)$$

$$\hat{F} \sum_k c_k \Psi_k = \sum_k c_k \hat{F} \Psi_k. \quad (3.16)$$

Для случая, когда F представляется как произведение величин A и B , т. е. $F = AB$, условие (3.15) удовлетворяется

только при $\hat{A}\hat{B} = \hat{B}\hat{A}$. Если же операторы $\hat{A}$ и $\hat{B}$ не коммутируют, то физической величине F сопоставляется оператор $\hat{F} = (\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})/2$.

Согласно определению (3.12) могут быть введены операторы энергии: кинетической $\hat{T} = \hat{\mathbf{p}}^2/(2m)$, потенциальной $\hat{V}$ и полной $\hat{H}$ (гамильтониан):

$$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta; \quad \hat{V} = V(\mathbf{r}); \quad \hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}). \quad (3.17)$$

Составляющим момента количества движения и его квадрату приводятся в соответствие операторы

$$\begin{aligned} \hat{L}_x &= \hat{y}\hat{p}_z - \hat{z}\hat{p}_y; \quad \hat{L}_y = \hat{z}\hat{p}_x - \hat{x}\hat{p}_z; \quad \hat{L}_z = \hat{x}\hat{p}_y - \hat{y}\hat{p}_x; \\ \hat{L}^2 &= \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2. \end{aligned} \quad (3.18)$$

В сферических координатах эти операторы имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{L}_z &= -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}; \quad \hat{L}^2 = -\hbar^2 \Delta_{\theta\varphi} = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Чтобы физическая величина λ не имела разброса в состоянии ψ , необходимо выполнение условия

$$\hat{L}\psi = \lambda\psi, \quad (3.20)$$

где $\hat{L}$ — оператор, соответствующий этой физической величине.

Таким образом, это состояние должно описываться собственной функцией оператора $\hat{L}$, удовлетворяющей условию (3.20) и требованиям однозначности, конечности и непрерывности.

Числа λ_n , при которых функция ψ_n будет удовлетворять этим условиям, называются *собственными значениями оператора $\hat{L}$* . Собственное значение λ_n называется *невыврожденным* или *α -кратно вырожденным* в зависимости от того, соответствует ли ему одна или несколько (α) линейно независимых собственных функций.

Важный физический смысл имеет факт коммутативности операторов. Если $\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L} = 0$, т. е. действие оператора $\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L}$ на любую функцию ψ дает нуль, то операторы $\hat{L}$ и $\hat{M}$ имеют общие собственные функции и, следовательно, соответствующие им физические величины λ и μ могут одно-

временно принимать точные значения. В противном случае, если $\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L} \neq 0$, для величин λ и μ получаются соотношения неточностей.

В частности, если частица находится в сферически симметричном поле $V(r)$, то оператор $\hat{H}$ коммутирует с $\hat{L}^2$ и $\hat{L}_z$ и его собственные функции можно искать в виде

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) Y(\theta, \varphi). \quad (3.21)$$

причем

$$-\hbar^2 \Delta_{\theta\varphi} Y = \lambda Y \quad \text{и} \quad -i\hbar \frac{\partial Y}{\partial \varphi} = a Y.$$

(Легко убедиться, что $\hat{L}_z$ и $\hat{L}^2$ коммутируют всегда.) Решениями этих уравнений, удовлетворяющими всем условиям для собственных функций, являются сферические функции

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = P_{lm}(\cos \theta) e^{im\varphi}. \quad (3.22)$$

При этом $\lambda = \hbar^2 l(l+1)$, $a = \hbar m$; числа $l=0, 1, 2, \dots$, а $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$; $P_{lm}(x)$ — присоединенные полиномы Лежандра lm -порядка.

Для электрона в кулоновском поле ядра с зарядом Ze радиальная часть функции (3.21) приобретает вид

$$R_{nl}(\rho) = e^{-\frac{\rho}{n}} \rho^l \sum_{k=0}^{n-l-1} b_k \rho^k, \quad (3.23)$$

где коэффициенты b_k связаны рекуррентным соотношением

$$b_{k+1} = b_k \frac{2}{n} \frac{k+l+1-n}{(k+l)(k+l+1)-l(l+1)}, \quad (3.24)$$

$\rho = \frac{r}{a}$ — безразмерная переменная, $a = \frac{\hbar^2}{2\mu e^2}$ и $l=0, 1, \dots, n-1$.

Собственному значению энергии электрона $E_n = -\frac{Z^2 \mu e^4}{2\hbar^2 n^2}$, $n=1, 2, \dots$, отвечают n^2 собственных функций вида (3.21) с учетом (3.22) и (3.23).

Интегралы движения. Если продифференцировать по времени выражение (3.13) и использовать временное уравнение Шредингера $\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$, то можно показать, что производной по времени физической величины F соответствует оператор

$$\frac{d\hat{F}}{dt} = \frac{\partial \hat{F}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} (\hat{H}\hat{F} - \hat{F}\hat{H}). \quad (3.25)$$

В случае, когда $\frac{d\hat{F}}{dt} = 0$, величина F является интегралом движения. Если $\hat{F}$ явно не содержит времени, то признаком этого является условие коммутативности $\hat{H}$ и $\hat{F}$. Определение (3.25) для $\frac{d\hat{F}}{dt}$ позволяет составить квантовые уравнения движения, т. е. получить операторы $\frac{d\hat{p}_i}{dt}$ и $\frac{d\hat{x}_i}{dt}$.

Система собственных функций эрмитового оператора является ортонормированной и полной, т. е.

$$\int \psi_m^*(\mathbf{r}) \psi_n(\mathbf{r}) d\tau = \delta_{mn} \text{ — для дискретного спектра,}$$

$\int \psi^*(\mathbf{r}, \lambda) \psi(\mathbf{r}, \lambda') d\tau = \delta(\lambda - \lambda')$ — для непрерывного спектра, и любая функция $\psi(\mathbf{r})$ может быть разложена по собственным функциям $\hat{L}$:

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_n c_n \psi_n(\mathbf{r}) + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} c(\lambda) \psi(\mathbf{r}, \lambda) d\lambda. \quad (3.26)$$

Пользуясь написанными выше условиями ортонормировки, определяем

$$c_n = \int \psi_n^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) d\tau \quad \text{и} \quad c(\lambda) = \int \psi^*(\mathbf{r}, \lambda) \psi(\mathbf{r}) d\tau, \quad (3.27)$$

причем $\sum_n |c_n|^2 + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} |c(\lambda)|^2 d\lambda = 1$.

Из равенства

$$\langle \lambda \rangle = \sum_n |c_n|^2 \lambda_n + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda |c(\lambda)|^2 d\lambda \quad (3.28)$$

следует, что $|c_n|^2$ и $|c(\lambda)|^2 d\lambda$ равны соответственно вероятностям найти в состоянии $\psi(\mathbf{r})$ значение величины $\lambda = \lambda_n$ (в дискретном спектре) или значение величины λ в пределах от λ до $\lambda + d\lambda$ (в случае непрерывного спектра).

Теория представлений. Матрицы. Разложение (3.26) заменяет ψ -функцию ее коэффициентами c_n или $c(\lambda)$, а величину x — величиной λ , т. е. совершается переход к новому λ -представлению. Если в координатном представлении оператор $\hat{M}$ связывал функции φ и ψ таким образом: $\varphi(\mathbf{r}) = \hat{M}\psi(\mathbf{r})$, то, если $\varphi(\mathbf{r}) = \sum_n b_n \psi_n$ и $\psi(\mathbf{r}) = \sum_n c_n \psi_n$, в λ -представлении

оказывается, что

$$b_k = \sum_n \langle k | M | n \rangle c_n,$$

где $\langle k | M | n \rangle = \int \psi_k^* \hat{M} \psi_n d\tau$ — матричный элемент оператора $\hat{M}$. При переходе к λ -представлению оператор заменился матрицей.

Оператор $\hat{L}$ в собственном представлении сводится к диагональной матрице, так как $\langle k | L | n \rangle = \int \psi_k^* \hat{L} \psi_n d\tau = \lambda_n \delta_{kn}$, и диагональными элементами являются его собственные значения. Это относится к оператору с дискретным спектром. Оператор с непрерывным спектром собственных значений в собственном представлении сводится к умножению на независимую переменную (в импульсном представлении оператор $\hat{p}$ равен p).

Из условия эрмитовости оператора $\hat{M}$ следует, что его матричные элементы удовлетворяют условию $\langle k | M | n \rangle = \langle n | M | k \rangle^*$.

Частица в электромагнитном поле. Чтобы обобщить уравнение Шредингера для частицы в произвольном электромагнитном поле, в котором напряженность электрического поля $\mathbf{E}$ и индукция магнитного поля $\mathbf{B}$ выражаются через потенциалы $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ и $\varphi(\mathbf{r}, t)$ как $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, $\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, следует оператор импульса в гамильтониане $\hat{H}$ заменить оператором $\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}$ и потенциальную энергию записать как $e\varphi$, т. е. при наличии полей будем иметь $\hat{H} = \frac{1}{2m} (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A})^2 + e\varphi$.

Если выбрать вектор-потенциал $\mathbf{A}$ так, чтобы $\text{div } \mathbf{A} = 0$, то можно получить волновое уравнение квантовой механики, пренебрегая членом $e^2 \mathbf{A}^2$, в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + \frac{i\hbar e}{m} (\mathbf{A} \nabla \Psi) + e\varphi \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (3.29)$$

Спин. Опыты Штерна и Герлаха и дублетность уровней E_{nl} для электрона в атоме показали, что электрон кроме орбитального момента количества движения $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ упомянутого выше, обладает еще спиновым моментом, составляющие которого S_x , S_y и S_z способны принимать только два значения: $+\hbar/2$ и $-\hbar/2$. Введем безразмерные операторы спина $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ таким образом, что $\hat{S}_x = (\hbar/2) \hat{\sigma}_x$, $\hat{S}_y = (\hbar/2) \hat{\sigma}_y$, $\hat{S}_z = (\hbar/2) \hat{\sigma}_z$, удовлетворяя соотношениям анти-

коммутации $\hat{\sigma}_x \hat{\sigma}_y = -\hat{\sigma}_y \hat{\sigma}_x = i\hat{\sigma}_z$. В σ_z -представлении они имеют вид матриц Паули

$$\hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.30)$$

Волновая функция должна тогда зависеть от спиновой переменной $\sigma = \pm 1$, эту зависимость изображают в виде матрицы

$$\Psi(\mathbf{r}, \sigma) = \begin{pmatrix} \psi_1(\mathbf{r}) \\ \psi_2(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$

(спиновая переменная принимает только два значения). Физический смысл $|\psi_1(\mathbf{r})|^2$, $|\psi_2(\mathbf{r})|^2$ — соответственно плотности вероятностей найти электрон в данном месте пространства с $\sigma = \pm 1$, т. е. с $S_z = +\hbar/2$ и $S_z = -\hbar/2$. Если пренебречь малым взаимодействием спина с орбитальным движением, то $\Psi(\mathbf{r}, \sigma) = \psi_0(\mathbf{r}) \cdot \chi(\sigma)$.

Благодаря наличию спинового магнитного момента с оператором $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \frac{e\hbar}{2m} \hat{\boldsymbol{\sigma}}$ электрон взаимодействует с магнитным полем и энергия этого взаимодействия равна $-(\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B})$, где $\mathbf{B}$ — индукция поля. Таким образом, для электрона с учетом спина верно уравнение Паули

$$\frac{1}{2m} (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A})^2 \Psi(\mathbf{r}, \sigma, t) - (\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}) \Psi(\mathbf{r}, \sigma, t) + e\varphi \Psi(\mathbf{r}, \sigma, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, \sigma, t)}{\partial t}, \quad (3.31)$$

которое можно упростить подобно уравнению (3.29), если раскрыть выражение $(\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A})^2$.

Аналогично может быть получено стационарное уравнение.

Приближенные методы решения квантово-механических задач. В тех случаях, когда уравнение для собственных функций и собственных значений оператора (в частности, оператора энергии) не удается решить точно, можно применять приближенные методы. Одним из них является метод стационарной теории возмущений.

Если известны собственные функции и собственные значения оператора $\hat{H}_0$ определяемые уравнением $\hat{H}_0 \psi_n^0 = E_n^0 \psi_n^0$, то собственную функцию оператора $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W}_0$, являющуюся решением уравнения $\hat{H} \psi_k = E_k \psi_k$, ищут в виде разложения по собственным функциям ψ_n^0 :

$$\Psi_k = \sum_n c_{kn} \psi_n^0.$$

Для невырожденных уровней невозмущенной задачи получают волновую функцию и энергию уровня в виде

$$\begin{aligned}\psi_k &= \psi_k^0 + \sum_{n \neq k} \frac{\langle n | W | k \rangle}{E_k^0 - E_n^0} \psi_n^0 + \dots, \\ E_k &= E_k^0 + \langle k | W | k \rangle + \sum_{n \neq k} \frac{|\langle n | W | k \rangle|^2}{E_k^0 - E_n^0} + \dots\end{aligned}\quad (3.32)$$

Если уровень E_k^0 α -кратно вырожден, то в нулевом приближении ψ -функция возмущенной задачи представляется в виде суперпозиции вырожденных функций невозмущенной задачи, отвечающих одному значению энергии E_k^0 :

$$\psi_k = \sum_{\beta=1}^{\alpha} c_{\beta} \psi_{k\beta}^0,$$

причем $\hat{H}_0 \psi_{k\beta}^0 = E_k^0 \psi_{k\beta}^0$, $\beta = 1, 2, \dots, \alpha$. Для коэффициентов c_{β} получается система α однородных линейных уравнений вида

$$(E_k^0 - E + \langle k_{\beta} | W | k_{\beta} \rangle) c_{\beta} + \sum_{\gamma \neq \beta} \langle k_{\beta} | W | k_{\gamma} \rangle c_{\gamma} = 0, \\ \beta, \gamma = 1, 2, \dots, \alpha.$$

Условием существования решений этой системы, отличных от нуля, является равенство детерминанта системы нулю:

$$(E_k^0 - E) \delta_{\beta\gamma} + \langle k_{\beta} | W | k_{\gamma} \rangle = 0, \quad \beta, \gamma = 1, 2, \dots, \alpha. \quad (3.33)$$

Это уравнение определяет, вообще говоря, α значений E , а выше написанные уравнения дают возможность вычислить соответствующие коэффициенты c_{β} и, следовательно, ψ_k .

Другим приближенным методом решения операторного уравнения является прямой вариационный метод (метод Ритца), основанный на вариационном принципе квантовой механики. Можно показать, что экстремумом функционала $\langle H \rangle [\psi] = \int \psi^* \hat{H} \psi d\tau$ при условии, что $\int |\psi|^2 d\tau = 1$, является функция, удовлетворяющая уравнению $\hat{H}\psi = \lambda\psi$, т. е. собственная функция $\hat{H}$, отвечающая самому нижнему уровню энергии. Поэтому если вычислить $\langle H \rangle [\varphi] = \int \varphi^* \hat{H} \varphi d\tau$ на произвольной функции $\varphi = \varphi(\mathbf{r}, A, \alpha, \dots)$, удовлетворяющей условию нормировки $\int |\varphi|^2 d\tau = 1$, то максимально приблизиться к точному значению E_0 можно, выбирая параметры $A, \alpha, \dots$ так, чтобы $\langle H \rangle$ было минимально.

