

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA'LIM,
FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI**

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA KAFEDRASI

ATOM FIZIKASI

fanidan

O' Q U V – U S L U B I Y M A J M U A

Bilim sohasi: 500000 - Tabiiy fanlar, matematika va statistika
Ta'lim sohasi: 530000 - Fizika va tabiiy fanlar
Ta'lim yo'nalishi: 60530900 - Fizika

Namangan 2023

O‘quv uslubiy majmua Namangan davlat universiteti Kengashining 2023 yil 30 avgustdagi 1-sonli yig‘ilishi bayonnomasida tasdiqlangan fan dasturi asosida ishlab chiqilgan

Tuzuvchi:

X. Qo‘chqarov – NamDU Fizika kafedrasida dotsenti, f.-m.f.n.

Taqrizchi:

D.Yusupov– NamDU Fizika kafedrasida katta o‘qituvchisi

Fanning o‘quv-uslubiy majmuasi Namangan davlat universiteti Fizika fakulteti Fizika kafedrasida muhokama qilingan hamda fakultet ilmiy kengashi tomonidan ko‘rib chiqish uchun tavsiya etilgan (2023-yil 28-avgustdagi 1-sonli bayonnoma)

Kafedra mudiri:

B.Abdulazizov

Fanning o‘quv uslubiy majmuasi Namangan davlat universiteti Fizika fakulteti ilmiy kengashi tomonidan ko‘rib chiqilgan va foydalanishga tavsiya etilgan 2023-yil 29-avgustdagi 1-sonli bayonnoma

Fakultet dekani:

O.Ismanova

MUNDARIJA

1. Ma'ruzalar matni
2. Amaliy mashg'ulotlar
3. Laboratoriya mashg'ulotlar
4. Mustaqil ta'lim mashg'ulotlari
5. Glossariy
6. Ilovalar:
 - fan dasturi;
 - ishchi fan dasturi;
 - tarqatma materiallar;
 - testlar;
 - ishchi fan dasturiga muvofiq baholash mezonlarini qo'llash bo'yicha uslubiy ko'rsatmalar;

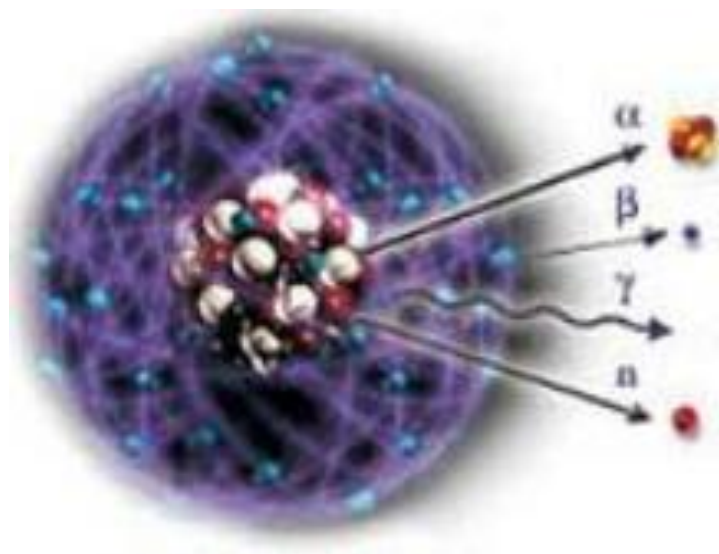
**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA'LIM,
FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI**

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA KAFEDRASI

*ATOM
FIZIKASI FANIDAN*

MA'RUZALAR MATNI



NAMANGAN 2023

1-Ma'ruza. Mikrodunyo o'lchamlari. Doimiylar. Hozirgi zamon atomistikasi. Atom fizikasi predmeti.

Reja.

1. Mikrodunyo o'lchamlari.
2. Doimiylar.
3. Hozirgi zamon atomistikasi.
4. Atom fizikasi predmeti.

1. Mikrodunyo o'lchamlari.

Atom so'zi (grekcha "atomos" - bo'linmas) bizning eramizgacha ma'lum bo'lib, u jismlarni tashkil etuvchi eng kichik zarra shaklida tasavvur qilingan, har qanday jismlarning bo'linish chegarasidir. Mavjud moddalarning atomlarining bir-birlaridan farqi nimada va ular birikma hosil qilganda qanday nisbatda bo'ladi? Bu savolga 1803 yili javob topildi. Jismlar juda kichik zarralardan tashkil topgan va har bir moddaning atomi o'ziga xos xususiyatiga ega. Ular kimyoviy reaksiyaga kirishganda o'zgarmas karrali sonlar nisbatida aralashib, o'z xususiyatlarini saqlab qoladi degan g'oyaga kelishildi. Masalan, 4 g vodorod gazi 32 g kislorod gazi bilan reaksiyasiga kirib, 36 g suv bug'ini hosil qiladi. Ularning (vodorod; kislorod; suv) bug'ining massalar nisbati 4:32:36 har qanday sharoitda ham o'zgarmaydi. Bu nisbat molyar og'irliklar nisbatidir. Reaksiya quyidagicha yoziladi:



Atom va molyar massalarning ahamiyati katta. Natijada bir molga mos keluvchi zarralar soni aniqlanadi. 1865 yilda Loshmid normal sharoitdagi 1 m^3 hajmga mos keluvchi molekulalar sonini aniqlashga muvassar bo'ladi. Hozirgi vaqtda Loshmid son qiymatini katta aniqlikda topilgan, u

$$N_L = 2,6868 \cdot 10^{25} (\text{M}^{-3})$$

Loshmid sonini bilgan holda bitta molekula yoki atom massasini aniqlash mumkin. Masalan, 1 mol vodorod gazining massasi 2 g, uni Loshmid soniga bo'lsak bitta molekula massasi aniqlanadi. Faqat normal sharoitdagi molyar massani hisobga

olish shart. Natijada bitta vodorod molekulasi (H₂) massasi $m_{0_{H_2}} = 3.34 \cdot 10^{-24}\text{ g}$

va atomning (H) massasi $m_{0_H} = 1.67 \cdot 10^{-24}\text{ g}$ teng.

Zarralarning tartibsiz harakatiga Broun harakati deyiladi. 1827 yili ingliz olimi Robert Broun molekulalarning betartib harakatini kuzatadi. 1908 yili fransuz olimi Jan Perren bu hodisani ko'p tajribalar asosida batafsil o'rgandi.

1869 yil rus olimi D.I.Mendeleev kimyoviy elementlarning xususiyatlari, ularning atom og'irliklariga davriy ravishda bog'liqligini aniqlab, kimyoviy elementlarning davriy sistemasini tuzdi.

XVIII va XIX asrlar davomida elektr va magnetizmga oid ancha ishlar qilingan. Shu sababdan elementar zarralar zaryadga egami va uning kattaligi nimaga teng degan savol tug'ildi.

Bu savolga javob Faradeyning elektroliz qonuniga asosan bir mol yoki bir gramm atom moddalarda Faradey soniga ($F = 96521 \text{ C}$) ga teng elektr miqdori bo'lishi aniqlanadi. Buni Loshmid soniga bo'lsak bitta zarraning zaryadiga tegishli son topiladi. Loshmid soni $L = N_L \cdot V_{nor}$. Natijada $F / L = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ga teng. Bu eng kichik zarraning zaryad kattaligi.

1881 yilda Gelmgol's, agarda jismlar atomlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda o'tkazgichda elektr tokining o'tishiga elementar zarralar sababchi bo'ladi, degan fikrni bildirdi, 1874 yili bunday elementar zarralarga Stonli-elektron nomini bergan.

1879 yilda Kruks kavsharlangan vakuumli shisha trubkada katod nurlarini kuzatdi. 1906 yili ingliz olimi Tomson esa qator tajribalar asosida katod nurlari – elektronlardan iborat ekanligini isbotladi.

1908-1913 yillar davomida Milliken nafis o'lchashlar asosida elektron zaryadining kattaligi $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ga tengligini aniqladi. Elektronning zaryadining tajribada topilgan kattaligi nazariy hisoblab topilgan son bilan mos keldi.

Hozirgi vaqtda elektronlarni bir necha usullar bilan hosil qilishadi:

- termoelektron emissiya - qizigan metall yuzasidan elektronlarning chiqishi;
- ikkilamchi emissiya - katta energiyali zarralar bilan metall sirtini bombardimon qilganda, uning yuzasidan elektronlarning chiqishi;
- avtoelektron emissiya - katta elektr maydon ta'sirida metall yuzasidan elektronlarning chiqishi;
- fotoelektron hodisa - metall sirti bilan yorug'lik ta'sirlanganda elektronlarning chiqishi.

XIX asr boshida jismlar molekulalardan, molekula - atomlardan, atom - elementar zarralaridan tashkil etilishi aniqlandi. Molekulalar va atomlar tartibsiz, betinim harakatda bo'ladi. Atomning va elektronning massalari va zaryadlari aniqlandi. Atom normal sharoitda elektr neytral bo'lib, u musbat va manfiy zarralar yig'indisiga tengligi aniqlandi. Qattiq jismni tashkil etuvchi atomlar orasi bo'shliqdan iborat degan fikrga kelishdi.

Hozirgi kunda inson o'z tafakkuri, fan va texnika yutuqlari yordamida uzunlikni eng kichik bilan 10^{-18} m (elektron o'lchami) dan boshlab eng katta 10^{26} m (Koinot chegarasi) gacha o'chay oladi. Bu bir butun olam uchun umumiy (universal) qonuniyatlar yoqligi tufayli uni xususiyatlariga qarab quyidagi to'rtta cohara shartli ravishda bo'lish mumkin (1.1- rasm):

Isoha $0 \leq R \leq 10^{-18}$ bo'lib, uni submikroolam deyiladi;

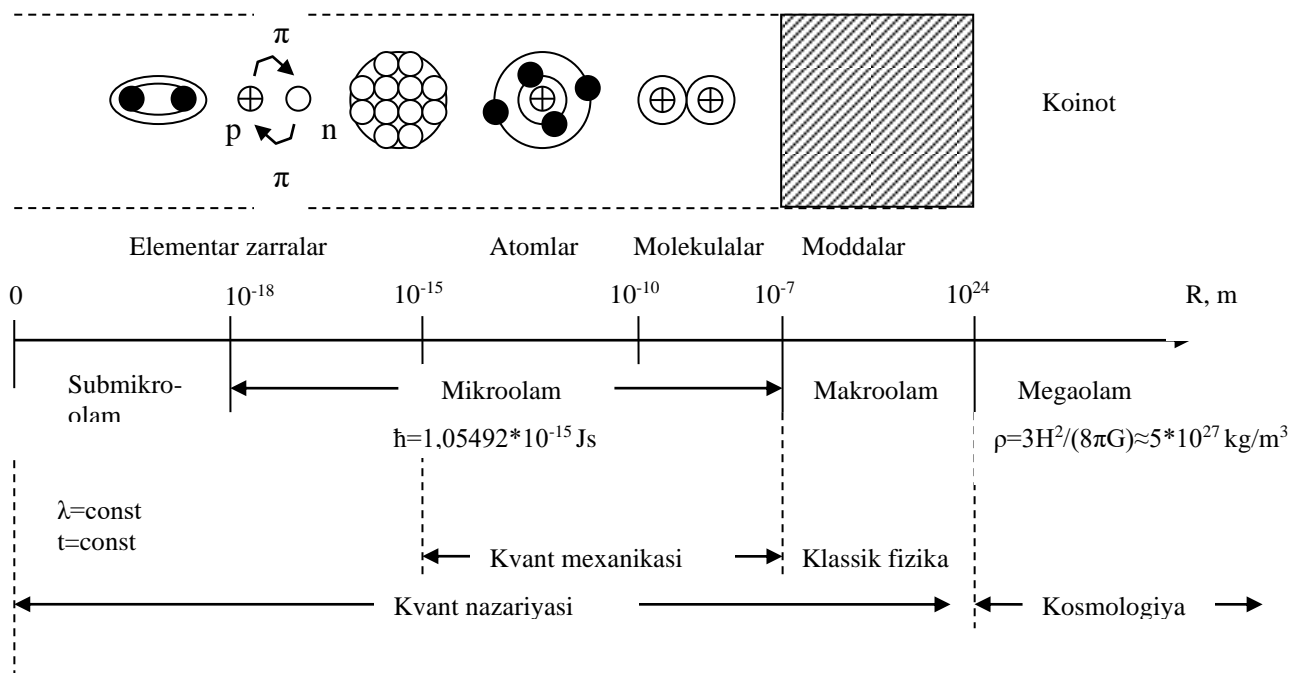
II soha $10^{-18} \text{ m} \leq R \leq 10^{-7} \text{ m}$ bo'lib, uni mikroolam deyiladi;

III soha $10^{-7} \text{ m} \leq R \leq 10^{24} \text{ m}$ bo'lib, uni makroolam deyiladi;

IV soha $10^{24} \text{ m} \leq R \leq \infty$ bo'lib, uni megaolam deyiladi.

Har qaysi olam o'zining fundamental doimiysiga ega bo'lib, bu kattalik mazkur olamdagi fizik kattaliklarining o'lchov birligi hisoblanadi. Shu bilan birga bu fundamental doimiylik bir olamdan ikkinchi olamga o'tish chegarasini bildiradi. Submikroolam o'lchami elektron o'lchamidan (10^{-18} m) kichik bo'lgan sohalar bo'lib, texnik qiyinchiliklarga ko'ra amaliy jihatdan o'rganilmagan. Nazariy hisoblashlarga qaraganda bu sohada vaqt va faza tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi. Bu sohada

uzunlikning fundamental doimiysi bo'lishi kerak, ammo hozircha u anqklanmagan. Makroolam xususiyatlari, u erdagi xarakat qonuniyatlari klassik fizika tomonidan boshqa soxalarga qaraganda nisbatan mukammal o'rganilgan. Megaolam fizikaning kosmologiya bo'limi tomonidan o'rganilmoqda.



1.1-rasm. Fizikada masofalarning nisbiy masshtablar sxemasi.

Mikroolam elektron o'lchamidan (10^{-18} m) boshlab molekula o'lchamigacha (10^{-7} m) bo'lgan sohani o'z ichiga oladi. O'lchami shu oraliqqa mos kelgan barcha zarrachalar (elementar zarrachalar, yadro, atom, molekula va hokazo) mikrozarrachalar deyiladi. Biz ularni qisqacha zarrachalar deb ham yuritimiz. Bu sohaning boshqa sohalardan tubdan farq qildiruvchi xususiyatlari bor. Ularning asosiylari quyidagilardan iborat:

- mikroolam zarrachalari bir vaqtning o'zida ham to'liq, ham korpuskulyar xususiyatga ega boladi;
- mikroolam strukturasi makroolamnikiga o'xshash uzluksiz bo'lmay, balki diskret(uzlukli)dir;
- mikroolamda zarrachalarni xarakterlovchi fizik kattaliklar ko'pincha diskret qiymatlar oladi;
- mikroolam Plank doimiysi deb ataluvchi $\hbar = 1,05492 \cdot 10^{-34}$ J·s fundamental doimiylikka ega. Ko'pgina fizik kattaliklar \hbar birligida o'lchanadi;
- mikroolamda makroolamga xos bo'lgan traektoriya tushunchasi yoq. Buning o'rniga mikroolamda zarrachaning fazoni biror elementida ma'lum vaqt momentida bulish extimolligi ishlatiladi;
- mikroolamda zarracha holatini o'rganish extimollik nazariyasiga asoslanganligi tufayli u statistik xarakterga ega. Ammo u makroolamga xos bo'lgan klassik statistikadan tubdan farq qiladi. Klassik statistika ko'p zarrachali sistemalarga xos bo'lsa, mikroolamda xar bir zarracha holati ham statistik ma'noga ega bo'lishi mumkin.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Mikrodunyo o'lchamlari nima?
2. Qanday doimiylar mavjud?
3. Hozirgi zamon amomistikasi nimadan iborat?
4. Atom fizikasi vazifalari

Tayanch so'zlar va iboralar: atom, mikrozarra, doimiylklar, makrozarra, kalssik fizika, kvant fizika.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Visshaya shkola, 2000.
3. Savely'ev I.V., Kurs obshey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.

ISSIQLIK NURLANISHI.

2 - ma'ruza. Nurlanish qonunlari. Kirxgof qonuni. Stefan-Bol'tsman qonuni va vin siljish qonuni. Reley-jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi. Kvant nazariyasining tajribada asoslanishi.

Reja

1. Issiqlikdan nurlanish qonunlari
2. Kirxgof, Stefan-Bol'tsman va Vin qonunlari.
3. Reley-Jins qonuni.Plank gipotezasi. Plank formulasi.

1. Issiqlikdan nurlanish qonunlari

Avval ta'kidlaganimizdek, elektromagnit nurlanishiga elektr zaryadlarining, xususan moddaning atomlari va molekulari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi sabab bo'ladi. Masalan, molekular va atomlarning tebranma va aylanma harakati infraqizil nurlanishni, atomda elektronlarning muayyan ko'chishlari ko'rinadigan va infraqizil nurlanishni, erkin elektronlarning tormozlanishi esa rentgen nurlanishini vujudga keltiradi.

Tabiatda elektromagnit nurlanishning eng katta tarqalgan turi issiqlik nurlanishi bo'lib, u moddaning atomlari va molekularining issiqlik harakati energiyasi hisobiga bo'lib, nurlanayotgan jismning sovushiga olib keladi. Issiqlik nurlanishida energiya taqsimoti temperaturaga bog'liq: past temperaturada issiqlik nurlanishi asosan infraqizil nurlanishdan, yuqori temperaturalarda ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlanishdan iborat.

Har qanday jism o'z nurlanishi bilan birga jismlar chiqarayotgan nur energiyasining bir qismini yutadi. Bu jarayon nur yutish deyiladi. Biror yuza orqali

o'tayotgan F oqim deb vaqt birligi ichida shu yuzadan o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.

$$\Phi = dW/dt. \quad (2.1)$$

Nurlanish oqimi Φ biror plastinkaga tushayotgan bo'lsin (2-rasm). Bu oqim qisman qaytadi (Φ_q) qisman jismda yutiladi (Φ_{yu}), qolgani jismdan o'tadi (Φ_o), ya'ni

$$\Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_o = \Phi \quad (2.2)$$

$\Phi_q/\Phi = \rho$ - jismning nur qaytarish qobiliyati; $\Phi_{yu}/\Phi = a$ - jismning nur yutish qobiliyati; $\Phi_o/\Phi = D$ - jismning nur o'tkazish qobiliyati;

$$\rho + a + D = 1 \quad (2.3)$$

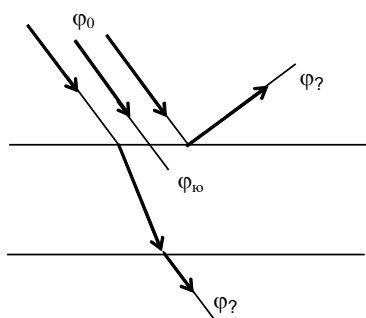
Nisbatan qalinroq bo'lgan jismlar uchun $D=0$ va

$$\rho + a = 1$$

bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha ρ va a , λ va temperaturaning funksiyasidir

$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1$$

Umuman $\rho_{\lambda,T}$ va $a_{\lambda,T}$ larning qiymatlari 0 dan 1 gacha o'zgaradi.



2.1-rasm

1) Agar $\rho_{\lambda,T} = 1$ $a_{\lambda,T} = 0$ bo'lsa, nur to'la qaytadi (absolyut oq jism);

2) Agar $\rho_{\lambda,T} = 0$ $a_{\lambda,T} = 1$ bo'lsa, nur to'la yutiladi (absolyut qora jism).

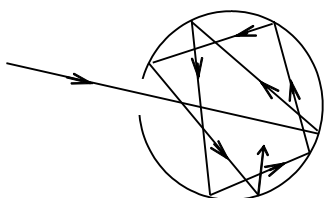
Tabiatda absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham bo'lmaydi. Har qanaday jism tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Farqi shundaki, ba'zi jismlar ko'proq qismini yutib ozrog'ini qaytarsa, boshqa jismlar ko'prog'ini qaytarib

ozrog'ini yutadi. Masalan, qorakuya uchun $\lambda = 0,40 \div 0,75$ mkm sohada $a_{\lambda,T} = 0,99$.

Nur yutish qobiliyati hamma to'liqin uzunliklar uchun bir xil va birdan kichik bo'lgan jism kulrang jism deb ataladi.

$$a_{\lambda,T} = a_t = \text{const} < 1.$$

Odatda o'zining xususiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan

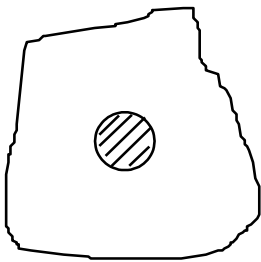


2.2-rasm

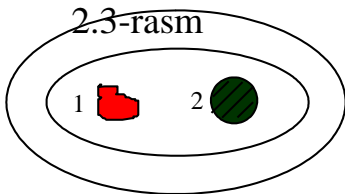
Mixelson taklif etgan modeldan foydalaniladi (2.2-rasm). Bu modelda nur qaytarish va nur yutish qobiliyatlaridan tashqari T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydigan kattalik - jismning nur chiqarish qobiliyati yoki energetik yorqinligi degan tushuncha kiritiladi va u eT orqali belgilanadi va Vt/m^2 , J/m^2s bilan o'lchanadi. Bundan

tashqari λ to'lqin uzunlikli, T temperaturadagi jism nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,T}$ dan foydalaniladi. Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E\lambda T$ bilan belgilanadi.

Issiqlik nurlanishi boshqa turdagi nurlanishlardan bir xususiyati bilan farq qiladi. T temperaturadagi jism issiqlik o'tkazmaydigan qobiq bilan o'ralgan deb faraz qilaylik (2.3-rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib undan bir yoki bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to'la yutadi. Qisman yutsa, qolgan qismini qaytaradi. SHuning uchun jism vaqt birligi ichida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi va jismning temperaturasi o'zgarmaydi. Bu holatni muvozanatli holat deyiladi. SHu sababdan issiqlik nurlanishini muvozanatli nurlanish deb yuritiladi. Qobiq ichida 2 ta (2.4-rasm) bir xil temperaturadagi jism bo'lsin. Agar jismlardan biri ko'proq energiya yutayotgan bo'lsa, bu jismning temperaturasi ortib ketadi. Buning evaziga 2-jismning temperaturasi kamayib ketishi kerak. Lekin bu termodinamikaning 2 - qonuniga zid. Aytaylik 1 - jism oddiy, 2 - jism absolyut qora jism bo'lsin. Birinchi jismning nur chiqarish qobiliyati e_T , ikkinchi jismning nur chiqarish qobiliyati E_T bo'lsin. Birinchi jismning nur yutush qobiliyati esa a_T bo'lsin. 1- jism, 2- jism nurlantirgan energiyaning a_T qismini, ya'ni $a_T E_T$ energiyani yutadi. Demak, 1 - jism uchun $e_T = a_T E_T$. 2-jism 1-jism chiqargan e_T energiyani va bu jism qaytargan $(1 - a_T) E_T$ energiyani yutadi, ya'ni 2-jism uchun



2.3-rasm



2.4-rasm

Demak, 1 - jism uchun $e_T = a_T E_T$. 2-jism 1-jism chiqargan e_T energiyani va bu jism qaytargan $(1 - a_T) E_T$ energiyani yutadi, ya'ni 2-jism uchun

$$E_T = e_T + (1 - a_T) E_T$$

ifodani yozish mumkin.

Bundan

$$e_T / a_T = E_T / 1 = E_T$$

bo'lishi kelib chiqadi.

2. Kirxgof, Stefan-Boltsman va Vin qonunlari.

a). Kirxgof qonuni. Kirxgof termodinamikaning 2- qonuniga tayanib va yakkalangan jismning muvozanatli nurlanishini tekshirib, jismning nurlanish qobiliyati bilan nur yutish qobiliyati orasidagi miqdoriy bog'lanishni aniqladi. Kirxgofning integral qonuni: har qanday jismning muayyan temperaturadagi to'la nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati jismning tabiyatiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni temperaturadagi absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga teng:

$$e_T / a_T = E_T.$$

Agar ikkala jism orasiga λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha bo'lgan to'lqin uzunlikdagi nurlanishni o'tkazib, qolganlarini qaytaradigan filtr joylashtirsak Kirxgofning differentsial qonunini olamiz

$$e_{\lambda T} / a_{\lambda T} = E_{\lambda T}. \quad (2.4)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati bu jismning tabiyatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar uchun to'lqin uzunlik va temperaturaning universal funktsiyasidir va u absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda T}$ ga tengdir.

Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolyut qora jism uchun $\varepsilon=\varepsilon(\lambda, T)$ funktsiyaning ko'rinishini topishdir.

b). Stefan-Boltsman qonuni. Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati temperaturaning 4 darajasiga proporsionaldir:

$$E_T=\sigma T^4, \quad (2.5)$$

Bu erda σ Stefan-Boltsman doymimiysi bo'lib, u $\sigma=5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2\text{K}^4$ teng.

Bu formulani Stefan tajriba natijalarini taxlil qilish natijasida topdi, lekin ixtiyoriy jism uchun o'rinli deb xatoga yo'l qo'ydi. Boltsman bu qonunni termodinamik metod asosida topdi va uni absolyut qora jism uchun o'rinli ekanligini ko'rsatdi. Baozi ishlarda bu qonunni ixtiyoriy jism uchun o'rinli bo'ladigan ko'rinishini topishga harakatlar bo'ldi: $E_T=BT^n$, lekin V ham p ham turli xil temperaturalar uchun turlicha bo'lib chiqaverdi.

2.5-rasmda absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunligiga bog'liqligi (spektral taqsimot) turli temperaturalar uchun keltirilgan. Unda absolyut qora jism nurlanish spektri uzluksizligi va har bir temperaturaga oid bo'lgan nurlanishning energetik taqsimotini ifodalovchi bu egri chiziqda aniq maksimum borligi va bu maksimum temperatura oshgan sari qisqa to'lqin sohasiga siljishi ko'rinib turibdi.

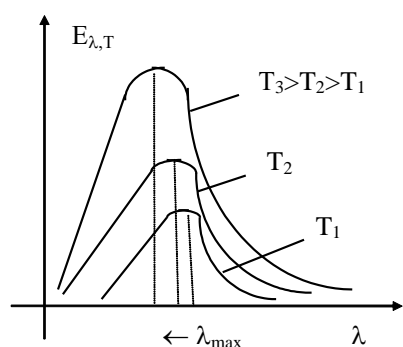
v). Vinning siljish qonuni: absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_m to'lqin uzunligining temperaturaga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$\lambda_m T = b.$$

Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini temperaturaga bog'lanish grafigini tushuntirish uchun ko'p urinishlar bo'ldi. Bulardan Vin termodinamik mulohazalar asosida

$$E_{\lambda T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \quad (2.7)$$

formulani oldi (α, β - tajribadan olinadigan kattaliklar). Vin α va β ni shunday tanlab



2.5-rasm

oldiki, natijada tajribada olingan natija bilan formula asosida chizilgan grafik mos tushdi: faqat uzun to'lqinlar sohasida kichikroq qiymatlar berdi. Reley va Jins issiqlik nurlanishiga statistik fizika usullarini tadbiq etib, absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \quad (2.8)$$

ifodani topdi. Bu ifoda katta to'lqin uzunliklarda tajriba bilan mos keladi. Qisqa to'lqin sohasida esa $E_{\lambda T}$ cheksiz katta qiymatlarni oladi tajriba natijalariga mos kelmaydi.

Buni P.Erenfest "ultrabinafshaviy halokat" deb atadi (2.6-rasm). Reley-Jins qonunidan Stefan-Boltsman qonunini chiqarish ham to'la muvaffaqiyatsizlikka uchradi:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda T} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} \rightarrow \infty \quad (2.9)$$

3. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi.

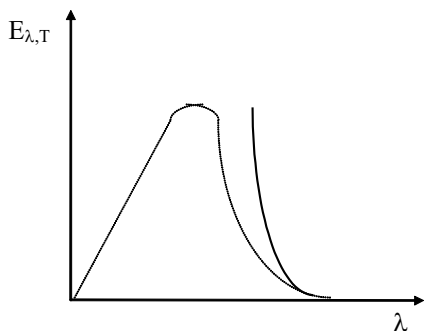
Ko'rinib turibdiki, absolyut qora jism nurlanishi spektral zichligini turli temperaturalarda nurlanish to'liq uzunligi bo'yicha taqsimlanishini ifodalovchi formulani klassik fizikaga asoslanib topishiga bo'lgan urinishlar behuda ketdi. V.Vin, D.Reley va D.Jinslarning Kirxgof universal funktsiyasi uchun, olgan ifodalari ham natija bermadi.

Reley-Jins ifodasi klassik fizika qonunlariga qat'iy amal qilingan holda chiqarilgan bo'lsa ham, lekin tajriba natijalarini tushuntira olmadi. Shundan keyin M.Plank (1900)- klassik fizika asosida kamchilik bor degan xulosaga keldi. Jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida kvantlar (ulushlar) sifatida chiqaradi degan gipotezani ilgari surdi:

$$E_n = n\varepsilon, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.10)$$

bu erda ε - nurlanish kvantining energiyasi,

$$\varepsilon = h\nu = hc/\lambda. \quad (2.11)$$



2.6-rasm

Plank issiqlik nurlanishi jismlardan kvantlar holida chiqadi degan gipoteza asosida absolyut qora jism nurlanish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (2.12)$$

formulani chiqardi. Bu formula tajribada olingan natijalarni to'la tushuntiradi va undan absolyut qora

jism nurlanishi uchun olingan hamma qonuniyatlar kelib chiqadi.

1. Plank formulasidan Stefan-Boltsman qonunini olish uchun uni (λ) = 0 dan ∞ gacha intervalda integrallash kerak:

$$E_T \int_0^{\infty} E_{\lambda, T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)} \quad (2.13)$$

$$x = \frac{\lambda kT}{hc}, \quad \lambda = \frac{hc}{kT x}, \quad d\lambda = \frac{hc}{kT} dx$$

$$\left(\frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dx}{x^5 \left(e^x - 1 \right)}$$

$$E_T = 2\pi hc^2 \cdot$$

$$\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma \cdot T^4$$

Qiymatlarni qo'ssak, σ ning tajribada olingan qiymatiga mos tushadi.

2. Plank formulasidan Vinning siljish qonunini topish uchun maksimumga mos keluvchi λ_m ni topish kerak, buning uchun

$$\frac{\partial E_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = 0$$

$E_{\lambda,T}$ dan λ bo'yicha hosila olib, uni nolga tenglashtirib olingan tenglamani echsak,

$$\lambda_m = hc/4,97 kT \quad \text{bo'lib, bundan} \quad \lambda_m T = hc/4,97 k = b$$

bo'lishi kelib chiqadi. Bu eda $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$

3. Reley-Jins formulasini olish uchun $\frac{hc}{\lambda kT} \ll 1, \quad \frac{hc}{\lambda} \ll kT$ - kvant energiyasi issiqlik energiyasidan kichik (yuqori to'lqin uzunliklar sohasida) deb hisoblab, natijada

$$E_{kT} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \left(\frac{\lambda kT}{hc} \right) = \frac{2\pi c kT}{\lambda^4}$$

Reley-Jins formulasini olamiz.

Issiqlik nurlanish qonunlariga asoslanib yuqori temperaturalarni o'lchash usullari optik pirometriya deyiladi.

Radiatsion pirometr. Stefan - Boltsman qonuniga asoslanib absolyut qora

jismning temperaturasi ($E_T = \sigma T^4 \rightarrow T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}}$) topsa bo'ladi. Lekin jismlar odatda absolyut qora bo'lmaydi. Agar bu ifodadagi E_T o'rniga absolyut qora bo'lmagan ixtiyoriy jismning nur chiqarish qobiliyati et qo'yilsa, jismning xaqiqiy temperaturasi emas radiatsion temperaturasi aniqlangan bo'ladi. Demak, radiatsion temperatura deganda to'la nur chiqarish qobiliyati absolyut qora bo'lmagan jismning et siga teng bo'lganda absolyut qora jism erishishi kerak bo'lgan temperatura topiladi:

$$T_{pa\delta} = \sqrt[4]{\frac{e_T}{\sigma}} \quad \frac{T}{T_{pa\delta}} = \sqrt[4]{\frac{E_4}{e_4}} = \frac{1}{\sqrt[4]{a_T}} \quad T = \frac{T_{pa\delta}}{\sqrt[4]{a_T}}$$

Mustahkamlash uchun savollar

1. Issiqlik nurlanishi to'g'risida so'zlab bering.
2. Energetik yorqinlik nima
3. Absolyut qora jism nurlanishdagi asosiy qonuniyatlarni gapirib bering.
4. Plankning kvantlar gipotezasini ta'riflang.

Tayanch so'zlar va iboralar: absolyut qora jism, absolyut oq jism, Maykelson modeli, energetik yorqinlik, muvozanatli nurlanish, Stefan-Bolsman qonuni, Vinning siljish qonuni, Vin qonuni, Reley-Jins qonuni, Plank gipotezasi, issiqlik nurlanish uchun Plank formulasi, optik pirometriya.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Visshaya shkola, 2000.

3. Savely'ev I.V., Kurs obshey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.

Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari

3-ma'ruza. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekt.

Reja:

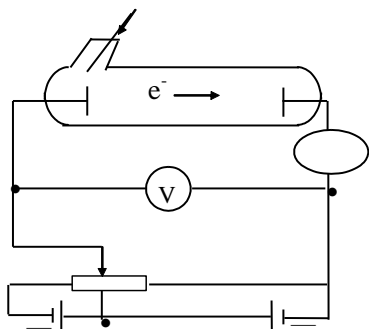
1. Fotoeffekt va uning qonunlari. Eynshteyn tenglamasi.
2. Fotonlar. Fotonning energiyasi va impulsi.
3. Kompton effekti.

1. Fotoeffekt va uning qonunlari. Eynshteyn tenglamasi. Fotonning energiyasi va impulsi. Yorug'lik bosimi.

Fotoeffekt - yorug'lik ta'sirida jismdan elektron ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi bo'lib, 1887 yilda G.Gerts kuzatgan va uni tajribada A.Stoletov tekshirgan. 1898 yilda Lenard va Tomson fotoeffekt natijasida katoddan ajralib chiquvchi zarra elektron ekanligini zarralarning magnit maydonida og'ishiga asoslanib aniqladi. Fotoeffekt hodisasini o'rganish uchun xavosi so'rib olingan shisha idish, uning ichida katod va anod plastinkalari olinadi (3.1-rasm). O'tkazilgan tajribalar natijasida 3.2 – rasmda ko'rsatilgan volt - amper xarakteristika grafiklari olingan.

Fotoeffektning 4 ta asosiy qonuni bor:

1. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional.
2. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmay, yorug'likning chastotasiga to'g'ri proporsionaldir.



3.1-rasm

3. Har bir fotokatod uchun biror "qizil chegara" mavjud bo'lib, undan kattaroq to'lqin uzunlikli yorug'lik ta'sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ_q ning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materialining ximiyaviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq.

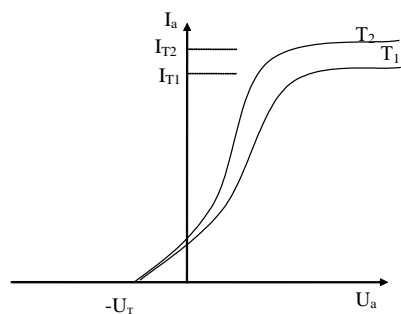
4. Yorug'lik fotokatodga tushishi va fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi.

Fotoeffektning 1- qonunini to'lqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Lekin to'lqin nazariya 2- 3- va 4- qonunlarni tushuntirishga ojizlik qiladi.

Haqiqatan to'lqin nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to'lqin uzunlikka ega bo'lgan yorug'likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyasi ham ortishi lozim edi. Vaholangki, tajribalarning

ko'rsatishicha, fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

Ikkinchidan, to'lqin nazariyaga asosan, elektron metallardan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug'likdan olishi mumkin, ya'ni yorug'lik



3.2-rasm

to'lqin uzunligining ahamiyati yo'q. Faqat yorug'lik intensivligi etarlicha katta bo'lishi lozim. Lekin, to'lqin uzunligi "qizil chegaradan" katta bo'lgan yorug'likning har qancha katta intensivligida ham, fotoeffekt hodisasi ro'y bermaydi. Aksincha, to'lqin uzunligi "qizil chegaradan" kichik bo'lgan yorug'likning intensivligi nihoyatda zaif bo'lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Nihoyat, zaif intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda yorug'lik to'lqinlar tashib kelgan energiyalar evaziga

metallidagi elektron ma'lum miqdordagi energiyani jamg'ara olishi kerak. Bu energiya elektronning metallardan chiqishi uchun (A_{ch}) etarli bo'lgan holda fotoeffekt sodir bo'lishi kerak. Xisoblarning ko'rsatishicha, intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan A_{ch} ga etarli energiyani elektron jamg'ara olishi uchun soatlab, baosan hattoki sutkalab vaqt o'tishi lozim. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning paydo bo'lishi orasida 10^{-8} s lar chamasi vaqt o'tadi, holos.

Demak, yorug'likning to'lqin nazariyasi va fotoeffekt orasida yuqorida bayon qilingan mos kelmasliklar mavjud. Shuning uchun 1905 yilda A.Eynshteyn yorug'likni kvant nazariyasini taklif qildi. Eynshteyn Plank nazariyasini yorug'likka nisbatan qo'llab, yorug'lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug'lik energiyasining tarqalishi ham, yutilishi ham kvantlashgan bo'lishini taokidladi. Bunda yorug'lik fotonlar (yorug'lik zarralari) sifatida qaraladi. $h\nu$ energiyaga ega bo'lgan foton o'z energiyasini metallidagi elektronga beradi. Agar bu energiya etarlicha katta bo'lsa, metallardan elektron ajralib chiqadi. Energiyaning qolgan qismi esa metallardan tashqariga chiqib olgan elektronning maksimal kinetik energiyasi sifatida nomoyon bo'ladi. Buni

$$h\nu = A_r + m\vartheta_{\max}^2/2$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu tenglama Eynshteyn tenglamasi deb ataladi.

Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan qizil chegara uchun $h\nu = A_r$ shart bajarilishi kerak.

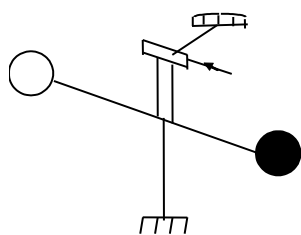
2. Fotonlar. Fotonning energiyasi va impulsi.

Issiqlik nurlanishi, fotoeffekt hodisalari yorug'likning "elementar zarrasi" - foton to'g'risidagi tasavvur asosida tushuntirildi. Yorug'lik fotonining boshqa zarralardan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundan iboratki, foton tinchlikdagi massaga ega bo'lmaydi. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng.

Har qanday harakatlanuvchi zarra kabi foton ham impulsiga ega bo'ladi:

$$P_{\phi} = m_{\phi}c = \frac{h\nu}{c^2}c = \frac{h\nu}{c} .$$

Shunday qilib, barcha zarralar kabi foton ham energiya $\varepsilon = h\nu$, massa $m_\phi = h\nu/c^2$, impuls $P_\phi = h\nu/c$ bilan xarakterlanadi.



3.3-rasm

Maksvell nazariyasiga binoan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'liqin jismga bosim beradi. Bu bosim $P=w(1+\rho)$ formula bilan aniqlanadi. Bu erda w - sirtga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi, ρ - sirtning yorug'lik qaytarish koeffitsienti. Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib 1900 yilda P.N. Lebedev tajribada aniqladi: engil buriladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan,

ikinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan (3.3-rasm). Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish natijasida hosil bo'ladigan parakklarning buralishlari taqqoslanadi. Yaltiroq sirt uchun $\rho=1$. Shuning uchun

$$P_{ya} = (1+\rho)w = 2w.$$

Yorug'likni to'la yutuvchi qoraytirilgan sirt uchun $\rho=0$. Natijada

$$P_q = (1+\rho)w = w$$

nisbati $P_{ya} / P_q = 2$,

Demak, yaltiroq sirtga yorug'lik bergan bosim, qora jismga bergan bosmdan ikki marta kata. Buning natijasida aylantiruvchi moment hosil bo'lib, qanotchalarga yorug'lik tushganda parrak aylanadi.

Yorug'lik bosimini kvant tasavvurlar asosida ham tushuntirish mumkin.

3. Kompton effekti.

Yorug'likning korpuskulyar xossalari Kompton effektida yorqin nomoyon bo'ladi. Amerikalik fizik Kompton 1923 yilda engil atomli moddalarda monoxromatik rentgen nurlarining sochilishini o'rganayotib, sochilgan nurlanish tarkibida birlamchi to'liqin uzunlikli nurlanish bilan birga kattaroq to'liqin uzunlikli nurlanish borligini aniqladi. Tajribalar $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ farq tushuvchi nurlanishning to'liqin uzunligi λ , sochuvchi jismga bog'liq bo'lmay, faqat sochilish burchagi θ ga bog'liqligini ko'rsatdi:

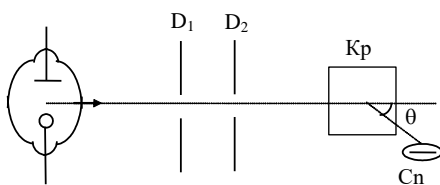
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \Lambda_c \sin^2 \theta/2,$$

bu erdagi Λ_c kompton doimiysi deb ataladi va u $\Lambda_c = 2,41 \cdot 10^{-12}$ m ga teng. 3.4 - rasmda ko'rsatilgan D_1 , D_2 diafragmalardan o'tgan ingichka rentgen nurlari Kr kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n - spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish to'liqin uzunligi λ , $\theta = 0$ yo'nalishda o'zgarmaydi, boshqa yo'nalishlarda

$$\Delta\lambda \sim \sin^2 \theta/2$$

ga proporsional holda o'zgaradi.

Shunday qilib, Kompton effekti deb nurlanish (rentgen, γ - nurlanish) moddaning erkin elektronlarida sochilishi natijasida to'liqin uzunligining ortishiga aytiladi.



3.4-rasm

To'lqin nazariya nuqtai nazaridan bu hodisani tushintirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik to'lqini ta'sirida shu to'lqin chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to'lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtai nazariga ko'ra rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan ta'sirlashganda ularning to'lqin uzunligini ortib qolishi yuqoridagi ifoda bilan topiladi. Hisob-kitoblar $\Delta s = h/m_0c$ uchun ifodani beradi.

Yuqoridagilardan quyidagicha xulosa chiqarish mumkin.

Absolyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimoti, fotoeffekt, Kompton effekti yorug'likning kvant tabiatini tasdiqlaydi.

Yorug'lik intenfereitsiyasi, difraktsiyasi, dispertsiyasi, qutblanishi kabi hodisalarda esa yorug'likning to'lqin xususiyatlari namoyon bo'ladi.

Elektromagnit nurlanish real oboekt bo'lib, u to'lqinga ham korpuskulaga ham o'xshamaydi. Baozi sharoitlarda nurlanishning tabiati, asosan, korpuskulyar xususiyatlar bilan aniqlanib, to'lqin esa tekshirilayotgan hodisaning unchalik ahamiyatga ega bo'lmagan hislatlarini ifodalaydi. Boshqa sharoitlarda nurlanishning to'lqin tabiati o'rganilayotgan hodisaning asosiy tomonlarini aniqlaydi. Yorug'likning bir vaqtda to'lqin va kvant xossalarini namoyon bo'lishiga korpuskulyar-to'lqin dualizmi (ikki yoqlamalik) deyiladi

Mustahkamlash uchun savollar

1. Fotoeffekt hodisasi nimaq Uning nazariyasi va qo'llanilishi haqida nimalar bilasiz?
2. Fotoeffekt qonuniyatlarini so'zlab bering.
3. Kompton effektining mohiyatini tushuntiring.
4. Foton energiyasi, impulsi va massasini ifodalovchi formulalarni keltiring.
5. Yorug'lik bosimi qanday hosil bo'ladi?
6. Yorug'likning korpuskulyar-to'lqin dualizmi nima?

Tayanch so'zlar va iboralar: fotoefekt, fotoeffektning tu'rt qonuni, Eynshteyn formulasi, foton, yorulik bosimi, Kompton effekti, korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarning birligi.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Visshaya shkola, 2000.
3. Savelg'ev I.V., Kurs obshey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.

ZARRALAR VA TO'LQINLAR

4-ma'ruza. De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'lqin xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson tajribalari. De-Broyl to'lqinlari. To'lqin

paketi. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari. Noaniqlik printsipli.

Reja:

1. De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi.
2. Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.
3. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari.

1.De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi.

Ma'lumki, yorug'lik korpuskulyar va to'lqin xossaga ega. Yorug'likning to'lqin xossaga ega ekanligini yorug'lik interferentsiyasi, yorug'lik difraktsiyasi, yorug'lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi. Yorug'likning korpuskulyar tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug'likning kvant tabiatini esa nurlanish qonunlari, fotoeffekt hodisasi, Kompton effekti va boshqa qator optik hodisalar tasdiqlaydi.

Yorug'likning ikki xil - korpuskulyar va to'lqin tabiatga ega ekanligidan mikrozaralar ham to'lqin tabiatga ega bo'lmasmikan - degan savol tug'iladi. 1924 yilda frantsuz olimi Lui de Broyl (1892-1987) korpuskulyar - to'lqin tabiat faqat yorug'lik fotonigagina xos bo'lmasdan, bunday ikki yoqlamalik elektronga va har qanday boshqa mikrozarachalarga ham xos degan gipotezani ilgari surdi.

Uning bashoratiga ko'ra har bir mikrozarachalar bir tomondan energiya va impulsiga ega bo'lsa, ikkinchi tomondan ma'lum to'lqin uzunlik va chastotaga ham ega bo'ladi. Mikrozarachaning energiya va impulsi uchun yorug'lik fotoni uchun yozilganidek quyidagi formulalarni yozish mumkin:

$$P = \frac{E}{c}, \quad (4.1)$$

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (4.2)$$

$$P = \frac{h}{\lambda}, \quad (4.3)$$

Bu erda (4.1) formula nisbiylik nazariyasiga ko'ra zarrachaning energiyasi bilan impulsi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Nisbiylik nazariyasida energiya bilan impuls orasida

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4$$

bog'lanish borligi isbot qilingan. Agar fotonning tinchlikdagi massasi nol ($m_0 = 0$) bo'lishini hisobga olsak, yuqoridagi formuladan (6.1) formula kelib chiqadi. (4.2) formula Maks Plank gipotezasidagi (1900) kvant energiyasini bildiradi.

(4.3) formula, (4.2) formuladan kelib chikadi. Agar $E = mc^2$ ekanligini hisobga olsak, (4.3) formula hosil bo'ladi. De-Broyl yuqoridagi formulalarni, xususan (4.3) formulani har qanday zarracha uchun ham qo'lladi. Bunda foton impulsi o'rniga zarrachaning impulsi olinib, formuladagi λ harakatlanayotgan zarracha bilan bog'liq bo'lgan to'lqin uzunlikni ifodalaydi. Ya'ni impulsi r bo'lgan har qanday zarrachaga

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (4.4)$$

to'liqin uzunlik mos keladi.

Zarrachani (4.4) formula bilan topilgan to'liqin uzunligini de-Broyl to'liqini deb, λ_B -ko'rinishda belgilanadi:

$$\lambda_B = \frac{h}{p} \quad (4.4a)$$

Yuqoridagi de-Broyl formulasini to'liqin vektori K orqali ham ifodalash mumkin. To'liqin vektori k uzunligi 2π ga teng bo'lgan kesmaga joyshuvchi to'liqin uzunliklari soniga teng:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.5)$$

λ ni K orqali ifodalasak, (4.4) ni boshqacha yozish mumkin

$$p = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad (4.6)$$

(4.6) formulada

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

Zarracha impulsining yo'nalishi to'liqin vektori K yo'nalishi bilan bir xil:

$$\bar{p} = \hbar \bar{\kappa} \quad (4.6a)$$

yoki

$$\bar{\kappa} = \frac{\bar{p}}{\hbar}$$

De-Broyl to'liqinining tebranish chastotasi

$$E = h\nu = \hbar\omega$$

munosabatdan

$$\omega = \frac{E}{\hbar}, \quad \nu = \frac{E}{h} \quad (4.7)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu erda E zarrachaning to'liq energiyasi. Demak, (4.7) munosabat faqat yorug'lik kvantigagina tegishli bo'lmay, u har qanday mikrozzarrachaga ham tegishlidir. Misol tariqasida ayrim zarrachalar uchun de-Broyl to'liqini uzunligini hisoblaylik. Masalan, massasi $m=10^{-5}$ kg bo'lgan makroskopik chang zarrachasi $\vartheta=10$ m/s tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin: (4.4) formula bilan λ_B ni topaylik.

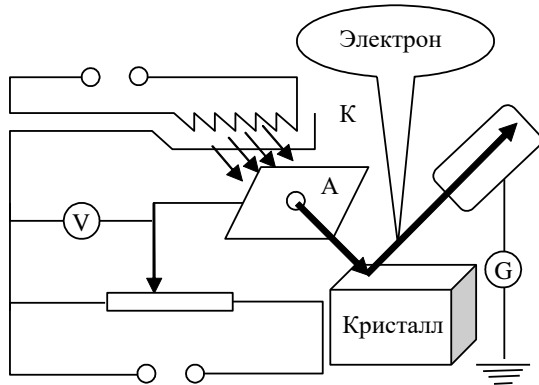
$$\lambda_1 = \frac{h}{p_1} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-5} \cdot 10} \text{ m} = 6,62 \cdot 10^{-30} \text{ m} = 6,62 \cdot 10^{-20} \text{ \AA}$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinadiki, makroskopik zarrachada to'liqin xususiyat namoyon bo'lmas ekan.

Ikkinchi misol sifatida mikroddunyoning tipik vakili bo'lgan zarracha-elektron uchun λ_B ni hisoblaylik. Elektronning tinchlikdagi massasi $m_{0e}=9 \cdot 10^{-31}$ kg, tezligini $\vartheta_2=10^6$ m/s deb olaylik. U holda

$$\lambda_2 = \frac{h}{P_2} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 10^{-31} \cdot 10^6} \text{ м} = 6,7 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 6,7 \text{ \AA}$$

Topilgan bu to'liq uzunligi qiymati rentgen nurlarinikiga mos keladi. Lekin bu erda shuni aytish kerakki, de-Broyl to'liqini elektron bilan bog'liq bo'lgan elektromagnit to'liq sifatida talqin qilish mumkin emas. Har qanday boshqa zarracha uchun ham de-Broyl to'liqini elektromagnit yoki boshqa tabiatga ega bo'lgan to'liq sifatida qarash noto'g'ri bo'ladi.



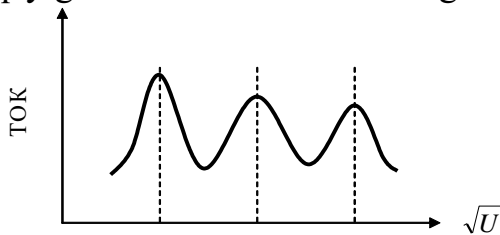
4.1-rasm

1924-yilga kelib fizikada quyidagi muammo paydo bo'ldi.

Yuqorida elektron uchun topilgan de-Broyl to'liq uzunligini qiymati tajriba yo'li bilan tekshirib ko'rildi. 1927 yilda amerikalik fiziklar K. Devisson (1881-1958) va L.Jermerlar (1896-1971) tajribada elektronlar dastasini to'liq xossaga ega ekanligini aniqladilar. Ular rentgen nurlarining to'liq uzunligini aniqlash usulidan elektronlarning

to'liq xossasini tekshirish uchun foydalandilar. Tajriba sxemasi 4.1-rasmda ko'rsatilgan. Rentgen nurlari o'rniga katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar dastasi nikel kristalli sirtiga yo'naltirildi. Katoddan uchib chiqqan elektronlarning energiyasi, katod va anod orasiga beriladigan kuchlanishni potentsiometr bilan o'zgartirish orqali boshqariladi. Anodda kichkina yumaloq tirqish bo'lib, undan chiqqan elektronlar ma'lum burchak ostida kristall sirtiga tushadi va undan o'sha burchak ostiga qaytadi. Qaytgan elektronlar Faradey tsilindri yordamida ushlanadi.

Faradey tsilindriga ulangan galvanometr orqali o'tgan tokka qarab, kristalldan qaytgan elektronlar intensivligi haqida fikr yuritish mumkin. Elektron dastasi hosil



4.2-rasm

qiluvchi qurilma elektron zambarak deb ataladi. Elektron zambarak, kristall, Faradey tsilindri hammasi vakuumda joylashgan bo'ladi. Tajriba davomida galvanometrda o'tayotgan tok bilan elektronlarga tezlanish beruvchi kuchlanishdan chiqarilgan kvadrat ildiz orasidagi bog'lanish grafi 4.2-rasmda ko'rsatilgan. Bu bog'lanishda

bir-biridan bir xil masofada joylashgan maksimumlar kuzatilgan.

Aslini olganda elektronlarni kristalldan qaytishini hisobga olmaganda tok bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish ikki elektrodli elektron lampaning Volt-Amper xarakteristikasi bilan bir xil bo'lishi, hech qanday maksimum-minimumlar bo'lmasligi kerak edi. Bunday maksimumlarni faqat elektronlarning to'liq xossasini hisobga olib tushuntirish mumkin.

Elektronlarning katod va anod orasidagi elektr maydonida olgan kinetik energiyasi

$$\frac{m_{oe} v^2}{2} = eU$$

bo'lgani uchun, tezligi

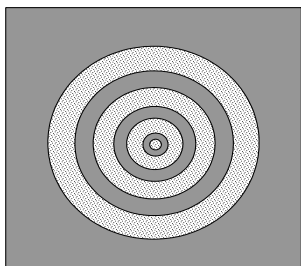
$$\beta = \sqrt{\frac{2eU}{m_{0e}}} \quad (4.8)$$

bo'ladi. Elektronning tezligini aniqlash mumkin bo'lgan (4.8) ifodani (4.4) formulaga qo'yamiz:

$$\lambda = \frac{h}{m_{0e} \beta} = \frac{h}{\sqrt{2em_{0e}U}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}}} = \frac{1,23 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{U}}$$

yoki

$$\lambda = \frac{12,3}{\sqrt{U}} \text{ \AA} \quad (4.9)$$



4.3-rasm

Odatdagi elektron qurilmalarda katod va anod orasidagi kuchlanish $I \div 104 \text{ B}$ atrofida bo'lishini hisobga olsak, (4.9) formuladan λ ni $10 \div 0,1 \text{ \AA}$ oralig'ida bo'lishi kelib chiqadi. Ya'ni λ rentgen nurlari to'lqin uzunliklari oralig'ida bo'ladi.

Devisson va Jermerlar tajribasida birinchi maksimum kuchlanishning 54 V qiymatida va qaytish burchagi $\theta = 500$ bo'lganda kuzatiladi. Rentgen nurlari difraktsiyasi uchun

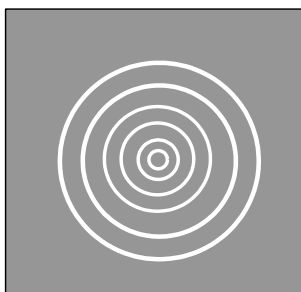
chiqarilgan Vulf-Breglarning

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (4.10)$$

formulasiga nikelning kristall panjara doimiysi d va elektronlarning kristall sirtidan qaytish burchagi θ ni qo'yib λ ni hisoblasak, $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$ ekanligi kelib chiqadi. Kuchlanish qiymatini (4.9) formulaga qo'yib hisoblaganda ham yuqoridagi $1,67 \text{ \AA}$ natija kelib chiqadi, ya'ni:

$$\lambda = \frac{12,3}{\sqrt{54}} = 1,67 \text{ \AA}$$

Bu natija de-Broyl formulasini naqadar to'g'riligini tasdiqladi.



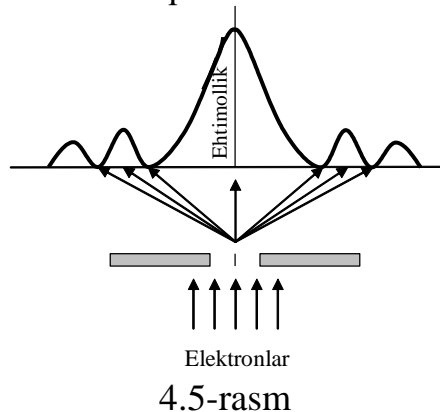
4.4-rasm

2. Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.

Keyinchalik de-Broyl formulasini to'g'riligi ko'p olimlarining tajribalarida ham tasdiqlandi. Masalan, rus olimi Tartakovskiy P.S. katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ($d \cong 1 \text{ mkm}$) metall qatlamidan o'tkazib, elektronlar hosil qilgan difraktsiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi. Elektronlarning kichkina yumaloq teshikdan chiqishda fotoplastinkada hosil qilgan difraktsiya manzarasi (4.3-rasm) ham xuddi monoxromatik yorug'likning yakka tirqishdan o'tganda yoki rentgen nurlarini kristall panjaradan qaytganda hosil qilgan difraktsiyasiga o'xshab, navbatlashib joylashgan yorug'-qorong'i xalqalardan iborat bo'lar ekan (4.4-rasm). Agar elektronlar chiqayotgan teshikchening qarshisiga ekran qo'yilsa, elektronlar ko'proq ekranni o'rtasiga tushadi. So'ngra navatlashib joylashgan difraktsiya xalqalari bo'yicha taqsimlanadi. Xalqalar orasiga bitta ham elektron tushmaydi. Boshqacha aytganda elektronlarni ekranning ma'lum nuqtalariga tushish ehtimolligi aniq bir taqsimot funksiyasiga ega. Bu funktsiya grafigi yorug'lik intensivligini difraktsiya xalqalari bo'yicha taqsimlanishiga o'xshaydi. Uni ekran

markaziga nisbatan taqsimlanish grafigi 4.5-rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, markazdan uzoqlashgan sari elektronlarning tushish ehtimolligi kamayib, minimumda nol bo'ladi. Keyingi maksimumlar markaziy maksimumga qaraganda bir necha marta kichikdir. Demak, bu nuqtalarga elektronlarning tushish ehtimolligi ancha kichikdir. Minimumlar esa bu nuqtalarga elektronlarning umuman tushmasligini bildirdi.

G. Tomson (1928) elektronlarning difraktsiya manzarasiga magnit maydoni ta'sir qilishini tajribada aniqladi. Bu tajriba difraktsiyani elektron bilan kristallni ta'sirlanishida hosil bo'lgan rentgen nurlari hosil qilmasdan, balki elektronlarning o'zi hosil qilishini ko'rsatadi.



K. Devisson, L. Jermer, G. Tomson va P. S. Tartakovskiyalar elektronlarning difraktsiyasini kuzatgandan keyin quyidagi muammoni ham hal qilishga to'g'ri keldi.

1948 yilda V. Fabrikant, L. Biberman va N. Sushkinlar elektronlarni yupqa metall qatlamidan bittalab o'tkazganda ham elektronlar difraktsiyasini kuzatdilar. Bu tajribadan to'lqin xususiyat faqat elektronlar oqimiga tegishli bo'lmasdan, balki har bir elektronning o'ziga ham xos ekanligi kelib chiqadi.

Keyinchalik boshqa zarrachalarning ham, masalan neytronlarni, proton va geliy atomlarini ham to'lqin xossaga ega ekanligi aniqlandi. Mikrozararlarda to'lqin xususiyatni ochilishi moddalar tuzilishini o'rganishning yangi usullari - elektronografiya va neytronografiyani yaratilishiga olib keldi.

Hozirgi zamon elektron mikroskoplarining ajrata olish qobiliyatini baholashda elektronlarining to'lqin xususiyatini amalda hisobga olishga to'g'ri keladi. Optik mikroskoplarning ajarta olish qobiliyati yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lgani kabi elektron mikroskoplarning ham ajarta olish qobiliyati elektronning de-Broyl to'lqin uzunligiga bog'liq.

Yuqorida ko'rib o'tganlarimizni umumlashtirib shuni aytamizki, har qanday mikrozarrahaga bir tomondan to'lqin, ikkinchi tomondan zarracha deb qarashimiz kerak. Ya'ni ularga ikki yoqlamalik hosdir. Yorug'lik uchun ham shunday ikki yoqlamalik (dualizm) o'rinli ekanligini ko'rgan edik.

3. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari

Elektronning to'lqin xossasini ochilishi unga oddiy zarracha sifatida emas, balki to'lqin xossasiga ega bo'lgan murakkab bir borliq sifatida qarash kerakligini ko'rsatadi. Uni o'lchami, aniq traektoriyasi haqida gapirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik fotonidan farqli elektr zaryadiga ega bo'lib, uni fazodagi vaziyati va taqsimlanishi boshqa zarrachalar bilan, masalan, atomda yadro bilan o'zaro ta'sirlashishiga bog'liq bo'ladi.

Ma'lumki, klassik mexanikada m massali moddiy nuqta x o'qi bo'ylab V tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, u aniq x koordinata va $P_x = mV_x$ impulsga ega bo'ladi. Ma'lum vaqtdan keyin uni koordinatasi x' , impulsi P'_x bo'ladi. Shu bilan birga nuqta aniq harakat trayektoriyasiga ham ega bo'ladi. Agar moddiy nuqtaga

ta'sir qilayotgan F_x kuch ma'lum bo'lsa, uni ma'lum vaqtdan keyingi koordinata va impulsni hisoblash mumkin.

Moddiy nuqtaning tezligi va tezlanishi

$$g_x = \frac{dx}{dt}; \quad a_x = \frac{dg_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}$$

formulalar bilan aniqlanar edi. Nyutonning II qonuni

$$F_x = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (4.11)$$

formula bilan ifodalanadi. (4.11) formulani yana ikki ko'rinishda yozish mumkin:

$$F_x = \frac{dP_x}{dt} \quad \text{va} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{P_x}{m} \quad (4.12)$$

Bu formulalar klassik mexanikadagi sababiyat printsiptini matematik ifodasi bo'lib, agar moddiy nuqtaga ta'sir etayotgan kuch ma'lum bo'lsa, ular yordamida moddiy nuqtaning dt vaqtdan keyingi koordinata va impulsining o'zgarishi dx va dp larni topish mumkin.

Demak, harakatdagi moddiy nuqta bir vaqtning o'zida aniq koordinata, impuls va traektoriyaga ega bo'ladi. Uning keyingi vaziyati harakat tenglamasi yordamida topiladi.

Mikrozarra to'lqin xossasiga ega bo'lgani uchun u klassik mexanikadagi zarrachadan farq qiladi. Asosiy farq shundaki, mikrozarrachani aniq traektoriyasi, koordinatasi va impuls haqida gapirish mumkin emas. Masalan, mikrozarrachani impulsini to'lqin uzunligi orqali ifodalashimiz mumkin. Ammo mikrozarracha to'lqin xossaga ega bo'lgani uchun u fazoda ancha katta oraliqni egallaydi va koordinatasining noaniqligi katta bo'ladi. Demak, zarrachaning impuls aniq bo'lsa, uning koordinatasi noaniq qoladi. Aksincha mikrozarraning koordinatasini aniq xisoblasak, uning impulsini noaniqligi ΔP ortadi. Ya'ni $\Delta x=0$ bo'lganda $\Delta P=\infty$ bo'ladi.

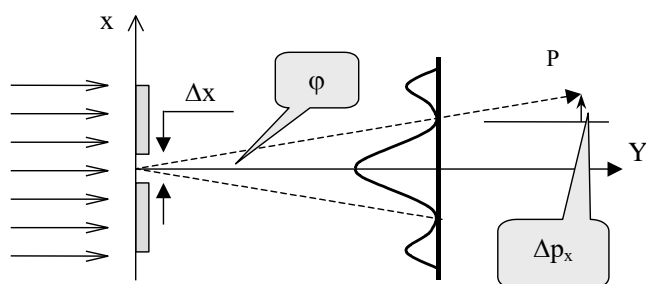
1927 yilda nemis olimi Verner Geyzenberg (1901-1976) mikrozarralarning to'lqin xossasini xisobga olib, ularning impuls va koordinatalarini bir xil aniqlik bilan xisoblab bo'lmaydi degan xulosaga keldi va o'zining noaniqliklar munosabati qonunini yaratdi.

Mikrozarrachaning impuls va koordinatasini aniq o'lchab bo'lmasligi o'lchov asboblari aniqlik darajasiga bog'liq bo'lmasdan mikrozarrachaning to'lqin xossasidan kelib chiqadi.

Agar mikrozarrachaning fazodagi koordinatalarini x, y, z va impulsining o'qlardagi proektsiyalarini P_x , P_y , P_z desak, Geyzenberg noaniqlik munosabatlariga ko'ra koordinata noaniqligini, impuls noaniqligiga ko'paytmasi Plank doimiysidan kichik bo'lmaydi. Ya'ni ,

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \Delta p_z &\geq h \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

Demak, koordinata noaniqligining impuls noaniqligiga ko'paytmasi doimo h dan katta bo'ladi. Impuls va koordinatalar juda katta aniqlikda o'lchanganda ularning ko'paytmasi h ga teng bo'lishi mumkin. (4.13) munosabatlardan ko'rinadiki, koordinatalarni juda katta aniqlikda o'lchab, uni noaniqligi x ni juda kichik bo'lishiga ($\Delta x=0$) erishish mumkin. Ammo bu vaqtda mikrozarra impulsining noaniqligi ΔP ortib ketadi ($\Delta P = \infty$). Doimo Δx ni ΔP ga ko'paytmasi Plank doimiysi h dan katta bo'ladi. Bundan zarrachaning impuls va koordinatasini bir xil katta aniqlikda o'lchab bo'lmasligi kelib chiqadi.



4.6-rasm

Noaniqlik munosabatlari haqiqatdan ham mikrozarralarning to'liq xossasidan kelib chiqishini ko'raylik.

Elektronlar chiqayotgan tirqishning kengligi Δx bo'lsin. Agar Δx de-Broyl to'liq uzunligiga yaqin bo'lsa, ekranda elektronlar difraktsiyasi kuzatiladi (4.5-rasm). 4.5-rasmda Y o'qiga simmetrik joylashgan bosh va ikkilamchi maksimumlar ko'rsatilgan. Elektron tirqishdan chiqqandan keyin difraktsiya tufayli φ burchakka buriladi. Natijada impulsning x o'qi yo'nalishida ΔP_x noaniqligi vujudga keladi. Tirqishdan o'tishdan oldin elektronlar Y o'qi yo'nalishida harakatlangani uchun impulsning X o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi P_x ham, noaniqligi ΔP_x ham nolga teng bo'lib, koordinatasi butunlay noaniq bo'ladi. Elektronlar tirqishdan chiqayotgan paytda ularning x koordinatasi tirqishning kengligiga teng bo'lib, Δx aniqlikda bo'ladi. Elektronlarning tirqishdan chiqqandan keyin difraktsiyasi tufayli 2φ burchak oralig'ida harakatlanadilar. (Bu erda φ - difraktsiya maksimumiga mos kelgan burchak). Natijada elektronlar impulsini x o'qi yo'nalishidagi ΔP_x noaniqligi hosil bo'ladi.

(4.13) formulaga asosan 4.6-rasmdan ΔP_x ni topamiz:

$$\Delta P_x = p \sin \varphi \quad (4.14)$$

Difraktsiya nazariyasiga ko'ra birinchi minimum

$$\Delta x \sin \varphi = \lambda \quad (4.15)$$

shartni qanoatlantiruvchi φ burchakka mos keladi. (4.14) va (4.15) formulalardan

$$\Delta x \cdot \Delta P_x = h$$

ekanligini topamiz. Agar bosh maksimumning tashqarisiga ham tushayotgan elektronlarni ham xisobga olsak, $\Delta P_x \geq p \sin \varphi$ bo'lib,

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

ekanligi kelib chiqadi.

Noaniqlik munosabatini

$$\Delta x \Delta \vartheta_x \geq \frac{h}{m} \quad (4.16)$$

ko'rinishda ham yozish mumkin. (4.13) formuladan ko'rinadiki, zarrachaning massasi m qancha katta bo'lsa, tezlik va koordinataning noaniqligi shuncha kamayadi.

Geyzenberg tomonidan noaniqliklar munosabatlari yaratilgandan keyin quyidagi muammoni hal qilish kerak bo'lib qoldi.

Geyzenberg munosabatlarini makro- va mikroduyo zarrachalarga qo'llash qanday natija berishini ko'raylik.

Misol sifatida massasi $m=1 \text{ mg} = 10^{-6} \text{ kg}$, chiziqli o'lchami $l=1 \text{ mkm} = 10^{-6} \text{ m}$ bo'lgan chang zarrachasini olaylik. Uning koordinatasini noaniqligini $\Delta x=0,01 \text{ mkm} = 10^{-8} \text{ m}$ bo'lsin deylik. Mexanikadagi $p=mv$ impuls formulasini qo'llab, (4.16) formuladan tezlikning noaniqligi Δv_x ni topamiz:

$$\Delta v_x \geq \frac{h}{\Delta x \cdot m} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-6}} \cong 10^{-19} \frac{\mathcal{M}}{c}$$

Tezlikning bunday juda kichik noaniqligini chang zarrachasining har qanday tezligida ham xisobga olmasa bo'ladi. Demak, makroskopik jismlarning to'qin xossasini xisobga olish kerak emas, ularning koordinata va impulsini katta aniqlikda o'lchash mumkin.

Elektron-nurli trubkadagi elektron uchun noaniqlik munosabatini qo'llaylik. Trubkadagi elektronning tezligi $v=10^8 \text{ m/s}$ bo'lsin, uni noaniqligi 0,01 % ni, ya'ni 10^4 m/c bo'lsin. U holda Geyzenberg munosabatidan koordinataning noaniqligi uchun

$$\Delta x = \frac{h}{m \cdot \Delta v} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \mathcal{M}$$

kelib chiqadi. Δx ning bu qiymatidan ko'rinib turibdiki, u elektronlarni ekranda hosil qilgan yorug' dog'ining o'lchamidan bir necha marta kichik. Bundan elektron-nurli trubkadagi elektron uchun Geyzenberg munosabatlarini qo'llash zarur emas, degan xulosa kelib chiqadi. Elektron aniq traektoriyaga ega bo'lib, uni tezlik va koordinatasini klassik mexanika qonunlaridan foydalanib topish mumkin.

Noaniqliklar munosabatini vodorod atomidagi elektron uchun tadbiiq etaylik, koordinatani noaniqligi atomning o'lchamiga yaqin bo'lsin. Masalan, $\Delta x = 10^{-10} \text{ m}$. U holda

$$\Delta v_x = \frac{h}{m_{oe} \cdot \Delta x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} = 7,27 \cdot 10^6 \frac{\mathcal{M}}{c}$$

kelib chiqadi.

Klassik mexanika qonunlarini qo'llab, elektronning yadro atrof idagi xaqiqiy tezligi uchun $v=2,3 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ ekanini topamiz. Ko'rinib turibdiki, tezlikning noaniqligi uni o'zining qiymatidan ham katta bo'lib qolmoqda, demak, atomdagi elektron uchun aniq koordinata va traektoriya to'g'risida fikr yuritib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida energiya va vaqt uchun ham noaniqliklar munosabati o'rinli ekanligi xisobga olinadi. Ularning qiymatlaridagi noaniqlik quyidagi shartni qanoatlantirishi kerak.

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \quad (4.17)$$

Bu ifodadan yashash vaqti Δt bo'lgan zarrachaning energiyasi aniq bir E qiymatga ega bo'lmasligi kelib chiqadi. Zarrachaning yashash vaqti kamayishi bilan uni energiyasining noaniqligi ortadi: $\Delta E = h/\Delta t$. Yuqoridagi ifodadan nurlangan foton chastotasining noaniqligi $\Delta \nu = \Delta E/h$ ham kelib chiqadi, ya'ni spektr chizig'i

$$\nu \pm \Delta E/h$$

ko'rinishda ifodalanishi kerak. Xaqiqatdan ham tajriba spektral chiziqning yoyilganroq bo'lishini ko'rsatadi, uni kengligini o'lchab, atomning uyg'ongan holatda qancha vaqt bo'lishini hisoblash mumkin.

Mustahkamlash uchun savollar

1. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimadan iborat?
2. Devison va Jermerlar qanday tajriba o'tkazdilar va tajribada nimani isbotladilar?
3. Qanday zarachalarda to'lqin xususiyat namoyon bo'ladi?
4. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlarini tushuntiring.
5. Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari qanday zarrachalar uchun bajariladi?
6. Spektral chiziqlarning kengligi noaniqliklar munosabatlari orqali qanday tushuntiriladi?

Tayanch so'zlar va iboralar: Yorug'lik tabiatidagi ikkiyoqlamalik, yorulikning elektromagnit to'lin va kvant tabiati, de-Broyl gipotezasi, zarrachalarning to'lqin xususiyati, Devison va Jermerlar va boshqa olimlarning tajribalari, elektronlar va neytronlar difraksiyasi, Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari, zarrachaning impulsi va koordinatasi unun noaniqliklar munosabatlarni qo'llanish chegarasi.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent - "O'qituvchi", 1989.
2. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., "Kurs fiziki" M.: "Visshaya shkola", 2000.
3. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
4. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
5. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
6. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.: "Prosveoenie", 1973.
7. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veoestva" M.: "Prosveoenie", 1970.
8. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
9. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
10. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M., 1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

VODOROD ATOMINING BOR NAZARIYASI

5-ma'ruza. Vodород atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinatsion printsip. Bor postulatları. Frank va Gerts tajribalari. Vodород atomining Bor nazariyasi.

Reja:

1. Vodород atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinatsion printsip.
2. Bor postulatları. Frank va Gerts tajribalari.
3. Vodород atomining Bor nazariyasi.

1. Vodород atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinatsion printsip.

XIX asrning oxiriga kelib klassik fizika ko'pgina fizik hodisalarni tushuntirib beraolmay qoldi. Bunday hodisalar qatoriga absolyut qora jismning issiqlik nurlanishi, fotoeffekt, kompton effekti, kristallarning past temperaturalardagi issiqlik sig'imi va atom nurlanishining chiziqli spektri bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni kiritish mumkin. Bu hodisalar atrof-muhitni o'rab olgan materiyaning ichki xususiyatlariga, bevosita kuzatib bo'lmaydigan mikroolamdagi jarayonlarga xos bo'lib, uni hal qilish uchun o'sha paytlarda fanga yot bo'lgan tushunchalar kiritilishini talab qilar edi. Bunday tushunchalar esa hodisaning tub mohiyatidan kelib chiqishi kerak. Ana shunday yangi tushuncha - absolyut qora jismning nurlanish nazariyasini yaratishda Maks Plank (1900 y.) tomonidan taklif etilgan mikroboektlar energiyasining kvantlanishi bo'ldi.

1886 yilda Velgelm Vin absolyut qora jism nurlanishini tushuntirib, birlik hajm va birlik chastota oraligiga mos keluvchi nurlanish energiyasi ν/T nisbat ortishi bilan eksponentsial holda kamayishini ko'rsatadigan formulani topdi. Vinning bu formulasini klassik fizika nuqtai nazaridan tushuntirib bo'lmadi. Chunki, klassik fizikaga ko'ra chastota ortishi bilan nurlanish intensivligi ham ortib borishi kerak. M. Plank, Vin qonunini tushuntirish uchun absolyut qora jism turli chastotalarda nurlanuvchi cheksiz ko'p sonli zarrachalardan, ya'ni nurlangichlardan (ostsillyatorlardan) iborat deb, bu nurlangichlarning energiyasi nurlanish natijasida uzluksiz holda o'zgarasdan, balki sakragan holda va doimo $h\nu$ energiya bo'lagi miqdorida o'zgaradi deb oldi. Plankning bu farazidan keyin ν/T nisbat ortishi bilan nurlanish qobiliyatining kamayishini tushuntirish mumkin bo'ldi va u bu faraziga asoslanib absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratdi. Plank nurlanish modda zarrachalaridan kvantlar ko'rinishida, diskret holda chiqadi deb xisoblagan bo'lsa, A.Eynshteyn Plank g'oyasini yanada rivojlantirib, nurlanish moddada kvantlar holida yutiladi ham deb, fotoeffektni tushuntirishda klassik fizika duch kelgan muammoni echib berdi. Eynshteynning fotoeffekt nazariyasiga ko'ra, moddaga tushgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronning chiqish ishidan katta bo'lsa, elektronlar moddadan uchib chiqadi va fotoeffekt kuzatiladi. Uchib chiqqan

elektronlarning kinetik energiyasi yorug'lik kvanti energiyasidan elektronlarning chiqish ishini ayirmasiga teng: $E_k = hv - A$. Bu nazariya tajriba asosida topilgan fotoeffekt qonunlarini tushuntirib berdi.

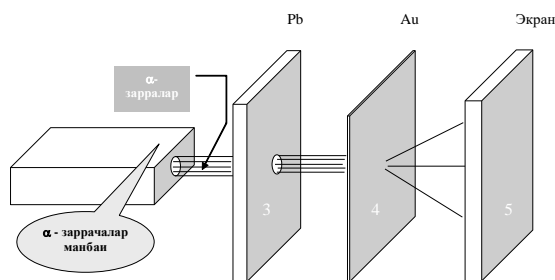
Yorug'likning moddalarda kvantlar tarzida sochilishidan va yutilishidan yorug'likning o'zini ham kvant tarzida tarqalishi kelib chiqadi.

Klassik fizika kristallarning issiqlik sig'imini temperaturaga bog'lanishini tushuntirishda ham zddiyatga duch keldi. Kristallarning issiqlik sig'imi uchun klassik nazariyaga asoslanib chiqarilgan Dyulong-Pti qonunidan issiqlik sig'imini o'zgarmasligi kelib chiqadi:

$$C = 3R = 25 \text{ J/mol}\cdot\text{K}.$$

Lekin tajribada kristallarning issiqlik sig'imi bilan temperatura orasidagi bog'lanishni o'rganish shuni ko'rsatdiki, bu qonun faqat nisbatan yuqori temperaturalarda bajarilar ekan. Temperatura absolyut nolga yaqinlashishi bilan issiqlik sig'imi ham nolga intiladi. Bunday bog'lanish sababini klassik fizika tushuntirishga ojizlik qildi. SHundan keyin 1907 yilda A.Eynshteyn kvant tasavvurlarga asoslanib, tajribaga mos keladigan issiqlik sig'imining kvant nazariyasini yaratdi.

1913 yilda Eynshteyn yorug'lik kvanti energiyasi $h\nu$ ni uning impulsi $h\nu/c$ bilan bog'lashni taklif qildi. Yorug'lik kvantlarini (fotonlarini) haqiqatdan ham mavjudligi 1923 yilda Kompton tajribasida, 1926 yilda Bote tajribasida uzul-kesil tasdiqlandi.



5.1-rasm

Atom energiyasi diskret, ya'ni kvantlangan holda o'zgarishi Frank-Gerts tajribasida tasdiqlangandan keyin, yana bir qancha tajribalar kvantlanish g'oyasining to'g'riligini tasdiqladi. Masalan, SHtern-Gerlax tajribalari atomlarning magnit momentlarida ham fazoviy kvantlanish mavjudligini isbotladi. Mikrozarrahaning to'lqin xossaga ega bo'lishi haqidagi de-Broyl

gipotezasini Devisson va Jermerlar tajribasida tasdiqlanishi to'lqin - korpuskula dualizmi nafaqat yorug'lik uchun, balki butun mikrozarra ko'rinishdagi moddalarga ham xos ekaniga shubha qoldirmadi.

Shunday keyin zarrachalarning to'lqin xossalarini xisobga oluvchi umumiy harakat tenglamasini yaratishga kirishildi. Bunday tenglamani avstriyalik fizik E.SHredinger yaratdi. Zarrachalarning to'lqin-korpuskulyar xossalarini o'rganadigan fizikaning bo'limiga to'lqin mexanikasi yoki kvant mexanikasi deyiladi. To'lqin mexanikasi bilan keyingi ma'ruzalarda tanishamiz.

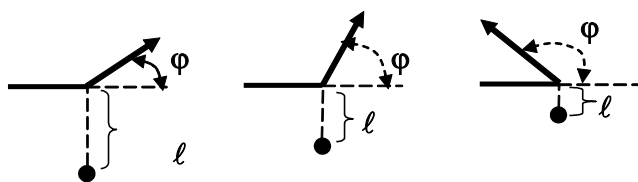
XIX-asrning oxiriga kelib klassik fizika gazlarning nurlanish, yutilish spektri va atom tuzilishini o'rganishda yana bir muammoga duch keldi. Bu vaqtda atomlarning nurlanish spektri ma'lum tartibda joylashgan spektral chiziqlardan iborat ekanligi ma'lum bo'ldi. Ya'ni, vodorod atomi va boshqa atomlarning spektral seriyalari aniqlandi. Lekin klassik fizika quyidagi muammoga duch keldi.

Bu mamoli savollarga klassik fizika javob topa olmadi.

Klassik elektrodinamikaga ko'ra elektromagnit nurlanish zaryadlarning tebranishi yoki tezlanish bilan harakatlanishi natijasida hosil bo'ladi va uning

chastotasi, zaryadlarning tebranish chastotasiga mos keladi. Bunga Gerts vibratorini misol qilib ko'rsatish mumkin. Atomning klassik elektrodinamikaga asoslangan birinchi modelini J.J.Tomson (1856-1940) 1903 yilda taklif qildi. Bu modelga binoan atom shar shaklida bo'lib, uning butun hajmida musbat zaryadlar bir tekis taqsimlangan. SHu musbat zaryadlar orasida elektronlar ham joylashgan bo'lib, ularning soni musbat zaryadlar soniga teng bo'lgani uchun atom neytral hisoblanadi. Elektron muvozanat vaziyatidan siljiganda uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi elastiklik kuchiga o'xshash kuch hosil bo'ladi. SHu kuch ta'sirida elektron garmonik tebranma harakat qiladi. Maksvell elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan elektron atomda tebranma harakat qilgani uchun atom monoxramatik elektromagnit to'lqin sochadi. Sochilgan elektromagnit to'lqin chastotasi elektronning tebranish chastotasiga mos keladi. Tomson shu atom modeli bilan atomning nurlanish spektri chiziqli bo'lishini tushuntirib berdi. G.N.Lorents, Tomsonning bu atom modeli asosida yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini yaratdi. Bu nazariya normal va anomal dispersiyalarini tushuntirib berdi. O'z vaqtida atomning Tomson modeli fizikada muhim rol o'ynadi. Ammo bu model uzoq yashamadi. Ingliz olimi Rezerford radioaktiv moddalardan chiquvchi α -zarrachalarni yupqa metall qatlamidan o'tganda sochilishini o'rganib, 1911 yilda atom tuzilishining yangi modelini yaratdi. α -zarrachalar bilan ta'sirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish uchun oldin α -zarrachaning o'zini tabiatini bilish kerak edi. SHuning uchun Rezerford α -zarrachaning zaryadini, massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan α -zarrachalarni Faradey tsilindriga to'plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo'lib, ikki elektron zaryadiga ($q = 2e$) teng ekanligini aniqladilar. α -zarrachalarni magnit maydonida og'ishiga qarab, uni massasi, 4 ta vodorod atomi massasiga, ya'ni geliy atomining massasiga tengligini aniqlandi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan α -zarrachalarning tezligi 10^7 m/s atrofida bo'lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford α -zarrachalar yo'lga kichkina yumaloq tirqishli to'siq qo'yib, tirqishdan chiqayotgan α -zarrachalar dastasini qalinligi 1 mkm ga yaqin bo'lgan oltin qatlami (folga) tomon yo'naltirdi. Rezerford tajribasining sxemasi 5.1-rasmda ko'rsatilgan. Oltin qatlamidan o'tgan α -zarrachalar nurlanuvchi (lyuminestsentsiyalanuvchi) ekran orqali yoki fotoqog'oz yordamida qayd qilinadi. Tajribadan shu narsa ma'lum bo'ldiki, α -zarrachalarning juda ko'p qismi oltin qatlamidan hech qanday to'siqqa uchramay o'tib ekranga borib tushaverar ekan. Lekin ayrim α -zarrachalarni oltin qatlamdan o'tishda 10^0 , 15^0 , 20^0 burchaklarga og'ishi kuzatiladi. Yana ham oz sondagi α -zarrachalar (taxminan 8000 dan bittasi) 90^0 dan katta bo'lgan burchakka ham og'ishi aniqlandi. Hatto (taxminan 20000 dan bittasini) oltin qatlamdan orqaga qaytgani ham qayd qilindi. 2-rasmda yadro kichkina sharcha shaklida tasvirlangan. α -zarrachaning harakat yo'nalishi strelka bilan ko'rsatilgan, ℓ - α -zarrachaning dastlabki yo'nalishi bilan yadro orasidagi eng yaqin masofa, φ - α -zarrachaning burilish burchagi.

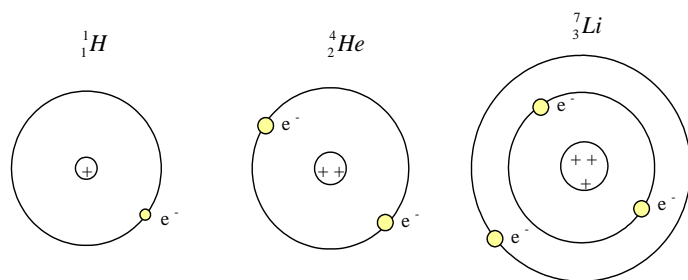
Rasmdan ko'rinib turibdiki, α - zarrachaning burilish burchagi u bilan atom yadrosi orasidagi masofaga bog'liq. Rezerford bu masofani nishon masofasi deb atadi. Bu tajriba natijalaridan Rezerford quyidagi uchta xulosani chiqardi.



5.2-rasm

sababchi bo'ladi.

2. α - zarrachalarning ko'p qismini hech qanday to'sqinlikka uchramay oltin qatlamdan o'tib ketishi, atom tarkibidagi musbat zaryadlar atom markazidagi juda ham kichik hajmli yadroga to'planganligini ko'rsatadi.



5.3-rasm

Rezerford yuqoridagi xulosalari asosida atomning yadro modelini yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadli yadro joylashgan. Yadro bilan elektronlarning o'zaro ta'sirlashishi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo'ylab aylanadilar. Yadroga tortilish Kulon kuchlari markazga intilma kuch vazifasini bajaradi. Yadro atrofida aylanayotgan elektron uchun Nyutonning 2-qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\frac{ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

Bu erda v - elektronning orbitadagi tezligi, r - orbita radiusi.

Elektronlarning umumiy zaryadi, yadroning umumiy musbat zaryadiga teng bo'lgani uchun atom yaxlit holda elektr zaryadiga ega emas. 5.3-rasmda Rezerfordning atom yadro modeli bo'yicha vodorod, geliy va litiy atomlarining tuzilishi sxematik tarzda tasvirlangan.

Rezerford tajribaga va atom yadro modeligi asoslanib yadro zaryadini va o'lchamini aniqlashga muvaffaq bo'ldi. Yadroning zaryadi elektron zaryadiga qarrali bo'lib,

$$Q = +Ze$$

ekanligi aniqlandi. Bu erda Z - elementning Mendeleev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford yana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o'rnini Mendeleev ko'rsatganidek, uning atom massasi bilan emas, balki yadro zaryadi bilan aniqlanar ekan. Rezerford ayrim elementlarning davriy sistemadagi o'rniga tuzatishlar kiritdi, ya'ni ularning tartib raqamlarini o'zgartirdi.

Rezerford atom yadrosining o'lchamini qanday aniqlaganini ko'rib o'taylik. Masalan α -zarracha biror element atom yadrosiga markaziy urilsin. Aslida α -

zarrachani yadro bilan to'qnashishi sodir bo'lmaydi, chunki α - zarracha yadroga qandaydir masofagacha yaqinlashib borib, so'ngra orqaga qaytadi. α -zarrachaning kinetik energiyasi qancha katta bo'lsa, u yadroga shuncha ko'proq yaqin boradi. Energiyaning saqlanish qonuniga binoan α -zarrachaning kinetik energiyasini yadro bilan Kulon o'zaro ta'sir potentsial energiyasiga tenglaymiz:

$$\frac{m_{\alpha}v^2}{2} = q_{\alpha} \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (5.1)$$

α - zarrachaning tezligi $v \approx 10^7$ m/s, massasi $m_{\alpha} = 4m_N = 4 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg, zaryadi $q_{\alpha} = 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl va oltin atomining davriy sistemadagi tartib raqami $Z = 79$ ekanligini hisobga olib, (5.1) tenglikdan r_0 ni hisoblaymiz.

$$r_0 = \frac{q_{\alpha} Z e}{4\pi\epsilon_0 m_{\alpha} v^2} \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

Topilgan r_0 ning bu qiymati oltin va α -zarrachalarning yadro radiuslarining yig'indisiga qariyb teng. Yadroning bu o'lchami shartli bo'lib, u α -zarrachaning tezligiga bog'liq. Hozirgi zamon usullari bilan yadroning o'lchami 10^{-15} m atrofida ekanligi aniqlangan. Yadro fizikasida 10^{-15} m uzunlik 1 Fermi deb yuritiladi. Elektronning radiusi ham 1 Fermi atrofida ekanligini hisoblab topishimiz mumkin. Elektrostatikadan ma'lumki, ϕ -potentsialgacha zaryadlangan q zaryadli o'tkazgich energiyasi

$$E_0 = \frac{1}{2} q\phi$$

formula bilan hisoblanadi.

Elektronni r_0 radiusli sharcha deb olsak, uning energiyasi uchun

$$E_0 = \frac{1}{2} e \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (5.2)$$

formulani yozishimiz mumkin.

Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga binoan tinch turgan elektronning energiyasi

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (5.3)$$

Bu erda m_0 -elektronning tinchlikdagi massasi, E_0 ning yuqoridagi ifodalarini bir-biriga tenglab, kattaliklarni son qiymatlarini qo'yib, elektronning radiusini hisoblaymiz:

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} = m_0 c^2$$

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinib turibdiki, elektronning klassik radiusi ham yadro radiusiga yaqin ekan.

Yadroning o'lchami va massasini bilgan holda biz yadro moddasining zichligini hisoblashimiz mumkin. Yadroning massasi o'rniga atom massasini olsa ham bo'ladi,

chunki elektronning massasi eng kichik atom-vodorod massasidan ham 1836 marta kichik. Ma'lumki, $m_n = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ bo'lgani uchun yadro zichligi uchun

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \frac{3 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{kg}}{4 \cdot 3,14 (10^{-15})^3} \approx 0,6 \cdot 10^{18} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \approx 10^9 \text{ T / cm}^3$$

natijani olviz.

Bunday zichlik hozirgacha fanda ma'lum bo'lgan eng katta zichlikdir.

Rezerfordning biz yuqorida ko'rib o'tgan atom yadro modelini ko'pincha atomning planetar modeli deb ham ataladi. Lekin bu juda qo'pol qiyoslashdir. Chunki, Quyosh va planetalar mexanik sistema bo'lsa, atom yadrosi va elektronlar elektrodinamik sistemadir. Quyosh va planetalar o'zaro gravitatsion maydon orqali tortishib tursa, elektronlar yadroga Kulon qonuni bilan aniqlanuvchi elektr maydoni kuchlari orqali tortishib turadi. Yadroga yaqin joylashgan elektronlar yadroning tortishish kuchini tashqi elektronlarga nisbatan kamaytursa, Quyoshga yaqin planetalar Quyoshning tortishish kuchini tashqi planetalarga nisbatan kuchaytiradi. Bundan tashqari, atomdagi elektronlar bir-biriga mutlaqo o'xshash bo'lib, ular orasida o'zaro itarish kuchlari bor.

Rezerfordning atom nazariyasi ayrim element atomlari yadro zaryadini va massasini aniqlab, ularning davriy sistemadagi o'rniga aniqlik kiritgani bilan atomning ko'p xossalari tushuntirib berolmadi. Masalan, atom tashqi ta'sir tufayli ionlashishi, ya'ni u chetki elektronini yo'qotib musbat ionga aylanishi va yana neytral atom holiga qaytishi mumkin. Bu jaraenni tushuntirishda Rezerford yadro modeli quyidagi muammoga duch keldi.

Elektron yadro atrofida aylanar ekan, ma'lum tezlanishga ega bo'ladi, shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Natijada elektron orbitasining radiusi qisqara borib, u spiralsimon trektoriya bo'ylab aylanishi kerak. Atom oldin uzun to'lqin uzunlikdagi yorug'lik sochishi, spiralning radiusi qisqarib elektronning aylanish chastotasi ortishi natijasida atom sochayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi uzluksiz qisqarib borishi kerak. Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, elektron qisqa vaqt ichida ($\sim 10^{-8}$ s) yadro ustiga tushib qolishi natijasida atom "buzilishi" kerak edi. Ma'lumki, bunday hol kuzatilmaydi, atom turg'unligicha qoladi. Atomdan sochilayotgan yorug'lik spektri ham uzluksiz bo'lmay, balki chiziqlidir. Masalan, gaz atomlari spektri ham chiziqlidir. Bunday chiziqli spektrga misol qilib vodorod atomi spektrini olish mumkin. Atomlar spektri nima sababdan chiziqli bo'lishini ham Rezerford atom yadro modeli tushuntirib berolmaydi. Demak, klassik mexanika va elektrodinamikaga asoslanib yaratilgan Rezerford atom nazariyasi atom ichida sodir bo'ladigan jarayonlarni tushuntirishga yaroqsiz ekan. Shundan keyin daniyalik nazariyotchi fizik Nils Bor, M. Plankning energiya kvanti haqidagi nazariyasini va tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektral seriyalarini o'rganib, atom tuzilishining yangi nazariyasini yaratdi.

2. Bor postulatlar. Frank va Gerts tajribalari.

Atom tuzilishini o'rganishda 1860 yilda nemis olimlari G.Kirxgof (1824-1887) va R.Bunzen (184-1898) ochgan spektral analiz usuli muhim rol o'ynadi.

1885 yilda shveysariyalik maktab fizika o'qtuvchisi Balmer ko'zga ko'rinadigan sohada vodorod atomining spektral chiziqlarining joylashish vaziyatida ma'lum qonuniyat borligini sezdi. Balmerning aniqlashicha to'liq uzunlikni kamayishi bilan ular orasidagi masofa ham kamayib borar ekan. Ko'p yillik izlanishlardan so'ng to'liq uzunliklari aniq bo'lgan to'rtta spektral chiziqlarini bitta umumiy formula bilan ifodalash mumkinligi aniqlandi:

$$\lambda_n = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (5.4)$$

bu formulada $\lambda_0 = 3646 \text{ \AA}$, formuladagi n ga 3,4,5 va 6 qiymatlar berib, vodorod atomining ko'zga ko'rinadigan sohadagi to'rtala spektral chiziqlarining to'liq uzunligini hisoblashimiz mumkin. Quyidagi birinchi jadvalda tajribada kuzatilgan to'liq uzunlik bilan (5.4) formula yordamida hisoblab topilgan to'liq uzunlikni mos kelishi ko'rsatilgan.

(5.4) formuladagi λ_0 Balmer seriyasidagi eng kichik to'liq uzunlik ekanligi ma'lum bo'ldi. Ya'ni,

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_n = \lambda_0 = 3646 \text{ \AA}$$

5.1-jadval

Chiziqlar	n	Hisoblab topilgan to'liq uzunlik $\lambda, \text{ \AA}$	Kuzatilgan to'liq uzunlik $\lambda, \text{ \AA}$
N α - qizil	3	6562,80	6562,79
N β - yashil	4	4861,38	4861,33
N γ - ko'k	5	4340,51	4340,47
N δ - binafsha	6	4101,78	4101,74

Spektrdagi qonuniyatni to'liq uzunlik orqali emas, balki to'liq chastotasi bilan ifodalash qulayroqdir. Chastota bilan to'liq uzunlik orasidagi bog'lanishni hisobga olib, Balmer formulasini yorug'lik chastotasi uchun yozamiz

$$\nu = c \frac{4}{\lambda_0} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = cR_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5.5)$$

(5.5) formuladagi $R_H = (10967758,1 \pm 0,8) \text{ m}^{-1}$ bo'lib, u vodorod spektridagi barcha chiziqlar uchun tegishli bo'lib, Ridberg doimiysi deb ataladi. $R = cR_H$ ham Ridberg doimiysi deb yuritiladi va uni qiymati $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Bu yerda c yorug'likni vakuumdagi tezligi.

Keyinchalik vodorod atomi spektrida ko'zga ko'rinmaydigan ultrabinafsha (UB) va infraqizil (IQ) sohalarda ham spektral chiziqlar topildi. Spektral chiziqlar to'plamiga spektral seriyalar deyiladi. Bu topilgan chiziqlar ham Balmer formulasi orqali ifodalanadi. Faqat bu formula chegaraviy to'liq uzunligi va (5.5) ifodaning qavsi ichidagi kasrlari bilan farqlanadi. Balmer formulasi umumiy holda

$$\nu_{\min} = cR_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5.6)$$

ko'rinishda ifodalanadi. (5.6) formulasidagi m va n ning qiymatiga qarab, vodorod atomidagi turli spektral seriyalarini hosil qilish mumkin:

$$m = 1; n = 2, 3, 4, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Лайман серияси}$$

$$m = 2; n = 3, 4, 5, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Бальмер серияси}$$

$$m = 3; n = 4, 5, 6, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Пашен серияси}$$

$$m = 4; n = 5, 6, 7, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Брэкет серияси}$$

$$m = 5; n = 6, 7, 8, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Пфунд серияси}$$

Layman seriyasi spektral chiziqlari spektrning UB sohasida joylashgan. Balmer seriyasidagi chiziqlar spektrning ko'zga ko'rinadigan sohasida joylashganini bilamiz. Qolgan spektral seriyalar hammasi spektrning IQ sohasidan o'rin olgan.

N.Bor tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektri va nurlanish kvanti tushunchalarini mohirlik bilan umumlashtirib, 1913 yilda atomning yangi nazariyasini yaratdi.

N.Bor (1885-1962) bu nazariyani yaratishda absolyut qora jismning nurlanishini tushuntirib bergan Plankning energiya kvanti haqidagi gipotezasini atomdagi elektronlarga tadbiq etib, elektronlar ixtiyoriy orbitalarda aylanmasdan faqat ruxsat etilgan orbitalar bo'yicha aylanadilar degan xulosaga keldi. Bunday xulosa natijasida u atom spektrining chiziqli bo'lish sababini osonlikcha tushuntirib berdi. Bundan tashqari Bor elektronning ruxsat etilgan orbitalar radiuslarining ham qanday aniqlanishini topdi. Bor o'zining atom nazariyasiga uch postulotni asos qilib oldi:

1-postulot

Atom uzoq vaqt turg'un holatlarda bo'lishi mumkin. Atomning turg'un holatiga elektronning turg'un orbitalarda aylanishi mos keladi. Elektronlar turg'un orbitalarda aylanganda atom yorug'lik nurlatmaydi. Atomning har bir turg'un holatiga E_1, E_2, E_3, \dots energiya qiymatlari to'g'ri keladi.

2-postulot

Atomdagi elektron ixtiyoriy orbitalar bo'ylab aylanmasdan, balki impuls momenti Plank doimiysiga karrali bo'lgan orbitalar bo'ylab aylanadilar:

$$m v_n r_n = n \hbar \quad (5.7)$$

Bu erda $n=1, 2, 3, \dots$ qiymatlarini oladi. U elektronning orbita tartib raqamini ko'rsatadi va bosh kvant soni deb ataladi. \hbar belgi Plank doimiysi h ning 2π ga nisbatiga teng:

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

3-postulot

Elektron bir turg'un orbitadan boshqa turg'un orbitaga o'tganda atom yorug'lik kvanti nurlatadi yoki yutadi. Chiqarilgan yoki yutilgan kvant energiyasi elektronning orbitadagi energiyalari farqiga teng:

$$h\nu = E_n - E_m \quad (5.8)$$

Bu ifodada n va m lar orbita tartib raqamlari. Ko'pincha 1 va 2-postulotlarni birlashtirib Borning ikkita postuloti bor deb ko'rsatiladi. Borning 2-postulotini

yaratilishida Plank domiysi o'lchov birligini impuls momenti o'lchov birligiga mos kelishi asosiy turtki bo'ldi. Ya'ni,

$$mvr = \frac{\kappa \epsilon \cdot M^2 \cdot c}{c^2} = N \cdot m \cdot s = j \cdot s$$

Kvant mexanikasini tahliliga ko'ra 2-postulotdagi n orbita uzunligiga joylashadigan de-Broyl to'lqinlari soniga teng:

$$2\pi r = n\lambda_B$$

$$\lambda_B = \frac{h}{m\nu}$$

bo'lgan uchun

$$2\pi r = n \frac{h}{m\nu}$$

yoki

$$m\nu r = \frac{nh}{2\pi} = n\hbar$$

bo'lib, Borning 2-postulotining matematik ifodasi kelib chiqadi.

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushsa, atom yorug'lik kvanti sochadi. Quyi orbitadan yuqori orbitaga chiqishi uchun esa tashqaridan yorug'lik kvanti yutadi.

Masalan, elektron energiyasi katta bo'lgan 2-holatdan, energiyasi kichik bo'lgan 1-holatga tushganda atomdan sochilgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronni holatlardagi energiyalrining ayirmasiga teng:

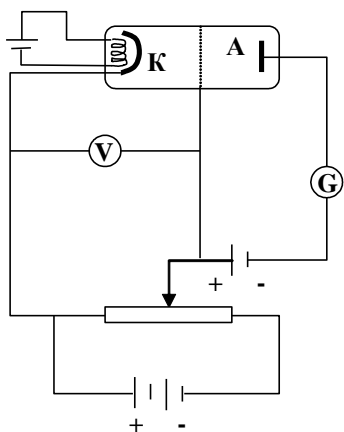
$$h\nu = E_2 - E_1$$

Sochilgan yorug'lik chastotasi

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

bo'ladi.

Nemis fiziklari D.Frank (1882-1964) va G.Gertslar (1887-1914) 1913 yilda to'xtatuvchi potentsiallar usuli bilan gaz atomlari bilan elektronlar to'qnashganda atom energiyasining diskret holda o'zgarishini isbotladilar. Ularning tajribasi sxemasi 5.4-rasmda ko'rsatilgan.



5.4-rasm

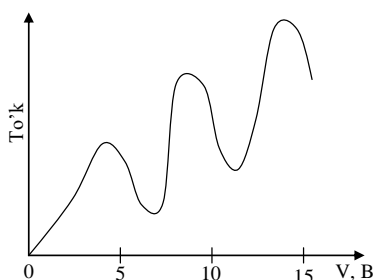
Bunda havosi so'rib olingan shisha idish ichiga 13 Pa bosim ostida simob bug'lari qamalib, idishning ikki chetiga katod K va anod A joylashtirilgan. Katod va anodlar orasiga T metall to'r elektrod o'rnatilgan.

Katoddan uchib chiqqan elektronlar to'rga berilgan musbat potentsial ta'sirida tezlatiladi va elektronlar olgan kinetik energiya $m\nu^2/2 = eU_1$ tenglikdan topiladi. T to'r bilan A anod orasiga elektronlarni to'xtatuvchi uncha katta

bo'lmagan (- 0,5V) U_2 manfiy kuchlanish beriladi. Katod bilan T to'r orasidagi maydonda tezlik olgan elektronlar simob atomlari bilan to'qnashadi. Energiyasi to'xtatuvchi potentsialni yenga olgan elektronlar anodgacha yetib boradi. Elektronlar anodgacha yetib borishi uchun ularning energiyasi

$$\frac{mv^2}{2} \geq eU_2$$

bo'lishi kerak. Elektronlar simob atomlari bilan noelastik to'qnashgan vaqtda atomlar qo'zg'algan holatga keladi. Bor atom nazariyasiga ko'ra har bir atom ma'lum bir qo'zg'algan holatga o'tishi uchun u aniq bir qiymatga ega bo'lgan energiya olishi kerak, ya'ni elektronni quyi sathdan biror yuqori sathga o'tishi atomga shu sathlarning energiyalari farqiga teng energiya berganda sodir bo'ladi. Bu energiyani elektron zaryadiga nisbati atomning qo'zg'atish potentsiali deyiladi. Elektronlarning energiyasi atomni qo'zg'atish uchun yetarli bo'lganda uni simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi yuz beradi. Noelastik to'qnashganda elektronlarning energiyasi uzluksiz kamaymasdan, diskret holda yoki boshqacha aytganda me'yorlangan, aniq bir energiya bo'lagi miqdorida o'zgarishi kerak.



5.5-rasm

Ma'lumki, eU_1 energiyali elektronning energiyasi simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi va to'xtatuvchi potentsial ta'sirida kamayadi:

$$E = eU_1 - \Delta E - eU_2$$

Bu ifodada eU_1 va eU_2 energiyalar aniq, elektronlarni simob atomlari bilan to'qnashganda energiyasini ΔE miqdoriga kamayishini galvonometrda o'tayotgan anod tokini o'lchab aniqlash mumkin.

Anod tokini elektronlarga tezlik beruvchi potentsialga bog'lanish grafigi 5.5-rasmda ko'rsatilgan. Grafikdan ko'rinib turibdiki, anod toki potentsial 4,9 V ga yetguncha bir tekis ortib boradi va keyin birdaniga kamayib ketadi. So'ngra 9,8 V va 14,7 V potentsiallarda ham anod tokini maksimumlari kuzatiladi. Anod tokini 4,9 V, 9,8 V va 14,7 V potentsiallarda keskin kamayib ketishiga energiyasi 4,9 eV, 2·4,9 eV va 3·4,9 eV bo'lgan elektronlarni simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi sabab bo'ladi.

Frank va Gertslarning bu tajribasi atomlar energiyasi uzluksiz holda emas, balki diskret holda o'zgarishini ko'rsatib, Bor atom nazariyasining to'g'riligini tasdiqladi. Anod toki maksimumlarini hosil bo'lish jarayonini to'liqroq ko'rib o'taylik. Elektronlar energiyasi 4,9 eV ga yetguncha simob atomlari bilan elastik to'qnashadi, bunday to'qnashishda elektronlarning energiyasi o'zgarmaydi.

Shuning uchun kuchlanish 4,9 V ga yetguncha anodga kelayotgan elektronlar soni ortib boradi, bu esa tokni ortishiga sabab bo'ladi. T to'rdagi kuchlanish 4,9 V ga yetganda elektronlar 4,9 eV energiyaga ega bo'ladi, bunday energiyali elektronlar simob atomi bilan noelastik to'qnashadi, ya'ni atomga urilgan elektron atomdagi elektronni kichikroq energiyali sathdan kattaroq energiyali sathga o'tkazib, energiyasining ko'p qismini atomga beradi. Energiyasi kamaygan bunday elektronlar anodgacha etib borolmaydi, ularni T to'r ushlab qoladi. Natijada anod toki keskin kamayadi. Kuchlanishni yana ortira borsak, anod toki ham yana ortib boradi, kuchlanish 2·4,9 eV ga yetganda, yana elektronlarni atomlar bilan noelastik to'qnashishi sodir bo'ladi, natijada anod toki yana birdaniga kamayadi. Bunday hol keyingi 3·4,9 eV va x.z. kuchlanishlarda ham sodir bo'ladi.

3. Vodorod atomining Bor nazariyasi.

Bor atom nazariyasi vodorod va vodorodsimon atomlar uchun mos keladi. Vodorodsimon atomlar deganda bitta elektronini yo'qotgan geliy, ikkita elektronini yo'qotgan litiy tushuniladi. Chunki, bu atomlar yadrosi atrofida vodorodga o'xshab bittadan elektron aylanadi. Bor nazariyasi bunday atomlarning nurlanish spektrlarini, elektronlarning orbita radiuslarini va energiyalarini aniqlash imkonini beradi.

Borning 2-postuloti va klasik fizika yordamida elektronning turg'un orbita radiusini hisoblab topishimiz mumkin. Ammo (5.7) tenglikning o'zidan elektron orbita radiusini hisoblab bo'lmaydi. Elektronning tezligi bilan orbita radiusi orasidagi bog'lanishni Nyutonning 2-qonunidan foydalanib topamiz. Elektron bilan yadro orasidagi Kulon kuchi elektronga markazga intilma tezlanish beradi. Ya'ni

$$ma_n = F$$

yoki

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{eZe}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (5.9)$$

(5.9) formuladagi Z - elementining davriy sistemadagi tartib nomeri. (5.8) va (5.9) tenglamalarini sistema qilib yechib V va r larni topamiz. Vodorod uchun Z=1 deb olamiz.

$$\begin{cases} \frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \\ mvr = n\hbar \end{cases}$$

yoki n - raqamli orbita uchun

$$\begin{cases} mv^2 r_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \\ mvr_n = n\hbar \end{cases}$$

bo'ladi.

Keyingi sistemani birinchi tenglamasini o'ng va chap tomonlarini ikkinchi tenglamaga hadma-had bo'lib, elektronning mumkin bo'lgan tezligini topamiz.

$$v = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar}; \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (5.10)$$

Bu formuladan elektronning n=1 bo'lgan orbitadagi tezligi uchun $V \approx 10^6$ m/s qiymatni olamiz. Ko'rinib turibdiki, elektronning bu tezligi yorug'lik tezligidan ancha kichik, shuning uchun atom fizikasida ham Nyuton mexanikasidan foydalanish mumkin. Tezlikning (5.10) ifodasini sistemaning birinchi tenglamasiga qo'yib, turg'un orbitalar radiuslari uchun quyidagi formulani hosil qilamiz.

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2}; \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (5.11)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, n ortishi bilan elektronning orbita radiusi 1: 4: 9: 16 va x.z. nisbatda ortib boradi.

Elektronning birinchi turg'un orbita radiusini hisoblaylik,

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,528 \text{ \AA}$$

Vodorod atomidagi elektronning bu hisoblangan orbita radiusi birinchi Bor radiusi deb ham ataladi. Vodorod atomidagi elektron $r_1 = 0,588 \text{ \AA}$ dan kichik bo'lgan orbitada hech qachon aylanmaydi. (5.11) formuladan ko'rinib turibdiki, n ortgan sari orbita radiusi ham n ning kvadratiga mos holda ortib boradi. Elektron faqat (5.11) formula bilan aniqlanuvchi orbitalar bo'ylab aylanadi. 2-postulatning yana bir xususiyati shundan iboratki, undan atom energiyasining kvantlanishi kelib chiqadi. (5.11) formuladan foydalanib, atomning to'liq energiyasini topamiz. Bu energiya elektronning kinetik va potentsial energiyalari yig'indisiga teng:

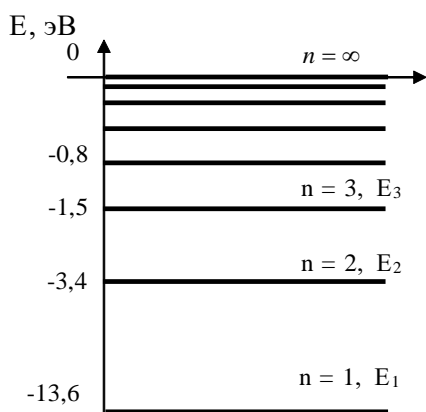
$$E = E_k + E_n = \frac{m_e v^2}{2} + (-e) \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5.12)$$

Yuqoridagi (5.10) ifodadan foydalanib elektronning kinetik energiyasi uning potentsial energiyasining yarmiga tengligini topamiz:

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} E_n \quad (5.13)$$

formulaga kinetik energiyaning bu ifodasini qo'yib, atomning to'liq energiyasini aniqlaymiz:

$$E = E_k + E_n = \frac{1}{2} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + (-e) \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5.14)$$



5.6-rasm

To'liq energiyaning manfiy bo'lishligi atomdagi elektronni yadroga bog'langanligini yoki boshqacha aytganda elektron yadroning elektrostatik maydoni hosil qilgan potentsial o'rtasida joylashganini bildiradi. (5.14) formuladagi r ni o'rniga uni (5.11) ifodasini qo'yib, atom energiyasi faqat ma'lum bir tayinli qiymatlar olib o'zgarishini ko'rsatadigan formulani hosil qilamiz.

$$E_n = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \quad (5.15)$$

(5.15) formuladagi n bosh kvant soni deyiladi. U elektronning energetik sathi yoki orbita tartib raqamini bildiradi. (5.15) formuladan ko'rinib turibdiki, n ortgan sari yoki boshqacha aytganda elektronning orbita radiusi ortishi bilan atom energiyasi ortib boradi. Energiyaning absolyut miqdori esa kamayib boradi. $n=\infty$ elektronning atomdan chiqib ketishiga (atomning ionlashishiga) mos keladi. (5.15) formula atomdagi elektron energiyasining kvantlanishini ifodalaydi Vodorod atomidagi elektronning birinchi Bor orbitasidagi to'liq energiyasi E_1 ni (5.15) formula bilan hisoblaylik.

$$E_1 = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} = -\frac{1 \cdot 1^2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{1^2 \cdot 8 \cdot (6,62 \cdot 10^{-34} \text{ эВ})^2 (8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м})^2} = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Ж}$$

Energiyaning Joule birligini elektron - Volt(eV) birlikka o'tkazamiz.

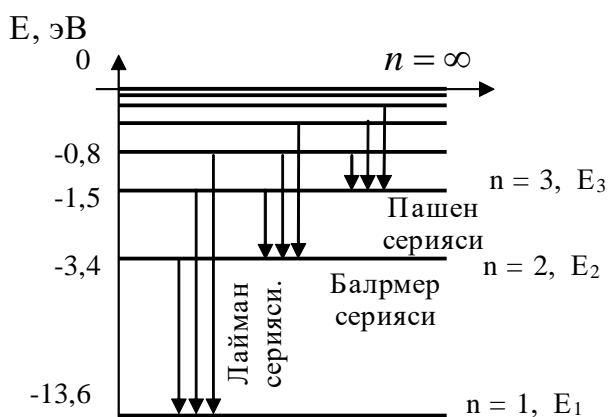
$$1\text{J} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{ eV}$$

$$E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = -2,18 \cdot 10^{-18} \cdot 6,25 \cdot 10^{18} \text{ eV} = -13,56 \text{ eV}$$

Xuddi shuningdek, n=2 va n=3 bo'lgan hollar uchun E₂ va E₃ energiyalarni hisoblab quyidagi natijani olamiz:

$$E_2 = -3,4 \text{ eV}; E_3 = -1,5 \text{ eV}.$$

Elektron yadrodan uzoqlashgan sari, uning to'liq energiyasi ortib boradi. Elektron yadroni tashlab chiqib erkin zarrachaga aylanganda uni yadro bilan o'zaro



5.7-rasm

tasirlashuv energiyasi nol bo'ladi. Erkin elektronning to'liq energiyasi faqat uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. 5.6-rasmda vodorod atomidagi elektronni turli orbitalardagi to'liq energiyasi ko'rsatilgan. Bu rasmdagi diagrammada hisob boshi sifatida elektronning yadrodan cheksiz uzoqlikdagi energiyasi olingan. SHuning uchun elektron yadroga yaqinlashgan sari uning energiyasi modul jixatdan ortib boradi.

Vodorod atomida hosil bo'luvchi spektral seriyalarni tushuntirish uchun hisob boshi sifatida birinchi Bor orbitasini olamiz. Elektronning bu orbitadagi energiyasini nol deb hisoblaymiz. Bunday olish uchun elektronning har qaysi orbitalardagi to'liq energiyasiga +13,6 eVni qo'shib chiqamiz, natijada 5.7-rasmdagidek diagramma hosil bo'ladi.

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushganda atom yorug'lik kvanti nurlatadi. Atomning turg'un holatiga elektronni 1-Bor orbitasida aylanishi mos keladi. Elektronni boshqa orbitalarda aylanishi atomning qo'zg'algan holatiga to'g'ri keladi. Masalan, elektron 2, 3, 4-orbitalardan 1-orbitaga tushganda UB sohada joylashgan Layman seriyasidagi yorug'lik kvantlari sochiladi. Ko'zga ko'rinuvchi Bolmer seriyasidagi yorug'lik kvantlari esa elektron n=3, 4, 5,... orbitalardan 2-orbitaga o'tganda sochiladi. Xuddi shunga o'xshash cpektrining IQ sohasidagi Pashen, Breket va boshka seriyalarini ham tushuntirish mumkin.

5.7-rasmda Bor atom nazariyasiga binoan vodorod atomi spektral seriyalarini hosil bo'lishi tasvirlangan. (4.15) formulani atomning ikki xil energetik holati uchun yozib, so'ngra energiya farqlarini topamiz. Bor postulotiga ko'ra

$$h\nu = E_n - E_m = \frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

bo'ladi.

Sochilgan yorug'lik chastotasi

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \quad (5.13)$$

formula bilan aniqlanadi.

(5.13) formulada

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \quad (5.17)$$

bo'lib, u Ridberg doimiysini nazariy chiqarilgan ifodasidir. (5.15) formula bilan hisoblangan Ridberg doimiysi tajribadan topilgan doimiylik bilan mos tushdi. Bu esa spektral seriyalarini ifodalovchi Bor formulasini va umuman Bor atom nazariyasini naqadar to'g'riligini isbotlaydi.

Vodorod atomini yutilish spektri ham Bor nazariyasi bilan tushuntiriladi. Vodorodning yutilish chiziqlari Layman seriyasi bilan aniqlanuvchi UB sohada joylashgan bo'ladi. Chunki erkin vodorod atomida elektron 1-turg'un orbitada joylashgan bo'ladi.

Bor nazariyasi faqat vodorod atomi uchun qo'llanilmasdan, u vodorodga o'xshab bittadan elektroni bo'lgan ionlarga (Ne^+ , Li^{++} , Be^{+++} , ...) ham mos keladi. Bu sistemalarning vodorod atomidan farqi shuki, elektron zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadro atrofida aylanadi. Z - atom tartib raqami bo'lib, u He uchun ikkiga, Li uchun uchga teng. Vodorod atomi uchun yuqorida keltirilgan formulalar vodorodsimon atomlar uchun ham o'rinli, faqat e^2 ni o'rniga Ze^2 olish kerak. Vodorodsimon ionlarda elektron orbita radiusi Z marta kamaysa, elektron energiyasi E_n har bir n uchun Z^2 marta ortadi. Bunday bo'lishini tajriba natijalari ham tasdiqlaydi. Geliy He^+ ionini spektri vodorod spektriga juda o'xshash, bunda faqat nurlanish chastotasi 22 marta katta, to'liq uzunligi esa 4 marta qisqa bo'ladi.

Elektronning $E=0$ energiyasi uni yadrodan cheksizlikgacha uzoqlashish holatiga to'g'ri keladi. Atom va ion uchun energiyaning $0-E=-E_1$ ($E_1<0$) farqi ionizatsiya potentsiali deb ataladi. Elektron energiyasi $E>0$ bo'lganda uning orbitasini ochiq giperboladan iborat deyish mumkin. Vodorodning ionlashish potentsiali 13,6 eV ga, bir zaryadli geliy ioniniki $-4*13,6 \text{ eV} = 54,4 \text{ eV}$.

Asosiy holatdagi vodorod atomini Bor radiusi $r_0 = 0,53 \overset{0}{\text{A}}$ bo'lsa, He^+ ionining Bor radiusi ikki marta qisqa. Agar atom yutayotgan fotonning energiyasi, ionlashish potentsialidan kichik bo'lsa, atom qo'zg'algan holatga o'tadi. Agar atomga ionlashish potentsialidan katta energiyali foton tushsa, u atomni ionlashtiradi, ya'ni atomdan elektron uchirib chiqaradi, fotoeffekt yuz beradi.

Atomni ionlashishi yoki qo'zg'alishi faqat fotonlar ta'sirida emas, balki unga elektronlarni yoki atomlarni urilishi natijasida ham bo'lishi mumkin. Qo'zg'algan

atom nurlanishi natijasida uning elektroni yana asosiy holatga qaytadi. Gaz razryadlari vaqtida yorug'lik sochilishi ham qo'zg'algan holatdagi atomlarning asosiy holatga qaytishi tufayli yuz beradi. Agar atom elektronlarning urilishi natijasida qo'zg'algan holatga o'tayotgan bo'lsa, elektronlar atomning energetik sathlarining farqiga mos keluvchi energiyasini yo'qotadi. Frank-Gerts tajribasida shunday bo'lishi kuzatilgan. Biz buni yuqorida ko'rib o'tdik.

Borning atom nazariyasini 1915-1913 yillarda nems olimi Arnold Zomeerfeld takomillashtirdi. U kvantlanish qoidasini erkinlik darajasi ko'p bo'lgan murakkab sistemalarga qo'lladi. Elektron massasining tezlikka bog'liqligidan uning orbitasini pretsessiyalanuvchi ellipsdan iborat bo'lishini ko'rsatib, fizikaga orbital va magnit kvant sonlari tushunchasini kiritdi.

Lekin takomillashgan Bor-Zommerfeld atom modellarida ham atomda turg'un orbitalar mavjudligi, elektronlarning bir orbitadan boshqa orbitaga o'tish tartibi, atom nurlanish chiziqlari intensivligining turlicha bo'lish sababi ham tushuntirilmadi. Bu nazariyani murakkab atomlarning spektri, tuzilishi va xossalari tushuntirishda qo'llab bo'lmadi. Chunki, ularning nazariyasi klassik mexanika bilan kvant mexanikasini sun'iy holda qo'shish natijasida yaratilgan edi.

Bor atom nazariyasi atom fizikasining va xususan kvant mexanikasining rivojlanishida muhim ahamiyatiga ega bo'ldi. Ammo Bor atom nazariyasi tugal nazariya emas edi. U ko'p elektronli atomlarning va hatto vodoroddan keyingi element-geliyning nurlanish spektrini ham tushuntirib berolmadi. Bunday savollarga o'sha vaqtda (1913) Borning o'zi ham javob topa olmadi. Bunday savollarga 1913-1920 yillarda Eynshteyn javob topdi.

Eynshteyn atomdagi kvant o'tishlarni ehtimollik xarakteridan kelib chiqib, atomning nur sochish va yutishini tushuntirib berdi. Nurlanishning ehtimollik xarakterda bo'lishi Plank tomonidan uni uzulukli jarayon sifatida qaralayotgandayoq aniq bo'lgan edi.

Eynshteyn, yorug'lik sochishi yoki yutishi mumkin bo'lgan muvozanatli atomlar to'plami bilan nurlanishning o'zaro ta'siri masalasini ko'rib chiqdi. Agar soddalashtirish maqsadida atomlarda faqat ikkita energetik sath bor desak, nurlanish chastotasi $\nu_{12}=(E_2-E_1)/h$ bo'ladi. Atomlarning nurlanish bilan o'zaro ta'sirining 3 xil asosiy jarayoni bor. Birinchi jarayonda atom o'z-o'zidan foton sochib, E_2 yuqori energiyali sathdan E_1 quyi energiyali sathga o'tadi, atomning bunday nurlanishiga spantan nurlanish deyiladi.

Atomning spantan nurlanishi hech qanday tashqi ta'sirlarga bog'liq emas va uni boshqarib ham bo'lmaydi. Bu jarayon xuddi radiaktiv elementlar yadrolarining yemirilishiga o'xshaydi. Spantan nurlanish aniq ifodalangan tasodifiy xarakteriga ega, bu nurlanish vaqtini va nurlanish yo'nalishini tasodifiyligida namoyon bo'ladi.

Ikkinchisi atomning majburiy (induksiyalangan) nurlanishidir. Bu nurlanish chastotasi ν_{12} bo'lgan nurlanish ta'sirida sodir bo'ladi. Energiyasi $h\nu_{12}$ bo'lgan foton atomni energiyasi E_2 bo'lgan yuqori energetik sathdan energiyasi E_1 bo'lgan quyi sathga o'tishiga ta'sir ko'rsatadi. Bunday kvant o'tish jarayonida energiyasi $h\nu_{12}$ bo'lgan yana bir foton hosil bo'ladi. Hosil bo'lgan foton barcha parametrlari bilan tushayotgan fotonga aynan o'xshaydi. Bu jarayonning ehtimolliigi tushayotgan nurlanish energiyasining spektral zichligiga proporsionaldir. Uchinchi jarayon

atomlarning nur yutish jarayonidir. Bu jarayonning ehtimolligi ham tushayotgan elektromagnit nurlanishning zichligiga bog'liqdir.

Mustahkamlash uchun savollar

1. XIX-asr oxirida fizik hodisalarni tushuntirishda klassik fizika duch kelgan ziddiyatlar nimadan iborat?
2. Rezerford o'z nazariyasida atom tuzilishini qanday tushuntirdi va u bu nazariyani nimaga asoslanib yaratdi?
3. Rezerford atom yadro modelining kamchiliklari nimalarda namoyon bo'ladi?
4. Qanday dalillarga asoslanib, N.Bor atomning yarim klassik nazariyasini yaratdi?
5. Bor nazariyasi postulotlarini tushuntirib bering.
6. Vodorod atomidan hosil bo'luvchi spektral seriyalar Bor nazariyasida qanday tushuntiriladi?
7. Bor atom nazariyasining qanday kamchiliklari bor va nima sababdan bu nazariya yarim klassik nazariya deb ataladi?
8. Frank-Gerts tajribasini mohiyatini tushuntiring.
9. Vodorod atomidagi elektron energiyasi Bor nazariyasida qanday formula bilan ifodalanadi?
10. Majburiy va spontan nurlanishni tushuntiring.

Tayanch so'zlar va iboralar: *Atom hodisalarini tushuntirishda klassik fizikaning ziddiyatlari, XXI - asr boshidagi yangi kashfiyotlar, atomning Tomson modeli, atomning yadro modeli, Rezerford tajribasi, α -zarrachalar, yadroning o'lchami, zaryadi va massasi, atomning yadro modelining kamchiligi. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar, Balpmer formulasi, spektral seriyalar. Atomning Bor nazariyasi, Bor postulotlari, turun orbitalar, elektronning orbitadagi impulps momenti, bosh kvant soni, sochilgan yoki yutilgan yorulik kvanti energiyasi, Frank va Gerslar tajribasi va unda Bor nazariyasining tasdiqlanishi. Bor nazariyasiga kuçra vodorod atomi spektri, spektral seriyalar. Ridberg doimiysi, Bor atom nazariyasining kamchiligi. Majburiy va spontan nurlanish.*

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Zisman G.A., Todes O.M. "Kurs obshey fiziki" 3-tom. M. "Nauka" 1968.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Yavorskiy B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike M.: Nauka. 1980.
8. Astaxov A.V., SHirokov YU.M. " Kurs fiziki " 3, "Kvantovaya fizika" M.: "Nauka", 1983.
9. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fizika" M.: " Prosveo'enie ", 1973.

10. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
11. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
12. Tarasov L.V. Sovremennaya fizika v srednoy shkole. M.: "Prosveo'enie". 1990.

KVANT MEHANIKASINING ASOSLARI

6-ma'ruza. To'lqin funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi..

Reja:

1. To'lqin funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi.
2. Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi
3. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi.

1.To'lqin funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi.

De-Broyl gipotezasini tajribada tasdiqlanishi, mikrozarxalarning impuls va koordinatalarini aniqlashda noaniqlik munosabatlarini bajarilishi va boshqa qator tajribalar kvant mexanikasini yaratilishiga olib keldi.

Kvant mexanikasining yaratilish davri 1900 yilda M.Plank tomonidan yorug'lik kvanti haqidagi gipotezani yaratilish davridan boshlab, 1920 yillarni oxirigacha bo'lgan vaqtni o'z ichiga oladi. Kvant mexanikasini yaratishga avstriyalik fizik E.Shredinger (1887-1961), nemis fizigi V.Geyzenberg (1901-1976) va angliyalik fizik P.Diraklar (1902) katta hissa qo'shgan. De-Broyl to'lqinning fizik maonosini tushunib olishga yorug'likning to'lqin va korpuskulyar xossalari orasidagi bog'lanishni ko'rib chiqish yordam beradi. Malumki, yorug'likning to'lqin nazariyasiga ko'ra difraktsiya manzarasining intensivligi yorug'lik to'lqini amplitudasi kvadratiga proporsional. Yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra difraktsiya manzarasining intensivligi, o'sha joyga tushayotgan kvantlar soni bilan aniqlanadi.

Shunday qilib, difraktsiya manzarasining ma'lum nuqtasiga mos kelgan kvantlar soni yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadrati E_m^2 bilan aniqlanadi. Bitta kvant uchun to'lqin amplitudasining kvadrati, uni fazoning u, yoki bu nuqtaga tushish ehtimolligini bildiradi.

Mikrozarrachalardan kuzatiladigan difraktsiya manzarasi ham ma'lum yo'nalishlar bo'yicha zarrachalar oqimini bir xilda taqsimlanganligiga bog'liq. Ma'lum yo'nalishga ko'p sondagi zarrachalar to'g'ri kelsa, boshqa yo'nalishga kam sonli zarrachalar to'g'ri keladi. To'lqin nazariyaga ko'ra difraktsiya maksimumga de-Broyl to'lqinning eng katta intensivligi mos keladi. Fazoning qaeriga ko'p sonli zarrachalar tushayotgan bo'lsa, o'sha joyda de-Broyl to'lqinining intensivligi ham katta bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda mikrozarxalardan hosil bo'ladigan

difraktsiya manzarasi zarrachalarning fazoning o'sha joyiga tushish ehtimoligiga bog'liq.

Kvant nazariyasining o'ziga xos tomoni shundaki, mikrozzarrachalarning xossalari o'rganishda ehtimolliklar qonuniyatlaridan foydalaniladi.

De-Broyl to'liqini ehtimolliklar to'liqinidan iborat deb qarash, ya'ni zarrachani fazoda topilish ehtimoligi to'liqin qonuniyat bilan o'zgaradi deyish xato bo'lar edi. Chunki, bunday bo'lganda zarrachani fazoda topilish ehtimoligi manfiy qiymat ham oladi. Ehtimollikning manfiy bo'lishi maonoga ega emas.

1926 yilda M.Bornning (1882-1970) ko'rsatishicha to'liqin qonuniyat bilan ehtimollik o'zgarasdan, balki ehtimollikning amplitudasi o'zgaradi. Ehtimollikning amplitudasi fazoning koordinatalari va vaqtga bog'liq bo'lgan (x, y, z, t) to'liqin funktsiya orqali ifodalanadi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkin. SHuning uchun ehtimollik, uning modulining kvadratiga proporsional:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (6.1)$$

Demak, De-Broyl tulqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozzarrani qayd qilish ehtimoligini ifodalaydi.

Shunday qilib, mikrozzarrachaning holatini to'liqin funktsiya bilan ifodalash statistik yoki boshqacha aytganda ehtimollik xarakteriga ega. To'liqin funktsiya qiymatining kvadrati zarrachani t vaqt momentida fazoning koordinatalari x va $x+dx$, y va $y+dy$, z va $z+dz$ sohasida topilish ehtimoligini ko'rsatadi.

Demak, kvant mexanikasida zarrachaning holati butunlay yangicha, ya'ni zarrachaning ham to'liqin, ham korpuskulyar xususiyatini o'zida mujassamlashtirgan to'liqin funktsiya orqali ifodalanadi. Zarrachani hajmning dV bo'lakchasida bo'lish ehtimoligi

$$dW = |\psi|^2 dV \quad (6.2)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda ψ - funktsiya qiymatining kvadrati

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

ehtimollik zichligini bildiradi. Bu erda shuni nazarda tutish keraki, ψ - funktsiyaning o'zi fizik maonoga ega bo'lmasdan, uning qiymatining kvadrati fizik maonoga ega bo'lib, $|\psi|^2$ ni xaqiqiy ψ va mavhum ψ^* funktsiyalarining ko'paytmasi tarzda ifodalanadi:

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$$

Zarrachani V hajm bo'lagida t vaqtda topilish ehtimoligini hisoblash uchun ehtimolliklarni qo'shish teoremasiga asosan V -hajm bo'yicha integrallash kerak:

$$W = \int_V dW = \int_V |\psi|^2 dV$$

Agarda zarracha haqiqatdan ham mavjud bo'lsa, uni butun V hajmda bo'lish ehtimoligi 1ga teng bo'ladi. SHu holda ψ - funktsiya normirovkalash deb ataluvchi shartni qanoatlantiradi. Ya'ni

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (6.3)$$

bo'ladi. Ko'pincha ifodani, biror zarrachani dV hajmning qaerga joylashishini bildiradi deb talqin qilinadi. Bunchalik sodda tushunish unchalik tug'ri emas. Chunki, zarracha, masalan elektron, moddiy nuqta emaski, u cheksiz kichik dv hajmda joylashsa. Agar uni ta'siri bu hajmda sezilgan tag'dirda ham, uni shu hajmda joylashgan deb bo'lmaydi. Shuning uchun uning ta'sir sohasi bilan joylashish sohasi orasidagi farq bor. Misol uchun elektron atomga urilib, uni ionlashtirdi deylik. Ammo bu urilishni elastik sharlarning urilishiga o'xshatib bo'lmaydi. Chunki, elektronning ta'sir sohasida turgan atomning o'lchami elektronga tegishli bo'lgan de-Broyl to'liqini (ψ - funktsiya) egallagan sohadan ancha kichikdir. Shuning uchun elektronni yoki boshqa har qanday zarrachaning topilish sohasi deganda biz ularning ta'siri sezilgan sohani tushunishimiz lozim. Demak, zarrachani joylashish sohasi bilan ta'sir sohasi bir-biridan farq qiladi.

ψ -to'liqin funktsiya zarrachaning holatini to'liq ifodalashi uchun u qator chegara shartlarini qanoatlantirishi kerak:

a) ψ - funktsiya chekli bo'lishi kerak, chunki mikrozzarrachani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati birdan katta bo'lishi mumkin emas;

b) ψ - funktsiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki mikrozzarrachani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas;

v) ψ - funktsiya uzuluksiz bo'lishi kerak, chunki mikrozzarrachani qayd qilish ehtimollii sakrashsimon xarakterda o'zgarmaydi.

ψ -funktsiya superpozitsiya printsipini qanoatlantiradi. Masalan, sistema $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n$ to'liqin funktsiyalar bilan ifodalanuvchi turli holatlarda bo'lsa, bu funktsiyalarning chiziqli kombinatsiyasidan iborat bo'lgan ψ holatda bo'lishi ham mumkin:

$$\psi = \sum C_n \psi_n$$

bu erda C_n ($n=1,2,3,\dots$) qandaydir kompleks son. Kvant mexanikasida sistema holatini ifodalovchi to'liqin funktsiyalarning bunday qo'shilishiga holatlar superpozitsiya printsipi deyiladi. Kvant mexanikasida to'liqin funktsiyalarning superpozitsiyasi klassik statistik nazariyadagi ehtimolliklarni qo'shishdan tubdan farq qiladi. Kvant mexanikasida ψ funktsiyani bilgan holda mikroobektini ifodalovchi fizik kattalikni o'rtacha qiymati hisoblanadi. Masalan, elektrondan yadrogacha bo'lgan o'rtacha masofa $\langle r \rangle$ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

Mikrozarrachaning to'liqin xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uning bu to'liqin xususiyatini ($\psi(x,y,z,t)$ - to'liqin funktsiyani) va kuchlar maydonidagi harakatini ifodalovchi tenglama yaratish zaruriyatini tug'dirdi. Ma'lumki, to'liqin funktsiyaning kvadrati zarrachani t -vaqtda dv hajm bo'lagida bo'lish ehtimolligini ifodalaydi. Demak, zarrachaning harakat tenglamasi uning to'liqin xususiyatini hisobga olgan elektromagnit to'liqinlar tenglamasiga o'xshagan tenglama bo'lishi kerak. Kvant mexanikasining bunday tenglamasini 1926 yilda E.Shredinger yaratdi.

2.Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi

Shredinger tenglamasi Nyuton va Maksvell tenglamalariga o'xshab, tayyor holda isbotsiz qabul qilinadi:

$$-\frac{\hbar^2}{m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (6.4)$$

bu erda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; \hbar - Plank doimiysi. m -zarrachaning massasi. $\Delta\psi$ - quyidagi ifodaga teng:

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

Δ -belgi Laplas operatori yoki laplasiyan deyilib, koordinatalardan olingan ikkinchi tartibli hususiy hosilani bildiradi:

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

i - kompleks son, $U(x, y, z, t)$ -zarrachaning potentsial energiyasi.

(6.4) tenglama Shredingerning umumiy tenglamasi yoki vaqtga bog'liq tenglamasi deb yuritiladi. Shredinger tenglamasidan olingan natijalarni tajribada tasdiqlanishi, uni tabiatning muhim qonunlaridan biri ekanligini isbotlaydi. (6.4) tenglama yorug'lik tezligiga nisbatan kichik tezlik bilan harakatlanuvchi har qanday mikrozarracha uchun to'g'ridir. (6.4) tenglama yuqorida to'liq funksiyasiga qo'yilgan chegara shartlarni (tugal, bir qiymatli va uzluksiz) qanoatlantirish bilan birga to'liq funkciyadan olingan xususiy hosila uzluksiz, to'liq funktsiyaning kvadrati - integralanuvchi bo'lishi kerak.

3. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi.

Ko'pincha Shredinger tenglamasi sodda ko'rinishga keltiriladi. ψ va U ni vaqtga bog'liqligi xisobga olinmaydi. Haqiqatdan ham zarracha doimiy maydonda harakat qilayotgan bo'lsa, $U(x, y, z, t)$ funktsiya vaqtga bog'liq bo'lmasdan, potentsial energiyaning o'zini ifodalaydi. Bu holda Shredinger tenglamasining echimini ikkita funktsiyaning ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin. Birinchi funktsiya faqat koordinatga bog'liq bo'lsa, ikkinchi funktsiya faqat vaqtga bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$\psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \quad (6.5)$$

bu erda E - zarrachaning to'liq energiyasi bo'lib, u turg'un maydonda doimiydir.

(6.5) ni (6.4) ga qo'yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \Delta \psi + U \psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} = i\hbar \left(\frac{E}{\hbar}\right) \psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}$$

Yuqoridagi tenglamani $e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}$ ifodaga bo'lib, ma'lum o'zgartirishlar qilib, ψ funktsiyani aniqlovchi tenglama hosil qilamiz:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (6.6)$$

(6.6) ko'rinishdagi tenglama Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi deyiladi. Kvant mexanikasining ko'p masalalarini echishda shu (6.6) tenglamadan foydalaniladi. Biz ham ayrim masalalarni echishdagi shu tenglamaning tadbiqlarini ko'rib chiqamiz. Differentsial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, Shredinger tenglamasiga o'xshash tenglamalar har doim ham echimga ega bo'lavermaydi. U faqat energiyaning ma'lum bir aniq qiymatidagina xususiy echimga ega bo'ladi. Topilgan E energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo'lishi mumkin.

Mustahkamlash uchun savollar

1. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimadan iboratq
2. Devison va Jermerlar qanday tajriba o'tkazdilar va tajribada nimani isbotladilarq
3. Qanday zarachalarda to'lqin xususiyat namoyon bo'ladiq
4. To'lqin funktsiyaning fizik maonosini tushunturingq
5. To'lqin funktsiya qanday chegara shartlariga jabob berishi kerakq
6. Holatlar superpozitsiya printsipi deganda nimani tushunasizq
7. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasi qanday vazifani bajaradi va qanday ko'rinishlarda yoziladiq
8. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlarini tushuntiring.
9. Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari qanday zarrachalar uchun bajariladiq
10. Spektral chiziqlarning kengligi noaniqliklar munosabatlari orqali qanday tushuntiriladi

Tayanch so'zlar va iboralar: Mikrozarra va ehtimollik, to'lqin funktsiya va mikrozarra holati, to'lqin funktsiya vahegaraviy hartlar, Shredingerning vaqtga boli tenglamasi, Laplas operatori, Shredingerning turun holat uchun tenglamasi.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent -"O'qituvchi", 1989.
2. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
3. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
4. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
5. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
6. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M .:" Prosveoenie ", 1973.
7. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veoestva" M.: "Prosveoenie", 1970.
8. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
9. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
- http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
10. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M., 1989.
- http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

7-ma'ruza. Fizik kattaliklarning operatorlari. Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi. Gamilton operatori.

Reja:

1. Klassik fizikada fizikaviy kattaliklarni tasvirlash.
2. Kvant mexanikada fizikaviy kattaliklarni tasvirlash.
3. Operatorlar ta'rifi.
4. CHiziqli operatorlar.
5. Operatorlar yig'indisi va ko'paytmasi.
6. Kommutativ va antikommutativ operatorlar.
7. CHiziqli operatorlarning xususiy funksiyalari va xususiy qiymatlari.
8. CHiziqli qo'shma ermit operatori.
9. Operatorlarni Dirak simvollari orqali yozish.
10. Ermit operatorlari .

1. Klassik fizikada fizikaviy kattaliklarni tasvirlash.

Klassik mexanikada har bir fizikaviy kattalik fazoning u yo bu nuqtasida yoki vaqtning u yo bu onida o'zining son qiymati bilan tasvirlanadi. Masalan, vaqtning har bir onida zarraning o'rni uchta son x, y, z -zarraning koordinatalari bilan tasvirlanadi. Boshqacha aytganda klassik fizikada fizikaviy kattaliklar vaqt va koordinata funksiyalari bilan tavsiflanadi.

Biror songa yoki sonlar to'plamiga munosib kelgan boshqa son yoki sonlar to'plamini qo'yish qoidasi funktsiya deyiladi. Klassik fizikaning asosiy vazifasi turli kattaliklar orasidagi funktsional bog'lanishni topishdir.

2. Kvant mexanikada fizikaviy kattaliklarni tasvirlash.

Kvant mexanikada, umuman qaraganda, fizikaviy kattalik aniq bir son qiymatga ega bo'lmaydi. Masalan, kvant mexanikada zarrani o'rnini qayd qilish ehtimol qonuniyatiga bo'ysunadi. Bu ehtimol esa to'lqin funktsiya yordamida hisoblanadi. Biroq to'lqin funktsiya zarraning o'rnini topish koordinatalarini vaqt funktsiyasi sifatida qaramaydi. Kvant mexanika zarraning bu yoki u koordinatasini ehtimolini va uning o'rtacha qiymatini hisoblab beradi. Boshqacha aytganda kvant mexanika o'lchanayotgan kattalikning u yoki bu son qiymatini ehtimolini aytib bera oladi. SHuning uchun ham kvant mexanikada fizikaviy kattaliklar o'zining son qiymati bilan emas, balki operatorlar bilan tasvirlanadi.

Berilgan konkret sharoitda fizikaviy kattalikning son qiymati noaniq, ammo bu fizik kattalikni tasvirlayotgan operator aniq.

3. Operatorlar ta'rifi

Funksiyalar bir son (sonlar)ni ikkinchi son (sonlar) bilan bog'lashga xizmat qiladi. Operatorlar esa bir funktsiyani ikkinchi funktsiya bilan bog'laydi.

Biror funktsiyaga munosib (mos) kelgan boshqa funktsiyani qo'yish qoidasi operator deyiladi. Operatorlar odatda tepasida \wedge -belgisi bo'lgan xarflar bilan

belgilanadi. Masalan, $\hat{x}, \hat{p}, \hat{L}$ va hokozo. Agar \hat{L} operator qoidani ifodalasa, u holda bu qoidaga binoan φ funktsiyaga mos bo'lgan boshqa f funktsiyani qo'yish

$$f = \hat{L} \varphi \quad (7.1)$$

shaklda yoziladi. Masalan, x^3 funktsiyaga mos kelgan $3x^2$ funktsiyani qo'yish

differentsiyallash operatori $\frac{d}{dx}$ yordamida bajariladi; ya'ni:

$$3x^2 = \frac{d}{dx}(x^3) \quad (7.2)$$

4. CHiziqli operatorlar.

Biror funktsiyaga munosib (mos) kelgan boshqa funktsiyani qo'yish qoidasi turlicha bo'lishi mumkin. Bu degani operatorlar turli-tuman xossalarga ega bo'lishi mumkin. Superpozitsiya printsipini qanoatlantirish uchun kvant mexanikada faqat chiziqli operatorlar ishlatiladi. \hat{L} -chiziqli operator bo'lishi uchun qo'yidagi shartga

$$\hat{L}(c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2) = c_1 \hat{L} \psi_1 + c_2 \hat{L} \psi_2 \quad (7.3)$$

bo'ysunishi lozim. Bunda c_1 va c_2 -haqiqiy yoki kompleks sonlar. (7.3) shart bajarilganda superpozitsich printsipining talaba bajariladi.

5. Operatorlar yig'indisi va ko'paytmasi.

Istalgan ψ funktsiya uchun

$$\begin{aligned} \hat{C} &= \hat{A} \psi + \hat{B} \psi \\ \hat{C}_1 &= \hat{A}_1 \psi - \hat{B}_1 \psi \\ \hat{C}_2 &= \hat{A}_2 (\hat{B}_2 \psi) \end{aligned} \quad (7.4)$$

amallar o'rinlidir. (7.4) da

$$\begin{aligned} \hat{C} &= \hat{A} + \hat{B} \quad \hat{A} \text{ va } \hat{B} \text{ operatorlar yig'indisi,} \\ \hat{C}_1 &= \hat{A}_1 - \hat{B}_1 \quad \hat{A} \text{ va } \hat{B} \text{ operatorlar ayirmasi,} \\ \hat{C}_2 &= \hat{A}_2 \cdot \hat{B}_2 \quad \hat{A} \text{ va } \hat{B} \text{ operatorlar kupaitymasi.} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Operatorlarni algebraik yig'indisi (ayirmasi)ning xossalari algebraik sonlarning yig'indisi (ayirmasi) xossalari kabidir. Biroq operatorlar ko'paytmasining xossasi algebraik sonlarning ko'paytmasidan farq qiladi.

Operatorlar ko'paytmasi ko'paytuvchilarning joylashish tartibiga bog'liq, ya'ni

$$\hat{A}\hat{B} \neq \hat{B}\hat{A}. \quad (7.6)$$

(7.6) shartga bo'ysungan operatorlar nokommutativ operatorlar deyiladi, aksincha

$$\hat{A}\hat{B} = \hat{B}\hat{A} \quad (7.7)$$

qoidasiga bo'ysungan operatorlar kommutativ operatorlar deb ataladi. Masalan: \hat{A} -operator sifatida x -koordinatani, \hat{B} -operatori sifatida $\frac{\partial}{\partial x}$ differentsiallashtiruvchi operatorini olaylik, ya'ni $\hat{A} = x$, $\hat{B} = \frac{d}{dx}$ u holda \hat{A} va \hat{B} ni ko'paytmasi

$$\hat{A} \cdot \hat{B} = x \cdot \frac{d}{dx} \quad (7.8)$$

deb yozish mumkin. Bu ko'paytmani $\psi(x)$ funktsiyaga qo'llaylik:

$\hat{A} \cdot \hat{B} \psi(x) = x \cdot \frac{d\psi(x)}{dx}$ va aksincha $\hat{B} \cdot \hat{A}$ operatorini $\psi(x)$ ga qo'llasak

$\hat{B} \hat{A} \psi(x) = \frac{d}{dx} x\psi = \psi + x \frac{d}{dx} \psi = (1 + x \frac{d}{dx}) \psi$ bo'ladi. Bundan ko'rinadiki

$$x \frac{d\psi}{dx} \neq (1 + x \frac{d}{dx}) \psi \quad (7.9)$$

Demak, bu holda kommutativlik xossa bajarilmaydi.

6 Kommutativ va antikommunitativ (nokommutativ) operatorlar.

\hat{A} va \hat{B} operatorlar kommutativ operatorlar bo'lishi uchun $\hat{A}\hat{B} = \hat{B}\hat{A}$ shart bajarilishi lozim. \hat{A} va \hat{B} operatorlar uchun $\hat{A}\hat{B} \neq \hat{B}\hat{A}$ o'rinli bo'lsa, ya'ni $\hat{A}\hat{B} = -\hat{B}\hat{A}$ tenglik bajarilsa, bu holda \hat{A} va \hat{B} lar anti kommutativ (kommutativ bo'lmagan) operatorlar deyiladi.

Kommutativ operatorlar

$$\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = [\hat{A}, \hat{B}] \quad (7.10)$$

kabi belgilanadi. Anti kommutativ operatorlar

$$[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \quad (7.11)$$

kabi belgilanadi.

7. CHiziqli operatorlarning xususiy funktsiyalari va xususiy qiymatlari.

Agar \hat{A} operatorni biror ψ funktsiyaga qo'llaganda chiqqan natijaga shu ψ funktsiyani biror λ songa ko'paytirishiga baravar bo'lsa, uni

$$\hat{A} \psi = \lambda \psi \quad (7.12)$$

ko'rinishda yozish mumkin. (7.12) da ifodada ψ funktsiya uzluksiz, bir qiymatli va chekli bo'lsa u holda bu funktsiya \hat{A} -operatorning xususiy funktsiyasi deyiladi. λ -ni esa operatorning xususiy qiymati deb ataladi. Odatda operator va uning qiymati bitta

xarf bilan belgilanadi. Masalan, $\hat{L}\psi = L\psi$. Yana bir misol. Agar $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + b\psi = 0$

tenglamani operator ko'rinishda yozgak $\hat{L}\varphi(x) = -b\varphi(x)$ bunda $\hat{L} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ ikkinchi tartibli differentsiya operatori bo'ladi, bunda $L = -b$. Operatorning xususiy qiymatlari yig'imi (to'plami) uning spektri deyiladi.

Agar \hat{A} operator chiziqli differentsial operator bo'lsa, differentsial tenglamalarning chiziqli nazariyasiga ko'ra uning spektri diskret ya'ni, uzluqli sonlar to'plamidan iborat bo'lishi kerak. Agar operatorning xususiy qiymatlar to'plami uzluksiz sonlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda uning spektri uzluksiz spektrdan iborat bo'lishi kerak. Tokda spektrni bir qismi diskret, boshqa qismi uzluksiz ham bo'lishi mumkin. Masalan,

$$\hat{L}\psi = L\psi \quad (7.13)$$

tenglama uchun operator spektrini ko'raylik.

(7.13) tenglamani xususiy funktsiya va xususiy qiymatlarga nisbatan echaylik.

Bu xol ikki xil bo'lishi mumkin. L_n ni xar bir xususiy qiymatiga mos Ψ_n -xususiy funktsiya to'g'ri kelishi mumkin, ya'ni

$$\begin{array}{cccc} \Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4, \dots \\ \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \\ L_1, L_2, L_3, L_n, \dots \end{array}$$

yoki

$$\begin{array}{ccccccc} \Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_{n-1}, \Psi_n, \Psi_{n+1}, \dots, \Psi_{n+m}, \dots \\ \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \quad \updownarrow \\ L_1, L_2, L_3, L_{n-1}, L_n, L_{n+1}, \dots, L_{n+m}, \dots \end{array}$$

Ikkinchi holda xususiy qiymat m marta aynigan bo'ladi. L_n ni aynish xususiy qiymatiga mos kelgan $\Psi_n, \Psi_{n+1}, \dots, \Psi_{n+m}$ funktsiyalar o'zaro ortogonal bo'lmaydi. Lekin ulardan turli-tuman chiziqli kombinatsiyalar hosil qilish mumkin, ya'ni $a_n\Psi_n + a_{n+1}\Psi_{n+1} + \dots + a_{n+m}\Psi_{n+m} = \Phi_n$ bundagi funktsiyalar \hat{L} ni xususiy funktsiyalari bo'lishi mumkin.

8. CHIZIQLI qo'shma ermit operatorlar.

Operatorlar va ularning xususiy funktsiyalari kompleks ko'rinishida, ya'ni $i = \sqrt{-1}$ ga (mavxum birga) ega bo'lishi mumkin. Biroq fizikaviy kattaliklar doimo haqiqiy. SHuning uchun ham fizikaviy kattaliklarga operatorlarning faqat haqiqiy qiymatlari mos kelishi kerak. Bu operatorlarga qo'shimcha shart qo'yadi. Kvant mexanikasida istalgan chiziqli operatorlar emas, balki faqat qo'shma yoki ermit operatorlari ishlatiladi.

Operatorlar qo'shma (ermit) bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak.

$$\int \varphi^* \hat{L} \psi \, dv = \int \psi (L^* \varphi)^* \, dv = \int \psi \hat{L}^* \varphi^* \, dv \quad (7.14)$$

(13.14) tenglikda operator simvoliga kompleks qo'shma (*) belgisi qo'yilganda, Ψ va φ^* ning o'rinlari almashadi, ulardan biri (Ψ) operator simvolidan

tashqariga, ikkinchisi (Φ^*) esa, uning o'rniga yoziladi. (*) belgi matematik kattalik (son, funktsiya, operator)ga qo'yilgan bo'lsa, bu mavxum kattalik oldidagi ishora o'zgarishini xarakterlaydi. Haqiqiy kattalik uchun $L^* = L$ tenglik o'rinni.

Ermit operatorlarning xususiy qiymatlari doimo haqiqiy sonlardir. Buning isboti quyidagicha:

$$\begin{aligned}\hat{A}\psi &= \lambda\psi \\ \hat{A}^*\psi^* &= \lambda^*\psi^*\end{aligned}\tag{7.15}$$

ga ko'ra $\Phi = \Psi$ deb

$$\lambda \int \psi^* \psi dv = \lambda^* \int \psi^* \psi dv$$

yoki

$$\lambda = \lambda^* .$$

Qo'shma \hat{A} operatorning xususiy qiymati haqiqiydir. Ermit operatorning bu xossasi kvant mexanikada asosiy o'rin tutadi.

Misol ko'raylik. $\frac{d}{dx}$ operatori ermit operatori emas ekanligini isbot qilamiz. Haqiqatan ham $\psi(x)$ va $\varphi(x)$ funktsiyalar cheksizlikda nolga intilsalar, u holda $\int u dv = uv - \int v du$ bo'laklab integrallash formulasiga binoan

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi^* \frac{d}{dx} \psi dx = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^* d\psi = \varphi^* \psi \Big|_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} \psi d\varphi^* = - \int_{-\infty}^{\infty} \psi \frac{d}{dx} \varphi^* dx$$

yoki bunda

$$\int \varphi^* \frac{d}{dx} \psi dx \neq \int \psi \frac{d}{dx} \varphi^* dx$$

ekanligi kelib chiqadi.

Differentsial operatorning bu kamchiligini yo'qotish uchun uni mavxum

bir soniga ko'paytirish kifoya, ya'ni $i \frac{d}{dx}$ -operatori chiziqli ermit operatoridir.

9. Operatorlarni Dirak simvollarini orqali yozish.

$\int \varphi^* \hat{L} \psi dv$ va $\int \varphi^* \psi dv$ ifodalarni ixcham shaklda Dirak taklif etgan shaklda yozish mumkin, ya'ni

$$\langle \varphi | \hat{L} | \psi \rangle \text{ va } \langle \varphi | \psi \rangle\tag{7.16}$$

Agar funktsiyalar indekslar orqali xarakterlangan bo'lsa, Dirak qavslarida faqat shu indekslar qo'yiladi.

10. Ermit operatorlarni.

1. Ermit operatorning xususiy qiymati haqiqiydir. Haqiqatan ham

$$\hat{L} \psi_n = L_n \psi_n\tag{7.17}$$

bundan

$$\langle n | \hat{L} | n \rangle = L_n \langle n | n \rangle = (\langle n | \hat{L} | n \rangle)^* = L_n^* \langle n | n \rangle \quad \text{va} \quad L_n = L_n^* .$$

2. CHiziqli ermit operatorining turli xususiy qiymatlari L_n va L_m ga tegishli bo'lgan xususiy funktsiyalari Ψ_n va Ψ_m o'zaro ortogonaldir.