Система частиц. Задача системы частиц в квантовой механике сводится к решению уравнения Шредингера с гамильтонианом

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{k=1}^n \frac{\Delta_k}{m_k} + V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n),$$

равным сумме операторов кинетической энергии всех частиц и их потенциальной энергии. В случае системы тождественных частиц, исходя из тех соображений, что перестановка двух частиц не должна сказаться на величинах вида $|\psi|^2$, $\int \psi^* \hat{L} \psi d\tau$, можно утверждать, что $\psi(\mathbf{r}_1, \sigma_1, \mathbf{r}_2, \sigma_2)$ и $\psi(\mathbf{r}_2, \sigma_2, \mathbf{r}_1, \sigma_1)$ могут отличаться только множителем вида $e^{i\alpha}$. Совершая дважды такую перестановку, находим

$$\psi(\mathbf{r}_2, \sigma_2, \mathbf{r}_1, \sigma_1) = e^{i\alpha} \psi(\mathbf{r}_1, \sigma_1, \mathbf{r}_2, \sigma_2) = e^{2i\alpha} \psi(\mathbf{r}_2, \sigma_2, \mathbf{r}_1, \sigma_1),$$

т. е. $e^{i\alpha} = \pm 1$. Таким образом, системы тождественных частиц могут описываться либо симметричными функциями ($e^{i\alpha} = +1$ в случае целого спина частицы), либо антисимметричными ($e^{i\alpha} = -1$ для частиц с полуцелым спином). Это свойство относится к функциям пространственных и спиновых координат.

Если для одного электрона ввести спиновые функции $\alpha(\sigma)$ и $\beta(\sigma)$, определяемые равенствами $\alpha(+1) = 1$, $\alpha(-1) = 0$ и $\beta(+1) = 0$, $\beta(-1) = 1$, т. е.

$$\alpha(\sigma) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \beta(\sigma) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

то для системы двух электронов, спины которых не взаимодействуют, спиновые функции можно строить как произведения вида $\alpha_1 \alpha_2$, $\alpha_1 \beta_2$ и т. д. При этом α_1 относится к первому электрону, α_2 — ко второму.

Теория квантовых переходов. Если внешнее возмущение $\hat{W}(\mathbf{r}, t)$ служит причиной перехода невозмущенной системы (с оператором энергии $\hat{H}_0$) из одного ее стационарного состояния ψ_k^0 в другое ψ_l^0 , то эта задача решается с помощью теории возмущения, зависящего от времени.

Обозначая собственные функции оператора невозмущенной задачи ψ_n^0 (они удовлетворяют уравнению $\hat{H}_0 \psi_n^0 = E_n^0 \psi_n^0$), ищем решение уравнения $(\hat{H}_0 + \hat{W}) \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$ в виде

$$\Psi = \sum_n c_n(t) \psi_n^0 e^{-iE_n^0 t/\hbar},$$

При этом $c_n(0) = \delta_{nk}$ (в начальный момент $\Psi = \psi_k^0$), а для $c_n(t)$ получается уравнение вида

$$i\hbar \frac{dc_l}{dt} = \sum_n W_{ln}(t) c_n(t) e^{i\omega_{ln}t},$$

где $W_{ln}(t) = \int \psi_l^{0*} \hat{W}(\mathbf{r}, t) \psi_n^0 d\tau$ — матричный элемент энергии возмущения, а $\omega_{ln} = (E_l^0 - E_n^0)/\hbar$. Это уравнение решают в первом приближении, подставляя в правую часть вместо коэффициентов $c_n(t)$ их начальные значения и считая, что $\hat{W}(\mathbf{r}, t) = 0$ при $t < 0$ и $t > T$; тогда

$$c_l(T) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^T W_{lk}(t) e^{i\omega_{lk}t} dt.$$

Так как вначале система находилась в состоянии ψ_k^0 , то вероятность ее перехода в ψ_l^0 определяется как $|c_l(T)|^2$, т. е.

$$P_{k \rightarrow l} = |c_l(T)|^2 = \frac{4\pi^2}{\hbar^2} |W_{lk}(\omega_{lk})|^2, \quad (3.34)$$

где $W_{lk}(\omega_{lk}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{lk}(t) e^{i\omega_{lk}t} dt$ — коэффициент Фурье матричного элемента энергии возмущения, отвечающий боровской частоте.

Если возмущение вызвано действием излучения (поглощение или излучение света) и длина волны этого излучения гораздо больше размеров атома ($\lambda \gg a_B$), то можно энергию возмущения представить в виде $\hat{W} = -(\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{D})$, где $\mathbf{E}(t)$ — напряженность электрического поля излучения, $\mathbf{D} = e\mathbf{r}$ — дипольный момент системы (дипольное приближение), и тогда

$$P_{k \rightarrow l} = (4\pi^2/\hbar^2) |(D_E)_{lk}|^2 |\mathbf{E}(\omega_{lk})|^2. \quad (3.35)$$

Это выражение показывает, что система может под действием излучения перейти из k -го в l -е состояние только если $\mathbf{E}(\omega_{lk}) \neq 0$ (т. е. в излучении имеется боровская частота, соответствующая этому переходу) и если

$$(D_E)_{lk} \neq 0. \quad (3.36)$$

Это условие определяет правила отбора.

§ 2. ЗАДАЧИ

Теория Бора

Пользуясь постулатом Бора—Зоммерфельда (3.9), решить задачи 1—7.

1. Определить уровни энергии частицы, находящейся в одномерной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, расположенными при $x=0$ и $x=a$.

2. Проквантовать движение одномерного гармонического осциллятора.

3. Найти уровни энергии частицы, совершающей малые колебания в трехмерной потенциальной яме вблизи положения равновесия, находящегося в начале координат. Потенциальная энергия равна $V(x, y, z)$ и $V(0) = 0$.

4. Найти уровни энергии частицы массы m , свободно вращающейся по окружности радиуса r в плоскости (жесткий плоский ротатор).

5. Найти уровни энергии электрона, движущегося по эллиптической орбите вблизи ядра с зарядом Ze .

6. Определить уровни энергии атома водорода, свободно движущегося в объеме, ограниченном $0 < x < a$, $0 < y < b$, $0 < z < c$.

7. Частица массы m вертикально падает на горизонтальную пластину и упруго от нее отражается. Проквантовать движение частицы, определить допустимые высоты $H_{n,z}$ и вычислить уровни энергии.

Операторы

8. Раскрыть скобки в следующих операторных выражениях: а) $\left(\frac{d}{dx} + x\right)^2$; б) $\left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{x}\right)^2$; в) $\left(x \frac{d}{dx}\right)^2$; г) $\left(\frac{d}{dx} x\right)^2$; д) $[i\hbar \nabla + \mathbf{A}(\mathbf{r})]^2$; е) $(\hat{L} - \hat{M})(\hat{L} + \hat{M})$.

9. Найти коммутаторы операторов: а) x и $\frac{d}{dx}$, б) $i\hbar \nabla$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, в) $\frac{\partial}{\partial \varphi}$ и $f(r, \vartheta, \varphi)$.

10. 1. Определить операторы трансляции, переводящие: а) $\psi(x)$ в $\psi(x+a)$; б) $\psi(\mathbf{r})$ в $\psi(\mathbf{r}+\mathbf{a})$. 2. Найти оператор поворота пространства на угол α .

11. Найти операторы, эрмитово сопряженные операторам: а) $\frac{\partial}{\partial x}$; б) $\frac{\partial^n}{\partial x^n}$.

12. Проверить эрмитовость операторов x , $i \frac{\partial}{\partial y}$, оператора Лапласа.

13. Найти оператор, эрмитово сопряженный оператору смещения пространства на вектор $\mathbf{a}$ из задачи 10.1, б.

14. Найти оператор, эрмитово сопряженный оператору $e^{i\alpha \frac{\partial}{\partial \varphi}}$.

15. Найти оператор, эрмитово сопряженный произведению операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$.

16. Показать, что если $\hat{L}$ и $\hat{M}$ — эрмитовы операторы, то $\hat{F} = (1/2)(\hat{L}\hat{M} + \hat{M}\hat{L})$ и $\hat{f} = (i/2)(\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L})$ также являются эрмитовыми операторами.

17. Показать, что среднее значение квадрата физической величины является положительным.

18. Для операторов $\hat{L}$ и $\hat{M}$, удовлетворяющих соотношению $\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L} = 1$, найти $\hat{L}\hat{M}^2 - \hat{M}^2\hat{L}$.

19. Для операторов $\hat{L}$ и $\hat{M}$, удовлетворяющих соотношению $\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L} = 1$, найти $\hat{f}(\hat{L})\hat{M} - \hat{M}\hat{f}(\hat{L})$.

20. Для любых некоммутирующих операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$ доказать справедливость соотношений (при условии, что $\hat{A}^{-1}$ существует): а) $\hat{A}^{-1}\hat{B}^2\hat{A} = (\hat{A}^{-1}\hat{B}\hat{A})^2$; б) $\hat{A}^{-1}\hat{B}^n\hat{A} = (\hat{A}^{-1}\hat{B}\hat{A})^n$ при n целом; в) $\hat{A}^{-1}\hat{f}(\hat{B})\hat{A} = \hat{f}(\hat{A}^{-1}\hat{B}\hat{A})$.

21. Доказать справедливость равенства

$$e^{\xi \hat{A}} \hat{B} e^{-\xi \hat{A}} = \hat{B} + C\xi, \text{ если } \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = C,$$

где C — число, а ξ — параметр.

22. Доказать справедливость равенства

$$e^{i\xi \hat{p}/\hbar} F(\hat{q}) e^{-i\xi \hat{p}/\hbar} = F(\hat{q} + \xi),$$

где $\hat{p}$ и $\hat{q}$ — операторы импульса и координаты.

23. Найти собственные функции и собственные значения операторов $\frac{d}{dx}$ и $i \frac{d}{dx}$.

24. Найти собственные функции и собственные значения оператора $x + \frac{d}{dx}$.

25. Найти собственные функции и собственные значения оператора $\frac{d}{d\varphi}$.

26. Найти собственные функции и собственные значения оператора $\sin \frac{d}{d\varphi}$.

27. Найти собственные функции и собственные значения оператора $(i \frac{d}{d\varphi})$.

28. Найти собственные функции и собственные значения оператора $e^{ia \frac{d}{d\varphi}}$.

29. Найти собственные функции и собственные значения оператора $\frac{d^2}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d}{dx}$.

30. Перейти от классической скобки Пуассона к квантовой, считая, что ее свойства, в частности $(f, g\varphi) = g(f, \varphi) + (f, g)\varphi$ (где f , g и φ — функции, представляющие физические величины, (f, g) — скобка Пуассона), сохраняются и для операторов $\hat{f}$, $\hat{g}$, $\hat{\varphi}$.

31. Найти коммутатор операторов уничтожения $\hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar a}}(\omega\hat{q} + i\hat{p})$ и рождения $\hat{a}^+ = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}}(\omega\hat{q} - i\hat{p})$.

32. Выразить оператор $\hat{H}$ для гармонического осциллятора через операторы $\hat{a}$ и $\hat{a}^+$ из задачи 31.

33. Доказать справедливость перестановочного соотношения $\hat{\mathbf{L}} \times \hat{\mathbf{L}} = i\hbar \hat{\mathbf{L}}$ для момента количества движения.

34. Доказать, что оператор квадрата момента количества движения $\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2$ коммутирует с любой его составляющей (использовать результаты задачи 33).

35. Проверить следующие правила коммутации оператора дипольного момента системы N электронов $\mathbf{d} = -e \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i$ и операторов составляющих полного орбитального момента количества движения системы $\mathbf{L} = \sum_{i=1}^N \mathbf{L}_i$:

$$[\hat{L}_x, \hat{d}_x] = 0; [\hat{L}_x, \hat{d}_y] = i\hbar \hat{d}_z; [\hat{L}_x, \hat{d}_z] = -i\hbar \hat{d}_y.$$

Соотношение остаются справедливыми при циклической перестановке значков x , y , z .

36. Показать, что $[\hat{L}^2, \hat{\mathbf{d}}] = 2\hbar^2 \hat{\mathbf{d}} + 2i\hbar [\hat{\mathbf{d}} \times \hat{\mathbf{L}}]$. Здесь $\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2$ — квадрат полного момента количества движения системы, $\mathbf{d}$ определен в задаче 35.

Решение уравнения Шредингера.

Вычисление средних величин и токов

37. Найти общее решение одномерного временного уравнения Шредингера для свободной частицы.

38. В момент времени $t=0$ поведение свободной частицы описывается функцией $\Psi(x, 0) = Ae^{-\frac{x^2}{a^2} + ik_0 x}$. Определить нормировочный коэффициент A и область, где локализована частица. Найти плотность тока j .

39. Найти коэффициенты Фурье для функции, приведенной в задаче 38, и определить ширину волнового пакета в k -пространстве.

40. Рассмотреть поведение пакета волн во времени, если при $t=0$ он представляется функцией $\Psi(x, 0) = Ae^{-x^2/a^2 + ik_0 x}$. Определить $\Psi(x, t)$, плотность вероятности $\rho(x, t)$ и плотность тока $j(x, t)$.

41. Для частицы, состояние которой описывается функцией $\psi(x) = Ae^{-x^2/a^2 + ik_0 x}$, найти средние значения координаты и импульса.

42. Для условий задачи 41 вычислить $\langle \Delta x^2 \rangle$, $\langle \Delta p^2 \rangle$ и проверить соотношение неопределенностей.

43. Частица находится в одномерной потенциальной яме $0 \leq x \leq a$, внутри которой $V=0$, а вне $V=\infty$. Найти решение стационарного уравнения Шредингера для этого случая.

44. Найти волновую функцию и разрешенные значения энергии частицы, находящейся в потенциальном поле, определяемом следующим образом:

$$V = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq c, \\ \infty & \text{при } x < 0, x > a, y < 0, y > b, z < 0, z > c. \end{cases}$$

45. Найти уровни энергии и волновые функции для частицы в прямоугольной потенциальной яме конечной глубины (одномерный случай). Поле $V(x)$ задается следующим образом:

$$V = \begin{cases} 0 & \text{при } x < -a \quad (\text{I область}), \\ -V_0 & \text{при } -a < x < a \quad (\text{II область}), \\ 0 & \text{при } x > a \quad (\text{III область}). \end{cases}$$

46. Найти уровни энергии трехмерного гармонического осциллятора с потенциальной энергией $V = (k_1 x^2 + k_2 y^2 + k_3 z^2)/2$.

47. Найти уровни энергии и волновые функции одномерного гармонического осциллятора, помещенного в постоянное электрическое поле напряженностью E . Заряд частицы e .

48. Одномерный гармонический осциллятор находится на n -м уровне энергии. Найти для него $\langle x^2 \rangle$ и среднюю потенциальную энергию.

49. Для одномерного гармонического осциллятора, энер-

гия которого равна $7\hbar\omega/2$, вычислить среднюю кинетическую энергию.

50. Решить уравнение Шредингера для частицы, находящейся в потенциальном поле $V = V_0 (e^{-2\alpha x} - 2e^{-\alpha x})$.

51. Найти уровни энергии и волновые функции частицы в одномерной кулоновской потенциальной яме, задаваемой потенциалом $V(x) = -e^2/|x|$.

52. Решить уравнение Шредингера для сферически симметричного трехмерного осциллятора с потенциальной энергией $V(r) = (1/2) m\omega^2 r^2$.