11. Kvant mexanikada fizikaviy kattaliklarning operatorlari.

Kvant mexanikadagi fizikaviy kattaliklarning operatorlarini konkret ko'rinishlari bilan tanishamiz. Klassik fizikada L kattalikka kvant mexanikadagi chiziqli ermit operatori L ni mos qo'yish qoidasi bor. Odatda fizikaviy kattalikning klassik ifodasi kanonik (ixcham) yoziladi, uning o'zgaruvchilari bo'lib koordinatalar va impulslar o'ynaydi. Masalan, $U(x, y, z, t)$ -potensial maydonda harakat qilayotgan moddiy nuqtaning to'la energiyasi Gomul'ton funktsiyasi deyiladi va u

$$H = \frac{1}{2m} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + U(x, y, z, t) \quad (7.18)$$

ko'rinishda yoziladi.

Klassik funktsiyadan to'la energiyani kvantomexanik operatori (gamil'tanion) ga o'tish uchun kanonik o'zgaruvchilarni ularga mos bo'lgan operatorlarga almashtirish kerak:

$$x \rightarrow \hat{x}, y \rightarrow \hat{y}, z \rightarrow \hat{z}, \quad \text{va} \quad P_x \rightarrow \hat{P}_x, P_y \rightarrow \hat{P}_y, P_z \rightarrow \hat{P}_z \quad (7.19)$$

1. Koordinata operatori. Koordinata operatori eng oddiy operator bo'lib, funktsiyani koordinata operatoriga ko'paytirish kerak, ya'ni: $\hat{x} \psi(x, y, z) = x \psi(x, y, z)$ yoki qisqacha

$$\hat{x} = x, \hat{y} = y, \hat{z} = z \quad (7.20)$$

faqat koordinata funktsiyasi bo'lgan potentsial energiya uchun ham

$$\hat{U}(x, y, z) = U(x, y, z) \quad (7.21)$$

tenglik o'rinlidir.

2. Impul's operatori. Impul's operatori quyidagi ko'rinishga ega

$$P_x \rightarrow \hat{P}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \quad P_y \rightarrow \hat{P}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y},$$

$$P_z \rightarrow \hat{P}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \quad (7.22)$$

Impul's operatorining komponentlari vektor hosil qiladi:

$$\hat{P} = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) = -i\hbar \nabla \quad (7.23)$$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - Nabla operatori.

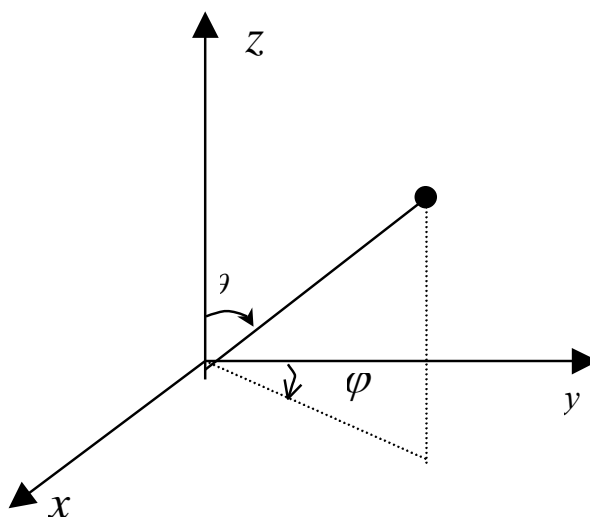
3. Energiya operatori. Gomil'tonion funktsiyasidagi o'zgaruvchilarni, ularga mos kelgan operatorlari bilan almashtiramiz:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(x, y, z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(x, y, z) \quad (7.24)$$

bunda $\nabla^2 = \Delta$ -Laplas operatori yoki Laplasian deyiladi. \hat{H} -to'la enerjiya operatori yoki gamil'tian deyiladi. Kinetik energiya operatori

$$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \quad (7.25)$$

Kvant mexanikada gamil'tian alohida o'rin tutadi. U sistemaning xossasini aniqlaydi.



7.1-расм.

4. Impul's momentining operatori. Klassik mexanikada impul's momenti $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ ko'rinishga ega. Radius-vektorni impul'sga vektorial ko'paytmasi impul's momenti deyiladi. Impul's momentini to'g'ri chiziqli koordinata sistemasida quyidagicha yozamiz (7.1 rasm).

$$L_x = yP_z - zP_y; L_y = zP_x - xP_z; L_z = xP_y - yP_x \quad (7.26)$$

SHuning uchun kvant mexanikada uning proektsiyalari $\hat{L} = \hat{r} \times \hat{p}$.

$$\hat{L}_x = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right); \hat{L}_y = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right); \hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \quad (7.27)$$

Impul's momentini z o'qiga proektsiyasini sferik koordinatalarda yozgan ma'kul.

NAZORAT UCHUN SAVOLLAR

1. Zarra xarakatini kvant mexanikasida ifodalash uchun superpozitsiya printsiptini kanday ahamiyati bor?
2. Xususiy funktsiyalar ortonormal shartiga buysunadimi? SHredinger tenglamasini xususiy funktsiyalar uchun qo'llash mumkinmi?
3. Kvant mexanikasi tenglamalarini operatorlar yordamida ifodalanishni qanday afzalligi bor?

- 4- Operatorlarni matematik ifodalanishni asosiy sharti nimadan iborat?
5. Zarra elektromagnit maydonda bulganda uning tulik energiyasi nimalarga boglik?
6. Fizik kattaliklarni klassik ifodasi bilan kvant ifodasi orkasida kan day fark bor?
7. Kvant mexanikasining matematik apparat asosini nima tashkil etadi?

Tayanch iboralar: *Superpozitsiya printsipti, impuls momenti, EXTIMOLLIK, Kompleks, qo'shma sonlar, to'lqin funktsiya, ortonormallik sharti, integral o'rtacha kiymati, chiziqli operatorlar, differentsiallashtirish amali, gamiltonian.*

Foydalangan adabiyotlar

1. L.D.Landau. E.N.Lifshits. Kvant mexanikasi "O'qituvchi" 1977 yil. 17,23,34,40, betlar
2. G.X. Xoshimov. R YA. Rasulov. N.X.Yuldashev. Kvant mexanikasi asoslari. Toshkent "O'qituvchi" 1995 yil 44,46,52,55,68,115 betlar
3. R.Bekjonov, B.Axmadxo'jaev, Atom fizikasi. Toshkent "O'qituvchi" 1979 yil 107, 111, 114 betlar

8-ma'ruza. **Mikrozarralarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potentsial chuqurlik.**

Reja:

1. Mikrozarrachaning erkin harakati.
2. Cheksiz chuqur, bir o'lchovli potentsial o'radagi zarracha harakati.

1. Mikrozarrachaning erkin harakati.

Agar zarracha erkin, unga hech qanday tashqi kuchlar ta'sir etmayotgan bo'lsa, uning potentsial energiyasi nol ($U=0$) bo'lib, to'liq energiyasi uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Masalani soddalashtirish uchun zarracha koordinatning x o'qiga parallel holda harakatlanmoqda deb olamiz. Uni y, z koordinatalaridan olingan xususiy hosilalari nol bo'lib, Laplas operatorida bitta had qoladi:

$$\Delta\psi = \frac{d^2\psi}{dx^2}$$

Bu holda Shredinger tenglamasi soddalashib, quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \tag{8.1}$$

(8.1) ko'rinishdagi differentsial tenglamaning xususiy echimi yassi to'lqin tenglama ko'rinishda bo'ladi:

$$\psi(x,t) = A \sin(\omega t - kx) \tag{8.2}$$

Bunga ishonch hosil qilish uchun (8.2) ifodani va $\frac{d^2\psi}{dx^2}$ ni (8.1) ga qo'yib ko'ramiz.

$$-k_2 A \sin(\omega t - kx) + \frac{2m}{\hbar^2} E \sin(\omega t - kx) = 0$$

bundan

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (8.3)$$

ekanini topamiz. $\sqrt{2mE} = P$ bo'lgani uchun

$$k = \frac{P}{\hbar} \quad (8.4)$$

kelib chiqadi. Ko'rinib turibdiki, hosil qilingan bu ifoda de-Broyl formulasi o'zginasi. Bu Shredinger tenglamasidan de-Broyl formulasi kelib chiqishini bildirmaydi. Aslida buni teskarisi. Shredinger o'zida de-Broyl to'lqinini mujassamlashtirgan tenglamani izlab topgan.

(8.4) ni boshqacha ko'rinishda ham yozish mumkin

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m} \quad (8.5)$$

(8.5) dan ko'rinadiki, erkin zarrachaning energiyasi har qanday qiymatni olishi mumkin ekan. Ya'ni, uning energiya spektri uzuluksizdir. Bu to'lqin soni k ni va zarrachaning impulsi R_x ni uzluksiz holda o'zgarishidan kelib chiqadi.

SHunday qilib, erkin zarracha harakati kvant mexanikasida yassi monoxromatik de-Broyl to'lqini (8.2) bilan ifodalanadi. Bunday zarrachani fazoning har qanday nuqtasida topilish ehtimolligi bir xil va vaqtga bog'liq bo'lmay, amplitudaning kvadratiga teng:

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = A^2$$

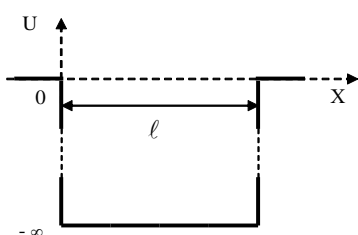
Shredinger tenglamasi erkin zarrachaning energiyasiga hech qanday chegara qo'ymaydi. Ya'ni, uning energiyasi kvantlanmaydi, u har qanday qiymatni olishi mumkin. Agar zarracha bog'langan bo'lsa, uning energiyasi kvantlanishi mumkin. Masalan, atomdagi elektron yadroga bog'langan bo'lgani uchun uning energiyasi uzlukli qiymatlarni oladi, ya'ni kvantlanadi.

2. Cheksiz chuqur, bir o'lchovli potentsial o'radagi zarracha harakati

Zarracha kengligi ℓ bo'lgan cheksiz chuqur potentsial o'rada harakatlanayotgan bo'lsin. O'raning devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarracha undan tashqariga chiqa olmaydi. Uni koordinatasi $0 \leq x \leq \ell$ qiymatlarni olishi mumkin. Zarracha o'raning devorlariga urilib, undan qaytishi natijasida devorlar orasida to'g'ri chiziqli traektoriya bilan harakat qilishi mumkin. Zarrachaning bu o'radagi potentsial energiyasi manfiy va cheksizdir ($u = -\infty$). Agar elektron o'radan chiqqan tag'dirda ham, uning potentsial energiyasi nol bo'lib, u erkin zarrachaga aylanadi. Shunday qilib ℓ kenglikdagi, cheksiz chuqur potentsial o'radagi zarrachaning potentsial energiyasi uchun

$$U(x) = \begin{cases} 0 & x > \ell \\ -\infty & 0 \leq x \leq \ell \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

shartni yozish mumkin. Bunday potentsial o'raning grafigi 8.1-rasmda ko'rsatilgan. Agar bu o'radagi zarrachaning to'liqin xususiyatini xisobga olsak, unga de-Broyl turg'un to'liqini mos keladi. Bu de-Broyl turg'un to'liqinini ikki uchi mahkamlangan torda hosil bo'luvchi to'liqinga o'xshatish mumkin. Ma'lumki, bunday tor bitta



8.1-rasm

chastota bilan emas, balki o'zini xususiy chastotasiga karrali bo'lgan bir necha chastotada tebranishi mumkin.

Ikki uchi mahkamlangan bunday torda turg'un to'liqin hosil bo'ladi. Torning uzunligiga bir necha turg'un to'liqin to'g'ri keldi. Bunda torning uzunligiga doimo butun sondagi yarim to'liqin uzunligi joylashadi:

$$\ell = n \frac{\lambda_n}{2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (8.6)$$

Potentsial o'radagi elektron uchun tegishli bo'lgan de-Broyl to'liqini ham turg'un to'liqindan iborat bo'ladi. (8.6) formuladagi λ ning o'rniga to'liqin soni k ni qo'ysak, de-Broyl formulasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$P = n \frac{\hbar \pi}{\ell}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (8.7)$$

(8.7) formuladan ko'rinadiki, potentsial o'radagi elektronning impulsi diskret qiymatlarni oladi yoki boshqacha aytganda u kvantlanadi.

Energiya bilan impuls orasidagi $E = \hbar^2 k^2 / 2m$ bog'lanishni hisobga olib, elektronning energiyasi uchun

$$E = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m \ell^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (8.8)$$

formulani hosil qilamiz.

(8.8) formuladan ko'rinadiki, potentsial o'radagi elektronning energiyasi ham kvantlanar ekan. Biz (8.8) formulani Shredinger formulasidan foydalanmay, o'radagi elektronga tegishli bo'lgan de-Broyl to'liqinini ikki uchi mahkamlangan torda hosil bo'luvchi turg'un to'liqinga o'xshatib keltirib chiqardik. (8.8) formulani Shredinger tenglamasi yordamida ham keltirib chiqarish mumkin.

Potentsial o'rada elektron X o'qi yo'nalishida gorizontaal chiziq bo'ylab harakatlanadi deb olganimiz uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (8.9)$$

O'rani devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarracha o'radan tashqariga chiqa olmaydi. Shuning uchun zarrachani o'radan tashqarida bo'lish ehtimolligi nolga teng.

O'rani chetlarida $x=0$ va $x=\ell$ bo'lganda to'liqin funktsiya ham nolga aylanadi. Ya'ni chegaraviy shart

$$\psi(x) = \psi(\ell) = 0 \quad (8.10)$$

ko'rinishda bo'ladi.

O'rani ichidagi zarracha uchun Shredinger tenglamasi

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

yoki

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0 \quad (8.11)$$

kurinishda buladi. Bu erda

$$K^2 = \frac{2mE'}{\hbar^2}, \quad E' = E - U \quad (8.12)$$

(8.11) ko'rinishdagi differentsial tenglamaning umumiy echimi

$$\psi(x) = A \sin kx + V \cos kx$$

tenglamadan iborat bo'ladi. Agar (8.10) chegaraviy shartdan $\psi(0)=0$ bo'lganda $V=0$ bo'lishini hisobga olsak, (8.12) tenglamaning echimi

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (8.13)$$

bo'ladi. $x=\ell$ ekanligini xisobga olsak, (8.13) formula

$$\psi(\ell) = A \sin k\ell$$

ko'rinishni oladi. Yuqoridagi (8.10) chegara shart, ya'ni $\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$ bo'lishi faqat $k\ell = n\pi$ bo'lganda bajariladi. Demak,

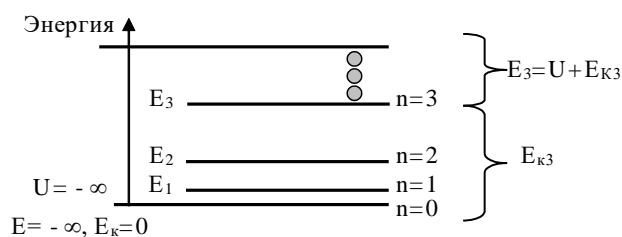
$$k = \frac{n\pi}{\ell} \quad (8.14)$$

ekan.

(8.14) ni (8.12) ga qo'yib, zarrachaning energiyasi uchun

$$E = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2m\ell^2} \quad (8.15)$$

ifodani topamiz. Bu ifoda yuqorida boshqacha yo'l bilan topilgan (8.15) ifodaning o'zginasi. (8.15) formuladagi n , $n=1,2,3,\dots$ bo'lgan butun sonlar qatorini qabul qiladi va uni kvant soni deb ataladi. Energiyaning kvantlangan qiymatini energiya sathi deb



8.2-rasm

yuritiladi. Energetik sathni tartibini kvant soni n belgilaydi. Shunday qilib, potentsial o'radagi zarracha faqat aniq bir energetik sathda, yoki boshqacha aytganda aniq bir n kvant holatida bo'lar ekan.

Energiyaning kvantlanishini grafik usulda tasvirlash qulay. Energiya

kvantini qiymati yoki boshqacha aytganda (8.15) formula bilan topilgan energetik sathlar X o'qiga parallel bo'lgan gorizontallardan iborat bo'ladi (8.2-rasm). 8.2-rasmdagi grafikdanko'rinadiki potentsial o'radagi zarrachaning potentsial energiyasi manfiy diskret qiymatlarni oladi.

Zarrachaning to'liq energiyasi E potentsial va kinetik energiyaning yig'indisiga teng bo'ladi ($E=U+E_k$). Yuqorida aytib o'tganimizdek cheksiz chuqur o'radagi zarrachaning potentsial energiyasi $U = -\infty$ bo'ladi. Yuqoridagi energiyaning kvantlanish formulasi (8.15) zarrachaning kinetik energiyasiga tegishli. Ma'lumki,

kinetik energiya doimo musbat. Ammo o'radagi zarrachaning to'liq energiyasi manfiy bo'ladi. Chunki,

$$E = -\infty + Ek < 0$$

Bunday bo'lishi bog'langan zarracha uchun o'z-o'zidan tushunarli. Faqat $n=\infty$ bo'lganda zarrachaning kinetik energiyasi cheksiz katta bo'lib, to'liq energiyasi nol bo'lishi mumkin. Bu holda zarracha potentsial o'radan chiqadi va erkin zarrachaga aylanadi. (8.13) formulaga K ning (8.14) ifodasini qo'yamiz:

$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$$

Bu tenglamadagi A ni ehtimollikning normirovkalash shartidan topamiz. Ya'ni,

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

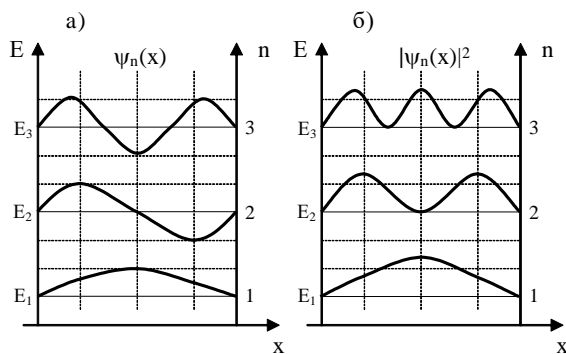
YUqoridagi ifodani integrallab, undan $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ ekanligini topamiz va $\psi_n(x)$ funktsiya

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (8.13)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu funktsiyaning $n=1, 2, 3$ bo'lgandagi grafigi va unga mos energetik sathlar 8.3(a)-rasmda ko'rsatilgan. 8.3(b)-rasmda zarrachani o'ranning qaerida topilish ehtimollikning zichligi $|\psi_n(x)|^2$, $n=1, 2, 3$ kvant holatlar uchun tasvirlangan. 8.3(b)-rasmdan ko'rinadiki, $n=2$ kvant holat uchun zarracha o'rtasida bo'lishi mumkin emas, ammo uni chap va o'ng tomonlarida bo'lish ehtimolligi bir xil. Zarrachalarning bunday xususiyati kvant mexanikasida zarrachaning traektoriyasi degan tushunchaning maonosi yo'qligini bildiradi. (8.15) formulaga ko'ra ikki ko'shni energetik sathlar orasidagi energiya oralig'i quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\ell^2} (2n+1) \quad (8.17)$$

Agar o'raning kengligi katta bo'lsa, ΔE juda kichik bo'ladi. Masalan, o'raning kengligi $\ell=10^{-10}$ m bo'lganda (metalldagi erkin elektronlar uchun) $\Delta E \approx 1,2 \cdot 10^{-35}$ nJ = $0,74 \cdot 10^{-13}$ eV bo'ladi. Eni bunday kichik qiymati metalldagi erkin elektronlar energiya sathlari juda zich joylashganligi, yani energiya spektri uzluksiz ekanligini ko'rsatadi.



8.3-rasm

Agar o'raning kengligi atom o'lchamiga yaqin bo'lsa ($\ell=10^{-10}$ m), ΔE_n uchun $E_n=1,2 \cdot 10^{-17}$ nJ = $0,74 \cdot 10^2$ eV qiymat kelib chiqadi. Bu miqdor turli kvant holatda bo'lgan elektronlarning energiyalari bir-biridan farq qilishini ko'rsatadi. Shunday qilib, Shredinger tenglamasini chuqur potentsial o'radagi zarrachaga tadbiqi zarracha energiyasining kvantlanishini

ko'rsatadi. Klassik mexanikada esa zarracha energiyasiga hech qanday chegara qo'yilmaydi.

Bundan tashqari (8.15) formuladan potentsial o'radagi zarrachaning eng kichik energiyasi $n = 1$ bo'lgandagi

$$E_{\min} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\ell^2}$$

formula bilan aniqlanuvchi energiyadan kichik bo'la olmaydi. Zarrachaning eng kichik energiyasini noldan katta bo'lishi noaniqliklar munosabatidan kelib chiqadi.

Ma'lumki, kengligi ℓ bo'lgan o'rada koordinatani noaniqligi $\Delta x = \ell$ bo'ladi. Bunda noaniqliklar munosabati (8.13) ga binoan zarrachalarning impulsi nol bo'la olmaydi. Impulsning noaniqligi $\Delta p \sim \hbar/\ell$ bo'ladi. Impulsning bunday o'zgarishiga $E_{\min} \sim (\Delta p)^2/(2m) \sim \hbar^2/2m\ell^2$ kinetik energiya mos keladi. Boshqa qolgan sathlarning ($n > 1$) energiyasi eng kichik energiyadan doimo katta bo'ladi.

(8.15) va (8.17) formulalardan kvant sonlarining katta qiymatlarida ($n \gg 1$) $\Delta E_n /$

$\frac{2}{n}$

$E_n \approx \frac{2}{n} \ll 1$ bo'lib, qo'shni energetik sathlar bir-biriga yaqinlashib, diskretlik yo'qoladi. Bu natija Borning moslik printsipining (1923) xususiy holi bo'lib, yuqori kvant sonlarida kvant mexanikasi qonunlari klassik fizika qonunlariga aylanishini ko'rsatadi. Xozirgi zamon fizikasida muhim rol o'ynaetgan moslik printsipiga quyidagi taorifni berish mumkin: Klassik fizikani rivojlantirish natijasida yaratilgan har qanday yangi nazariya klassik nazariyani to'liq inkor etmaydi, balki uni ham o'z ichiga olib, qo'llanish chegarasini ko'rsatib, ma'lum chegaraviy hollarda u eskisiga aylanadi.

Ma'lumki, maxsus nisbiylik nazariyasining kinematikasi va dinamikasi formulalari $v \ll c$ bo'lganda Nyuton mexanikasi formulasiga aylanadi. Yana boshqa misol sifatida de-Broyl gipotezasini olish mumkin. Bu gipotezaga ko'ra ma'lum impulsga ega bo'lgan har qanday jismda ham to'lqin xususiyat bor. Ammo makroskopik jismlarda bu to'lqin xususiyatni xisobga olmasa ham bo'laveradi. Ya'ni, bu holda Nyutonning klassik mexanikasi o'rinli bo'ladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Shredinger tenglamasini erkin zarra uchun tadbiq etilganda qanday natija olinadi?
2. Cheksiz chuqur potentsial o'radagi zarrachaning energiyasi qanday o'zgaradi?
3. Erkin zarrachaning energiyasi qanday o'zgaradi?
4. «Nolinchi» tebranish energiyasi deganda nimani tushunasiz?

Tayanch so'zlar va iboralar: *Shredinger tenglamasini cheksiz chuqur potentsial o'radagi va potentsial to'siq yaqinidagi zarrachalariga tadbiqlari, chegaraviy shartlar, zarracha impulsi va energiyasining kvantlanishi, o'radagi zarracha uchun Shredinger tenglamasi va uning yechimi, grafigi, energetik sat'lar.*

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent –

- "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.YA., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
 3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Vqsshaya shkola ", 2000.
 4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
 5. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
 6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
 7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.: " Prosvenie ", 973.
 8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
 9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
 10. Geyzenberg V. «Fizika, Chast i tseloe», Moskva. 1999.
- http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
11. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
- http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

9-ma'ruza. Garmonik ostsillyator. Zarrachalarning potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolar α -parchalanishi. Avtoelektron emissiya.

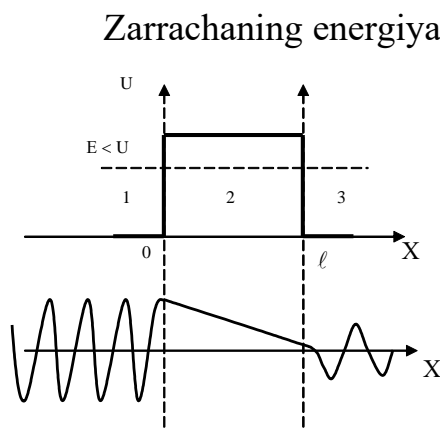
Reja:

1. Zarrachalarni eni cheklangan potentsial to'siqdan o'tishi. Tunel effekti.
2. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ostsillyator.

1. Zarrachalarning eni cheklangan potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti.

Energiyasi E bo'lgan x o'qi yo'nalishida harakatlanayotgan zarrachaning yo'lida to'g'ri burchakli, kengligi ℓ va balandligi U bo'lgan potentsial to'siq turgan bo'lsin (9.1-rasm). Bunday potentsial to'siq uchun quyidagi shart o'rinli bo'ladi,

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U, & 0 \leq x \leq \ell \\ 0, & x > \ell \end{cases} \begin{cases} 1 - \cos \alpha \\ 2 - \cos \alpha \\ 3 - \cos \alpha \end{cases}$$



9.1-rasm

Zarrachaning energiyasi $E < U$ bo'lganda u to'siqning orqa tomoniga o'ta olish yoki o'ta olmasligini aniqlash talab qilinsin. Klassik mexanikada bunday masala sifatida ϑ tezlik bilan gorizontall silliq joyda harakatlanayotgan jism balandligi h bo'lgan tepalikka duch kelsa, uni bu tepalikdan o'ta olish yoki o'taolmasligini aniqlash masalasini olish mumkin. Klassik mexanikada bunday masalaga osonlikcha javob topish mumkin. Agar jismning kinetik energiyasi $m\vartheta^2/2 > mgh$ bo'lsa, u to'siqdan o'tadi, agar $m\vartheta^2/2 < mgh$ bo'lsa, u

to'siqdan o'tolmaydi, undan orqaga qaytadi. Lekin, kvant mexanikasida zarrachaning energiyasi $E < U$ bo'lsa ham uni potentsial to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan farqli bo'lar ekan. Hatto uning energiyasi $E > U$ bo'lgan taqdirda ham u to'siqdan orqaga qaytishi mumkin ekan. Bunday bo'lishi birinchi qarashda g'alati ko'rinadi. Lekin Shredinger tenglamasining echimidan shunday natija kelib chiqadi, tajriba ham shunday bo'lishini tasdiqlaydi.

9.1-rasmdagi 1,2,3 sohalar uchun (6.6) ko'rinishdagi Shredinger teglamalarini echish natijasida olingan funktsiyalarning grafiklari ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinadiki, to'lqin funktsiya to'siqning ichki qismida ham nolga teng emas. To'siqning kengligi uncha katta bo'lmaganda to'siqdan keyingi 3 sohada ham u o'shanday impuls va chastotadagi de-Broyl to'lqinidan iborat bo'ladi, faqat amplitudasi kichiklashadi. Demak, zarrachaning energiyasi $E < U$ bo'lsa ham, uni to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan katta ekan. Shunday qilib, kvant mexanikasi butunlay yangi, o'ziga xos hodisaga duch keldi. Kvant mexanikasida zarrachalarni potentsial to'siq orqali o'tishiga tunnel effekti deyiladi.

Tunnel effektini tasvirlash uchun potentsial to'siqning shaffoflik koeffitsenti tushunchasi kiritilgan. Shaffoflik koeffitsentini topish uchun xuddi optikadagidek to'siqdan o'tayotgan de-Broyl to'lqini intensivligini, to'siqqa tushayotgan de-Broyl to'lqini intensivligiga bo'lish kerak:

$$D = \frac{I_{um}}{I_{tush}} \quad (9.1)$$

Bu koeffitsientni de-Broyl to'lqinini to'siqdan o'tish ehtimoli sifatida qabul qilish mumkin. Hisoblashlar to'g'ri burchakli potentsial to'siqning shaffoflik koeffitsienti

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{h} \sqrt{2m(U-E)}\ell} \quad (9.2)$$

formula bilan aniqlanishini ko'rsatadi.

(9.2) formuladagi D_0 o'zgarmas koeffitsientning qiymati 1 ga yaqin. (9.3) formuladan ko'rinadiki, D zarrachaning massasi m ga, to'siqning kengligi ℓ ga va energiya farqi $(U-E)$ ga kuchli bog'lik. To'siq qancha keng bo'lsa, zarrachaning undan o'tish ehtimolligi shuncha kichik bo'ladi. Quyidagi 9.1-jadvalda energiya farqi $U - E = 5 \text{ eV}$ bo'lganda D ning ℓ ga bog'liq holda o'zgarishi ko'rsatilgan.

9.1-jadval

$\ell (\text{Å})$	1	1,3	1,5	1,8	2,0	5,0	10,0
D	0,1	0,04	0,03	0,013	0,008	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$

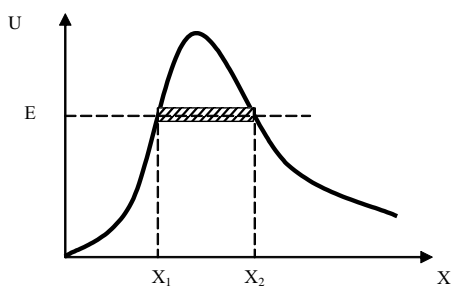
Jadvaldan ko'rinib turibdiki, to'siqning kengligi 1 Å dan 10 Å gacha ortganda D bir necha marta kamaymoqda. Dning jadvaldagi oxirgi qiymatlari zarrachani to'siqdan umuman o'tmasligini bildiradi. Ixtiyoriy shakldagi potentsial to'siqning (9.2-rasm) shaffoflik koeffitsenti integrallash bilan topiladi:

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx}$$

bu erda $U=U(x)$

Zarrachaning energiyasi $E < U$ bo'lganda, uni potentsial to'siqdan o'tishi kalassik nuqtai nazardan energiyaning saqlanish qonuniga zid keladi. Ya'ni, kvant mexanikasi quyidagi muammoga duch keldi.

Chunki, zarrachaning to'liq energiyasi potentsial to'siq balandligiga mos energiyadan



9.2-rasm

kichik bo'lganda ($E < U$), uni kinetik energiyasi potentsial to'siq sohasida manfiy bo'ladi, ya'ni $E = E_k + U(x)$ bo'lsa, $U(x) > E$ bo'lganda $E_k < 0$ bo'ladi. Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qaraganda bunda hech qanday qarama-qarshilik yo'q. Agar zarracha to'siq tomon harakat qilayotgan bo'lsa, u malum bir energiyaga ega. Agar zarrachani to'siq bilan o'zaro ta'siri Δt vaqt oralig'ida sodir bo'lsa, noaniqliklar munosabatiga

ko'ra uning energiyasi $\Delta E \geq h / \Delta t$ noaniqlikka ega bo'ladi (9.2-rasm). Agar energiyaning bu noaniqligi ΔE to'siqning balandligi bilan to'liq energiya farqidan katta bo'lsa ($\Delta E_k > U - E$), zarracha to'siqdan o'tib ketadi. Bu hodisa fizikada tunnel effekt deb ataladi. "Tunnel effekt" tushunchasi o'rniga zarracha to'siqni "tashib o'tadi" deyish ham mumkin. Zarrachalarni potentsial to'siq orqali o'tishi ko'p tajribalarda tasdiqlandi. Masalan, metallarda elektronlarning sovuq emissiya hodisasi kuzatiladi. Elektron metallardan vakuumga chiqishi uchun, ya'ni vakuum bilan metall chegarasidagi potentsial sakrashni engishi uchun, unga juda katta elektr maydoni ta'sir etish kerak. Lekin tunnel effekti tufayli yuz barovar kichik elektr maydoni tasirida ham metallarda elektronlar emissiyasi sodir bo'laveradi. Qattiq jismlar fizikasida metall bilan yarim o'tkazgich, yarim o'tkazgich bilan yarim o'tkazgich chegarasidan elektr tokining o'tish jarayoni ham ko'p hollarda shu tunnel effekti bilan tushuntiriladi.

Atom yoki molekullarni klassik fizikada ko'rsatilganidan kichik elektr maydonlari ta'sirida ionlashishi ham tunnel effekti bilan izohlanadi. Bu hodisa fizikada avtoionizatsiya hodisasi deb yuritiladi. Radioaktivlikdagi α -nurlanish ham shu effekt tufayli yuz beradi.

2. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ostsillyator

Klassik va kvant nazariyalarning ko'p masalalarini echishda elastik kuchga o'xshagan kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi sistemadan model sifatida foydalaniladi va uni chiziqli garmonik ostsillyator deb ataladi. Prujinali, fizik va matematik mayatniklar garmonik ostsillyatorlarga misol bo'la oladi. Garmonik ostsillyatorning potentsial energiyasi

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \quad (9.3)$$

formula bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Bu erda ω_0 - ostsillyatorning xususiy chastotasi, m - ostsillyatorning massasi. (9.3) bog'lanish grafigi paraboladan yoki boshqacha aytganda parabola shaklidagi "potentsial o'radan" iborat bo'ladi (9.3-rasm).

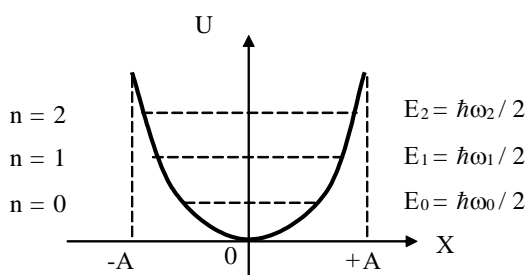
Ostsillyatorning to'liq energiyasi uni potentsial va kinetik energiyalarining yig'indisiga teng va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi:

$$E = E_k + U = m\omega_0^2 A^2 / 2 \quad (9.4)$$

(9.4) formula energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Doimo potentsial energiyaning maksimal qiymati, kinetik energiyaning maksimal qiymatiga va ularning har biri ostsillyatorning to'plagan to'liq energiyasiga teng:

$$U_{\max} = E_{k\max} = E$$

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra to'liq energiya ostsillyatorga berilgan dastlabki energiyaga teng bo'ladi. Ostsillyatorning to'liq energiyasi uni tebranishi



9.4-rasm

davomida potentsial va kinetik energiya orasida turlicha taqsimlanadi. Agar 6.6-rasmda ko'rsatilgan grafikda to'liq energiyaga mos joydan gorizontali chiziq o'tkazsak, bu chiziqni koordinatalari $x = \pm A$ bo'ladi, bu erda A – ostsillyatorning tebranish amplitudasi. Ostsillyator $-A, +A$ oralig'idan chiqib olmaydi. Agar u bu oralig'idan chiqadi desak, uning potentsial energiyasi

to'liq energiyadan katta bo'lib, energiyaning saqlanish qonuni buziladi. Demak, klassik ostsillyator chegaralangan fazo sohasida tebranadi. Yuqorida garmonik ostsillyator haqida yuritgan fikrimiz klassik mexanika nuqtai nazaridan to'g'ri.

Kvant mexanikida chiziqli garmonik ostsillyator - kvant ostsilyator deb ataldi. Kvant ostsillyatorga misol qilib, kristall panjara tugunida tebranma harakat qilayotgan atomni, molekulani va umuman olganda tebranma harakat qilayotgan har qanday mikrozarrachani olish mumkin.

Kvant ostsillyatori uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (9.5)$$

E-ostsillyatorning to'liq energiyasi.

Differentsial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, (9.5) ko'rinishdagi differentsial tenglama energiyaning

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_0 \quad (9.6)$$

bo'lgan xususiy qiymatlarida echimga ega. (9.6) formuladan ko'rinadiki, kvant ostsillyator energiyasi diskret qiymatlarni olib o'zgaradi, ya'ni uning energiyasi kvantlanadi. Kvant ostsillyatorning ham eng kichik energiyasi vertikal devorli potentsial o'ra ichidagi zarrachaning energiyasiga o'xshab, noldan katta bo'ladi. Ostsillyatorning bu eng kichik energiyasi (9.6) formuladan $n=0$ bo'lganda

$$E_0 = \hbar\omega_0 / 2$$

bo'lishi kelib chiqadi.

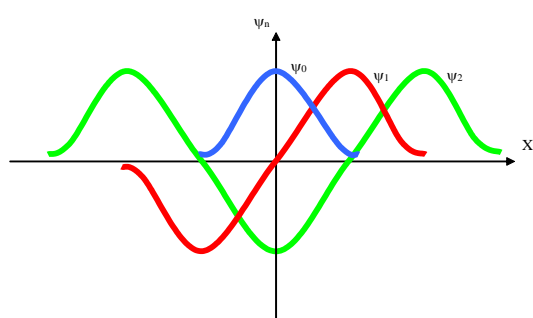
Bu minimal energiya-nol tebranish energiyasi deb ham ataladi va uning bo'lishligi noaniqliklar munosabati bilan bevosita bog'liqdir.

Ostsillyatorning nol tebranish energiyasining mavjudligi zarrachani potentsial o'raning tubiga hech qachon tushmasligini ko'rsatadi va bu xulosa har qanday

shakldagi "potensial o'ra" uchun ham to'g'ridir. Zarrachani potensial o'raning tubiga tushishi noaniqliklar munosabatiga zid keladi. Chunki u o'raning tubiga tushgan tag'dirda, uning impulsi va impulsining noaniqligi ham nol bo'ladi, koordinatasining noaniqligi esa cheksiz katta bo'lib qoladi. Bu holda zarrachani o'raning ichida bo'lishi ham noaniq bo'lib qoladi. Kvant ostsillyatorida «nolinchi» tebranish energiyasining bo'lishi klassik nazariyaga butunlay zid keladi.

Klassik nazariyada ostsillyatorning eng kichik energiyasi uni tebranmasdan tinch turgan holatiga mos keladi. Haqiqatdan ham, bu vaqtda uning energiyasi nol bo'lishi kerak. Masalan, klassik fizikaga ko'ra temperatura $T=0$ bo'lganda kristall pajara tugunlaridagi atomlarning tebranma harakat energiyasi ham nol bo'lishi kerak. SHuningdek, atomlarning tebranishi tufayli yorug'likning moddada sochilishi ham yo'qolishi kerak. Lekin temperatura absolyut nolga yaqinlashganda ($T \rightarrow 0$) ham yorug'likning moddada sochilish koeffitsienti nol bo'lmasdan, qandaydir o'zgarma chegara qiymatga intiladi. Bu absolyut nol temperaturada ham atomlar tebranishdan to'xtamasligini, ya'ni «nolinchi» tebranish energiyasi mavjudligini tasdiqlaydi. Absolyut nolga juda yaqin temperaturada geliyning suyuq holda qolishi ham «nolinchi» tebranish energiyasi orqali izohlanadi.

(9.6) formuladan ko'rinadiki, ostsillyatorning energiya sathlari zichligi kvant soni n ga bog'liq bo'lmaydi va ular bir-biridan bir xil oralikda joylashadi (9.5-rasm).



9.6-rasm

Vertikal devorli cheksiz chuqur o'rada bo'lsa, n ortishi bilan energiya sathlari orasidagi masofa ham ortib boradi (8.2-rasm). (9.6) formulada $n \gg 1$ ($n+1/2 \approx n$) bo'lganda ostsillyatorning energiya sathlari uchun

$$E_n = n \cdot \hbar \omega_0$$

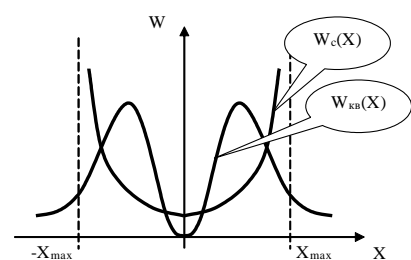
formulani yozish mumkin. Bu formula absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratishda M.Plank gipoteza tarzida keltirgan

formulaning o'zi.

Kvant garmonik ostsillyatorning $n = 0, 1$ va 2 kvant holatlar uchun to'lqin funktsiyasi grafigi 9.6-rasmda ko'rsatilgan. ψ_n -to'lqin funktsiyaning nolga aylanadigan nuqtalari to'lqin funktsiya tugunlari deb ataladi.

9.6-rasmdan ko'rinadiki, $n=0$ bo'lganda to'lqin funktsiya $\psi_0(x)$ faqat $x = \pm\infty$ bo'lgan nuqtalarda nol bo'ladi. Ya'ni, $\psi_0(x)$ ni ikki chekkasida tugun yo'q. $n=1$ bo'lganda $\psi_1(x)$ funktsiyani $x=0$ bo'lgan nuqtada bitta tuguni bor. $n=2$ bo'lganda $\psi_2(x)$ funktsiyani ikkita tuguni bor. Demak, to'lqin funktsiyadagi tugunlar soni, kvant soniga teng bo'ladi.

Kvant ostsillyator haqidagi masalaning echimidan klassik fizikaga xos bo'lmagan yangi natija kelib chiqadi. Kvant ostsillyatori sifatida qaralayotgan zarracha klassik fizika nuqtai nazaridan mumkin bo'lmagan sohada ham mavjud bo'lishi mumkin. Klassik nuqtai nazardan qaraganda zarracha ($-A$ va $+A$) oraliqdan chiqa olmasligi kerak. Ammo kvant ostsillyatori parabola shaklidagi potensial



9.7-rasm

o'radan ham tashqariga chiqishi mumkin. Kvant ostsilyatorning koordinatalari x dan $x+dx$ gacha bo'lgan sohada bo'lish ehtimolligi

$$wkv(x)dx = |\psi_n(x)|^2 dx$$

ifoda bilan aniqlanadi.

9.7-rasmda $n=1$ kvant holati uchun kvant mexanikadagi ehtimollik zichliklari solishtirilgan. Grafikdan ko'rinib turibdiki, kvant ostsilyatori klassik fizika ruhsat etmagan sohada ham bo'lishi mumkin. Bu zarrachaning to'liq xususiyatidan, bevosita Shredinger tenglamasining echimidan kelib chiqadi. Bu echim murakkab bo'lgani uchun biz unga to'xtalmaymiz.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Tunnel effektini tushuntirib bering.
2. Shaffoflik koeffitsienti o'raning kenligiga qanday bog'li?
3. Shredinger tenglamasini chiziqli garmonik ostsilyatorga tadbig'ini tushuntirib bering.
4. Kvant ostsilyatorini mexanikadagi ostsilyatordan nima farqi bor?
5. Kvant ostsilyatorning klassik fizika ruhsat etmagan sohalarda ham mavjud bo'lishi qanday izohlanadi?
6. Yassi to'liq tenglama qanday ifodalanadi?
7. Erkin zarrachaning energiyasi qanday o'zgaradi?
8. «Nolinchi» tebranish energiyasi deganda nimani tushunasiz?

Tayanch so'zlar va iboralar: *Tunnel effekt, garmonik ossilyator va uning energiyasi, shaffoflik koeffisienti, energiya uchun noaniqliklar munosabati, energetik sat'lar, absolyut nol temperatura va minimal energiya.*

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.YA., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Vqsshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M .: " Prosvenie ", 973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
10. Geyzenberg V. «Fizika, Chast i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
11. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

BIR ELEKTRONLI ATOMLAR

10-ma'ruza. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi. L^2 , LZ operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va funksiyalari. O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama.

Reja:

1. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali.
2. Sferik simmetrik potentsial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi.

1. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali.

Bor atom nazariyasining kamchiliklari aniq bo'lib qolgandan keyin atom jarayonlarni to'raligicha tushuntirib beruvchi umumiy atom nazariyasini yaratishga kirishildi. Atomning bunday nazariyasini kvant mexanikasi asosida yaratishga harakat qilindi. Natijada atomning Bor nazariyasida postulot tarzida qabul qilingan elektron energiyasining kvantlanishi Shredinger tenglamasi echimidan o'z-o'zidan kelib chiqishi ma'lum bo'ldi. Bor atom nazariyasini postulotga tayanib yaratgan bo'lsa, atomning yangi nazariyasida bunga hojat bo'lmadi.

Kvant mexanikasida zarrachaning harakati, holat funksiyasi va energiyasi uni qanday maydonda harakat qilayotganligiga bog'liq. Biz oldingi ma'ruzalarda zarrachalarning bir o'lchovli potentsial maydondagi harakatlari bilan tanishdik. Ko'pincha potentsial maydonlar markaziy simmetrik yoki boshqacha aytganda sferik simmetrik bo'ladi, bunday maydonga misol qilib atom yadrosining Kulon maydonini olish mumkin. Zarrachaning markaziy sferik potentsial maydondagi harakatini o'rganish, atom tuzilishini, undagi elektronlarning holat funksiyasini va energiyasini aniqlash uchun xizmat qiladi. Atom yadrosining massasi atomdagi barcha elektronlarning massasidan ham bir necha marta katta. Masalan, vodorod atom yadrosi massasi elektron massasidan 1836 marta katta. Atom yadrosi atrofidagi markaziy simmetrik maydonda elektronlar harakat qiladi. Elektronlarning bu harakatini o'rganish uchun sanoq sistemasining boshi sifatida atom yadrosini olamiz. Bunday sistemada atom yadrosi elektronlar harakatlanayotgan maydon kuchlarining manbai xisoblanadi. Yadro bilan elektronlar orasidagi Kulon o'zaro ta'sir kuchlari, atom zarrachalarining magnit momentlarining o'zaro ta'sir kuchidan bir necha marta katta bo'lgani uchun asosiy xisoblanadi.

2. Sferik simmetrik potentsial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi

Vodorod atomining asosiy turg'un holati uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda bo'lishini ko'raylik. Elektronning holati faqat yadrodan elektrongacha bo'lgan r masofaga bog'liq bo'lgan sferik to'lqin funktsiya ψ ni o'z ichiga olgan Shredingerning turg'un holat tenglamasi bilan ifodalanadi.

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \psi = 0 \quad (10.1)$$

Bu formulada E atomdagi elektronning to'liq energiyasi. (10.1) tenglamadagi qavs ichidagi ikkinchi ifoda vodorod atomi yadrosi bilan elektron orasidagi masofa r ga bog'lik bo'lib, u yadro maydonidagi elektronning potentsial energiyasini ifodalaydi va

$$U(r) = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (10.2)$$

ko'rinishda yoziladi.

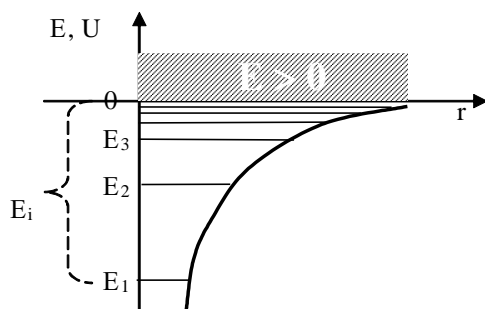
U(r) funktsiyaning grafigi 10.1-rasmda yo'g'on egri chiziq bilan tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, elektron yadroga yaqinlashgan sari U (r) cheksiz kamayib (moduli cheksiz ortib) boradi.

(10.1) ko'rinishdagi differentsial tenglamani echish anchagina murakkab matematik amallarni talab qiladi. Shuning uchun tenglamani qanday echish yo'llariga to'xtalmay, uni tayyor echimini muhokama qilamiz.

(10.1) ko'rinishdagi tenglama ikki holda, ya'ni elektron energiyasi $E > 0$ bo'lgandagi E ning har qanday qiymatida va E ning

$$E = - \frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2}, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (10.3)$$

shartni qanoatlantiruvchi manfiy diskret qiymatlarida echimga ega bo'lar ekan. $E > 0$ bo'lgan hol yadro yaqinidan o'tib, undan cheksizlikkacha uzoqlashayotgan elektronga, $E < 0$ bo'lgan hol esa yadroga bog'langan elektronga mos keladi. Demak, Shredinger tenglamasining $E > 0$ qiymatlaridagi echimlari vodorod atomini emas,



8.1-rasm

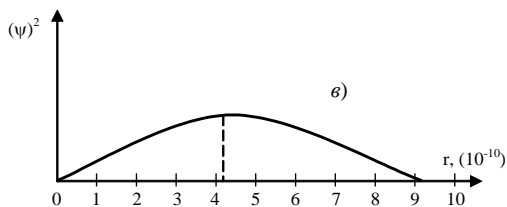
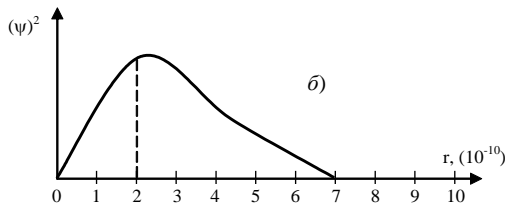
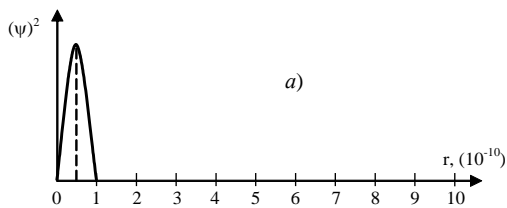
balki atom bo'lib birikmagan yadro va fazodagi erkin elektronni aks ettiradi. $E < 0$ bo'lgan ikkinchi holdagi echimlari vodorod atomidagi elektronni aks ettiradi. Vodorod atomidagi elektronning energiya qiymatlarini aniqlovchi (10.3) ifoda Borning vodorod atomi nazariyasidan kelib chiqqan (5.15) ifodaning o'zginasidir ($Z=1$). Lekin Bor bu formulani postulatga, ya'ni farazga asoslanib chiqargan bo'lsa, kvant mexanikasida u Shredinger

tenglamasining echimidan kelib chiqadi.

Demak, (10.3) formuladan ko'rinadiki, vodorod atomida elektronning energiyasi diskret energetik sathlar bo'yicha o'zgaradi. Bu sathlarini joylashishi E_1, E_2, E_3, \dots energiyalar uchun 8.1-rasmda sxematik ko'rsatilgan.

Energiyasi eng kichik bo'lgan E_1 sath elektronning asosiy turg'un holatini ifodalaydi. Bu minimal energiyadan katta bo'lgan energiya sathlari ($E_n > E_1, n=2, 3, \dots$) atomning uygongan holatiga mos keladi.

Elektron energiyasini $E < 0$ bo'lishi uni bog'langan ekanini va giperbolik potentsial o'rada joylashganini ko'rsatadi. Rasmdan ko'rinadiki, bosh kvant sonlari n ortishi bilan energetik sathlar zichroq joylashib boradi va $n = \infty$ bo'lganda $E = 0$ bo'ladi. Energiyasi $E > 0$ bo'lganda elektron erkin elektronga aylanadi va uni energiyasi uzluksiz o'zgaradi (shtrixlangan soha, 10.1-rasm). (10.3) formuladan turg'un holatda bo'lgan vodorod atomi uchun ionlashish energiyasini hisoblash mumkin:



10.2-rasm

$$E_i = -E_1 = \frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} = 13,55 \text{ eV.}$$

Demak, asosiy holatda bo'lgan vodorod atomidan elektronni urib chiqarish uchun 13,55 eV energiya kerak. Bu atomni ionlashish energiyasidir. Atomni ionlashish energiyasi tushunchasi bilan birga ionlashish potentsiali tushunchasi ham ishlatiladi. Atomning ionlashish potentsiali deb, atomdan elektronni urib chiqarish uchun kerak bo'lgan energiyani elektronning zaryadiga nisbatiga aytiladi. Ionlashish potentsialini Frank va Gerts tajribalaridagi

qurilma yordamida o'lchash mumkin. Bunda simob bug'larini vodorod bilan almashtiriladi. To'rga berilgan kuchlanish 13,6 V ga etkuncha zanjirda tok hosil bo'lmaydi. Kuchlanish 13,6 V ga borganda tok hosil bo'lib, kuchlanishning keyingi ortishida u tez ortib boradi. Zanjirda tokning hosil bo'lishi vodorod atomlarini energiyasi 13,6 eV ga etgan elektronlar bilan to'qnashishi natijasida ionlashishi bilan tushuntiriladi. Bundan ko'rinadiki, vodorod atomining tajribada topilgan ionlashish energiyasi nazariy xisoblangan qiymatga mos

Mustahkamlash uchun savollar

1. Vodorod atomi uchun SHredinger tenglamasini yozing va uning echimidan kelib chiqadigan natijalarni tushuntirib bering.
2. Vodorod atomida elektronning energiyasi qanday qonuniyat bilan o'zgaradi?
3. Elektronning atomdagi holati qanday kvant sonlari bilan aniqlanadi?
4. Sathning turlanishi va turlanish karraligi deganda nimani tushunasiz?

Tayanch so'zlar va iboralar: Vodorod atomining asosiy turun holati uchun Shredingaer tenglamasi, yadroga bolangan elektronning potentsial energiyasi va uning grafigi, vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimi va energetik sathlar, ionlashish energiyasi.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi".

- Toshkent - "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.YA., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
 3. Detlaf A.A., YAvorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
 4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Vishaya shkola", 2000.
 5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
 6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
 7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M .:"Prosveoenie", 1973.
 8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
 9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.:"Znanie", 1985.
 10. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
 11. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

11,12-ma'ruza. Energiya sathlari. Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital mehanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektron spini. Elektronining xususiy magnit momenti. Spin giromagnit munosabati. O'zaro ta'sirlashmaydigan harakat miqdor momentlarni qo'shish qoidasi haqida tushuncha. Spin-orbital o'zaro ta'sir.

Reja:

1. Vodorod atomi: kvant sonlari, energetik spektri, orbital impuls momenti va uning fazoviy kvantlanishi.
2. Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi. Vodorodsimon atomlar nurlanish spektri. Sathlar kengligi.
3. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini.

1. Vodorod atomi: kvant sonlari, energetik spektri, orbital impuls momenti va uning fazoviy kvantlanishi.

Kvant mexanikasida vodorod atomidagi elektronning holati uchta kvant soni bilan aniqlanadi: n -bosh kvant soni, ℓ -orbital kvant soni, m - magnit kvant soni. Bosh kvant soni n -elektron ega bo'ladigan energiya qiymatlarini ifodalash bilan birga elektron orbitasi diametrini ham belgilaydi.

Orbital kvant soni orbita shaklini, ya'ni eliptiklik darajasini aniqlasa, magnit kvant soni elektron orbitasining fazodagi orentatsiyasini (vaziyatini) bildiradi.

Kvant mexanikasi atomning Bor nazariyasidagi elektronning impuls momentini kvantlanishiga aniqlik kiritdi. Bor nazariyasida energiyaning kvantlanishi elektronning impuls momentini kvantlanish shartidan kelib chiqqan bo'lsa, kvant

mexanikasida u impuls momentini kvantlanishiga bog'liq bo'lmagan holda SHredinger tenglamasining echimidan kelib chiqadi. Qandaydir En energetik sathdagi elektronning energiyasiga impuls momentining n ta qiymati mos keladi. Impuls momenti ixtiyoriy qiymatlarini qabul qilmasdan, quyidagi

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (11.1)$$

formula bilan aniqlanuvchi diskret (tayinli) qiymatlarini qabul qiladi. Bu formuladagi ℓ - orbital kvant soni bo'lib, u 0 dan n-1 gacha bo'lgan n ta qiymatlarni qabul qiladi:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (11.2)$$

Elektronning impuls momenti ellips shaklidagi orbitaning ekstsentrisitetiga, ya'ni orbitaning shakliga ta'sir qiladi. Bir xil energiyali, impuls momentlari har xil bo'lgan elektron katta o'qini uzunligi bir xil bo'lgan, lekin ekstsentrisitetlari bilan farqlanuvchi turli elliptik orbitalar bo'ylab aylanadi. Demak, ℓ ning har bir qiymatiga mos orbitalar mavjud.

Kvant mexanikasida orbital kvant sonini $\ell = 0$ qiymatiga mos keluvchi atom holatiga s-holat, $n=1$ bulgandagi holatiga r-holat, $\ell = 2$ bo'lgandagi holatiga d-holat mos keladi deb belgilanadi. Keyingi holatlar f, g, h harflar bilan ifodalanadi. Ya'ni, atom holatlari lotin alifbosidagi harflar bilan belgilanadi.

Magnit kvant soni m_ℓ , elektronning impuls momenti vektori L ni, tashqi magnit maydoni ta'sirida h ga karrali bo'lgan ma'lum vaziyatlarni olib joylashish tartibini ko'rsatadi. Ya'ni Z yo'nalish bo'yicha impuls momentining proektsiyasi

$$L_{\ell z} = \hbar m_\ell \quad (11.3)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu erda m_ℓ =magnit kvant soni bo'lib, u - ℓ dan 0 orqali $+\ell$ gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarni oladi, ya'ni

$$m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (\ell - 1), +\ell \quad (11.4)$$

bo'lib, hammasi bo'lib $2\ell + 1$ qiymatini qabul qiladi. Demak, elektronning impuls momenti vektori fazoda $2\ell + 1$ vaziyatlarni olib joylashishi mumkin.

Atom nazariyasida atomdagi elektronlar ma'lum diskret orbitalar bo'ylab aylanadilar. kvant mexanikasida esa orbita tushunchasi umuman yo'q bo'lib, faqat elektronni yadro atrofida qayd kilinish ehtimolligi tushunchasi bor.

Vodorod atomidagi elektron energiyasining (10.3) formula bilan aniqlanuvchi har bir qiymatiga bir necha to'liq funktsiya mos keladi, ular bir-biridan ℓ va m kvant sonlari bilan farqlanadi.

Misol tariqasida $n=2$ ga teng bo'lgan holni muhokama qilaylik. Orbital kvant soni ℓ , (11.2) shartga asosan, 0 yoki 1 qiymatga ega bo'la oladi. $\ell = 0$ (S-holat) bo'lganda magnit kvant soni m_ℓ , (11.3) shartga asosan faqat 0 qiymatini oladi. Bunda elektronning mexanik impuls momenti ham nolga teng bo'ladi. Bu holatda elektron mavjud bo'ladigan fazodagi soha, sferik simmetriyaga ega buladi. Ya'ni, yadro ma'lum qalinlikdagi dumaloq elektron buluti bilan o'ralgan deyish mumkin.

Elektron bulutini zich joylari elektron orbitasining birinchi Bor radiusiga ($r_1=0,53 \cdot 10^{-10}m$) mos keladi 10.2(a)-rasm. Kvant mexanikasida elektronning "orbita" tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi. Lekin kvant mexanikasi elektronning

fazoning qaysi nuqtasida qayd qilinishi ehtimolligi haqida axborot bera oladi. 10.2 (a,b,v)-rasmlarda 1s, 2r, 3d holatlardagi elektronlarni yadrodan r masofadagi nuqtalarda qayd qilish ehtimolligining zichligini tasvirlovchi grafiklar keltirilgan.

Rasmlardan ko'rinishicha elektronni eng katta ehtimollik bilan qayd qilinishi mumkin bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rinlari 1,2,3-Bor orbitalariga mos keladi. Orbital kvant soni $\ell = 1$ (r - holat) bo'lganda magnit kvant sonini uchta $m=-1$; $m=0$; $m=1$ qiymatlariga impuls momentini uch yo'nalishi to'g'ri keladi (10.3(a)-rasm). Bunda L vektorini qiymati

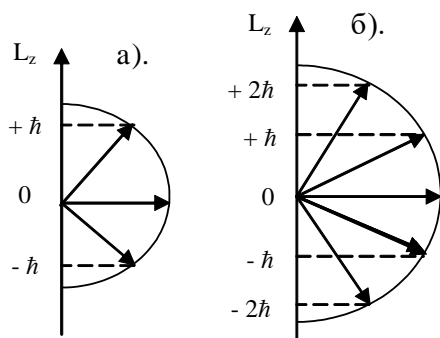
$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} = \hbar\sqrt{2}$$

bo'ladi.

Agar $\ell = 2$ (d-holat 7.3 b-rasm) bo'lsa, $m=-2$; $m=-1$; $m=0$; $m=1$; $m=2$ qiymatlariga mos holda L vektorining besh vaziyati kuzatilishi mumkin.

$\ell = 3$ (f -holat) bo'lganda L ning ettita vaziyati mavjud bo'ladi va hokazo.

Atomda bir energetik sathga bittadan ko'p holatlar to'g'ri kelishiga sathning turlanishi (aynishi) deyiladi.



11.1-rasm

Bir xil energiyali holatlar soniga turlanish karraligi deyiladi. Vodorod va vodorodga o'xshagan atomlarda $n=1$ bo'lgan asosiy turg'un holati turlanmagan sath xisoblanadi. Lekin elektronning spinini hisobga olsak, vodorod atomidagi $n=1$ holat ham ikki karra turlangan bo'lishligi kelib chiqadi. Bunga keyin to'xtalamiz. Kvant soni $n=2$ bo'lgan sath to'rt karra turlangan bo'ladi, bunda orbital kvant soni $\ell = 0$ ($m\ell = 0$) bo'lgan bir holat va $\ell = 1$ ($m\ell = 0, \pm 1$) bo'lgan uch holat. Keyingi $n=3$ va $n=4$ bo'lgan

sathlar mos holda 9 va 13 karra turlangan bo'ladi (11.1-jadval). Atomdagi umumiy holatlar sonini aniqlash uchun elektronning spinini hisobga olib turlanish karraligini ikkiga ko'paytirish kerak. Bunday bo'lishi Paulining taqiqlash printsiptidan kelib chiqishini keyingi ma'ruzada ko'rib chiqamiz.

11.1-Jadval

Bosh kvant soni, n	Orbital kvant soni, ℓ	Magnit kvant soni, ℓ	Holatning belgilanishi	Turlanish karraligi (orbital impuls momenti bo'yicha).
1	0	0	1S	1
2	0	0	2S	1 } 4 3 }
2	1	0, ± 1	2R	
3	0	0	3S	1 } 9 3 } 5 }
3	1	0, ± 1	3R	
3	2	0, $\pm 1, \pm 2$	3d	

4	0	0	4S	1 } 3 } 5 } 7 } 16
4	1	0, ±1	4R	
4	2	0, ±1, ±2	4d	
4	3	0, ±1, ±2, ±3	4f	

Elektronni orbital mexanik momenti bilan magnit momenti orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$R_m = \gamma L \quad (11.5)$$

Bu erda γ - giromagnit nisbat deyilib, u $\gamma = e/2m$ formula bilan aniqlanishi bizga elektromagnetizm kursidan ma'lum. γ ning yuqoridagi ifodasini va L ning (8.4) formulasini (11.5) ga qo'ysak

$$p_m = \frac{e}{2m} \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (11.6)$$

ifoda hosil bo'ladi. Bunda

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\mathcal{K}}{Tl}$$

kattalik Bor magnetoni deb ataladi.

Yuqoridagi (11.6) ifoda mexanik momenti L ning kvantlanishidan magnit momenti R_m ni ham kvantlanishi kelib chiqishini ko'rsatadi. Orbital magnit momentini tashqi magnit maydoni yo'nalishidagi tashkil etuvchisi

$$P_{m_z} = \gamma L_z = \frac{e}{2m} \hbar m_\ell = \mu_B m_\ell$$

ko'rinishida aniqlanadi. Bu erda m_ℓ - magnit kvant soni. Mexanik moment bilan magnit moment elektronni zaryadi manfiy bo'lgani uchun antiparalel, ya'ni qarama-qarshi yo'nalgan va ularning fazodagi vaziyati kvantlanadi. Masalan S-holatda ($\ell = 0$, $m = 0$) har ikkala moment ham nolga teng. Elektronning mexanik va magnit momentlarini fazoda kvantlanishi tajribada tasdiqlanishi kerak edi. Bunday tajribani 1922 yilda nemis fiziklari Otto SHtern va Valter Gerlax o'tkazdilar.

Kvant sonlari n , ℓ va m_ℓ , Bor nazariyasidan olingan vodorod atomining chiqarish (yutilish) spektrini hosil bo'lishini to'liq tasvirlashga imkon beradi.

2. Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi. Vodorodsimon atomlar nurlanish spektri. Sathlar kengligi

Kvant mexanikasida atomdagi elektronni bir sathdan boshqa sathga o'tishini chegaralovchi tanlash qoidasi bor. Bu qoidaga ko'ra yadroning markaziy-simmetrik maydonida elektronning ixtiyoriy o'tishlari amalga oshmaydi. Atomda orbital kvant sonlari faqatgina bir-birlikka o'zgaradigan, ya'ni $\Delta\ell = \pm 1$ bo'ladigan o'tishlarga amalga oshadi. 11.2-rasmda vodorod atomi spektral seriyalarining kvant mexanikasi nuqtai nazaridan hosil bo'lishi tasvirlangan.

Vodorod nurlanish spektridagi Layman seriyasi $n \rightarrow 1S$ ($n=2,3,\dots$) o'tishlarga, Balmer seriyasi esa $n \rightarrow 2S$, $nS \rightarrow 2r$, $nd \rightarrow 2r$ ($n=3,4,\dots$) o'tishlarga mos keladi. Elektronni asosiy holatdan qo'zg'algan holatga o'tishi atomning energiyasini ortishi bilan, ya'ni uni foton yutishi bilan bog'liq. Vodorodning yutilish spektrida faqat Layman seriyasi kuzatiladi, u atomni asosiy holatdan turli energiyali qo'zg'algan holatlarga o'tishini ko'rsatuvchi kvant o'tishlarga mos keladi.

Vodorodsimon atomlarning energetik sathi vodorod energiya sathidan Z^2 marta farq qilib, ular uchun Balmer formulasi

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

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda Z Mendeleev davriy sistemasidagi atomning tartib raqami. Yuqoridagi formuladan ko'rinadiki, vodorodsimon atomlarning spektri qisqa to'lqin uzunlik tomon siljigan bo'ladi. Masalan, $Z > 10$ bo'lganidayoq birinchi spektral seriyaning to'lqin uzunligi rentgen nurlanishi to'lqin uzunligi oralig'ida bo'ladi. Og'ir ionlarning nurlanish energiyasi esa 100 keV atrofidadir. Lekin n ning katta qiymatlarida og'ir ionlardan ham ko'zga ko'rinuvchi va IQ sohaga mos keluvchi spektral chiziqlar ham qayd qilinadi. Ishqoriy metallarning spektri vodorod spektriga o'xshash bo'ladi. Chunki, ularning ham tashqi elektron qobig'ida bittadan elektroni bor. Lekin bu tashqi elektronning energiya sathi vodorodnikiga qaraganda ancha yuqori joylashgan, u quyiroq energetik sathlarga o'taolmaydi. Chunki, bunga Paulining taqiqlash printsiipi yo'l qo'ymaydi. Masalan, Na da ($Z=11$) $1s, 2s, 2r$ holatlar elektron bilan to'la bo'ladi, uning tashqi elektronining asosiy holati $3s$ energetik sathdir. Natriy atomi qo'zg'atilganda bu elektron $3r, 3d, 4s, 4r, 4d$ va boshqa holatlarga o'tishi mumkin. Natriyning nurlanish spektri quyidagi formulaga aniq mos tushadi.

$$\nu = R \left(\frac{1}{(n_1 - a_{1_1})^2} - \frac{1}{(n_2 - a_{1_2})^2} \right),$$

bu erda $n_1=3,4,\dots$, $n_2=n_1+1, n_1+2, \dots$ qymatlarni oladi. Formuladagi a_l tuzatma s holat uchun 1,35 ga teng. Boshqa holatlarda u nolga yaqinlashadi.

Tashqi elektron qobiqida bir nechta elektroni bo'lgan atomlarning spektri murakkab va turli xildir. Bunday atomlar valent elektronlarining energiyasi ham vodorod atomi elektron energiyasiga yaqin bo'lib, u elektronni yadrodan qanchalik masofada joylashishiga bog'liq. Turli elementlarning tashqi elektronlarining energiya sathlari bir necha eV atrofida. SHuning uchun, murakkab atomlarning nurlanish va nur yutish spektri ham IQ yoki ko'zga ko'rinuvchi sohasida joylashgan va elementning tartib raqami bilan bog'lanishi ancha murakkabdir.

Atomlar birikib molekulalar va kristallar hosil qilganda ularning tashqi elektron qobiqlarida murakkab o'zgarishlar yuz beradi. Shuning uchun molekulalar va kristallarning spektrlari atomlarnikidan farq qiladi, ularga keyingi ma'ruzalarda to'xtalamiz.

Kvant mexanikasi atomdagi elektronning orbitasi haqidagi tasavvurni inkor etgani bilan atomning energetik sathi haqidagi klassik tasavvurni saqlab qoldi. Kvant mexanikasi ham vodorod va vodorodga o'xshagan ionlar uchun energetik sathlarning

kvantlanishida Bor nazariyasidagidek bir xil natijaga keladi. Lekin kvant mexanikasi bu masalaga ma'lum aniqliklar kiritdi. Kvant mexanikasidagi noaniqliklar munosabatlari faqat zarrachani koordinatasi bilan impulsining koordinat o'qlaridagi proektsiyasini bog'lab qolmasdan, u zarrachaning energiyasi bilan uning shu energiyali holatda bo'lish vaqtini ham bir-biriga bog'laydi. Buni biz oldingi ma'ruzada ko'rib o'tgan edik. Zarrachaning ma'lum holatda bo'lish vaqtining noaniqligi Δt , uni energiyasining noaniqligi ΔE bilan quyidagicha bog'langan:

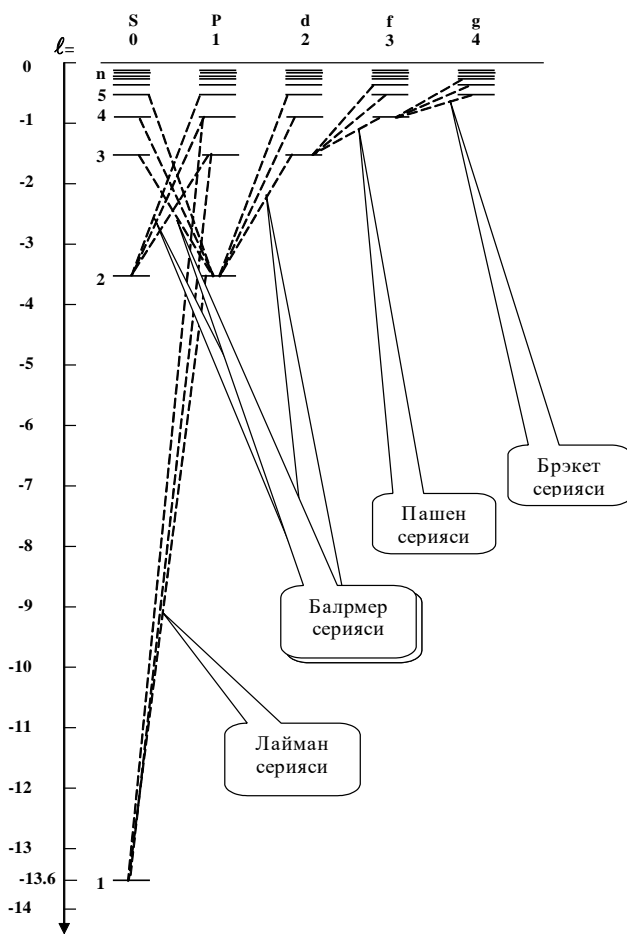
$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2}$$

Bu munosabatni atomdagi elektronga qo'llaylik. Bizga ma'lumki, atomning asosiy turg'un va qo'zg'algan holatlari mavjud. Tabiiyki, atom asosiy turg'un holatda istagancha uzoq vaqt bo'lishi mumkin. Lekin "Qo'zg'algan holda atom qancha vaqt bo'lishi mumkinq" degan muammoga

duch kelamiz. Atomning qo'zg'algan holatda bo'lish vaqti juda qisqa ($10^{-8} \div 10^{-9}$ s). Atomning turli energetik sathlariga mos keluvchi har xil qo'zg'algan holatlarda bo'lish vaqti ham bir-biridan farq qiladi.

Qo'zg'algan holatdagi atom o'z-o'zidan (spontan holda) quyiroq energetik holatga o'tishi mumkin. Qo'zg'algan holatdagi atomlar sonini e marta kamayishi uchun ketgan vaqt, atomning qo'zg'algan holatda yashash vaqti deyiladi. Lekin atomda, shunday metastabil holatlar bo'lishi mumkinki, bu holatda uning yashash vaqti ancha katta, sekundning o'ndan bir ulishlarida bo'lishi mumkin. Kvant mexanikasida atomning o'rtacha yashash vaqti haqida gapiriladi.

Demak, atomni qo'zg'algan holatda bo'lish vaqtida Δt noaniqlik doimo bo'ladi. SHu vaqtning noaniqligi energiyaning noaniqligi bilan



11.2-rasm

bog'langan, ya'ni

$$\Delta E \approx \frac{h}{\Delta t}$$

Agar atomning qo'zg'algan holatda o'rtacha yashash vaqti $\Delta t=10^{-8}$ s ekanini xisobga olsak, energiyaning noaniqligi uchun quyidagi natijani olamiz:

$$\Delta E \approx \frac{h}{10^{-8}} \approx 10^{-7} \text{ eV}$$

ΔE ning bu qiymati energetik sathlar farqiga nisbatan juda kichik.

Atomning har bir energetik sathni (chizig'i) o'rtacha $\Delta E \approx 10^{-7}$ eV oraliqda tasodifiy o'zgarishi mumkin. Bu energetik sathni enliroq bo'lishga olib keladi. Atomning qo'zg'alish energiyasi ortishi bilan uni o'rtacha yashash vaqti qisqarib boradi. Natijada yuqori energetik sathlarning kengligi ΔE ortib boradi (11.3-rasm). $\Delta E \approx 10^{-7}$ eV qiymat energetik sathning tabiiy kengligi hisoblanadi.

Energetik sathni kengayib ketishi atom spektral chizig'ini ham ma'lum miqdorda yoyilishga olib keladi. Ya'ni:

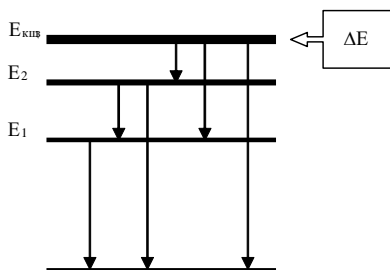
$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = 10^8 \Gamma_u$$

Bundan atom sochayotgan nurlanishni Bor nazariyasi ko'rsatgandek qat'iy monoxromatik emasligi kelib chiqadi. Spektral chiziq ma'lum kenglikka ega bo'lib, spektrda ma'lum sohani egallaydi. Olingan $\Delta \nu$ qiymat spektral chiziqning tabiiy kengligi deb qabul qilingan. Spektroskopiyada $\Delta \nu = 10^8$ Gts qiymat juda kichik hisoblanadi.

Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik chastotasi $\nu \approx 10^{14}$ Gts atrofida bo'lishini xisobga olsak,

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx 10^{-6}$$

ekanligi kelib chiqadi. Spektral chiziqlarni kengayishini boshqa sabablari ham bor. Bunga misol qilib spektral chiziqning Dopler kengayishini olish mumkin. Dopler kengayish nurlanayotgan atomlarning issiqlik tezligi bilan bog'liqdir. Nurlanayotgan



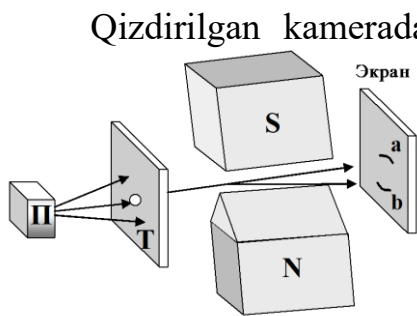
11.3-rasm

atom spektrometrga yaqinlashayotgan bo'lsa, uni chastotasi (Dopler effektiga ko'ra) ortadi, agar u, spektrometrdan uzoqlashayotgan bo'lsa, chastotasi kamayadi. Natijada spektrometr qayd qilayotgan spektral chiziq ikki tomonga kengayadi. Umuman olganda harakatlanayotgan atomning nurlanish chastotasi tinch turgan atomnikidan farq qiladi. Spektral chiziqning Dopler effekti tufayli kengayishi, uni biz yuqorida aytib o'tgan tabiiy kengayishidan ancha katta.

Shunday qilib, kvant mexanikasi atomlar monoxromatik bo'lmagan nurlanish spektri hosil qiladi degan xulosaga keladi.

3. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini.

O.Shtern va V.Gerlaxlar tajribada tashqi magnit maydoni ta'sirida atom magnit momentlari fazoda ixtiyoriy yo'nalishlarda emas, balki ruhsat etilgan, tayinli yo'nalishlardagina joylashishini isbotladilar. Ular atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tganda magnit momentining fazodagi yo'nalishiga qarab ekranning turli joylariga tushishlarini kuzatdilar. Ularning tajriba sxemasi 11.4-rasmda ko'rsatilgan. Kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydoni elektromagnit o'zagining qutblariga maxsus shakl berish bilan hosil qilinadi.



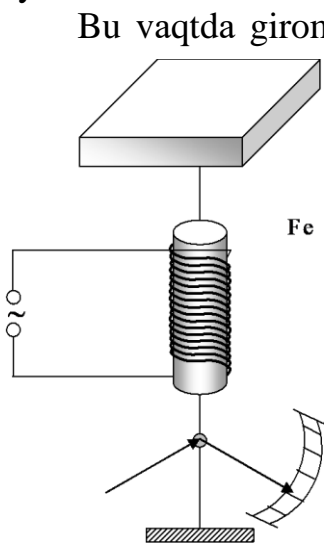
11.4-rasm

Qizdirilgan kameradan bug'lanib chiqqan atomlar T to'siqdagi tirqishdan chiqqach, ingichka dasta shakliga keladi. So'ngra bu atomlar dastasi elektromagnit o'zagi qutblari orasidagi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tib, E ekranga boradi. Qurilma havosi so'rib olingan mahsus kameraga joylashtirilgan bo'ladi.

Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda atomlar dastasi ekranni bir joyiga tushishi kerak, chunki atomlarning magnit momentlari har qanday

qiymatni olishi mumkin.