53. Решить задачу Кеплера в двухмерном случае, т. е. найти значения энергии и волновые функции частицы в потенциальном поле $V = -Ze^2/\rho$, где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. (От координаты z функция не зависит.)

54. Решить уравнение Шредингера для частицы в бесконечно глубокой сферически симметричной потенциальной яме, задаваемой потенциалом

$$V(r) = \begin{cases} 0 & \text{при } r < a, \\ \infty & \text{при } r > a. \end{cases}$$

55. Электрон находится в атоме водорода в основном состоянии. Определить для этого случая $\langle r \rangle$, $\langle r^2 \rangle$ и наиболее вероятное значение r_0 .

56. Доказать, что среднее значение электрического дипольного момента атома водорода равно нулю в любом стационарном состоянии с определенным значением орбитального момента количества движения.

57. Показать, что для любого стационарного состояния атома водорода (кроме основного) путем суперпозиции состояний с определенным значением орбитального момента можно составить такие состояния, в которых средний электрический дипольный момент не равен нулю.

58. Для стационарных состояний атома водорода с $n=2$ и $n=3$ найти такие суперпозиции $\psi_{\text{нел}}$, в которых среднее значение проекции электрического дипольного момента на какое-нибудь направление максимально, и вычислить эту величину.

59. Для электрона в атоме водорода проормировать волновые функции, отвечающие главному квантовому числу $n=2$.

60. Частица находится в потенциальном поле $V(r) = -\frac{e^2}{r} + \frac{C}{r^2}$. Найти уровни энергии частицы и соответствующие им волновые функции.

61. Решить уравнение Шредингера для частицы в потенциальном поле $V(r) = Ar^2 + B/r^2$.

62. Частица свободно движется в плоскости Oyz в пределах прямоугольника $0 \leq y \leq a$ и $0 \leq z \leq b$. Остальная часть этой плоскости недоступна для частицы. При движении вдоль оси Ox на нее действует квазиупругая сила $F = -kx$. Найти уровни энергии частицы в таком поле и соответствующие им волновые функции. Вычислить нормировочный коэффициент.

63. Решить уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода в параболических координатах.

64. Решить уравнение Шредингера для частицы с моментом количества движения, равным нулю ($l=0$), в поле $V = -V_0 e^{-r/a}$.

65. Определить значения энергии, которые может принимать частица, помещенная в периодическое поле, задаваемое следующим образом:

$$V = \begin{cases} 0 & \text{при } nl \leq x \leq nl + a \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ V_0 & \text{при } nl - b \leq x \leq nl. \end{cases}$$

Период потенциала $l = a + b$.

66. Рассмотреть задачу 65 в случае, если $V=0$ всюду, кроме точек $x = nl$, в которых $V_0 = \infty$. При этом ширина барьера $b \rightarrow 0$, так что $\lim \frac{mV_0 b}{\hbar^2} = \text{const}$ (модель Кронига — Пенни). Определить зависимость энергии E от волнового вектора k вблизи границы разрешенных полос энергии.

67. Рассмотреть полубесконечный кристалл с периодическим потенциалом в области $x > 0$, определяемым так же, как в задаче 66, в области $x < 0$ потенциальная энергия $V = W_0$. Ограничиться значениями $V < W_0$ (поверхностные уровни Тамма).

68. Применив соотношение неопределенностей к операторам $\hat{p}$ и $\hat{x}$, оценить нижний уровень энергии одномерного гармонического осциллятора.

69. Две частицы, связанные друг с другом упругой силой $F = k(x_1 - x_2)$ (одномерная задача), свободно передвигаются вдоль оси Ox . Найти волновую функцию и спектр энергии.

70. Найти волновую функцию и спектр энергии атома водорода, учитывая движение его ядра.

71. Две частицы массы m , движущиеся только вдоль оси Ox , связаны друг с другом упругой силой. Кроме того,

каждая из них связана с точкой $x=0$ такого же рода силой, но с другим коэффициентом упругости. Определить уровни энергии и волновые функции системы.

Теория представлений. Матрицы

72. Частица находится в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме (см. задачу 43) в состоянии, отвечающем энергии $E_2 = \frac{4\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$. Определить для нее распределение по импульсам.

73. Найти оператор $\hat{x}$ в импульсном представлении и определить его собственные функции и спектр собственных значений.

74. Для частицы, находящейся в однородном потенциальном поле, определить собственные значения и собственные функции оператора энергии в импульсном представлении.

75. Определить матричные элементы дипольного момента, x^2 и p для частицы в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме, расположенной в области $-a/2 \leq x \leq a/2$.

76. Найти собственные функции оператора энергии для одномерного гармонического осциллятора в импульсном представлении.

77. Найти собственные значения энергии одномерного гармонического осциллятора и матричные элементы координаты и импульса в энергетическом представлении, используя только перестановочные соотношения $\hat{p}$ и $\hat{q}$.

78. Доказать в любом представлении справедливость соотношения

$$\hat{r}\hat{H} - \hat{H}\hat{r} = \frac{i\hbar}{m} \hat{p}, \quad (1)$$

где $\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}(\mathbf{r})$.

79. Пользуясь энергетическим представлением, получить из (1) задачи 78 следующее соотношение между $\langle n | \mathbf{p} | s \rangle$ и $\langle n | \mathbf{r} | s \rangle$:

$$\langle n | \mathbf{p} | s \rangle = im\omega_{ns} \langle n | \mathbf{r} | s \rangle, \quad (2)$$

где ω_{ns} определяется формулой (3.10).

80. Убедиться, что формула (2) задачи 79 справедлива для любого числа взаимодействующих частиц, если $\mathbf{p} = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i$

и $\mathbf{r} = \sum_{i=1}^n \mathbf{r}_i$.

81. Исходя из правил коммутации для координат и импульсов, доказать следующее правило сумм: $\sum_{ns} \omega_{sn} |\langle s | r | n \rangle|^2 = -3\hbar/m$, где ω_{sn} определяется формулой (3.10).

82. Использовать перестановочные соотношения составляющих момента количества движения, и найти собственные значения квадрата момента количества движения ($\hat{L}^2$), его составляющей по оси Oz ($\hat{L}_z$) и матричные элементы $\hat{L}_x$ и $\hat{L}_y$ в (L^2, L_z) -представлении.

83. Состояние частицы в бесконечно глубокой потенциальной яме, стенки которой расположены при $x=0$ и $x=a$, описывается функцией $\psi = Ax(a-x)$. Найти для нее распределение по энергиям, среднюю энергию $\langle E \rangle$ и $\langle \Delta E^2 \rangle$.

84. Плоский ротатор находится в состоянии, описываемом функцией $\psi = A \sin^2 \varphi$. Определить для него вероятность найти различные значения составляющей момента количества движения L_z и средние $\langle L_z \rangle$ и $\langle L_z^2 \rangle$.

85. Найти волновые функции в x - и p -представлениях для частицы, локализованной в точке x_0 , и для частицы, движущейся с определенным импульсом p_0 .

86. Найти оператор $1/r$ в p -представлении.

87. Вычислить угловую часть матричных элементов дипольного момента для частицы в центрально-симметричном поле.

88. Для релятивистского электрона в центральном поле получить правила отбора для числа m (собственного значения полного момента количества движения), используя перестановочные соотношения $\hat{M}_z$ и $\hat{z}$, $\hat{x}$, $\hat{y}$.

89. Для релятивистского электрона в центральном поле получить правила отбора для числа k , используя перестановочные соотношения.

90. Проверить справедливость правила $\frac{d}{dt}(\hat{A}\hat{B}) = \frac{d\hat{A}}{dt}\hat{B} + \hat{A}\frac{d\hat{B}}{dt}$ для операторов.

91. Составить операторы $\frac{d\hat{\mathbf{r}}}{dt}$ и $\frac{d\hat{\mathbf{p}}}{dt}$.

92. Найти выражение для средней плотности тока, определяя оператор $\hat{\mathbf{j}}$ на основании классической формулы $\mathbf{j} = ec(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{v}$.

93. Определить, при каких условиях квадрат момента количества движения $\hat{L}^2$ и его проекция $\hat{L}_z$ могут быть интегралами движения.

94. Для частицы, потенциальная энергия которой равна α/r , составить оператор, соответствующий в классической механике величине $\mathbf{K} = [\mathbf{v} \times \mathbf{L}] + \alpha \mathbf{r}/r$, и показать, что $\hat{K}_x$, $\hat{K}_y$ и $\hat{K}_z$ являются интегралами движения (сравнить с задачами 34 раздела I).

95. Составить производные $\frac{d\hat{a}}{dt}$ и $\frac{d\hat{a}^\dagger}{dt}$ для операторов $\hat{a}$ и $\hat{a}^\dagger$, определенных в задаче 31.

96. Найти уравнения движения, если гамильтониан задается выражением $\hat{H} = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A})^2}{2M} + e\varphi(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$.

97. Найти $\frac{d\hat{x}_i}{dt}$ и $\frac{d}{dt}(\hat{p}_i - eA_i)$, если гамильтониан частицы имеет вид $\hat{H} = \sum_{k=1}^3 c\alpha_k(\hat{p}_k - eA_k) + m_0c^2\alpha_4 + e\varphi(x_1, x_2, x_3)$, где α_k , α_4 — матрицы, подчиняющиеся условиям $\alpha_i\alpha_k + \alpha_k\alpha_i = 2\delta_{ik}$; $\mathbf{A} = \mathbf{A}(x_1, x_2, x_3, t)$.

98. Использовать определения и решение задачи 97 и убедиться в справедливости равенства $\left(\frac{d\hat{x}_i}{dt}\right)_{\text{чет}} = \frac{\hat{p}_i}{m_{\text{ред}}} \frac{\hat{H}}{E}$, если $\hat{A}_{\text{чет}} = \frac{1}{2}(\hat{e}\hat{\mathbf{A}} + \hat{\mathbf{A}}\hat{e})$, где $\hat{e} = \hat{H}/|E|$, а E — собственное значение оператора $\hat{H}$.

99. Перейти в уравнении Дирака для четырехрядной функции $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (c \sum_{i=1}^3 \alpha_i(\hat{p}_i - eA_i) + m_0c^2\alpha_4 + e\varphi) \Psi$ к нерелятивистскому приближению и получить уравнение Паули для двухрядной функции. Матрицы α_i равны:

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3; \quad \alpha_4 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}.$$

100. На основании уравнения задачи 99 составить выражение для плотности тока.

101. Исходя из выражения для $\mathbf{j}$ (см. задачу 100), получить плотность тока в нерелятивистском приближении.

102. Показать, что для системы частиц при отсутствии внешних сил импульс системы будет интегралом движения.

103. Частица, двигаясь в положительном направлении оси Ox , встречает потенциальный порог; потенциальная энергия задается следующим образом: $V=0$ при $x < 0$ и $V=V_0$ при $x > 0$. Определить волновую функцию при $E > V_0$ и $E < V_0$, вычислить плотности тока падающей, отраженной и

прошедшей волн и найти коэффициенты прохождения и отражения частиц в обоих случаях.

104. Вычислить коэффициенты отражения и прохождения частиц сквозь прямоугольный потенциальный барьер ширины a , если $V=V_0$ при $0 \leq x \leq a$, $V=0$ при $x \leq 0$, $x \geq a$, как отношения соответствующих плотностей токов.

105. Рассмотреть поведение частицы в потенциальном поле

$$V = \begin{cases} \infty & \text{при } x \leq 0, \\ 0 & \text{при } 0 \leq x \leq a \text{ и } x \geq b, \\ V_0 & \text{при } a \leq x \leq b. \end{cases}$$

Ограничиться случаем $E < V_0$. Исследовать ψ -функцию, когда ее амплитуда во внутренней области ($0 \leq x \leq a$) гораздо меньше, чем во внешней ($x \geq b$).

106. Вычислить коэффициент прохождения и плотность тока, обусловленного выходом электронов из металла, к которому приложено постоянное электрическое поле напряженностью E . Граница металла расположена при $x=0$.

107. Постоянная α -распада λ и коэффициент прозрачности барьера D связаны соотношением $\lambda = nD$. Вычислить λ , если модель потенциала задается следующим образом: $V = -V_0$ при $r < r_0$ и $V = \frac{2Ze^2}{r}$ при $r \geq r_0$. Принять, что $r_0 \ll \ll 2Ze^2/E$. Множитель $n \sim v_i/r_0$ (v_i — скорость частицы внутри ядра, r_0 — радиус ядра) характеризует число ударов частиц о стенки ядра за единицу времени.

Частица в магнитном поле. Спин

108. Определить уровни энергии свободного электрона в однородном магнитном поле с индукцией B , направленной по оси Oz .

109. Показать, что замена в волновом уравнении квантовой механики вектора-потенциала $\mathbf{A}$ и скалярного потенциала φ на $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla f$ и $\varphi' = \varphi - \frac{\partial f}{\partial t}$, приводит к несущественному изменению Ψ -функции.

110. Составить вектор плотности тока для частицы в магнитном поле.

111. Доказать, что вектор плотности тока $\mathbf{j}$, определенный в задаче 110, не меняется при замене, приведенной в задаче 109.

112. Произвести каноническое преобразование $\psi = \hat{S}\varphi$,

$$\text{где } \hat{S} = \exp \left[\frac{i}{\hbar} \sum_k e_k (\mathbf{r}_k \mathbf{A}(t, 0)) \right], \text{ в уравнении } i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[\sum_k \frac{(\mathbf{p}_k - e_k \mathbf{A}(t, \mathbf{r}_k))^2}{2m_k} + V \right] \Psi.$$

Считая, что размеры атома гораздо меньше длины волны электромагнитного излучения, разложить вектор-потенциал в ряд $\mathbf{A}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{A}(t, 0) + (\mathbf{r} \nabla) \mathbf{A}(t, 0)$ и получить уравнение для функции φ .

113. Доказать, что операторы $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$, $\hat{\sigma}_z$, определяемые равенствами $\hat{\sigma}_x \alpha = \beta$, $\hat{\sigma}_y \alpha = i\beta$, $\hat{\sigma}_z \alpha = \alpha$, $\hat{\sigma}_x \beta = \alpha$, $\hat{\sigma}_y \beta = -i\alpha$, $\hat{\sigma}_z \beta = -\beta$, удовлетворяют тем же соотношениям, что и матрицы Паули.

114. Составить оператор $\frac{d\hat{\sigma}_x}{dt}$, используя $\hat{H}$ для частицы со спином $\hbar/2$, помещенной в магнитное поле с индукцией B .

115. Найти собственные функции и собственные значения операторов $\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ и $\hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$.

116. Вычислить квадрат проекции спина $\hbar/2$ на произвольное направление.

117. Проверить равенство $(\hat{\sigma} \hat{\mathbf{A}})(\hat{\sigma} \hat{\mathbf{B}}) = (\hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{B}}) + i\hat{\sigma} [\hat{\mathbf{A}} \times \hat{\mathbf{B}}]$, где $\hat{\sigma}$ — вектор, составляющими которого являются матрицы Паули $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$, $\hat{\sigma}_z$.

118. Доказать, что операторы $\hat{\sigma}_+ = (\hat{\sigma}_x + i\hat{\sigma}_y)/2$ и $\hat{\sigma}_- = (\hat{\sigma}_x - i\hat{\sigma}_y)/2$ являются эрмитово сопряженными. Найти для них коммутационные соотношения друг с другом, с $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$, $\hat{\sigma}_z$ и определить $\hat{\sigma}_+^2$ и $\hat{\sigma}_-^2$.

119. Для матриц Паули доказать справедливость равенств: а) $\sin(\hat{\sigma}_x \varphi) = \hat{\sigma}_x \sin \varphi$; б) $\cos(\hat{\sigma}_z \varphi) = \cos \varphi$; в) $e^{i\hat{\sigma}_y \varphi} = \cos \varphi + i\hat{\sigma}_y \sin \varphi$; г) $e^{i\hat{\sigma}_z \varphi} e^{-i\hat{\sigma}_z \varphi} = e^{2i\hat{\sigma}_z \varphi} \hat{\sigma}_y$.

120. Доказать, что для операторов $\hat{\sigma}_+$ и $\hat{\sigma}_-$, определенных в задаче 118, при любом целом n справедливо равенство $(\hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_-)^n = \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_-$.

121. Переход к новому представлению осуществляется с помощью оператора $\hat{S} = e^{-i\hat{\sigma}_z \varphi/2}$, т. е. $\Psi' = \hat{S}\Psi$. Найти в новом представлении операторы $\hat{A}'$ и $\hat{B}'$, если в прежнем представлении они равны: $\hat{A} = \hat{\sigma}_x \sin \varphi + \hat{\sigma}_y \cos \varphi$; $\hat{B} = \hat{\sigma}_x \cos \varphi - \hat{\sigma}_y \sin \varphi$.

122. Для системы двух слабо взаимодействующих различных частиц n и p со спином $\hbar/2$ найти собственные функции составляющей $\hat{S}_z$ и квадрата вектора суммарного спина $\hat{S}^2$, если $\hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{S}}_n + \hat{\mathbf{S}}_p$. Определить соответствующие собственные значения операторов $\hat{S}_z$ и $\hat{S}^2$.

123. Вычислить скалярное произведение спинов двух частиц в триплетном и синглетном состояниях. Спин каждой частицы $\hbar/2$.

124. Показать, что оператор $(\hat{\sigma}_n \hat{\sigma}_p)^k$ можно линейно выразить через $(\hat{\sigma}_n \hat{\sigma}_p)$.

125. Определить уровни энергии и волновые функции частицы со спином $S=1$ (в единицах $\hbar$), если гамильтониан $\hat{H} = A\hat{S}_x^2 + B\hat{S}_y^2 + C\hat{S}_z^2$, где A, B, C — постоянные.

126. Электрон движется в направлении оси Oy в однородном магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}$, параллельной оси Oz . Спин электрона параллелен $\mathbf{B}$. В момент $t=0$ при $y=0$ он попадает в дополнительное однородное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B}'$, направленной вдоль оси Ox . Определить вероятность того, что при выходе из дополнительного поля в момент времени t в точке $y=l$ направление спина электрона будет обратно первоначальному.

Приближенные методы решения квантово-механических задач

127. Применяя стационарную теорию возмущений, найти в первом и втором приближениях уровни энергии и волновые функции частицы в поле $V(x) = (1/2)m\omega^2 x^2 + \varepsilon_1 x^3 + \varepsilon_2 x^4$ (ангармонический осциллятор).

128. Частица без спина находится в сферически симметричном поле (невозмущенная задача), и уровни ее энергии равны E_{nl} . Применяя теорию возмущений, найти в первом приближении ее энергию и волновую функцию при наличии магнитного поля, направленного по оси Oz .

129. Жесткий плоский ротор помещен в слабое электрическое поле $\mathbf{E}$, направленное по оси Ox . Заряд частицы равен e ; расстояние от начала координат a . Вычислить поправки к энергии ротора в первом и втором приближениях.

130. Найти поправки к энергии и волновой функции электрона в периодическом поле $V(\mathbf{r})$, считая это поле возмущением. Постоянная решетки равна a . Рассмотреть случай равенства двух уровней невозмущенной задачи $E_k = E_{k+2\pi g}$, где $\mathbf{g}$ — вектор обратной решетки, $(\mathbf{g} \cdot \mathbf{a}) = n$.

131. Атом водорода помещен в электрическое однородное поле напряженностью $\mathbf{E}$, направленной по оси Oz . Найти расщепление уровня энергии, отвечающего главному квантовому числу $n=2$.

132. Показать, что для атомов первой группы, у которых уровни энергии E_{nl} определяются числами n и l , линейный эффект Штарка отсутствует. (Эффект Штарка — расщепление линий во внешнем однородном электрическом поле.)

133. Рассмотреть эффект Штарка в водороде (вычислить расщепление n -го уровня в электрическом поле напряженностью $\mathbf{E}$, направленной по оси Oz), при этом использовать решение невозмущенной задачи в параболических координатах.

134. С помощью теории возмущений вычислить поправки первого приближения к основному и первому возбужденному уровням водородоподобного (с зарядом Ze) атома, если считать ядро равномерно заряженной сферой радиуса r_0 .

135. Система, стационарные состояния которой описываются функциями Ψ_0 и Ψ_1 , находится в состоянии Ψ_0 . В момент времени $t=0$ включается возмущение, не зависящее от времени. Определить зависимость от времени функции $\Psi(t)$, описывающей возмущенную систему.

136. Показать, что если не зависящее от времени возмущение $W(\mathbf{r})$ включено на промежутке $0 \leq t \leq \tau$, а в остальное время $W=0$, то вероятность перехода из состояния n в состояние k равна $(2\pi/\hbar) |\langle n | W | k \rangle|^2 \tau \delta(E_n - E_k)$.

137. Вычислить вероятность ионизации водородоподобного атома плоской монохроматической волной, вектор-потенциал которой имеет составляющие $A_x = A \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})$, $A_y = 0$, $A_z = 0$. До включения возмущения электрон находится в $1s$ -состоянии вблизи ядра Ze ; в конечном состоянии его можно считать свободным.

138. Две тождественные частицы находятся во внешнем поле $V(\mathbf{r})$. Кроме того, между ними существует взаимодействие $\hat{H}_{12}$. Пусть решение уравнения Шредингера для одной частицы найдено. Построить решение для системы двух частиц.

139. На основе решения задачи 138 рассмотреть изменение во времени вероятности того, что обе частицы останутся в первоначальном состоянии, если в начальный момент ($t=0$) они находились в r -м (первая) и s -м (вторая) состояниях одночастичного гамильтониана. Определить время, которое понадобится для того, чтобы они обменялись состояниями.

140. Применением прямого вариационного метода найти нижайший уровень трехмерного осциллятора, если $\varphi = A(1 + \alpha r)e^{-\alpha r}$ — приближенная функция.

141. Решить прямым вариационным методом задачу дейтерона. Взаимодействие между протоном и нейтроном задается как $V(r) = -Ae^{-r/a}$. В качестве приближенной функции взять $\varphi = Be^{-\alpha r/(2a)}$.

142. Сравнить энергию основного состояния электрона в атоме водорода E_0 , вычисленную вариационным методом с использованием двух приближенных функций: 1) $\varphi_1 = A(1 + \alpha r)e^{-\alpha r}$; 2) $\varphi_2 = Be^{-\alpha r^2/2}$.

143. Вычислить ионизационный потенциал основного состояния атома гелия, использовать при этом метод теории возмущений и варьировать постоянную s , характеризующую экранировку. В невозмущенной задаче положить энергию взаимодействия каждого электрона с ядром равной $-(2-s)e^2/r$, включив компенсирующий член $\frac{se^2}{r_1} + \frac{se^2}{r_2}$ в энергию возмущения.

144. Рассмотреть упругое рассеяние частиц некоторым центром, при этом считать их взаимодействие с этим центром $V(r)$ малым возмущением. Составить дифференциальное поперечное сечение рассеяния, если оно определяется как отношение потока частиц сквозь элемент площади dS , находящийся на большом расстоянии от центра, к плотности тока падающих частиц: $q d\Omega = |j_{\text{рас}} dS| / |j_{\text{пад}}|$.

145. Использовать результат задачи 144 и вычислить дифференциальное поперечное сечение рассеяния частиц кулоновским полем (формула Резерфорда).

146. Определить дифференциальное поперечное сечение упругого рассеяния положительно заряженных (заряд e_1) частиц атомом. Атом рассматривать как неподвижный центр с зарядом Ze , окруженный отрицательно заряженным непрерывным облаком, плотность которого равна $-er(r)$. Вычислить $q d\Omega$ для $\rho = \rho_0 e^{-r/a}$.

147. Вычислить дифференциальное и полное поперечные сечения упругого рассеяния частиц полем $V = \frac{A}{r} e^{-\kappa r}$.

148. Найти релятивистскую поправку к выражению вероятности рассеяния свободного электрона полем $V(r)$; считать, что значения спина электрона в начальном и конечном состояниях безразличны.

“Nazariy fizika” (Kvant mexanikasi) fani bo'yicha nazarot savollari

Fan boyicha 4 Joriy nazorat, 2 Oraliq nazorat va 1 Yakuniy nazorat olinadi.

1 -joriy nazorat uchun savollar

1. Kvant mexanikasi qanday predmet va u nimani o'rganadi?
2. Kvant mexanikasi predmeti fizika kursida qanday o'rin tutadi?
3. Kvant mexanikasi qanday usullar (metodlar)dan foydalanadi?
4. Mikroob'ektlarning xossalarini tavsiflashda klassik fizikaning qanday zaif tomonlari mavjud?
5. Absolyut qora jism deb qanday jismga aytiladi?
6. Kulrang jism deb nimaga aytiladi?
7. Absolyut qora jismning modeli sifatida nimani misol keltira olasiz?
8. Nurlanish deb nimaga aytiladi?
9. Kvant mexanikasining qanday eksperimental asoslarini bilasiz?
10. Issiqlik nurlanishi deb nimaga aytiladi?
11. Jism yorqinligi deb nimaga aytiladi?
12. Jismning nurlanuvchanlik qobiliyati (r) deb nimaga aytiladi?
13. Jismning nurlanishni yutish qobiliyati (a) deb nimaga aytiladi?
14. Kirxgoff qonunini ifodalovchi $r/a=f(\omega,T)$ formulani qanday talaffuz etamiz?
15. Nurlanish energiyasining zichligi deb nimaga aytiladi?
16. Stefan-Boltsman qonunini ifodalovchi $R^*=\sigma T^4$ formulani qanday talaffuz etamiz?
17. Vin qonunini ifodalovchi $\lambda_m T=b$ formulani qanday talaffuz etamiz?
18. Reley-Jins formulasi qanday yoziladi?
19. Turg'un to'lqin deganda nimani tushunasiz?
20. Tebranishlar modasi soni deb nimaga aytiladi?
21. Ultrabinafsha falokati (holakat) ning mohiyati nimadan iborat?
22. Enyergiya kvanti deb nimaga aytiladi?
23. $E=h\nu$ formulani birinchi bo'lib kim taklif etgan?
24. Plank doimiysining son qiymati nimaga teng? O'lcham birligichi?.
25. Plank interpolatsion formulasi qanday yoziladi?
26. To'lqin deb nimaga aytiladi?
27. Monoxromatik to'lqin deb nimaga aytiladi?
28. Yassi to'lqin deb nimaga aytiladi?
29. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'lqin qanday tarqaladi?
30. To'lqinlar superpozitsiyasi deganda nimani tushunasiz?
31. To'lqinning fazaviy va gruppaviy tezliklari deb nimaga aytiladi?
32. To'lqin paketi deb nimaga aytiladi?
33. Mikroob'ektlarning qanday o'zgacha xossalari mavjud?
34. To'lqin va zarra dualizmi qanday hodisalarda kuzatiladi?
35. Fotoeffekt deb nimaga aytiladi?
36. Fotoeffekt hodisasini dastlab qaysi olimlar va qachon o'rganishgan?
37. Fotoeffekt hodisasining qanday qonuniyatlarini bilasiz?
38. Fotoeffektning qizil chegarasi deb nimaga aytiladi?
39. Fotoeffekt hodisasi kim tomonidan tushuntirildi?
40. Kompton effekt den nimaga aytiladi?
41. Kompton effektida rentgen nurlari nimada sochiladi?
42. Kompton effektida sochilgan nurlaning to'lqin uzunligi ortadimi yoki kamayadimi?
43. Rentgen nurlanishi deb qanday nurlanishga aytamiz?
44. Rentgen nurlari qay tarzda nujudga keladi?
45. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi deb nimaga aytiladi?
46. Mozli qonunining mohiyati nimadan iborat?
47. Lui-de Broyl farazi (gipoteza) qanday edi?
48. Lui-de Broyl farazi (gipotezasi)ni qanday tajribalar tasdiqlaydi?
49. Devison-Jermer tajribasida nima kuzatildi va nimalar o'z isbotini topdi?
50. Bote tajribasida nima kuzatildi va nimalar o'z isbotini topdi?

51. Fizikaviy miqdorlar qiymatlarining o'zgarishi qanday bo'lishi mumkin? Ular diskret ravishda o'zgarishi mumkinmi?
52. Geyzenbergning noaniqlik munosabati nimani tavsiflaydi?
53. Mikrozarra biror holatda bo'lishi qanday tavsif (xarakter)ga ega?
54. Kvant mexanikasida mikroob'ektlarning holatlari qanday tavsiflanadi?
55. Kvant mexanikada mikroob'ekt qanday holatlarda bo'lishi mumkin?
56. Kvant mexanikada mikroob'ektning holati qanday va nima orqali tavsiflanadi?
57. To'lqin funktsiya nima? Uning ma'nosi bormi? U qanday talqin qilinadi?
58. To'lqin funktsiyaning statistik talqini kim tomonidan va nechanchi yili berilgan?
59. To'lqin funktsiyalar uchun Superpositsiya prinsipi bajariladimi?
60. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklar qanday tavsiflanadi?
61. Operator deb nimaga aytiladi? Uning vazifasi nimadan iborat?
62. Qanday operatorlarni bilasiz?
63. Kvant mexanikasida qanday operatorlar ishlatiladi?
64. Chiziqli operator deb nimaga aytamiz?
65. O'zaro-qo'shma (Ermit) operatorlar deb qanday operatorlarga aytiladi?
66. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari qanday ma'no kasb etadilar?
67. Kuzatiladigan uziksiz kattaliklarning o'rtacha qiymatlari qanday topiladi?
68. Kuzatiladigan diskret kattaliklarning o'rtacha qiymatlari qanday topiladi?
69. Operatorlarning kommutatori deb nimaga aytiladi?
70. Operatorlar uchun Geyzenbergning noaniqlik munosabati qanday yoziladi?