Kvant nazariyasiga ko'ra atomlar dastasi umuman bo'laklarga ajramasligi yoki kamida uchta bo'lakka ajralishi kerak. Vodorod atomi dastasi esa magnit momenti nol bo'lgani uchun umuman bo'laklarga ajramasligi kerak edi. Lekin vodorod atomlari dastasi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tishda ikkiga ajralib, ekranning a va b nuqtalarida qayd qilindi. Bir valentli Na, K, Ag va boshqa atomlar dastasini ham vodorodga o'xshab ikki bo'lakka ajralishi kuzatildi. Umuman SHtern va Gerlax tajribasi atom magnit momentlarini fazoviy kvantlanishini isbotladi. Agar bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan R - holatdagi ($\ell = 1$) atomlar dastasi o'tkazilsa, ular uch bo'lakka ($2\ell + 1 = 3$) bo'linishi qayd qilindi. Buni sababi keyinchalik ma'lum bo'ldi.



11.5-rasm

Bu vaqtda giromagnit nisbatni aniqlash bo'yicha A.Eynshteyn va de Gaazlar o'tkazgan tajriba natijasini tushuntirish ham muammo bo'lib turgan edi, chunki tajribadan giromagnit nisbat uchun nazariya ko'rsatganidan ikki marta katta qiymat olingan edi.

Bu nisbatni tajribada aniqlash uchun A.Eynshteyn va de Gaazlar po'lat sterjenni o'ramli g'altak ichiga kiritib, ikki uchini ip bilan mahkamlashgan (11.5-rasm).

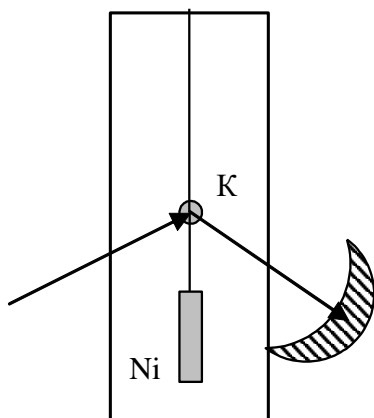
G'altakdan tok o'tkazilganda sterjen magnitlanishi natijasida elektronlarning orbital magnit momentlari tashqi magnit maydoni yo'nalishida tartibli joylashadi. Natijali mexanik moment noldan farqli bo'lib qoladi. Ma'lumki, sistemaning natijali mexanik momenti nol bo'lishi kerak. SHuning uchun sterjen

magnitlanish vaqtida teskari yo'nalishda moment olib buriladi. Magnit maydoni yo'nalishi o'zgarsa, sterjen ham teskari tomonga buriladi.

Sterjen osilgan ipni burilishi juda kichik bo'lgani uchun unga mahkamlangan kichkina ko'zgudan qaytgan yorug'lik nurini burilishiga qarab, sterjen burilganini sezish mumkin.

A.Eynshteyn va de Gaaz tajribalarini 1920 yilda rus fiziklari A.F.Ioffe va P.L.Kapitsa boshqacha ko'rinishda takrorladilar. Ular ipga osilgan nikel sterjenni Kyuri nuqtasidan (3600S) katta temperaturagacha isitilganda magnitsizlanish vaqtida uning burilishini anikladilar. A.Eynshteyn va de Gaaz tajribasida po'lat strejen magnitlanish natijasida burilsa, A.F.Ioffe va P.L. Kapitsa tajribasida nikel sterjen

magnitsizlanishi vaqtida elektronlarning impuls momentlarining vaziyati o'zgarishi tufayli buriladi. Impuls momentining saqlanish qonuniga ko'ra sistema impuls momenti o'zgarimasdan qolishi kerak. SHuning uchun elektronlarning impuls momentining o'zgarishini to'ldirish uchun sistema, ya'ni nikel sterjen vertikal o'q atrofida buriladi (11.6-rasm). Nikel sterjen osilgan ipga maxkamlangan ko'zgudan qaytgan nurning burilish burchagini o'lchab va ipning elastiklik koeffitsentini aniqlab, sterjen olgan mexanik momentni va sterjenni tashkil qilgan atomlarining yig'indi magnet momentlarini ham o'lchash mumkin. Lekin giromagnet nisbat bitta elektron uchun hisoblanadi.



11.6-rasm

A.F.Ioffe va P.L.Kapitsa tajribasida ham A.Eynshteyn va de -Gaaz tajribasidagidek natija olindi, ya'ni giromagnetik nisbat nazariy natijadan ikki marta katta bo'lib chiqdi.

Bulardan tashqari ko'plab murakkab atomlarning spektrini tushuntirishda ham muammoga duch kelindi.

Atomlarning spektral chiziqlarini sinchiklab tekshirish natijasida ayrim chiziqlar yonma-yon joylashgan ikkita chiziqdan iborat ekanligi ayon bo'ldi. Bunga misol qilib natriyning sariq chizig'ini olish mumkin. Oddiy spektral asbobda ham bu sariq chiziq bir-biriga yaqin joylashgan, to'lqin uzunliklari $\lambda_1=5896^{\circ}_A$ va

$\lambda_2=5890^{\circ}_A$ bo'lgan ikkita chiziqdan iborat ekanini ko'rish mumkin.

Bu muammoni Bor atom nazariyasi ham, o'sha vaqtdagi kvant mexanikasi ham tushuntirib berolmadi.

1925 yili amerikalik fiziklar Jorj Ulenbek (1900) va Semyuel Gaudsmit (1902-1979) agar elektron xususiy mexanik va magnet momentlarga ega deb faraz qilinsa, Shtern va Gerlax, A.Eynshteyn va de Gaaz tajribalarini ham, atomlarning spektral chiziqlarining bo'linishini ham tushuntirish mumkinligini isbotladilar. Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda elektron o'z o'qi atrofida aylangandagina xususiy impuls va magnet momentiga ega bo'ladi. Elektron zaryadga ega bo'lishi natijasida magnet momenti vujudga keladi. Elektronning xususiy impuls momentini spin, xususiy magnet momentini spin magnet momenti deb ataladi.

"Spin" inglizcha so'z bo'lib "aylanmoq" degan maononi anglatadi. Bu termini ishlatilishiga sabab o'sha vaqtda elektronni o'z o'qi atrofida aylanuvchi zaryadli sharcha sifatida tasavvur qilingan. Lekin bunday tasavvur noto'g'ri ekanligi keyinchalik ma'lum bo'ldi. Chunki, elektron uchun odatdagi impuls va magnet moment qiymatini olish uchun u yorug'lik tezligidan yuz martadan ham katta chiziqli tezlikda aylanishi kerak ekan. Bu esa Eynshteyn nisbiylik nazariyasiga zid keladi. Bunday bo'lishini hisoblab ko'rish mumkin. Elektronning mexanik impuls momenti

$$L=I\omega=2/5mr_2 \cdot \omega=2/5 m\vartheta_0r$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulada ϑ_0 elektronning "ekvatoridagi" chiziqli tezligi. Agar elektronni spin momenti $L_s=1/2\hbar$ ekanligini hisobga olsak ϑ_0 uchun

$$\nu_0 = \frac{5 \hbar}{2 m r} = \frac{5}{2} \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-34} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} = 600 \cdot 10^8 \frac{M}{c} = 200 c !$$

qiymat kelib chiqadi.

Hozirgi vaqtda elektron spini, uning aylanishini bildirmaydi, spin huddi zaryad va massa kabi elektronning impuls momentini bildiruvchi kattalik hisoblanadi.

Elektron spini uning aylanishi bilan bog'lash noto'g'ri ekanini zaryadsiz zarrachaneutron ham mexanik momentdan tashqari spin magnit momentiga ega bo'lishida ko'rishimiz mumkin.

Elektronning spin mexanik momenti ham orbital mexanik momentga o'xshab kvantlanadi, ya'ni

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2}$$

Bu formulada $S=1/2$ ga teng bo'lib, spin kvant soni deb ataladi. Spin magnit momentining qiymati

$$P_{m_s} = \frac{e}{m} L_s = \frac{e}{m} \frac{\hbar}{2} \sqrt{3} = \mu_B \sqrt{3}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Elektronning spin mexanik momentida ham fazoviy kvantlanish mavjud, ya'ni u fazodagi ixtiyoriy Z yo'nalishda ikkita proektsiyaga ega,

$$L_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

Bu ifodada $m_s = \pm$ ga teng bo'lib, magnit spin kvant soni deb ataladi. Bundan ko'rinadiki, elektron Plank doimiysi birligida yarimta spinga ega ekan. Odatda $m_s = +$ ni "spin-tepaga (\uparrow); $m_s = -1/2$ ni "spin-pastga (\downarrow) ko'rinishida belgilanadi. Spin magnit momentining ham tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proektsiyasi faqat ikkita qiymatga ega bo'laoladi.

$$P_{msz} = \frac{e}{m} L_{sz} = \frac{e}{m} m_s \hbar = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_s$$

Ko'rinib turibdiki, spin magnit momentining fazodagi tashkil etuvchisining qiymati Bor magnetoni μ_B ga teng ekan.

Elektronning spin kvant sonini hisobga olsak, uning atomdagi holati, to'rtta kvant soni orqali aniqlanadi (11.2-jadval).

11.2- jadval

Kvant sonlari	Olishi mumkin bo'lgan qiymati	Umumiy qiymati
Bosh kvant soni, n	1, 2, 3, ...	
Orbital kvant soni, ℓ	0, 1, 2,, (n-1)	n
Magnit kvant soni, m_ℓ	0, $\pm 1, \pm 2, \dots \pm \ell$	$2\ell + 1$
Spin magnit kvant soni, m_s	-1/2, +1/2	$2S + 1$

Elektronlar atom yadrosi atrofidagi elektron qobiqlarda Pauli taqiqlash printsipli bo'yicha taqsimlanadi. Bu haqida keyinroq to'liq ma'lumot beramiz. Elektron qobiqlarda elektronlar doimo qarama-qarshi spin bilan juft-juft bo'lib joylashadi.

Shuning uchun to'lgan qobiqning natijali spin momenti nolga teng bo'ladi. Bir valentli kimeviy elementlarda tashqi qobiqida S holatda faqat bittadan elektron

bo'lgani uchun yuqorida aytganimizdek, bu elektronning orbital magnit momenti nolga teng, lekin spin magnit momenti nolga teng bo'lmasdan u atomning magnit momentini belgilaydi. Bunday atomlar magnit maydonidan o'tishda spinlari $m_s = +$ ga teng bo'lganlari bir tomonga, $m_s = -$ ga teng bo'lganlari esa boshqa tomonga og'adilar. Natijada tashqi qobiqda S- holatda bittadan elektroni bo'lgan barcha atomlar Shtern-Gerlax tajribasida ekranda bir-biridan aniq ajralgan chiziq hosil qiladi.

Buning sababini spin orqali, xususan spin-orbital o'zaro ta'sir orqali tushuntirish mumkin. Elektronning spin magnit momenti orbital magnit momentiga parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin. Elektron spinini elektron orbitasiga nisbatan bunday ikki xil vaziyati energetik sathni bo'linishiga, ya'ni yonma-yon qo'sh chiziq hosil bo'lishiga olib keladi. Natriy spektridagi qo'sh sariq chiziq ham spin-orbital o'zaro ta'sir tufayli hosil bo'ladi. Elektron spini haqidagi faraz Eynshteyn - de-Gaaz tajribasi natijasiga ham oydinlik kiritdi. Ya'ni ferromagnetiklarning magnit xossalari elektronlarning orbital magnit momentlari orqali emas, spin magnit momentlar orqali belgilanishi aniqlandi. Natijada giromagnit nisbatni tajribada nima sababdan ikki marta katta chiqqani aniq bo'ldi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Vodorod atomi spektri kvant mexanikasida qanday tushuntiriladi va tanlash qoidasi nima?
2. Atomning qo'zg'algan holatda yashash vaqti bilan spektral chiziqlikning kengligi orasida qanday bog'lanish bor?
3. Molekularning nurlanish spektri qanday formula bilan ifodalanadi?
4. Murakkab atomlar va natriyning nurlanish spektri qanday tushuntiriladi?
5. Giromagnit nisbat va Bor magnetoni nimani ifodalaydi?
6. Orbital impuls momentining fazoviy kvantlanishini tushuntirib bering.
7. Shtern va Gerlax, Eynshteyn va de-Gaaz, Ioffe va Kapitsa tajribalari nima maqsadda o'tkazilgan va ularning tajribalari elektron spini orqali qanday tushuntiriladi?
8. Elektronning spin mexanik va spin magnit momentlari orasida qanday bog'lanish bor?

Tayanch so'zlar va iboralar: *Orbital, bosh va magnit kvant sonlari, ularning oladigan qiymatlari, atom holatlarining belgilanishi, vodorod atomining spektrini kvant mexanikasi asosida tushuntirish, tanlash qoidasi, elektronning mexanik va magnit momenti, giromagnit nisbat, Bor magnetoni, Shtern va Gerlax, Eynshteyn va de-Gaaz, Ioffe va Kapisa tajribalari, elektronning spini, spin momenti va uning kvantlanishi, spin magnit momenti.*

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent -"O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.YA., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari".

Toshkent - "O'qituvchi", 1995.

3. Detlaf A.A., YAvorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Vishaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M .:"Prosveoenie", 1973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.:"Znanie", 1985.
10. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
11. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

13-ma'ruza. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi. Nozik struktura (Dirak) formulasi. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tish. g'alayonlarni kvantmexanik nazariya asoslari. Aynan o'xshash zarralar. Bozonlar va fermionlar. Pauli printsiipi. Fermi va boze zarralar sistemalari..

Reja:

1. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi. Nozik struktura (Dirak) formulasi.
2. Pauli printsiipi va elektronlarni murakkab atomlarda holatlar bo'yicha taqsimlanishi. Kvant sonlari

1.Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi. Nozik struktura (Dirak) formulasi.

Shunday qilib, ko'rib o'tilgan tajriba natijalari spin haqidagi tushuncha kiritilishi bilan tushuntirildi. Lekin bu tushuncha o'sha vaqtdagi kvant nazariyasidan kelib chiqmagan edi. Shuning uchun olimlar elektron spinini ham o'z ichiga olgan nazariya yaratishga harakat qildilar. Bunday nazariyani 1928 yilda ingliz fizik-nazariyotchisi Pol Dirak yaratdi. U yaratgan tenglama elektronning nafaqat to'liqin xossasini, balki Eynshteyn nisbiylik nazariyasi talablarini ham xisobga oldi. Nisbiylik nazariyasiga mos keladigan kvant mexanikasini, relyativistik kvant mexanikasi deb ataladi.

Relyativistik kvant mexanikasi asoschisi P.Dirak yaratgan to'liqin tenglama, yorug'lik tezligiga yaqin tezlikda harakatlanayotgan zarrachalarning to'liqin xossalarini hisobga olgan tenglamadir. Biz relyativistik kvant mexanikasiga, xususan Dirak tenglamasiga to'xtalmaymiz, u maxsus kurslarda ko'rib o'tiladi. P.Dirak tenglamasidan elektroni xususiy magnit momentga, ya'ni spin magnit momentga ega bo'lishligi va massasi elektron massasiga, zaryadi elektron zaryadiga teng, lekin

ishorasi musbat bo'lgan zarracha - antielektronni mavjud bo'lishligi nazariy kelib chiqdi.

1932 yilda bunday antizarracha amerikalik fizik K.Anderson tomonidan Vilson kamerasida kosmik nurlar tarkibida qayd qilindi va unga pozitron deb nom berildi. Pozitron topilgandan keyin boshqa elementar zarrachalarning ham antizarrachalari kashf qilina boshladi. Agar bitta zarrachaning harakatini tekshirishdan (masalan bir elektronni) ko'p elektronli sistemaga o'tsak, ularning klassik fizikada o'xshashi yo'q xususiyati namoyon bo'ladi. Aytaylik kvant mexanikasida tekshirilayotgan sistema bir xil zarrachalardan, masalan elektronlardan iborat bo'lsin. Hamma elektronlar bir xil massa, zaryad, spin va kvant soniga ega bo'lgani uchun ularni aynan o'xshash zarrachalar deyiladi. Bir xil o'xshash zarrachalardan tashkil topgan sistemani o'ziga xos xususiyati shundaki, tajriba yordamida ham ularni bir-biridan farqlab bo'lmaydi. Buni kvant mexanikasida o'xshash zarrachalarning farqlanmaslik printsipli deb ataladi.

Klassik fizikada esa o'xshash zarrachalarni fazodagi o'rni va impulsiga qarab farqlash mumkin. Masalan, biror sistema tarkibiga kirgan zarrachalarni boshlang'ich momentda "xuddi nomerlagandek" belgilab olaylik. U holda zarrachalarni traektoriya bo'yicha harakatini kuzatish natijasida vaqtning turli onlarida u yoki bu zarrachaning vaziyati to'g'risida ma'lumotga ega bo'lamiz. Kvant mexanikasida zarrachani fazoning u yoki bu sohasida qayd qilish ehtimolligi aniqlanadi. Bunday holda bir xil zarrachalarni "nomeri bo'yicha" ajratish imkoniyati bo'lmaydi. Zarrachalarni bir-biridan farq qilib bo'lmagani uchun ham ularni o'rni almashib qolgani bilan ehtimollik o'zgarmaydi. SHunday qilib, kvant mexanikasida o'xshash zarrachalar o'zining individualligini (ya'ni alohidaligini) yo'qotib, bir-biridan farqlanmasdan qoladi.

Kvant mexanikasida zarrachalarning farqlanmaslik printsipli ularning to'lqin funksiyalari simmetriyasining alohida bir xususiyatga ega bo'lishiga olib keladi. Agar zarrachalarning o'rni almasha to'lqin funktsiya ishorasini o'zgartirmasa, u simmetrik, ishorasini o'zgartirsa, antisimmetrik to'lqin funktsiya deb ataladi. To'lqin funktsiyani simmetriyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Shveysariyalik nazariyotchi fizik Volfrang Pauli (1900-1958) 1940 yilda spini \hbar birligida nol yoki butun songa ega bo'lgan barcha zarrachalar Boze-Eynshteyn statistikasiga, yarimta spinga ega bo'lgan zarrachalar esa Fermi-Dirak statistikasiga bo'yin so'nishini ko'rsatib berdi. Butun sonli spinga ega bo'lgan zarrachalarga π -mezonlar va fotonlar kiradi, ular bozonlar deb ataladi va simmetrik to'lqin funktsiya bilan ifodalanadi. Yarimta spinli zarrachalarga elektron, proton va neytron kiradi va ularga fermionlar deb nom berilgan. Fermionlarning to'lqin funktsiyasi antisimmetrik hisoblanadi.

2.Pauli printsipli va elektronlarni murakkab atomlarda holatlar bo'yicha taqsimlanishi. Kvant sonlari

Atomlarning chiziqli spektrini o'rganish, atom ichiga "nazar solishga" imkon beradi deyish mumkin. Pauli ham atom spektrlarini o'rganib, atomda ma'lum bir holatda n , ℓ , m_ℓ , m_s to'rtala kvant sonlari bir xil bo'lgan bittadan ortiq elektronni bo'lishi mumkin emas degan xulosaga keldi. Bu fizikada Paulining taqiqlash printsipli

deb yuritiladi. Pauli printsiptiga yana boshqacha ta'rif berish mumkin: bir xil fermionlardan ikkitasi bir vaqtning o'zida ayni bir holatda bo'lishi mumkin emas.

Tabiatda holati faqat antisimmetrik to'liq funktsiya bilan ifodalanuvchi fermionlar juftini uchratish mumkin. Bundan, agar to'rtala kvant sonlaridan hech bo'lmaganda bittasi bilan, masalan, spin kvant sonlari bilan farq qilsa, ayni bir holatda n , ℓ , m_ℓ kvant sonlari bir xil bo'lgan ikkita elektron bo'lishi mumkin degan xulosa kelib chiqadi. Paulining taqiqlash printsipti shunday kuchli printsiptki, u hatto fizik sistemani o'z-o'zidan eng kichik energiyali holatni olishga intilishidan ham ustun keladi.

Lekin bozonlar uchun Pauli printsipti bajarilmaydi. Ayni bir holatda bir xil bozonlardan istagancha sonidagisi bo'lishi mumkin. Atomdagi elektronlarning energetik sathlar (holatlar) bo'yicha taqsimlanishi ham Pauli printsiptiga amal qiladi.

13.1-jadval.

n	ℓ	m_ℓ	m_s
1	0(1S)	0	$\pm 1/2$
2	1(2p)	+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		-1	$\pm 1/2$
	0(2S)	0	$\pm 1/2$
3	2(3d)	+2	$\pm 1/2$
		+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		-1	$\pm 1/2$
		-2	$\pm 1/2$
	1(3p)	+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		-1	$\pm 1/2$
	0(3S)	0	$\pm 1/2$

Pauli printsiptini atomdagi elektronlarga tadbiq qilib, uni quyidagicha ta'riflash mumkin. Atomda n , ℓ , m , s kvant sonlar to'plami bilan ifodalanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektroni bo'lishi mumkin emas. Atomda bir energetik sathda ikkita elektron bo'lsa, ular qarama-qarshi spinga ega bo'lishi kerak. Atomda ayni bir n bosh kvant soni uchun bo'lishi mumkin bo'lgan energetik sathlarining umumiy sonini xisoblaylik. Agar n va ℓ larning qiymatlari o'zgarmasdan m va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topish kerak bo'lsa, har bir n va m ning $2\ell + 1$ ruxsat etilgan qiymati bor. Demak, n va s larning aynan to'plami $(2\ell + 1)$ sathdan iborat. Nihoyat, ayni n uchun ℓ , m va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topaylik. Ayni n uchun ℓ ning qiymatlari 0 dan $n - 1$ gacha bo'lgan butun sonlarni olishi mumkin. SHuning uchun asosiy kvant soni n ning ayni bir qiymati bilan

ifodalanuvchi sathlar soni (arifmetik progressiya hadlarining yig'indisi formulasiga asosan)

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell+1) = 2 \frac{1+[2(n-1)+1]n}{2} = 2n^2$$

bo'ladi.

Sathlar soni ham elektronlar soniga teng bo'ladi. 13.1-jadvalda $n=1$; $n=2$ va $n=3$ bo'lgan hol uchun energetik sathlar ko'rsatilgan. $n=1$ bo'lgan sathlar soni 2 ta, $n=2$ bo'lgandagi sathlar soni 8 ta, $n=3$ bo'lsa, sathlar soni 18 ga teng. Masalan; vodorod atomida $n=1$ bo'lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki $n=2$ bo'lgan sakkizta sathning hammasi aynan bir xil energiyaga ega bo'ladi. Lekin ko'p elektronli atomlarda o'zaro ta'sir tufayli atomdagi energetik sathlarning energiyalari boshqa kvant sonlariga ham bog'liq bo'lib qoladi.

Ko'p elektronli atomlarda ayni bir bosh kvant soni n ga to'g'ri kelgan elektronlar to'plami elektron qobiqni hosil qiladi. Har bir qobiq ℓ kvant soniga mos holda qobiqchalarga bo'linadi. Ma'lumki, orbital kvant soni ℓ , 0 dan $n - 1$ gacha bo'lgan qiymatni qabul qilgani uchun qobiqdagi qobiqchalarni soni n tartibida bo'ladi. Qobiqlarni belgilanishi va elektronlarni qobiq va qobiqchalarda

13.2-jadval.

Bosh vant soni, n	1			2			3			4			5		
Qobiq belgisi	K			L			M			N			O		
Qobiqdagi elektronlarning maksimal soni,	2			8			18			32			50		
Orbital kvant soni, ℓ	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Qobiqchani belgisi	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g
Qobiqchadagi elektronlarning maksimal soni	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

taqsimlanishi 13.2-jadvalda ko'rsatilgan.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Shtern va Gerlax, Eynshteyn va de-Gaaz, Ioffe va Kapitsa tajribalari nima maqsadda o'tkazilgan va ularning tajribalari elektron spini orqali qanday tushuntiriladi?
2. Elektronning spin mexanik va spin magnit momentlari orasida qanday bog'lanish bor?
3. Fazoviy kvantlanish deganda nimani tushinasiz?
4. Kvant mexanikasidagi farqlanmaslik printsiipi nimadan iborat?
5. Atomdagi elektronlar Pauli printsiipi bo'yicha qobiqlarda qanday taqsimlanadi?

Tayanch so'zlar va iboralar: *Fermion va bozonlar, o'xshash zarachalarning farqlanmaslik prinsipi, Pauli prinsipi, elektronlarni atomda holatlar buyicha ta'xislanishi, elektron qobiqlar va qobiqchalar, elementlar davriy sistemasi va Pauli prinsipi.*

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.Ya., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.: "Prosveo'enie ", 1973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.

KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR

15-ma'ruza. Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy printsipi. Atomda hajmiy zaryadning va elektrostatik potentsialining taqsimoti haqida tasavvur. Bir elektronli holat. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirish.

Ma'lumki, kimyoviy elementlar dunyosi xilma-xil. Shuning uchun olimlar ularni ma'lum bir tartibga solishga harakat qildilar. 1869 yilda rus olimi D.I.Mendeleev elementlarni atom massalari bo'yicha ma'lum bir sistemaga solishga erishdi. Ya'ni, kimyoviy elementlar davriy sistemasini yaratdi. Agar elementlarni massalarining ortib borishi tartibda joylashtirilsa, ma'lum bir tartib raqami oralig'ida (bu oraliq davr deb ataladi), ularning ko'pgina kimyoviy va fizik xossalarini takrorlanishi ma'lum bo'ldi.

Masalan, litiy bir valentli ishqoriy metal bo'lib, tartib raqami $Z=3$ ga teng. Yana 8 ta tartib raqamidan keyin kelgan natriy ($Z=11$) ham, undan yana 8 ta raqam keyin joylashgan kaliy ($Z=19$) ham litiyga o'xshab ishqoriy metall hisoblanadi. Bunday ishqoriy metall xossasi 18 tartib raqamidan keyin rubidiy ($Z=37$) va tseziyda ($Z=55$) ham takrorlanadi.

Davriy sistema yaratilgan vaqtda 63 ta kimyoviy element borligi ma'lum edi. D.I.Mendeleev tomonidan katakchalarga davriy sistemadagi elementlar birin-ketin

qo'yib chiqilgandan keyin ayrim katakchalar bo'sh qoldirildi. Mendeleev bu bo'sh katakchalarni to'ldirishi mumkin bo'lgan, xali topilmagan kimyoviy elementlarning xossalarini oldindan aytib berdi. Masalan, shunday yo'l bilan Frantsiyada davriy sistemada ruxdan keyin joylashgan galliy elementi kashf etildi. Undan keyin boshqa kimyoviy elementlar ham kashf etilib, davriy sistemadagi bo'sh kataklar to'lib bordi. Davriy sistema yaratilgandan keyin ko'p savollarga javob topishga to'g'ri keldi.

O'sha vaqtda bunday savollarga javob topishni imkoni bo'lmadi. Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami atom yadrosi zaryad sonini yoki yadro atrofidagi elektronlar sonini bildirar ekan. Elementning davriy sistemadagi tartib raqami ortgan sari uni massasi ham, yadro zaryadi ham ortib boradi. Birinchi savolga javob topilgandek bo'ldi, lekin yana boshqa savollar paydo bo'ldi. Masalan, yadro atrofida aylanuvchi elektronlar eng kichik energiyali holatni olishga intilishi natijasida hammasi birinchi Bor orbitasida aylanishi kerak edi. Agar birorta elektron qo'shilganda ham elementlarning xossalarini unchalik o'zgartirmasligi kerak. Ammo bizga ma'lumki, bitta elektron bilan farq qiluvchi argon ($Z=18$) inert gaz, kaliy ($Z=19$) ishqoriy metall. SHunday holni kripton ($Z=36$) va rubidiy, ksenon ($Z=54$) va tseziy ($Z=56$), radon ($Z=86$) va frantsiy ($Z=87$) juftlarida ham kuzatishimiz mumkin. Bu elementlar bitta elektroni bilan farq qilgani holda, birinchilari inert gaz, ikkinchilari esa ishqoriy metallardir. Buning sababini ham tushuntirib berish kerak edi.

Atomning tartib raqami ortgan sari uning o'lchami uzuluksiz kichiklashib borishi kerak, chunki elektronlar soni ortgan sayin Kulon tortishish kuchlari ham ortib boradi.

Lekin amalda esa atomlarni o'lchami bir davr elemenlaridan boshqa davr elemenlariga o'tganda uzluksiz holda emas, aniq bir qiymatni olgan holda keskin ortib ketadi (15.1-jadval).

15.1-jadval.

Element II davr	Li	Be	B	C	N	O	F
Diametr $\overset{0}{A}$	3,10	2,26	1,82	1,54	1,42	1,32	1,28
Element III davr	Na	Mg	Al	Si	O	S	Cl
Diametr $\overset{0}{A}$	3,78	3,29	2,89	2,68	2,60	2,08	1,98

Masalan, bunga misol qilib ikkinchi davr oxiridagi fluor bilan uchinchi davr boshidagi natriyni olishimiz mumkin. Atom o'lchamini bir davrdan boshqa davrga o'tganda keskin o'zgarib ketishini nima bilan izohlashni Pauli tomonidan taqiqlash printsipli yaratilguncha bilishmadi.

Hozirgi vaqtda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektronlari Pauli printsipligiga bo'yin so'ngan holda energetik sathlar bo'yicha qanday taqsimlanishi ma'lum.

Biz birinchi element vodoroddan boshlaylik. Uning bittagina elektroni bor. Bu elektron Pauli va minimal energiya printsipligiga asosan $n=1$, $\ell=0$, $m=0$, $S=-1/2$ kvant sonlar bilan ifodalanuvchi 9.2-jadvalda keltirilgan 1s energetik sathni egallaydi. Geliy atomida ikkita elektron 1s holatda spinlari antiparalell bo'lgan holda joylashadi, va

1s² ko'rinishida (1s holatda 2 ta elektron) yoziladi. Geliyda K-qobiq 2 ta elektron bilan to'radi, natijada davriy sistemadagi I davr tugaydi (15.2-jadval).

15.2-Jadval.

Davr	Z	Element	K			L			M			N		
			1S	2S	2R	3S	3R	3d	4S	4R	4d	4f		
I	1	N	1											
	2	Ne	2											
II	3	Li	2	1										
	4	Be	2	2										
	5	B	2	2	1									
	6	C	2	2	2									
	7	N	2	2	3									
	8	O	2	2	4									
	9	F	2	2	5									
	10	Ne	2	2	6									
III	11	Na	2	2	6	1								
	12	Mg	2	2	6	2								
	13	Al	2	2	6	2	1							
	14	Si	2	2	6	2	2							
	15	P	2	2	6	2	3							
	16	S	2	2	6	2	4							
	17	Cl	2	2	6	2	5							
	18	Ar	2	2	6	2	6							
IV	19	K	2	2	6	2	6	-	1					
	20	Ca	2	2	6	2	6	-	2					
	21	Sc	2	2	6	2	6	1	2					
	22	Ti	2	2	6	2	6	2	2					
	23	V	2	2	6	2	6	3	2					
	24	Cr	2	2	6	2	6	5	1					
	25	Mn	2	2	6	2	6	5	2					
	26	Fe	2	2	6	2	6	6	2					
	27	Co	2	2	6	2	6	7	2					
	28	Ni	2	2	6	2	6	8	2					
	29	Cu	2	2	6	2	6	10	1					
	30	Zn	2	2	6	2	6	10	2					
	31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1				
	32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2				
	33	As	2	2	6	2	6	10	2	3				
	34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4				
	35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5				
	36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6				

Litiydagi ($Z=3$) uchinchi elektron Pauli printsipligiga ko'ra to'lgan K-qobiqda joylashishi mumkin emas, u $n=2$ bo'lgan L-qobiqdagi eng kichik 2s energetik sathni egallaydi. Litiyda elektronlarni qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi 1s²2s ko'rinishda belgilanadi. To'rtinchi element Be-berilliyda ($Z=4$) ikkinchi qobiqdagi 2s qobiqcha to'radi. Berilliydan keyingi V ($Z=5$) dan boshlab Ne ($Z=10$) gacha bo'lgan oltita elementda 2r qobiqchani to'lishi tugallanadi. (15.2-jadval). Sistemani II davri inert gaz neon bilan tugaydi. Neonda L- qobiq to'lgan bo'ladi.

Natriydagi ($Z=11$) o'n birinchi elektron M-qobiqdagi eng quyi sath $3s$ da joylashadi. Unda elektronni qobiqlarda taqsimlanishi $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ ko'rinishida belgilanadi.

Natriydagi $3s$ va litydagi $2s$ -sathlarda bittadan elektron bo'lgani uchun ularning kimyoviy va fizik xossalari o'xshash bo'lib, ishqoriy metallar guruhiga kiradi. Uglitoddan ($Z=12$) boshlab M-qobiqni to'lishi boshlanadi va argonda ($Z=18$) tugaydi. Argon ham He, Ne ga o'xshab inert gazdir. III-davr argon bilan tugaydi.

Kaliyning ($Z=19$) optik va kimyoviy xossalari xuddi Li va Na atomlariga o'xshaydi. Bu shundan dalolat beradiki, elektronlarning o'zaro ta'siri tufayli $n=4$, $\ell=0$ holat $n=3$, $\ell=2$ holatga qaraganda kichik energiyaga ega bo'lib qolar ekan. SHuning uchun kaliyning 19-elektroni M-qobiqning $3d$ qobiqchasida joylashmasdan N qobiqning $4s$ qobiqchasida joylashar ekan. Natijada kaliy ham ishqoriy metall bo'lib qoladi.

Kaltsiyning ($z=20$) spektroskopik va kimyoviy xossalari ham uni 20-elektronini $4s$ sathda joylashganini ko'rsatadi. Keyingi 21-element Ss-skandiydan boshlab M-qobiqni $3d$ qobiqchasi ham to'la boshlaydi va uni to'lishi Zn-ruxda ($Z=30$) tugaydi. Keyingi N -qobiqni to'lishi Kr-kriptonda ($Z=36$) tugaydi. Ne va Ar ga o'xshab, kriptonni ham tashqi S va R qobiqchalari to'lgan bo'ladi. IV davr shu kripton-inert gazi bilan tugaydi.

Shunday mulohazalar Mendeleev jadvalidagi boshqa elementlarga ham tegishli. Yana shu narsani aytib o'tish kerakki, elementlarning keyingi davrlari ham ishqoriy metallardan boshlanib, inert gazlarda tugaydi. Keyingi inert gazlarning ham oxirgi tashqi S va R-qobiqchalari to'lgan bo'ladi.

Davriy sistemadagi lantanidlar deb ataluvchi bir guruh elementlarni lantandan ($Z=57$) boshlab lyuteytsiygacha ($Z=71$) xossalari bir xil bo'lgani uchun bir katakka, yana aktinidlar nomini olgan bir guruh elementlarni (aktiniydan ($Z=89$) boshlab lourensiyigacha ($Z=103$) yana bir boshqa katakka joylashga to'g'ri keldi. Chunki, aktinidlarning ham xossalari bir-biriga juda o'xshash.

Lantanidlarning xossalari o'xshash bo'lishiga tashqi R va Q qobiqlarda bir xil, ya'ni $6s$ va $7s$ sathlarda ikkitadan elektron bo'lishi sabab bo'ladi.

SHunday qilib davriy sistemadagi elementlarning xossalarini bir-biriga yaqin bo'lishiga ularning tashqi elektron qobiqini o'xshashligi sabab bo'lar ekan. Masalan, inert gazlarning hammasining tashqi qobig'ida 8 tadan elektron bo'ladi. Ya'ni doimo S va R-qobiqcha elektron bilan to'lgan bo'ladi. Ishqoriy metallarning (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) S-qobiqchasida doimo 1 tadan elektron, ishqoriy-er metallarida (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) s- sathda 2 tadan elektron, gologenlarining (F, Cl, Br, J, At) tashqi qobiqini to'lishiga bittadan elektron etishmaydi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Atomdagi elektronlar Pauli printsipi bo'yicha qobiqlarda qanday taqsimlanadi?
2. Elementlarning xossalari bilan tashqi qobiqdagi elektronlar soni orasida qanday bog'liqlik bor?

Tayanch so'zlar va iboralar: *elektronlarni atomda holatlar buyicha taqsimlanishi, elektron qobiqlar va qobiqchalar, elementlar davriy sistemasi va Pauli prinsipi,*

elementlarning xosalarini tashyi qobiqdagi elektronlar soni bilan tushuntirish, ishqoriy metallar va inert gazlar.

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.Ya., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.: " Prosveo'enie ", 1973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.

RENTGEN SPEKTRLARI

16-ma'ruza. Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti.

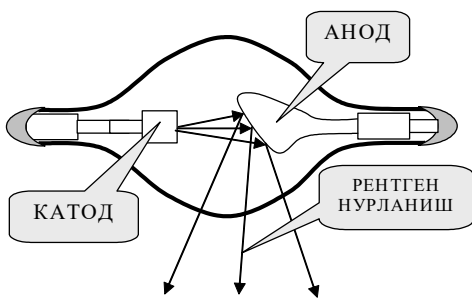
Reja:

1. Rentgen nurlanishi.
2. Mozli qonuni.

1.Rentgen nurlanishi.

Yuqorida biz atomning elektron qobiqini tuzilishini o'rganish ularning chiziqli spektrini tekshirishga asoslanganligini aytib o'tgan edik. Atomning ko'zga ko'rinadigan, ultrabinafsha va infraqizil sohalardagi spektri uning tashqi elektron qobiqi haqida ma'lumot bersa, atomdan chiqadigan rentgen nurlari, uning ichki elektron qobiqi tuzilishi haqida ma'lumot beradi.

Rentgen nurlarini 1895 yilda nemis fizigi Vilgelm Rentgen (1845-1923) kashf etgan. U bu kashfiyoti uchun 1901 yilda birinchi bo'lib Nobel mukofotini olishga sazavor bo'lgan. V.Rentgen o'zi kashf etgan nurlarni dastlab X-nurlar deb atagan, keyinchalik bu nurlar uni nomi bilan ataladigan bo'ldi. V.Rentgen bu kashfiyotini katod nurlarini o'rganish vaqtida tasodifan topdi. U tajribalaridan birida katod nayini qora kardon qog'oz bilan yaxshilab o'radi. Xonani qorong'i qilib, katod nayida razryad hosil qilganda xonani boshqa tomonida u qandaydir nurlanishni ko'rди. Ma'lumki, katod nurlari (elektronlar oqimi) havoda bir necha santimetr masofagacha tarqalishi mumkin holos. Tajribani takrorlaganda ham, yana bu hol takrorlandi. Xonani yoritib qarasa, nurlanayotgan narsa, qurilma yaqinidagi flyuorestsialanuvchi ekran ekan. SHunda Rentgen yangi nurlanish turiga duch kelganini tushundi.

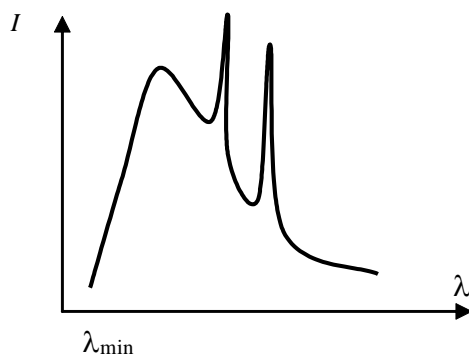


16.1-rasm

Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, rentgen nurlanishi katta tezlikdagi elektronlarni keskin tormozlanishi natijasida hosil bo'lar ekan.

Rentgen nurlari 16.1-rasmda sxemasi tasvirlangan rentgen trubkasida hosil qilinadi.

Maxsus transformatorga ulanadigan volfram sim katod (K) vazifasini o'taydi. Katod va anod (A) orasida hosil qilinadigan elektr maydon katoddan uchib chiqayotgan termoelektronlarni tezligini ortiradi. Etarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar volfram yoki platinadan qilingan anod mishenni ichiga kirib borish vaqtida keskin tormozlanishi natijasida rentgen nurlari hosil bo'ladi. Bu nurlar to'liq uzunligi 10^{-12} - 10^{-8} m oralig'ida bo'lgan elektromagnit to'liqlardan iborat. Rentgen nurlarining elektromagnit to'liq tabiati ularning kristallardan o'tishdagi difraktsiyasi orqali isbotlangan. Buni biz optika bo'limida ko'rib o'tgan edik.



16.2-rasm

Rentgen nurlarining spektral tarkibi murakkab bo'lib, elektronlar energiyasiga va anod materiallarining turiga bog'liq.

16.2-rasmda rentgen nurlari spektrining tipik shakli tasvirlangan. Rentgen nuri spektri qisqa to'liq uzunlik tomondan chegaralangan λ_{\min} tutash va tutash spektr sohasida joylashgan katta intensivlikdagi bir necha chiziqli ($\lambda_1, \lambda_2, \dots$) spektrlar yig'indisidan iborat.

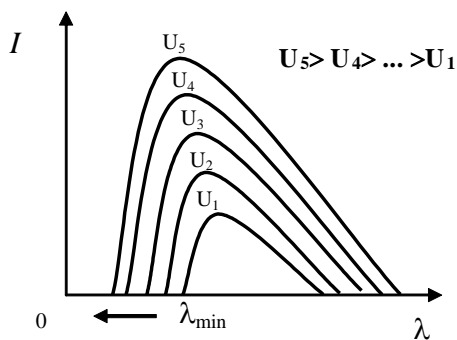
Tajribani ko'rsatishicha tutash spektr anod materialiga bog'liq bo'lmay, u faqat anodga urilayotgan elektronning energiyasiga bog'liq bo'lib, elektronlarning anodga urilishi natijasida tormozlanishi tufayli hosil bo'lar ekan. Shuning uchun ham rentgen nurining tutash spektri tormozlanish spektri deb ham ataladi. Bunday xulosa nurlanishning klassik nazariyasiga ham mos keladi, ya'ni bu nazariyaga ko'ra zaryadli zarrachalar tormozlanganda tutash spektrli nurlanish hosil bo'lishi kerak.

Agar anod va katod orasidagi kuchlanishni ortirib borsak, tutash rentgen nurini qisqa to'liq uzunlik tomondagi chegarasi ham qisqa to'liq uzunlik tomonga siljib boradi (16.3-rasm).

Rentgen nuri tutash spektrini qisqa to'liq uzunliklar sohasidagi keskin chegarasini faqat kvant nazariya asosida tushuntirish mumkin. Agar elektronning kinetik energiyasi to'lig'icha nurlanishga sarflansa, nurlanish chastotasi eng katta yoki nurlanish to'liq uzunligi eng kichik bo'ladi, ya'ni

$$eU = \frac{ev^2}{2} - h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (16.1)$$

Bu ifoda tajriba natijasiga mos keladi. Katod va anod orasidagi potentsiallar farqi qancha katta bo'lsa, shuncha qisqa uzunlikdagi rentgen nuri hosil bo'ladi.

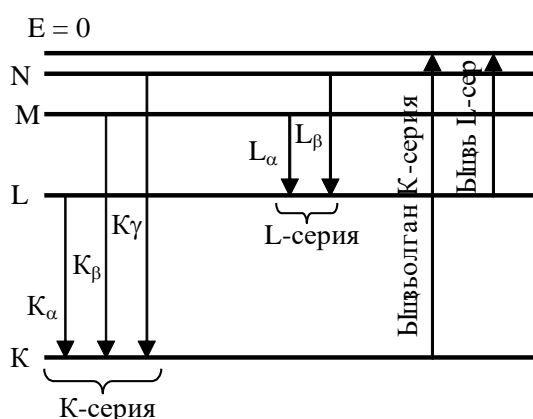


16.3-rasm

sohasidagi chegaraviy to'liqin uzunlikni o'lchab (16.1) formula bilan Plank doimiysini katta aniqlikda hisoblash mumkin.

Rentgen qurilmasini anodiga kelayotgan elektronlarning energiyasi oshishi bilan tutash rentgen nuri spektri ichida anod materialiga bog'liq bo'lgan katta intesivlikdagi bir necha chiziqli spektrga ega bo'lgan xarakteristik rentgen nurlanishi paydo bo'ladi. Bu nurlanishni hosil bo'lish jarayoniga to'xtalaylik. Atomning tashqi elektron qobig'idagi elektronlarni qo'zgalgan holatga keltirish uchun 0,1-10 eV atrofida energiya kerak. Bunda atom turgun holatga qaytayotganda IQ, UB yoki ko'zga ko'rinadigan sohadagi chiziqli spektrli yorug'lik chiqaradi.

Atomning yadroga yaqin joylashgan elektron qobiqini ko'zg'algan holatga keltirish



16.4-rasm

uchun $10^3 - 10^5$ eV atrofida energiya kerak bo'ladi. SHuning uchun rentgen qurilmasi anodiga bir necha ming volt (40-80 kV) kuchlanish berilganda unda xarakteristik rentgen nurlanishi chiqishi kuzatiladi. Bunda anodda tormozlanayotgan elektronlarning bir qismi anod materiali atomlarining ichiga kirib, bu atomlarning K, M,... qobiqlardagi biror elektronni urib chiqarishi mumkin. Masalan, K- qobiqdagi biror elektron atomni tashlab chiqib ketganligi tufayli, uning bo'sh o'rniga L yoki M qobiqidagi elektron kelishi mumkin.

Natijada xarakteristik rentgen nurlanishning K- seriyalari hosil bo'ladi. Ma'lumki K- qobiqdagi elektron atom bilan mustahkam bog'langan, L - qobiqdagi elektron esa zaifroq, M -qobiqdagisi undan ham zaifroq bog'langan. SHuning uchun $L \rightarrow K$ o'tishda vujudga keladigan xakteristik rentgen nurlanishi kvantining energiyasi K va L qobiqlardagi elektronlarning bog'lanish energiyalari farqiga teng bo'ladi. Xarakteristik rentgen spektrning K, L, M va N seriyalarining vujudga kelish sxemasi 16.4- rasmda tasvirlangan.

Ma'um bir seriyaga kirgan chiziqli spektrning tartibi ortgan sayin to'liqin uzunligi kamayib boradi. Agar anod materiali atom massasi og'irroq metal bilan almashtirilsa, xarakteristik rentgen nurlarini tarkibi o'zgarmaydi, ammo butun spektr qisqa to'liqin uzunlik tomonga siljiydi.

Ma'lum bir bosh kvant soniga mos kelgan xarakteristik rentgen nurlari ham orbital va magnit kvant sonlarini qiymatiga qarab bir necha spektral chiziqlarga bo'linib ketishi mumkin.

3. Mozli qonuni.

Ingliz fizigi G.Mozli (1887-1915) 1913 yilda turli elementlarning xarakteristik rentgen nurlari spektrini o'rganib, uni nomi bilan ataluvchi va quyidagi formula bilan ifodalovchi qonunni aniqladi:

$$\nu = R(z - \sigma)^2 \quad (16.2)$$

bunda ν - ma'lum bir xarakteristik rentgen nurining chastotasi, R -Ridberg doimiysi, σ - ekranlash doimiysi, $m=1,2,3,\dots$, qiymatlarni, n esa $n=m+1$ qiymatlarni qabul qiladi.

Mozli qonunining (16.2) ifodasi vodorod atomi spektral seriyalarni ifodalovchi Balmerning umumiy formulasiga o'xshaydi.

Ekranlash doimiysi σ ning ma'nosi shundan iboratki, u ichki qobiqdagi "bo'sh" o'ringa tashqi qobiqlardan kelayotgan elektronga yadroning Z e hamma zaryadi ta'sir etmay, elektronlarning ekranlash ta'siri tufayli kuchsizlangan $(Z - \sigma)$. e zaryad ta'sir etishini ko'rsatadi. Masalan, K seriyaning $K\alpha$ chizig'i uchun faqat bitta elektron ekranlovchi ta'sir ko'rsatgani uchun $\sigma=1$ bo'lib Mozli qonuni

$$\nu = R(z - 1)$$

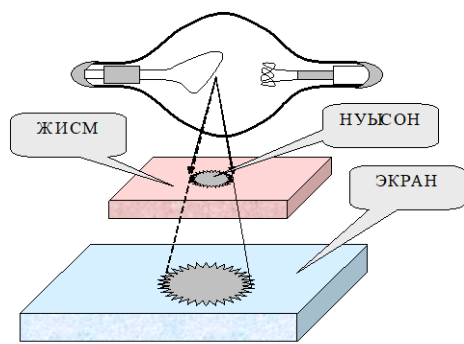
ko'rinishda yoziladi.

Mozli qonunining yana bir muhim tomoni shundan iboratki, u xarakteristik rentgen nuri chastotasi bilan elementning yadro zaryadi Z ni, ya'ni davriy sistemadagi o'rnini bog'laydi. Bundan elementning davriy sistemasidagi o'rnini aniqlashning yangi usuli kelib chiqadi. Shunday yo'l bilan sistemadagi elementlarning o'rniga aniqlik kritildi. Bu qonun yordamida argon bilan kaliy, kobalt bilan nikel o'rinlari almashtirildi.

Endi rentgen nurlarini ko'llanilishiga to'xtalib o'taylik. Rentgen nurlari yordamida kristall moddalardagi atomlarning joylashishini, kristallarning sofligini va joylashish vaziyatini, qotishmalarga termik va plastik ishlov berganda, ularda bo'ladigan o'zgarishlarni, qotishmalar olishda texnologik jarayonlarni, qattiq jismlardagi va tirik organizmlarda nuqsonlarni va boshqa narsalarni tekshirish mumkin.

Rentgen nurlarining ajoyib xususiyatlaridan biri shundaki, ular yorug'lik nurlari uchun shaffof bo'lmagan jismlardan o'ta oladi. Aniqrog'i, rentgen nurlarining bir qismi jismda yutiladi, qolgan qismi esa jismdan o'tib ketadi. Jismning zichligi, qalinligi qanchalik kam bo'lsa, u shuncha rentgen nurlarini kam yutadi. Demak, zichligi kamroq jismlar rentgen nurlari uchun shaffofroq hisoblanadi. Uning bu xususiyatidan meditsina, metallurgiya, mashinasozlik va texnikaning boshqa sohalarida keng foydalaniladi.

Masalan, 16.5-rasmda jism ichidagi nuqsonlarni aniqlash uchun ishlatiladigan qurilma sxemasi ko'rsatilgan. Agar jismdagi nuqsonni zichligi jismning boshqa sohalarining zichligidan kichikroq bo'lsa, rentgen nurlari bu nuqsondan o'tishda kamroq yutiladi, natijada ekranda uni shakli yorug'roq bo'ladi. Aksincha, nuqsonning zichligi kattaroq bo'lsa, ekranda uning shakli xiraroq bo'ladi. Kerak bo'lgan hollarda



16.5-rasm

ekran o'rniga fotoplastika qo'yib, nuqson rasmini olish ham mumkin. Bayon qilgan bu usul rentgenodefektoskopiya deb ataladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Rentgen nurlari spektri va ularning hosil bo'lishini tushuntiring.
2. Mozli qonuni nima xaqida va u nimalarga aniqlik kiritdi?
3. Rentgen nurlanishi spektridan Plank doimiysi qanday aniqlanadi?
6. Rentgen nurlari qaerlarda va nima maqsadlarda qo'llaniladi?

Tayanch so'zlar va iboralar: *Rentgen nurlari spektri va ularning 'osil bo'lishi, tutash rentgen nuri spektrini anod kuchlanishiga bog'liqligi, Plank doimiysini aniqlash, xarakteristik rentgen nuri, spektral seriyalari, Mozli qonuni, ekranlash doimiysi, rentgen nurlarining qo'llanilishi.*

Adabiyotlar

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.Ya., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.»), M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M .: " Prosveo'enie ", 1973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.:"Znanie", 1985

ATOM TASHQI KUCHLAR MAYDONIDA

17-ma'ruza. Atom magnit maydonda. Kuchli va kuchsiz maydon Lande faktori. Zeeman va Pashen-Bak effektlari. Elektron paramagnit rezonans. (EPR) atom elektr maydonda. Shtark effekti.

Reja:

1. Spekr chiziqdlariga tashqi maydon ta'siri.
2. Tashqi magnit maydon uchun Zeeman effekti.

1. Tashqi magnit maydon uchun Zeeman effekti.

Zeemanning normal effekti spekr chiziqlarining tashqi magnit maydon ta'sirida uchtaga ajralish xodisasidir. Masalan, $S = O$, $J = L$ satxlar urtasidagi o'tishlarda Zeemanning normal effekti kuzataladi. Magnit maydonda xar bir $S = O$, $J = L$ singlet

satx $2L + 1 = 2L + 1$ ta satxga ajraladi. Yangi xosil bo'lgan satxlar orasidagi masofalar bir xil, chunki $S = 0$ da Lande faktori g_L ga bog'lik emas va $g = 1$ ga teng. Kvant nazariyasiga ko'ra atom elektronining magnit maydonidagi to'la energiyasi (1.1) ga binoan

$$E(n, L, m_L) = E_0(n, L) + \mu_B H m_L \quad (1.1)$$

ga teng. Bu erda magnit maydonining va spinning nolga teng xoli uchun elektronning to'la energiyasi; p, L, t - mos ravishda, bosh, orbital va magnit kvant sonlari. Shunday qilib, elektron energiyasining magnit maydon ta'sirida o'zgarishi

$$\Delta E = E - E_0 = + \mu_B H m_L \quad (1.2)$$

ga teng. Orbital magnit tL kvant Soni - J dan $+J$ gacha bir birlikka o'zgaruvchi qiymatlar qabul qiladi, chunki $J = L$. Demak, yuqorida aytilganidek, ajralgan satxdar orasidagi energiya birligidagi masofa xar doim $\mu_B H$ ga teng. $\mu_B H$ qiymat magnit maydondagi atom satxdari ajralishining o'lchashdagi tabiiy birlikni ifodalaydi va *normal siljish* deyiladi.

(1.2) formulani Spektr chiziqlari chastotasi uchun xam

$$\nu = \nu_0 + \mu_B H (m_{L2} - m_{L1}) / h \quad (1.3)$$

kabi yozish mumkin. Dipol uchun tanlash qoidasiga ko'ra magnit kvant sonining $\Delta m_J = \Delta m_L = m_{L2} - m_{L1} = 0, \pm 1$

ga teng o'zgarishi o'rinli bo'lgan o'tishlarga ta'kidangan. Shuning uchun, nurlanish yoki yutilish spektr chiziqlari tashqi magnit

maydonda uchta chiziqqa: $\Delta m_L = 0$ ga to'g'ri keluvchi siljimagan (ν_0) va $\Delta m_L = \pm 1$

ga to'g'ri keluvchi simmetrik siljigan ikkita chiziqkarga ajraladi. Siljish kattaligi chaStotalarda $\Delta \nu = \mu_B H / h$ (1.4) ga teng. Rasmda magnit maydonda ajralgan $S_i = 0, J_i = L_i = 1$ satxlar bilan

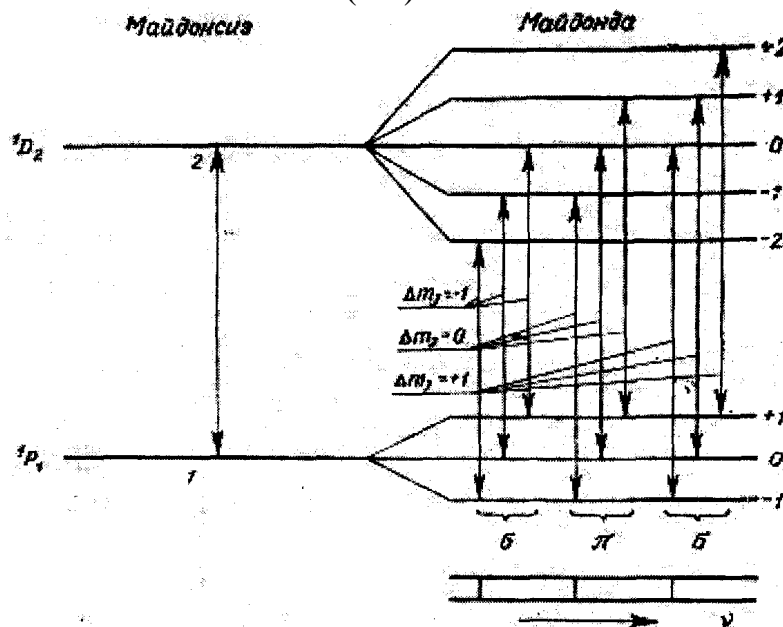
$S_2 = 0, J_2 = L_2 = 2$ satxlar o'rtasidagi mumkin bo'lgan xamma o'tishlar tasvirlangan. Umuman olganda, tanlash qoidasiga ko'ra to'qqizta o'tishlar mumkin; lekin 2 va 8 o'tishlar energiyasi (chastotasi) 5-asosiy o'tish energiyasi (chastotasi) bilan mos keladi, xuddi shuningdek 1, 3, 5 va 4, 7, 9 o'tishlar energiyasi (chastotasi) ham tengdir. Bunga ishonch hosil qilish uchun (1.3) ga asosan o'tish chiziqlari chastotasini xisoblash kifoya. SHunday qilib, magnit maydonda $S = 0$ satxdar o'rtasidagi o'tish chiziqlari triplet tarzida kuzatilishi kerak.

Agar tashqi magnit maydon kuchli bo'lsa, hech qanday chek qo'yilmagan har qanday ixtiyoriy (Singlet emas) mumkin bo'lgan o'tishlarda xam Zeemanning normal effektini kuzatish mumkin.

Kuchli magnit maydonda $Z S$ boglanish "uziladi", Ya'ni $Z S$ o'zaro ta'sir spin va orbital magnit momentlarining tashqi maydon bilan o'zaro ta'siriga nisbatan tashlab yuboriladigan darajada kichikdir. Boshqacha aytganda, kuchli magnit maydonda elektronning energiyasi Z va S ning o'zaro yo'nalishi (Ya'ni $J = Z + S$ to'la moment vektori) ga bog'liq emas. Energiya faqat Z ning N ga S ning N ga aloxida-aloxida proekti yalariga bog'lik, ya'ni $E = E_0 + g_L \mu_B m_L H + g_S \mu_B m_S H$

Lande faktorlari uchun $L=0$ deb, $g_s=2$, $S=0$ deb $g_L=1$ qiymatlarni aniqlaymiz. U xolda, kuchli maydondagi atom energiyasi uchun $E=E_0+ubN-(t^{\wedge}+2tz)$ (1.5) formulaga kelamiz. Ma'lumki, orbital va Spin magnit kvant sonlari uchun tanlash koidasi $\Delta m_L=0, \pm 1$ va $\Delta m_S=0$. U xolda, ajralgan spektr chiziqdari (chastotasi) yana (1.4) ga siljigan. Haqiqatan ham (1.5) ga binoan, kuchli magnit maydonda xar doim uchta komponentaga ajralshi yuz berishi kerak:

$$h\nu=(E_{02}-E_{01})+\mu_B H(m_{L2}-m_{L1})=h\nu_0+\mu_B H \cdot \Delta m_L \quad (1.6)$$



chunki $\Delta m_L=0$. m_L uchun tanlash koidasi ($\Delta m_L=0, \pm 1$) Shuning uchun, kuchli magnit maydonda siljimagan $\Delta m_L=0, \pm 1$. chiziqdan tashqari, qizil va binafsha soxaga chastota birligida bir xil masofaga $\mu_B H$ siljigan ikkita chiziq kuzatiladi, ya'ni $\Delta\nu_H = \mu_B H/h$ (1.4)

Yana (1.4) qiymatga keldik. Agar (1.4) da Bor magnetonini μ_B oshkor ko'inishda yozsak,

$$\Delta\nu = \frac{e}{4\pi mc} H \quad (1.5)$$

bo'ladi. Ya'ni ajralgan chiziqlar orasidagi chastota bo'yicha masofa Plank doimiysiga xamda kvant sonlariga bog'lik emas. Shuning uchun xam (1.4) formulani klassik fizika tushunchalari asosida xosil qilish mumkin. Haqiqatdan xam Lorents elektron nazariyasiga asosan Zeeman effektini tushuntirishga muvaffaq bo'lgan. 1903 yil Zeemanga va Lorentsga yangi effektini ochganligi va klassik elektron nazariyasi nuqtai nazardan tushuntirgani uchun Nobel mukofoti berilgan.

2. Tashqi magnit maydon uchun Zeeman effekti.

Umuman, kvant nazariyasiga binoan, Zeemanning normal effekti quyidagi uch xollarda kuzatiladi.

1. Nurlanish yoki yutilish singlet chiziqlari vujudga keladigan yolg'iz satxlar o'rtasidagi o'tishlarda. Bu xolda to'la spin $S=0$. Shuning uchun, elektronlarning to'la mexanik momenti faqat orbital momentdan iborat $J = L$ bo'ladi. Lande faktori yolg'iz chiziqlar uchun xar doim birga teng. Zeemanning normal siljigan $\Delta\nu = \mu_B H$ tripleti xosil bo'ladi.

2. Elektron qobig'i uchun to'la orbital momenti nolga teng atom satxlari o'rtasidagi o'tishlarda. Bu xolda, $L = 0$ bo'lgani sababli, to'la moment $J = S$, Lande faktori esa xar doim 2 ga teng. Mazkur xolda normal siljishdan ikki marta katta bo'lgan Zeemanning $\Delta v = 2 \mu_B H$ triplet ajralishi xosil bo'ladi.

3. $J=0$ va $J=1$ satxlar o'rtasidagi o'tishlarda. Birinchi ($J = 0$) satx ajralmaydi, chunki $t_J=0$. Ikkinchi satx esa uchtaga ajraladi, chunki $m_J=0, \pm 1$. Spektral chiziq uchta komponentaga ajraladi.

Siljish kattaligi $\Delta v = g \mu_B H$ ga teng. Zeeman tripleti xosil buladi. Bu erda $g = 1$ Satx, uchun Lande faktori.

Nazorat uchun savollar

1. Atomda elektron xarakatiga magnit maydonning ta'sir bormi?
2. Zeeman effektining mohiyati nimada?
3. Nima uchun Zeeman va Lorentsga Nobel mukofoti berildi. Ularni yaratgan effekti kvant nazariyasida kandy urin egallaydi?
4. Zeeman effekti xolatlari nimalardan iborat?

Tayanch iboralar: *Spektr chiziqdar, magnit maydon, normal siljish energiyasi, tanlash qoidasi, Bor magnetoni, Lande faktori, triplet struktura,*

Foydaniigan adabiyotlar:

1. R.Bekjonov., B.Axmadxujaev. «Atom fizikaSi». Toshkent. Ukituvchi. 1979 i. 286-288 betlar.
2. L.D.Landau, E.M.Liormits. «Kvant mexanikaSi». Ukituvchi. 1977 i. 98, 104, 109 betlar.
3. G.X.Xoshimova, R.YA.RaSulov, N.X.Yuldashev. «Kvant mexanikasi asoslari». Toshkent. Ukituvchi. 1995 i. 266, 270 betlar.

MOLEKULALAR

18-ma'ruza. Adibatini yaqinlashish. Vodorod molekulayar ioni. Vodorod molekulasi. Gaymer-London nazariyasi. Elektronlar juftlashishi. Ikki atomli molekulalar termlari. Kimyoviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar. Valentlik. Kimyoviy bog'lanishlarning to'yinishi. Orbitalar gibridizatsiyasi.

Reja:

1. Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar va ularning fizik tabiati.
2. Vodorod molekulasi
3. Ikki atomli molekulalarining elektron, tebranma va aylanma harakati energiyasi. Molekulalarning nurlanish spektrlari
4. Yorug'likning kombinatsion sochilishi

**1. Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar va ularning fizik tabiati.
Vodorod molekulasi**

Molekula deb, bir xil yoki har xil element atomlarining kimyoviy birikishidan tashkil topgan va ma'lum bir moddaning kimyoviy va fizik xususiyatlarini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrachaga aytiladi.

Masalan, vodorod (H_2), kislorod (O_2), azot (N_2) bir xil atomlardan tuzilgan molekulalardir. Osh tuzi ($NaCl$) molekulasi esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo'la oladi. Molekuladagi atomlar tinimsiz tebranma harakat qiladilar, gaz holatdagi modda molekulalari esa aylanma, tebranma va ilgarilanma harakatda ham bo'lishlari mumkin. Molekuladagi atomlarning kimyoviy bog'lanishi ularning tashqi valent elektronlari orqali amalga oshadi.

Molekula asosiy holatda elektr jihatdan neytral va ko'p zarrachali murakkab kvant sistema hisoblanadi. Kvant fizikasi SHredinger tenglamasi yordamida molekulalardagi diskret energetik sathlarni aniqlash, elektronlar buluti zichligining fazoviy taqsimotini topish va molekuladagi atomlarning joylashish simmetriyasini o'rganish bilan shug'ullanadi.

Atomlardan turg'un molekula hosil bo'lishi energetik nuqtai nazardan molekula ichki energiyasi uni hosil qilgan atomlarning energiyalari yig'indisidan kichik bo'lishi bilan tushuntiriladi. Bu ikki energiyalar farqi molekulaning bog'lanish energiyasini tashkil qiladi.

Atomlarni turg'un molekula sifatida bog'lab turuvchi kuchlar asosan elektr tabiatga ega. Har qanday ikki neytral atom yoki atomlar gruppasi o'rtasida tortishish va itarish kuchlari mavjud bo'lishiga 1873 yildayoq golland fizigi I.D.Van-der-Vaals eotibor bergan. Atomlar orasida Van-der-Vaals kuchlarini hosil bo'lishini sifat jihatidan tushuntiraylik. Aytaylik, dastlab asosiy holatda elektr dipol momenti nolga teng ikki neytral atom bir-biridan mustaqil va cheksiz uzoq masofada turgan bo'lsin. Agar bu ikki atom tashqi qobiqlaridagi elektronlar buluti bir-biri bilan sezilarli darajada tutashib ketguncha yaqinlashsa, u holda bu elektronlar harakatidagi mustaqillik yo'qolib, o'zaro bog'lanish vujudga keladi. Elektronlar buluti yadrolarni tutashturuvchi to'g'ri chiziq bo'yicha qutblanganda bu ikki atom sistemasining energiyasi minimum bo'ladi.

SHunday qilib, tashqi elektronlarning harakat holatlari o'zaro bog'lanib qolishi natijasida oniy elektr dipollarga aylangan ikki atom o'rtasida tortishish kuchlari vujudga keladi. Bunday kuchlar qutbsiz molekulalar orasida ham hosil bo'ladi.

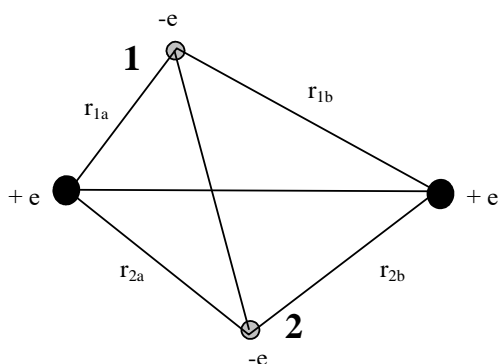
Biroq, Van-der-Vaals kuchlari issiqlik harakati tufayli atomlarni molekula holida tutib tura olmaydi. Bu molekulyar kuchlar hosil qiladigan bog'lanish energiyasi har bir atomga nisbatan $\sim 0,1$ eV tartibida bo'ladi. Van-der-Vaals kuchlari yakka holda molekula hosil qilishga etarli bo'lmasada, lekin real gazlar, suyuqliklar va ba'zi kristallarning xossalari muhim rol o'ynaydi.

Molekula hosil bo'lishiga olib keladigan ximyaviy bog'lanish kuchlari ion (geteropolyar) va kovalent (gomepolyar) bog'lanish kuchlariga bo'linadi. Getero - grekcha turli xil, gomeo - bir xil degan so'zlarni anglatadi. Ko'pincha molekulalarda kovalent va ionli bog'lanish uchraydi.

1. Ionli (geteropolyar) bog'lanishni hosil bo'lishi bilan tanishaylik. Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog'langan. Gologen atomlari tashqi elektron qobiqini to'lishiga bitta elektron etishmaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomi bilan gologen atomi yaqinlashganda ishqoriy metallning bitta elektroni gologen

atomiga o'tadi. Natijada ishqoriy metall musbat, gologen atom esa manfiy ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar o'zaro elektrostatik Kulon kuchi bilan o'zaro tortishi natijasida birikib, molekulani hosil qiladi.

Osh tuzi NaCl molekulasini hosil bo'lish jarayonini sifat jihatdan tahlil qilaylik. Ishqoriy metall Na va gologenlar guruhiga kiruvchi Cl atomlarining elektron qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi mos holda $1S^2 2S^2 2P^6 3S^1$ va $1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^5$



18.1-rasm

ko'rinishda bo'lib, ular tashqi elektron qobiqlarini tuzilishi bilan farqlanadi. Ularda ichki K va L elektron qobiqlar elektronlar bilan to'lgan. Natriy atomining M qobig'ida yadro bilan kuchsiz bog'langan yagona elektroni bor. Bu 3s qobiqchada elektronning bog'lanish energiyasi 5,1 eV. Xlor atomining M qobig'i batamom to'lishi uchun esa 3p qobiqchada bitta elektron etishmaydi. Agar elektron bo'lganda edi, xlor atomi uni nisbatan katta (3,7 eV) energiya bilan tutib turar edi. Demak, bir-biridan

etarlicha uzoq masofada bo'lgan natriy atomidan elektronni xlor atomiga olib berish uchun $5,1 - 3,7 = 1,4$ eV energiya sarflash kerak. Hosil bo'lgan ionlar bir-biriga tortiladi va birikish jarayonida 1,4 eV dan katta energiya ajralib chiqsa ular molekula bo'lib birikadilar. Tajriba va hisoblashlarning ko'rsatishicha natriy va xlor atomlari NaCl molekulasiga birikayotganda 4,1 eV energiya ajralib chiqadi.

Demak, Na^+ va Cl^- ionlarining turg'un molekuladagi elektrostatik tortishish energiyasi $1,4 + 4,1 = 5,5$ eV ni tashkil etadi. Agar bu energiyadan foydalanib, molekulaning chiziqli o'lchamini hisoblasak, $R = 2,5 \cdot 10^{-8}$ sm bo'lgan xaqiqatga yaqin natija kelib chiqadi.

2. Kovalent bog'lanish kuchlari qo'shni atomlarning valent elektronlarini elektron juftlar hosil qilish yo'li bilan umumlashtirishi (almashib turishi) natijasida yuzaga keladi. Bu kuchlar sof kvant xarakterdagi almashuv kuchlari bo'lib, molekulalardagi atom va elektronlarni maxsus Kulon o'zaro ta'siridan vujudga keladi. Kovalent bog'lanishli molekulalarga N_2 , O_2 , SO , NO , SN_4 kabi molekulalar misol bo'la oladi. Ayni bir xil atomlardan turg'un molekula hosil bo'lishini ion bog'lanish yoki Van-der-Vaals kuchlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Vodorod molekulasi uchun kovalent bog'lanishning birinchi kvant nazariyasi V.Gaytler va F.Londonlar tomonidan 1927 yilda yaratildi. Kovalent bog'lanish tabiatini vodorod molekulasining hosil bo'lish misolida sifat jihatdan tushuntirishga harakat qilaylik.

2.Vodorod molekulasi

Ikki vodorod atomini fikran elektron qobiqlari o'zaro kirishib ketguncha bir-biriga yaqinlashtiramiz. Asosiy holatda har bir vodorod atomining 1S elektronining bog'lanish energiyasi 13,6 eV ga teng. Ma'lumki, uning 1S qobig'ida bittadan elektroni bor. Ikkita vodorod atomi o'z elektronini umumlashtirish yo'li bilan K qobiqlarni to'ldirib to'yingan valentlikka ega bo'lgan sistemaga ya'ni, vodorod molekulasiga aylanadi. Bu molekuladagi bir atomni 1S qobig'i boshqa atomni elektronini vaqtincha olish hisobiga to'ladi va geliy atomiga o'xshab qoladi. Hosil

bo'lgan H_2 molekulasining kvantlashgan energetik sathlarini aniqlash uchun ikki proton maydonida joylashgan ikki elektron (18.1-rasm) uchun Shredingerning statsionar tenglamasini echish talab etiladi.

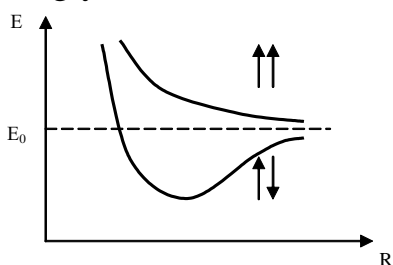
Bunday sistema uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\Delta_1^2 \psi + \Delta_2^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - e^2 \left(\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0 \quad (18.1)$$

bu tenglamada

$$U = -e^2 \left(\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \quad (18.2)$$

ifoda vodorod molekulasida ikki proton va ikki elektronning o'zaro ta'sir potentsial energiyasidir.



18.2-rasm

Tenglamadagi va belgilar molekuladagi birinchi va ikkinchi elektronlarining koordinatasi qatnashgan Laplas operatorini bildiradi. Bu tenglamadan olingan energiyaning xususiy qiymatlari yadrolar orasidagi masofa R ga bog'liq. Bu bog'lanish spinlari parallel va antiparallel elektronlar uchun turlicha ko'rinishga ega (18.2.-rasm).

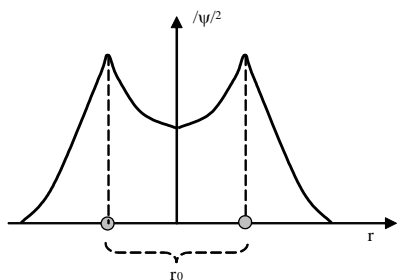
Vodorod molekulasining turlanmagan asosiy holati atomlarning $1S$ holatlaridan tashkil topganligi sababli faqatgina spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki elektronni joylashtirishi mumkin.

Vodorod molekulasida elektron harakatlanadigan soha atomdagiga qaraganda kengroq bo'lganligidan noaniqliklar munosabatlariga muvofiq ikki atomli sistemaning minimal energiyasi yolg'iz atomnikidan kichikroq bo'ladi. Tajriba natijalariga ko'ra N_2 molekulasida hosil bo'lishda $4,5 \text{ eV}$, ya'ni $NaCl$ molekulasidagiga qaraganda ham ko'proq energiya ajralib chiqadi. Ammo bunday sifatli mulohazalar yuritish natijasida quyidagi muammoga duch kelamiz

Tajriba va qat'iy nazariy xisoblashlar shuni ko'rsatadiki, spinlari bir tomonga yo'nalgan elektronli ikki vodorod atomidan molekula hosil bo'la olmaydi.

Shunday qilib, kovalent bog'lanish sof kvant xarakterga ega bo'lib, qo'shni atom valent elektronlarining yig'indi spini nolga teng juftlarga birikishidan yuzaga keladi. Bunday elektron juftlar molekula atomlaridan hech biriga tegishli bo'lmaydi, yahlit molekula bo'ylab umumlashgandir. Masalan, N_2 molekulasida qo'shni atomlarning uchtadan $2R$ valent elektronlari umumlashib, 3 juft kovalent bog'lanishlar hosil qilishda qatnashadilar. Metan SN_4 molekulasida esa uglerod atomining L qobig'idagi to'rta $2S^2 2P^2$ elektronlari juft-juft holda to'rta vodorod atomlarining elektronlari bilan bog'lanadilar. Olmos, kremniy, germaniy kabi kristallar ham, kovalent bog'lanishga ega.

Turli ximiyaviy bog'lanishdan hosil bo'lgan molekular bog'lanish energiyalarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, kovalent bog'lanish kuchlari ion bog'lanish kuchlaridan kuchliroq ekan. Buni biz vodorod molekulasining o'ta turg'unligida, olmos kristallining juda qattiqligida ko'rishimiz mumkin. Ayrim kristallarda kovalent va ion bog'lanishlar birgalikda ham uchraydi.



18.3-rasm

Vodorod molekulasida birinchi atom elektronini ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektronini birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimolligi noldan farqli bo'ladi va bunda birinchi atomni elektroni yoki ikkinchi atom elektroni degan so'z maonosini yo'qotadi (18.3-rasm). Bunda kvant mexanikasidagi bir

xil zarrachalarning farq qilmaslik printsiipi o'rinli bo'ladi.

3. Ikki atomli molekularining elektron, tebranma va aylanma harakati energiyasi. Molekulalarning nurlanish spektrlari

Molekula murakkab kvant sistema bo'lib, u molekuladagi elektronlarning harakatini, atomlarining tebranma va molekulaning aylanma harakatini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi. Bu tenglamani echimi juda murakkab bo'lgani uchun odatda uni elektron va yadrolar uchun alohida echiladi.

Molekulaning energiyasini o'zgarishi asosan uni tashqi qobiqidagi elektronlarning holatini o'zgarishi bilan bog'liqdir. Lekin molekuladagi elektronlarning ma'lum bir turg'un holatida ham molekula yadrolari umumiy inertsia markazi atrofida tebranma va aylanma harakat qilishi mumkin. Molekulaning energiyasi asosan uch harakatga mos energiyalarning yig'indisiga teng:

$$E \approx E_{el} + E_{teb} + E_{ayl}, \quad (18.3)$$

bunda E_{el} - elektronlarining yadroga nisbatan harakat energiyasi; E_{teb} - yadroning tebranma harakat energiyasi; E_{ayl} - yadroning aylanma harakat energiyasi bo'lib, u molekulaning fazodagi vaziyatini davriy ravishda o'zgarishiga bog'liq bo'lgan energiya.

Tajribadan aniqlanishicha $E_{el} = 1 \div 10$ eV,

$E_{teb} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ eV; $E_{ayl} \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$ eV ga teng.

Ya'ni $E_{el} \gg E_{teb} \gg E_{ayl}$ tengsizlik o'rinli buladi.

Bu energiyalar o'zaro quyidagi nisbatda taqsimlangan:

$$E_{el} : E_{teb} : E_{ayl} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M},$$

bu erda m - elektron massasi, M -molekuladagi yadro massasi, $m/M = 10^{-5} \div 10^{-3}$.

Molekulaning chiziqli o'lchami valent elektronlarning harakat amplitudasi tartibidagi kattalik bo'lib, odatda $a \approx 10^{-8}$ sm. Bundan elektronlar harakati bilan bog'liq bo'lgan molekulaning elektron energiyasi E_{el} ham atom energiyasi tartibidagi kattalik ekanligi kelib chiqadi. Masalan, vodorod atomining asosiy holati uchun

$$E_1 = -\frac{e^4 m_0}{2\hbar^2} = -\frac{\hbar^2}{2m_0 a_0^2} = -13.6 \text{ eV}$$

bo'lishini va unda

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_0 e_0^2} = 0.529 \text{ \AA}$$

Bor radiusiga teng ekanligini yuqorida ko'rib o'tganmiz. Molekula uchun Eel absolyut qiymat bo'yicha

$$E_{\text{el}} \sim \frac{\hbar^2}{m_0 a^2} \quad (18.4)$$

tartibda bo'ladi.

(18.4) dan ko'rinib turibdiki, molekulaning energiyasi har bir atomdagi elektron energiyalarining yig'indisiga teng.

Ikki atomli molekulaning yadrolarining aylanma harakat energiyalarini baholash uchun uni qo'pol holda inertsiya momenti mr^2 bo'lgan rotatorga o'xshatish mumkin.

Rotator deb, o'zaro bog'langan va biri ikkinchisi atofida aylanma harakat qiluvchi zarrachalar sistemasiga aytiladi.

Molekulaning aylanma harakat energiyasi

$$E_{\text{ayl.}} = L^2/2I_0 \quad (18.5)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda $I_0 = mr^2$ bo'lib molekulaning inertsiya markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inertsiya momenti, L - molekulaning impuls momenti bo'lib, kvantlangan qiymatlarni oladi:

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar \quad (18.6)$$

bu formulada ℓ - orbital kvant soni, u $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni oladi. (18.4) ni xisobga olsak, (18.5) quyidagi ko'rinishni oladi.

$$E_{\text{ayl.}} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2I_0} \quad (18.7)$$

(18.7) formulada $V = \frac{\hbar^2}{2I_0}$ belgilashni kiritsak, u ancha sodda ko'rinishni oladi.

$$(E_{\text{ayl.}})_{\ell} = V \ell(\ell+1), \quad (18.8)$$

V - molekulaning aylanish doimiysi.

Kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga ko'ra qo'shni aylanma sathlar orasida faqat $\Delta\ell = \pm 1$ bo'lgan o'tishlarigina bo'lishi mumkin. $\Delta\ell = +1$ shart yorug'lik yutilishiga, $\Delta\ell = -1$ shart yorug'lik sochilishiga mos keladi.

Ikki atomli molekulaning yadrolari muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladilar. Molekuladagi yadro tebranishlariga garmonik tebranishlar deb qarab, uni m massali chiziqli garmonik ostsilyatorning tebranishlariga o'xshatish mumkin. Biz oldingi 5-ma'ruzamizda garmonik ostsilyatorning energiyasi

$$E_{\text{teb.}} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 \quad (18.9)$$

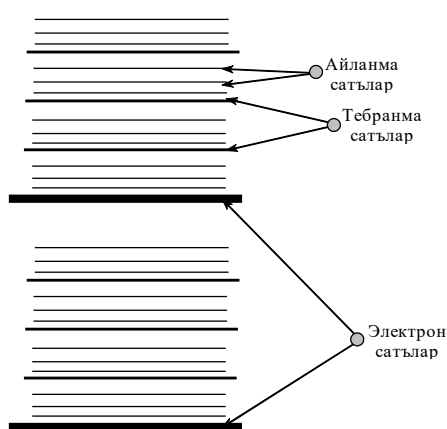
ifoda bilan aniqlanishini ko'rgan edik. Tebranma kvant soni n uchun ham tanlash qoidasi bajariladi: $\Delta n = \pm 1$. Shunday qilib, yuqoridagi (18.6) va (18.7) ifodalarni hisobga olsak, molekulaning to'liq energiyasi (20.1) ga asosan

$$E = E_{el} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0 + B \ell(\ell+1) + V \ell(\ell+1) \quad (18.10)$$

ko'rinishni oladi.

Agar molekulaga biror yorug'lik kvanti tushsa, uning energiyasining bir qismi optik elektronlarni qo'zg'atishga, qolgan qismi esa atomlarning tebranma va aylanma harakatlarini oshirishga sarf bo'ladi.

(18.8) formuladan ko'rinadiki, n va ℓ kvant sonlarining turli qiymatlari bilan aniqlanadigan molekulalar energiya spektri tebranma va aylanma energetik sathlarning sistemasidan iborat. Vodorod molekulasi uchun $\hbar \omega_0 = 0,547$ eV, $V = 0,07$ eV, ya'ni molekulaning tebranma energiyasi, aylanma energiyasidan kattadir.



18.4-rasm

Bunday hol barcha ikki atomli molekulalar uchun hosdir. Demak, tebranma sathlar bir-biridan bir xil va nisbatan katta oraliqda yotsa, aylanma sathlar esa juda zich joylashgan va u ℓ ortishi bilan siyraklashib boradi. Molekuladagi atomlar (yadrolar) harakatining kvantlanishi molekulaning nurlanish (yutilish) spektrida yaqqol namoyon bo'ladi.

(18.10) ifodaga kiruvchi har bir energiya kvantlangani uchun ular energetik sathlar to'plamidan iborat. Tajriba va nazariyadan aylanma energetik sathlar orasidagi oraliq, tebranma harakatga mos keluvchi energetik sathlar orasidagi masofadan kichik. O'z navbatida tebranma harakatga mos

keluvchi sathlar orasidagi masofa bosh kvant soni bilan aniqlanuvchi elektron sathlar orasidagi masofadan kichik. Bu hol 18.4-rasmda yo'g'on, o'rtacha yo'g'onlikdagi va ingichka chiziqilar bilan ikkita elektron sath uchun tasvirlangan.

Biz vodorod atom va boshqa murakkab atomlar spektri bir-biridan ajralgan alohida joylashgan energiyasi 1-10 eV oralig'ida bo'lgan chiziklardan iborat ekanini va atomning tuzilishi xaqida malumot berishini ko'rgan edik. Molekulalarning spektrini o'rganish ham quyidagi muammolarni hal qiladi.

Molekulalarning tuzilishi va ularning energiya satxlarning xususiyatlari kvant o'tishlarda sochilgan nurlanish (yutilish) spektrida, ya'ni molekula spektrida nomoyon bo'ladi. Molekulaning nurlanish spektri kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga mos holda (masalan, aylanma yoki tebranma harakatga mos kvant sonining o'zgarishi - ± 1 ga teng bo'lishi kerak) energetik sathlar tarkibi bilan aniqlanadi.

Shunday qilib, sathlar orasidagi turli xil o'tishlardan turli xil spektrlar hosil bo'ladi. Molekulaning spektral chizig'i chastotasi bir elektron sathdan boshqasiga o'tishga mos keluvchi (elektron spektrlarga) yoki biror tebranma harakatga mos kelgan energetik sathdan ikkinchisiga o'tishga mos kelishi mumkin. Molekulalar spektri ham chizikli bo'lib, ular spektrning UB, IQ va ko'zga ko'rinuvchi sohasida joylashishi mumkin. Aylanma sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgani uchun ularga

mos keluvchi spektral chiziqlar ham bir-biriga juda yaqin bo'lib, ular xatto tutashib ketadi.

Shuning uchun ajrata olish qobiliyati o'rtacha bo'lgan spektral optik asboblarda bu chiziqlar tutashib ketgandek, yo'l-yo'l bo'lib ko'rinadi. Lekin ajrata olish qobiliyati katta bo'lgan optik asboblarda ularni bir-biriga juda yaqin joylashgan, alohida chiziqlardan iborat ekanini qo'rish mumkin va bu yo'llarning kichik chastotalar tomonidagi chegarasi keskin, chastotaning katta qiymatlari tomonidagi chegarasi esa suvashgan ekanini ko'rish mumkin. Molekuladagi atomlar soni ortishi bilan molekula spektri murakkablashib, faqat keng yo'llar ko'rina boshlaydi.

Molekulalarning aylanma sathlarini mikroto'lqinli radiospektroskopiya usuli bilan o'rganiladi. Bu usulda tekshiriluvchi gaz qamalgan metall naydan (volnovod) chastotasi $\sim 10^{10}$ Gts bo'lgan elektromagnit to'lqin o'tkaziladi. Agar elektromagnit to'lqinni chastotasi gaz molekulalarining aylanma harakat chastotasiga mos kelsa, qabul qiluvchi qurilma elektromagnit to'lqin intensivligini keskin kamayganini qayd qiladi.

Molekulaning tebranma spektri IQ ($1/\lambda \cong 10^3 \text{ sm}^{-1}$) sohada joylashgan va uni infraqizil spektrofotometrlar yordamida o'rganiladi. Molekulaning tebranma harakatida sochilgan yoki yutilgan fotonning energiyasi $h\nu \approx 0,04 \text{ eV}$, unga mos kelgan to'lqin uzunligi $\lambda = s/\nu = 3 \cdot 10^{-3} \text{ sm} = 30 \text{ mkm}$.

Molekulalarning aylanma va tebranma energetik sathlarini modda faqat gaz holatda bo'lganda o'rganish mumkin. Moddaning suyuq va qattiq holatida molekulalarning o'zaro ta'siri tufayli ularning tebranma va aylanma energetik sathlarini o'rganish qiyinlashadi.

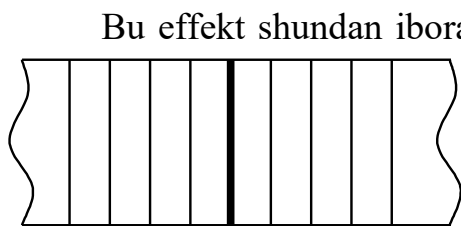
Molekulyar spektroskopiyada molekulaning juft orbital kvant sonli ℓ ga mos kelgan energetik sathlar juft termlar va toq ℓ li sathlar toq termlar deb nomlanadi. H_2 molekulasi uchun molekulyar termlarning juftligi protonlar spinlarining orientatsiyasi bilan uzviy bog'liq bo'lgan quyidagi kvant holatlarni vujudga keltiradi:

a) ortovodorod - yadrolarining spinlari parallel bo'lgan H_2 molekulasi. Bu holda spin funktsiyasi simmetrik va koordinat funktsiyasi antisimmetrik. SHuning uchun ortovodorodda orbital kvant soni ℓ toq bo'lgan termlarda mavjud bo'la oladi holos. Uning eng quyi energetik holatiga $\ell=1$ mos keladi;

b) paravodorod - yadrolarining spinlari antiparallel H_2 molekulasi. Bu molekula ℓ juft bo'lgan holatlardagina uchraydi. Paravodorodning eng quyi energetik holatida $\ell = 0$, ya'ni yadrolarning orbital harakati "muzlab qoladi".

4. Yorug'likning kombinatsion sochilishi

Molekulalar spektrini o'rganishda 1929 yilda rus olimlari T.S. Landsberg (1890-1957) va L.I. Mandelshtam va ular bilan bir vaqtda hind olimlari Ch.Raman (1888-1970) va K.Krishnan (1911 yilda tug'ilgan) kashf etgan yorug'likning kombinatsion sochilish hodisasi muhim ahamiyatga ega.



18.5-rasm

Bu effekt shundan iboratki, biror moddaga (gaz, suyuqlik, shaffof kristall) vo chastotali monoxromatik yorug'lik tushsa, bu moddada sochilgan yorug'lik spektrida vo chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik joylashgan qo'shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo'ladi (18.5-rasm).

Bu qo'shimcha spektral chiziq'larga mos kelgan chastota tushayotgan monoxromatik yorug'lik chastotasi bilan yorug'likni sochayotgan molekularning tebranma yoki aylanma o'tishlarida hosil bo'ladigan nurlanishlar chastotalarining ayirmasiga yoki yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$v_i = v_0 \pm v'_i. \quad (18.9)$$

Kombinatsion sochilish spektridagi chastotasi moddaga tushayotgan yorug'likning chastotasidan kichik bo'lgan chiziqlar qizil yo'ldosh spektrlar, chastotasi v_0 dan kattalari esa binafsha yo'ldosh spektrlar deb ataladi.

Hosil bo'lgan bu yo'ldosh spektr chastotasi, joylashishi va soni tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lmay, faqat yorug'lik sochilayotgan modda tabiatiga bog'liq bo'lib, uning tarkibini va tuzilishini ifodalaydi.

Yorug'likning kombinatsion sochilishidagi qonuniyatlarni kvant nazariya bilan tushuntirish mumkin. Bu nazariyaga ko'ra yorg'ulikni sochilish jarayoni molekula tomonidan fotonni yutib yana qayta chiqarishdan iborat. Agar bu fotonlarning energiyalari bir xil bo'lsa, sochilgan yorug'lik spektrida tushayotgan yorug'lik chastotasi v_0 bilan bir xil bo'lgan asosiy chiziq hosil bo'ladi. Lekin sochilish jarayonida yutilgan va chiqarilgan fotonlarning energiyasi teng bo'lmasligi mumkin. Fotonlar energiyasining har xil bo'lishi molekularni turg'un holatdan uyg'ongan holatga yoki uyg'ongan holatdan turg'un holatga o'tishiga bog'liq. Agar molekula turg'un holatdan uyg'ongan holatga o'tsa, qizil yo'ldosh chiziq, aksincha uyg'ongan holatdan turg'un holatga o'tsa, binafsha yo'ldosh chiziq hosil bo'ladi. Agar uyg'ongan molekularning soni, uyg'onmagan molekular sonidan ancha kam bo'lsa, binafsha yo'ldosh chiziqlarning intensivligi, qizil yo'ldosh chiziqlarnikidan kichik bo'ladi. Temperatura ortishi bilan uyg'ongan molekularning soni ortadi, natijada binafsha yo'ldosh chiziqlar intensivligi ham kuchayadi.

Kombinatsion sochilish hodisasi ko'p atomli murakkab molekularidagi tebranma va aylanma energetik sathlarni, molekularning tuzilishini o'rganishda keng qo'llaniladi. Masalan, neft mahsulotlarining (benzin, yog'lar) tarkibi ana shunday aniqlanadi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Molekulardagi kimyoviy bog'lanishlarning fizik tabiati qanday?
2. Ionli va kovalent bog'lanishlarni misollar orqali tushuntiring.
3. Vodород molekulasini hosil bo'lishini kvant nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntiring.
4. Vodород molekulasini uchun SHredinger tenglamasi qanday ko'rinishda yoziladi va undan molekula energiyasi uchun qanday natija olingan?
5. Molekularning harakat energiyalari va ularga mos spektrlarni tushuntiring.

6. Yorug'likning kombinatsion sochilishi nimadan iborat?
7. Yo'ldosh spektrlar deganda nimani tushunasiz?
8. Vodorod molekulasini hosil bo'lishda elektron spinlarining roli qanday?
9. Vodorod molekulasini uchun kovalent bog'lanishning kvant nazariyasini tushuntiring.
10. Yo'ldosh spektral chiziqlarning intensivligi nimaga bog'liq?

Tayanch so'zlar va iboralar: *Molekula, molekulaning bolanish energiyasi, Van-der-Vaalps kuchlari, ionli va kovalent bolanish, vodorod va osh tuzi molekulalarini 'osil bo'lishi, vodorod molekulasini uchun Shredinger tenglamasi, vodorod molekulasi potentsial energiyasi. Vodorod molekulasi potentsial energiyasi, molekulaning tebranma va aylanma harakat energiyasi, ularga mos keluvchi energetik sah'lar, molekulalarning spektri, yorulikning kombinatsion sochilishi, binafsha va qizil yo'ldosh spektrlar, yorulikning kombinatsion sochilishini kvant nazariya bilan tushuntirish.*

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.Ya., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Zisman G.A., Todes O.M. "Kurs obo'ey fiziki" 3-tom. M. "Nauka" 1968.
4. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
5. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
6. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
7. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
8. Yavorskiy B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike M.: Nauka. 1980.
9. Astaxov A.V., Shirokov YU.M. " Kurs fiziki " 3, "Kvantovaya fizika" M.: "Nauka", 1983.
10. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremenoy fiziki" M.:" Prosveo'enie ", 1973.
11. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
12. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.:"Znanie", 1985.
13. Tarasov L.V. Sovremennaya fizika v srednoy shkole. M.: "Prosveo'enie". 1990.
14. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
- http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
15. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
- http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

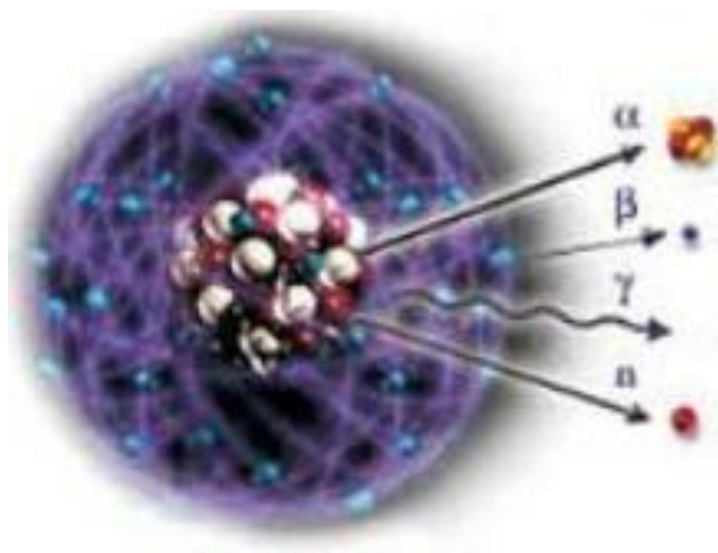
**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA KAFEDRASI

*ATOM
FIZIKASI FANIDAN*

LABORATORIYA ISHLARI



NAMANGAN 2023

Laboratoriya ishlarini bajarish jarayonida talabalarga qo`yiladigan talablar

1. Talabalar texnika havfsizligi bilan tanishib chiqib unga amal qilishi kerak.
2. Talaba navbatdagi amaliy mashg`ulotda qaysi nomerdagi laboratoriya ishini bajarish lozimligini o`qituvchi unga bir hafta oldin ma'lum qiladi. Bu yerda talabaning vazifasi belgilangan ishining nazariyasini o`zlashtirish, tegishli qurollar va ishni bajarish tartibi bilan tanishib kelishdan iborat.
3. Har bir talaba laboratoriya ishlari uchun maxsus hisobot daftari tutib, bu daftarda laboratoriya ishini qanday bajarilganligi, olgan natijalari to`g`risidagi hisobotni tartibli qilib yozib borishi kerak.
4. O`qituvchi talabaning ishning nazariyasini va ishni bajarish metodikasini o`zlashtirganligiga ishonch hosil qilgach, unga ishni bajarishga ruxsat beradi.
5. Talaba ishga kirishgach, o`qituvchi uning qurollardan to`g`ri foydalanilayotganligini, olinayotgan natijalarning ishonchliligini ishni bajarish jarayonida tekshirib boradi va talabaning ishni bajarganligi to`g`risida uning daftoriga hamda laboratoriya jurnaliga belgilab qo`yadi.
6. Laboratoriya ishining bajarilishi va olingan natijalar hisoboti o`qituvchiga grafik bo`yicha topshirilib boriladi. Bu hakda o`qituvchi tomonidan talaba daftoriga va laboratoriya jurnaliga qayd qilinadi.
7. Agar talaba biror sababga ko`ra bitta yoki ikkita ishni bajara olmasa, qolib ketgan ishni darsdan tashqari vaqtda laboratoriya mudirining nazoratida bajarishi va o`qituvchiga bu hakida hisobotni topshirishi shart. Talabaning o`zboshimchalik bilan ish navbati grafigini buzishi qat`iy ma`n etiladi.
8. Har bir talaba o`quv semestri davomida o`quv ishchi dasturida ko`rsatilgan amaliyot mashg`ulotini bajarishi lozim. SHundan keyin o`qituvchi talabaga yakuniy nazoratga kirishga ruxsat beradi.
9. Laboratoriya mashg`ulotlarida faol va namunali qatnashgan, barcha ishlarning natijalarini ilmiy saviyada olishga muvaffaq bo`lgan ayrim talabalar o`qituvchi tavsiyasiga ko`ra, kafedraning qaroriga binoan predmet kollokviumidan va sinov topshirishdan ozod qilinadi.
10. Laboratoriyadagi asbob-uskunalarga va boshqa o`quv jixozlariga sovuqqonlik bilan qarash natijasida ularni ishdan chiqargan talaba kafedra va dekanat tamonidan moddiy va ma`naviy jazolanadi.
11. Amaliy mashg`ulotlar olib borilayotgan vaqtda guruhdagi boshqa talabalarning ishdan e`tiborini chalg`imasligi, ularning o`lchashlariga halaqit bermasligi zarur.

Talabalarga ayrim maslahat va ko`rsatmalar

Inson salomatligida ozodalik qanchalik muhim bo`lsa, laboratoriya ishidagi muvaffaqiyat uchun ham qo`llanayotgan asbob va jihozlarning, qurilmalarning toza hamda tartibli tutilishi shunchalik zarurdir. Shuning uchun ularni doimo extiyot qiling va ozoda tuting. Ishni bajarib bo`lgach, ish stolingizni tartibga keltirib qo`ying.

Har bir laboratoriya ishini bajarish tajriba o`tkazuvchdan katta qunt talab qiladi. Agar ish natijasini to`g`ri aniqlay olmasangiz ularni soxta yo`l bilan to`g`irlamang. Yaxshisi rahbaringizga murojat qiling, balki siz biror narsani hisobga olmayotgan yoki asbobni yaxshi sozlamayotgan bo`lishingiz mumkin.

Ehtiyotkorlik – havfsizlik garovidir. Turli xil moslamalar, elektr toki bilan muomala qilishda, optik sistemalarni va asboblarni o`rganishda diqqatli va e`tiborli bo`ling.

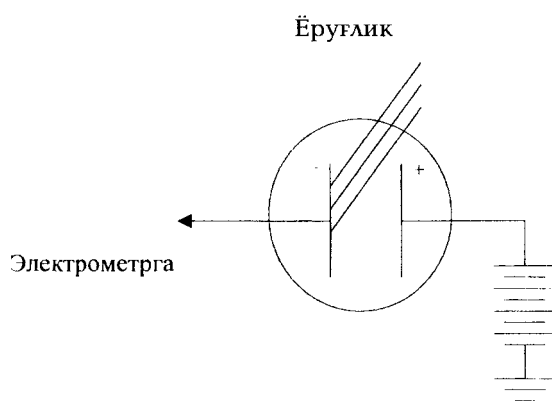
Ishning muvaffaqiyatli sizga ahamiyatsizdek tuyulgan mayda sabablarga bog`liq bo`lishi mumkin. SHuningdek, tajriba davomida kutilmagan biror effekt ro`y berib qolishi mumkin. Ularni sezib olish sizdan o`ta sinchkovlik va sezgirlikni talab qiladi. Shuning uchun ish bajarish jarayonida kuzatuvchan bo`ling.

O`z vaqtini to`g`ri va unumli taqsimlash eksperimentatorning eng muhim vazifasi bo`lmog`i kerak.

1- LABORATORIYA ISHI

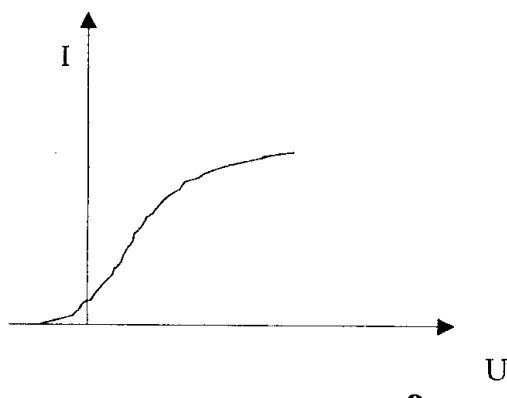
Mavzu: Fotoeffekt qonunlarini o'rganish.

Yorug'lik nuri ta'sirida jismlardan elektronlarning urib chiqarilishi hodisasiga fotoelektrik effekt yoki qisqa fotoeffekt hodisasi deb ataladi. Bu hodisani 1887 yilda G.Gerts gazlarda razryad hodisasini o'rganish paytida kuzatgan. Fotoeffekt hodisasini o'rganishda qo'llanadigan tajriba qurilmasining printsipal chizmasi 1-rasmda ko'rsatilgan.



1-rasm

Katod yorug'lik nuri bilan yoritilganda undan chiqqan fotoelektronlar anod tomon harakatlanib, zanjirda fotoelektrik tokning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Fotoeffekt hodisasini sirti yaxshi tozalangan va vakuumga joylashtirilgan metallarda kuzatish qulaydir. Tushayotgan yorug'lik intensivligi va chastotasi o'zgarmas bo'lganda, katod va anod orasidagi U kuchlanishni oshirib borsak, hosil bo'lgan fototok bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish 2-rasmda ko'rsatilgan egri chiziq bilan xarakterlanadi. Bu bog'lanishga fotoelementning volt-amper xarakteristikasi deyiladi.



2-rasm

Kuchlanish $U=0$ bo'lganda ham fototokning mavjud bo'lishi katoddan chiqayotgan elektronlarning ma'lum tezlikka ega bo'lishi bilan tushuntiriladi. B nuqtadan boshlab U ning yanada ortishi bilan fototok kuchi o'zgarmay qoladi. Fototokning o'zgarmay qolgan qiymatiga to'yinish fototoki deyiladi. Katod va anod orasidagi kuchlanishning $U>U_B$ qiymatlarida yorug'lik urib chiqargan barcha fotoelektronlar anodga yetib kelishi sababli to'yinish fototok kuchi hosil bo'ladi.

Rus olimi A.G.Stoletov fotoeffekt hodisasini o'rganib, quyidagi qonuniyatni kashf etdi: fotoeffekt vaqtida hosil bo'ladigan to'yinish tokining qiymati yutilgan yorug'lik intensivligiga proporsional o'zgaradi.

Lenard va boshqa olimlar o'tkazgan qator tajribalar natijasida fotoelektronlarning kinetik energiyasi tushayotgan yorug'lik nurining intensivligiga bog'liq bo'lmasdan, u faqat yorug'lik chastotasiga bog'liqligi aniqlandi. Shunday qilib, fotoelektronlarning kinetik energiyasi yorug'lik chastotasiga proporsional ravishda o'zgarar ekan. Bu holatni yorug'likning korpuskulyar tabiati asosida, ya'ni yorug'lik fotonlar oqimidan iborat degan nuqtai-nazar asosida tushuntirish mumkin. Tushayotgan yorug'lik fotoni metall yoki atom tarkibida bog'langan elektronga o'z energiyasini butunlay beradi va elektron atom yoki metall dan uzilib, tashqariga ma'lum kinetik energiya bilan uchib chiqadi. Agar fotoeffekt hodisasi metall ichida ko'p uchraydigan erkin elektronlarda yuz berayotgan bo'lsa, elektron kinetik energiyasining bir qismi elektroni metall dan urib chiqarish uchun zarur bo'lgan A-chiqish ishiga sarflanadi. Fotoelektron metall atomlari bilan to'qnashib, bir qism energiyasini yo'qotadi, va uning isishiga sabab bo'ladi. Agar bu yo'qotish sodir bo'lmasa, elektron metall dan maksimal kinetik energiya bilan uchib chiqadi:

$$\frac{1}{2} m_e v_{\max}^2 = h\nu - A \quad (1)$$

Bu yerda A -ko'rilayotgan metall uchun xarakterli bo'lgan chiqish ishi, m_e -elektronning massasi, $h\nu$ -foton energiyasi. Bu formulani birinchi marta Eynshteyn olgan va shuning uchun bu formula Eynshteyn nomi bilan yuritiladi.

Eynshteyn formulasidan tajribada tasdiqlanuvchi quyidagi ikkita hulosalar kelib chiqadi:

1. Fotoelektrik effekt natijasida urib chiqarilgan elektronlarning maksimal kinetik energiyasi yorug'likning chastotasiga chiziqli bog'langan bo'lib, uning intensivligiga bog'liq emas. SHunisi qiziqki, (1) formulani harakterlovchi to'g'ri chizig'ning chastota o'qiga nisbatan og'ish burchagining tangensi Plank doimiysini beradi. Bu usul bilan Plank doimiysini o'lchash mumkin.

2. Fotoeffektning shunday ν_0 kichik chastotali chegarasi mavjudki, undan kichik chastotalarda fotoeffekt kuzatilmaydi.

Haqiqatan ham, (1) formuladagi A ni $h\nu_0$ ga teng deb olsak,

$$\frac{1}{2}m_e g_{\max}^2 = h(\nu - \nu_0) \quad (2)$$

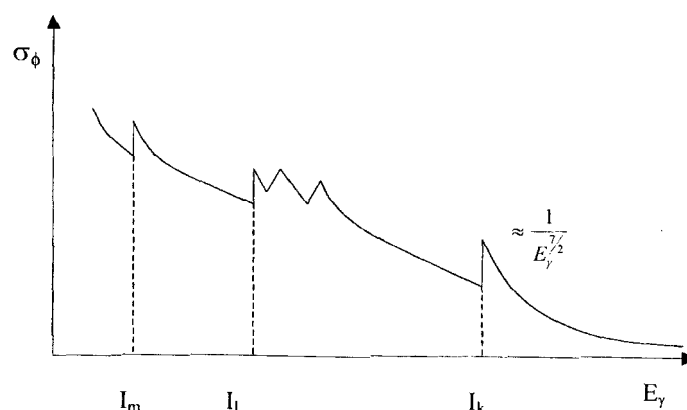
bo'ladi.

$\nu < \nu_0$ da bu tenglamaning o'ng tomoni manfiy bo'ladi. Lekin bunday bo'lishi mumkin emas, chunki fotoelektronning kinetik energiyasi $\frac{1}{2}m_e g_{\max}^2 > 0$ bo'lishi kerak. Demak, $\nu < \nu_0$ da fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi. ν_0 esa fotoeffekt hodisasining past chastotali chegarasiga mos keladi. Shunday qilib, yorug'lik fotonining energiyasi $h\nu_0$ minimal energiyadan katta bo'lgandagina fotoeffekt hodisasi ro'y berar ekan. Bu eneriyaga mos keluvchi yorug'lik to'lqin uzunligining qiymati λ_0 fotoeffektning qizil chegarasi deb ataladi.

Biz yuqorida ko'rib chiqqan metallarda yuz beradigan fotoeffekt hodisasi tashqi fottoeffekt deb ataladi. Bundan tashqari, ichki fotoeffekt deb ataluvchi fotoeffekt hodisasi ham mavjud bo'lib ichki fotoeffekt yarim o'tkazgich va dielektrlarda sodir bo'ladi. Bunda yorug'lik ta'sirida elektronlarning bir qismi valent zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Natijada yarimo'tkazgich yoki dielektrik ichida zaryad tashuvchi elektronlar konsentratsiyasi ortadi va fotoo'tkazuvchanlik hosil bo'ladi, ya'ni yorug'lik ta'sirida elektr o'tkazuvchanligi ortadi.

Fotoeffekt hodisasining yuz berish ehtimolligi elektronning atomdagi bog'lanish energiyasiga qarab o'zgaradi. Elektronning atomdagi bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, fotoeffektning yuz berish ehtimolligini xarakterlovchi

fotoeffektning effektiv kesimi δ_ϕ shuncha katta bo'ladi. Shuning uchun ham atomning turli qobiqlarida joylashgan elektronlarda fotoeffektning yuz berish ehtimolligi har xil bo'ladi. Buning natijasida fotoeffekt effektiv kesimining foton energiyasi (E_γ) ga bog'lanishini ko'rsatuvchi egri chiziqda keskin o'zgarishlar kuzatiladi (3-rasm). Rasmdagi J_k, J_l, J_m lar K, L va M qobiqdagi elektronlarning bog'lanish energiyasi (ionizatsiya potentsiali). $E_\gamma > J_k$ da $\delta_f \sim Z / E_\gamma^{7/2}$ bo'ladi, ya'ni fotoeffekt kesimi muhit atomlarining tartib nomeri $-Z$ ga kuchli bog'liq va foton energiyasining $E_\gamma^{7/2}$ qiymatiga teskari proporsional o'zgaradi. $E_\gamma < J_k$ bo'lganda



3-rasm.

K qobiqdagi elektronlar foton ta'sirida urib chiqarilmaydi va fotoeffekt L, M va boshqa qobiqda joylashgan elektronlarda yuz berishi mumkin. Shu kabi $E_\gamma < J_l$ bo'lganda fotoeffekt jarayonida K va L qobiqlardagi elektronlar qatnashmaydi va h.k. Turli atomlarning har xil qobiqlarida joylashgan elektronlar uchun fotoeffekt kesimining foton energiyasiga bog'lanishini ko'rsatuvchi formulalar kvant-mexanik hisoblashlar asosida keltirib chiqarilgan. Masalan, E_γ kichik bo'lgan hol uchun

$$\delta_\phi^K = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left[\frac{13,61}{E_\gamma} \right]^{7/2} \quad (3)$$

va $E_\gamma \gg m_e c^2$, ya'ni foton energiyasi elektronning tinchlikdagi energiyasiga mos keluvchi $m_e c^2 = 0,511$ MeV energiyadan ancha katta bo'lganda

$$\delta_\phi^K = 1,34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{E_\gamma \approx n\gamma} \quad (4)$$

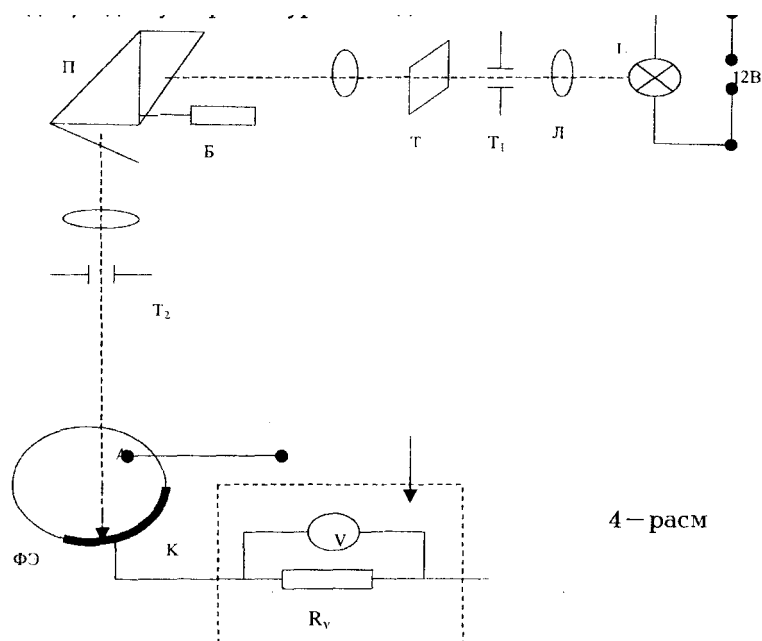
kabi ifodalanadi.

Bu yerda δ_f^k -K qobiqdagi elektronlarda sodir bo'luvchi fotoeffektning effektiv kesimi. E_γ (3) formulada eV larda, (4) formulada esa MeV larda olingan.

Qurilma va uning ishlash printsipti

Bu ishda to'yinish fotokining (yoki kuchlanishining) tushayotgan yorug'lik intensivligiga va to'lqin uzunligiga bog'liq ravishda qanday o'zgarishi o'rganiladi.

Qurilma chizmasi 4-rasmda berilgan. Uning asosiy qismlarini UM-2 monoxramator, STSV-4 fotoelement,



L-cho'g'lanma lampa va V lampali voltmetr tashkil etadi. L-cho'g'lanma lampadan chiqayotgan yorug'lik Λ linzadan o'tib, monoxramatorning T_1 kirish tirqishiga tushadi. Monoxramator ichida joylashgan T to'siq yordamida yorug'lik nurining P prizmalar sistemasiga boradigan yulini to'sish va ochish mumkin. P prizmalar holati B barabanli vint yordamida o'zgartiriladi. Prizmalar holati barabanda joylashgan va graduslarga bo'lingan shkala yordamida aniqlanishi mumkin. P prizmadan o'tib spektrga ajralgan monoxramatik yorug'lik nuri monoxramatorning T_2 tirqishidan chiqib, havosi so'rib olingan shisha balon ichiga joylashgan - fotoelementning K fotokatodiga tushadi. Fotoelement anodi A shisha balon markaziga joylashgan.

Fotoelementda hosil bo'lgan to'yinish fototokining kuchi lampali voltmetr yordamida o'lchanadi.

Lampali voltmetrning ishlash printsipti quyidagichadir. Lampali voltmetrdagi qo'sh triodlarning to'rlariga tashqi kuchlanish berilmaganda ularning anodlaridagi potentsial bir xil bo'lib, anodlari orasiga tok o'tmaydi. Agar triodlarning biror to'riga tashqi kuchlanish berilsa, anod tokining kuchi o'zgarishi tufayli, tegishli anod kuchlanishi ham o'zgaradi va milliampermetr orqali to'rga berilgan kuchlanishga proporsional bo'lgan tok oqa boshlaydi.

Triod to'riga ulangan qarshilik orqali fototokning o'tishi to'fayli to'rga berilgan kuchlanish o'zgaradi. Triod to'riga ulagan qarshilik juda katta bo'lgani uchun (10^7 om), kichik fototok ham to'r kuchlanishining katta o'zgarishiga sabab bo'ladi. Bu esa triod anodlari orasidagi tokning ortishiga sabab bo'ladi.

Shunday qilib, lampali voltmetr fotoelement anodida hosil bo'lgan sust tokni kuchaytirib, uni o'lchash imkonini yaratadi.

Ishning bajarilish tartibi

1. Ikkinchi vazifada to'yinish fototokining yorug'lik intensivligiga bog'lanishi o'rganiladi. Buning uchun T_1 tirqish maksimal ochiladi va barabanli vintni burab, fototok maksimal qiymatiga mos keluvchi holati topiladi. So'ng T_1 tirqish oralig'i ma'lum qadam bilan kamaytirilib, unga mos keluchi fototok yozib olinadi. Fotoelementga tushayotgan yorug'lik nurinig intensivligi T_1 tirqish kengligiga (d) ga to'g'ri proporsional bo'lgani uchun, T_1 tirqish kengligi bilan fototok orasidagi bog'lanishni aniqlash kifoya. O'lchashlarda tirqish oralig'ini 0,2 mm qadam bilan o'zgartirib borish ma'qul.

2. Fotoeffektning qizil chegarasiga mos keluvchi λ_0 ni aniqlab, unga mos keluvchi fotoelektronlarning chiqish ishi quyidagi formula asosida hisoblanadi.

$$\varphi = \frac{hc}{\lambda_0}.$$

Tirqish 2mm

Baraban 3500⁰

Fototok bilan λ orasidagi bog'lanish.

3. Ish bajarilib bo'lingach, qurilmaga berilayotgan tok manbalarini o'chirish esdan chiqmasligi kerak.

Sinov savollari

1. Fotoeffekt hodisasi
2. Ichki va tashqi fotoeffekt
3. Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi
4. Fotoeffektning qizil chegarasi
5. Erkin elektronda fotoeffekt hodisasi yuz bermasligini saqlanish qonunlari yordamida isbotlang.

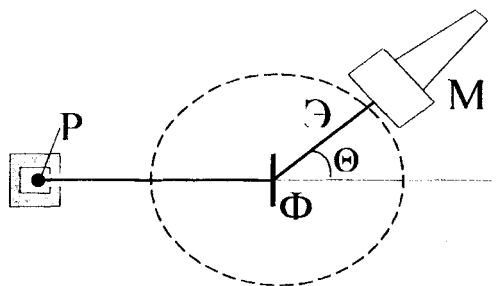
Adabiyotlar:

1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.
2. Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. Ch. I. M.: Nauka. 1986.
3. Landsberg G.S. Optika. M.: Nauka. 1976.
4. Averkiev V. A. i dr. Laboratorno'y praktikum po eksperimentalnom metodam yadernoy fiziki. M. Energoatomizdat, 1986, S. 430.
5. Barishevskiy V.G. Praktikum po yadernoy fizike. Minsk, Izd, BGU, 1983-150 bet.

2 - LABORATORIYA ISHI

Mavzu: Tez elektronlarning moddada sochilishi o'rganish.

Mikrodunyo fizikasi haqidagi eksperimental axborotlarning asosiy qismi zarralar va yadrolar sochilishi jarayonini o'rganishi natijasida olingan. Kinematik xarakteristkalar ya'ni sochilgan zarralar impulsi, sochilish burchagi, to'liq va differentsial kesimlarni tahlil qilish, atom, yadro va zarralar shakli va o'lchamini (aniqrog'i massa, zaryad va magnit momentlar taqsimoti), zarralar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar xususiyatlarni aniqlashga imkon beradi.



1-rasm

Birinchi bunday tekshirishlar Rezerford xodimlari tomonidan, zarralarning modda yupqa qatlamida sochilishni o'rganish jarayonida amalga oshirdi. Rezerfordning klassik tajribasida, nozik (kollimatsiyalangan) α -zarralar dastasining yupqa metall-oltin qog'ozdan (folgadan) o'tishi o'rganilgan (1-rasm). Alfa-zarralar ekranga tushib unda yorug'lik chaqnashi ya'ni stintillyatsiya hosil qiladi. Tajriba shuni ko'rsatdiki, atom markazida o'lchami 10^{-12} sm bo'lgan musbat zaryadlangan og'ir yadro va uning atrofida xarakatlanuvchi elektronlardan iborat ekan. Ushbu elektronlar atom qobig'ini hosil qiladi va atom o'lchamini aniqlaydi.

Alfa -zarralarning chetlanish ularning atom yadrosi bilan kulon o'zaro ta'siri natijasida bo'lib, ularning elektronlar bilan o'zaro ta'sirini, elektronlar massalar kichikligi sababli hisobga olmasa ham bo'ladi. Sochilish jarayoni quyidagi uchta parametrga bog'liq: α -zarralar boshlang'ich kinetik energiyasi $T_\alpha = m_\alpha V^2/2$, nishon zaryadi Z va nishon parametriga B . Nishon parametri bu yadro va α -zarralar birlamchi traektoriyasining ekstrapolyatsiyasi orasidagi masofa bo'lib(2-rasm), u sochilish burchagi bilan quyidagi ifoda orqali bog'langan:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{2Ze^2}{m_\alpha V^2 B} \quad (1)$$

(1) formula yordamida α -zarralarning yakka yadroda sochilish differentsial kesimini ifodalovchi ifodani olish mumkin:

$$\frac{d\tau}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{m_\alpha V^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2)$$

(2) formula bitta α -zarralarning, birlik yuzaga mos keladigan yakka yadronishonda, birlamchi α -zarralarning nisbatan θ -burchak ostida, $d\Omega = d\varphi \sin\theta \, d\theta$ -fazoviy burchak oralig'ida sochilish ehtimolligini aniqlaydi. Birlamchi dastadagi α -zarralar oqimi N_0 bilan belgilaymiz. U xolda θ burchak ostida sochilgan α -zarralar nisbiy ulishi quyidagiga teng bo'ladi.:

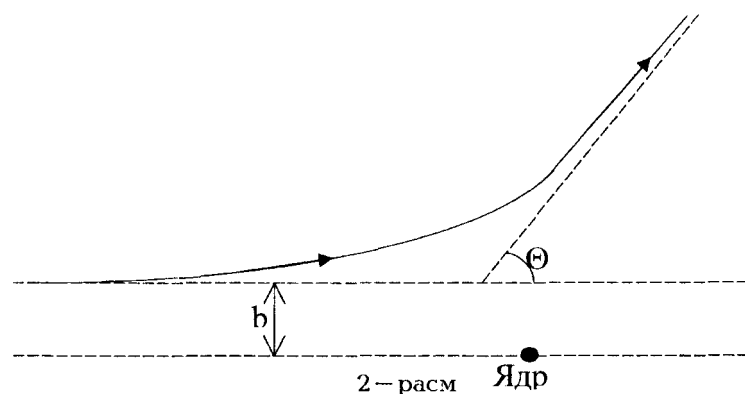
$$\frac{dN}{N_0} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_\alpha V^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (3)$$

bu yerda n - nishon atomlar konsentratsiyasi (α -zarralar birligidagi atomlar soni) d -folga qalinligi.

Agar schetchik kirish oynasi yuzasining o'lchami S_c va nishongacha bo'lgan R masofa bilan aniqlanuvchi fazoviy burchakning kichik cheklangan $\Delta\Omega$ qismini tanlab olsak, u xolda quyidagi kattalik:

$$\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2} = N_\infty nd \left(\frac{Ze^2}{m_\alpha V^2} \right)^2 \Delta\Omega$$

$S/R^2 = \Delta\Omega = \frac{S_c}{R^2}$ nisbatlar qiymati doimiy bo'lganda, sochilish burchagi θ yo'nalishi bog'liq emas. Bu yerda S - schetchikning kirish oynasi qarab turgan radiusi R bo'lgan sfera yuzasining bir qismi Bu nazariyada oldindan aytilgan ushbu hulosani, Rezerford α -zarralar sochilishi tajribasida yaxshi tasdiqlandi.



2-расм Ядр

Ushbu laboratoriya ishida α -zarralar sochilish emas, balki tez elektronlarning sochilish o'rganiladi. Elektronlar massalar kichikligi sababli ularning modda bilan o'zaro ta'sir jarayoni, α -zarralar bilan o'zaro ta'sirida keskin farq qiladi. Tez elektronlar dastasi intensivligi kamayishi ularning yutilish va sochilishi tufayli yuz beradi. O'z navbatida elektronlar yutilishi, ionizatsion va radiatsion yo'qotishlar hisobiga bo'ladi. Energiyasi $E=1$ MeV bo'lgan elektronlarning modda yupqa (15 mkm alyuminiy folga va manba bilan detektorning kirish oynasi orasidagi 4sm masofa) qatlamida yutilishni hisobga olmasa bo'ladi.

Birlamchi dastadagi elektronlar sonining kamayishiga sabab bo'ladigan boshqa bir jarayon bu sochilish hisoblanadi ya'ni atom yadrolarida elastik sochilish va orbital elektronlardagi noelastik sochilish. Elektronlarning yadrolardagi sochilish differentsial kesimining burchak taqsimoti (2) ifodadan farq qiladi va Mott formulasi orqali beriladi:

$$\frac{d\tau}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E_c\beta^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\pi Z\beta}{137} \cos^2 \frac{\theta}{2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^2 \quad (5)$$

bu yerda

$E_e=Mc^2\gamma$ - elektron to'liq energiyasi,

$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ -zarra Lorents faktori,

$\beta = \frac{v}{c}$, c-yorug'lik tezligi, v=elektron tezligi

Z-nishon yadroning zaryadi,

θ -elektronlar sochilish burchagi.

Tezliklarning kichik qiymalarida ya'ni $V \ll c$ bo'lganda (5) formula Rezerford (2) formulasiga o'tadi. To'liqin fazoviy burchak bo'yicha integrallangandan keyin, elektronlarning yadroda sochilishining integral effektiv kesimi olinadi. Agar sochilish burchaklar $Q < 30^\circ$ bo'lsa, Motti formulasining burchak qismi (kvadrat qavsning ichi) 1 ga yaqinlashadi ya'ni Rezerford formulasidagi $1/\sin^4 \frac{Q}{2}$ dan uncha farq qilmaydi.

SHuni ta'kidlab o'tish zarurki, (5) formuladan ma'lum bir burchakka sochilish ehtimolligini faqat bir marta sochilishni hisoblash uchun foydalanish mumkin. Buning uchun zaruri sharni $V_{nd} < 1$. Nishon qalinligi oshishi bilan qayta sochilish yuz beradi va bundan keyingi nishon moddasi qalinligining oshishi diffuziya sochilishiga olib keladi. Energiyasi $E = 1$ MeV bo'lgan elektronlar uchun, diffuzion sochilishga yuz beradigan qalinligi $x = 300 \frac{e^2}{cM}$ ni tashkil etadi. Bu normal qalinlik deyiladi. Shuni aniqlab o'tish kerakki, atom va yadro fizikasida zarra yugurish uzunligi, modda qalinliklari massaviy kattalik «X» orqali ifodalanadi, ya'ni $x = l\rho$, (g/cm^2 larda) ρ -modda zichligi l-qatlam chiziqli o'lchami. Fizikaviy ma'no bo'yicha massaviy qalindlik birlik yuzaga to'g'ri keladigan va qalinligi l bo'lgan ustun modda massasi. Masalan normal sharoitdagi 1 sm μ avo qalinlik, $x = 1,3 g^2/cm^2$ massaviy qalinlikka teng bo'ladi. qalinligi 15 mkm bo'lgan alyuminiy (xuddi shunday folga ushbu ishda nishon sifatida foydalaniladi) $x = 4 g^2/cm^2$ massaviy qalinlikka ega bo'ladi. Bu qiymat normal qalinlikdan ancha kichik shuning uchun bir marta sochilish sharti bajariladi.

Tajriba geometriyasi.

Ushbu laboratoriya ishida, o'lchash geometriyasi Rezerford tajribasidagiga o'xshashdir. Tez elektronlar manbai sifatida ^{207}Bi radioaktiv moddasidan foydalaniladi. Bu radioaktiv izotop konversion elektronlar chiqaradigan bo'lib, spektri yaqin joylashgan ikki chiziqdan iborat. Mazkur laboratoriya ishida elektronlar dastasini monoxromatik deb hisoblash mumkin.

Kollimator chiqish tirqishi diametri 5 mm bo'lib, manba bilan kollimator orasidagi 70 mm masofada, elektronlar dastasining nuqtaviy manba uchun o'qdan kengayish $\pm 4^\circ$ ga teng. Bevosita detektor kirish oynasi oldida diametri 8 mm bo'lgan

ikkinchi bir kollimator joylashgan. Chiqish va kirish kollimatori orasidagi masofa 40 mm. Bu geometriyaga mos keluvchi fazoviy burchakni quyidagi formula bo'yicha aniqlash mumkin:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta} \sin \theta d\theta = 2\pi(1 - \cos\theta) = 2\pi\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{l^2}}}\right)$$

Ishning bajarilish tartibi.

Laboratoriya ishida zarralarni qayd qilish uchun, qalinligi 5 mg/sm² oshmagan slyuda oynali MST-17 turdagi Geyger Myuller schetchiki ishlatiladi. Schetchikni ta'minoti stabillashgan kuchlanish bilan VSN-7 yuqori kuchlanishli to'g'irlagichdan amalga oshiriladi. Shuni ham eslatib o'tish kerakki schetchikka plata rejimiga mos keluvchi oldindan tanlangan ishchi kuchlanish qiymati beriladi. Schetchikka ushbu kuchlanish qiymatidan katta kuchlanish berish qatiyan man qilinadi.

Schetchikda muayyan shaklga kelgan elektr signal PSO2-5 sanash asbobiga kelib tushadi. Ushbu asbobni impuls hisoblash

Rejimiga sozlab qo'yiladi. O'lchashlar quyidagi tartibda bajariladi:

1. Ta'minot bloki va hisobga olish asbobini elektr manbaiga ulanadi.

2. Radioaktiv nurlanish manbai qo'ymasdan 5 minut davomida tabiiy radioaktiv fon o'lchanadi. Radioaktiv fon bu kosmik nurlar va atrof muhitning tabiiy radioaktiv nurlanishlari natijasida vujudga keladi. Keyingi hamma o'lchash natijalaridan fon hisoblash tezligini ayirish zarur.

3. Tez elektronlar manbaini kollimator uzaqlasiga joylashtiriladi va qayd qilish yo'nalishi va birlamchi dasta orasidagi burchaklar uchun sanash tezligi o'lchanadi. Burchaklar o'lchash qadami 10⁰, o'lchash vaqti esa 5 min.

4. Kollimator teshikini sochuvchi nishon(10 mkm qalindlikdagi alyuminiy folga) bilan to'siladi va 3 qisimdagi o'lchashlar bajariladi.

5. Ish yakunida yana bir bor fon o'lchanadi.

Natijani qayta ishlash

Yadro parchalanish jarayonlari ehtimollik xususiyatiga ega bo'lganligi uchun o'lchanayotgan kattalikning o'zi qayd qilingan zarralar soni-statistik fluktuatsiya yuz

beradi, shu bilan birga bu xatolik manbai bartaraf qilib bo'lmaydigan hisoblanadi. Yadro jarayonlarining statistik xarakteri va olingan natijalarni qayta ishlash 2-bobda to'liq keltirilgan uchun biz bunga batafsil to'xtalmaymiz. Faqat shuni esaltib o'tamizki, o'rtacha kvadratik xatolikning absolyut kattaligi qo'yidagiga teng:

$$B = \sqrt{N}.$$

Sinov savollari

1. Alfa-zarralar.
2. Nishon parametri.
3. Sochilish kesimi.
4. Rezerford tajribasi va formulasi.
5. Alfa-zarralar va elektronlarning modda bilan ta'sirlashuv jarayonlari.
6. Elektronlarning yadroda va qobiq elektronlarida sochilishi.

Adabiyotlar:

1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.
2. Sivuxin D.V. Obshchiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. Ch. I. M.: Nauka.1986.
3. Antonova I.A. Boyarkina A.N. Goncharova N.G. i dr. Praktikum po yadernoy fizike M.MGU 1968.

3- LABORATORIYA ISHI

Mavzu: Frank-Gerts tajribasi.

Ma'lumki, Rezerford tajribasi asosida atom tuzilishining planetar modeli ilgari surildi. Bunga ko'ra, atomlar musbat zaryadlangan yadrodan va yadro atrofida ma'lum orbitalar bo'yicha aylanuvchi elektronlardan iborat. Shu bilan birga, Rezerford tajribasi «atom musbat zaryadlangan qobiq va qobiq ichida suzib yuruvchi elektronlardan iborat» degan farazga asoslangan Tomson modelini inkor etdi. Planetar modelga asosan, atomlarning nur chiqarishi elektronning yuqori orbitadan quyi orbitaga o'tishi natijasida sodir bo'ladi. Lekin elektronni yuqori orbitadan quyi orbitaga o'tkazuvchi tashqi sabab shunday bo'lishi mumkinki, natijada elektron o'zining barcha energiyasin to'la yo'qotishi natijasida yadroga «qulab» tushishi va natijada atom «yo'qolishi» mumkin. Lekin atomlar stabil bo'lib uzoq yashaydilar. Shu sababli, yuzaga kelgan atom tuzilishidagi bunday cheklanishni tushuntirish uchun N.Bor o'zining ikkita postulatini ilgari surdi.

1. Atomlar ma'lum statsionar holatlarda mavjud bo'lib, ular bu holatlarda nurlanmaydilar va nur yutmaydilar. Bu holatlarda atomlar diskret E_1, E_2, \dots, E_n energiyalarga ega bo'ladi va turg'unligi bilan xarakterlanadi.

2. Bir statsionar holatdan ikkinchi statsionar holatga o'tishda atomlar aniq chastotali nurlanishni chiqaradi yoki yutadi. Bu nurlanish monoxramatik bo'lib, uning chastotasi shart orqali topiladi.

$$h\nu = E_m - E_n$$

Bor postulatlarini va ular asosida vodorod atomi uchun Bor nazariyasining yaratilishi atom fizikasi tarixida katta ahamiyatga ega bo'ldi va bu xususiyatlar SHredinger tenglamasiga asoslangan atomning kvant nazariyasida ham o'z tasdig'ini topdi. Frank va Gerts N. Bor ilgari surgan postulatlarini tajriba yo'li bilan tasdiqlashdi. Ular o'tkazgan tajribaning g'oyasi quyidagidan iborat:

Siyrak gaz tarkibidagi atomlar elektr maydonida tezlatilgan elektronlar bilan bombardimon qilinadi. Odatda gaz atomlari normal sharoitda asosiy energetik holat Y_{e_1} da bo'ladi. Shu sababli, dastlab elektronlar atomlar bilan elastik ravishda to'qnashadilar. Bu holda elektron va atom impulslari qayta taqsimlanmaydi va atom

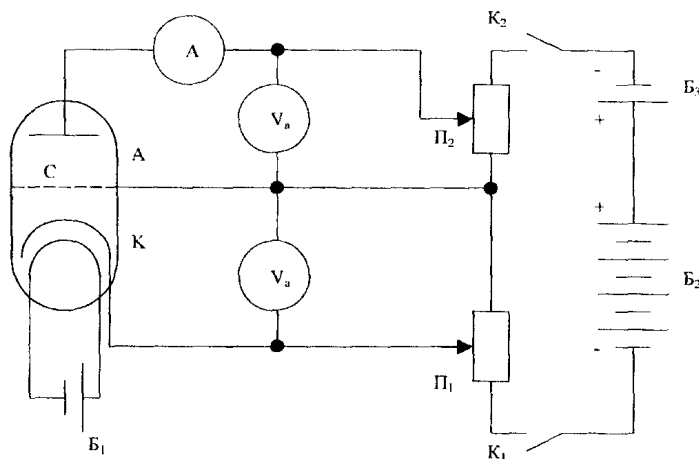
asosiy holatda qoladi. Agar elektron energiyasi oshishi natijasida atomni uyg'otish energiyasiga tenglashsa yoki undan oshsa, ular o'rtasida noelastik to'qnashish sodir bo'ladi. Ya'ni $T_e \geq \Delta E = E_2 - E_1$ bo'lganda, noelastik to'qnashish sodir bo'lib, gaz atomi birinchi «uyg'ongan» holatga o'tadi, bu yerda T_e -elektronning kinetik energiyasi. Bu birinchi uyg'ongan holatga «rezonans» sath deyiladi. «Rezonans» sathni qo'zg'atish (hosil qilish) uchun elektronga ta'sir qildirilgan elektr maydoni potentsialiga rezonans potentsiali deyiladi:

$$eU = \frac{m_e v^2}{2} = T_e$$

Shunga o'xshash E_1 holat bilan E_3, E_4, \dots, E_n statsionar holatlar orasida ham o'tishlar sodir bo'lishi mumkin. Frank-Gerts tajribasi, Bor postulatlarida ko'rsatib o'tilganidek, atomlardagi ana shunday statsionar energetik holatlar mavjudligini isbotlashga qaratilgan.

Kurilma sxemasi va ishlash printsipti.

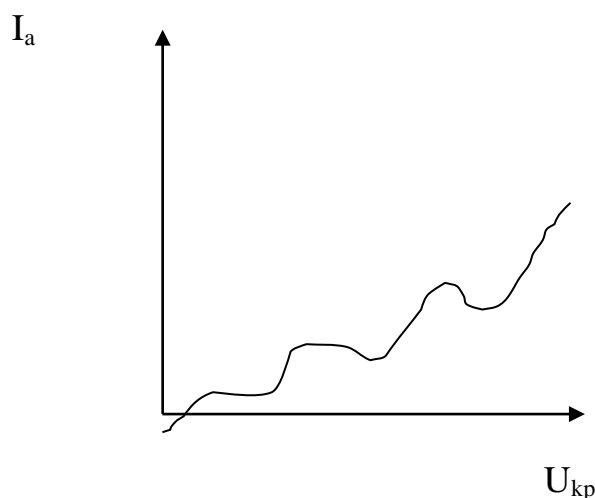
Frank va Gerts tajribasida rezonans potentsialni aniqlash uchun uch elektrodli elektron lampadan foydalaniladi. Lampa balloni siyrak (1mm simob ustuni atrofida) gaz bilan to'ldiriladi. qurilma chizmasi 1 –rasmda ko'rsatilgan.



1-рaсm

B_1 - tok manbai yordamida qizdirilgan K katoddan chiqayotgan termoemissiya elektronlari B_2 manba yaratgan katod va to'r orasidagi U_{KS} elektr maydonida tezlanadi va to'r orqali o'tib, A anodga tushadi. Elektronlar hosil qilgan anod toki - J_a A ampermetr yordamida o'lchanadi. Noelastik to'qnashishlarning hosil bo'lganini

aniqlash uchun S tur bilan A anod orasiga elektronlarning to'rdan anodga qarab harakatlanishiga to'sqinlik qiluvchi tormozlovchi – U_T potentsial beriladi. Bu maydon B_3 manba yordamida hosil qilinadi. Bu manba P_2 potentsiometr orqali to'r bilan anodga ulanadi. Tajribada uch elektrodli lampaning voltamper xarakteristikasi o'rganiladi. Tormozlovchi U_T maydonning biror o'zgarmas qiymatida tezlatuvchi U_{KS} potentsialni oshirib borib, hosil bulgan J_a anod tokining qiymati yozib olinadi. Ideal tajriba sharoitida 1.2-rasmda ko'rsatilgan egri chiziqqa o'xshash bog'lanish egri chizig'i hosil bo'lishi kerak.



2-rasm

Egri chiziqning birinchi maksimumiga mos keluvchi U_{KR} rezonans potentsialni ko'rsatadi. Maksimumlarning hosil bo'lishi gaz atomlarining qo'zg'alishi tufayli yuz beradi. Haqiqatan U_{KS} ning ortishi bilan U_{KR} dan boshlab S turga yaqin yerda elektronlar atomlar bilan noelastik to'qnashib, ularni uygotadi. Energiyasi kamaygan elektronlar U_T maydon ta'sirida endi anodga yetib kela olmaydi va to'rda tutilib qoladi. Natijada anod toki kamayadi va egri chiziqda birinchi maksimum hosil bo'ladi. Tezlatuvchi potentsialni yanada orttirsak, elektronlar endi to'rdan uzoqroq joylashgan gaz qatlamlaridagi atomlarni ko'zg'ata boshlaydi va sekinlashgan elektronlar to'rga yetib kelguncha yana tezlanib, gaz atomlarini ikkinchi marta qo'zg'atishga qodir bo'lib qolishi mumkin. Natijada ikkinchi maksimum ham kuzatiladi. Frank va Gerts simob atomlari bilan o'tkazgan tajribalarida 5 taga qadar maksimumlar hosil bo'lgan. SHunday qilib, Frank va Gerts tajribasi Bor pastulatlari to'g'ri ekanini tasdiqlaydi.

Ishning bajarilish tartibi.

1. Qurilma manbaga ulanadi. Buning uchun B_1 , B_2 va B_3 manbalarni o'z ichiga oluvchi universal manba asbobini (UIP) tok manbaiga ulash kerak.
2. P_1 potentsiometr yordamida to'r va anod orasiga kichik U_T kuchlanish beriladi.
3. U_T ning 0,5 voltga teng qiymatlarida P_2 yordamida U_{KC} o'zgartirib boriladi va U_{KC} ning turli qiymatlarda A ampermetr ko'rsatgan J_a anod tokining qiymati yozib olinadi.
4. $J_a=f(U_{KC})$ bog'lanish grafigi U_T qiymatlari uchun chiziladi.
5. Turli egri chiziqlardan rezonans potentsial qiymati va uning o'rtacha qiymati, xatoligi aniqlanadi.

4Sinov savollari

1. Bor postulatlari
2. Frank-Gerts tajribasining asosiy g'oyasi
3. Uyg'onish potentsiali
4. Atomning uyg'ongan holati
5. «Rezanans» sath
6. $J_a=f(U_{KC})$ bog'lanish grafigi.

Adabiyotlar:

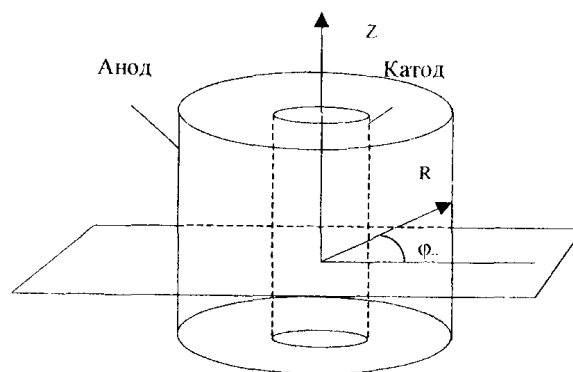
1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.
2. Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. Ch. I. M.: Nauka.1986.
3. Antonova I.A. Boyarkina A.N. Goncharova N.G. i dr. Praktikum po yadernoy fizike M.MGU 1968.

4- LABORATORIYA ISHI

Mavzu: Magnetron usuli bilan elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.

Elektron zaryadining massasiga nisbati (e/m) elektronning solishtirma zaryadi deb ataladi. Elektronning solishtirma zaryadini o'lchash usullarining deyarli barchasi elektronning elektr va magnit maydonlaridagi harakatini o'rganishga asoslangan. Magnetron-yuqori chastotali elektromagnit tebranishlar yuzaga keltiruvchi qurilma bo'lib, unda hosil bo'luvchi elektr va magnit maydonlari konfiguratsiyasidan e/m ni aniqlashda foydalaniladi. Shu sababli ham solishtirma zaryadni aniqlashning bu usuli magnetron usuli deyiladi.

Tajriba qurilmasining asosiy qismi anodi tsilindrik shaklda, katodi esa o'sha tsilindr o'qida joylashgan ikki elektrodlı lampa-dioddan iborat «3.1.-rasm». Bu diod solenoid ichida joylashadi. Solenoid tok manbaiga ulanganda unda hosil bo'lgan magnit maydon induktsiyasi diodning katodi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Solenoid manbaga ulanmagan holda esa qizdirilgan katoddan chiqayotgan elektronlar katod bilan anod orasida hosil qilinuvchi elektr maydon ta'sirida harakatga kelib, zanjirda tok hosil qiladi. V_{kr} ni katod kuchlanishiga bog'lanishni olish kerak.



1-rasm

Elektronlarga elektr maydonda ta'sir etuvchi kuchlarni qarab chiqaylik. Katod va anod hosil qilgan tsilindrik kondensatorda hosil bo'lgan elektr maydon kuchlanganligining faqat radial tashkil etuvchisi E_r ning gradientigina noldan farqli bo'lib, u quyidagicha ifodalanadi:

$$E_r = -\frac{U_a}{\ln \frac{r_a}{r_k}} \frac{1}{r} \quad (1)$$

Bu yerda U_a -anod va katod orasida hosil qilingan kuchlanish, r_a -anod radiusi, r_k -katod radiusi va r -katod o'qi bilan kuchlanishi qaralayotgan nuqta orasidagi masofa. Bunday elektr maydonda elektronga radius yunalishi bo'ylab yunalgan kuch ta'sir etadi va u quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$F_{r \text{ \textit{эл}}} = eE \quad (2)$$

Qutb koordinatalar sistemasida elektr maydonining E_z - va E_φ - tashkil etuvchilari nolga tengligi sababli:

$$F_{z \text{ \textit{эл}}} = F_{\varphi \text{ \textit{эл}}} = 0$$

Endi elektronga magnit maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchlarni qarab chiqamiz. Magnit maydoni ta'sir kuchining z o'qidagi proektsiyasi nolga teng, chunki magnit maydoni induktsiyasi \vec{B} shu z o'qi

$$F_{z \text{ \textit{маг}}} = 0$$

Magnit maydoni ta'sir kuchining qolgan ikkita tashkil etuvchilari Lorents formulasi bilan aniqlanadi:

$$F_{\varphi \text{ \textit{маг}}} = -e \mathcal{G}_r B, \quad (3)$$

$$F_{r \text{ \textit{маг}}} = -e \mathcal{G}_\varphi B.$$

Bu tenglamalardagi \mathcal{G}_r - va \mathcal{G}_φ - tezliklar quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$\mathcal{G}_r = \frac{dr}{dt} \quad (4)$$

$$\mathcal{G}_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt} \quad (5)$$

Elektronning (r, φ) tekislikdagi harakatini quyidagi momentlar tenglamasi bilan ifodalash mumkin:

$$\frac{d}{dt}[J, \varphi] = M_z \quad (6)$$

Bu yerda $J = mr^2$ -elektronning z o'qqa nisbatan inertsiya momenti. Ikkinchi tomondan esa

$$M_z = rF_\varphi.$$

Agar (3) ni e'tiborga olsak,

$$M_z = -er\mathcal{G}_r B \quad (7)$$

(6)ga (4) va (7) ni qo'ysak,

$$\frac{d}{dt}[mr^2\dot{\varphi}] = -eBr\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{2}eB\frac{d(r^2)}{dt} \quad (8)$$

hosil bo'ladi. Bu tenglamani integrallab va elektron zaryadining manfiy ekanini e'tiborga olib, quyidagi tenglamani hosil qilish mumkin:

$$r^2\dot{\varphi} + A = \frac{|e|Br^2}{2m}. \quad (9)$$

Bu formuladagi A-doimiy bo'lib, masalaning boshlang'ich shartlaridan keltirib chiqariladi. Elektron harakatining boshlang'ich vaqt momentida r juda kichik bo'lganidan, (9) tenglamadagi A dan boshqa hadlar kichik bo'ladi, SHu sababli, A ham kichik va $A=0$ deb olsak, katta xatolikka yo'l qo'yilmagan bo'ladi. SHuning uchun (9) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\dot{\varphi} = \frac{|e|B}{2m} \quad (10)$$

Elektron radius bo'ylab U_a potentsial maydonda harakat qilganda bajarilgan ish quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$W = eU_a \quad (11)$$

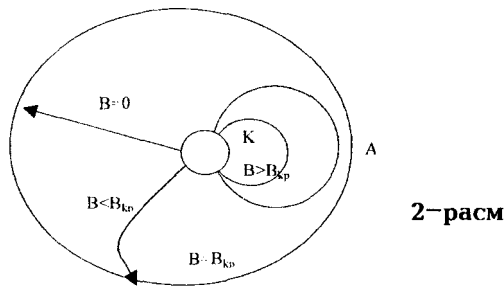
Magnit maydon bo'lmaganida elektronning kinetik energiyasi (11) ifodadagi ishga teng bo'ladi:

$$eU_a = \frac{1}{2}m\mathcal{G}^2 = \frac{1}{2}m(\mathcal{G}_r^2 + \mathcal{G}_\varphi^2) \quad (12)$$

Agar (4), (5) va (10) tenglamalardan foydalansak, (12)ni quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$eU_a = \frac{m}{2} \left[\dot{r} + \left(\frac{reB}{2m} \right)^2 \right] \quad (13)$$

Bu tenglama elektronning radial harakatini to'la ifodalaydi. Endi katoddan uchib chiqayotgan elektronning anod potentsiali (U_a) ta'sirida harakatini ko'ramiz. Magnit maydoni bo'lmaganda ($\vec{B} = 0$) elektronlar katoddan anodga radius yo'nalishida to'g'ri chiziq bo'ylab harakat qiladi



Magnit maydoni ta'sirida esa elektronlar egri traektoriyalar bo'ylab harakatlanadi. Magnit maydoni induktsiyasining biror kritik qiymatida (V_{kr}) elektronlar anodga yaqinlashib boruvchi traektoriya bo'ylab harakatlanadi. $B < B_{kp}$ magnit maydonida elektronlar anodga egri chiziqli traektoriya bo'ylab tushadilar. Va nihoyat $B > B_{kp}$ da elektrolar anodga tushmay, katod atrofida aylanuvchi egri chiziqli traektoriyalar bo'ylab harakatlanadilar. Bu esa anod tokining kamayishiga sabab bo'ladi. $r=r_a$ bo'lganda elektron anodga kelib tushadi va elektronning radial tezligi \dot{r} nolga aylanadi. Bu shartni e'tiborga olib, (13) dan V_{kr} ning qiymatini topsak,

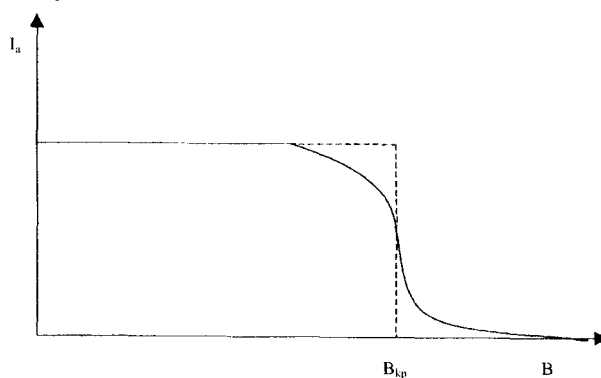
$$U_a = \frac{eB_{kp}^2 r_a^2}{8m} \quad (14)$$

bo'ladi. Bundan

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{B_{kp}^2 r_a^2} \quad (15) \text{ ga kelimiz.}$$

Shunday qilib, ye/m ni topish uchun tajribada anod kuchlanishining biror qiymatida anod tokining magnit maydon induktsiyasiga bog'lanish grafigidan V_{kr} ni topish kerak. Agar katoddan chiqayotgan elektronlarning tezligi bir xil bo'lsa, $J_a(B)$ bog'lanish 3 -rasmda ko'rsatilgan to'g'ri burchakli punktir chiziq ko'rinishida kelib chiqar edi. Lekin elektronlar qizdirilgan katoddan turli boshlang'ich tezliklar bilan

uchib chiqqanliklaridan $J_a(B)$ bog'lanish egri chizig'i 3-rasmda ko'rsatilgan uzluksiz chiziq shakliga ega bo'ladi.

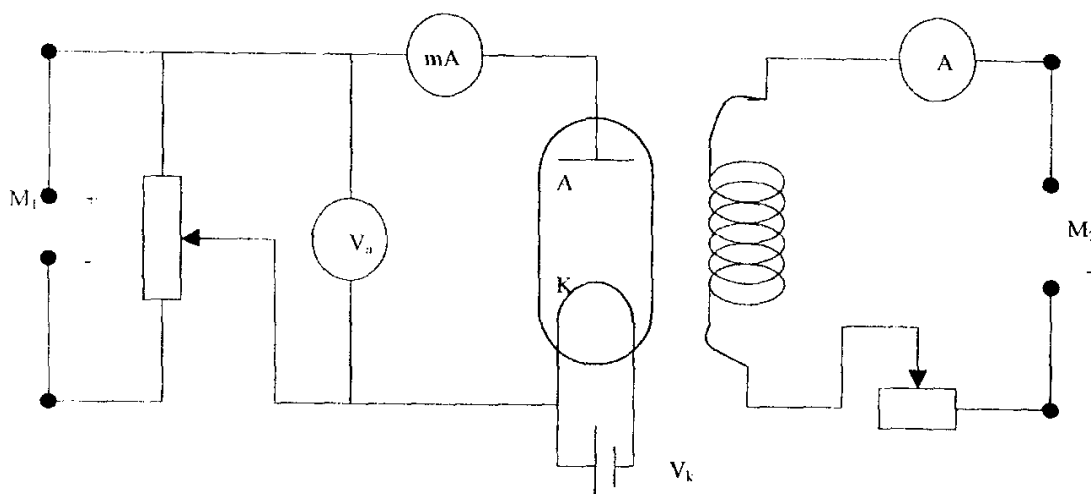


3-rasm

Qurilma chizmasi va ishlash printsipti

Bu ishda e/m ni aniqlash, uchun magnitlanmaydigan tsilindrik anodga ega bo'lgan ikki elektrodli elektron lampadan foydalaniladi. qurilmaning chizmasi 3.4-rasmda ko'rsatilgan. M_1 manba yordamida elektron lampa ulangan zanjirdagi katod va anod orasiga U_a anod kuchlanishi beriladi. M_2 manba esa solenoidli zanjirni tok bilan ta'minlaydi.

Solenoidga berilivchi J_c tok qiymatining ortib borishi bilan anod toki 3.3-rasmda ko'rsatilgan egri chiziqqa o'xshash egri chiziq bo'ylab o'zgaradi. Solenoid tokining biror $J_{s\ kr}$ qiymatida anod toki keskin kamaya boshlaydi. Bu nuqtada $J_a(J_c)$ egri chizig'i eng katta og'ish burchagiga ega bo'ldi. U_a ning biror



4-rasm

o'zgarmas qiymatida olingan $J_a(J_c)$ egri chizig'idan $J_{s\ kr}$ topiladi, so'ng

$$B_{kp} = \mu\mu_0 nJ_c \quad (16)$$

formulaga ko'ra V_{kr} aniqlanadi va (15) formuladan esa e/m topiladi.

(16) formuladagi n -solenoiddagi o'ramlar soni.

Ishning bajarilish tartibi

1. Qurilmani tok bilan ta'minlovchi UIP-1 tok manbaiga ulanadi.
2. Solenoidni tok bilan ta'minlovchi blok manbaiga ulanadi.
3. Tok manbaiga ulangan elektr asboblari 2-3 minut qizdirilgach elektron lampa katodiga qizdiruvchi nakal kuchlanishi ulanadi.
4. Elektron lampaga anod kuchlanishi beriladi.
5. Solenoid zanjiriga tok manbai ulanadi va qurilma 5-10 minut qizdiriladi.
6. Anod kuchlanishining biror U_{a1} qiymatida solenoid tokini o'zgartirib, unga mos keluvchi anod tokining qiymati mA milliampermetr yordamida o'lchab, yozib olinadi. Tajriba U_a ning yana uch xil qiymatida takrorlanib, olingan natijalar quyidagi jadvalga yoziladi.

U_{a1}		U_{a2}		U_{a3}		U_{a4}	
J_c	J_a	J_c	J_a	J_c	J_a	J_c	J_a

7. Har bir U_a uchun $J_a(J_c)$ egri chiziq va har bir egri chiziq uchun $J_{c\ kr}$ qiymati aniqlanadi. $J_{s\ kr}$ ning har bir qiymati uchun (16) va (15) formulalar asosida e/m qiymatlari, uning o'rtacha qiymati va o'rtacha xatolik aniqlanadi.

Sinov savollari

1. Solishtirma zaryad
2. Elektronning elektr va magnit maydonlaridagi harakat tenglamasi
3. Magnetronning ishlash prinsipi
4. $J_a=f(B)$ bog'lanishni tushuntiring
5. Kritik tokni tushuntiring

6. e/m ni aniqlash usullari

Adabiyotlar:

1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.

2. Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. Ch. I. M.: Nauka.1986.

3. Teshaboev Q.T. Yadro va elementar zarralar fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1992.

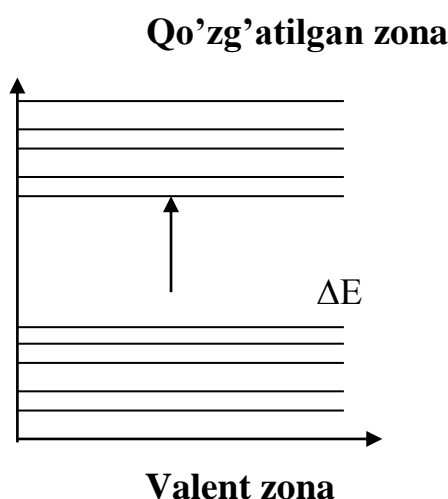
4. Bekjonov R., Axmadhujaev B. Atom fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1979.