2 - joriy nazorat uchun variantli savollar

1. Qanday sharoitlarda kattaliklar bir vaqtda aniqlanishi (o'lchanishi) mumkin?
2. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari dekart koordinatalar sistemasida qanday yoziladi?
3. Impuls momentlari operatori va uning z-o'qiga proektsiyasi sferik koordinatalar sistemasida qanday yoziladi?
4. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani qanday yoziladi?
5. Sababiyat prinsipi deganda nimani tushunasiz?
6. Shryodinger tenglamasi nimani tavsiflaydi?
7. Ehtimollar zichligining uzuksizlik tenglamasini qaysi tenglamadan keltirib chiqarish mumkin?
8. Klassik mexanika qanday shart-sharoitda kvant mexanikasining xususiy holi bo'ladi?
9. Puasson qavslari deb nimaga aytiladi?
10. Saqlanish qonunlarining fazo va vaqtning simmetriyalariga bog'liqmi?
11. Energiyaning saqlanish qonuni vaqtning qanday xossasi bilan bog'liq?
12. Vaqtning bir jinsligi deb nimaga aytiladi?
13. Harakat miqdorining saqlanish qonuni fazoning qanday xossasi bilan bog'liq?
14. Fazoning bir jinsligi deb nimaga aytiladi?
15. Impuls momentining saqlanish qonuni fazoning qanday xossasi bilan bog'liq?
16. Fazoning izotropligi deb nimaga aytiladi?
17. Shryodingerning statsionar (barqaror) tenglamasi qanday yoziladi?
18. Shryodingerning nostatsionar (nobarqaror) tenglamasi qanday yoziladi?
19. Statsionar (barqaror) holatlar qanday xossalarga ega?
20. Erkin zarraning to'lqin funktsiyasi qay shaklda yoziladi?
21. Potentsial o'radagi zarraning Hamiltoniani qanday yoziladi?
22. Potentsial o'radagi zarraning to'lqin funktsiyasi qanday yoziladi?
23. Zarraning potentsial to'siq (bar'er) dan o'tishi nima deb ataladi?
24. Tunnel effektining mohiyati nimadan iborat?
25. Ostsillator deb nimaga aytiladi?
26. Garmonik ostsillator deb nimaga aytiladi?
27. Chiziqli garmonik ostsillator deb nimaga aytiladi?
28. Chiziqli garmonik ostsillatori energiyasining operatori formulasi qanday yoziladi?
29. Chiziqli garmonik ostsillatori energiyasining operatorining spektri qanday formula bilan ifodalanadi? spektri va to'lqin funktsiyalari.
30. Chiziqli garmonik ostsillatori energiyasining operatorining to'lqin funktsiyasi qanday formula bilan ifodalanadi?
31. Chiziqli garmonik ostsillator masalasida qanday tanlash qoidasi bor?
32. Markaziy simmetrik maydonga qanday maydonlar misol bo'ladi?

33. Markaziy simmetrik maydonda zarra qanday traektorilar bo'yicha harakatlanadi?
34. Markaziy simmetrik maydonda zarraning to'liq energiyasi operatori qanday yoziladi?
35. Orbital moment operatorining qanday xususiy funktsiyalarini bilasiz?
36. Orbital moment operatorining qanday xususiy qiymatlarini bilasiz?
37. Rotator deganda nimani tushunasiz?
38. Shryodingerning radial tenglamasi qanday koordinatalar sistemasida yoziladi?
39. Vodorod atomining spektr chiziqlari?
40. Kvant sonlari nimani tavsiflaydi?
41. Kvant sonlar yordamida holatni qanday tavsiflaydi?
42. Atom qanday tuzulishga ega?
43. Kimyoviy elementlarning davriy sistemasini kim kashf qilgan?
44. Nima uchun klassik fizika qonunlaricha Atom barqaror bo'la olmaydi?
45. Qadim zamonlarda atom haqida qanday tasavvurlar bor edi?
46. Atomning tadqiq etilishi bosqichlari to'g'risida nimalarni bilasiz?
47. Tomson modeliga ko'ra atom tuzulishi qanday?
48. Nagasoa modeliga ko'ra atom tuzulishi qanday?
49. Rezerford tajribasining mohiyati nimadan iborat?
50. Rezerford tajribasi atom tuzulishida qanday yangi fikrning paydo bo'lishiga olib keldi?
51. Rezerford tajribasida qanday zarralarning nimada sochilishi o'rganildi?
52. Bor modelida atom tuzulishi qanday?
53. Atomning yadroviy planetar modelini kim va qachon taklif qilgan?
54. Atomning barqarorligini taminlash uchun Nils Bor nima "qilishga majbur bo'ldi"?
55. Postulat so'zining lug'aviy ma'nosi nima?
56. Borning qanday postulatlari bor?
57. Vodorod atomining birinchi nazariyasini kim yaratdi?
58. Vodorod atomining holatlari, jumladan uning energiyasi, diskret ravishda o'zgarishini birinchi bo'lib kim ko'rsatib berdi?
59. Energetik sathlar diagrammasi deganda nimani tushunasiz?
60. Bor postulatlari kimlar tomonidan tasdiqlandi?
61. Frank-Gerts tajribasining mohiyati nimadan iborat?
62. Vodorod atomining qanday spektr seriyalarini bilasiz?
63. Vodorod atomi spektridagi Balmer seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
64. Vodorod atomi spektridagi Layman seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
65. Vodorod atomi spektridagi Pashen seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
66. Vodorod atomi spektridagi Pfund seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
67. Balmerning umumlashgan formulalasi qanday yoziladi?
68. Ridberg-Rits kombinatsion printsiplining mohiyati nimadan iborat?
69. Ridberg doimiysining ma'nosi nima?
70. Bor nazariyasining kamchiliklari nimada?

3 - oraliq nazorat uchun variantli savollar

1. Spektr chizig'ining dublet strukturasi deganda nimani tushunasiz?
2. Elektronning spini bu nima?
3. Shtern-Gerlax tajribasining mohiyati nimadan iborat? Unda nima kuzatildi?
4. Shtern-Gerlax tajribasi qanday tushuntiriladi?
5. Shtern-Gerlax tajribasini tushuntirish uchun qanday yangi go'yni ilgari shurish kerak bo'ldi?
6. Elektronning magnit momenti deganda nimani tushunasiz?
7. Elektronning to'liq mexanik momenti va to'liq magnit momentlari qanday hisoblanadi?
8. Elektron va atomning harakat miqdorlari momentlarining qanday turlarini bilasiz?
9. Momentlarni qo'shishda qanday qoidalarga amal qilinadi?
10. Momentlarni qo'shishda qanday bog'lanish turlari farqlanadi?
11. Atomning vektor modeli deganda nimani tushunasiz?

12. Lazer bu nima?
13. Optik kvant generator deganda nimani tushunasiz?
14. Optik aktiv muhit deganda nimani tushunasiz?
15. Spontan nurlanish bu qanday nurlanish?
16. Majburiy nurlanish bu qanday nurlanish?
17. Majburiy va spontan nurlanishlarning nazariyasi kimlar tomonidan yaratilgan?
18. Manfiy harorat deganda nimani tushunasiz?
19. Manfiy haroratli tizimga misol keltira olasizmi?
20. Aynan bir xil zarralar deganda nimani tushunasiz?
21. Aynan bir xil zarralar tizimini o'rganishda qanday statistik taqsimotlar ishlatiladi?
22. Zarralarning aynanlik prinsipi deganda nimani tushunasiz?
23. Zarralarning spini va ularning statistik taqsimoti orsidagi qanday bog'lanish bor?
24. Bozon deb qanday zarraga aytamiz?
25. Fermion deb qanday zarraga aytamiz?
26. Zarralar tizimining simmetrik va antisimmetrik holatlari deganda nimani tushunasiz?
27. Pauli printsipining mohiyati nimadan iborat?
28. Kvant mexanikasida analitik usulda yechim bo'lmaydigan tenglamalarni yechinda qanday usullardan foydalaniladi?
29. G'alayonlanish nazariyasining mohiyati nimadan iborat?
30. Statsionar g'alayonlanish nazariyasi usuli qanday holatlarga tadbiiq etiladi?
31. Nostatsionar g'alayonlanish nazariyasi usuli qanday holatlarga tadbiiq etiladi?
32. Atom bu nima?
33. Molekula bu nima?
34. Atom va molekula bir-biridan nima bilan farq qiladilar?
35. Geliy atomi nimalardan iborat va qanday tuzilgan?
36. Vodorod molekulasini nimadan iborat va qanday tuzilgan?
37. Kimyoviy bog'lanishning tabiati qanday va ularning necha turi mavjud?
38. Ionli bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
39. Kovalent bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
40. Metall bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
41. Vodorodli bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
42. Molekulyar bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
43. Valentlik deganda nimani tushunasiz?
44. Tashqi maydondagi atom o'zini qanday tutadi?
45. Zeeman effekting mohiyati nimadan iborat?
46. Zeeman effekting qanday turlari bor?
47. Zeemanning normal effekti klassik fizikada qanday tushuntiriladi?
48. Zeemanning anomal effekti klassik fizikada qanday tushuntiriladi?
49. Zeemanning normal effekti kvant fizikada qanday tushuntiriladi?
50. Zeemanning anomal effekti kvant fizikada qanday tushuntiriladi?
51. Moddalarning qanday magnit xossalari bilasiz?
52. Moddaning paramagnit (diamagnetik) xossaga egaligini modda tarkibiga kiruvchi atom va molekularning magnitlanish xossasiga ega ekanligi orqali qanday tushuntirish mumkin?
53. Moddaning ferromagnit ekanligi qanday tushuntiriladi?
54. Moddaning antiferromagnit ekanligi qanday tushuntiriladi?
55. Relyativistik kvant mexanikasi haqida qanday tushunchaga egasiz?
56. Atomdagi elektron sathlarining Lamb siljishi nimadan iborat? Bu haqida nima bilasiz?
57. Lamb siljishi qanday tushuntiriladi?
58. Fizikaviy vakuum deganda nimani tassavvur qilasiz? Vakuum bu bo'shliqmi?
59. Olamning ilmiy manzarasi haqida qanday tasavvurga egasiz?

1- oraliq nazorat uchun variantli savollar

- | | |
|-----------|--|
| 1-variant | <ol style="list-style-type: none"> 1. Lui-de Broyl gipotezasi. To'liq-zarra dualizmi. 2. Kuzatiladigan kattaliklarning o'rtacha qiymati. Operatorlarning kommutatorlari. 3. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni. |
| 2- | <ol style="list-style-type: none"> 1. Devison-Jermer tajribasi. |

variant	2. Reley-Jins formulasi.
3-variant	3. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari. 1. Bote tajribasi.
4-variant	2. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi. 3. Vinning siljish qonuni.
5-variant	1. Fotoeffekt 2. Mikroob'ekylar holatlarining tavsifi. To'lqin funktsiya va uning ma'nosi. Superpositsiya prinsipi. 3. Stefan-Bolstman qonuni.
6-variant	1. Kompton effekti. 2. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani. 3. Geyzenberg noaniqlik munosabati.
7-variant	1. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi. 2. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'lqin. To'lqinlar superpozitsiyasi. Fazaviy va gruppaviy tezlik. To'lqin paketi. 3. Plankning interpolyatsion formulasi.
8-variant	1. Turg'un to'lqin. Tebranishlar modasi soni. Ultrabinafsha Halokati. 2. Fizikaviy kattaliklar qiymatlarining diskretligi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Mikroozarra hossalarning ehtimoliy xarakterga egaligi. 3. Kompton effekti.
9-variant	1. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi. 2. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi. 3. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni.
10-variant	1. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Kattaliklarning bir vaqtda aniqlanish (o'lchanish) shartlari. 2. Bote tajribasi. 3. Stefan-Boltsman qonuni.
11-variant	1. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani. 2. Plankning interpolyatsion formulasi. 3. Fazaviy va gruppaviy tezliklar.
12-variant	1. Mikroob'ektlarning xossalari tavsiflashda klassik fizikaning zaifligi. 2. Vinning siljish qonuni. 3. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari.
13-variant	1. Mikroob'ekylar holatlarining tavsifi. To'lqin funktsiya va uning ma'nosi. 2. Fotoeffekt qonunlari. 3. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani.
14-variant	1. Lui-de Broyl gipotezasi. To'lqin-zarra dualizmi. 2. Kuzatiladigan kattaliklarning o'rtacha qiymati. Operatorlarning kommutatorlari. 3. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni.
15-variant	1. Lui-de Broyl gipotezasi. To'lqin-zarra dualizmi. 2. Kuzatiladigan kattaliklarning o'rtacha qiymati. Operatorlarning kommutatorlari. 3. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni.
16-variant	1. Devison-Jermer tajribasi. 2. Reley-Jins formulasi. 3. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari.
17-variant	1. Bote tajribasi. 2. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi. 3. Vinning siljish qonuni.
18-variant	1. Fotoeffekt. 2. Mikroob'ekylar holatlarining tavsifi. To'lqin funktsiya va uning ma'nosi. Superpositsiya

	prinsipi.
18-variant	3. Stefan-Bolstman qonuni. 1. Kompton effekti. 2. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani. 3. Geyzenberg noaniqlik munosabati.
19-variant	1. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi. 2. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'lqin. To'lqinlar superpozitsiyasi. Fazaviy va gruppaviy tezlik. To'lqin paketi. 3. Plankning interpolatsion formulasi.
20-variant	1. Turg'un to'lqin. Tebranishlar modasi soni. Ultrabinafsha Halokati. 2. Fizikaviy kattaliklar qiymatlarining diskretligi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Mikrozarra hossalarning ehtimoliy xarakterga egaligi. 3. Kompton effekti.
21-variant	1. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi. 2. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi. 3. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni.
22-variant	1. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Kattaliklarning bir vaqtda aniqlanish (o'lchanish) shartlari. 2. Bote tajribasi. 3. Stefan-Boltsman qonuni.
23-variant	1. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani. 2. Plankning interpolatsion formulasi. 3. Fazaviy va gruppaviy tezliklar.
24-variant	1. Mikroob'ektlarning xossalari tavsiflashda klassik fizikaning zaifligi. 2. Vinning siljish qonuni. 3. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari.
25-variant	1. Mikroob'ekylar holatlarining tavsifi. To'lqin funktsiya va uning ma'nosi. 2. Fotoeffekt qonunlari. 3. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani.
26-variant	1. Lui-de Broyl gipotezasi. To'lqin-zarra dualizmi. 2. Kuzatiladigan kattaliklarning o'rtacha qiymati. Operatorlarning kommutatorlari. 3. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni.

2- oraliq nazorat uchun variantli savollar

1-variant	1. Potentsial o'radagi zarra. 2. Stefan-Boltsman qonuni. 3. Absolyut qora jismning harorati qanday bo'lganda, uning energetik ravshanligi 10 kWt/m^2 bo'ladi?
2-variant	1. Zarraning potentsial to'siqdan o'tishi. 2. Reley-Jins formulasi. 3. Manbadan chiqayotgan nurlanish energiyasi oqimi 34 Wt. Agar manba sirtining maydoni 6 sm^2 bo'lsa, uning harorati nimaga teng?
3-variant	1. Vodorodsimon atomlarning spektrlari. Tanlash qoidasi. 2. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi. 3. Absolyut qora jism deb hisoblasa bo'ladigan yulduz sirtining harorati 6000 K bo'lsa, uning nurlanishi spektr zichligining maksimumi qanday to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi?
4-variant	1. Impuls momenti operatorini sferik koordinatalar sistemasida yozilishi. (Keltirib chiqarish) 2. Bor postulatlar. 3. Natriy uchun fotoeffektning qizil chegarasi 5000 Å to'lqin uzunligiga mos kelsa, fotoelektronlarning natriydan chiqish ishini aniqlang..
5-	1. Shtern-Gerlax tajribasi. Spin.

variant	2. Chiziqli garmonik ostsillator.
	3. Ruxdan yasalgan plastinkaga 2000 Å to'liq uzunlikga ega monoxromatik nurlanish tushmoqda. Fotoelektronlarning maksimal tezligi topilsin.
6-variant	1. Rentgen nurlanishning qisqa to'liq chegarasi.
	2. Kvant sonlari va ular yordamida holatlarini tavsiflash. Xund qoidasi.
	3. 200 Mm/s tezlik bilan harakatlanayotgan elektronning de Broyl to'liq uzunligini toping. Relyativistik effect hisobga olinsin.
7-variant	1. Saqlanish qonunlarining fazo va vaqt xossalriga bog'liqligi.
	2. Kompton effekti.
	3. 400 keV energiyaga ega foton erkin elektrondan 90° burchak ostida sochiladi. Sochilgan foton energiyasi va tepki elektronning kinetic energiyasini toping.
8-variant	1. Zeeman effekti.
	2. Issiqlik nurlanishi. Kirxgoff qonuni
	3. Rentgen trubkasi 1 MV kuchlanishda ishlaydi. Trubkada hosil bo'ladigan rentgen nurlarining eng qisqa to'liq uzunligi qanday?
9-variant	1. Kvant holatning juftligi. Juftlik operatori va uning xususiy qiymatlari.shartlari.
	2. Bote tajribasi.
	3. $\hat{A} = x^2 \frac{d}{dx}$ va $\hat{B} = x \frac{d}{dx}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang.
10-variant	1. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani.
	2. Ritsning kombinatsion printsipi.
	3. $\hat{A} = x^2 \frac{d^2}{dx^2}$ va $\hat{B} = x^3 \frac{d^2}{dx^2}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang.
11-variant	1. Spektrlarning dublet strukturasi. Spin.
	2. Vinning siljish qonuni.
	3. $\hat{A} = x \frac{d}{dx}$ va $\hat{B} = xe^x \frac{d}{dx}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang.
12-variant	1. Aynan bir xil zarralar sistemasi. Bozonlar va fermionlar. Pauli printsipi.
	2. Fotoeffekt qonunlari.
	3. $\hat{A} = \sin x \frac{d}{dx}$ va $\hat{B} = \cos x \frac{d}{dx}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang.
13-variant	1. Giromagnit munosabat: orbital harakat uchun va xususiy momentlar uchun.
	2. Lui-de Broyl gipotezasi. To'liq-zarra dualizmi.
	3. $\hat{A} = (x^2 - 1) \frac{d}{dx}$ va $\hat{B} = x(\frac{d}{dx} - 1)$ bo'lsa, $\{\hat{A}, \hat{B}\}$ ni hisoblang.
14-variant	1. Elektronning to'liq mexanik va magnit momentlari. Momentlarni qo'shish.
	2. Kuzatiladigan kattaliklarning o'rtacha qiymati. Operatorlarning kommutatorlari.
	3. $\hat{A} = x^2(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d}{dx})$ va $\hat{B} = (x^2 - 1)\frac{d^2}{dx^2}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang.
15-variant	1. G'alayonlanish nazariyasi: aynimagan holat uchun.
	2. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari
	3. $\psi = \exp(-\alpha x)$ bo'lsa, $\langle x \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < x < +\infty$ ni hisoblang.
16-variant	1. Vodorod atomi.
	2. Bote tajribasi.
	3. $\psi = \exp(-\alpha x)$ bo'lsa, $\langle x^2 \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < x < +\infty$ ni hisoblang.
17-variant	1. Optik kvant generatorlar. Lazerlar.
	2. Plnakning interpolyatsion formulasi.
	3. $\psi = \exp(-\alpha x)$ bo'lsa, $\langle p_x^2 \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < x < +\infty$ ni hisoblang.
18-variant	1. Geliy atomi.
	2. Geyzenberg noaniqlik munosabati.

- 19-variant
3. $\psi = N \exp(-\alpha r)$ bo'lsa, $\langle N \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < r < +\infty$ ni hisoblang.
 1. Kimyoviy bog'lanishlarning turlari. Valentlik.
 2. To'lqin funktsiyaga qo'yiladigan talablar.
 3. $\hat{A} = \sin x \frac{d}{dx}$ va $\hat{B} = \cos x \frac{d}{dx}$ bo'lsa, $\{\hat{A}, \hat{B}\}$ ni hisoblang.
- 20-variant
1. Elektronning to'liq mexanik va magnit momentlari. Momentlarni qo'shish.
 2. Fizikaviy kattaliklar qiymatlarining diskretligi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Mikrozarra hossalarning ehtimoliy xarakterga egaligi.
 3. $\psi = \exp(-\alpha x)$ bo'lsa, $\langle x \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < x < +\infty$ ni hisoblang.
- 21-variant
1. Potentsial o'radagi zarra.
 2. Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi
 3. $\psi = \exp(-\alpha x)$ bo'lsa, $\langle x \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < x < +\infty$ ni hisoblang.
- 22-variant
1. Zarraning potentsial to'siqdan o'tishi.
 2. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Kattaliklarning bir vaqtda aniqlanish (o'lchanish) shartlari.
 3. $\hat{A} = x \frac{d}{dx}$ va $\hat{B} = x e^x \frac{d}{dx}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang..
- 23-variant
1. Shredinger tenglamasi: nostatsinar va statsionar tenglamalari.
 2. Fazaviy va gruppaviy tezliklar.
 3. $\psi = \exp(-\alpha x)$ bo'lsa, $\langle x^2 \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < x < +\infty$ ni hisoblang.
- 24-variant
1. Vodorod atomining kvant nazariyasi.
 2. Vinning siljish qonuni.
 3. Rentgen trubkasi 1 MV kuchlanishda ishlaydi. Trubkada hosil bo'ladigan rentgen nurlarining eng qisqa to'lqin uzunligi qanday?
- 25-variant
1. Orbital mexanik moment operatori va uning xususiy qiymatlari.
 2. Fotoeffekt qonunlari.
 3. $\hat{A} = x^2 \frac{d^2}{dx^2}$ va $\hat{B} = x^3 \frac{d^2}{dx^2}$ bo'lsa, $[\hat{A}, \hat{B}]$ ni hisoblang.
- 26-variant
1. Kleyn-Gordon tenglamasi.
 2. Frank-Gerts tajribasi
 3. $\psi = N \exp(-\alpha r)$ bo'lsa, $\langle N \rangle$ ni hisoblang. Bunda $0 < r < +\infty$ ni hisoblang.

Yakuniy nazorat variantlari

1-variant

1. Absolyut qora jism nurlanishi qonuniyatlari Tt: absolyut qora jism, nurlanish, nurlanish energiyasi va energiya oqimi va energiya oqimi izchligi, issiqlik nurlanishi, Kirxgoff qonuni, nurlanuvchanlik, nur yutish qobiliyati, Reley-Jins formulasi, Vin formulasi va Vinning siljish qonuni, Plankning interpolatsion formulasi
2. Shredinger tenglamasi. Tt: to'lqin-zarra dualizmi, to'lqin tenglama, operatorlar
3. Pauli printsipli. Tt: ko'p elektronli sistemalar, bozonlar va fermionlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi

2-variant

1. Fotoeffekt. Tt: katod nurlari, Stoletev tajribasi, fotoeffektning qonuniyatlari, foton tushunchasi, Einshteinning fotoeffekt uchun formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi
2. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Tt: Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi.
3. To'lqin funktsiya va uning ma'nosi. Tt: to'lqin funktsiya, to'lqin funktsiya ma'nosi (Maks Born talqini)

3-variant

1. Kompton effekt. Tt: foton, foton impulsi va energiyasi, foton va zarra to'qnashuvi, to'lqin uzunlik va uning o'zgarishi
2. Elektron spini. Tt.: Spektrlarning dublet strukturasi. Shtern-Gerlax tajribasi va uning tushuntirilishi. Elektronning to'liq mexanik va magnit momentlari.
3. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Tt.: Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi.

4-variant

1. Plankning interpolatsion formulasi. Tt: absolyut qora jism, muvozanatli issiqlik nurlanish, turg'in to'lqin, tebranish modalari soni, ultrabinafsha falokat, energiya kvanti, Plank doimiysi, Plank formulasi
2. Geyzenberg noaniqlik munosobati. Tt: dinamik o'zgaruvcham miqdorlar va ularning operatorlari, qo'shma o'zgaruvchan miqdorlarning operatorlari orasidaagi munosabat va ularning ma'nosi
3. Frank-Gerts tajribasi. Tt.: Atomning Bor modeli, energiyaning kvantlanishi

5-variant

1. De Broyl gipotezasi. To'lqin-zarra dualizmi Tt: foton xossalari, foton energiyasi va impulsi, yorug'lik bosimi. De Broyl gipotezasi. Devison va Jermer tajribasi, mikrozaralar difraktsiyasi.
2. Garmonik ostsillyator. Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinch holat va uning energiyasi
3. Pauli printsiipi. Tt: ko'p elektronli sistemalar, bozonlar va fermionlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi

6-variant

1. Fotoeffekt Tt: katod nurlari, Stoletev tajribasi, fotoeffektning qonuniyatlari, foton tushunchasi, Einshteinning fotoeffekt uchun formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi
2. Kvant mexanikasining taqribiy usullari (metodlari). Tt.: G'alayonlanish nazariyasi. Statsionar va nostatsionar g'alayonlanish nazariyasi.
3. Kvant sonlari va ular yordamida holatlarni tavsiflash. Tt.: Atom tuzulishi. Mendeleevning kimyoviy elementlari davriy sistemasi.

7-variant

1. Pauli printsiipi. Tt: ko'p elektronli sistemalar, bozonlar va fermionlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi
2. Energiyaning va impulsning kvantlanishi. Tt: energiya va impuls operatorlari, energiyaning tutash va diskret spektri, potentsial o'rada mikrozarra, xususiy holat va funktsiyalar
3. Vodorod atomining spectral seriyalari. Tt: nurlanish spektri, Balmer seriyasi, Pashen seriyasi, Layman seriyasi, Breket seriyasi, Pfund seriyasi, Rits kombinatsion printsiipi

8-variant

1. Optik kvant generatorlar. Tt: nurlanish, spontan va majburiy nurlanish, detallashgan muvozanat printsiipi, Einshtein koeffitsientlari, mazer, lazer, lazer turari va ularning parametrlari,
2. Kvant taqsimoti funktsiyalari. Tt: ko'p zarrali sistemalar, bozonlar va fermionlar, Fermi-Dirak taqsimoti funktsiyasi, Boze-Einsgtein taqsimoti funktsiyasi
3. Tashqi maydondagi atom. Tt.: Zeeman effekti. Moddalarning para- va diamagnetik xossalari atom va molekular xossalari orqali tushuntirish.

9-variant

1. Garmonik ostsillyator. Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinch holat va uning energiyasi
2. Orbital moment operatori. Tt.: Orbital moment operatori ning xususiy funktsiyalari va xususiy qiymatlari. Rotator.

3. Rentgen nurlanishning qisqa to'liq chegarasi. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi

10-variant

1. Kompton effekt. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
2. Erkin zarra to'liq funktsiyasi. Tt. Erkin zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
3. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Tt.: Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi.

11-variant

1. Geyzenberg noaniqlik munosobati. Tt: dinamik o'zgaruvcham miqdorlar va ularning operatorlari, qo'shma o'zgaruvchan midqorlarning operatorlari orasidaagi munosabat va ularning ma'nosi
2. Pauli printsiipi Tt: ko'p zarrali sistemalar, fermionlar va bozonlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi
3. Zarraning potentsial to'siq (bar'er) dan o'tishi. Tunnel effekti. Tt. Potentsial to'siqdan o'tuvchi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.

12-variant

1. Potentsial o'radagi zarra. Tt. Potentsial o'radagi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
2. Garmonik ostsillyator. Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinci holat va uning energiyasi
3. Pauli printsiipi. Tt: ko'p zarrali sistemalar, fermionlar va bozonlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi

13-variant

1. Rentgen nurlanishning qisqa to'liq chegarasi. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
2. Vodorod atomining kvant nazariyasi. Tt.: Shryodinger radial tenglamasi. Vodorod atomi uchun Shryodinger tenglamasi. To'liq funktsiyalar. Energetik spektrlar.
3. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'liq. Tt.: To'liqlar superpozitsiyasi. Fazaviy va gruppaviy tezlik. To'liq paketi.

14-variant

1. Kompton effekt. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
2. Shryodinger tenglamasi Tt: to'liq-zarra dualizmi, to'liq tenglama, operatorlar
3. Potentsial o'radagi zarra. Tt. Potentsial o'radagi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.

15-variant

1. Energiyaning va impulsning kvantlanishi Tt: energiya va impuls operatorlari, energiyaning tutash va diskret spektri, potentsial o'rada mikrozarra, xususiy holat va funktsiyalar
2. Vodorod atomining spectral seriyalari Tt: nurlanish spektri, Balmer seriyasi, Pashen seriyasi, Layman seriyasi, Breket seriyasi, Pfund seriyasi, Rits kombinatsion printsiipi
3. Shryodinger tenglamasi Tt: to'liq-zarra dualizmi, to'liq tenglama, operatorlar

16-variant

1. Garmonik ostsillyator Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinci holat va uning energiyasi
2. Kvant mexanikasining taqribiy usullari (metodlari). Tt.: G'alayonlanish nazariyasi. Statsionar va nostatsionar g'alayonlanish nazariyasi.
3. Fotoeffekt Tt: katod nurlari, Stoletev tajribasi, fotoeffektning qonuniyatlari, foton tushunchasi, Einshteinning fotoeffekt uchun formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi

17-variant

1. Shryodinger tenglamalari. Tt.: Shryodingerning statsionar (barqaror) va nobarqaror (nostatsionar) tenglamalari. Barqaror (statsionar) holatlar va ularning xossalari.
2. Fotoeffekt Tt: katod nurlari, Stoletev tajribasi, fotoeffektning qonuniyatlari, foton tushunchasi, Einshteinning fotoeffekt uchun formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi
3. Potentsial o'radagi zarra. Tt. Potentsial o'radagi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.

18-variant

1. Vodorod atomining Bor nazariyasi Tt: Rezerford tajribasi, vodorod atomining Rezerford modeli, Bor postulatlar, vodorod atomining energetik sathlari
2. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'lqin. Tt.: To'lqinlar superpozitsiyasi. Fazaviy va gruppaviy tezlik. To'lqin paketi.
3. Zarraning potentsial to'siq (bar'er) dan o'tishi. Tunnel effekti. Tt. Potentsial to'siqdan o'tuvchi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.

19-variant

1. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi. Tt: To'lqin-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
2. Pauli printsiipi Tt: ko'p zarrali sistemalar, fermionlar va bozonlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi
3. Garmonik ostsillyator Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinchi holat va uning energiyasi

20-variant

1. Zarraning potentsial to'siq (bar'er) dan o'tishi. Tunnel effekti. Tt. Potentsial to'siqdan o'tuvchi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
2. Pauli printsiipi Tt: ko'p zarrali sistemalar, fermionlar va bozonlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi
3. Vodorod atomining Bor nazariyasi Tt: Rezerford tajribasi, vodorod atomining Rezerford modeli, Bor postulatlar, vodorod atomining energetik sathlari

21-variant

1. Pauli printsiipi. Tt: ko'p zarrali sistemalar, fermionlar va bozonlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi
2. Kompton effekt. Tt: To'lqin-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
3. Zarraning potentsial to'siq (bar'er) dan o'tishi. Tunnel effekti. Tt. Potentsial to'siqdan o'tuvchi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.