5- LABORATORIYA ISHI

Mavzu: Elektronning chiqish ishini aniqlash.

Qattiq jism holatidagi materiallarda atomlar orasidagi masofa juda kichik bo'lganli uchun ular bir-birlari bilan o'zaro kuchli ta'sirlashadilar. Natijada, atomlar tashqi-valentli elektronlarini yo'qotib, ionlarga aylanadi va bu ionlar metall kristal panjarasini hosil qiladi. Valent elektronlar esa butun kristal panjaraga tegishli bo'lib qoladi va panjara ichida erkin harakatlanadi. Atomda valent elektronlar ruxsat etilgan diskret energetik sathlarga ega bo'ladi. Kristalda esa bu energetik sathlar birlashib va o'zaro ta'sir natijasida kengayib ruxsat etilgan energetik zonalarni hosil qiladi. Energetik zonalar esa bir-birlaridan taqiqlangan zonalar bilan ajralgan bo'lishlari mumkin (yarim o'tkazgichlar va dielektriklarda). Taqiqlangan energetik zonalar sohasidagi energiyalarga elektronlar ega bo'lmaydi (kristalda nuqsonlar va aralashmalar bo'lsagina shunday holat yuz berishi mumkin). Energetik va taqiqlangan zonalar kengligi har xil moddalarda har xil bo'lib, ular qattiq jismning turli xususiyatini, masalan, elektrik va fotoelektrik xususiyatini belgilaydi.

1-rasmda kristallardagi energetik zonalarning eng sodda chizmasi ko'rsatilgan. Rasmda ΔE kenglikdagi taqiqlangan zona, valent zona va qo'zg'atilgan energetik holatlar zonasi ko'rsatilgan.



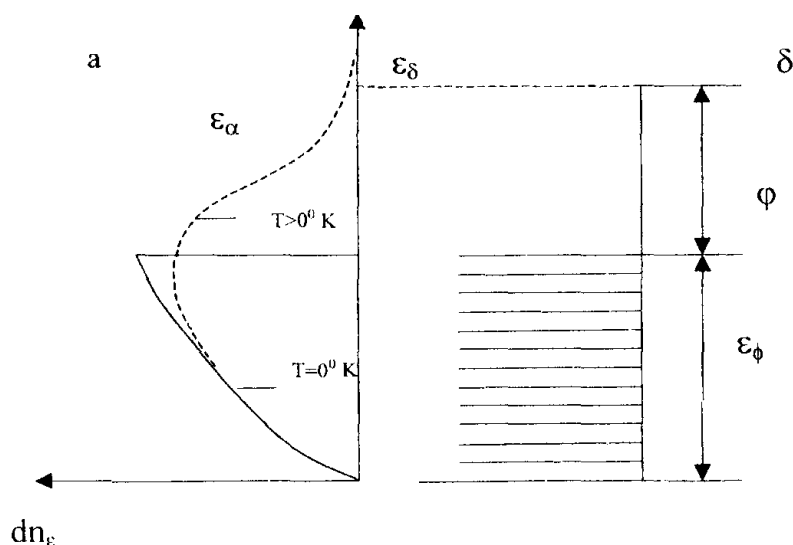
1-rasm

Qo'zg'atilgan zona yana o'tkazuvchanlik zonasi deb ham ataladi. Valent zonadagi elektronlar tashqi elektr maydon ta'sirida tok hosil qilmaydi. Valent

elektron tashqi kuch ta'sirida qo'zg'atilgan zonaga o'tib qolsa, u tashqi elektr maydon ta'sirida tok hosil qilishi mumkin.

Metall qizdirilganda panjara tugunlarida joylangan ionlarning issiqlik tebranishi kuchayadi va ular bilan to'qnashib harakat qilayotgan erkin elektronlarning ham kinetik energiyasi ortadi. Natijada erkin elektronlarning energetik taqsimoti o'zgaradi.

2-rasmda $T=0^0\text{ K}$ da elektronlarning energiya bo'ylab taqsimlanishi uzluksiz egri chiziq bilan ko'rsatilgan. Bu taqsimot Fermi-Dirak statistikasi yordamida olingan.



2-rasm.

Punktir chiziq bilan esa $T>0^0\text{ K}$ dagi elektronlarning energiyaviy taqsimoti ko'rsatilib, bu taqsimot quyidagi formula bilan ifodalangan:

$$dn_{\epsilon} = C \frac{\epsilon^{1/2} d\epsilon}{\exp\left[\frac{\epsilon - \epsilon_{\phi}}{\kappa T}\right] + 1} \quad (1)$$

Bu yerda dn_{ϵ} -energiyasi ϵ va $\epsilon + d\epsilon$ oraliqda bo'lgan birlik hajmli metalldagi erkin elektronlar soni, T -metall harorati, κ -Bol'tsman doimiysi, S - doimiy.

Elektron metalldan tashqariga chiqishi uchun «elektronning metalldan chiqish ishi» deb nom olgan ish bajarilishi kerak. ΔE -taqiqlangan zonaning kengligi 3 eV dan kichik bo'lgan jismlar yarim o'tkazgich va 3 eV dan katta bo'lsa esa dielektrik hisoblanadi va ularni bunday ajratish shartlidir. O'tkazgichlarda esa valent zona

elektronlar bilan butunlay to'lmagan bo'ladi yoki valent va qo'zg'atilgan zonalar qo'shilib ketgan bo'lishi mumkin.

Metall bo'ylab erkin harakat qilayotgan elektronlar undan tashqariga chiqib keta olmaydi. Metall erkin elektronlar uchun potentsial o'ra vazifasini bajaradi (2-rasm) Potentsial o'ra chuqurligi ε_a ga teng. $T=0^0$ K da elektronlar potentsial o'ra ichida energetik sathlarni Pauli printsipiga ko'ra ketma-ket to'ldiradi. Potentsial o'ra ichidagi elektronlarning $T=0^0$ K dagi maksimal energiyasi ε_f -Fermi energiyasi deb ataladi.

Metall ichidagi elektronlar har xil energiyaga ega. Lekin Fermi energiyasiga yaqin energiyaga ega bo'lgan elektronning metalldan chiqishi osonroq. SHuning uchun ham energiyasi Fermi energiyasiga teng bo'lgan elektronning metalldan chiqishi uchun zarur bo'lgan energiya elektronning chiqish ishiga teng deb olinadi. 2-rasmda elektronning chiqish ishi φ bilan ko'rsatilgan va $\varphi=\varepsilon_a-\varepsilon_f$ ga teng. Har xil metallar uchun φ turli qiymatga ega bo'lib, umuman metallar uchun elektronning chiqish ishi bir necha eV intervalda yotadi. Metall qizdirilganda esa elektronlarning energetik taqsimoti o'zgaradi va ularning metalldan chiqishi ishi kamayib, metalldan chiqishi osonlashadi. (2-rasm)

Qurilma chizmasi va ishlash printsipi

Elektronlarning chiqish ishini turli usullar bilan o'lchash mumkin. Biz bu yerda ikki elektrodli elektron lampada hosil bo'luvchi termoelektronlar to'yinish tokini o'lchash yo'li bilan elektronning chiqish ishini o'lchaymiz. Termoelektronlar to'yinish toki Richardson formulasi bilan ifodalanadi:

$$J = AT^2 \exp\left[-\frac{\varphi}{kT}\right] \quad (2)$$

Bu yerda A-doimiy, T-harorat. (2) formuladan ko'rinib turibdiki, termoelektronlar to'yinish toki haroratga kuchli bog'liqdir. Katod temperaturasining T_1 va T_2 qiymatlariga mos keluvchi termoelektronlarning J_1 va J_2 to'yinish toklari qiymatlarini diodning voltamper xarakteristikasini o'lchash yo'li bilan aniqlab, katod materialidan elektronning chiqish ishini topish mumkin. Haqiqatan ham,

$$J_1 = AT_1^2 \exp\left[-\frac{\varphi}{kT_1}\right],$$

$$J_2 = AT_2^2 \exp\left[-\frac{\varphi}{kT_2}\right]$$

tenglamalardan

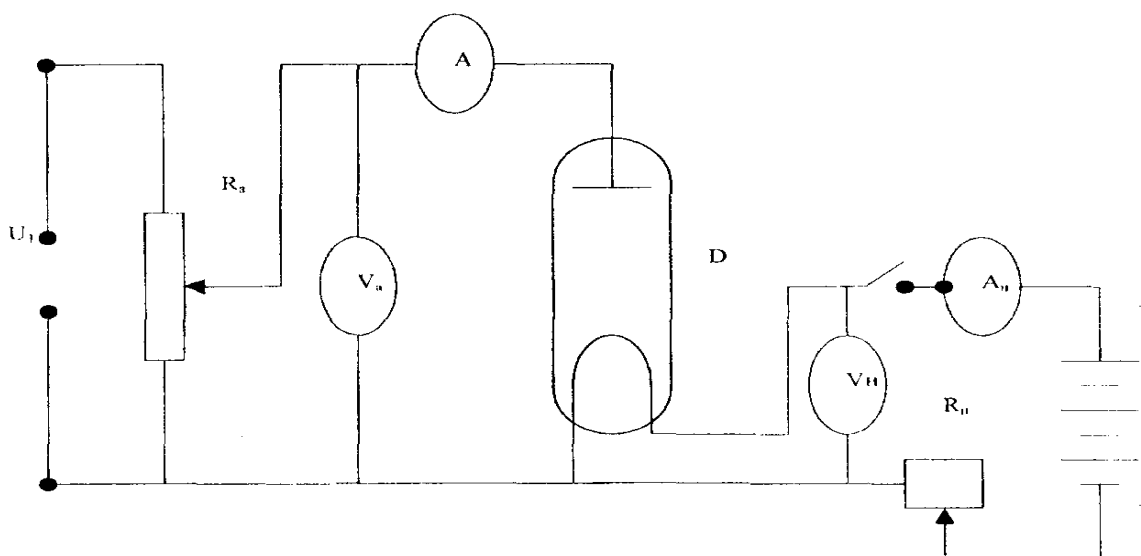
$$\frac{J_1}{J_2} = \left[\frac{T_1}{T_2}\right]^2 \exp\left[-\frac{\varphi}{k} \left[\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}\right]\right] \quad (3)$$

kelib chiqadi. (3) tenglamaning ikkala tomonini $(T_2/T_1)^2$ ga ko'paytirib, so'ng logarifmlasak, chiqish ishi uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\ln\left[\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^2 \frac{v_1}{v_2}\right] = -\frac{\varphi}{k} \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}\right)$$

$$\varphi = -k \frac{T_2 T_1}{T_2 - T_1} \ln\left[-\frac{J_1}{J_2} \left[\frac{T_2}{T_1}\right]^2\right] \quad (4)$$

3-rasmda qurilmaning chizmasi ko'rsatilgan. D-diod katodi U_2 manbadan olinuvchi va R_H potentsiometr yordamida 0 dan 6 V ga qadar o'zgartirilishi mumkin bo'lgan U_N kuchlanish bilan

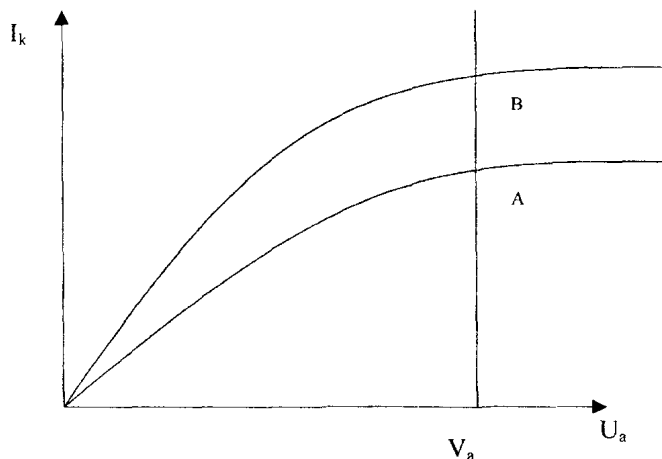


3-rasm

qizdiriladi. Katod tokini A_N ampermetr yordamida o'lchash mumkin. Diodning katodi bilan anodi orasiga berilgan anod kuchlanish esa U_1 manbadan olinib, uni R_a reostat yordamida 0 dan 300 V oralig'ida o'zgartirish mumkin. Anod kuchlanishi va

toki U_a voltmeter va A ampermetr yordamida o'lchanadi. U_1 va U_2 manba sifatida UIP-2 dan foydalaniladi.

Katod kuchlanishining uch yoki to'rt qiymatida anod kuchlanishini o'zgartirib, unga mos keluvchi anod toki o'lchanadi va diodning 4-rasmda ko'rsatilgan voltamper xarakteristikalarini olinadi. Rasmda ikkita voltamper xarakteristika egri chiziqlari ko'rsatilgan. Voltamper xarakteristikalarining biror



4-rasm.

U_a anod kuchlanishiga mos keluvchi to'yinish toklari qiymati J_1 va J_2 aniqlanadi. (4-rasmdagi A va V nuqtalarga mos keluvchi to'yinish toki).

Anod to'yinish tokiga mos keluvchi katod harorati quyidagi formula asosida aniqlanadi:

$$R_t = R_0(1 + \alpha t) \quad (5)$$

Bu formulada R_0 -diodning ichki qarshiligi, α -qarshilikning harorat koefftsienti. R_0 va α berilgan diod uchun ma'lumdir. U holda

$$t = \frac{R_t - R_0}{\alpha R_0} \quad (6)$$

(6) formuladagi R_t ning qiymati quyidagi formuladan topiladi:

$$R_t = \frac{U_H}{J_H}$$

(J_n -A ampermetr yordamida o'lchanadi, U_n esa voltmeter yordamida o'lchanadi).

(4) formuladagi Kelvinlarda o'lchanuvchi katod haroratining qiymati (6) dan

aniqlangan va tselsiyalarda kelib chiquvchi haroratning qiymati asosida hisoblanishini nazarda tutish kerak, albatta. Shunday qilib, J_1 va J_2 hamda T_1 va T_2 larni bilgan holda (4) formula yordamida elektronning chiqish ishi hisoblanadi.

Ishning bajarilish tartibi

1. Qurilmaning sxemasi va ishlash printsipli bilan tanishib chiqilgach, ruchkasi UIP-2 ning oldingi panelida joylashgan R_n va R_a potentsiometrlar yordamida U_1 va U_2 kuchlanish manbalarining qiymati "nol" holatga qo'yiladi. Diodning "nakal" va "anod" tumblerlari "vkl" holatda bo'lishi kerak.

2. UIP-2 tok manbaiga ulanadi. Buning uchun UIP-2 ning "set" tumblerini tegishli holatga qo'yish kerak.

3. "Nakal" va "anod" tumberlar ulanadi va U_n kuchlanishning 4,8V 5V; 5,2V va 5,4V qiymatlarida diodning volt-amper xarakteristikasi olinadi. Anod kuchlanishining qiymatini 200V dan oshirmaslik ma'qul. Volt-amper xarakteristikasining egri chizig'i aniq chiqishi uchun anod kuchlanishini uncha katta bo'lmagan qadamlarda o'zgartirib borish kerak. Tajriba natijalari quyidagi jadval ko'rinishida yozib olinadi.

$U_{H_1} = 4 \cdot 8B$		$U_{H_2} = 5 \cdot 0B$		$U_{H_3} = 5 \cdot 2B$		$U_{H_4} = 5 \cdot 4B$	
$J_{H_1} = 3,8$		$J_{H_2} = 4,0$		$J_{H_3} = 4,2$		$J_{H_4} = 4,4$	
U_{a1}	J_{a1}	U_{a1}	J_{a1}	U_{a1}	J_{a1}	U_{a1}	J_{a1}

4. O'lchash natijalari asosida to'rtta voltamper xarakteristika olinadi. Har bir voltamper xarakteristikaga mos keluvchi J_1, J_2, J_3 va J_4 hamda tegishli T_1, T_2, T_3, T_4 kattaliklar aniqlangach, to'yinish toki va haroratlarning ikkitadan olingan turli kombinatsiyalari uchun φ ning oltita qiymati aniqlanadi hamda o'rtacha kvadratik xatolik topiladi.

Sinov savollari

1. Elektron emissiya turlari
2. Termoelektron emissiya
3. Elektronning chiqish ishi
4. $J_a = f(U_a)$ bog'lanishni tushuntiring
5. Ishchi formula
6. To'yinish toki va uning temperatura bog'lanishi
7. Chiqish ishini aniqlashning boshqa usullari
8. Katod turlari

Adabiyotlar:

1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.
2. Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. Ch. I. M.: Nauka.1986.
3. Teshaboev Q.T. Yadro va elementar zarralar fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1992.
4. Bekjonov R., Axmadhujaev B. Atom fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1979.

6- LABORATORIYA ISHI

Mavzu: Gamma kvantlarni moddalarda yutilishini o'rganish.

Ushbu laboratoriya ishining bajarilishidan maqsad γ -kvantlar dastasini moddalardan o'tishi jarayonida shu modda atomi elektronlari va yadrosi bilan ta'sirlashishi tufayli yutilishini o'rganishdir. Gamma kvantlar energiyasi bir necha kiloelektrovoltdan bir necha million elektrovoltgacha bo'lgan juda qisqa to'lqin uzunligi elektromagnit to'lqinlardir. Bunday elektromagnit to'lqinlar dastasini olishini asosan ikkita usuli mavjud bo'lib, ulardan birinchisi tezlatgichlarda (betatron yoki mikrotron) tezlatgan yuqori energiyali elektron dastasini Volfram nishioni bilan ta'sirlashib tormozlanishidan hosil qilinadi. Bu tormozlangan elektromagnit nurlarni dastasidagi γ -kvantlar energiyasi bir necha KeV dan o'nlab MeV gacha bo'lgan uzluksiz spektrga ega bo'ladi. Bunday γ -kvantlar dastasi asosan fotoyadro reaksiyalarini o'rganishda va boshqa texnik hamda halq ho'jaligi uchun zarur bo'lgan muommalarni yechishda foydalaniladi.

O'quv laboratoriyalarida foydalaniladigan γ -kvantlar dastasi esa ikkinchi usul, ya'ni radioaktiv yadrolardan foydalanish yo'li bilan olinadi. Bunday γ -kvantlar dastasining manbalarini jadalligi va energiyalari kichik bo'lganligi sababli ularning o'quv laboratoriyasi xodimlari, tlalalar va o'quvchilar sog'liqlariga ziyoni bo'lmaydi. Ma'lumki tabiatdagi $Z > 83$ bo'lgan ximiyaviy elementlarni barcha izotoplari radioaktiv bo'lib, ular o'z-o'zidan yemirilish xususiyatiga egadir. Yemirilish natijasida boshqa elementlar hosil bo'ladi va bu jarayonda yuqori energiyali zarrachalar hamda γ -kvantlar nurlanadi. Ko'p hollarda radioaktiv yadrolar α, β - nurlarni chiqarib boshqa yadrolarning uyg'ongan holatini hosil qiladi va bu uyg'ongan holat energiyasi o'sha yadrodagi nuklonlarni bog'lanish energiyasidan kam bo'lganda yadro pastki energetik holatiga yoki asosiy holatiga γ -nur chiqarish yo'li bilan o'tadi. Yadroning asosiy holati deganda biz uning eng kichik energiyali holatini tushunamiz, boshqa holatlar esa uni uyg'ongan holati bo'ladi. Asosiy holatdagi yadrolar tashqi ta'sir, ya'ni yadro reaksiyalari natijasida energiya

yutish yo'li bilan ham uyg'ongan holatga o'tadi. Agarda asosiy holat energiyasini E_0 desak, u holda yadroning uyg'onish energiyasi

$$\Delta E = E_p - E_0 \quad (1)$$

bo'ladi. Yadro har bir holatda ma'lum spin (J) va juftlik (π) ga ega bo'ladi. Odatda yadroning holatlari J^π ko'rinishda belgilanadi, bunda juftlik (π) musbat yoki manfiy bo'ladi.

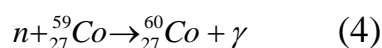
Ko'pgina yadrolarning uyg'ongan holatda bo'lish vaqti 10^{-10} sekunddan bir necha yillargacha bo'lishi mumkin. Yadrolarning uyg'ongan holda bunday uzoq yashashi ularni γ -nurlanishlari tanlanish qoidasi asosida bo'lishini ko'rsatadi. Masalan energiyasi $E_\gamma = h\nu$ bo'lgan γ -kvant yadro spinini J_i va juftligi π_i bo'lgan boshlang'ich (i) holatdan spinini J_f va juftligi π_f -bo'lgan (f)holatga o'tganda nurlanib chiqsin. Bunda elektromagnit maydon nurlanishini muayyan λ mul'tipollik bilan xarakterlasak, mazkur mul'tipollikka ega bo'lgan γ -kvant tomonidan olib ketiladigan harakat miqdori momenti $\hbar\lambda$ ga teng bo'ladi va λ bo'yicha tanlanish qoidasi quyidagichadir:

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f| \quad (2)$$

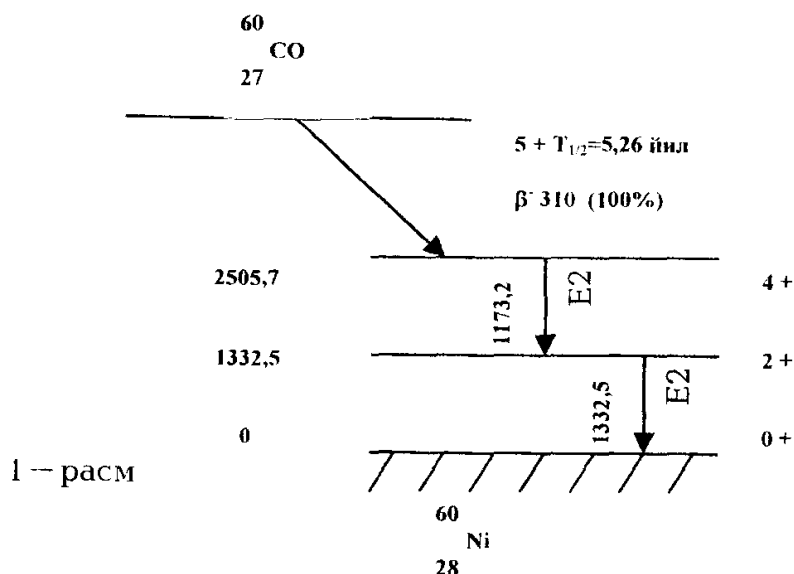
Nurlanishning turli juftlik (π) bo'yicha tanlash qoidalaridan aniqlanadi. Juftlik o'zgarmasa ($\Delta\pi = \pi_i - \pi_f = +1$) M1, E2 va x.k. (magnit dipol, elektr kvadrupol va x.k.) juftlik o'zgarsa ($\Delta\pi = -1$) E1, M2 va x.k. (elektr dipol, magnit kvadrupol va x.k.) nurlanish yuz beradi, qisqacha quyidagicha belgilanadi:

$$\Delta\pi = \begin{cases} (-1)^\lambda & \text{nurlanishning } E\lambda - \text{xiliuchun} \\ (-1)^{\lambda-1} & \text{nurlanishning } M\lambda - \text{xiliuchun} \end{cases} \quad (3)$$

Ushbu laboratoriya ishida γ -nurlar dastasini manbai sifatida ${}^{60}_{27}\text{So}$ radioaktiv izotopidan foydalaniladi. Bu izotop yadro reaktorida kobaltning turg'un izotopi ${}^{59}_{27}\text{So}$ -ni neytronlar bilan nurlantirish yordamida olinadi. Bunda ushbu yadro reaksiyasi sodir bo'ladi:



Hosil bo'lgan izotop $^{60}_{27}\text{So}$ $T_{1/2}=5,3$ yil yarim yemirilish davriga ega bo'lgan β -radioaktiv izotop bo'lib u quyidagi yemirilish chizmasiga ega.



Chizmadan ko'rinib turibdiki $^{60}_{27}\text{So}$ izotopi β -emirilish natijasida $^{60}_{28}\text{Ni}$ izotopini ikkinchi uyg'ongan holati ($J^\pi=4^+$) ga o'tadi. $J^\pi=5^+$ va $J^\pi=0^+$, $J^\pi=5^+$ va $J^\pi=2^+$ holatlarning spinlar farqi katta bo'lganligi uchun (birinchisida $\Delta J=5-0=5$ ikkinchisida $\Delta J=5-2=3$) ular o'rtasidagi β -o'tish ehtimolligi nolga yaqin.

Nikelning $^{60}_{28}\text{Ni}$ -izotpi o'zining ikkinchi uyg'ongan holati ($J^\pi=4^+$) dan asosiy holati ($J^\pi=0^+$) ga to'g'ridan-to'g'ri o'tib nurlanadigan γ -kvantlarning multipolligi ($\lambda=4$) katta bo'lganligi sababli taqiqlandi. Shuning uchun avval 4^+ dan 2^+ holatga 1,170 MeV energiyali keyin 2^+ dan 0^+ holatga 1,330 MeV energiyali ketma-ket γ -kvantlar chiqarish yo'li bilan asosiy holatiga o'tadi. Ikkala holda ham γ -kvantlarning multipolligi $\lambda=2$ ga teng va shuning uchun bu o'tishlar E2-xarakteridagi elektr kvadrupol o'tishdir.

Yadrodan chiqayotgan γ -kvantlarni energiyasini gamma spektrometrlar yordamida katta aniqlikda o'lchash mumkin.

Biz ushbu ishda turli muhitdan o'tayotgan γ -kvantlarni chiziqli yutilish koeffitsentini aniqlaymiz. Muhitdan o'tayotgan γ -kvantlar dastasi quyidagi eksponentsial qonun bilan kamayadi:

$$N(x) = N_0 \exp(-\mu x) \quad (5)$$

bu yerda N_0 , $N(x)$ - γ kvantlar dastasining boshlang'ich va x qalinlikdan o'tgan qiymatlari. μ - γ kvantlarning muhitda yutilish koeffitsiyenti gamma kvantlarni muhitda yutilish bir nechta jarayon asosida bo'lganligi sababi, har bir jarayonga mos keluvchi μ_i -yutilish koeffitsiyenti mavjuddir, to'la yutilish koeffitsiyenti esa $\mu = \sum_i \mu_i$.

Yutilish asosan uchta jarayon, ya'ni fotoeffekt, kompton sochilish va elektron-pozitron juftlarini hosil bo'lishi hisobiga bo'ladi.

Fotoeffekt va elektron-pozitron juftlarni hosil bo'lishida tushayotgan foton dastadan yo'qoladi. Kompton sochilishda esa energiyasi o'zgargan holda tushayotgan fotonlar dastasidan chetga sochiladi.

Shunday qilib γ -yutilishning to'la koeffitsiyenti

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_K + \mu_{e^+e^-}$$

Bu jarayonlarning kechishi tushayotgan γ -kvantlarni energiyasiga va γ -kvantlar utayotgan muhitning Z -tartib soniga bog'liq.

Fotoeffekt hodisasi asosan kichik energiyali fotonlarda, elektron-pozitron juftlarini hosil bo'lishi yuqori ($E_{\gamma} > 2m_e c^2$) energiyali fotonlarda sodir bo'ladi.

Gamma kvantlarni yutilish koeffitsiyenti tajribada o'lchanib (5) formula yordamida aniqlanadi. Yutilish koeffitsiyenti bilgan holda γ -kvant energiyasini topish mumkin.

Ishning bajarilish tartibi

Gamma-kvantning energiyasini aniqlash uchun uning qo'rg'oshin va alyuminiyda to'la chiziqli yutilish koeffitsiyenti tajriba yordamida o'lchanadi. Buning uchun gamma-kvantlar intensivligining (sonining) yutgich qalinligiga bog'lanishi aniqlanadi. Ishda quyidagi tajribalar bajariladi.

1. Ishning boshida (N'_{ϕ}) va oxirida (N''_{ϕ}) fon t_{ϕ} -vaqt davomida o'lchanadi va o'rtachasi aniqlanadi. So'ng $n_{\phi} = \bar{N}_{\phi} / t_{\phi}$ hisoblanadi.

2. Manbadan chiqayotgan gamma-kvantlarning soni (N_o) yutgichsiz biror t_0 -vaqt davomida o'lchanadi. Manbadan vaqt birligi ichida chiqayotgan gamma-kvantlar soni $n_o = N_o / t_o$ topiladi.

3. Qo'rg'oshin va alyuminiy uchun yutgich kalinligininig turli qiymatlaridan o'tgan gamma-kvantlar soni $n_x = N_x / t_x$ o'lchanadi. Bu yerda t_x o'lchash vaqti.

4. Qo'rg'oshin va alyuminiy uchun $n(X) = n_x - n_\phi$ ning yutgich qalinligi x ga bog'lanish grafigi yarim logarifmik masshtabda chiziladi va

$$\ln \frac{n(x)}{n_o} = -\mu x$$

tenglamadan kichik kvadratlar usuli yordamida qo'rg'oshin va alyuminiy uchun chiziqli yutilish koeffitsiyentlarning qiymatlari topilgach, 3-rasmdagi grafikdan foydalanib gamma-kvant energiyasi aniqlanadi.

Sinov savollari

1. Elektromagnit nurlar spektri
2. Gamma nurlar va ularning manbalari
3. Gamma nurlarning modda bilan ta'sirlashuvi
4. Fotoeffekt, kompton effekt va elektron-pozitron jufti
5. Yutilish koeffitsentining fizik mazmuni va birligi
6. Yarim yutilish qatlami
7. Yutilish koeffitsentining gamma-kvant energiyasiga bog'lanish grafigi

Adabiyotlar

1. Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. CH. I. M.: Nauka.1986.
2. Teshaboev Q.T. Yadro va elementar zarralar fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1992.
3. Bekjonov R., Axmadhujaev B. Atom fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1979.
4. Kortnev A.V., Rublev Yu.V., Kutsenko A.N. Praktikum po fizike. M, Visshaya shkola, 1965.

7- LABORATORIYA ISHI.

Mavzu: Vodorod atomining optik spektrini o'rganish.

Bu laboratoriya ishini bajarishdan ko'zda tutilgan maqsad vodorod atomining ko'zga ko'rinarli sohada yotuvchi spektr chiziqlarida kuzatiladigan qonuniyatni o'rganishdir.

Vodorod atomi-bitta proton va uning atrofida aylanuvchi bitta elektrondan iborat eng oddiy atom bo'lganligi uchun uning nurlanish spektri ham sodda qonuniyatlar bilan ifodalanadi. 1885 yilda Balmer vodorod atomining ko'zga ko'rinadigan spektr chiziqlari quyidagi qonuniyatga bo'ysinishini ko'rsatdi:

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

bu yerda $\nu^* = \frac{1}{\lambda}$ -tulqin soni, λ -tulqin uzunligi, R-Ridberg doimiysi ($R=109678\text{sm}^{-1}$ bo'lganda tajriba natijalari yaxshi tushuntiriladi). Keyinchalik vodorod atomi nurlanish spektrining boshqa seriyalari ham o'rganildi. Bu nurlanish chiziqlari spektrning ultrabinafsha qismida yotuvchi Layman, infrakizil qismida yotuvchi Pashen, Brekket, Pfund, Xemfri seriyalari deb ataladi:

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n=2,3,4, \dots \quad \text{Layman, 1906}$$

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n=4,5,6, \dots \quad \text{Pashen, 1908}$$

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n=5,6,7, \dots \quad \text{Brekket, 1922}$$

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n=6,7,8, \dots \quad \text{Pfund, 1924}$$

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n=7,8,9, \dots \quad \text{Xemfri, 1953}$$

Har bir seriyaga tegishli birinchi chiziq n ning minimal qiymati bilan aniqlanib, minimal chastotaga ega bo'ladi. n ortishi bilan seriya chiziklari bir-biriga yaqinlashib boradi, spektral chiziq chastotasi esa ortib boradi. $n \rightarrow \infty$ da N_∞ -seriya chegarasi hosil bo'ladi. 1-rasmda vodorod atomining Balmer seriyasi spektr chiziqlari ko'rsatilgan.



Bu laboratoriya ishida foydalaniladigan optik spektrometrdagi Balmer seriyasining birinchi to'rtta chizig'i yaxshi kuzatiladi.

Vodorod atomi spektral seriyalarini umumlashgan Balmer formulasi bilan ifodalash mumkin:

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

$m=1,2,3,\dots$ va $n=m+1,m+2,\dots$ Bu formulada m berilgan seriya uchun o'zgarmas bo'ladi. (2) formuladan Ridberg–Ritts kombinatsiya printsipli kelib chiqadi. Bu printsipga ko'ra, biror seriyaga tegishli ikkita to'liq sonlari ayirmasi boshqa seriyaga tegishli biror spektral chiziq to'liq soniga teng bo'ladi. Umumlashgan Balmer formulasini quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\nu^* = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = T(m) - T(n) \quad (3)$$

Bu yerda $T(m)$ va $T(n)$ –spektr termlari yoki termlar deb ataladi. Borning ikkinchi postulatiga ko'ra

$$h\nu = h\nu^*c = E_m - E_n$$

Ikkinchi tomondan,

$$h\nu = h\nu^*c = hcT(m) - hcT(n) = hcR\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (4)$$

Demak, term ma'lum statsionar holatni, termlar ayirmasi esa ikki statsionar holatlar ayirmasini yoki nurlanish energiyasini ifoda qiladi ekan, chunki:

$$E_m = \frac{hcR}{m^2} \text{ va } E_n = \frac{hcR}{n^2} \quad (5)$$

Agar elektronning spini hisobga olinmasa, uning vodorod atomidagi holati SHredinger tenglamasi bilan ifoda qilinadi. Shredinger tenglamasining yechimi esa elektronning energiya holatlari uchun quyidagi formulani beradi:

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \frac{1}{n^2} \quad (6)$$

Bu formulada m_e –elektroning massasi, e –uning zaryadi, $n = 1, 2, 3, \dots$ bosh kvant soni deb ataladi.

E_n qiymatlari esa atomning statsionar holatlaridagi energiya qiymatini ko'rsatadi. (2.6)dan E_n va E_m holatlar energiya farqlari uchun

$$h\nu^*c = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7)$$

hosil bo'ladi. Bu formulani (2.4) bilan taqqoslasak, Ridberg doimiysi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c} \quad (8)$$

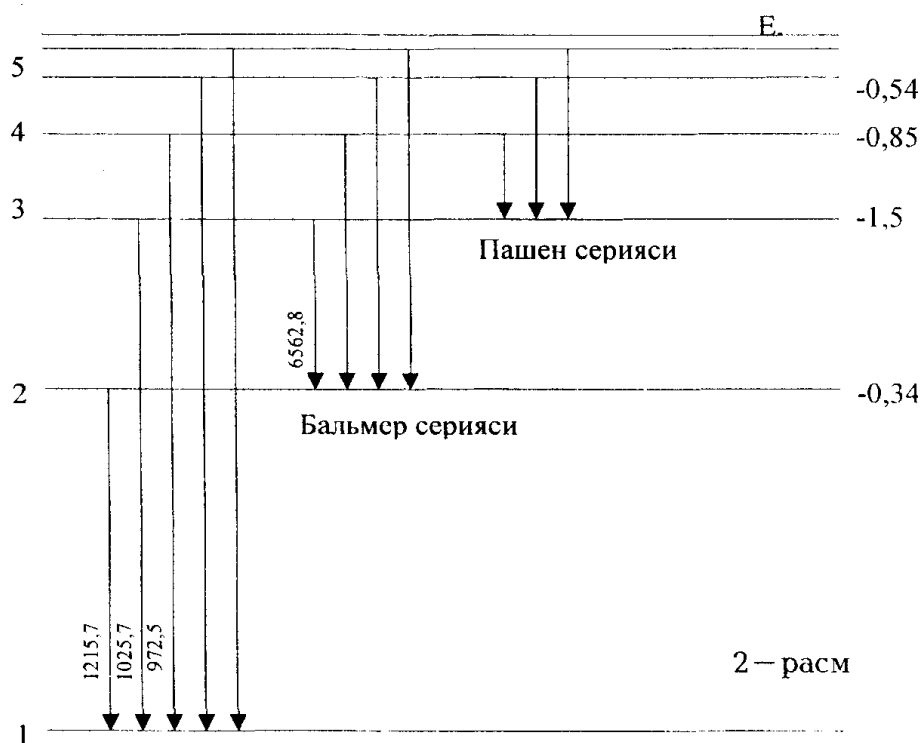
Bu yerda Ridberg doimiysiga ∞ indeksi quyildi. Chunki (2.8) formulani olishda vodorod atomining yadrosi tinch turadi va uning massasi cheksiz katta deb xisoblandi. Aslida esa, vodorod atomining yadrosi chekli massaga ega va u bilan elektron umumiy massa markazi atrofida harakatlanadi. Bu holni e'tiborga olish uchun (2.8) formuladagi elektron massasi m_e ni quyidagi keltirilgan massa bilan almashtirish kerak :

$$\mu = \frac{M_H m_e}{M_H + m_e} \quad (9)$$

bu yerda M_N –vodorod atomi yadrosining massasi. U holda,

$$R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M_H}} \quad (10)$$

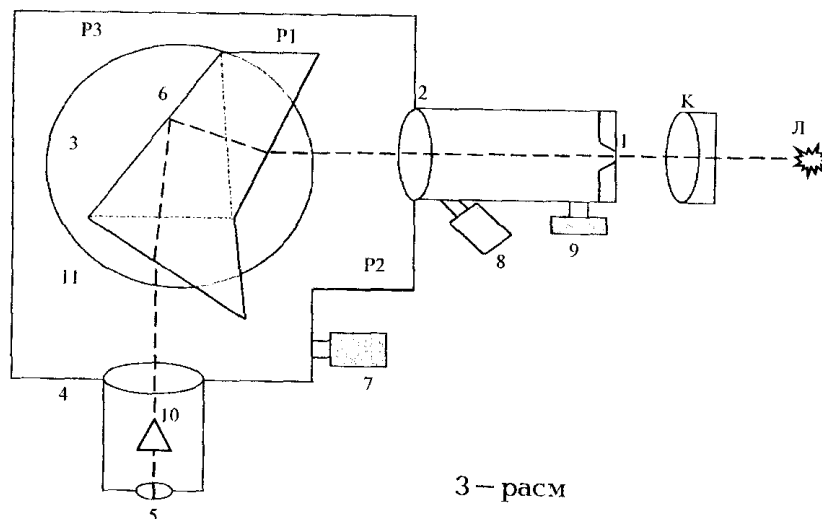
bo'ladi. Vodorod atomi uchun $R=109677,6 \text{ sm}^{-1}$ kelib chiqadi. Bu qiymat Ridberg doimiysining nazariy qiymati $R_\infty = 109737,3 \text{ sm}^{-1}$ dan farq qiladi va uning tajriba qiymatiga esa yaqindir. 2-rasmda vodorod atomining energiya sathlari diagrammasi ko'rsatilgan. Sathlar orasidagi o'tishlar strelkalar bilan ifodalangan.



Berilgan seriya chiziqlari uchun m ning qiymati o'zgarmas bo'lib, n esa $m+1$ dan ∞ ga qadar o'zgaradi. Biz kuzatadigan Balmer seriyasi uchun $m=2$ va yaxshi kuzatiladigan birinchi to'rt spektral chiziqlar uchun $n=3,4,5,6$ qiymatlarni qabul qiladi.

Kurilma chizmasi va ishlash printsipi.

Spektral chiziq to'liqin uzunliklarini o'lchash uchun prizmalı monoxramator–spektrometr UM-2 dan foydalaniladi. Bu asbob spektr chiziqlarini o'rganishda keng ishlatiladi. Uning chizmasi 3-rasmda ko'rsatilgan. 1-tirqish orqali monoxramatorga yorug'lik nuri tushadi.



Tirqishni 9-vint yordamida kerakligicha ochish yoki berkitish mumkin. 8-vint yordamida 2 kallimotor ob'ektiv tirqishiga nisbatan siljirilishi mumkin. Oq yorug'lik nurini spektrlarga ajratuvchi 3-murakkab prizma buriluvchi stolchaga joylashgan. Prizma uchta R_1 , R_2 , R_3 prizmalardan tuzilgan. R_1 va R_2 prizmalar katta dispersiyaga ega bo'lgan materialdan yasalgan va ularning sindirish burchagi 30° . R_3 prizmaning asosiga tushgan nur 90° ga burilib qaytadi. 6-buriluvchi stolcha mikrovint yordamida kerakli burchakka murakkab prizmani burib bera oladi. Ko'rish trubasi 4-ob'ektiv va 5-okulyardan tashkil topgan. 4-ob'ektivning fokal tekisligida 1-tirqish tasvirini olish mumkin va shu fokal tekislikda 10- ko'rsatgich joylashgan. Asbob 11-massiv korpus ichiga joylashgan. L manbadan chiqayotgan yorug'lik nuri K kondensordan o'tib, 1-tirqishga tushadi. Yorug'lik manbai tirqishdan 45 sm uzoqlikda, kondensor esa manbadan taxminan 13 sm oraliqda joylashadi. So'ng kondensor siljirilib, tirqishda manbaning tasviri hosil qilinadi. Asbobdagi yoritgich lampalar va yorug'lik manbalari mahsus elektr energiyasi manbalari bilan ta'minlanadi.

Spektrometr bilan ish boshlashdan oldin asbobni yaxshilab fokuslash kerak. Buning uchun okulyarni surib, 10-ko'rsatgich uchining tasvirini aniq ko'rinadigan qilib fokuslash kerak. 8-mikrovint yordamida spektr chiziqlar tasvirini ham aniq ko'rinadigan qilib olish kerak. Spektral chiziqning to'lkin uzunligini ulchashda spektr chiziqni ko'rsatgich uchiga aniq joylash kerak. Bu holda yul quyiladigan xatolikni kamaytirish uchun tirqish kengligini 0,02-0,03 mm dan katta qilmay o'lchab olib borish shart.

Spektrometr eng avval graduirovkalanishi kerak. Buning uchun simob va neon lampalaridan foydalaniladi. Bu manbada kuzatiluvchi spektr chiziqlar to'lqin uzunligi quyidagi jadval larda keltirilgan. Gradirovka egri chizig'ini katta ko'lamda chizish kerak.

1- jadval

Simob spektri.

Chiziqlar	Nisbiy ravshanligi	$\lambda, \text{Å}$
Sariq	10	5790,6
Sariq	8	5769,6
Yashil	10	5460,7

Havo rang	1	4916,0
Ko'k binafsha	8	4358,3
Binafsha	1	4077,8
Binafsha	2	4046,6

2 - jadval

Neon lampasida kuzatiladigan ba'zi ravshan spektr chiziqlar to'lqin uzunligi

Chiziqlar	Nisbiy ravshanligi	$\lambda, \text{Å}$	Chiziqlar	Nisbiy ravshanligi	$\lambda, \text{Å}$
Qizil	1	6 717,0	Qizil	5	6143,1
	3	6 678,3	To'qsariq	3	6096,2
	5	6 598,9		4	6074,3
	5	6 532,9		2	6030,0
	5	6 506,5	To'qsariq	2	5975,5
				3	5944,8
Ravshan qizil	10	6 402,2		4	5881,9
	10	6 383,0	Sariq	10	5852,5
	5	6 334,4		3	5764,4
	2	6 304,8		10	5400,6
	8	6 266,5		5	5341,1
	3	6 217,3		3	5330,8
	5	6 163,6		2	5031,3
			Ko'k-yashil	5	4827,3

Ishning bajarilish tartibi

1. Simob va neon lampalaridan foydalanib, spektrometрни graduirovkalang.
2. Vodorod spektr chiziqlarining (N_{α} N_{β} N_{γ} va N_{δ}) to'lqin uzunligini o'lchang va Bal'mer formulasining to'g'ri bajarilishini tekshiring.

3. Vodorod uchun olingan har bir spektr chiziq to'liq uzunligi uchun Ridberg doimiysini aniqlang va o'rtachasini uning jadvalda berilgan qiymati bilan taqqoslang.

Sinov savollari

1. Vodorod atomi
2. Bor postulatlar
3. Atomning diskret energetik sathlari
4. Vodorod atomining spektri va spektral seriyalar
5. Vodorod atomining Bor nazariyasi
6. Kvant sonlari va ularning fizik mazmuni
7. Bor magnetoni
8. 1-Bor orbitasining fizik mazmuni

Adabiyotlar:

1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.
2. Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Atomnaya i yadernaya fizika. CH. I. M.: Nauka.1986.
3. Landsberg G.S. Optika. M.: Nauka. 1976.

8 - LABORATORIYA ISHI.

Mavzu: Stefan –Boltsman doimiysini aniqlash.

Jismlarning o'z ichki energiyasi xisobiga elektromagnit to'lqinlar chiqarib nurlanishi issiqlik nurlanishi deb ataladi. Umuman olganda nurlanish turlari xilma-xildir. Masalan, kimyoviy reaksiya, gaz razryadi, elektromagnit nurlanishning biror modda tomonidan yutilishi yoki jismlarni elektronlar dastasi yordamida bombardimon qilish natijasida turli nurlanishlar hosil bo'lishi mumkin. Bu nurlanishlar mos ravishda xemilyuminestsentsiya, elektrolyuminestsentsiya, fotolyuminestsentsiya va katodolyuminestsentsiya deb ataladi.

Issiqlik nurlanish jism atom va molekulalarining xaotik- issiqlik harakati tufayli yuz beradi. Bu nurlanish intensivligi va spektri jism harorati, kimyoviy tarkibi va agregat holatiga bog'liq bo'ladi. 600-700⁰S haroratda nurlanish energiyasining asosiy qismi spektrning infraqizil va qizil sohasiga to'g'ri keladi. Haroratning yanada ortishi bilan nurlanishining ko'zga ko'rinuvchi sohasiga mos keluvchi energiya ulushi ortadi va yuqori temperaturalarda jism nurlanishi spektri asosan oq yorug'likdan iborat bo'ladi.

Jism bilan nurlanish muvozanatda bo'lganda jism qancha issiqlik nurlanishini yutsa shuncha nurlanishni atrof-muhitga tarqatadi. Muvozanat holatda jismning harorati o'zgarmaydi. Haqiqatdan ham, izolyatsiyalangan berk idish ichiga ma'lum haroratli jismni joylasak, u o'zidan issiqlik nurlanishini tarqata boshlaydi. Agar berk idishning ichki devorlari ideal qaytaruvchi bo'lib, uning ichidagi havo to'la tortib olingan bo'lsa, jismdan chiqqan nurlar idish ichki devoridan qaytib yana jismga tushadi va ularning bir qismi jism tomonidan yutilib, bir qismi yana qaytadi. Natijada jism bilan berk idish ichidagi nurlanish o'rtasida uzluksiz energiya almashinuvi yuz beradi. Agar jism bilan nurlanish o'rtasida energiya taqsimlanishi har qanday to'lqin uzunlik uchun o'zgarmas bo'lib qolsa, jism bilan nurlanish orasida muvozanat hosil bo'ladi. Faqat issiqlik nurlanishi uchun muvozanat holat yuz berishi mumkin. Bu holatdagi nurlanishga muvozanatdagi issiqlik nurlanishi deb ataladi.

Issiqlik nurlanish intensivligi vatlarda o'lchanuvchi energiya oqimining miqdori bilan xarakterlanadi. Birlik sirdan barcha yo'nalishlarda tarqalayotgan

energiya oqimi jismning energetik yorituvchanligi deb ataladi. Energetik yorituvchanlik jismning haroratiga bog'liq bo'lib, E_T harfi bilan belgilanadi. Shunday qilib, jismdan tarqalayotgan issiqlik nurlanishining to'la yoki integral intensivligi quyidagicha bo'ladi.

$$J = \frac{E_T}{S} \quad (1)$$

Bu yerda S -jism sirti. Odatda differentsial (monoxramatik) intensivlik deb ataluvchi kattalik ham ishlatiladi. Issiqlik nurlanishning differentsial intensivligi- J_λ deganda birlik sirdan birlik to'lqin uzunligi intervali va vaqt birligida nurlanayotgan nurlanish energiyasi $dE_{\lambda nur}$ nazarda tutiladi:

$$J_\lambda = \frac{dE_{\lambda nur}}{d\lambda S} \quad (2)$$

Differentsial intensivlik jismning nur chiqarish qobiliyati deb ham ataladi. Integral va differentsial intensivliklar quyidagicha bog'langan bo'ladi.

$$J = \int_0^\infty J_\lambda d\lambda \quad (3)$$

Agar $(\lambda, \lambda+d\lambda)$ to'lqin uzunlik intervalida jismga tushayotgan issiqlik nurlanishining energiyasi $E_{\lambda tush}$, energiyaning jism tomonidan yutilgan qismi $E_{\lambda yut}$ va jismdan qaytgan qismi $E_{\lambda qayt}$ bo'lsa, energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra

$$E_{\lambda tush} = E_{\lambda yut} + E_{\lambda qayt} \quad (4)$$

bo'ladi. (6.4) ni quyidagicha yozishimiz ham mumkin:

$$\frac{E_{\lambda yom}}{E_{\lambda myuu}} + \frac{E_{\lambda kaïm}}{E_{\lambda myuu}} = 1 \quad (5)$$

Bu tenglikdagi $\frac{E_{\lambda yom}}{E_{\lambda myuu}} = a(\lambda, T)$ jismning yutish qobiliyati deb ataladi. Ikkinchi

kattalik esa $\frac{E_{\lambda kaïm}}{E_{\lambda myuu}} = r(\lambda, T)$ -jismning nur qaytarish qobiliyati deb ataladi. Bu ikkala

kattalik ham o'lchamsiz kattaliklardir. Tushayotgan nurlanish energiyasining

hammasini yutadigan jism absalyut (mutloq) qora jism deb ataladi. Absalyut (mutloq) qora jism uchun $a(\lambda, T) = 1$ bo'ladi. Tabiatda mutloq qora jism uchramaydi, lekin yutish qobiliyati bo'yicha mutloq qora jismga yaqin bo'lgan jismlar, masalan, qora kuya bilan qoplangan jismlar mavjud.

Termodinamikaning 2-printsipiga asoslanib Kirxgof shuni ko'rsatdiki, nurlanish bilan jism muvozanatda bo'lganda, nurlanishning differentsial intensivligini jismning yutish qobiliyatiga nisbati berilgan harorat va berilgan to'lqin uzunlikda hamma jismlar uchun bir xil bo'ladi, ya'ni

$$\frac{J_{\lambda}(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \varepsilon(\lambda, T) \quad (6)$$

Bu formuladagi $\varepsilon(\lambda, T)$ -Kirxgof funktsiyasi deb ataladi. Jismning yutish qobiliyati- $a(\lambda, T) = 1$ bo'lganda

$$J_{\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)$$

Demak, mutloq qora jism nurlanishining differentsial intensivligi Kirxgof funktsiyasining o'ziga teng ekan. Issiqlik nurlanish qonunlarini tushuntirish uchun M. Plank 1900 yilda nurlanish korpuskulyar tabiatga ega degan g'oyaga keldi va statistik fizika usullaridan foydalangan holda Kirxgof funktsiyasining ifodasini keltirib chiqardi. Plank formulasi nomini olgan bu ifoda quyidagi ko'rinishga ega:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{8\pi h \nu^2}{c^5} \frac{1}{e^{hc/kT} - 1} \quad (7)$$

Bu yerda h - Plank doimiysi, k -Bol'tsman doimiysi va s –yorug'lik tezligi. SHunday qilib, (3) va (7) formulalarga ko'ra mutloq qora jism nurlanishining integral intensivligi uchun quyidagi munosabatni olish mumkin:

$$J(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) d\lambda = \delta T^4 \quad (8)$$

Bu yerda δ -Stefan-Bol'tsman doimiysi bo'lib, u SI birliklar sistemasida $Bm/(M^2 K^4)$ larda o'lchanadi:

$$\delta = 5,7 \cdot 10^{-8} Bm/(M^2 K^4)$$

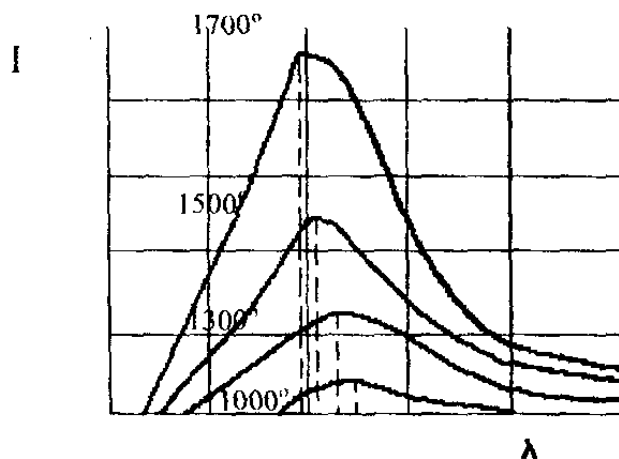
Nurlanishning maksimal intensivligini quyidagi shartdan topish mumkin:

$$\frac{d\varepsilon(\lambda, T)}{d\lambda} = 0 \quad (9)$$

Bundan $\lambda_{max} = \frac{C}{T}$ va $J_{\lambda_{max}} = C_1 T^5$ (10)

(10) formulalar Vin qonunlarining matematik ifodalaridir. Vinning birinchi qonuniga ko'ra nurlanish intensivligining maksimumiga to'g'ri keluvchi to'lqin uzunlik temperaturaga teskari proportsionaldir. Vinning ikkinchi qonuniga asosan esa, nurlanishning maksimal intensivligi absolyut haroratning 5-darajasiga proportsionaldir.

6.1-rasmda jism haroratining turli qiymatlarida issiqlik nurlanishi intensivligining nurlanish to'lqin uzunligiga bog'lansh grafigi ko'rsatilgan.



1-rasm. Nurlanish intensivligi.

Har bir egri chiziq ostidagi sirt kattaligi mutloq qora jismning ko'rilayotgan temperaturadagi energetik yorituvchanligini ifodalaydi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, mutloq qora jismning temperatura ortishi bilan nurlanish to'lqin uzunligining maksimal qiymati qisqa to'lqin uzunlik tomoniga siljiydi.

Tajriba qurilmasining chizmasi va ishlash printsiipi

Agar T yuqori haroratli nurlanayotgan jism T_0 haroratli muhitda joylashgan bo'lsa, jismdan atrof muhitga tarqalgan issiqlik miqdori (8) ga ko'ra

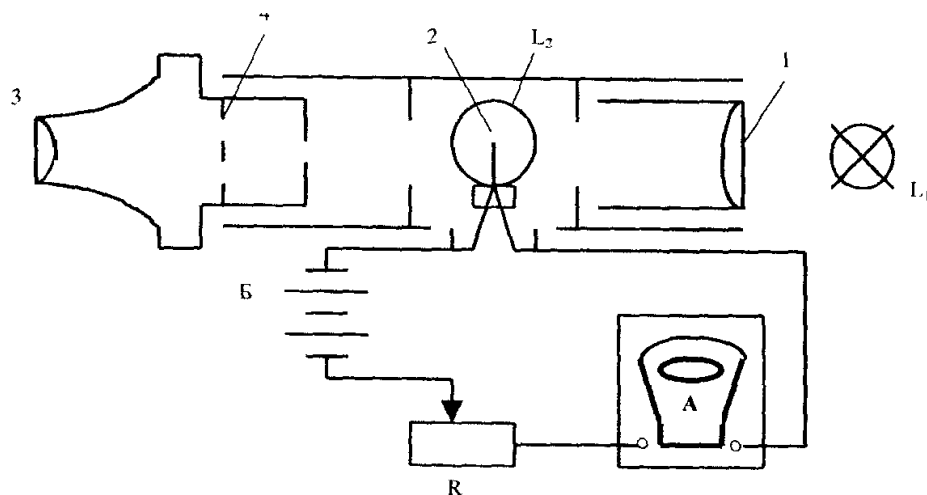
$$Q = J(T) - J(T_0) = \delta(T - T_0)^4 \quad (11)$$

bo'ladi. Demak, jismdan atrofga tarqalayotgan issiqlik miqdori jism va muhit haroratlari farqiga juda kuchli bog'liqdir. Bu hol cho'g'langan jismdan chiqayotgan

nurlanishni o'lchab, jism haroratini aniqlashga imkon beradi. Optik pirometriya deb ataluvchi bu usulda harorat jism nurlanishini o'rganish yo'li bilan aniqlanadi. Optik pirometriyada ishlatiladigan asboblari pirometrlar deb ataladi. Pirometrlar ikki xil bo'lib, ularning biri radiatsion va ikkinchi optik pirometrlar deb ataladi. Radiatsion pirometr yordamida integral issiqlik nurlanishi o'lchanadi. Optik pirometr bilan esa nurlanish spektrining ma'lum sohasidagi issiqlik nurlanishi o'lchanadi.

Bu ishda optik pirometrdan foydalanamiz. Optik pirometr yordamida 700-2000° S sohasida jism haroratini o'lchash mumkin. G'oyib bo'luvchi tolali optik pirometr chizmasi 2-rasmda ko'rsatilgan. Pirometrning 1 ob'ektivi tekshirilayotgan jismning (L_1 cho'g'lanma lampa tolasi) tasvirini L_2 pirometrik lampa tolasi 2 joylashgan tekislikka proektsiyalaydi. L_2 pirometrik lampaning cho'g'lanish tolasi sirtmoq shaklidagi simdan iborat. Kuzatuvchi L_2 lampaning cho'g'lanish tolasini va

Tekshirilayotgan L_1 cho'g'lanma lampaning spiral shaklidagi tolasining 1-ob'ektiv hosil qilgan tavsirini 3 okulyar yordamida ko'radi. Shu 3 okulyar fokusida 4 qizil yorug'lik filtri joylashadi. 4 filtri issiqlik nurlanishni ma'lum to'lqin uzunlik sohasida (bizning holda 6600 \AA) kuzatishga imkon beradi. Jism harorati 1400° S dan ortiq bo'lsa, 1-ob'ektiv bilan etalon lampa orasiga yana ikkinchi maxsus susaytiruvchi filtri quyiladi. (2-rasmda bu filtri ko'rsatilmagan). Pirometr lampasining, tolasini 1400° S dan yuqori haroratgacha qizdirish maqsadga muvofiq emas, chunki u juda yuqori haroratda changlana boshlaydi va lampa ballonining devorini qoraytiradi. Jism ravshanligini susaytiruvchi ikkinchi qo'shimcha yorug'lik filtri ishlatilganda haroratni 2000° S qadar o'lchash mumkin.



L_2 lampaning cho'g'lantirish zanjiriga ulangan A milliampermetr shkalasi bevosita tsel'siy graduslarida kalibrlangan. Pirometrik lampaning cho'g'lanish tolasini maxsus B batareyaga ulanadi va cho'g'lanish tolasining toki bevosita pirometr nayi tagidagi ustunga o'rnatilgan R reostat bilan boshg'ariladi. O'lchash paytida reostatning qarshiligi maxsus xalqa vositasida o'zgartiriladi. Bu esa L_1 va L_2 cho'g'lanma lampalar ravshanligini bir xil qilib olish imkonini beradi.

L_1 cho'g'lanma lampa nur chiqaruvchi manba vazifasini o'ynaydi va u alohida tok manbai bilan taminlanadi. L_1 lampaga beriluvchi kuchlanish (U) bilan lampa tolasidan oqib o'tayotgan tok kuchi (J) 2-rasmda ko'rsatilmagan alohida voltmeter va ampermetrlar yordamida o'lchanadi. L_1 lampa tolasining sirti S bo'lsa, undan nurlantirilayotgan issiqlik quyidagi formuladan aniqlash mumkin:

$$Q = \frac{JU}{S} \quad (12)$$

(11) va (12) formulalarga ko'ra

$$\delta = \frac{JU}{S(T^4 - T_0^4)} \quad (13)$$

Berilgan qurilmada ishlatilyotgan L_1 lampa uchun S ma'lum bo'lishi kerak. Pirometr yordamida T o'lchangach J va U larning turli qiymatlari uchun (13) formuladan foydalanib, δ ni bir necha marta o'lchash mumkin.

Yana shu narsani aytib o'tish kerakki, pirometr yordamida jismning termodinamik harorati T_{term} o'lchanmasdan, uning ravshanlik harorati T_{ravsh} o'lchanadi. Bu ikki harorat orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$\ln E_{\lambda,T} = \frac{a}{\lambda} \left[\frac{1}{T_{\text{терм}}} - \frac{1}{T_{\text{раву}}} \right] \quad (14)$$

$$T_{\text{term}} \approx T_{\text{rav}}$$

Bu yerda $E_{\lambda,T}$ - to'liq uzunlik va haroratga bog'liq bo'lgan kattalik bo'lib, har bir jism uchun ma'lum qiymatga ega va u tajribadan aniqlanadi. Masalan, bizning holimizda ishlatilgan volfram uchun $\lambda=6600 \text{ \AA}$ da $E_{\lambda,T}=0,4$ qiymatga ega deb olsak,(14) dan

$$\Delta T = \frac{\lambda T_{\text{pa\u00f1u}}^2 \ln E_{\lambda, T}}{a} \quad (15)$$

kelib chiqadi. Bu yerda a -doimiy bo'lib, u 1,44 sm. grad ga teng. Jismning ravshanlik harorati uning termodinamik haroratidan kam bo'lganidan

$$T_{\text{mer.m}} = T_{\text{pa\u00f1u}} + \Delta T \quad (16)$$

deb olish kerak.

Ishning bajarilish tartibi

1) Optik pirometr ishga tayyorlandi. Buning uchun pirometr nayining tagida joylashgan reostat jilg'ichining halqasi chapdagi eng chetdagi eng chetki vaziyatga buriladi. Pirometr lampasiga tok beriladi va lampa tolasi 3 okulyar orqali kuzatib turib, reostat halqasi soat strelkasi yo'nalishida, pirometrik lampa tolasining sirtmog'i qip-qizil bo'lib cho'g'languncha asta-sekin aylantiriladi. Asbobning 3 okulyarini bo'ylama siljitib, kuzatuvchi tolani ko'z yordamida fokuslaydi. So'ngra qurilmaning boshqa qismlari o'lchashga tayyorlanayotgan paytda cho'g'lanish tolasining zanjiri kalit yordamida uzib qo'yiladi.

2) Tekshirilayotgan L_1 lampa tok manbaiga ulanadi va uning zanjiriga ulangan ampermetr va voltmetrlar yordamida L_1 lampaning cho'g'lanma spiral shaklidagi tolasiga berilayotgan J tok kuchi va U kuchlanish qiymati o'lchanadi.

3) L_1 lampa spiraliga pirometr to'g'rilanadi va pirometrning 1-ob'ektivini siljitib, L_1 lampaning spirali pirometr trubasining okulyarida aniq ko'ringuncha fokuslanadi. SHundan so'ng pirometrning L_2 lampasi manbaga qaytadan ulanadi.

4) L_1 lampadagi tok kuchining har bir o'rnatilgan qiymati uchun shu lampa spiralinig harorati pirometr yordamida o'lchanadi. Buning uchun L_2 pirometrik lampa tolasining cho'g'lanish tekshirilayotgan L_1 lampa spiralinig fonida tola tasviri g'oyib bo'lguncha o'zgartirib turiladi. SHu sharoitda L_1 lampa tolasining harorati pirometrning A milliampremetri bo'yicha 10^0 aniqlikda hisoblanadi.

Haroratni har bir safar pirometr lampasi tolasining cho'g'lanishini o'zgartirib va tolaning g'oyib bo'lish sharoitini qaytadan topib, kamida 3 marta o'lchash kerak.

5) Har bir o'lchangan harorat qiymati uchun (13) va (16) formulalar asosida Stefan-Bol'tsman doimiysining qiymatlari hisoblanadi va uning o'rtacha qiymati

bilan xatoligi topiladi. O'lchashlarni L_1 ning turli harorati uchun kamida 10 marta takrorlash lozim.

J_x	U_x	T_p	BT	T_{tepm}	τ
$40 \cdot 10^{-3} A$	$40 \cdot 10^{-3} B$	C^0	C^0	C^0	$BT/m^2 \cdot K^4$

Sinov savollari

1. Absolyut qora jism va uning nurlanishi
2. Kirxgof, Stefan-Boltsman va Vin qonunlari
3. Plank gipotezasi
4. Reley-Jins formulasi
5. Stefan-Boltsman doimiysi va uni aniqlash
6. Pirometrlar, ularning turlari va ishlash printsiplari

Adabiyotlar:

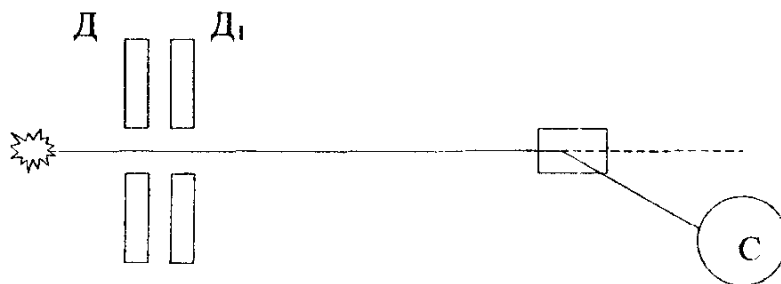
1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom, O'qituvchi, Toshkent, 1970.
2. Landsberg G.S. Optika. M.: Nauka. 1976.

9- LABORATORIYA ISHI

Mavzu: Kompton effektini kuzatish.

1922 yil amerikalik fizik olim Artur Kompton (1892-1962) rentgen nurlarining kuchsiz bog'langan elektronlardan iborat bo'lgan moddalarda sochilishini o'rganish davomida, sochilgan rentgen nurlarining to'lqin uzunligi (chastotasi) o'zgarishini aniqladi. Ushbu effekt olim nomi bilan Kompton effekti deb nomlandi va 1927 yilda ushbu effektini kashf etgan uchun A.Komptonga Nobel mukofati berildi.

Kompton tajribasining sxemasi rasmda keltirilgan. Rentgen trubkasidan chiqayotgan to'lqin uzunligi λ bo'lgan monoxromatik rentgen nurlari D va D₁ diagramalar orqali o'tadi va nozik nurlar dastasi ko'rinishida sochuvchi moddaga kelib tushadi. Sochilgan nurlar rentgen nurlar spektrografi yordamida analiz qilinadi.



Bu tajriba yordami bilan Kompton, sochilgan rentgen nurlarning to'lqin uzunligi $\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda$ ga kattalashishini aniqladi. Tajribadan quyidagiga munosibat aniqladi.

$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

bu yerda θ -sochiish burchagi (birlamchi nurlar tarqalish yo'nalishi bilan sochilgan nurlar yo'nalishi orasidagi burchak),

$K=0,214\text{A}^0$ -tajriba topilgan Kompton doimiysi.

Kompton effektini yorug'likning kvant nazariyasi asosida tushuntirildi. Kvant nazariyasi natijalarning tajriba olingan ma'lumotlar bilan mos tushishi, yorug'lik foton nazariyasi foydasiga to'g'ri ekanligini yana bir bor isbotladi. «Foton» termini A.Kompton tomonidan kiritilgan bo'lib, u hamma foydalanadigan terminga aylandi. Binobarin Kompton hodisasi yorug'lik kvant nazariyasini tasdiqlovchi eksperimental faktlar biri hisoblanadi.

Kompton effektining kvant nazariyasini qisqacha bayon qilamiz.

Rentgen yoki γ -kvantlarning erkin elektronlarda elastik sochilishini ko'rib chiqamiz. Erkin elektronlar deb $E_{\text{bog}} \ll E_e$ shart bajarilgan elektronlarga aytiladi (E_{bog} -elektronning atomdagi bog'lanish energiyasi, E_e - elektronga kvantlar tomonida sochilish natijasida beriladigan energiya). Faraz qilaylik tinch turgan m_0 massali elektronga energiyasi $h\nu$ bo'lgan fotonlar (rentgen nurlar yoki γ -nurlar kvanti) kelib tushsin. Elastik to'qnashish natijasida elektron mv impulsiga, θ burchakka sochilgan foton esa $h\nu'$ energiyaga ega bo'ladi.

Energiya saqlanish qonunini ushbu hol uchun yozamiz

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (2)$$

impuls saqlanish qonunini rasmdagi chizmadan foydalanib quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta \quad (3)$$

(2) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$m^2c = h^2\nu^2 + h^2(\nu')^2 - 2h^2\nu\nu' + m_0^2c^4 + 2hm_0c^2(\nu - \nu') \quad (4)$$

(4) dan (3) ni ayiramiz va

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

formulani e'tiborga olib quyidagini olamiz:

$$h\nu\nu'(1 - \cos\theta) = m_0^2c^4(\nu - \nu')$$

Chastotadan, to'liqin uzunligini topamiz

$$(\nu = c/\lambda \quad \text{va} \quad \nu' = c/\lambda')$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2} \quad (5)$$

bu yerda $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$

(5) formula, tajriba orqali olingan (1) formulaning o'zginasidir. Ushbu h , m_0 va c kattaliklarning qiymatini qo'ysak $k = \frac{h}{m_0c} = 0,02426\text{\AA}$ Kompton doimiysi son qiymatin olamiz. Kompton doimiysi ifodasini boshqa ko'rinishda ham yoziladi.

$k = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} = \frac{h}{m_0c}$ bu yerda $\hbar = 2\pi\hbar$. Foton energiyasi $\hbar\omega$ ni hisobga olib yozsak $\hbar\omega$

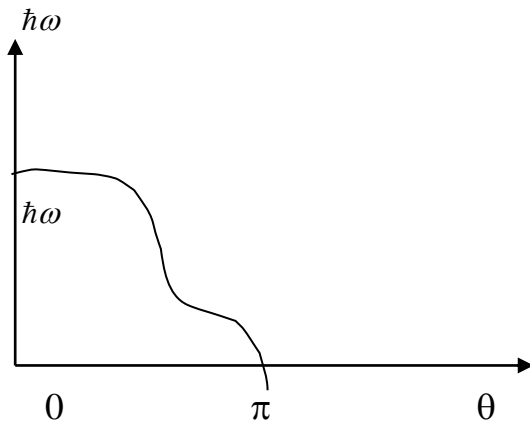
ko'rinishi bo'ladi ya'ni $E = \hbar\omega = hv$.

Ma'lum bir θ burchakka sochilgan foton energiyasi $\hbar\omega'$ bilan, birlamchi foton energiyasi $\hbar\omega$ orasidagi bog'lanishni, (4) ifodadan foydalanib (to'lqin uzunligidan chastotaga o'tish orqali) olish mumkin:

$$\frac{2\pi c}{\omega'} - \frac{2\pi c}{\omega} = 2 \frac{2\pi\hbar}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\text{bu yerdan } \hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + 2 \frac{\hbar\omega}{m_0c} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (6)$$

Sochilgan nurlanish energiyasining sochilish burchagiga bog'liqlik grafigini – rasmda ko'ratilgan.



Energiya saqlanish qonuni va (6) ifodadan foydalanib, fotonning elektron bilan to'qnashish natijasida unga beradigan energiyasi E_e ni aniqlovchi ifodani olish mumkin:

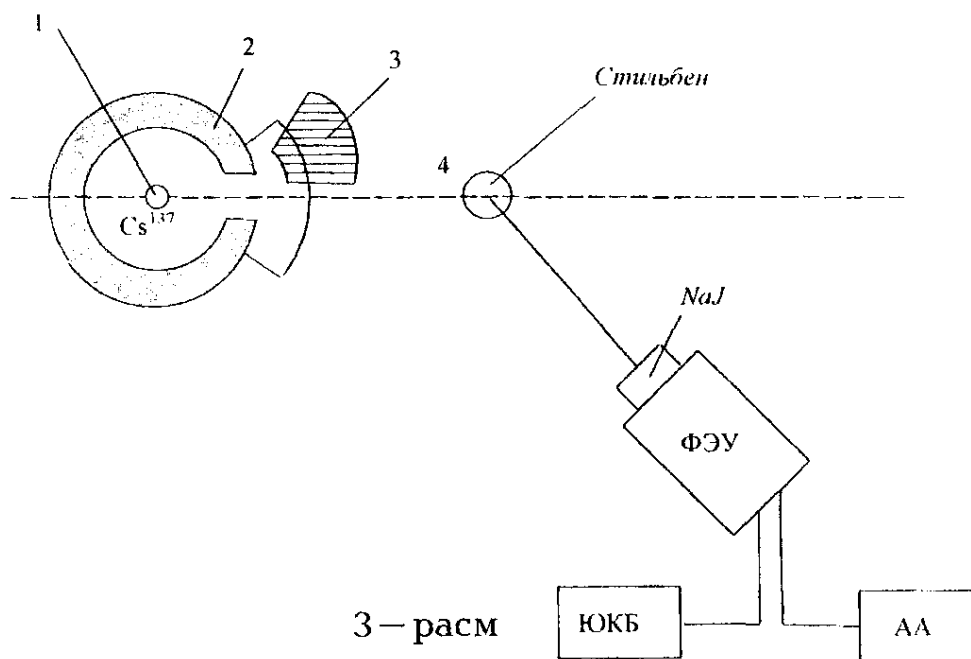
$$E_e = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\omega \frac{2 \frac{\hbar\omega}{m_0c} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2 \frac{\hbar\omega}{m_0c} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

Gamma-kvantlar yoki rentgen nurlarining erkin elektronlarda sochilishi sababli, to'lqin uzunligi siljishi $\Delta\lambda$ va sochilgan nurlanish energiyasi $\hbar\omega'$, sochuvchi modda materialiga bog'liq emas. Lekin siljigan va siljimagan komponentlar intensivligi, sochuvchi modda materialiga sezilarli ravishda bog'liq bo'ladi. Ma'lum bir θ burchak

ostida sochilgan nurlanish spektrida siljigan komponent bilan bir vaqtda boshlang'ich to'liq uzunligi λ bo'lgan siljimagan komponentlar ham mavjud bo'ladi. Buning asosiy sababi γ -kvantlarning atomiga kuchli bog'langan elektronlarda sochilishidir. Ushbu holda γ -kvantlar yaxlit atomlar bilan o'zaro ta'sirlashadi va atom massasi $M_{am} \gg m_e$ bo'lgan uchun sochilgan γ -kvantlar energiyasi o'zgarmaydi.

Atomi bilan kuchsiz bog'langan elektronlar yengil materiallarda ko'p bo'ladi. SHuning uchun ham ushbu ishda siljigan komponentlar intensivligini oshirish uchun sochuvchi modda sifatida organik moddalardan foydalaniladi ya'ni γ -kvantlar asosan yengil vodorod va uglerod atomlari bilan o'zaro ta'sirlashadi. Kichik sochilishi burchagida, siljimagan komponentlarni ularning kichik intensivligi sababli kuzatish mumkin bo'lmaydi.

Qurilmani sxemasi

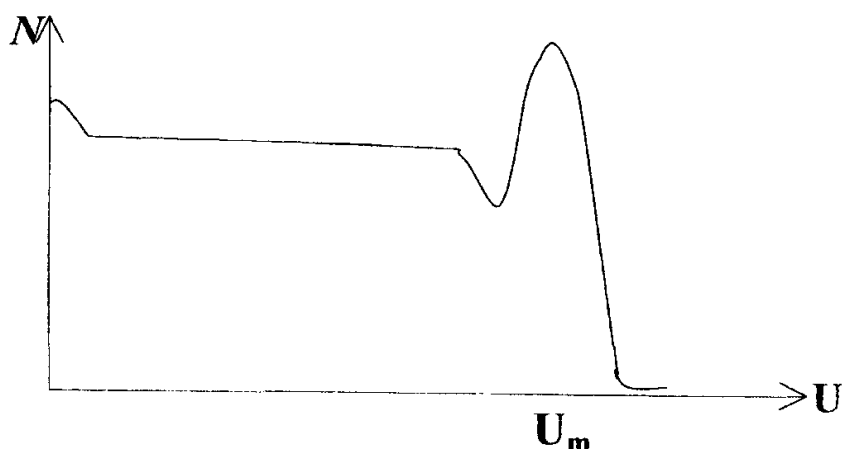


γ - nurlanishlar sochilishini o'rganuvchi qurilma sxemasi X-rasmda ko'rsatilgan.

γ -nurlanishlar manbai (1), qo'rg'oshin koptyner (2) ga joylashtirilgan, unda ochib bekitadigan qopqoqchasi (3) bor. Ushbu holda γ - nurlanishlar manbai sifatida ^{137}Cs radionuklididan foydalaniladi. Bu manbani ishlatilishiga sababi ushbu radionuklid monoxromatik va spektrda energiyasi 662 keV ga teng bo'lgan bitta γ -

chiziq beruvchi nurlanish chiqaradi. Sochuvchi modda sifatida organik kristall stilbendan foydalaniladi. Gamma-kvantlar θ burchakka sochilgandan keyin, fotokuchaytirgichga ulangan NaJ kristalliga kelib tushadi. Bizning holda γ - kvantlar NaJ kristallida ikki effekt hisobiga yutiladi ya'ni fotoeffekt va kompton effekt. Fotoeffektda γ - kvantning hamma energiyasi yutiladi. Kompton effekti natijasida, kompton elektronlarga γ -kvant energiyasining bir qismi beriladi. Shuning uchun ham yutilgan E_n energiyani impuls amplitudasi U ($U \sim E_n$) bo'lgan kuchlanish impulsiga chiziqli aylantiruvchi FEU chiqishida, monoxromatik γ - kvantlar uchun ham impulslar kattaligi bo'yicha taqsimoti spektr ko'rinishda bo'ladi.

Bu spektr 4-rasmda ko'rsatilgan. X o'qi bo'yicha impulslar amplitudasi, U o'q bo'yicha esa impulslar soni N qo'yilgan. O'ng tomonda to'liq yutilish cho'qqisi, chap tomonda esa kompton taqsimoti ko'rsatilgan. To'liq yutilish cho'qqisining maksimum holati U_m , Na J kristalliga tushayotgan γ -kvantlar Ye_γ energiyasiga mos keladi. Agar NaJ kristalliga kelib tushayotgan γ - kvantlar dastasida ichida biz tekshirayotgan energiyali γ -kvantlar bilan birgalikda yuqori energiyali γ -kvantlar ham mavjud bo'lsa, u holda tekshirilayotgan energiyaga mos keluvchi to'liq yutilish cho'qqisi, yuqori energiyali γ -kvantlar kompton taqsimotlar fonidan ajratib bo'lmasligi ya'ni biz tekshirayotgan cho'qqi ushbu fon ostida qolib ketishi mumkin. Ushbu holda tekshirayotgan energiya to'liq yutilish cho'qqini, yig'indi spektr "effekt + fon" dan "fon" ni ayirish natijasida faqat "effekt" spektri qoladi.