22-variant

1. Kvant mexanikasining taqribiy usullari (metodlari). Tt.: G'alayonlanish nazariyasi. Statsionar va nostatsionar g'alayonlanish nazariyasi.
2. Fotoeffekt qonuniyatlari Tt: ultrabinafsha nurlanish, katod nurlanish, fotoeffekt qonunlari, Einshtein formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi
3. Energiyaning va impulsning kvantlanishi. Tt: energiya va impuls operatorlari, energiyaning tutash va diskret spektri, potentsial o'rada mikrozarra, xususiy holat va funktsiyalar

23-variant

1. Energiyaning va impulsning kvantlanishi. Tt: energiya va impuls operatorlari, energiyaning tutash va diskret spektri, potentsial o'rada mikrozarra, xususiy holat va funktsiyalar
2. Rentgen nurlanishning qisqa to'lqin chegarasi. Tt: To'lqin-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi

3. Garmonik ostsillyator. Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinch holat va uning energiyasi

24-variant

1. Shtern va Gerlax tajribasi. Tt: atomning mexanik orbital impuls momenti, atomning orbital magnit momenti, giromagnit munosabat, spin, atom spini
2. Erkin zarra to'liq funktsiyasi. Tt: Erkin zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
3. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'liq. Tt.: To'liqlar superpozitsiyasi. Fazaviy va gruppaviy tezlik. To'liq paketi.

25-variant

1. Potentsial o'radagi zarra. Tt: Potentsial o'radagi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
2. Tashqi maydondagi atom. Tt.: Zeeman effekti. Moddalarning para- va diamagnetik xossalari atom va molekular xossalari orqali tushuntirish.
3. Pauli printsipi. Tt: ko'p zarrali sistemalar, fermionlar va bozonlar, Fermi-Dirak statistikasi va Bose-Einshtein statistikasi, Pauli qoidasi

26-variant

1. Potentsial o'radagi zarra. Tt: Potentsial o'radagi zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
2. Fotoeffekt Tt: katod nurlari, Stoletev tajribasi, fotoeffektning qonuniyatlari, foton tushunchasi, Einshteinning fotoeffekt uchun formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi
3. Orbital moment operatori. Tt.: Orbital moment operatori ning xususiy funktsiyalari va xususiy qiymatlari. Rotator.

27-variant

1. Fotoeffekt Tt: katod nurlari, Stoletev tajribasi, fotoeffektning qonuniyatlari, foton tushunchasi, Einshteinning fotoeffekt uchun formulasi, fotoeffektning qizil chegarasi
2. Shryodinger tenglamalari. Tt.: Shryodingerning statsionar (barqaror) va nobarqaror (nostatsionar) tenglamalari. Barqaror (statsionar) holatlar va ularning xossalari.
3. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'liq. Tt.: To'liqlar superpozitsiyasi. Fazaviy va gruppaviy tezlik. To'liq paketi.

28-variant

1. Kompton effekt. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
2. Erkin zarra to'liq funktsiyasi. Tt: Erkin zarra uchun Sryodinger tenglamasi va uning yechimi.
3. Kvant mexanikasining taqribiy usullari (metodlari). Tt.: G'alayonlanish nazariyasi. Statsionar va nostatsionar g'alayonlanish nazariyasi.

29-variant

1. Garmonik ostsillyator. Tt: garmonik ostsillyator uchun Shryodinger tenglamasi va uning yechimi, energiyaning kvantlanishi, xususiy qiymat va xususiy funktsiya, nolinch holat va uning energiyasi
2. Rentgen nurlanishning qisqa to'liq chegarasi. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi
3. Energiyaning va impulsning kvantlanishi. Tt: energiya va impuls operatorlari, energiyaning tutash va diskret spektri, potentsial o'rada mikrozarra, xususiy holat va funktsiyalar

30-variant

1. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklarni tavsiflash. Tt.: Chiziqli va o'zaro qo'shma (Ermit) operatorlar. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Ularning fizikaviy ma'nosi.
2. Orbital moment operatori. Tt.: Orbital moment operatori ning xususiy funktsiyalari va xususiy qiymatlari. Rotator.
3. Kompton effekt. Tt: To'liq-zarra dualizmi. De-Broyl goyasi va uning tasdiqlanishi

"NAZARIY FIZIKA" (Kvant mexanikasi) fanidan "Umumiy savollar" ro'yxati

1. Kvant mexanikasi qanday predmet va u nimani o'rganadi?
2. Kvant mexanikasi predmeti fizika kursida qanday o'rin tutadi?
3. Kvant mexanikasi qanday usullar (metodlar)dan foydalanadi?
4. Mikroob'ektlarning xossalari tavsiflashda klassik fizikaning qanday zaif tomonlari mavjud?
5. Absolyut qora jism deb qanday jismga aytiladi?
6. Kulrang jism deb nimaga aytiladi?
7. Absolyut qora jismning modeli sifatida nimani misol keltira olasiz?
8. Nurlanish deb nimaga aytiladi?
9. Kvant mexanikasining qanday eksperimental asoslarini bilasiz?
10. Issiqlik nurlanishi deb nimaga aytiladi?
11. Jism yorqinligi deb nimaga aytiladi?
12. Jismning nurlanuvchanlik qobiliyati (r) deb nimaga aytiladi?
13. Jismning nurlanishni yutish qobiliyati (a) deb nimaga aytiladi?
14. Kirxgoff qonunini ifodalovchi $r/a=f(\omega, T)$ formulani qanday talaffuz etamiz?
15. Nurlanish energiyasining zichligi deb nimaga aytiladi?
16. Stefan-Boltsman qonunini ifodalovchi $R^*=\sigma T^4$ formulani qanday talaffuz etamiz?
17. Vin qonunini ifodalovchi $\lambda_m T=b$ formulani qanday talaffuz etamiz?
18. Reley-Jins formulasi qanday yoziladi?
19. Turg'un to'liq deganda nimani tushunasiz?
20. Tebranishlar modasi soni deb nimaga aytiladi?
21. Ultrabinafsha falokati (holakat) ning mohiyati nimadan iborat?
22. Energiya kvanti deb nimaga aytiladi?
23. $E=h\nu$ formulani birinchi bo'lib kim taklif etgan?
24. Plank doimiysining son qiymati nimaga teng? O'lcham birligichi?.
25. Plank interpolatsion formulasi qanday yoziladi?
26. To'liq deb nimaga aytiladi?
27. Monoxromatik to'liq deb nimaga aytiladi?
28. Yassi to'liq deb nimaga aytiladi?
29. Bir jinsli muhitda yassi monoxromatik to'liq qanday tarqaladi?
30. To'liqlar superpozitsiyasi deganda nimani tushunasiz?
31. To'liqning fazaviy va gruppaviy tezliklari deb nimaga aytiladi?
32. To'liq paketi deb nimaga aytiladi?
33. Mikroob'ektlarning qanday o'zgacha xossalari mavjud?
34. To'liq va zarra dualizmi qanday hodisalarda kuzatiladi?
35. Fotoeffekt deb nimaga aytiladi?
36. Fotoeffekt hodisasini dastlab qaysi olimlar va qachon o'rganishgan?
37. Fotoeffekt hodisasining qanday qonuniyatlarini bilasiz?
38. Fotoeffektning qizil chegarasi deb nimaga aytiladi?
39. Fotoeffekt hodisasi kim tomonidan tushuntirildi?
40. Kompton effekt den nimaga aytiladi?
41. Kompton effektida rentgen nurlari nimada sochiladi?
42. Kompton effektida sochilgan nurlaning to'liq uzunligi ortadimi yoki kamayadimi?
43. Rentgen nurlanishi deb qanday nurlanishga aytamiz?
44. Rentgen nurlari qay tarzdaujudga keladi?
45. Rentgen nurlanishning qisqa to'liq chegarasi deb nimaga aytiladi?
46. Mozli qonunining mohiyati nimadan iborat?
47. Lui-de Broyl farazi (gipoteza) qanday edi?
48. Lui-de Broyl farazi (gipotezasi)ni qanday tajribalar tasdiqlaydi?
49. Devison-Jermer tajribasida nima kuzatildi va nimalar o'z isbotini topdi?
50. Bote tajribasida nima kuzatildi va nimalar o'z isbotini topdi?
51. Fizikaviy miqdorlar qiymatlarining o'zgarishi qanday bo'lishi mumkin? Ular diskret ravishda o'zgarishi mumkinmi?
52. Geyzenbergning noaniqlik munosabati nimani tavsiflaydi?
53. Mikrozarra biror holatda bo'lishi qanday tavsif (xarakter)ga ega?
54. Kvant mexanikasida mikroob'ektlarning holatlari qanday tavsiflanadi?
55. Kvant mexanikada mikroob'ekt qanday holatlarda bo'lishi mumkin?
56. Kvant mexanikada mikroob'ektning holati qanday va nima orqali tavsiflanadi?
57. To'liq funktsiya nima? Uning ma'nosi bormi? U qanday taldin qilinadi?
58. To'liq funktsiyaning statistik talqini kim tomonidan va nechanchi yili berilgan?

59. To'liq funktsiyalar uchun Superpositsiya prinsipi bajariladimi?
60. Kvant mexanikada kuzatiladigan kattaliklar qanday tavsiflanadi?
61. Operator deb nimaga aytiladi? Uning vazifasi nimadan iborat?
62. Qanday operatorlarni bilasiz?
63. Kvant mexanikasida qanday operatorlar ishlatiladi?
64. Chiziqli operator deb nimaga aytamiz?
65. O'zaro-qo'shma (Ermit) operatorlar deb qanday operatorlarga aytiladi?
66. Ermit operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari qanday ma'no kasb etadilar?
67. Kuzatiladigan uzliksiz kattaliklarning o'rtacha qiymatlari qanday topiladi?
68. Kuzatiladigan diskret kattaliklarning o'rtacha qiymatlari qanday topiladi?
69. Operatorlarning kommutatori deb nimaga aytiladi?
70. Operatorlar uchun Geyzenbergning noaniqlik munosabati qanday yoziladi?
71. Qanday sharoitlarda kattaliklar bir vaqtda aniqlanishi (o'lchanishi) mumkin?
72. Koordinata, energiya, impuls va impuls momentlari operatorlari dekart koordinatalar sistemasida qanday yoziladi?
73. Impuls momentlari operatori va uning z-o'qiga proektsiyasi sferik koordinatalar sistemasida qanday yoziladi?
74. Erkin va tashqi maydon ta'siridagi zarraning gamiltoniani qanday yoziladi?
75. Sababiyat printsipli deganda nimani tushunasiz?
76. Shryodinger tenglamasi nimani tavsiflaydi?
77. Ehtimollar zichligining uzuksizlik tenglamasini qaysi tenglamadan keltirib chiqarish mumkin?
78. Klassik mexanika qanday shart-sharoitda kvant mexanikasining xususiy holi bo'ladi?
79. Puasson qavslari deb nimaga aytiladi?
80. Saqlanish qonunlarining fazo va vaqtning simmetriyalariga bog'liqmi?
81. Energiyaning saqlanish qonuni vaqtning qanday xossasi bilan bog'liq?
82. Vaqtning bir jinsligi deb nimaga aytiladi?
83. Harakat miqdorining saqlanish qonuni fazoning qanday xossasi bilan bog'liq?
84. Fazoning bir jinsligi deb nimaga aytiladi?
85. Impuls momentining saqlanish qonuni fazoning qanday xossasi bilan bog'liq?
86. Fazoning izotropligi deb nimaga aytiladi?
87. Shryodingerning statsionar (barqaror) tenglamasi qanday yoziladi?
88. Shryodingerning nostatsionar (nobarqaror) tenglamasi qanday yoziladi?
89. Statsionar (barqaror) holatlar qanday xossalarga ega?
90. Erkin zarraning to'liq funktsiyasi qay shaklda yoziladi?
91. Potentsial o'radagi zarraning Hamiltoniani qanday yoziladi?
92. Potentsial o'radagi zarraning to'liq funktsiyasi qanday yoziladi?
93. Zarraning potentsial to'siq (bar'er) dan o'tishi nima deb ataladi?
94. Tunnel effektining mohiyati nimadan iborat?
95. Ostsillator deb nimaga aytiladi?
96. Garmonik ostsillator deb nimaga aytiladi?
97. Chiziqli garmonik ostsillator deb nimaga aytiladi?
98. Chiziqli garmonik ostsillatori energiyasining operatori formulasi qanday yoziladi?
99. Chiziqli garmonik ostsillatori energiyasining operatorining spektri qanday formula bilan ifodalanadi? spektri va to'liq funktsiyalari.
100. Chiziqli garmonik ostsillatori energiyasining operatorining to'liq funktsiyasi qanday formula bilan ifodalanadi?
101. Chiziqli garmonik ostsillator masalasida qanday tanlash qoidasi bor?
102. Markaziy simmetrik maydonga qanday maydonlar misol bo'ladi?
103. Markaziy simmetrik maydonda zarra qanday traektorilar bo'yicha harakatlanadi?
104. Markaziy simmetrik maydonda zarraning to'liq energiyasi operatori qanday yoziladi?
105. Orbital moment operatorining qanday xususiy funktsiyalarini bilasiz?
106. Orbital moment operatorining qanday xususiy qiymatlarini bilasiz?
107. Rotator deganda nimani tushunasiz?
108. Shryodingerning radial tenglamasi qanday koordinatalar sistemasida yoziladi?
109. Vodorod atomining spektr chiziqlari?
110. Kvant sonlari nimani tavsiflaydi?
111. Kvant sonlar yordamida holatni qanday tavsiflaydi?
112. Atom qanday tuzulishga ega?

113. Kimyoviy elementlarning davriy sistemasini kim kashf qilgan?
114. Nima uchun klassik fizika qonunlaricha Atom barqaror bo'la olmaydi?
115. Qadim zamonlarda atom haqida qanday tasavvurlar bor edi?
116. Atomning tadqiq etilishi bosqichlari to'g'risida nimalarni bilasiz?
117. Tomson modeliga ko'ra atom tuzulishi qanday?
118. Nagasoa modeliga ko'ra atom tuzulishi qanday?
119. Rezerford tajribasining mohiyati nimadan iborat?
120. Rezerford tajribasi atom tuzulishida qanday yangi fikrning paydo bo'lishiga olib keldi?
121. Rezerford tajribasida qanday zarralarning nimada sochilishi o'rganildi?
122. Bor modelida atom tuzulishi qanday?
123. Atomning yadroviy planetar modelini kim va qachon taklif qilgan?
124. Atomning barqarorligini taminlash uchun Nils Bor nima "qilishga majbur bo'ldi"?
125. Postulat so'zining lug'aviy ma'nosi nima?
126. Borning qanday postulatlari bor?
127. Vodorod atomining birinchi nazariyasini kim yaratdi?
128. Vodorod atomining holatlari, jumladan uning energiyasi, diskret ravishda o'zgarishini birinchi bo'lib kim ko'rsatib berdi?
129. Energetik sathlar diagrammasi deganda nimani tushunasiz?
130. Bor postulatlari kimlar tomonidan tasdiqlandi?
131. Frank-Gerts tajribasining mohiyati nimadan iborat?
132. Vodorod atomining qanday spektr seriyalarini bilasiz?
133. Vodorod atomi spektridagi Balmer seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
134. Vodorod atomi spektridagi Layman seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
135. Vodorod atomi spektridagi Pashen seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
136. Vodorod atomi spektridagi Pfund seriyasi elektronning qanday o'tishlarida kuzatiladi va bunda bosh kvant son qanday o'zgaradi?
137. Balmerning umumlashgan formulalasi qanday yoziladi?
138. Ridberg-Rits kombinatsion printsiplarining mohiyati nimadan iborat?
139. Ridberg doimiysining ma'nosi nima?
140. Bor nazariyasining kamchiliklari nimada?
141. Spektr chizig'ining dublet strukturasi deganda nimani tushunasiz?
142. Elektronning spini bu nima?
143. Shtern-Gerlax tajribasining mohiyati nimadan iborat? Unda nima kuzatildi?
144. Shtern-Gerlax tajribasi qanday tushuntiriladi?
145. Shtern-Gerlax tajribasini tushuntirish uchun qanday yangi go'yani ilgari shurish kerak bo'ldi?
146. Elektronning magnit momenti deganda nimani tushunasiz?
147. Elektronning to'liq mexanik momenti va to'liq magnit momentlari qanday hisoblanadi?
148. Elektron va atomning harakat miqdorlari momentlarining qanday turlarini bilasiz?
149. Momentlarni qo'shishda qanday qoidalarga amal qilinadi?
150. Momentlarni qo'shishda qanday bog'lanish turlari farqlanadi?
151. Atomning vektor modeli deganda nimani tushunasiz?
152. Lazer bu nima?
153. Optik kvant generator deganda nimani tushunasiz?
154. Optik aktiv muhit deganda nimani tushunasiz?
155. Spontan nurlanish bu qanday nurlanish?
156. Majburiy nurlanish bu qanday nurlanish?
157. Majburiy va spontan nurlanishlarning nazariyasi kimlar tomonidan yaratilgan?
158. Manfiy harorat deganda nimani tushunasiz?
159. Manfiy haroratli tizimga misol keltira olasizmi?
160. Aynan bir xil zarralar deganda nimani tushunasiz?
161. Aynan bir xil zarralar tizimini o'rganishda qanday statistik taqsimotlar ishlatiladi?
162. Zarralarning aynanlik printsiplari deganda nimani tushunasiz?
163. Zarralarning spini va ularning statistik taqsimoti orsidagi qanday bog'lanish bor?
164. Bozon deb qanday zarraga aytamiz?

165. Fermion deb qanday zarraga aytamiz?
166. Zarralar tizimining simmetrik va antisimmetrik holatlari deganda nimani tushunasiz?
167. Pauli printsiplarining mohiyati nimadan iborat?
168. Kvant mexanikasida analitik usulda yechim bo'lmaydigan tenglamalarni yechinda qanday usullardan foydalaniladi?
169. G'alayonlanish nazariyasining mohiyati nimadan iborat?
170. Statsionar g'alayonlanish nazariyasi usuli qanday holatlarga tadbiq etiladi?
171. Nostatsionar g'alayonlanish nazariyasi usuli qanday holatlarga tadbiq etiladi?
172. Atom bu nima?
173. Molekula bu nima?
174. Atom va molekula bir-biridan nima bilan farq qiladilar?
175. Geliy atomi nimalardan iborat va qanday tuzilgan?
176. Vodorod molekulasini nimadan iborat va qanday tuzilgan?
177. Kimyoviy bog'lanishning tabiati qanday va ularning necha turi mavjud?
178. Ionli bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
179. Kovalent bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
180. Metallik bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
181. Vodorodli bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
182. Molekulyar bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
183. Valentlik deganda nimani tushunasiz?
184. Tashqi maydondagi atom o'zini qanday tutadi?
185. Zeeman effektining mohiyati nimadan iborat?
186. Zeeman effektining qanday turlari bor?
187. Zeemanning normal effekti klassik fizikada qanday tushuntiriladi?
188. Zeemanning anomal effekti klassik fizikada qanday tushuntiriladi?
189. Zeemanning normal effekti kvant fizikada qanday tushuntiriladi?
190. Zeemanning anomal effekti kvant fizikada qanday tushuntiriladi?
191. Moddalarning qanday magnit xossalari bilasiz?
192. Moddaning paramagnit (diamagnetik) xossaga egaligini modda tarkibiga kiruvchi atom va molekularlarning magnitlanish xossasiga ega ekanligi orqali qanday tushuntirish mumkin?
193. Moddaning ferromagnit ekanligi qanday tushuntiriladi?
194. Moddaning antiferromagnit ekanligi qanday tushuntiriladi?
195. Relyativistik kvant mexanikasi haqida qanday tushunchaga egasiz?
196. Atomdagi elektron sathlarining Lamb siljishi nimadan iborat? Bu haqida nima bilasiz?
197. Lamb siljishi qanday tushuntiriladi?
198. Fizikaviy vakuum deganda nimani tassavvur qilasiz? Vakuum bu bo'shliqmi?
199. Olamning ilmiy manzarasi haqida qanday tasavvurga egasiz?

"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fanidan tavsiya etilgan adabiyotlar ro'yxati

Asosiy adabiyotlar

- A1. M.M.Musaxanov, A.S.Rahmatov. Nazariy fizika kursi, 3- jild Kvant mexanikasi. T.: Tafakkut bo'stoni, 2011
- A2. В.В.Мултановский, А.С.Василевский. Курс теоретической физики: Квантовая механика. М.: Просвещение, 1991
- A3. Г.Х.Хошимов, Р.Я.Расулов, Н.Х. Йўлдошев. Квант механика асослари. Т., «Ўқитувчи», 1995
- A4. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976
- A5. David J.Griffiths. Introduction to quantum mechanics. New Jersey, Prentice Hall, Inc., 1995
- A6. E.Rasulov , U.Begimqulov. Kvant fizikasi, 1- va 2- tomlar, T., "Fan va texnologiya", 2009 y.
- A7. Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. 3- том, Нерелятивистская теория. М.: «Наука»,1989
- A8. А.С.Давыдов. Квантовая механика. М.: Наука, 1973
- A9. А.А. Соколов, Ю.М. Лоскутов, И.М. Тернов. Квантовая механика. М.: Уч.-пед. Издв МП РСФСР, 1962
- A10. И.В.Савельев. Основы теоретической физики. том 2 Квантовая механика, М.: Наука, 1977
- A11. П.С.Парфенов. Квантовая механика. Методическое пособие к практикуму по квантовой физике. - СПб: НИУ ИТМО, 2012. - 133 с.
- A12. Л.Г.Гречко и др. Сборник задач по теоретической физике. М., «Высшая школа». 1984
- A13. G.L.Squires. Problems in quantum mechanics with solutions. Cambridge.: Cambridge University Press, 2002
- A14. И. Е. Иродов. Сборник задач по квантовой физике. Москва. Энергоатомиздат. 1997.

Qo'shimcha adabiyotlar

- Q1. О. Қодиров, А. Бойдедаев. Квант физика. Тошкент. Ўзбекистон Миллий Кутубхонаси. 2005.
- Q2. Э.В.Шпольский. Атомная физика. 1- и 2- том. М.: Наука -1973
- Q3. Д.И.Сивухин. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Том 5, часть 1 и 2. М.: Наука, 1989
- Q4. Э.А.Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. М.: Высшая школа, 1988
- Q5. Л.Л.Голдин, Г.И.Новикова. Введение в квантовую физику. М.: Наука, 1988
- Q6. А.Н.Матвеев. Атомная физика, М.: Высшая школа. 1989 г.
- Q7. И.В.Савельев. Курс общей физики. Том 3. М.: 1989
- Q8. О.Ахмаджанов. Физика курси. 3-том. Т.: «Ўқитувчи», 1987
- Q9. Э.Н. Расулов. У.Ш.Бегимкулов. Ш.Х. Ахмаджанова. Ш.М. Адашбоев. Квант физикадан масалалар тўплами. Электрон ўқув қўлланма. 290 бет. 2005 й ТДПУ порталида: www.pedagog.uz
- Q10. S.Flügge. Practical quantum mechanics. Springer-Verlag (Berlin) - 1994 (З.Флюгге. Задачи по квантовой механики. Т. 1 и 2, Москва "Мир" – 1974)
- Q11. И.Е.Иродов. Сборник задач по атомной и ядерной физике. М.: 1966
- Q12. Э.Расулов ва б. Квант физикасидан масалалар тўплами. Тошкент "Фан" – 2006
- Q13. Р. Бобожонов. А. М. Худайберганов, Г. А. Кочетков. Атом физикасидан масалалар ечиш учун қўлланма. Тошкент. Университет. 1993

**"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fanini o'zlashtirishda foydalanishi mumkin bo'lgan xorijiy
manbalar
(jumladan internet manbalari)**

Xorijda chop etilgan kitoblar

1. J.J.Sakurai, J.Napolitano. Modern quantum mechanics. San-Francisco, Addison Wesley 2011, 570 pages
2. И.Е.Иродов. Квантовая физика. Основные законы. М.: «Лаборатория базовых знаний», 2010
3. Цирельсон В.Г. Квантовая химия. Молекулы, молекулярные системы и твердые тела. М.: Бином 2010. -495с.
4. Барановский В.И. Квантовая механика и квантовая химия: М.: Академия 2008. -384с.
5. D.J.Griffiths. Introduction to quantum mechanics. New Jersey, Pearson Edu.Inc., 2005. 470 pages
6. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. М.: «Лань», 2004
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. 3- том. М.: «Наука» 2004
8. И.Е.Иродов. Задачи по квантовой физике. М.: «Лаборатория базовых знаний», 2002
9. Мултановский В.В., Василевский А.С. Курс теоретической физики: Квантовая механика. - М.: Просвещение ,1991.
10. А.Д.Суханов. Лекции по квантовой физике. Москва, Высшая школа, 1991.
11. Новиков В.В. Практические занятия по курсу теоретической физики /Квантовая механика/. - Брянск: Издательство БГПИ, 1990.
12. Шпольский Э.В. Атомная физика. - М.: Наука, 1984, т. 1,2.
13. В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган. Задачи по квантовой механике. М.: «Наука» 1981
14. Серова Ф.Г., Янкина А.А. Сборник задач по теоретической физике. - М.: Просвещение, 1979.
15. А.С.Давыдов. Квантовая механика. М.: «Наука», 1963
16. В.В.Мултановский, А.С.Василевский. Курс теоретической физики: Квантовая механика. М.: Просвещение, 1991
17. David J.Griffiths. Introduction to quantum mechanics. New Jersey, Prentice Hall, Inc., 1995
18. П.С.Парфенов. Квантовая механика. Методическое пособие к практикуму по квантовой физике. - СПб: НИУ ИТМО, 2012. - 133 с.
19. G.L.Squires. Problems in quantum mechanics with solutions. Cambridge.: Cambridge University Press, 2002
20. И. Е. Иродов. Сборник задач по квантовой физике. Москва. Энергоатомиздат. 1997
21. S.Flügge. Practical quantum mechanics. Springer-Verlag (Berlin) - 1994 (З.Флюгге. Задачи по квантовой механике. Т. 1 и 2, Москва "Мир" – 1974)

Elektron kutubxonalar:

Электронная энциклопедия и библиотека
Руниверс
Президентская библиотека имени Бориса
Николаевича Ельцина
НАУЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ БИБЛИОТЕКА
Поиск книг в российских Интернет-магазинах
Free books Download
Сайт для преподавателей физики, учащихся и их
родителей
Физика твердого тела - EqWorld
Электронные книги по физике, астрономии,
математике, радиоэлектронике.
Электронная библиотека.

<http://www.runivers.ru/>

<http://www.prlib.ru/Pages/Default.aspx>

<http://elibrary.ru/defaultx.asp>

<http://www.findbook.ru/>

<http://www.freebookcentre.net/>

www.fizika.ru

<http://eqworld.ipmnet.ru/ru/library/physics/solidstate.htm>

<http://www.booksfiz.nm.ru/>

<http://bookfi.org/>

"Nazariy fizika" (Kvant mexanikasi) fanini o`zlashtirishga doir foydali maslahatlar

Fanni yetarli darajada yaxshi va puxta o`zlashtirish uchun, albatta, mashg`ulotlarning barcha turlariga muntazam qatnash va berilayotga ma'lumotlarni tizimli ravishda qabul qilib ma'ruza shaklida yozib borish maqsadga muvofiq.

Birinchi navbatda o`quv quorllarini (o`quv darsliklar hamda qo`llanmalarni) fakultet yoki institut kutubxonasidan olish darkor. Ba'zi o`quv darsliklar hamda qo`llanmalarning elektron fayllarini fan o`qituvchisidan olishingiz mumkin.

Internet resurslaridan umumli foydalanish lozim. Bunda ammobop qidiruv tizimlari (www.google.com, www.uz va boshqalari) orqali fanga doir axborotlarni qidirib topish va ularni o`qib, tahlil qilib mashg`ulotlarga tayyorlanib borish lozim.

O`zbekiston Respublikasining ichki internet resurslari [www.ziynet.net](http://www.ziynet.net) portalidagi ma'lumotlar bazasidan fanga oid ma'ruza matnlari, amaliy mashg`ulotlarga doir misol va masalalar, uslubiy qo`llanmalarni, seminar mashg`ulotlariga kerakli bo`lgan mavzularni olish mumkin.

Amaliy mashg`ulotlarni o`zlashtirishda ma'ruzani yaxshilab o`qish, uning tub ma'nosini chaqish, qonuniyatlari va ular asosida sodir bo`layotgan hodisalarni to`g`ri tushinish, ana undan keyin masalalarni osonidan qiyiniga qarab boshqichma boshqich yechish yaxshi samara beradi.

Seminar mashg`ulotlarini o`zlashtirishda mavzuga doir axborotni turli xil manbalardan jamlash, ularni o`qib taqqoslab, tahlil etish, ular asosida o`z fikringizni shakllantirish va uni aytib bilishga o`rganish, aytgan fikringizni asoslay bilish, va kerak bo`lsa uni himoyalash va bahs-munozara qilishni o`rganish lozim.

Xorijiy tillarda nashr etilgan darsliklar va o`quv qo`llanmalardan ham foydalanish maqsadga muvofiq.

Fanni o`zlashtirishda student va domla (fan o`qituvchisi) orasida maslahat (konsultatsiya) ham juda katta ahamiyat kasb etadi. Student maslahat mashg`ulotlariga tizimli ravishda borishi va tushinishi qiyin, bahsga sabab boluvchi savollarni domla bilan fikrlashishi lozim. Amaliy masalalarni yechishda formulalarni yozish, yechishning bir nechta bo`lishi, uni uslubiy jihatdan takomillashtirish kabi nozik jihatlar oydinlashdi.

Mustaqil ta'lim o`zlashtirishning asosiy bo`g`ini bo`lmoqda, shu bois studentlar ko`proq kitob mutaola qilishi, axborotni mustaqil topishi orqali fanni mustaqil yoki domlaning maslahatlariga quloq slogan holda oson o`zlashtirish mumkin.

Quyidagi mahalliy veb sahifalar fizika fani va uni o`qitishga bag`ishlangan:

Masofaviy ta'lim tizimi <http://estudy.uz/>

Fiziklar veb sahifasi <http://neutrino.ucoz.ru/>

FIZIKA.UZ veb sahifasi <http://fizika.uz/>

Olamning zamonaviy ilmiy manzarasini quyidagi havoladan ko`rish mumkin:

<http://www.nkt.it/files/universo.swf>