4-rasm

Energetik spektrlarni olish, amplitudaviy analizator yordamida amalga oshiriladi. Zamonaviy ko'p kanali analizatorlarda cho'qqilarni topish, ular chegarasini, markazini, yarim balandligining kengligi va cho'qqilar yuzasini ushbu analizatorida joylashgan EHM programmasi yordamida amalga oshiriladi. Analizatorlarda olingan spektrda (aniqrog'i γ -spektrda) X-o'qida kanallar soni, U-o'qida esa impulslar soni joylashgan bo'ladi ya'ni X-rasmdagiga o'hshash bo'ladi. Agar analizator energiya bo'yicha kalibrovka qilinsa, X-o'qida har bir kanalga mos keluvchi energiya bo'ladi. Ushbu holda analizator ekranidagi γ -spektrda joylashgan cho'qqilar markazlarning energiyalarini aniqlash mumkin. Analizatorni 1173 keV va 1332 keV energiyalarga ega ikkita chiziqli kobal't-60 (^{60}Co) radionuklidi yordamida amalga oshiriladi. Gamma-spektr haqidagi axborotlarni EHMga ham chiqarish mumkin. Bayon qilingan ushbu uslub yordamida θ burchakka sochilgan γ -kvantlar energiyasi aniqlaniladi va olingan natijani kompton effekti nazariyasi yordamida hisoblangan sochilgan γ -kvantlar energiyasi bilan solishtiriladi.

Ishning bajarilish tartibi.

1. Qurilmaning tuzilishi va ishlash printsiplari bilan tegishli qo'llanmadan o'rganilgach, uni ishga tayyorlanadi. Analizator, NaJ- detektor tok manbaiga ulanadi va detektorga yuqori kuchlanish beriladi.

2. Manba idishining qopqoqi bekitilgan holda FEU ni $\theta=90^\circ$ burchak ostida qo'yib, NaJ kristalli ustiga namunaviy standart gamma-nurlanish manbai (OSGI) qo'yiladi va energetik kolibrovka qilinadi. Energetik kolibrovka qilish uchun kobal't-60 radiopreparatidan foydalaniladi.

3. FEU ni " $\theta=0^\circ$ " holatga o'rnatiladi, sochuvchi modda olib qo'yiladi, manba qopqoqi ochiladi va sochilmagan Ss-137 nurlanishning γ -spektri olinadi. Ushbu manba γ - kvantlarining energiyasi. $E_\gamma = 662$ keVga teng.

4. FEU ni 20° burchak otida o'rnatiladi. Sochuvchi modda kiritiladi, manba solingan qo'rg'oshin idishning qopqoqi ochiladi va sochilgan SS-137 nurlanishning γ -spektri olinadi. Olingan γ -spektrdagi cho'qqi markazining holati ya'ni energiyasi aniqlanadi.

5. 4 punktdagi amallar boshqa sochilish burchaklari (40° , 60° va 0°) uchun ham bajariladi.

6. Tajribada o'lchangan sochilgan γ - kvantlar energiyalari qiymatini Kompton effekti nazariyasida olingan natijalar bilan solishtiriladi.

Sinov savollari

1. Kompton effekti mohiyatini izohlang.
2. To'lqin uzunligining o'zgarishi qanday kattaliklarga bog'liq.
3. Sochilgan nurlar spektrini tushuntiring.
4. Kompton effekti qanday nurlarda kuzatiladi.
5. Kompton to'lqin uzunlik deganda nimani tushunasiz?

Foydalanilgan adabiyotlar:

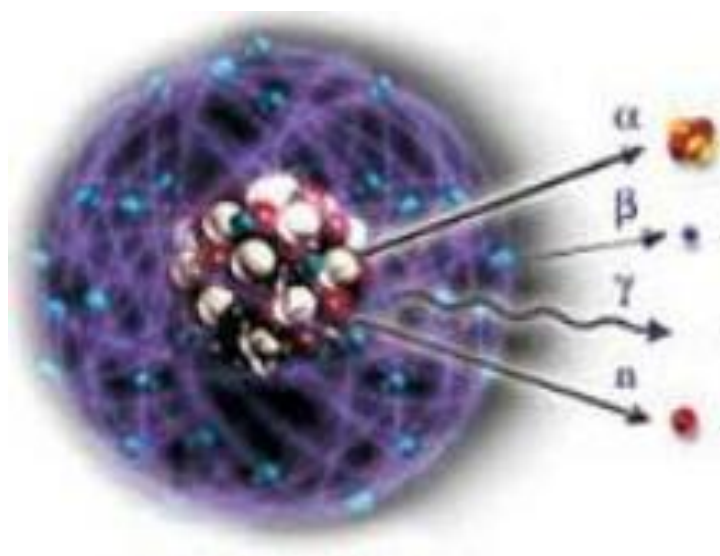
1. Шполский Э.В. Атом физикаси. Итом, Ўқитувчи, Тошкент, 1970.
2. Руководство к лабораторном занятиям по физике. Под редакцией Л.Л. Голдина. Наука, Москва, 1973.
3. Сивухин Д.В. Обший курс физики. Атомная и ядерная физика. -М.: Наука. 1986.
4. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука. 1976.
5. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Тошкент, Ўқитувчи, 1992.
6. Бекжонов Р., Ахмадхужаев Б. Атом физикаси. Тошкент, Ўқитувчи, 1979.
7. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.Н. Практикум по физике. М, Высшая школа, 1965.
8. Лабораторный практикум по физике. Под редакций К.А. Барсукова, Ю.И. Уханова. М, Высшая школа, 1988.
9. Атомний практикум. Под редакций Г.Н. Горяги. М, изд. МГУ, 1981.
10. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твёрдого тела. М.: Высшая школа, 1971.

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA KAFEDRASI

*ATOM
FIZIKASI FANIDAN*

**MUSTAQIL TA'LIM
TOPSHIRIQLARI**



NAMANGAN 2023

Mustaqil ta'lim tashkil etishning shakli va mazmuni

Talabalar auditoriya mashg'ulotlarida professor-o'qituvchilarning ma'ruzasini tinglayidilar, misol va masalalar yechadilar. Auditoriyadan tashqarida talaba darslarga tayorlanadi, adabiyotlarni konspekt qiladi, uy vazifa sifatida berilgan misol va masalalarni echadi. 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.

Talaba mustaqil ishini tashkil etishda muayyan fanning xususiyatlarini hisobga olgan holda quyidagi shakllardan foydalanish tavsiya etiladi

- tavsiya etilgan darslik va o'quv qo'llanmalari bo'yicha fan boblarini, tegishli mavzularni o'rganish;
- amaliy mashg'ulotlariga nazariy tayyorgarlik ko'rish;
- darslik, o'quv qo'llanmalar va tarqatma materiallar bo'yicha amaliy mashg'ulotlarga mustaqil ravishda tayyorlanish;
- ayirim mavzular bo'yicha testlar tuzish va darsliklarda keltirilgan mashqlarni bajarish; tegishli tenglamalar va formulalar majmuini to'plash.

- amaliy mashg'ulotlarga tayyorgarlik ko'rish;
- laboratoriya mashg'ulotlariga tayyorgarlik ko'rish va olingan natijalarni qayta ishlash;
- darslik va o'quv qo'llanmalari bo'yicha fan boblari va mavzularini o'rganish;
- tarqatma materiallar bo'yicha ma'ruzalar qismini o'zlashtirish;
- talabaning o'quv-ilmiyi-tadqiqot ishlarini bajarish bilan bog'liq bo'lgan fanlari bo'limlari va mavzularni chuqur o'rganish.

Mustaqil ish mavzulari:

1. Issiqlik nurlanishi
2. Issiqlik nurlanishining klassik nazariyasi
3. Absolyut qora jism nurlanishi
4. Kvant nazariyasining asoslari
5. Yorug'likning korpuskulyar va zarralarning to'lqin tabiati
6. Atomning Tomson modeli va Rezerfod tajribasi
7. Fotoeffekt qonunlari va Kompton effekti
8. Atom tuzlishi va Bor nazariyasi
9. De-Broyl to'lqinlari
10. Frank va Gerts tajribalari va vodorod atomining Bor nazariyasi
11. Shredinger tenglamasi
12. Mikrodunyoning noaniqlik munosabati
13. To'g'ri burchakli potensial o'ra va potensial to'siq
14. Chiziqli garmonik ossillyator
15. Vodorodsimon atomlar
16. Energetik sathlar
17. Harakat miqdorining momenti
18. Orbital magnit momenti
19. Elektronning spini
20. Magnitomexanik effektlar

21. Murakkab atomlar
22. Murakkab atomlarning elektron qobig`i
23. Rentgen nuri
24. Zeeymanning normal va anomal effekti
25. Pashen-Bak, Shtark effektlari
26. Kimyoviy bog`lanish kuchlari vodorod molekulasi
27. Molekulaning energetik sathlari ratatsion spektrlar
28. Elektron spektrlari va yorug`likning kombinatsion sochilishi
29. Lazerlar
30. Qattiq jismlar

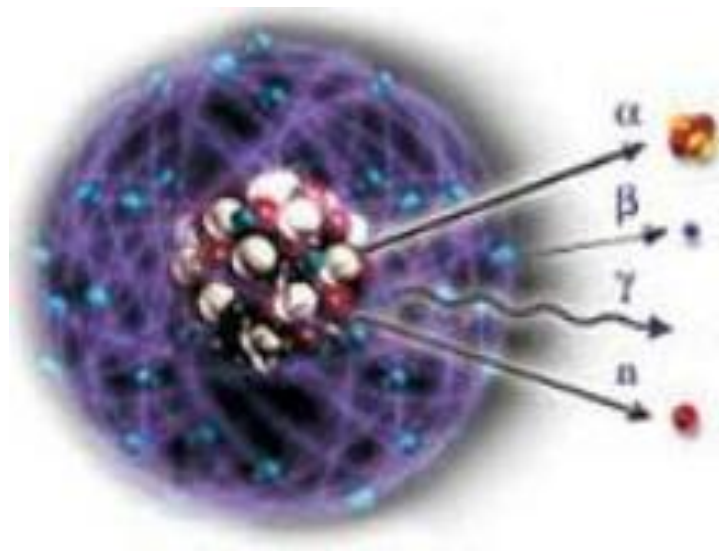
Izoh: Har bir talaba kafedra o`qituvchisining tavsiyasiga binoan 1 ta mavzu bo`yicha mustaqil ravishda referat tayyorlaydi va gurux talabalari huzurida uni o`qib, tushuntirib beradi va bu mustaqil ishni baholash ballari hisobidan tegishlicha baholanadi.

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA KAFEDRASI

*ATOM
FIZIKASI FANIDAN*

GLOSSARIY



NAMANGAN 2023

Atomning elektron qobig'i (qavati)

Vodorodsimon atom yadrosi bilan elektronning o'zaro ta'sir potentsial energiyasi

$$U(r) = -Z e^2 / (4\pi\epsilon_0 r)$$

bu yerda r – elektron bilan yadro orasidagi masofa. Z – elementning tartib nomeri, ϵ_0 - elektr doimiysi.

Vodorodsimon atom elektronini energiyasining xususiy ifodasi

$$E_n = -E_1 \cdot m e^4 / (8h^2 \epsilon_0^2)$$

Vodorod atomining ionlanish energiyasi

$$E_n = -E_1 \cdot m e^4 / (8h^2 \epsilon_0^2)$$

Spektr terminlarini belgilanishi.

$H\{L\}_j$ - bu yerda H – multipletlik.

$(H \cdot 2S + 1) L, S, j$ – kvant sonlari.

$L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$

Belgi: S, P, D, F, G, H, I,

Kvant sonlarini tanlash qoidasi S, L, U, j,

$\Delta S = 0, \Delta L = \pm 1, \Delta j = 0, \pm 1, j = 0 \rightarrow j = 0$

Vodorod atomining 1S xolatidagi elektroniga to'g'ri keluvchi to'lqin funktsiya.

$$\psi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} \exp(-r/a)$$

bu yerda $a = 4\pi_0 \hbar^2 / (m e^2)$ birinchi radiusi mos keluvchi kattalik.

Vodorod atomida, 1S – holda, r – dan $r+dr$ gacha oraliqda elektronning topilish ehtimolligi

$$dW = |\psi_{100}|^2 dV = |\psi_{100}|^2 4\pi r^2 dr$$

Yassi rentgen spektrining qisqa to'lqin chegarasi

$$\lambda_{\min} = \frac{ch}{eU}$$

bu yerda e – elektron zaryadi U – berilgan rentgen trubkadagi potentsiallar farqi

Bir valentli atom terminlari

$$T = \frac{RZ_{\text{ef}}^2}{(n - \Delta)^2}$$

bu yerda R - Rydberg doimiysi. Z_{ef} – tashqi maydonida elektron harakatlanuvchi qoldiq atomning effektiv zaryadi. n - Valent elektronning asosiy kvant soni Δ – defekt kvanti.

Atomning mexanik momenti (orbital, spin va to'la)

$$M_L = L\sqrt{L(L+1)} \quad M_S = L\sqrt{S(S+1)} \quad M_j = L\sqrt{j(J+1)}$$

Bolsman taqsimoti.

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{KT}\right)$$

bu yerda g_1 va g_2 1 va 2

Birinchi va ikkinchi tenglamalar o'rtasidagi radiatsion o'tish extimolligi, yahni spontan va Indutsirlangan nurlanish va uutilish uchun 1 atomga to'g'ri keluvchi sekunddagi o'tishlar soni

$$\frac{Z_{21}^{cn}}{N_2} = A_c \qquad \frac{Z_{21}^{uh}}{N_2} = B_{21} U_\omega$$

$$\frac{Z_{12}^{somul}}{N_1} = B_{12} U_\omega$$

bu yerda A_{21} V_{21} V_{12}

Enshteyn koefitsientlari. U_ω – nurlanayotgan tenglamalar orasidagi utish chastotasiga to'g'ri keluvchi nurlanish spektr zichligi

Enshteyn koefitsientlari orasidagi bog'lanish

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} \quad B_{12} = \frac{\pi^2 c^3}{h\omega} A_{21}$$

O'rtacha yashash vaqti τ va kenglik G tenglamalari orasidagi bog'liqligi

$$\tau G \sim \hbar$$

K_α – chiziq uchun Mozli qonuni

$$\omega_K = \frac{3}{2} R(Z - \sigma)^2$$

bu yerda R – Ridberg doimiysi. Z – atomning tartib nomeri, σ - yengil element birligi uchun tuzatma.

Atom momenti va Lande faktorii (ko'paytmasi)

$$\mu = g \sqrt{j(j+1)} \mu_B \qquad n = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2j(j+1)}$$

bu yerda $\mu_B = \hbar/2mc$ (SGS) yoki $\hbar/2m$ (Si) – Bor magnetoni.

Spektral chiziq bo'linishida Zeeman formulasi. $\Delta\omega = (m_1 g_1 - m_2 g_2) \mu_B B/\hbar$ bu yerda m_i va g_i – magnit kvant soni va terminlarda qatnashuvchi Lande ko'paytmasi.

Tashkil etuvchining zeman ifodasi π – tashkil etuvchi (Δm^*0) σ – tashkil etuvchi ($\Delta m^*\pm 1$).

Kvant sonlarini tanlash qoidasi.

$$\Delta m_g^*0, \Delta m_L^*0, \pm 1, \Delta m_j^*0, \pm 1$$

Agar ΔJ^*0 $m_j^*0 \rightarrow m_j^*0$ o'tishgacha qatnashmaydi.

Ikki atomli molekula

Ikki atomli molekulaning aylanma energiyasi.

$$E_j = \hbar B j(j+1) \quad B = \frac{\hbar}{2I}$$

Bu yerda V – aylanish doimiysi, I – molekulaning inertsia momenti. J – aylanish kvant soni ($J = 1, 2, 3, \dots$)

Ikki atomli molekulaning tebranish energiyasi

$$E_v = \hbar\omega \left(v + \frac{1}{2} \right) \left[1 - x \left(v + \frac{1}{2} \right) \right]$$

Bu yerda $\omega = \sqrt{H\mu}$ - tebranish chastotasi. H – kvazi elastik kuch koeffitsienti. M – molekulaning keltirilgan massasi. v – tebranish kvant soni ($v = 0, 1, 2, \dots$).

v ajratish qoidasi

$$\Delta V = \begin{cases} \pm 1 \text{ agar } x = 0 \\ \pm 1, \pm 2, \dots \text{ kolgan hollarda} \end{cases}$$

Kvant garmonik astsilyatorining o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{RT}\right) - 1}$$

2 atomli molekulada elektron xolati n, l, λ, σ bilan harakterlanadi, bu yerda n va l bosh va orbital kvant sonlari, $\lambda = |l_z|$ kvant soni. Orbital momentning 1 molekula o'qiga proektsiyasini modulini ifodalaydi.

σ - spin kvant soni $\sigma = \pm \frac{1}{2}$. Elektronlar bilan n va l birlik ekvivalentlar deb nomlanadi. Kvant sonlari, mexanik momentlarining L, S, j 2 atomli molekula o'qiga proektsiyasi qiymatlari yig'indisini harakterlaydi.

Kvant sonlari Σ va Ω ning fizik mahnosi yo'q.

Alohida elektron va molekula qavatidagi elektron holatini belgilanishi.

Simvol: $\sigma, \pi, \delta, \phi, \dots$
 $\lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$

Simvol: Σ, P, L, F
 $L = 0, 1, 2, 3, \dots$

Qattiq jism

O'xshashlik davri – Kristall panjarada yo'nalish bo'ylab bir xil qo'shni atomlar oralig'idagi masofa.

Oddiy kubik panjara uchun tekisliklar oralig'idagi masofa.

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + K^2 + l^2}}$$

bu yerda a – panjara doimiysi L, K, l – ko'rilayotgan tekislik sistemalarida Miller indeksleri.

Vulf – Breg formulasi – $2d \sin\theta = n\lambda$

bu yerda n - qaytarilish tartibi, θ - sindirish burchagi, λ - to'lqin uzunligi.

Kristalning molyar tebranish energiyasi uchun Debay formulasi.

$$E = gR\theta \left[\frac{1}{8} + \left(\frac{T}{8} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{l^x - 1} \right]$$

bu yerda R – universal gaz doimiysi. θ – harakteristik (Debay) temperaturasi.

$$\theta = \hbar \omega_{\max} / k$$

ω_{\max} - maksimal tebranish chastotasi, ajratilgan shart ichida bo'sh kristall tebranish soni darajasi to'la tebranish soniga teng.

T << θ orqali kristalning molyar tebranish issiqligi

$$l = (12\pi^4 / 5) R(T / \theta)^3$$

Energiyani (E, Ye)dE) intervaldagi bo'sh elektronlar konsentratsiyasi.

$$n(E)dE = f(E)g(E)dE = \frac{\sqrt{2m^3} \sqrt{E}dE}{\pi^2 \hbar^3 (1 + \exp[(E - E_F) / RT])}$$

bu yerda $f(E) = 1 / \{1 + \exp[(E - E_F) / RT]\}$ - Fermi-Dirak funktsiyasi, g(E) – zichlik xolati. E_F – Fermi satxi, Metallar uchun

$$E_p = E_{FO} \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{RT}{E_{FO}} \right)^2 \right] \quad E_{FO} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$$

bu yerda T*0 K dagi Fermi satxi, n – ozod elektronlar konsentratsiyasi. Bu formulada sannaq boshi uchun Ye va Ye/ o'tkazuvchanlik zonasi tubi deb qabul qilingan.

Yarim o'tkazgichlar uchun Xoll doimiysi.

$$R_H = \frac{E}{jB} = \frac{H_*}{l} \frac{h_e b_e^2 - h_g b_g^2}{(h_e b_e + h_g b_g)}$$

bu yerda ye – elektron zaryadi, n_e va n_T – elektron va teshiklarni konsentratsiyasi b_e va b_T – ularning siljish koeffitsienti. (SGS) sistemasida $N_* \approx 1/s$ yoki (Si) sistemasida 1.

Kvant fizikasining manbalari

Yorug'lik energiyasining issiqlik nurlanishi.

$$M = \frac{CU}{4}$$

bu yerda s – yorug'lik tezligi, u – issiqlik nurlanish energiyasining tezligi.

Qora jismning spektral zichligining energetik nurlanishi $r_{v,T}(r_v,T)$ va energetik nurlanish R_e bilan bog'liqligi

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{v,T} dv = \int_0^{\infty} r_{v,T} d\lambda$$

Kulrang jismning energetik nurlanishi.

$$R_T^C = A_T GT^4$$

bu yerda A_T kulrang jismning yutish qobiliyati.

Issiqlik nurlanish energiyasining zichligi spektri uchun Vin formulasi va Vinning siljish qonuni

$$U_{\omega} \cdot \omega^3 f(\omega/T) \quad 2) \lambda_m \cdot T = b$$

bu yerda ω – nurlanish chastotasi, T – temperatura λ_m – b – Vin doimiysi.

Stefan – Bolg’tsman qonuni

$$M = \sigma \cdot T^4$$

bu yerda σ – Stefan – Bolg’tsman doimiysi

Temperatura orqali qora jismning maksimal spektral zichligining energetik nurlanishiga bog’liqligi

$$(r_{\lambda,T})_{\max} \cdot c T^5$$

bu yerda $c \cdot 1,30 \cdot 10^{-5} \text{ VT}/(\text{m}^3 \text{k}^5)$

Qora jismning spektral zichligining energetik nurlanishi uchun Reley-Jins formulasi

$$r_{\nu T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} RT$$

bu yerda R – Plank doimiysi

Energiya kvanti

$$\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

Energiya zichligi spektiri uchun Plank formulasi

$$U_{\omega} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3 \exp(\hbar\omega / RT - 1)}$$

Haqiqiy T va radiatsiyali T_r temperaturani bog’lanishi

$$T_p = \sqrt[4]{A_T} T$$

bu yerda T_A – kulrang jismning yutish qobiliyati.

Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi

$$E \cdot hvqAqT_{\max}$$

bu yerda $Ye = hv$ – foton energiyasi, metalning tushish satxi A – metaldan elektronni chiqish ishi. T_{\max} – fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi.

Berilgan metal uchun fotoeffektning «qizil chegarasi»

$$\lambda_0 \cdot A/h \quad \lambda_0 \cdot hc/A$$

bu yerda λ_0 – yana mumkin bo’lgan fotoeffekt uchun maksimal nurlanish to’lqin uzunligi.

Fotonning impul’gi va massasi

$$m_{\gamma} \cdot E/c^2 \quad hv/c^2 \quad \gamma \cdot hv/c$$

hv – foton energiyasi.

Yuzaga normal tushayotgan yorug’likning xosil qilgan bosimi.

$$p = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = \omega (1 + \rho)$$

bu yerda $Ye_e \cdot N_{hv}$ - nurlanish energiyasi (vaqt birligi ichida yuza birligiga tushayotgan barcha fotonlar energiyasi)

Relyativistik zarracha massasi m , kinetik energiya K impul’gi R va to’la energiya o’rtasidagi bog’lanish

$$E^2 - p^2 \cdot c^2 = m^2 c^4 \quad PC = \sqrt{R(R + 2C^2)}$$

Foton sochilishdagi to'liq uzunligining Kompton siljishi.

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta)$$

bu yerda $\lambda_c = \frac{2\pi\hbar}{mc}$ - zarrachaning Kompton to'liq uzunligi.

Qo'zg'almas yadro Kulon maydonidagi zaryadli zarraning θ burchak ostida sochilish ifodasi

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = S * \frac{q_1 q_2}{2bK}$$

bu yerda q_1 va q_2 - o'zaro tahsirlashuvchi zarraning zaryadi. K - uchuvchi zarraning kinetik energiyasi. b - nishon parametri (kengligi). (SGS) sistemasida $S * 1$ yoki (Si) sistemasida $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ga teng bo'ladi.

Boshlang'ich θ burchak ostida yo'nalgan elementar fazaviy burchak $d\Omega$ bilan sochilishda nisbiy zarralar soni uchun Rezerford formulasi

$$\frac{dN}{N} = n \left(S * \frac{q_1 q_2}{4K} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

bu yerda n - folgani yuza birligidagi yadrolar soni, K - uchuvchi zarrani kinetik energiyasi $d\Omega * \sin\theta d\theta d\phi$

Umumlashgan Balmer formulasi

$$\omega = RZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad R = S_*^2 \frac{\mu l^4}{2\hbar^2}$$

bu yerda ω - kvant sonlari n_1 va n_2 orasidagi vaziyati bilan o'tishdagi tsiklik chastota. Z - yadro zaryadi (elektron zaryadi birligida) R - Ridberg doimiysi. M - sistemani keltirilgan massasi. ($m_e \ll m_{ya}$ $M \approx m_e$ shartida)

Zarraning to'liq xususiyati

Erkin harakatlanayotgan zarralarning gruppaviy tezligi

$$U * d\omega / dK * dE / d'$$

Zarra impulsg'si va energiyasi uchun De - Broyl ifodasi

$$E = \hbar\omega \quad P = \hbar K$$

$$K = \frac{2\pi}{\lambda}$$

bu yerda ω - De-Broyl to'liq chastotasi λ to'liq soni.

Geyzenbergning noaniqliklar munosabati

$$\Delta x \cdot \Delta r * \hbar$$

bu yerda Δx - koordinata noaniqligi, Δr - impulsg' noaniqligi.

dV xajmdagi zarraning topilishi extimolligi

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

bu yerda $\psi\psi(x,y,z,t)$ zarraning xolatini tasvirlovchi to'liq funktsiyasi ψ^* - funktsiya, ψ bilan kompleks tutashmasi $|\psi|^2$ $\psi\psi^*$ - to'liq funktsiyani modulini kvadrati. Statsionar xolatlar uchun

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

bu yerda $\psi \psi^*(x,y,z)$ – to'liqin funktsiyani koordinata qismi.

Extimollikni normallash sharti

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1$$

x_1 va x_2 intervalda zarralarning topilishi extimolliigi

$$W = \int_{x_1}^{x_2} |\psi(x)|^2 dx$$

Statsionar va vaqtga bog'liq SHredinger tenglamasi.

$$i\psi \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} \Delta^2 \psi + U\psi$$

Vaqtga bog'liq holda

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

Statsionar holda

Bu yerda ψ – to'la to'liqin funktsiya, ψ - uning koordinata qismi ___-laplas operatori. E va U – to'la va potentsial energiyasi.

Erkin zarraning harakat birligini tasvirlovchi to'liqin funktsiya

$$\psi(x, t) = A \exp\left[-\frac{i}{\hbar} (Et - p_x x)\right]$$

bu yerda A – De-Broyl to'liqin uzunligi $R_x^* \hbar R$ – zarra impuls'g'si. $E^* \hbar \omega$ – zarra energiyasi

Garmonik kvant ostsillyator. m massali zarrani bir o'lchovli maydondagi $U(x)^* H x^2/2$ ψ_n xususiy funktsiya va Y_{En} hususiy ifodasi quyidagicha:

$$E_n = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2}\right) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad \omega = \sqrt{\frac{H}{m}}$$

$$\psi_0 = A_0 \exp\left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2}\right) \quad \psi_1 = A_1 \exp\left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2}\right)$$

$$\psi_2 = A_2 (2\alpha^2 x^2 - 1) \exp\left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2}\right)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{HM}{\hbar}}$$

bu yerda A_0, A_1, A_2 – normallashtirish koeffitsienti;

Garmonik ostsillyator energiyasining xususiy ifodasi.

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

Garmonik ostsilyatorning nolinci tebranish energiyasi

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega_0$$

Potentsial to'siqning $U(x)$ shaffoflik koeffitsienti

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

bu yerda x_1 va x_2 – nuqtani $U > E$ oralig'ida kordinatalari.

Kvant mexanikasi asoslari

\hat{A} chiziqli operator bo'ladi. Agarda

$$\hat{A}(c_1\psi_1 + c_2\psi_2) = c_1\hat{A}\psi_1 + c_2\hat{A}\psi_2 \text{ bo'lsa,}$$

bu yerda s_1 va s_2 – o'zgarmas bo'ladi. ψ_1 va ψ_2 – ixtiyoriy funktsiyalar.

\hat{A} va \hat{B} kommutativ operator bo'ladi. agarda ularning kommutatori $[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = 0$ bo'lsa.

\hat{A} Ermit operatori bo'ladi agarda

$$\int \psi_2^* \hat{A} \psi_1 dx = \int \psi_1 \hat{A}^* \psi_2^* dx \text{ bo'lsa,}$$

bu yerda ψ_1^* va ψ_2 o'zgarmas funktsiyalar.

Ayrim operatorlarda ψ funktsiyani ψ_n xususiy funktsiya diskret spektrlariga ajralishi.

$$\psi(x) = \sum C_n \psi_n(x) \quad C_n = \int \psi_n^* \psi dx$$

ψ vaziyatda (xolatda) fizik kattalik A ni o'rtacha ifodasi:

$$\langle A \rangle = \int \psi^* \hat{A} \psi dV$$

bu yerda \hat{A} mos operator ψ – normallashgan to'lqin funktsiyasi dV – elementar xajm.

Operator ko'rinishidagi SHredinger tenglamasi

$$\frac{i\hbar \partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi$$

bu yerda \hat{H} – shula energiya operatori (gamiltonian).

\hat{A} operatorida vaqt bo'yicha olingan xosila

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial \hat{A}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{A}]$$

bu yerda $[\hat{H}, \hat{A}]$ operatorlar komutatori \hat{H} – gamiltonian.

Operatorlar proektsiyasi va impuls'sni kvadrati quyidagicha

$$\hat{P}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad \hat{P}^2 = \hat{P}_x^2 + \hat{P}_y^2 + \hat{P}_z^2 = -\hbar^2 \Delta^2$$

bu yerda ∇^2 - laplas operatori.

Energiya zichligi operatori (Gamiltonian)

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

Operatorlar proektsiyasi va impuls's momentini kvadrati.

$$\hat{L}_x = y\hat{P}_z - z\hat{P}_y \quad \hat{L}_y = z\hat{P}_x - x\hat{P}_z$$

$$\hat{L}_z = x\hat{P}_y - y\hat{P}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \quad \hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2 = -\hbar^2 \Delta_{0,\varphi}^2$$

bu yerda $\Delta_{0,\varphi}^2$ - laplas operatorining burchak qismi.

Sferik kordinatalarda Laplas operatori.

$$\Delta^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \Delta_{0,\varphi}^2$$

$$\Delta_{0,\varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

\hat{L}^2 ni xususiy funktsiya operatori va xususiy ifodasi.

$$L^2 = l(l+1)\hbar^2 \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

$$\varphi_{l,m}(\theta, \varphi) = \theta_{|m|} \theta \exp(im\varphi) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$$

funktsiya $\theta(\theta)$ uchun 3,1 jadvalda S-²- va d ni vaziyati keltirilgan.

Xolat	l, m		Xolat	n, l	$P = \frac{r}{r-1}$ R(ρ);
S	0,0	1	1 S	1,0	$l^{-\rho}$
‘	1,0	Cos V	2 S	2,0	$(2-\rho) l^{-\rho/2}$
	1,1	Sin V	2 ‘	2,1	$\rho l^{-\rho/2}$
d	2,0	$\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2}$	3 S	3,0	$(21-81\rho]2\rho^2) l^{-\rho/3}$
	2,1	Sin θ	3 ‘	3,1	$\rho(6-\rho) l^{-\rho/3}$
	2,2	Cos θ	3d	3,2	$\frac{\rho^2}{2} l^{-\rho/3}$
		Sin ² θ			

Markaziy simmetrik maydon U(r) da to'liqin funktsiyani R(r) radial qismi uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - U - \frac{\hbar^2}{2mr^2} \right) R = 0$$

3,2 – jadvalda vodorodsimon sistema uchun R(r) funktsiya keltirilgan.

Atom yadrosi

Yadro radiusi, (fermida)

$$R = 1,4A^{1/3}$$

bu yerda A – yadroning massasi

Yadroning bog'lanish energiyasi

$$E_{\text{bog}} = Z m_H (A - Z) m_n - M$$

bu yerda Z – zaryad nomeri (yadroning), A – massa soni m_H , (m_n va M) – vodorod atomi massasi m_n – neytron massasi (M – to'la atom massasi).

qulaylik uchun quyidagi formuladan foydalaniladi.

$$E_{\text{bog}} = Z \Delta_H (A - Z) \Delta_n - \Delta$$

Bu yerda Δ_H , Δ_n , Δ – yadroga mos kelgan, vodorod atomi ($M - A$) neytron va atomning ortiqcha massasi.

Yadroning bog'lanish energiyasi uchun Veytsenzer (yarim empirik) formulasi.

$$E_{\text{bog}} = 14A - 13A^{2/3} - 0,584 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 19,3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \frac{33,5}{A^{3/4}} \delta$$

$$S = \begin{cases} +1 & A \text{ va } Z \\ 0 & A \text{ (} Z \text{ - uxmuëpuü)} \\ -1 & \end{cases}$$

bu yerda

Atomning to'liq mexanik momenti.

$$M = j I \quad j = I - 1 \dots |j - I|$$

Bu yerda j – atomni elektron qobig'ini mexanik momenti, I – yadroning mexanik momenti (yadro spini).

Yadroning magnit momenti

$$\mu = g I \mu_N$$

bu yerda g – giromagnit ko'paytuvchi, I – yadro spini μ_N – yadro magnetoni

6) (l , j) xolatda turuvchi nuklonning giromagnit ko'paytuvchisi quyidagicha topiladi.

$$g_i = g_l \pm \frac{(g_s - g_l)}{(2l + 1)}$$

Bu yerda $j = l + \frac{1}{2}$ musbat ishora uchun $j = l - \frac{1}{2}$ manfiy ishora uchun. g_s va g_l – spin va orbitalda nuklonning giromagnit ko'paytuvchisi.

Juft R zarra bilan orbital moment va ichki juftlik R_i quyidagicha ifodalanadi. $R_i (-1)^l$

2 zarrachalardan R – juft sistemalar bilan ichki juft R_1 va R_2 va orbital moment l ni bog'lanishi

$$R_1 R_2 (-1)^l$$

Orbital momentlar $l_1, l_2 \dots l_n$ bilan n nuklonlarning juft sistemalarini bog'lanishi quyidagicha

$$R (-1)^{l_1 + l_2 + \dots + l_n}$$

Radiaktiv yemirilishning asosiy qonuni

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

$$\lambda = 1/\tau (\ln 2) T$$

bu yerda λ – yemirilish doimiysi. T – radiaktiv yadroning yemirilish vaqti. τ – uning yemirilish vaqti.

Solishtirma aktivlik – bu massa birligidagi jismning aktivligi.

Yadro reaksiyalari

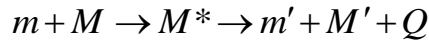
TS – sistemada 2 zarrani kinetik energiyasini yig'indisi.

$$\tilde{K} = \frac{\mu v_{\text{cm}}^2}{2} \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)}$$

μ - sistemani keltirilgan massasi.

V_{kis} - zarrachani nisbiy tezligi \tilde{P} - ularni TS – sistemadagi impulg'si

Yadro reaksiyasini energetik sxemasi.



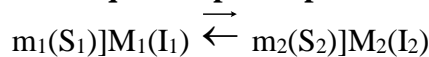
bu yerda $m+M$ – reaksiyadan oldingi parchalar - massasi yig'indisi. $m'+M'$ – reaksiyadan keyingi zarrachalar massasi yig'indisi. Q – reaksiya energiyasi.

Endoenergetik reaksiya tiklanishi mumkin qachonki, uchuvchi zarrani boshlang'ich energiyasi (l - sistemada)

$$K_{\text{bosh}} - \frac{m+M}{M} |Q| - \text{ga teng bo'lsa.}$$

bu yerda $m+M$ – uchuvchi zarra va nishon yadro massasi. Q – reaksiya energiyasi.

Reaksiya uchun: Muvozanatli qismlar printsiipi



to'g'ri jarayon qismi σ_{12} va σ_{21} unga qarshi σ_2 ni bog'liqligi

$$(2S_1 + 1)(2I_1 + 1)\sigma_{12} \hat{P}_1^2 = (2S_2 + 1)(2I_2 + 1)\sigma_{21} \hat{P}_2^2$$

Agar ikala jarayon bir oqimda bo'lsa, TS – sistemada o'zaro ta'sirlashuvchi zarraning to'liq energiyasi shunday ifodalanadi. Bu yerda S_i va I_i zarra spini \hat{P}_1 va \hat{P}_2 - TS-sistemada zarra impulg'si.

Neytronning parametri

$$b = \lambda \sqrt{l(l+1)}$$

bu yerda λ – to'lqin uzunligi, l – orbital kvant soni.

Elementar zarralar

Bu bo'limda barcha energiya formulalari impulg's va massalar energetik birligida ifodalangan $r \cdot s$ va $m \cdot s^2$ ni qisqartirilgan ko'rinishi.

Kinetik energiyaga harakatga bog'liqligi – bu TS – sistemadagi kinetik energiya yig'indisidir.

Lorents invarianti

$$E^2 - r^2 \cdot m^2$$

bu yerda E va r – to'la energiya va sistema impulg'sini yig'indisi, m – uning massasi.

L – sistemadan TS – sistemaga o'tishdagi to'liq energiya va impulg'sning Lorents almashtirishlari

$$P_x = \frac{P_x - E\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad E = \frac{E - P_x\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

β - s birlikdagi l sistemani TS sistemaga nisbatan tezligi

Boshlang'ich kinetik energiya massasi m, uchuvchi birlamchi tinchlikdagi zarra M uchun qo'zg'alish reaksiyasi

$$m + M \rightarrow \sum m_i$$

$$K_m = \frac{(\sum m_i)^2 - (m + M)^2}{2M}$$

TS – sistemada xosil bo'lgan zarrani impulg'si 2 qismli zarrani yemirilish massasiga teng.

$$\hat{P} = \frac{1}{2M} \sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}$$

bu yerda m_1 va m_2 – hosil bo'lgan zarra massasi.

2 qismli relyativistik zarrani yemirilish massasi M, impulg'si R bilan, m massali zarrani maksimal burchak yo'nalishi quyidagi formula bilan harakterlanadi

$$\sin\theta_{\max} = \frac{M\hat{P}}{mP}$$

bu yerda \hat{P} - m massali zarrani impulg'si (TS - sistemada).

Kvant sonlarini ma'nosi:

- Q – elektr zaryadi (e elektron birligida)
- L – leptonni zaryadi, V – barionni zaryadi.
- T – izotopik spin. T_g - uni proektsiyasi
- S - g'alatilik l – maftunlik

Rezonans va zarrani kuchli o'zaro tahsirini kvant sonlari orqali bog'lanishi

$$Q^*T_2] (B]c]S)/2$$

Zarrani o'zaro tahsirlashuvchida lepton va barion zaryadini saqlanish qonuni bajariladi.

Uni proektsiyasi T_2 , izospini T va g'alatiligi S ning saqlanish qonuni kuchli zaro tahsirlashuvda bir xildir.

Zarrani 2 izotopik sistema uchun umumlashgan Pauli printsipti mahlum va u quyidagicha.

$$(-1)^{l+S+T} * \quad \begin{array}{l} - 1 \text{ zarra uchun yarim to'la spin.} \\]1 \text{ zarra uchun nolg' spin.} \end{array}$$

bu yerda l – orbital moment S – sistema spini T – uning izospini.

Kvarkning kvant sonlari.

Kvark	Q	B	T	T ₂	S	1
U	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
S	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0
C	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	1

A

Absolyut qora jism. O'ziga tushuvchi xar qandayto'lqin uzunlikdagi elektromagnit to'lqinni to'la yutuvchi jism qora jism deb ataladi. Absolyut qora jism tabiatda uchramasa ham lekin xossalari unga yaqin jism mavjud.

Absorbtsiya. Xajmiy yutilish, yahni gaz suyuqlikka qattiq jismga ximiyaviy tahsir ko'rsatmasada, unga tekanda suyuqlik tomonidanxajmiy yutilish mumkin. Bunday xodisa absorbtsiya, yahni xajmiy yutilish deyiladi.

Additivlik. Skalyar yig'indi, qatorga yoyganda bir xususiyatlari yig'iladi. Masalan: sistemaning massasi sistemani tashkil qilgan zarralar massalari yig'indisiga teng.

Adron. Adronlar - kuchli o'zaro tahsirlarda ishtirok etuvchi zarralarning umumiy nomi. Bu nom "kuchli yirik" degan mahnoni anglatuvchi yunoncha so'zdan kelib chiqqan. Barcha adronlar ikkita katta gruppaga - mezonlar va barionlarga bo'linadi.

Adsorbent. Zarrachalarning sirtida adsorbtsiya sodir bo'ladigan qattiq yoki suyuq modda adsorbent deyiladi.

Adsorbtsiya. Agar qattiq jism gazsimon muxit bilan o'rab olingan bo'lsa, u holda uning sirtida gazning go'yo jismga yopishib olgandek yupqa zichlashgan qatlam yuzaga keladi. Bunday qatlam yuzaga kelishi adsorbtsiya deyiladi.

Azimutal kvant soni. Azimutal kvant soni - atom orbitasini formasini - shaklini ko'rsatuvchi kvant son bo'lib, uning 1,2,3,4 kabi qiymatlariga S, 'D,F kabi orbitalar mos keladi.

Aynigan satx. Bitta energetik sotxda bittadan ortiq elektron mavjud bo'lsa, bunday satx aynigan satx deyiladi. Masalan: litiy Li atomini 2 qavatida 2 ta elektron mavjud.

Aynimagan satx. Bitta energetik satxga faqat bitta elektron to'g'ri kelsa, bunday satx aynimagan satx deyiladi. Masalan: vodorod atomini birinchi qobig'ida bitta elektron bo'ladi.

Aksial vektor. Kuch momenti \vec{M} ham, burchak tezlik ω ham burchak tezlanishi xam, ilgarilanma harakatni tavsiflashdagi ularga mos kattaliklar - kuch, tezlik va tezlanish kabi vektor kattaliklardir. Bu vektorlar aylanish o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'lib, ularni aksion (o'q) vektorlar deyiladi.

Aktivatsiya energiyasi. Bizga mahlumki yadro reaksiyasini amalga oshirish uchun og'ir yadrolarni tez neytronlar bilan bombardimon qilish kerak, yahni yadro reaksiyasini vujudga

keltirish uchun qanchadir boshlang'ich energiya kerak bo'ladi. Ana shu energiya aktivatsiya energiyasi deyiladi.

Aktivatsiya energiyasi. Bizga mahlumki, yadro reaksiyasini amalga oshirish uchun og'ir yadrolarni tez neytronlar bilan bombardimon qilish kerak, yahni yadro reaksiyasini vujudga keltirish uchun qanchadir boshlang'ich energiya kerak bo'ladi. Ana shu energiya aktivatsiya energiyasi deyiladi.

Almashinuvchi o'zaro tahsir. Kvant mexanika tasavvurlariga ko'ra yadrodagi nuklonlar (proton va neytron) bir-biri bilan P - mezon almashinib turadi . masalan: proton (P^1) mezon irg'itib o'zi neytronga aylanadi. Neytron (P^1) mezon yutib protonga aylanadi. Bunday jarayon 10^{-8} s ichida yuz beradi. Shuning uchun go'yoki proton neytron bilan chaplashib ketgandek tuyuladi. Tahsirning bunday turini almashinuvchi o'zaro tahsir deyiladi.

Alfa zarra. Alfa zarra ikkita proton va ikkita neytrondan tashkil topgan elementar zarradir. Shuning uchun uni geliy atomini yadrosi deb ham ataladi. Alfa zarralar oqimi alfa nur deyilib u radiaktiv moddalarni nurlanishida chiqariladi.

Amorf jismlar. Kristal tuzilishga ega bo'lmagan qattiq jismlar ham mavjud bo'lib, ularni amorf jismlar deb ataladi. Amorf jismlar ham izotropik xususiyatga ega, chunki uning barcha yo'nalishlarida zarrachalarining zichligi birday bo'ladi. Amorf jismlarda huddi suyuqlik singari zarrachalar tartibsiz joylashgan. Amorf jismlar qizdirilgan sari asta sekin yumshab keyin eriydi, yahni aniq bir erish temperatura bilan harakterlanmaydi. Zamonaviy fizika amorf jismlarni molekulyar tuzilishi bo'yicha qovushqoqligi juda katta bo'lgan suyuqlik deb hisoblaydi. qovushqoqligi juda katta bo'lgan suyuqliklar oqish hususiyatini yo'qotadi va ular qattiq jismlar singari o'z shaklini saqlaydi.

Analizator. Polyarizatorlardan faqat qutblangan yorug'lik olish maqsadidagina emas balki nurni qutblangan yoki qutblanmagan ekanligini va qutblangan nurning tebranish tekisligini aniqlash uchun ham foydalaniladi. SHunday maqsadda ishlatiladigan kamyarizator analizator deb ataladi.

Anizotropiya. Anizotropiya deb bir jinsli jism fizik asoslarini turli yo'nalishda turlicha bo'lishiga aytiladi. Masalan: kristal jismlarning issiqlikdan kengayishi koeffitsienti turlicha bo'ladi. Turli yo'nalishlarda kristalning mexanik, optik va elektr xossalari ham turlichadir.

Aniqmaslik prinsipi. Bir vaqtning o'zida atomning energiyasi va xolatini aniq qayd qilib bo'lmaydi. Zarra koordinatasi va impulg'sini bir vaqtning uzida $\Delta x \Delta r \geq h$ aniqlikda bo'lishi mumkin xolos. Zarra koordinatasi va impulg'sini bir vaqtda aniq bilib bo'lmasligini bildiradi. Bunday fikrlar aniqmaslik printsipini asosini tashkil qiladi.

Antimodda. Hamma elementar deb qaralgan zarralarning antizarralari mavjud. Masalan: protonning antizarrasi antiproton, elektronniki esa pozitron va xokozo, kvant nazariyasi anti zarralar ham mahlum qonuniyatlar bilan bog'lanib atom hosil bo'lishi mumkin deb qaraydi, huddi shunday atomlardan tashkil topgan (sis) modda antimodda deyiladi.

Antiproton. Yashash davri, massasi va spini, zaryad son qiymati protonnikiga teng lekin ishorasi qarama-qarshi ishorali yahni manfiy ishorali elementar zarra antiproton deyiladi.

Antisimmetrik tenzor. Agar tenzor indekslarining o'rni almashtirilganda uning komponentalarining ishorasi o'zgarsa, bunday tenzor antisimmetrik tenzor deyiladi.

$$T_{\alpha\beta}^{(c)} = -T_{\beta\alpha}^{(c)}$$

Anomal dispersiya. Agar moddaga tushayotgan yorug'lik to'liqin chastotasi ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa, yahni $\frac{\Delta h}{\Delta \omega}$ bo'lsa, bu moddaga yorug'likning dispersiyasi anomal dispersiya deyiladi.

Antiyadro. Antiproton va antineutron birlashib hosil qilgan yadro antiyadro deyiladi.

Antisimmetrik xolat funktsiyalari. O'rin almashtirish operatori bilan tahsir etganimizda ishorasini o'zgartiruvchi xolat funktsiyalariga aytiladi.

Antistoks nurlanish. Lyuminafor chiqargan yorug'lik to'liqini uzunligi uyg'otuvchi yorug'lik to'liqini uzunligidan katta. Stoks topgan bu qonuniyatni kvant mexanika tasavvurlari asosida songina tushuntirish mumkin. Lomineytsiya markazi h, ν (dan kichik, oraliq satx Y_{e0h}) energiyali fotonni yutib $E > h\nu$ energiya satxiga ko'tarila olmaydi. Lyuminesent kvant energiyasi h, ν_1 har doimo h, ν dan kichik, oralikda Y_{e0h} ga o'tilganda h, ν_1 energiya chiqadi. Kvant energiyasining W bir qismi boshqa jarayonlarga xam sarflanishi mumkin, lekin bahzi xollarda $h, \nu_1 > h, \nu$ bo'lishi mumkin. Bunday xolda nurlanish antistoks nurlanish deyiladi.

Antiferromagnitliklar. Magnit tartiblashgan xolatlar kvant-mexanik tartibga ega. qattiq jismlar orasida shundaylari borki, ular ichki kuchlar tahsirida o'z-o'zidan (spontan) magnitlangan bo'ladi. Ularda tashqi maydondan qathi nazar, elektronlar sniplarining magnit momentlari antiparallel joylashgan bo'ladi. Bunday qattiq jismlar antiferromagnitliklar deyiladi.

Asosiy xolat. Energiyasi mumkin bo'lgan energiya qiymatlaridan eng kichigiga teng bo'lgan stasionar xolat sistemaning asosiy xolati deyiladi.

Asimtotik erkinlik. Kvarklar orasidagi kuchlarning noyob xossasi asimtotik erkinlik deb ataladigan xossasidir. Bu kuchlar kichik masofalarda yoki (noaniqliklar bu munosabati bo'yicha) katta impulsg' uzatiladigan protsesslarda zaiflashadi. SHuning uchun bunday protsesslarda kvarklar maydoni bilan o'ralmagan nuqtaviy obyektlar sifatida ishtirok qiladi. Asimtotik erkinlik uchun maxsus kuch tashuvchilar - glyuonlar ("elim" - mahnosidagi ingliz so'zidan) bo'lishi zarurligi nazariy isbotlangan.

Atom. Yadro atrofida elektron xolati n, l, m, s kvant sonlariga mos keluvchi va S, P, D, F qobiqlarni Paulli printsiPGA amal qilgan xolda to'ldirilgan sistema atom deyiladi.

Atomning magnit momenti. Atom yadrosi atrofida harakatlanuvchi elektronni elementar elektr tokiga o'xshatish mumkin; u magnit maydoni vujudga keltiradi, turli elektronlarning magnit maydoni qo'shilib, atom magnit maydoni hosil qiladi. Uning karakteristikasi uchun magnit momenti deb ataluvchi vektor kattalik kiritiladi. Agar elektronlar u yoki bu qobiqni to'liq to'ldirgan bo'lsa, ularning magnit maydonlari o'zaro kompensatsiyalanadi; mos atomlarning magnit momentlari nolga teng bo'ladi.

Atomning qutblanuvchanligi. Maydon tahsiri natijasida erishgan dipolg' momenti bilan maydon kattaligi orasidagi proporsionallik koeffitsienti, atomning qutblanuvchanligi deyiladi.

Atomning energetik satxi. Norelyativistik yaqinlashishda atomning stasionar xolatlari energiyasi. Ular yadroning kulon maydonida harakatlanayotgan va bir-biri bilan elektr tahsirlashuvini xisobga olib elektronlar sistemasi uchun yozilgan shredinger tenglamasidan aniqlanadi va ular diskret energetik qiymatlarga ega bo'ladi.

B

Barve panjarasi. Barve panjarasining oz sonli tiplari mavjud. Ular kristal sistemalarni tashkil qiladi. Eng simmetrik kub sistema oddiy, xajmiy - markazlashgan va yoqlari markazlashgan kub panjaralardan iborat. Bunday panjaralar translyatsion simmetriyadan tashqari, huddi oddiy kubdagi kabi simmetriya elementlariga (masalan, atrofdagi kristalni bo'lib, o'zini-o'zi ustiga tushurishi mumkin bo'lgan simmetriya o'qlariga) ega bo'ladi.

Barher. Barer ruscha so'z bo'lib, o'zbek tilida to'siq degan mahnoni anglatadi. Masalan, potentsial barherni - potentsial to'siq deb tarjima qilinadi. Bu kvant mexanikasida ko'p uchraydigan tushuncha bo'lib, uni quyidagicha tushuntiriladi. Aniq bir energiyali zarracha qandaydir soxada harakatlanib, shunga qo'shni bo'lgan soxada harakatlana olmasa, yahni shu soxada harakatini cheklasa, bunday soxa potentsial to'siq deb yuritiladi.

Barion. Barionlar ("og'ir" degan mahnoni anglatuvchi yunoncha so'zdan olingan) - bu yarim butun spinli adronlardir. Eng mashxur barionlar - proton va neytron, bir vaqtlar ajiblik deb nomlangan kvan sonli qator zarralar ham barionlarga tahlulidir. Lambda barioni (λ^0) va sigma barionlar oilasi (Σ^-, Σ^+ va Σ^0) ajiblik birligiga ega $\frac{1}{3}$, $-\frac{2}{3}$ zarra elektr zaryadining ishorasini yoki neytralligini ko'rsatadi. Ksi barionlar (Ξ^- va Ξ^0) ikkita ajiblik birligiga ega $\frac{2}{3}$ barionning ajibligi uchga teng. Aytib o'tilgan barionlarning massalari proton massasidan taxminan bir yarim marta katta ularning o'ziga xos yashash vaqti taxminan 10^{-10} s.

Bevosita o'zaro tahsirli yadreaktsiyalar. Agar yadro reaksiyasi yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanayotgan zarra yadro diametriga teng masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqtga nisbatan qisqaroq vaqtda ro'y bersa, bunday reaksiya bevosita o'zaro tahsirli yadro reaksiyalari deyiladi. Bunday qisqa vaqt ichida yadroga kelib tushayotgan zarra yadrodagi faqat bitta yoki ko'pi bilan ikkita-uchta nuklonlar bilan to'qnashishga ulguradi xolos.

Birikmali o'tkazuvchanlik. Yarim o'tkazgichlarda birikmalar bo'lsa, xususiy o'tkazuvchanlik bilan bir qatorda birikmali o'tkazuvchanlik deb ataladigan qo'shimcha o'tkazuvchanlik bo'ladi. Birikmaning konsentratsiyasini o'zgartirib, musbat yoki manfiy ishorali zaryad tashuvchi zarralar sonini o'zgartirish mumkin.

Bir jinsli maydon. Berilgan maydonni ixtiyoriy nuqtasidagi maydon kuchlanganligi bir xil bo'lsa yoki boshqacha qilib aytganda maydon kuchlanganligi kordinataga bog'liq bo'lsa, bunday maydon bir jinsli maydon deyiladi.

Birinchi tartibli spektr. Spektrda mulg'tiplyotlar orasidagi spin-spin tahsir kontaktaga nisbatan ancha katta bo'lsa, simmetrik mulg'tiplyotlar xosil bo'ladi. Masalan: 1:1, 1:2:1, 1:3:3:1 vaxakozo. Bunday spektor birinchi tartibli spektr deyiladi.

Birinchi tur fazaviy o'tishlar. Birinchi tur fazaviy o'tishlar uchun fazaviy o'tishlar nuqtasida issiqlik (q) ning ajralishi yoki yutilishi hamda xajmining o'zgarishi (ΔV) kuzxatiladi. Birinchi tur fazaviy o'tishlarga, masalan, qattiq jismning suyuqlikka aylanishi (eirishi) va teskari protsess (kristallanish), suyuqlikning bug'ga aylanishi (bug'lanishi qaynash) bir kristal modifikatsiyadan boshqasiga o'tishi (poliform o'zgarishlar) va boshqalar kiradi.

Boze - Enshteyn statistikasi. Fotonlardan tashkil topgan relyativistik gaz sifatida qarash mumkin bo'lgan (gaz) elektromagnit nurlanish Boze - Enshteyn statistikasi bilan tavsiflanadi. Bu statistika majburiy nurlanishning mavjudligi xulosasiga, lazerlarni ishlash printsiptini asosida yotgan effektning ochilishiga olib keladi. Boze - Enshteyn statistikasi yordamida massa soni 4 bo'lgan oddiy Geliy izotoplaridan tashkil topgan suyuq geliyning xossalari tavsiflanadi. Bu izotoplar yadrolarini izotoplari 0 ga teng.

Bozonlar. Simmetrik funktsiyalar bilan tavsiflanadigan zarralar Boze - Enshteyn statistikasiga bo'ysinadi va bozonlar deyiladi. Spini 1 ga teng va kollektivlikka intiluvchi zarralardir.

Borning noaniqliklar munosabati. Aytaylik zarra tushayotgan ekranda zarraning ekran orqali o'tishida yuzaga keluvchi ko'ndalang impulsining noaniqligini nazarga olmaslik uchun yetarlicha keng tirqish bor deylik. Tirqishni muayyan Δt vaqti davomida to'siq bilan yopish mumkin bo'lsin. Zarraning tirqish chekkalari bilan o'zaro tahsir paytida Δt noaniqlikka ega bo'lganidan zarra koordinatasining bo'ylama yo'nalishdagi noaniqligi $\Delta q \cdot v \Delta t$ bunda v -zarra tezligi. Tirqishdan o'tishda tezlik oz o'zgaradi deb hisoblanadi. Geizenbergning noaniqliklar munosabatiga

ko'ra zarra impulsining noaniqligi (energiya noaniqligi ($\Delta E = v \Delta p = \frac{\hbar}{\Delta p} = \Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta g}$ biroq impuls noaniqligi $\Delta E = v \Delta p = \frac{\hbar}{\Delta t}$ ni yaratadi, bu aynan Borning noaniqliklar munosabatidir.

Born yaqinlashishi. Bunda yadro massasi juda katta va elektronini juda kichikligi uchun elektron xarakati jarayonida yadro xali harakatga kelib ulgurmaydi degan faraz asosida, shredinger tenglamasini yechish usuli ko'rsatiladi.

Bor radiusi. Vodород atomida elektronning asosiy xolatdagi orbita radiusi $r \approx 0.529 \text{ \AA}$ ga birinchi Bor radiusi deb yuritiladi. Undan tashqari kulon maydoni bilan bog'liq bo'lgan masalalarda barcha fizikaviy kattaliklarni o'lchash uchun atom birliklari deb ataluvchi maxsus birliklardan foydalaniladi. Uzunlikning atom birligi Bor radiusi deyiladi.

Bosh kvant soni. Bosh kvant soni - 1,2,3, ... n ta bo'lishi mumkin. Bu n ning qiymati elektronning asosiy energiya darajasini belgilaydi. Agar $n \geq 1$ bo'lsa, kvant yadroga eng yaqin bo'ladi. n ning qiymati oshishi elektronning energiya qiymati olishiga sabab bo'ladi, n yadro atrofida elektron xolatini ko'rsatuvchi son bo'lib, orbita radiusi qiymati kvantlanganini ko'rsatadi.

Bosh seriya. Ishqoriy metal atomida yuz beradigan o'tishlarda bosh kvant sonining har qanday qiymatiga o'zgarishi tufayli o'tishlar mumkin. Bu o'tishlar natijasida xosil bo'ladigan nurlanish chiziqlari seriyalari bosh seriya deyiladi.

Bog'langan zaryadlar. Jismlarda erkin harakatlana olmaydigan zaryadlar masalan, neytral atom va molekular tarkibiga kiruvchi, o'z yadrolari bilan mustahkam bog'langan elektronlar bog'langan zaryadlar deyiladi. Ular tashqi maydon tahsirida o'zlari joylashgan atom va molekular ichida makroskopik masofaga siljiy oladi. Ammo yetarlicha kuchli tashqi maydonlar tahsirida bog'langan elektronlar o'zlariga tegishli atom yoki molekularlardan butunlay ajralib chiqib erkin zaryadlarga aylanishi ham mumkin.

Bog'lanish. Jismning fazodagi harakatini biror yo'nalishda cheklangan bo'lsa, u bog'lanishdagi yoki erkin bo'lmagan jism deyiladi, harakatni cheklovchi sabab bog'lanish deyiladi. Bog'lanishni jismga ko'rsatadigan tahsirini ifodalovchi kuchga bog'lanish reaksiya kuchi deyiladi. Bog'lanish jism harakatiga qaysi yo'nalishda to'sqinlik qilsa reaksiya kuchi shu yo'nalishga teskari tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Bog'lanish energiyasi. Agar yadroni uni tashkil qiluvchi nuklonlarga ajratmoqchi bo'lsak, bog'lanish kuchining tahsiriga qarshi ish bajarish kerak. Bu ish kattaligi bog'lanish energiyasidir.

V

Vakansiya. Barcha real kristal takomillashgan strukturaga ega emas, ya'ni panjaraning bazi joylarida bo'sh joylari bo'ladi. Ana shu bo'sh joy vakansiya deyiladi.

Valent zona. Valent zona - eng yuqorida yotuvchi elektronlar bilan to'lgan zona. Bundan keyingi zona o'tkazuvchanlik zonasi deyiladi. Sof yarim o'tkazgichda $T=0$ da elektronlar bilan to'lgan zona.

Valent elektronlari. Atomni tashqi birinchi qavatiga ikkita, ikkinchi qavatiga sakkizta, uchinchi qavatiga o'n sakkizta va xakazo elektronlar sig'ishi mumkin. Atomning eng oxirgi qavatida nechat elektron bo'lsa, shu elektronlarni valent elektronlar deyiladi. Masalan, Kremniyning Si barcha qavatida 14 ta elektron bo'lib, birinchi qavatida 2 ta, ikkinchi qavatida 8 ta, oxirgi qavatiga esa 4 ta, elektron qoladi. Ana shu 4 ta elektron valent elektronlari deyiladi.

Van-der - Vals kuchlari. Vander - Vaalg's kuchlari - bir biridan uzoq masofada sistemasida inert gazlarga eng turg'un atomlarning shu inert gaz atomlari elektron qobig'ining tuzilishiga o'xshash elektron konfiguratsiyaga ega bo'lishiga moyilligi ularning ion bog'lanishini vujudga keltiradi yoki neytral atomlar yoki molekularlar o'rtasidagi o'zaro tortilishi itarilish kuchlari. Boshqacha aytganda, molekularlar aro o'zaro tahsir kuchi ham deyiladi.

Van-der-Vals kuchlarining o'zgarishi. Bu kuch tortishish kuchlari dipol o'zaro tahsir kuchlari bo'lib, atomlar yoki molekularlar o'rtasida masofaga qarab potentsial qonuniyat bilan o'zgaradi.

Variatsion printsip. Yorug'likni mexanika qonunlariga bo'ysunadigan zarralar oqimi sifatida qarab, mexanikaning variatsion printsipi eng kichik tahsir printsipi ilgari surilgan. Bu printsipga ko'ra, u (yorug'lik) tahsir miqdori eng kichik bo'ladigan yo'l bo'ylab tarqaladi. Eng kichik tahsir printsipini qo'llash bilan bog'liq masalalarni xal etishda maxsus matematik apparat yaratildi. Bu apparat variatsion hisob nomini oldi, tegishli printsiplarga esa variatsion printsiplar deb ataladi.

Vektor bozonlar. Kuchsiz o'zaro tahsiri protondan 100 marta og'irroq o'ta massiv zarralar uzatadi. Bu zarralar 1 spinga ega bo'lib, vektor bozonlar deyiladi. Zaryadlangan ikkita W^+ , W^- vektor bozon va bitta neytral Z^0 vektor bozon bor. Neytron va ion parchalanishida zaryadlangan W vektor bozon ishlaydi.

Vibrator. Tebranish hosil qiladigan manbalar vibrator deyiladi. Elektrodinamikada esa o'zgaruvchi dipolg' momentiga ega bo'lgan sistemalarni ostsilyator yoki vibrator deb yuritiladi ularni makroskopik sistemalarda o'rganiladigan eng oddiy namunasi Gerts vibratoridir.

Vibratsiya. Har qanday muvozanat nuqtasi atrofida tebranishni hosil bo'lishiga aytiladi.

Vilson kamerasi. Vilg'son kamerasi trekli detektor. Bu kamerada zaryadli zarra yo'li bo'ylab hosil bo'lgan ionlar suyuqlik bug'lari tomchilarining kondensatsiyalanish markazlari bo'lib xizmat qiladi. Bu tomchilarning treki fotoplyonkada suratga tushiriladi. Yuqori energiyali zarralarni qayd qilish uchun pufakli kameralarni ishlatiladi.

Virtual satx. Virtual satx - antiparallel yopiqli neytron va protonning o'zaro tahsiri virtual stax mavjudligi bilan karakterlanadi. Bu satx enegiyasi 0.067 MeV . . . haqiqiy satx parallel spinli neytron va protonning o'zaro tahsiri uchun $2,23 \text{ MeV}$ energiyali haqiqiy satx mavjud bo'ladi.

Virtual zarra. Har xil zarralar uzluksiz paydo bo'lib va yo'qolib turadigan yahni vaqtincha paydo bo'ladigan zarralar.

Virtual ko'chishlar printsiipi. Virtual ko'chishlar printsiipi muvozanat sharti quyidagicha ifodalanadi.

Ideal bog'lanishlarga ega bo'lgan har qanday mexanik sistemaning muvozanatda bo'lishi uchun har qanday imkonli ko'chishda sistemaga tahsir qilayotgan kuchlar elementar ishlari yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur va kifoyadir. Virtual ko'chishlar printsiipi yordami bilan faqatgina statistika masalalarigina emas balki, gidrostatika va (elektrodinamika) elektrostatika masalalari ham hal qilinadi.

Virtual holat. Yadrodagi proton bilan neytron π (π^+) mezonlar almashinishi bilan tahsirlashib turadi. Masalan, proton musbat (π^+) mezon chiqarib o'zi neytronga aylanadi. Neytron esa musbat (π^+) mezon yutib protonga aylanadi. Demak, ma'lum bir vaqtg' ichida proton neytron xolatda neytron esa proton xolatda bo'ladi, bir elementar zarrani boshqa bir elementar zarra xolatida bo'lishi uning virtual xolati deyiladi.

Vodorod bog'. Kuchli qutblangan ikkita dipol tahsiri natijasida hosil bo'ladigan bog' Vodorod bog' deyiladi.

Vodorodsimon ionlar. Ma'lumki geliy Ne atomi yadrosi atrofida ikkita elektron harakatlanadi. Agar geliy atomining bir karra ionlashtirilsa yadrosi atrofida bitta elektron qoladi huddi shu singari litiy Li ni ikki karra Berilliy ni esa uch karra ionlashtirilsa ularni atomi yadrosi atrofida ham bittadan elektron qoladi. Bu ionlashgan atomlar vodorodga o'xshagani uchun (chunki Vodorod atomi yadrosi atrofida ham bitta elektron harakatlanadi) Vodorodsimon ionlar deyiladi.

Volnovod. Biror tabiatli to'lqinlar tarqaladigan kanal to'lqin o'tkazgich volnovod deyiladi. Masalan, ixtiyoriy shakldagi kesimga ega bo'lgan kovak metal trubadan iborat yo'naltiruvchi sistemalar.

G

Gazlarning ulg'tra siyraklashtirilgan holati. Molekulalar erkin yugurish o'rtacha masofasi $\bar{\lambda}$ gaz solingan idishning o'lchamlari bilan bir xil kattalikda bo'lib qoladigan darajadagi past bosimlarda gazning xossalari uning yuqori bosimdagi xossalaridan farq qiladi. Gazning bunday xolati ulg'trasiyaraklashtirilgan xolat deyiladi.

Gaz razryadi. Gaz orqali elektr tokini o'tishi.

Galvanik element. Elektr o'tuvchi eritma (kislota yoki tuzlarning suvdagi eritmasi) yordamida tutashtirilgan ikki xil o'tkazgich galvanik element deyiladi.

Gamiltonian. Gamilg'tonian - gamilg'ton funktsiyasiga mos keluvchi operator sistemaning gamilg'tor operatori deyiladi. To'la energiya operatoridir.

Gamma nurlari. Yadroda ham atomlar singari asosiy, uyg'ongan va quyi energetik satxlar mavjud bo'lib, bu soxalar orasidagi farq proton va neytronlarning xolatlari bilan bog'liq. Agar yadro uyg'ongan satxdan asosiy yoki quyi energetik satxga o'tsa gamma kvantlarini nurlaydi. Bu to'lqin uzunligi $\lambda \approx 10^{-10} \text{ to } 10^{-13}$ metr bo'lgan juda qisqa to'lqin uzunlikli elektromagnit nurlanishdir, uning energiyasi KEV dan MEV gacha bo'ladi.

Garmonik tebranish. Garmonik tebranish - sistemasining o'z muvozanat xolati atrofida yuz beradigan tebranish bo'lib sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha tebranadi.

Geyger - myuller schyotchigi. Geyger-myuller gaz-razryad schyotchiklarining ishlash prinsipi quyidagicha. Tola - anodda elektr maydon kuch chiziqlari quyuqlashadi, elektr maydon bu yerga kelgan elektronlarni kuchli tezlatadi va bu elektronlarning o'zi kamerani to'ldirgan gazni, masalan, argonni ionlashtra boshlaydi. Elektronlar quyuni vujudga keladi va oxir oqibatda har bir birlamchi elektronga minglab elektronlar paydo bo'ladi. Geyger-myuller schyotchigi impulsg'sining kattaligi ionlanish kamerasidagi impulsg'sdan katta bo'ladi, biroq bu impulsg's zarraning energiyasini bildirmaydi. Bunday schyotchik faqat impulsg'sning kelganlik faktini qayd qiladi xolos.

Geyzenbergning noaniqlik munosabati. Elektron xolatini aniqlash uchun yorug'likning mumkin qadar kichikroq to'lqin uzunligini olish lozim. Biroq elektron bilan tahsirlashayotganda yorug'lik unga impulsg's uzatib, to'lqin uzunlik kamayishi bilan u orta boradi. Elektronga uzatiladigan eng kichik impulsg's bitta foton tartibida bo'lib, fotonning impulsg'si P_v esa uning

to'lqin uzunligi bilan
$$P_v = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$$
 munosabat orqali bog'langan, shuning uchun elektron impulsg'si

noaniqligi $\Delta P > \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ ifodani λ ga ko'paytirib va λ o'rniga Δq ni qo'yib quyidagini hosil qilamiz $\Delta q \Delta P > 2\pi\hbar$ ushbu aynan Geyzenbergning noaniqlik munosabatidir.

Gemopolyar bog'lanish. Bu bog'lanishda molekula zaryadlanmagan zarrachalardan iborat bo'ladi va turli atomlardan tashkil topgan.

Gemopolyar panjara. Ximiyaviy sodda qattiq jismlarda fazoviy panjarani hosil qiluvchi atomlarning xammasi neytral bo'ladi. Bunday kristalning panjarasi atom panjara yoki gemopolyar panjara deb yuritiladi.

Gemopolyar bog'lanish. Bir xil element atomlaridan tashkil topgan molekuladagi bog'lanishni gepolyar (grekcha "gemo" yahni "bir xil" degan so'zdan olingan) bog'lanish deyiladi. Bu bog'lanishni quyidagicha tushuntirish kerak. Xayolan 2 ta bir xil atomni bir-biri bilan tahsirlashadigan masofaga yaqinlashtiraylik. Natijada ikkala atomning elektron bulutlari tutasha boshlaydi. Atomlar yanada yaqinlashganda ularning "elektron bulutlari" shunchalik tutashib ketadiki, bu holda birinchi atomning elektroni yoxud ikkinchi atomning elektroni degan so'zlar o'z mahnosini yo'qotadi.

Geomagnitizm. Erning magnit maydon induktsiyasi N shimoliy va S janubiy magnit qutblarini o'rgatishga oid tahlilot.

Gerts vibratori. Har biriga teng miqdorda ammo qarama-qarshi ishorali zaryad berilgan va o'zaro o'tkazgich bilan tutashtirilgan metal sharchadan iborat sistema Gerts vibratori deyiladi. Mahlum sharoitlarda radio-televizion antennalar radiolakatorlar va boshqa nurlanuvchi sistemalarni ularga ekvivalent bo'lgan vibrator bilan almashtirib tekshiriladi.

Geteropolyar bog'lanish. Galloid atomida elektron qobig'ining yo'nalish uchun bitta elektron yetishmaydi. SHuning uchun metal atomidagi valent elektron galloid atomiga o'tadi. Natijada metal atomi musbat zaryadlangan ionga, galloid atomi esa manfiy zaryadlangan ionga aylanadi. Bu qarama-qarshi zaryadli ionlar, Kulon qonuniga asosan, o'zaro tortishadi. Lekin ularning yaqinlashuviga kichik masofalarda namoyon bo'ladigan o'zaro itarishuv kuchlari to'qinlik qiladi. Masofaning biror qiymatida bu ikki kuch tenglashadi, yahni metal va galloid atomlaridan

tashkil torgan barqaror sistema vujudga keladi. Bayon etilgan bog'lanish ion bog'lanish yoki gemopalyar bog'lanish deyiladi.

Giper yadro. Giperonlardan tashkil topgan yadro giper yadro deb yuritiladi.

Giroskopik effekt. Agar jism ikki nuqtasi bilan birlashtirilgan o'q atrofida aylantirib bu o'qning o'zi ham boshqa biror o'q atrofida aylantiradigan bo'lsak o'qning birikish nuqtalarida qo'shimcha yuklanish paydo bo'lib, uni giroskopik effekt deb yuritiladi.

Germetiklash. Zichlashtirib bir muhitdan ikkinchi muhitga hech narsani o'tkazmaydigan qilib birlashtirish germetiklash deyiladi.

Gelografiya. Gelografiya degan ibora grekcha "holo" to'liq va "gra" yozaman so'zlaridan kelib chiqqan bo'lib, bu usul buyumlarning tashqi ko'rinishining yozib olishning maxsus usulidir. Gelografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan nurlanishning to'lqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish so'ng buyumni tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu fakti tiklashdan iborat. Gelografiya to'lqin optikasining asosiy qonunlari-interferentsiya va difraktsiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga kelgan.

Glyuonlar. Glyuonlar - yelim mahnosdagi inglizcha so'z bo'lib, asimtotik erkinlik uchun maxsus kuch tashuvchilardir. Glyuonlar bir-birini nurlantira olish xususiyatiga ega.

Gravitatsion massa. Butun olam tortishish qonuni bo'yicha ikki jismning o'zaro tortishish

$$F = G \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$$

kuchi quyidagi formula bilan ifodalanadi (G - gravitatsion doimiysi, m_1 - m_2 tahsirlashuvchi jismlar massalari). Ammo bu formuladagi m_1 , m_2 masalalar Nyutonning II qonunidagi $F=ma$ m-kabi inertsia o'lchovi rolini o'ynamaydi, balki Kulon qonunidagi

$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$ q_1 , q_2 -zaryadlar kabi rolni o'ynaydi. Bunday massani gravitatsion massa deyiladi.

Graviton. Gravitatsion o'zaro tahsir graviton deb ataluvchi zarralar vositasida vujudga keladi deb hisoblanadi. Har qanday jism, zarralar o'zidan gravitonlar chiqarib turadi. Gravitonning tinch holdagi massasi $10^{-39} \div 10^{-42}$ MeV gacha harakat tezligi yorug'lik tezligidan bir oz kam bo'ladi. Spini esa ikkiga teng bo'ladi. Gravitonning to'lqin uzunligi 10^{26} metr, yahni bu kattalik kosmosning kattaligicha teng keladi.

Gravitatsion radius. Nyutonning butun olam tortishish qonuni bo'yicha biror planetaga

$$v^2 = \frac{2G \cdot M}{R}$$

metiyorit yaqinlashayotgan bo'lsa, metiyorit planetaga urilayotgan paytda olgan tezligi bo'ladi. Formuladan ko'rinib turibdiki R - radius kichiklashib borsa yahni zichligi ortib borsa metiyoritning tezligi ortib boradi, lekin tezlik S-fundamental tezlik bilan chegaralangani uchun

$$c^2 = \frac{2G \cdot M}{R}$$

yuqoridagi formula ko'rinishga keladi. Bu formuladagi R - nisbiylik nazariyasida muhim ahamiyatga ega bo'lib, uni gravitatsion radius deyiladi.

Gravitatsion qizil siljish. Quyoshdagi vodorod atomidan chiquvchi yorug'likning chiziqli spektri, yerdagi huddi ana shunday atomlardan nurlanuvchi yorug'lik spektorning chiziqlariga nisbatan kichik chastotalar tomon siljib qolgan bo'ladi. Bunga sabab quyoshdan chiqayotgan fotonga, gravitatsion tortishish kuchi tahsir qiladi. Ana shu kuchni yengish uchun o'zini energiyasini mahlum bir qismini sarflaydi, fotonning energiyasi chastotaga to'g'ri proporsional

bo'lgani uchun $E \cdot h \cdot \nu$ uning chastotasi ham kamayadi. Yerga yaqinlashganda esa yerni gravitatsion maydonidan energiya oladi, lekin quyoshning massasi uning massasidan ancha katta bo'lgani uchun quyoshdan chiqib ketish uchun kattaroq energiya oladi, demak quyoshdagi fotonning energiyasi yerga yetib kelgan fotonni energiyasidan katta bo'ladi. CHastotalarda ham huddi shunday yerdagi foton chastotasi kichikroq bo'ladi. Ko'zga ko'rinuvchi nurlarda qizil nurning chastotasi eng kchik bo'lgani uchun fotonning chastotasi Gravitatsion tahsir natijasida qizil nur tomon siljiydi, shuning uchun bu siljishni gravitatsion qizil siljish deyiladi.

D

Deyton. Bitta neytron va bitta protondan iborat yadro deyton deb ataladi.

Desorbtsiya. Desorbtsiya - sirtga o'tkazilgan yot atomlarning vakumga chiqib ketishi.

Detonatsiya. Bir maromda ishlab turgan sistemaning maromini buzilishiga to'sqinlik qiluvchi xavoning yetishmasligi va ozayishi detonatsiya deyiladi.

Deformatsion qutblanish. Elektron va atom qutblanish deformatsiya bilan sodir bo'ladi va ular yig'indisiga deformatsion qutblanish deyiladi.

Dialektik materializm. XIX asrda bahzi fiziklar ko'pgina xodisalarning o'ziga xos qonuniyatlari bo'lib, ular ana shu o'z qonuniyatlariga bo'ysinadi (masalan, yorug'lik, elektr va atom haqidagi tahlilot) hamma xodisalarni ham harakatning eng sodda turi mexanik harakatdan iborat deb tushunish mumkin bo'lavermaydi deb o'ylar edilar. Bunday qarashlar falsafada real borliqning hamma tomonlarini hisobga oluvchi va materiyani harakatining eng umumiy turlarini tekshiruvchi dialiktik materializmga mos keladi.

Diamagnetizm. Agar elektron orbitani tokli kontur deb qarajak, u holda magnit maydon berilganda, Lents qoidasiga ko'ra, konturda elektr yurituvchi kuch induktsiyalanishi lozim. Bunda vujudga keluvchi magnit maydon tashqi maydonga qarshi yo'nalgan bo'ladi. Demak, modda ichida

magnit maydon kamayadi. Uning nisbiy kamayishi $\frac{\Delta B}{B} = H$ diamagnit qabul qiluvchanlik 10^{-8} tartibdagi kattalik barcha moddalar diamagnetizmga ega va ular temperaturaga bog'liq emas.

Diamagnetiklar. Magnit singdiruvchanligi $\mu < 1$ bo'lgan moddalar diamagnetiklar deyiladi. Ularda moddaning magnitlanganligi yig'indi maydonni kamaytiradi, diamagnetiklar kuchli bir jinlimas maydon soxasidan itariladi.

Difragma. Difragma aslida to'siq degan mahnoni anglatadi. Optikada esa tekshirilayotgan to'lqinning difraktsiyasini kuzatish uchun kerak bo'ladigan to'siq yoki tirqish tushuniladi.

Diagnal elementlar. Unitar matritsani yoki matritsa elementlarini birlik diagonalga keltirilgan xolatiga diagonal elementlar deyiladi.

Dipol. Mahlum l masofada joylashgan turli ishorali ikki zaryaddan tashkil topgan sodda neytral sistema elektr dipalg' deb ataladi va $r \cdot ql$ vektor - dipolg' momenti bilan harakterlanadi.

Dipollararo bog'lanish. Bir molekulaning musbat qutbi ikkinchi molekulaning manfiy qutbiga tortishib elektrostatik asosda joylashadi. Bunday sistema beqaror sistema bo'ladi va bunday bog'lanish dipollararo bog'lanish deyiladi.

Dipol molekulalar. Dipol momenti noldan farqli bo'lgan molekulalar.

Diskret. Diskretlik - uzlukli yahni aniq bir qiymat degan manolarni bildiradi.

Dislokatsiyalar. Agar kristalning elektron mikroskopda olingan fotosuratiga qaralsa atomlarning joylashishi, bahzi joylarda buzilishini ko'ramiz. Atom tekisliklari ketma-ket keladi. Biroq "ortiqcha" tekislik paydo bo'lganda ideal kristal struktura yo'qoladi. Ana shu yo'qolish dislokatsiyalar deyiladi.

Dispersion kuch. Atom yoki molekullarning bir-biriga tortishishi natijasida vujudga keladigan kuch dispersion kuch deyiladi.

Dispersioniya. Sindirish ko'rsatkichini chastotaga (to'lqin uzunligiga) bog'lanib o'zgarishi dispersioniya deb yuritiladi. Masalan, oq yorug'likning prizmadan o'tishida turli rangli spektrga ajralishi.

Difraktsion panjara. Mahlum bo'lishicha, agar birgina tirqish o'rniga parallel tirqishlar sistemasi (difraktsion panjara) dan foydalanilsa asbobning ajrata olish xususiyati sezilarli ortar ekan. Masalan, shisha plastinka ko'plab parallel chiziqlar tushirib difraktsion panjaralar yasashi mumkin. Bir millimetrda ko'pincha bir nechta yuzlab shtrixlar soni bo'lishi mumkin, ular orasidagi masofa esa katta aniqlikda birday saqlanishi kerak.

Difraktsiya. Agar yorug'lik nuri yo'lga ekran qo'yilsa uning orqasida soya soxasi paydo bo'ladi. Tovushning yo'lini to'sish esa unchalik oson emas, uni devor orqasida turib ham eshitish mumkin. To'lqinning geometrik soya soxasiga kirib borish difraktsiya deyiladi. To'lqin uzunligi to'siqning o'lchamlari bilan taqqoslanarli bo'lganda difraktsiya namoyon bo'ladi.

Dielektrik. Mikrozarralarning harakati kvant mexanika qonunlariga bo'ysunadi. Masalan, atom elektronlarida energiya faqat aniq kvantlangan qiymatlar olishi mumkin qattiq jismda bu energiya satxlari taqiqlangan energiya soxalari bilan ajralgan zonalarga uyushadi. Paulli printsiptiga ko'ra, elektronlar pastki satxda yig'ilib qolmay, turli energiya satxlarida joylashadi. Buning natijasida zonadagi barcha energiya satxlari to'ldirilishi mumkin. Bunday qattiq jism dielektrik bo'ladi.

Dozimetr. Yadro nurlanishlarini qayd qilish uchullari ancha mukammallashtirildi. Masalan, ionlanish kamerasi elektroskopdan ancha ishonchliroqdir. Kameraning gaz bilan to'ldirilgan ish xajmida elektronlar va alfa zarralar ionlar va elektronlardan iborat iz qoldiradi. Zanjirda tok xosil bo'ladi. Tokning kattaligidan kamera xajmidan o'tayotgan zarralar oqimi xaqida fikr yuritish mumkin. Dozimetr - ish o'rnida radiaktiv nurlanish dozasini aniqlaydigan asbob shunday ishlaydi.

Domenlar. Kristalda bir xil yo'nalishli dipolg' momentlarga ega bo'lgan kichik soxalar o'z-o'zidan vujudga keladi, ularni domenlar deyiladi. Ayrim domenlarning dipolg' momentlari tasodifiy ravishda shunday orientirlanganiki, butun kristalning natijaviy momenti nolga teng.

Dopler effekti. Tasavvur qilaylik, bir xil chastota bilan to'lqin chiqaruvchi ikkita manbalar, bitta kuzatuvchiga nisbatan, biri tinch ikkinchisi harakatlanayotgan bo'lsin. Agar ikkinchi manba kuzatuvchi tomon harakatlanayotgan bo'lsa, uning chastotasi kuzatuvchiga tinch turgan manbaning chastotasidan ko'ra kattaroq bo'lib yetib boradi. Chunki manbaning tezligi o'zi chiqarayotgan

to'lqin tezligiga qo'shib ketadi. To'lqin chastotasi tezlikka to'g'ri proporsional $v = \frac{v}{\lambda}$ bo'lgani uchun kuzatuvchiga kattaroq chastota bilan yetib keladi. Agar kuzatuvchidan to'lqin chiqaruvchi manba uzoqlashayotgan bo'lsa, unda aksincha chastota kamayib yetib keladi. Ana shu harakatlanayotgan manbaning to'lqin chastotasi kuzatuvchiga o'zgarib yetib kelishi Dopler effekti deyiladi.

Dreyf tezlik. Ionlarning maydon tahsirida tartiblashgan harakati tezligi dreyf tezlik deyiladi. Dreyf tezlik maydon kattaligiga proporsional bo'ladi.

Dualizm.

De-Broyl gipotezasiga ko'ra, tabiat simmetriyaga moyilligi tufayli modda zarralarining faqat korpuskulyar xususiyatlari emas, balki to'liq xususiyatlari ham sodir bo'lishi kerak. Ana shu zarrani halm to'liq halm zarra xususiyatini namoyon qilishini korpuskulyar to'liq dualizm deb yuritiladi.

De-Broyl to'liq uzunligi. De-Broyl to'liq uzunligi Plonk doimiysini mikrozarra

impulg'siga nisbati bo'lib, $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{P}$ u kvant mexanikasida juda katta ahamiyatga ega, yahni mikroobhekt xam to'liq ham zarra xususiyatini namoyon qiluvchi mikroobhekt ekanligini bildiradi.

E.

Yemirilishlar. Alfa yemirilish - yadro 2e musbat zaryad yo'qotadi va uning massasi taxminan 4 atom massa birligiga kamayadi, yahni Ne bitta yemirilishda yadrodan α zarra uchib chiqadi. Yadro zaryadi bir-birlikka kamayadi.

Betta yemirilish bunday yemirilishda yadrodan elektron uchib chiqadi. Natijada yadro zaryadi bir-birlik ortadi, massa soni deyarli o'zgarmaydi. Betta yemirilishdan so'ng element davriy sistemaning oxiriga qarab bitta katakka siljiydi.

Gamma yemirilish.- Atom yadrolarining birining ikkinchisiga aylanishi sodir bo'ladi. SHu bilan birga unga alg'fa, betta va gamma yemirilishlari ro'y beradi. Gamma yemirilishda katta energiya foton chiqariladi.

Yo.

Yoysimon rarzyad. Katta kuchlanishlarda 2 ta elektrod orasida hosil bo'ladigan yoy, yoysimon rarzyad deyiladi.

Yopishqoqlik. Oquvchan jismlar (suyuqlik yoki gazlar) ning tashqi kuchlar tahsirida ularning birqismining boshqa qismiga nisbatan ko'chishiga qarshilik ko'rsatish xossasi, yopishqoqlik deyiladi.

Yopiq sistema. O'zaro bir-biri bilan tahsirlashadigan, shu guruhga kirmagan boshqa jismlar bilan tahsirlashmaydigan jismlar guruhi yopiq sismeta deb ataladi.

Yorug'lik. Yorug'lik materiyaning bir ko'rinishi bo'lib, to'liq uzunligi 0,4-0,76 mk dagi ko'rinish oralig'idagi yorug'lik to'liq uzunligidir.

Yorug'lik bosimi. Yassi yorug'lik to'liqini metal sirtga normalg' tushayotgan deb tasavvur qilaylik. U holda yorug'lik to'liqining elektr maydon Ye va magnit maydon N vektorlari metal sirti bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Yorug'likning elektr maydoni Ye tahsirida metal sirti yaqinidagi elektron maydonga teskari yo'nalishda harakatga kela boshlaydi, lekin shu vaqtning o'zida yorug'lik to'liqining magnit maydoni tmonidan harakatlanayotgan elektronga lorents kuchi tahsir qiladi. Bu kuch metal sirtiga perpendikulyar ravishda uning ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi. Birlik yuzaga tushayotgan lorents kuchi yorug'lik bosimini keltirib chiqaradi.

Yorug'lik dispertsiyasi. Yorug'lik tushayotgan muxitning sindirish ko'rsatkichi yorug'likning rangiga bog'liqligi yoruqlikning dispertsiyasi deyiladi.

Yorug'likning kvant nazariyasi. Energiya yutilishida, nurlanishida va sochilishidagi xodisalarda energiya va impulg'sning o'zgarishi ixtiyoriy bo'lmay balki kvantlashgan bo'ladi. SHunday qilib yorug'lik kvanti bir vaqtning o'zida ham to'lqin ham zarra hususiyatiga ega bo'lgan mikroobhektdir. Kvant nazariyasida yorug'lik haqida huddi shunday fikr yuritiladi.

Yorug'likning to'lqin tabiati. Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tishi, ranglarga ajralishi, interferentsiallanish xodasilarini tushuntiruvchi xossasi, to'lqin tabiati deyiladi.

Yorug'lik spektri. Uch yoqli prizma orqali yorug'lik o'tganda hosil bo'ladigan mahlum ketma-ketlikda joylashgan turli rang yo'llari, yorug'lik spektrlari deyiladi.

Yorug'lik fluktuatsiyasi. Yorug'lik to'lqin uzunligining o'rtacha qiymatidan chetlanishlari, yorug'lik fluktuatsiyasi deyiladi.

J.

Jismlarning erkinlik darajasi. Jismning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun zarur bo'lgan erkli kordinatalarning soniga jismning erkinlik darajasi deyiladi. Masalan, moddiy nuqtaning erkinlik darajasi uchga teng chunki uning fazodagi vaziyati uchta koordinata bilan, to'g'ri burchakli to'g'ri chiziqli kordinatalar sistemasida x , y , z kordinatalar bilan aniqlanadi.

Jismlarning sferik harakati. Harakat dvaomida jismning bir nuqtasi qo'zg'almay qolaversa, bunday harakat qo'zg'almas nuqta atrofidagi aylanma harakat yoki sferik harakat deyiladi. Bu harakatni sferik deyilishiga sabab, jismning barcha nuqtalari markazlari qo'zg'almas nuqtada bo'lgan radiuslari esa shu nuqtalardan qo'zg'almas bo'lgan masofalarga teng bo'lgan sferalar bo'ylab harakat qiladi.

Juftlik Juftlik – sistema (atom, atom yadrosi, adron, elementar zarra)ning ko'zgu qaytishidagi holatini ifodalaydigan kvant son.

Juftlikni saqlanish qonuni. Juftlikni saqlanish qonuni – gamiltonianing invertsiyaga nisbatan invariantligini ifodalaydi.

Juft-juft yadrolar. Yadrodagi protonlar soni ham neytronlar soni ham juft bo'lgan yadrolar juft-juft yadrolar deyiladi.

Juft-toq yadrolar. Agar yadrodagi protonlar soni juft bo'lib, neytronlar soni toq bo'lsa, bunday yadrolar juft-toq yadrolar deyiladi.

Z.

Zanjir reaksiyasi. Ko'pincha yadro reaksiyasini zanjir harakterga ega deb ataladi, chunki bombardimon qiluvchi bita neytronga ajralib chiqayotgan ikkita neytron to'g'ri keladi. Bu neytronlarning har biri yuqoridagiga o'xshash yangi yadro reaksiyasining boshlanishiga asos soladi. SHuning uchun bunday reaksiya zanjir reaksiya deyiladi.

Zarbiy ionlanish. Ionlanish – neytral atom yoki molekuladan elektronlarga ajralish jarayoni – yutib olinayotgan elektron bilan atomning boshqa qismi orasidagi tortishishini yengishga energiya sarflangandagina yuz berishi mumkin. Anna shu energiya A ionlanish ishi deb ataladi.

Agar ionlar tez elektronning atom bilan to'qnashuvidan keyin xosil bo'lsa, bunday ionlanish zarbiy ionlanish deyiladi.

Zarrachaning noelastik sochilishi. Zarrachaning to'qnashuvidan so'ng ham energiyasi ham impul'si o'zgarsa bo'nday sochilish noelastik sochilishi deyiladi.

Zeeman effekti. Tashqi magnit maydon ham elektr maydon kabi to'la moment yo'nalishlari bo'yicha aynishni yo'qotib, atom satxlarini ajratadi va natijada maydon qo'yilmagandagi bitta spektr chiziqlari o'rnida maydon qo'yilganda 3 ta spektr chiziqlari xosil bo'ladi. Huddi shu xodisaga Zeman effekti deyiladi.

Zond. Zond bu keng maydon orasida kerakli qiymatni topuvchi datchik.

I.

Izobar yadro. Massa soni bir xil bo'lgan yahni bir xil sonli nuklonlardan iborat lekin protonlari soni har xil bo'lgan yadrolar izobar yadrolar deyiladi.

Izomer yadro. Tarkibi bir xil bo'lgan, lekin har xil o'rtacha yashash vaqtiga ega bo'lgan qo'zg'algan holatlarda tura oladigan yadrolar azomer yadrolar deyiladi. Turli energetik holatlarda yetarlicha vaqt yashay olgani uchun yadrodagi nuklonlari soni bir xil bo'lsa ham ularning massasi har xil bo'ladi, bunday yadrolardan tashkil topgan moda izomerlar deyiladi.

Izomerlangan sistema. Boshqa sistemalar bilan energiyaviy va moddiy almashinmaydigan, turg'un energiya va xajmga ega bo'lgan sistema bo'lib, tarkib o'zgarimasada yadrolarning xolati o'zgarishi evaziga sistema boshqacha bo'lib qoladi.

Izoton. Neytronlar soni bir xil bo'lgan yadrolar izoton yadrolar deyiladi.

Izotop. (Izoton – so'zi ayni bir o'rinni egallovchi degan manoni bildiradi). Izoton deb Mendeleev davriy sistemasida Ayni bir o'rinni egallaydigan, yahni yadro zaryadi bir xil lekin yadrodagi neytronlar soni har xil bo'lgan elementlarga aytiladi.

Izotopik siljish. Bor nazariyasi bo'yicha vodorod atomida butun massa yadrodagi mujassamlashgan, yahni massa markazi yadroda bo'ladi deb faraz qilib vodorod spektirini nurlanish qonuniyatini hisoblangan. Aslida esa elektron ham massaga ega bo'lgani uchun massalar markazi yadroda emas yadro yaqinida bo'ladi. Agar yadroda neytronlar soni ortsa (masalan, vodorod N o'rniga tiri olinsa) massalar markazi yadro tomonga siljiydi. Nurlanish spektiri massalar markaziga bog'liq bo'lgani uchun vodorodni spektiriga qaraganda tritiyni spektiri siljiganroq bo'ladi. Ayni shu xodisa bilan elementlarni izotoplarini aniqlash mumkin bo'lgani uchun bu xodisaga izotopik siljish deyiladi.

Izoxronlik. Mayatnikning tebranishlar davri amplitudaga bog'liq emas. Mayatnikning bu xossasi izoxronlik deyiladi.

Ikkilamchi kvantlash. Energiyani barcha turlarini kvantlardan, yahni eng kichik energiya ulushlar yig'indisidan iborat deb qaraladigan nazariya.

Ikkinchi klass o'tkazgichlar. Tokning ximiyaviy tahsirini kuzatiladigan o'tkazgichlarni ikkinchi klass o'tkazgichlar yoki elektrolitlar deyiladi. Ko'pincha kislotalar va tuzlarning suvdagi eritmaları va qattiq hamda suyuq holatdagi bahzi ximiyaviy brikmlar elektrolitlardir.

Ikkinchi tartibli spektr. Agar qo'shni mulg'tipletlar ximiyaviy siljishlari qiymati orasidagi farq spin-spin tahsir konstantasidan kichik bo'lsa, bu ikkinchi tartibli spektr xisoblanadi.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar. Ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda issiqlik va xajmiy effektlar bo'lmagani holda, o'tishlar nuqtasida issiqlik sig'imining issiqlik kengayishi, siqiluvchanlik xajmiy koeffitsientlarning o'zgarishi kuzatiladi. Masalan, o'tkazgichning o'ta o'tkazuvchan Geliy I ning o'ta oquvchan geliy II, ferromagnitkning paramagnitlik holatga o'tishi va boshqalar ikkinchi tur fazaviy o'tishlarga misol bo'la oladi.

Impuls. Impuls – yopiq sistemada fazoning bir jinslilik hossasi tufayli saqalanadigan kattalik bo'lib, u zarra massasini tezligiga ko'paytmasi orqali topiladi, yahni $r \cdot m \cdot v$.

Impuls momenti. Impuls momenti – fazoning izotropik xossasi tufayli yopiq sistemada saqalanadigan kattalik bo'lib, $r \cdot m \cdot v \cdot r$ kabi aniqlanadi. Bu yerda r – radius vektor.

Invariant. Bir sannaq sistemasidan ikkinchi sannaq sistemasiga o'tganda biror fizik kattalikning qiymati o'zgarmasa bu kattalik mazkur almashtirishlarga nisbatan invariant deb gapiriladi. Masalan, uzunlik, yahni nuqtalar orasidagi masofa va vaqt intervali Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Invertsiya nuqtasi. Real gazning bosimi R va temperaturasi T bahzi qiymatlarida Van-der-Vals tenglamasidagi har ikki a va b tuzatmalarning roli birday bo'ladi. Bunday xolatdagi gaz Joulg'-Tomson nol effektini beradi, yahni gaz kengayganida isimaydi ham sovimaydi ham. Joulg'-Tomson nol effektini beradigan xolat invertsiya nuqtasi deyiladi.

Induktsiyalangan dipol. Maydon tasirida vujudga keladigan dipolg' induktsiyalangan dipolg' deyiladi.

Induktsion kuch. Induktsion kuch – bu kuchni Debay kashf etgan bo'lib, qutbiy va noqutbiy molekullar o'rtasida tahsir etadigan kuch.

Induktsiyalangan nurlanish. Atom sistemasida elektron W_1 satxdan W_2 qo'zg'algan satxga o'tishi uchun yetarli bo'lgan (h, ν) energiya (foton energiyasi) olsin. Sistemada W_2 uyg'ongan xolatdan Yana qayta W_1 energetik satxga biror tashqi tahsir tufayli majburan o'tishi ham mumkin. Bunday o'tishda vujudga kelgan nurlanish majburiy nurlanish yoki induktsiyalangan nurlanish deyiladi.

Interpolyatsiya. Biror miqdorning bir nechta mahlum qiymatlaridan foydalaniyu, shular o'rtasidagi nomahlum qiymatlarini aniqlash interpolyatsiya deb yuritiladi.

Infra qizil nurlanish. Agar quyosh yorug'lik nurini optik shishadan qilingan prizma, osh tuzi yoki boshqa shaffof material orqali o'tkazilsa, ekranda rangli yo'l spektr paydo bo'ladi. Spektrning ko'k va qizil chegaralariga yaqinlashganda undagi energiya kamayadi, lekin spektrning hatto qorong'i qismida ham ekranga nur energiyasi tushadi. qizil chegaradan keyinigi qismiga tushadigan energiyani ko'zimizga ko'rinmaydigan infraqizil nurlanish – elektromagnit to'lqinlar eltadi. Bunday to'lqinlarning uzunligi 0,740 mkm dan taxminan 1 mkm gacha diapazonda bo'ladi.

Interferentsiya. Ikkita kagorent nurni, elektronni bir xildagi De-Broylg' to'lqinini qo'shilishi natijasida yuzaga keladigan manzara. Unda to'lqinlar kuchayishi yoki susayishi kuzatiladi. Kuchayish sharti $2d \sin \alpha = n \cdot \lambda$ bu yerda λ to'lqin uzunligi.

Ion bog'lanish. Eng oddiy bog'lanish – ion bog'lanishdir. Kristall panjara tugunlarida zaryadlangan ionlar joylashgan bo'ladi va elektrostatik (Kulon) o'zaro tahsir zarralarini yagona

kristalga bog'lab turadi. Masalan, Osh tuzi kristallari shunday kristallardir. Odatda, ion kristallar xar qaysi ionni ko'p sonli yaqin qo'shnilar bo'lishini tahminlaydigan strukturaga ega bo'ladi.

Ion bog'lanish kuchlari. Ion bog'lanish kuchlari – bir atomning kuchsiz bog'langan bita yoki bir nechta elektronlari boshqa bir atomga o'tishi natijasida vujudga keladigan musbat va manfiy ionlar o'rtasidagi elektrostatik tortilish kuchlari.

Ion dipol bog'lanish. Agar sistemada ion va qutbiy molekular mavjud bo'lsa, ular orasida ion dipol bog'lanish xosil bo'ladi.

Ionlanish. Ionlanish – neytral atom yoki molekuladan elektronlar ajralish jarayoni. Bu jarayon yulib olinayotgan elektron bilan atomning boshqa qismi orasidagi tortishishini yengishga energiya sarflagandagina yuz berishi mumkin.

Ionlanish potentsiali. Elektronlar kinetik energiyasining ionlanish sodir bo'ladigan eng

$$A_i = \frac{mV^2}{2} \left(\frac{1}{1 + \frac{m}{M}} \right)$$

kichik qiymati ionlanish ishi A_i dan bir oz ortiqroq elektron va atom massalari

nisbati har doim kichik miqdor. Masalan, vodorod atomi uchun $\frac{m}{M} = 3,4 \cdot 10^{-4}$ qavs ichidagi miqdor esa birga yaqin bo'ladi elektron farqidan o'tganida ionlanish ishiga teng kinetik energiyaga erishadi. Bunday potentsiallar farqi ionlanish potentsiali V_i deb ataladi.

Ion panjara. Ion panjaraning tugunlarida musbat va manfiy ionlar joylashgan bo'lib, ionlar orasidagi tahsirlashish asosan ularning elektr zaryadlarining o'zaro tahsirlashishidan iborat. Bog'lanishni bu turini ion bog'lanish deyiladi. Ko'pchilik kristallar xususan Osh tuzi ham ion panjaraga ega.

Issiqlik neytronlari. Biror muhitga uchib kirgan neytrono'zini kinetik energiyasini muxitdagi zarralar energiyasiga tenglashgunga qadar muxit zarralari bilan to'qnashishga sarflaydi va o'z energiyasi ham muhitdagi zarralar energiyasi kabi bo'lib, issiqlik harakatida qatnashadi. Huddi shu issiqlik xarkatida qatnashadigan neytronlar issiqlik neytronlari deyiladi.

Issiqlik nurlanishi. qizigan jism zarralarining xoatik issiqlik harakat energiyasining bir qismi elektromagnit to'lqin tarzida nurlanishiga issiqlik nurlanish deyiladi. Bu nurlanish absolyut noldan farqli barcha temperaturadagi jismlarda kuzatiladi va temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi. SHuning uchun bahzan, issiqlik nurlanishi temperaturaviy nurlanish deb ham ataladi.

Issiqlik halokati. Termodinamikaning ikkinchi bosh qonunini Klazius quyidagicha tariflaydi. Issiqlik miqdori o'z-o'zicha kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga o'ta olmaydi. XIX asrning yarmida bahzi fizk olimlar koinot izolyatsiyalangan deb xisoblab va unga termodinamikani ikkinchi bosh qonunini qo'llabb quyidagi fikrni ilgari suradilar. Koinot izolyatsiyalangan sistema bo'lgani uchun uning entropiyasi maksimal qiymatga intilib boradi. Koinotdagi barcha protsesslarda energiyaning biror miqdori issiqlika aylanadi. Issiqlik miqdori esa issiqroq jismlardan sovuqroq jismlarga o'tadi. Natijada koinotdagi barcha jismlar temperatruasi tenglashadi. Bu esa barcha protsesslarning to'xtashiga olib keladi. Yahni koinotning issiqlik xolati ro'y beradi.

Ichki va tashq kuchlar. Bir nechta jismdan tashkil topgan sistemaga tahsir ko'rsatuvchi kuchlarni ichki va tashq kuchlarga ajrashishi mumkin. Sistemani tashkil etuvchi jismlarning o'zaro

tahsir kuchlari ichki kuchlar deyiladi. Sistema tarkibiga kirmaydigan jismlar orqali qo'yilgan kuchlar tashqi kuchlar deyiladi.

Ichki fotoeffekt. Ba'zi moddalar (masalan, yarim o'tkazgichlarda) fotonlar tahsirida valent zonadagi elektron bo'sh zonadagi energetik satxlarga ko'chadi. Bu jarayon tufayli elektron moda tashqarisiga chiqmasdan uning ichida qoladi. SHuning uchun fotoeffektning bu turini ichki fotoeffekt deyiladi.

K.

Kandela. Kandela – yorug'lik kuchi birinchi bo'lib (Si) da $540 \cdot 10^{12}$ Gts chastotali $\frac{1}{663}$ $\frac{Bm}{секунд}$ monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug'likning energetik kuchini ulushiga teng bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan.

Katodolyuminitsepsiya. Lyuminetspsiyanini uni uyg'otish usuliga qarab ham hillarga bo'linadi, masalan, televizor ekrani kineskop ekrani devoriga surkalgan lyuminoformning yorug'lanishi tufayli o'ziga tushadigan elektron oqimidan yorug'lanadi. Bu holda lyuminetspsiya markazlarini elektron oqimi uyg'otadi. XX asr boshida elektron oqimlarini katod nurlari deb atashadi. SHuning uchun lyuminetspsiyaning bunday turi katodolyuminitsepsiya nomini oldi.

Kvadrukolli tuzilish. Kvadrukolli tuzilishi – go'yoki ikkita teng va qarama-qarshi yo'nalgan hamda bir-biriga yaqin joylashgan dipollar.

Kvazi statsionar maydon. Maydon vektorlari vaqt o'tishi bilan yetarlicha sekin o'zgarsa yoki o'zgarishni hisobga olmas ham bo'laveradigan darajada kichik bo'lsa bunday maydonlar kvazistatsionar (statsionar maydonga o'xshash) maydonlar deyiladi.

Kvazi erkin jism. Erkin jismlardan tashqari yana shunday jismlarni tasavvur qilish mumkinki, boshqa jismlarning bu jismga tahsiri o'zaro kompensatsilanadi. Bunday jismning hususiyati erkin jismnikiga o'xshash bo'lgani tufayli uni kvazii erkin jismi deb atash mumkin.

Kvant generatori. Metasbil satxda yig'ilgan energiya majburiy nurlanish tahsirida ajralib chiqadi. Boshqacha qilib aytganda lazer generatorlik vazifasini bajardi. SHuning uchun bu holda lazerni kvant generatori deb ham ataladi.

Kvant kristallar. Geliy absolyut nolga temperaturada muzlamaydigan, qattiq jismga aylanmaydigan yagona moda. To'g'ri, agar – 30 atm bosim vujudga keltirilsa, qattiq geliy kristall hosil bo'ladi. Biroq u butunlay boshqacha kristall. Masalan, uning yoqlari ulkan tebranishlar bajarish mumkin. Agar ampula qismini to'ldiragidan kristall o'stirilsa, asbobni bir oz chayqatish bilanoq, qattiq va suyuq geliy orasidagi chegaraga «jon kirib» unda to'lqinlar u yoqdan bu yoqqa yugura boshlaydi. Bunday kristallar kvant kristallar deyiladi.

Kvant. Maks Plank «ulg'rabinafsha xalokatini» bartaraf qilish uchun klassik nazariyaga zid bo'lgan o'zining gipotezasini ilgari surdi. Plank gipotezasining mohiyati quyidagidan iborat: jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida ulushlar sifatida chiqariladi. Nurlanish har bir ulushning, yahni nurlanish kvantining energiyasi $E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$ ga teng. Bunda $\nu = \frac{c}{\lambda}$ nurlanishning chastotasi, h – Plank doimiysi nomi bilan mashxur bo'lgan universal konstanta. Xozirgi vaqtda kvant so'zi faqat nurlanishda emas, balki boshqa fizik kattaliklar bilan ham qo'shib ishlatiladi.

Kvant mexanikasi. Kvant mexanikasida mikrozarining xolati to'liq funktsiya bilan aniqlanadi. To'liq funktsiyani ψ – harfi bilan belgilanadi va «n si – funktsiyasi» deb o'qiladi. Kvant mexanikasida mikrozarining xolati klassik mexanikadek oldindan aniq aytib berilmaydi. Balki, mikrozarining u yoki bu xolatini extimolligi aniqlanadi.

Kvant mexanikasida sababiyat porintsipti. Klassik mexanikada obhektni mahlum bir vaqtdagi xolati mahlum bo'lsa, qandaydir t vaqtdan keyin uni holati qanday bo'lishini oldindan aytish mumkin deb qaraydi. Kvant mexanikasida esa obhektni (mikrozarrani) Ayni bir vaqtdagi xolati uni t vaqtdan keyingi holati bilan hech qanday sababiy bog'lanmagan va ularning xolatini o'sha holatlarga mos keluvchi to'liq funktsiya orqali aniqlanadi.

Kvantlanish. Uzluksiz o'zgaruvchanlik o'zluksiz o'zgarishga yahni u yoki bu parametr qiymatlarini sakrab o'zgarishi va undan boshqa qiymatlarni qabul qila olmasligi o'sha o'zgaruvchini kvantlanishi deyiladi.

Kvant ekvivalent qonuni. Yutilgan har bir foton bir molekulani o'zgartiradi. Boshqacha qilib aytganda nur tahsirida xiyaviy reaksiyaga kirishgan har bir molekula bir kvant energiya yutadi.

Kvant elektrodinamika. Kvant elektrodinamika – relyativistik nazariya, yahni uning tenglamalari nisbiylik nazariyasi printsiplariga bo'ysunadi: ular tinch turgan va bir tekis harakatlanayotgan koordinatalar sistemalari uchun bir hil bo'ladi. Kvant elektrodinamikasining muhim hossasi uning lokalligi. Bu xossa shundan iboratki, elementar o'zaro tahsir elektron yoki pozitronning foton chiqarishi yoki yutishi bir onda va fazoning cheksiz kichik sohasida yuz beradi.

Kvant xosili. Kvant hosili – yutilgan bir kvant tahsirida ximiyaviy reaksiyaga kirishgan molekulalarning soni kvant xosili deyiladi va bu reaksiyaga kirishgan molekulalar sonining yutilgan nurning kvantlar soniga nisbatiga teng.

Kvantlar xromodinamikasi. Kvantlar va glyuonlar nazariyasiga kvant xromodinamikasi (yunoncha «xromo» so'zi «rang» demakdir) nomi berilgan. Kuchlar kichik bo'ladigan kichik masofalar soxada bu nazariya tajribaga mos keladi. Kata masofalarda (10^{-13} sm) bu kuchlarkattalashadi va bu kvarklar hamda glyuonlarni adronlar ichida tutib turilishiga olib keladi.

Kvant optika. XX asr boshlarida bajarilgan tadqiqotlarning ko'rsatishicha, bahzi bir xodisalarni, masalan, fotoeffekttni tushuntirish uchun yorug'lik dastasini o'ziga xos zarralar yorug'lik kvantlarining yoki boshqacha aytganda fotonlarning oqimi ko'rinishad tassavvur qilish lozim. Isak Nyuton o'zining «Yorug'likning oqishi nazariyasi» da yorug'likning tabiatiga yuqoridagidek qaragan edi. Endilikda yorug'lik kvantlari haqidagi tasavvurlarni kvant optikasi o'rganadi.

Kvark. Kvark – 1 snipli va elektron zaryadini qismlariga teng zaryadli zarra bo'lib, adronlarning tarkibiy eelemnti hisoblanadi.

Kelvin. Kelvin – Termodinamik temperatura birligi bo'lib, (Si) xalqaro birliklar sistemasida suvning uchlanma nuqtasini harakterlovchi termodinamik temperaturaning $\frac{1}{273,6}$ ulushi 1 kelvin deb qabul qilingan.

Kerr va Faradey effekti. Tabiiy yorug'lik ayrim anizotrop kristallarga tushib, ikkiga ajraladi, ayrim moddalar esa o'zidan o'tuvchi nurlarning qutblanishi tekisligini bo'lib yuboradi,

moddalarning optik xususiyatlari tashqi elektr va maydon tahsirida o'zgarish xodisasi Kerr va Faradey effekti deyiladi.

Kritik massa. Zanjir reaksiyasi boshlanishi uchun moda fazoning uncha kata bo'lmagan soxasiga to'plangan aniq kritik massaga ega bo'lishi kerak, chunki yadrolar orasidagi masofaning kattaligi tufayli neytronlarning kattagina qismi nishonga yetib kelmaydi va bo'linish zonasini tark etadi. Uran – 235 ning sof izotopi uchun kritik massa taxminan 1 kg ga teng va 45 sm^3 xajmni egallaydi.

Klichnovskiy qoidasi. Ikki xolatdan qaysi biri uchun l_n yig'indisi kichik bo'lsa, shu holatda turgan elektroning energiyasi minimal qiymatga ega bo'lgan orbital birinchi navbatda to'ladi. Agar ikki orbital uchun l_n yig'indisi bir xil qiymatga ega bo'lsa, u holda Klyanovskiyning qoidasiga muvofiq bosh kvant soni kichik bo'lgan orbital birinchi navbatda to'ladi.

Kovalent bog'lanish. Kovalent bog'lanishda atomlar tashqi qobiqlarining elektronlari ikkala atomga ham tegishli bo'ladi. Bu esa izolyatsiyalangan atomlar energiyasi (bog'lanish energiyasi) ga nisbatan energiyadan yutishga olib keladi. Yaqin qo'shnilar soni atomning valentligi bilan, ularning joylashishi esa ximiyaviy bog'lanishlarning qulay orientirlanishi bilan aniqlanadi. Masalan, olmos panjarasi shunday tuzilgan.

Kovariant. Agar bir sannaq sistemasidan ikkinsiga o'tilganda fizik qonuniyatni ifodalovchi tenglamadagi fizik kattaliklarning son qiymati o'zgarsa ham tenglamaning umumiy ko'rinishi o'zgarmasa, bunday tenglama ko'rilayotgan almashtirishlarga nisbatan kovariant deyiladi.

Kogorentlik. Kogorentlik – to'lqinlarning chastotalari bir xil va fazalar farqi o'zgarmas bo'lishi.

Kombinatsion sochilish. Jismga chastotasi ν_0 bo'lgan monoxromatik nurlanish tushayotgan bo'lsin. Bu nurlanishni jism molekularida sochilishi tufayli vujudga kelgan spektrda ν_0 chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik ravishda joylashgan yangi chiziqlar xam kuzatiladi. Bu chiziqlarning chastotalari ν_i sochuvchi jism molekularining tuzilishiga bog'liq, yahni ν_i ning qiymatlari tushuvchi nurlanish chastotasi ν_0 va jism molekularining tebranma yoki aylanma o'tishlarida vujudga keladigan nurlanishlar chastotalari ν_i ning kombinatsiyalaridan iborat bo'ladi, yahni $\nu_i = \nu_0 \pm \nu_i$

Kompaund yadro. Yadroviy reaksiyalar oraliq yadro orqali amalga oshadi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistemani oraliq sistemani oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda esa oraliq yadro yemiriladi.

Kompton effekt. Elektronlar tarqatadigan rentgen nurlari to'lqin uzunligining o'zgarish xodisasi kompton effekti deyiladi. U fotoeffekt xodisasini ifodalab bergan Enshteyn tenglamasi bilan birga elektromagnit nurlanishni kvant tabiatining tasdiqlagan ajoyib omildir.

Konvergentsiya. Mustaqil xodisalarning bahzi belgi yoki xossalar jixatidan bir-biriga o'xshatishligi konvergentsiya deyiladi.

Konvertsiyon elektronlar. Yadroning qo'zg'alish energiyasi atom qobig'ining bir yoki bir nechta elektroniga bevosita berilishi mumkin.

Bu holda yadroning qo'zg'alish energiyasi elektronni bog'lanish energiyasidan katta bo'lgani uchun elektron atomdan chiqib ketadi. Yadro qo'zg'alish energiyasining atom elektronlariga berilishi ichki konvertsiya xodisasi deb ataladi. Agar yadroning qo'zg'algan va asosiy

xolatlari nolga teng sniplarga ega bo'lsa, bitta gamma kvant chiqarish mumkin emas, ikkitasining chiqishi juda kam extimolga ega. Bunday paytda yadro qo'zg'algan xolatdan asosiysiga konvertsiya elektronlar chiqarish yo'li bilan o'tadi.

Kontinium. Kontinium – lotincha so'z bo'lib, o'zbek tiliga uzluksiz deb tarjima qilinadi.

Konfiguratsiya. Narsalarni bir-biriga nisbatan tutgan o'rni, joylashishi konfiguratsiya deyiladi. Masalan, yulduzlar konfiguratsiyasi deganda – yulduzlarning bir-biriga nisbatan tutgan o'rni tushuniladi.

Korrelyatsiya. Korrelyatsiya o'zaro bog'liqlik bog'langanlik munosabatdorlik, voqealarning o'zaro bog'liqligi degan mahnoni anglatadi.

Konformatsiya. Bir xil muvofiq o'xshash mahnosini bildiradi va unda molekulalardagi atomlarni fazoda bog'larini o'zgarimasdan turlicha joylashishi evaziga turli formadagi molekula ko'rinishiga o'tadi. Masalan, metan yoki izobutan atomlari o'z joylarini o'zgarishidan boshqacha molekula xosil bo'ladi.

Kotton-muton effekti. Kuchli maydon tahsirida bahzi izotrop jismlarda (suyuqlik shisha va kolloidlarda) optik anizotropiya yahni moddaning xususiyatlari turli yo'nalishlarda turlicha bo'lib qoladi. Bu hodisani kotton muton effekti deyiladi.

Kramers teoremasi. To'la momenti yarim butun son bo'lgan sistemaning satxlari faqat bir jinsli maydondagina emas, balki har qanday elektr maydonda ham ikki karali aynigan ekanining vaqtning o'tirilishiga nisbatan simmetriyaga asoslanib ko'rsatish mumkin.

Kulon aynishi. Energiyaning har bir xos qiymati faqat m magnit kvant soni bo'yicha aynigan bo'lmay balki, 1 soni bo'yicha ham aynigan bo'ladi. 1 bo'yicha aynish, yahni kulon aynishi faqat kulon maydoni uchungina xosdir.

Kuper juftlari. Kuper juftlari – elektronlarning jufti-jufti birlashmalari bo'lib, ularning spini butun songa teng bo'ladi.

Kyuri temperaturasi. Temperatura magnit momentlarining tartiblagan joylashuviga xalaqt beradi. Atomlar tebranish amplitudalarining kattalashishi magnit momentlarining tartibsizlashishiga olib keladi, hamda muayyan temperaturada Kyuri nuqtasida to'g'ri tartib buziladi va ferromagnitik paramagnitikka aylanadi.

Ko'zgu simmetriya. Ko'zgu simmetriyada – o'nga burib yuborilgan pildiroq o'zining chapga burib yuborilgandek tutadi. Yagona farqi shundaki, o'nggi pildiroqning xarakteristik shakllari chapgi pildirok shakllarining ko'zgudagi tasviri bo'ladi. Ko'zgu nosimmetrik molekulalar mavjud, lekin agar ular bir xil sharoitda xosil bo'lsa, chapki molekulalar soni o'nggi molekulalar soniga teng bo'ladi.

Ko'zgu yadrolar. Agar biror bir yadrodagi protonlar soni ikkinchi bir yadrodagi neytronlar soniga ikkinchi bir yadrodagi protonlar soni birinchi yadrodagi neytronlar soniga teng bo'lsa, bunday yadrolar jufti ko'zgu yadrolar jufti deyiladi.

Ko'payish koeffitsienti. Zanjir reaksiyasining rivojlanish tezligi ko'payish koeffitsienti K ning qiymati bilan harakterlanadi. Ko'payish koeffitsienti biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarda hosil bo'lgan neytronlar soniga

nisbatidir. Agar $K > 1$ bo'lsa zanjir reaksiya rivojlanadi. $K < 1$ da reaksiya so'nadi. $K \approx 1$ bo'lganda reaksiya bir mehyorda davom etadi.

Ko'p fotonli fotoeffekt. Intensivligi juda katta bo'lgan yorug'liklar uchun fotoeffekt qonunlari o'z kuchini yo'qotadi. Agar intensivligi juda katta bo'lgan yorug'lik bilan tajriba o'tkazilsa, metaldagi elektronga bir vaqtning o'zida ikkita foton tushishi mumkin.. bu holda elektron yutgan energiya ikkala foton energiyalarini fig'indisiga teng. Bunda sodir bo'ladigan fotoeffektni ko'p fotonli fotoeffekt deyiladi.

Ko'p zaryadli ionlar. Agar moda temperaturasi bir necha milliard gradusga yetsa, atomlar barcha elektronlarni yo'qotadi. Natijada atom yadrolari va elektronlar aralashmasi yuqori temperaturali plazma xosil bo'ladi. Bir necha elektronni yo'qotgan atomlar ko'p zaryadli ionlar deb ataladi.

L.

Lazer. Lazer – yorug'lik nuri yo'nalganligi yuqori darajada bo'lgan monoxromatik kogorent yorug'lik manbai. «Lazer» so'zining o'zi «majburiy nurlanish tufayli yorug'likning kuchayishi» manosini anglatadigan so'z brikmalarining bosh xarflaridan tuzilgan lazerning tahsirini belgilaydigan asosiy fizik protsess bu nurlanishning majburiy chiqishidir. U foton energiyasi atomning uyg'onish energiyasi bilan aniq mos tushganda, foton uyg'ongan atom bilan o'zaro tahsirlashganda yuz beradi.

Landau so'nishi. Zarraning boshqa zarralar elektr maydonlari bilan o'zaro tahsirlashishi holida uning energiyasi oshgan sari traektoriyasi o'zgarishi tez kamayadi. SHuning uchun yuqori temperaturali plazmada zarralarning bir-biriga tahsiri muxim bo'lmaydi va zarralar huddi to'qnashishlar yo'q bo'lgan sharoitlardagiday harakatlanadi. Bu sharoitni sovet olimi I.D.Landau kashf qilgan va shuning uchun Landau so'nishi deb ataladi.

Lauzgramma. Kristalga rentgen nurlari yo'naltirilsa, ular og'adi va difraktsion manzara lauzgramma hosil bo'ladi.

Legirlash. Kristall panjaraga begona atomlar kiritish ligerlash deyiladi.

Lemb siljish. Atom satxlari energiyasi qiymatlarining siljishi.

Lepton. Leptonlar – kuchli o'zaro tahsirlarda qatnashmaydigan zarralar gruppasi (bu nom yunonchi «lepton» «engil» so'zidan kelib chiqqan). Barcha leptonlar 0,5 snpgga ega. Zaryadlangan leptonlar –elektron e , myuon μ , og'ir lepton τ va ularga mos antizarralar e^+ μ^+ τ^+ hamda neytral leptonlar neytrinoning turli xillari mavjud.

Lokallik. Elementar o'zaro tahsir elektron yoki pozitroning foton chiqarish yoki yutish bir onda va fazoning cheksiz kichik soxasida yoki fizik vakumda yuz berishi lokallik deyiladi.

Lorens kuchi. Magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadli zarraga maydon tomonidan tahsir qiluvchi kuch lorents kuchi deyiladi. Lorents kuchi $F = evB \sin \alpha$ formula bo'yicha hisoblanadi. Bunda e –zarra zaryadining qiymati v – zaryadli zarraning tezligi, B – magnit maydon induksiya vektori, α – tezlik vektori bilan magnit induksiya vektori orasidagi burchak.

Lyuminafor. Lyuminetsetsiya xodisasi ro'y berishi tufayli turli xil energiyalar yorug'lik energiyasiga aylanadi. Lyuminetsentsion nurlanish chiqaradigan jismlar juda ko'p, bahzi elementlarning bug'leri va gazlar, bahzi jismlarning tuzlari va ularning eritmaları, benzol naftalin, antratsent kabi organik jismlar tartibiga metal ionlari aralashgan bahzi organik jismlar kristall

moddalarning sunhiy ravishda maydalab tayyorlangan kukuni. Bularning hammasini yagona nom bilan lyuminafor deyiladi.

Lyuminetsentsion nurlanish. Bahzi jismlar yorug'lik, ulg'trabinafsha yoki rentgen nurlari tahsirida nurlanish chiqaradi. Bu nurlanish spektrini jismga tushayotgan nurlanish spektridan farqlanadi. Bunday nurlanish lyuminetsentsiya deb ataladi. Jismlar elektronlar yoxud boshqa zarralar bilan bombardimon qilinganda hosil bo'lgan nurlanish katodolyuminetsentsiya deyiladi.

M.

Magnit kvant soni. Atomdan orbital magnit momentini biror o'qqa proektsiyasi kvantlanganini ko'rsatib atom orbitalarini fazodagi vaziyati ham kvantlanganini bildiradi.

Magnit ko'zgu. Magnit maydon yetarlicha kuchli bo'lgan sohalar harakatlanib, kelayotgan zaryadli zarralarni qaytaradi. SHuning uchun, hususiyati bunday sohalar magnit ko'zgu deb nomlanadi.

Magnitopauza soxasi. Magnitopauza soxasi – magnit maydon kuchsiz bo'lib, u bir tekis o'zgaraydi, hamda tartibsiz yo'nalgan bo'ladi.

Magnitostriktsiya. Ferromagnit jismlar magnitlanishida shakllarini o'zgarishi magnitostatiktsiya deyiladi. Jismning chiziqli o'zgarishlari uncha katta bo'lmasada (protsentning o'nmingdan birida yuz mingdan birigacha ulushida), lekin u magnitostriktsiya xodidasidan amalda foydalanish uchun yetarlidir.

Magnit ostsillyator. Magnit moment vaqtga bog'liq holda o'zgaruvchi sistemalar magnit dikom va magnit ostsillyator deb ataladi. Bunday ostsilyatorga ekvivalent bo'lgan eng oddiy sistema o'zgaruvchan tokli berk o'tkazgich kontur bo'lib, uni tokli ramka deb yuritiladi.

Magnit tartiblanganlik. Moddalarning shunday sinfi mavjudki, ularda magnit singdiruvchanlik juda katta bo'lib, magnit maydonga, shuningdek, moda temperaturasiga kuchli bog'liq bo'lishi mumkin, bular magnit tartiblangan xolatlar deb ataladigan ferromagnetiklar, antiferromagnetiklar deyiladi.

Magnitomexanik effekt. Jismlarning magnitlanganligining (magnit momentining) o'zgarishi tufayli uning mexanik momenti ham o'zgarishi magnitomexanik effekt deb yuritiladi.

Mazer. Kvant generatorlarga va santimetr diapazonli elektromagnit to'lqinlar kuchaytirgichlariga mazerlar deyiladi. Mazerlarda so'nmaydigan elektromagnit tebranishlar atom va molekularning majburiy nurlanish xisobiga tiklab turiladi. Bu tebranishlarning chastotalari atom va molekularning rezonans chastotalari bilan belgilanganidan, generatsiyalanuvchi tebranishlar barqarorligi g'oyat yuqori, tashqi omillarning barqarorlikka tahsiri esa sezilarsiz bo'ladi.

Makroskopik sistema. Juda ko'p zarralardan tashkil topgan sistema termodinamikada makroskopik sistema deyiladi.

Massa deffekti. Yadro fizikasidan bizga mahlumki, yadroning M_v massasi unga kiruvchi proton va neytronlarning m_p , m_n massalari yig'indisidan hamma vaqt kichik bo'ladi. Anash shu proton va neytronlarning massalari yig'indisidan $m_p + m_n$ yadro massasining ayirmasi massa deffekti deyiladi.

$$\Delta m_d^*(m^*]m_n)- Mv$$

Materiya. Materiya so'zini tushuntirishdan oldin biz to'plam tushunchasini oydinlashtirib olaylik. Buyuk matematik Geor Kantor buni quyidagi so'zlar bilan tanidgan edi. «To'plam – butun deb fikrlanadigan ko'p narsadir». Endi materiya so'ziga tahrif beradigan bo'lsak, olamda real mavjud bo'lgan bizni o'rab turgan hamma narsa, uylar, sanoat inshootlari, mashinalar, qushlar, jonivorlar, baliqlar, o'simliklar, mikroorganizmlar, elektronlar vaxokazo biz vosita sezadigan yoki maxsus asboblar yordamida biladigan hamma narsalar to'plami fanda materiya deb ataladi.

Mezon. Mezonlar butun spinli adronlar. Bu nom o'rta mahnoni aklatuvchi yunoncha so'zdan kelib chiqqan, chunki dastlab kashf etilgan mezonlarning massalari proton va elektron massalari oralig'idagi qiymatga ega bo'lgan. Mezonlarning barion zaryadi nolga teng. Eng yengil mezonlar pionlar yoki π^- , π^+ va π^0 pi mezonlardir. Ularning massalari proton massasidan taxminan 6-7 marta kichik. Ajib mezonlar K^- , K^+ va K^0 kaonlarning massasi ancha katta. Ularning massalari proton massasidan deyarli ikki marta kichik. Bu mezonlarning o'ziga hos yashash vaqti 10^{-8} s.

Masspektrometr. Atomlar massasini ionlarning magnit maydonda og'ishi bo'cha aniqlaydigan asbob – mass-spektrometr deyiladi.

Mezoatom. Mezoatom oddiy atomdan undagi elektronlardan birini myuon (m^-) aktimezon (π, K^-) bilan antiproton yoki manfiy zaryadlangan giperon bilan almashtirishdan paydo bo'ladi.

Metal panjara. Metal panjarada metalning musbat ionlari erkin elektronlar bilan o'ralgan bo'ladi. Erkin elektronlar metal panjaraning musbat ionlari o'zaro bog'lab turadi. Boshqacha aytganda metaldagi har bir atom o'zining valent elektronlarini yo'qotib ionlarga aylanadi. Elektronlar esa kristall ichida ionlar oralig'ida haraktlanadi. Bunday bog'lanishni metal bog'lanish deyiladi.

Metasbil xolat. Aytaylik yadro mahlum bir energiyali gamma kvantini yutib qo'zg'algan xolatga o'tsin. SHu qo'zg'algan holatda yetarlicha uzoq vaqt yashay olsa, yadroning bunday xolati metasbil xolat deyiladi.

Mexanik sistema. Har bir nuqtaning vaziyati va harakati ikkinchi bir nuqtaning vaziyatiga va harakatiga bog'liq bo'lgan moddiy nuqtalar to'plami mexanik sistema deyiladi.

Mikroskopik jismlar. Mikroskopik so'zi zarraning mikroskop orqali ko'rish mumkin degan mahnoni bildirmaydi. Bu so'z zarraning elektron, proton va hakazo, umuman eelemntar zarra ekanini yoki alohida molekula ekanini bildiradi.

Mexanik materializm. Mexanik xodisalarning juda ko'p turi ularning yaqqol ko'zga tashlanib turadigan bo'lishi va bahzi fizik xodisalarni (masalan tovushni) mexanik tasavvurlar yordamida tushuntirish juda qulay bo'lishi shunga olib keladiki XIX asrda ko'pchilik fiziklar biror xodisani tushuntirish uchun uning qanday mexanik xodisadan iborat ekanligini ko'rsatish kifoya deb o'ylar edilar. Bunday qarashlar fanda mexanik materializm deb atalar edi.

Moddiy nuqta. Berilgan masalada tekshirilayotgan jismning o'lchamlarini va shaklini xisobga olmaslik mumkin bo'lsa, bunday jism mexanikada moddiy nuqta deyiladi.

Molekula. Bir jinsli moddaning barcha ximiyaviy xususiyatlarini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrasi molekula deb ataladi. Molekulalar bir xil yoxud har xil atomdan tashkil topgan bo'ladi. Masalan, vodorod (N_2) kislorod (O_2) azot (N_2) bir xil, Osh tuzi molekulasi esa har xil atomlardan tuzilgan molekulaga misol bo'la oladi.

Molekulyar toklar. Jism molekulalardan tashkil topgan bo'lib, molekula ham o'z navbatida atomlardan tashkil topgan bo'ladi. Anna shu atom qobig'idagi, yahni atom yadrosi atrofida elektronni harakatlanishidan hosil bo'lgan toklar molekulyar tok deyiladi.

Molekulyar panjara. Molekulyar panjaraning tugunlaridagi molekular elektr kuchlari vositasida bir-birini ushlab turadi, mazkur xolda elektr kuchlar on panjaradan ancha zaif bo'ladi. Bog'lanishni bunday turini molekulyar bog'lanish deyiladi.

Molekulyar parda. Yog' kislotasini suv sirtiga tomizilsa, suvni sirtida joylashgan molekular go'yoki ikki o'lchovli qattiq pardadagi molekular bir qatorda joylashgan bo'ladi. SHuning uchun bunday parda molekulyar parda deyiladi.

Monopol o'tishlar. Yadroning asosiy va qo'zg'algan xolatlarining spini nolga teng bo'lsa. Momentlarining saqlanish qonuniga ko'ra bitta gamma kvantini chiqarish man etilgan, 2 tasini chiqarish extimolligi juda kichik. Bunday vaqtlarda yadroning asosiy xolatga o'tishi faqat konvertsiya elektronlarini chiqarish yo'li bilan bo'ladi, bunday o'tishlar yadro spektroskopiyasida monopol o'tishlar deb ataladi.

Monoxromatik yorug'lik. deganda yorug'lik diapazonidagi $\Delta\nu$ chastotalar itervalini xxoyatda kichik bo'lgan yorulik to'lqini tushuniladi. Monoxromatik to'lqin bizni ko'zimizda mahlum rangli yorug'lik sifatida namoyon bo'ladi. Masalan, 0,55 dan 0,56 mkm gacha bo'lgan intervaldagi nurlanish inson ko'zi yashil rang tarzida qabul qladi. CHastotalar interval $\Delta\nu$ qanchalik kichik bo'lsa, nurlanish shunchalik monoxromatikroq bo'ladi.

Molizatsiya. Eritmada neytral molekularning ionlarga ajralishi, yahni dissotsatsiyasi jarayoni bilan birga, har xil ishorali ionlarning o'zaro birikib neytral molekular hosil bo'lishi ham mumkin. Bunday jarayon molizatsiya deyiladi.

Monokristall. Kristall panjarada zarralarning o'zaro tortishishi va itarilish kuchlari bir-birini muvozanatlaydi. Bu esa zarralarnng simmetriya ravishda joylashishiga sababchi bo'ladi. qattiq jsmdag barcha zarralar yagona kristall panjarani xosil etgan xolda uni monokristall deb ataladi.

Muvozanat xolat. Sistemani harakterlovchi parametrlar aniq qiymatlarga ega bo'lsa va tashqaridan qandaydir sabablar tahsir etmaganda, bu qiymatlar istagancha uzoq vaqt o'zgarmay qolsa, sistemaning bunday xolati muvozanatli xolat deyiladi.

Mukammal muvozanat printsipi. Kvant mexanikasi tenglamalarining vaqtni o'zgarishiga nisbatan simmetrikligidan o'tishlarning extimolliklari bir xil bo'lishi kerak.

Mulg'tiplet. Atom spektirlarining bahzi chiziqlari yonma-yon yotgan bir necha chiziqLarga ajralib ketishidan yuzaga keladi.

Mustaqil razryad. Elektr maydon yetarlicha katta bo'lganda uning tahsiridagi elektronlar neytral molekula bilan to'qnashganda uni ionlash uchun yetarli bo'lgan energiyaga ega bo'ladi. Natijada gaz o'z-o'zidan ionlasha boshlaydi. Tashqi ionlovchi manbani zarurati qolmaydi. Bunday jarayonni mustaqil razryad deyiladi.

N.

Neytrino. Spini $1/2$ va tinchlikdagi massasi 0 ga teng zarra yoki spiralligi $-1/2$ bo'lgan zarra.

Neytron. Neytron – adronlar sinfiga mansub neytral zarra. Neytronning elektr zaryadi nolga teng. Neytron spinini $1/2$ ga teng. Yarim butun spinli adron sifatida u barionlar gruppasiga oiddir.

Neytron yulduz. Gravitatsion tortishish kuchlari yulduzni siqishga harakat qiladi. Bu siqilish davom etaversa, atomdagi elektronlar go'yo protonlarga tiqishtirilganday bo'ladi. Bunda proton (r) elektron bilan birlashib neytron hosil bo'ladi va neytrino (γ) ajralib chiqadi. Ushbu xodisadan keyin 10 km radiusli va 10^{14} gr/sm zichlikka ega bo'lgan moddaga aylanadi. Bunday yulduz neytron yulduz deyiladi. Neytron yulduzning tashqi qobig'i oddiy yadro va elektronlardan tuzilgan. Bunday yulduzlarning ichidagi temperatura bir necha milyard gradusga yetadi. Neytron yulduz o'z energiyasini asosiy qismini Mayin rentgen nurlari sifatida chiqaradi.

Nishon masofasi. O'zaro tahsir bo'lmagan vaqtda bir zarra ikkinchisi yonidan o'tib keta oladigan masofa.

Nozik struktura. Aynigan holatdan aynimagan xolatga spin orbital o'zaro tahsir orqali o'tganda dublet strukturani hosil bo'lishi.

Nozik tuzilish doimiysi. Kvant elektrodinamikaning muxim parametrlaridan biri bo'lib, u elektromagnit o'zaro tahsirining intensivligini aniqlaydi.

Nolinchi satx. Eng quyi satxga to'g'ri keladigan energiya, yahni $h\nu/2$ energiya: bu yerda ν – chastota, h – Plank doimiysi.

Nomustaqil razryad. Elektr maydon uncha katta bo'lmaganda faqat tashqi ionlovchi manba tomomnidan gazda xosil qilingan ionlar va elektronlar tartiblashgan harakati bilan bog'liq bo'lgan tok mustaqil tok va bunday jarayonni nomustaqil razryad deyiladi.

Norelyativistik. Zarrachaning tezligi yorug'lik tezligidan juda kichik va spinini hisobga olinmaydigan harakatini o'rganuvi fizikaning qismi.

Normal vektor. Normal vektor deb qaralayotgan sirtidan perpendikulyar chiqqan birlik (uzunligi yoki moduli birga teng bo'lgan) vektorga aytiladi. Ko'p adabiyotlarda normal vektorni qisqalik uchun «normal» deb o'tib ketaveriladi.

Normal dispertsiyay. Agar moddaga tusha otgan yorug'lik to'lqini chastotasi ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham orta borsa, yahni $\frac{\Delta n}{\Delta \omega} > 0$ bo'lsa, bu moddadagi yorug'likning dispertsiyasi normal dispertsiya deyiladi.

Normal satx. Elektron $n=1$ yadroga eng yaqin orbita bo'ylab harakatlangandagi atomning xolati.

Nostatsionar maydon. Agar maydon kuchlari, bu maydonga kiritilgan jismlarga bog'liqsiz ravishda vaqtning biror funktsiyasi sifatida o'zgarsa bunday maydon nostatsionar maydon deyiladi.

Nuklon. Yadrodagi proton va neytronlarni qisqalik uchun ularni umumiy qilib nuklonlar deb ataladi.

Nuqtaviy grupp. Agar chekli o'lchamli sistemalarga simmetriya gruppasining ixtiyoriy elementi bilan tahsir etsak, hech bo'lmasa, uning biror nuqtasini harakatsiz qolishi.

O.

Oje effekti. Ichki qobig'idan elektron yo'qotgan atom rentgen fotoni chiqarmasdan ham o'zining elektron tuzilishini, yahni uyg'onish energiyasining nurlanishdan boshqa yo'l bilan chiqarishi yahni elektronlarni uchib chiqaradi.

Oniy neytronlar. O'ta uyg'ongan yadroning potentsial energiyasi juda katta. SHuning uchun o'ta uyg'ongan yadro (bo'linish parchasi) siltanib o'zidan bir-ikkita neytron chiqarib yuboradi. Neytron chiqarish bo'linish akti boshlangandan so'ng 10^{-14} s lar chamasi vaqt ichida sodir bo'ladi. SHusababli mazkur neytronlar oniy neytronlar deb ataladi.

Operator. Operator ustida «^» belgisi bo'lgan xarflar bilan ifodalanib, bir funktsiyaga tahsir o'tkazish bilan ikkinchi funktsiyani o'zaro boylag'di.

Optik yo'l uzunligi. Sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik to'liqini biror masofani bosib o'tish uchun ketgan vaqt davomida yorug'lik vakumda qanday yo'lni bosib o'tishi mumkinligini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Optik piometr. Issiqlik nurlanish qonunlariga asoslanib, yuqori temperaturalarni o'lchash usullari optik priometriya deb ataladi. SHu maqsada qo'llaniladigan qurilmalarni esa optik piometrlar deb ataladi.

Orbital kvant soni. Orbita shaklini formasini kvantlanganini bildiruvchi son bo'lib, uning har bir qiymatiga muayyan formadagi orbita mos keladi.

Orbital magnit moment. Ma'lumki, modda atomi yadro va elektron qobiqdan tashkil topgan. Agar elektron orbitani unda harakatlanayotgan elektron bilan birgalikda tokli kontur sifatida tasavvur qilinsa, u holda har bir orbita o'z magnit momentiga ega bo'ladi. Ana shu magnit moment orbita bilan bog'liq bo'lgani uchun orbital mashnit moment deyiladi.

Orbital. Kvant mexanikasida «traektoriya» tushunchasi mahnoga ega bo'lmaganligi uchun «orbita» tushunchasi ham o'z mahnosini yo'qotadi. Lekin kvant mexanikasi elektronning fazoni u yoki bu soxasida qayd qilish extimolligi to'g'risida axborot Bera oladi. Yadro atrofida eng katta extimollik bilan elektronni qayd qilish mumkin bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rni orbital deb ataladi.

Orentatsion qsttblanish. Faqat qutbli molekularargina sodir bo'ladi. Maydon bo'lmaganda tartibsiz o'rnashgan qutbli molekular maydonga kirgach, o'z o'qi atrofida harakatini davom ettiradi.

Ortovodorod. Yadrolarining spini parallel bo'lgan vodorod molekulasini.

Ossilyator. Muvozanat vaziyat atrofida tebranuvchi zarraga yoik tebranishni yuzaga keltiruvchi manbaga astsilyator deyiladi.

P.

Parallel spinli elektronlar. Agar biror energetik pog'onadagi ikki elektronning spini bir xil bo'lsa, ular parallel spinli elektronlar deyiladi.

Paramagnitliklar. Agar moddaning magnit singdiruvchanligi $\mu > 1$ bo'lsa, bunday moddalar paramagnitliklar deyiladi. Ularda moddaning magnitlanganligi V yig'indi mayiidonni kuchaytiradi. Paramagnitliklar kuchli bir jinlimas magnit maydon soxasiga tortiladi.

Paramagnit kvant kuchaytirgichlar. Paramagnit kvant kuchaytirgichlar deb ataladigan qattiq jisimli mazerlarning eng asosiy xususiyati shundaki, ularda kristall rezonator bilan birgalikda doimiy magnit maydoniga joylashtirish orqali suniy yaratiladigan satxlarda invers band qilishga erishiladi. Satxlar orasidagi masofa to'la ravishda tashqi magnit maydon kattaligi bilan belgilanadi. Odatda paramagnitli kuchaytirgichlar 1 dan 100 sm gacha to'lqin uzunliklar diapazonida ishlatiladi.

Paramagnit rezonans. Agar atom yuqoriroqdagi satxcha bilan harakterlanuvchi xolatdan quyiroq satxcha bilan harakterlanuvchi xolatga o'tsa, mazkur energetik satxchalar qiymatlarining farqi bilan aniqlanuvchi energiyali nurlanish chiqarilishi lozim. Aksincha, quyiroq energetik sathcha bilan aniqlanuvchi holatdagi atom tashqi elektromagnit nurlanish tahsirida yuqoriroq satxcha bilan harakterlanuvchi holatga o'tadi. Bunday protsess amalga oshishi uchun nurlanish kvantining energiyasi energetik satxchalar farqiga teng bo'lishi lozim. Bu yutilishini paramagnit rezonans xodisasi deb ataladi.

Parametr. Sistemaning holatini aniqlaydigan va tashqi sabablar tahsirida o'zgarishi mumkin bo'lgan kattaliklar parametrlar deyiladi. Masalan, Ideal gazning parametrlari R bosim, V xajm, va T temperatura bo'ladi.

Parapazitroniy satxlar. Spini nolga teng bo'lgan satxlar parapazitroniy satxlar deyiladi.

Parchinlash. Metalga sovuq ishlov berilganda kristall panjarani kuchli plastik deformatsiyalash.

Pauli printsiipi. Pauli printsiipi elektronlarning atom qobiqlari bo'yicha taqsimotini belgilaydi. Masalan, vodorod atomining 1-S qobig'ida elektroning ajratilgan yo'nalishga spin proektsiyalari $1/2$ va $-1/2$ ga teng bo'lgan faqat 2 ta har xil holati bo'lishi mumkin. SHuning uchun ham bu qobiqda ikkita elektron joylashgan bo'ladi. Paulli printsiipiga ko'ra boshqa joylashtirish mumkin emas.

Pinch effekti. Gaz orqali elektron toki o'tganda bu tok atrofida hosil bo'lgan magnit maydon gazni ingichga shunur ko'rinishida bo'lishiga undaydi zaryadlangan gazlarning shu zaryadlar hosil qilgan bunday ingichga shunur shakliga kelishi pinch effekti deyiladi.

Plazma. Plazma deb shunday ionlashgan gazni atash qabul qilinganki, undagi zarralar orasidagi elektrostatik o'zaro tahsirning kattaligidan zaryadlangan ixtiyoriy ajralish faqat bulutning o'z o'lchamlariga nisbatan juda kichik soxalardagina yuz berishi mumkin.

Plazmoximiya. Plazmadagi ximiyaviy reaksiyalardan boshqa sharoitda olinishi mumkin bo'lmagan ximiyafiy brikmalarni, masalan, inert gazlar birikmalarni hosil qilish uchun foydalaniladi. Bunday reaksiyalarni o'rganuvchi fan plazmoximiya deyiladi.

Plazmaning ionlanish darajasi. Tabiiy sharoitda yer sirtida plazma «kamyob mexmon» bo'lib, u faqat yashin chaqnaganda paydo bo'ladi. Yer sirtidan ancha yuqorida ionosfera deb atalgan kuchsiz ionlashgan plazma soxasi joylashgan. Bu joyda gazning ionlanishi quyoshning ultra binafsha nurlanishi tahsirida yuzaga kelai. Zaryadlangan zarrachalar zichligining plazmadagi zarralar to'la zichligiga nisbati plazmaning ionlanish darajasi deyiladi.

Pezelektrik effekt. Bazi kristallarni mexanikaviy deformatsiyalansa tashqi elektr maydonsiz xam qutblanishi mumkin. Bu xodisani p_g 'ezelektrik effekt deb ataladi. p_g 'ezelektrik effektini quyidagicha tushuntiriladi. Ion kristallarda musbat va manfiy ionlar markazlarining mos tushmasligi tufayli tashqi elektrmaydon bo'lmaganda ham elektr moment bo'ladi. Biroq bu qutblanish odatda namoyon bo'lmaydi. Kristall deformatsiyalanganda panjaraning musbat va manfiy ionlari bir-biriga nisbatan siljiydi umumiy qilib gapirganda kristalning elektr momenti o'zgaradi.

P – mezon. Massasi elektron massasidan 277 marta ortiq bo'lgan zarracha. U yadro ichida nuklonlarni bir-biriga yorishtiruvchi yelim rolini o'ynaydi.

Pozitron. Massasi, yashash vaqti va spini elektronniki bilan bir xil lekin zaryadi. Musbat bo'lgan elementar zarra pozitron deyiladi.

Polimer.Organik birikmalardan tarkib topgan amorf moddalar.

Polinom. Bir necha bir xadlardan tashkil topgan ko'p xad.

Potentsial maydon. Qandaydir kuchlar maydonining ixtiyoriy ikki nuqtasi orasida jismni ko'chirishda maydon kuchlari tomonidan bajarilgan ish yo'lining shakliga bog'liq bo'lmay uning boshlang'ich va oxirgi nuqtalarining xolatigagina bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar maydonini potentsial maydon deyiladi. Berk yo'lda maydon kuchlari tomonidan bajarilgan ish nolga teng bo'ladi.

Potentsirlash. Potentsirlash – logarifmlashga teskari amal bo'lib, bunda berilgan logarifmga qarab soni o'zini topiladi.

Polikristall. Ko'pchilik kristall polikristall (poli – grekcha so'z bo'lib ko'p degan mahnoni anglatadi) yahni ular tartibsiz joylashgan monokristallardan tashkil topgan shuning uchun bunday kristall izotrop bo'ladi, yahni barcha yo'nalishlarda fizik xossalari bir-xil bo'ladi.

Ponderomotor kuchlar. Elektr va magnit maydonlarga kiritilgan zaryad va toklarga ular mahlum kuch bilan tahsir etishini ko'pgina tajribalarda ko'rilgan. Bu kuchlar ponderomotor yoki harakatlantiruvchi kuchlar deyiladi.

Postulat. Postulat deb isbotsiz ham qabul qilinaveradigan dastlabki qoida yoki farazga aytiladi.

Potentsial to'siq. Potentsial to'siq fazoning shunday qismiki bu qismida potentsial energiya zarraning to'la energiyasidan katta bo'ladi.

Polyar va nopolyar molekula. Tashqi elektr maydon bo'lmaganda dipolg' momenti nolga teng bo'lgan molekula polyar molekula yoki yumshoq dipolg', noldan farqli elektr momentiga ega bo'lgan molekula esa nopolyar yoki qattq dipol deb yuritiladi.

Polyarizatorlar. Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoitlar yaratish kerakki, bu sharoitda yorug'lik to'lqinining Y_e vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlarni o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar polyarizatorlar deyiladi.

Prinsip.Prinsip – tamoyil, asosiy qonun-qoida degan mahmolarni anglatadi.

Operatsiya. Operatsiya nuqtaga nisbatan ko'zgu qaytishidan, yahni koordinata boshidan o'tuvchi uchta o'zaro perpendikulyar tekislikka nisbatan bir vaqtda qaytishdan iborat. Biz oddiy ko'zgugacha qaraganimizda, koordinata o'qlaridan faqat bittasi, yahni ko'zgu tekisligiga perpendikulyar yo'nalgani o'z yo'nalishini o'zgartirishini ko'ramiz. Lekin bundan tashqari, koordinatalar sistemasini bu o'q atrofida 180° ga bursak, R operatsiyasi hosil bo'ladi.

Proton. Proton – adronlar sinfiga tegishli barqaror zarra, vodorod atomining yadrosi. Proton musbat elektr zaryadga ega bo'lib, u elementar zaryadga, yahni elektron zaryadi absolyut kattaligiga teng. Buni tajribada 10^{-21} gacha aniqlik bilan tekshirilgan massasi $m_D^*(938,2796 \pm 0,0027)$ MeV, yahni proton elektrondan 1836 marta ortiqroq.

Pretsessiya. Girooskopning tashqi kuch momenti tahsirida xususiy aylanma harakati.

R.

Radiaktivatsion analiz. Tekshirilayotgan jism va kontrol moda tomonidan chiqarilayotgan ayni γ – nurlanish intensivliklarini solishtirib tekshirilayotgan jismdagi aralashma miqdori haqida juda aniq ma'lumot olish mumkin. Bu usul jism tarkibidagi aralashmani sunhiy radiaktivlashga asoslangani uchun uni radioaktivatsion analiz deyiladi.

Radial funktsiya. Markaziy maydon uchun SHredinger tenglamasining yechimining radial tashkil etuvchisi, ya'ni n – bosh kvant soniga R – radiusning qanday bog'liqligini ko'rsatuvchi funktsiya.

Radial kvant soni. Markaziy maydondagi harakat masalasini bir o'lchovli harakatga keltirish uchun energiyaning berilgan l dagi xos qiymatlarini $n(r)$ tartib nomerlari orqali nomerlab, ushbu tartibi bo'yicha joylashtiramiz bunda eng quyi satxga $n(r) \neq 0$ nomer mos keladi. U hamda n nomer to'liq funktsiya radial qismining r lardagi tugunlar soni aniqlaydi. $n(r)$ – radial kvant soni deb ataladi yoki bosh kvant soni ham deyiladi.

Radiatsiya. Moddalarni radiativ yemirilishida nurlanish chiqarishga radiatsiya deyiladi.

Radian. Radian yassi burchak birligi bo'lib (Si) da aylana uzunligi radiusga teng bo'lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak 1 radian deb qabul qilingan.

Raman chiziqlari. Kombinatsion sochilishda kuzatiladigan siljigan chiziqlar.

Radiatsion tuzatmalar. Diagramma texnikasi printsip jixatdan g'alayonlanish nazariyasining birinchi yo'qolmaydigan yaqinlashishda sochilish amplitudasini xisoblash imkonini beribgina qolmasdan balki ularga keyingi yaqinlashishlardan kelib chiqadigan tuzatmalar ham beradi.

Radius vektor. Moduli yoki uzunligi koordinata boshidan tekshirilayotgan nuqtagacha masofa bilan teng bo'lgan yo'nalish ham huddi shu koordinata boshidan tekshirilayotgan nuqtaga tomon yo'nalgan vektorga radius vektor deyiladi. Radius vektorni r – bilan belgilanadi.

Rezonans zarralar. Plazmada biror V_f fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan va ω chastotali elektr maydoni to'liqini mavjud bo'lsin. Bu holda to'liq tarqalishi yo'nalishida va o'sha tezlik bilan harakatlanayotgan zarralar rezonans zarralar deyiladi.

Rezonans neytronlar. Barcha elementlarning yadrolari tomonidan, Ayniqsa, issiqlik neytronlarining tutilishi sodir bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, muxitga tushayotgan neytronlar

energiyasining bahzi qiymatlarida muxit yadrolari tomonidan neytronlarni tutilishi juda intensivlanib ketadi, yahni mazkur reaksiya effektiv kesimi keskin oshib ketadi. Bu xodisa neytronlarning rezonans yutilishi deb ataladi. Yutilgan neytronlarni rezonans neytronlar deyiladi.

Rezonator. Xamma tomonidan metal deforlar bilan qoplangan fazo qismi rezonator yoki endovibrator deyiladi.

Regulyar. Regulyar – muntazam, tartibli bir tekis, bir maromda degan mahmolarni anglatadi.

Rezonans spektr chiziqlari. Atom fizikasidan mahlumki, atomlarni mahlum to'liqin uzunlikka ega bo'lgan nurlar bilan rezonans qo'zg'atish mumkin. Masalan: simob bo'g'ini 2520 A to'liqin uzunlik nurlar bilan yortilsa, simob atomlari rezonans qo'zg'aladi va ular huddi shunday to'liqin uzunlikdagi nurlarni chiqarib asosiy holatga o'tadi. Bunday spektr chiziqlar rezonans spektr chiziqlari deb ataladi.

Rekombinatsiya. Har xil ishorali ionlarning o'zaro to'qnashuvi tufayli neytrallashuvi rekombinatsiya deyiladi.

Relaktsatsiya vaqti. Ostsilyatorning tebranish energiyasi vaqt o'tishi bilan eksponentsial qonun ($E \cdot E_0 \cdot e^{-\tau/t}$) bo'yicha kamayib nolga yaqinlashib boradi, shuning uchun uning tebranishi qancha vaqt davom etishini ko'rsatish qiyin (masalan, tebranish qandaydir t vaqtdan keyin to'xtadi deb qaralgan bo'lsa ham aslida u muvozanat atrofida juda kichik amplituda bilan tebranayotgan bo'lishi mumkin). SHuning uchun bu vaqtni shartli o'lchovi sifatida relaktsatsiya vaqti deb ataladigan τ kattalikdan foydalanish qulay bo'ladi, relaktsatsiya vaqti shunday vaqtiki bu vaqt ichida ostsilyator energiyasi ($e^{2,718}$) marta kamayadi.

Relikt nurlanish. Koinotning kengayishidan oldin moddalarning temperaturasi juda yuqori bo'lgan. Buning isboti sifatida butun koinotga singadigan va 2,7 K temperaturaga mos issiqlik spektriga ega bo'lgan elektromagnit nurlanish xizmat qiladi. Bu nurlanish xali Koinot moddasi nurlanish uchun shaffof bo'lmagan zich qaynoq plazmadan iborat bo'lgan davrning qoldig'i – relikti hisoblanadi. Shuning uchun bunday nurlanish relikt nurlanish deyiladi.

Relyativistik gaz. Gaz zarralarining tezliklari yorug'lik tezligiga taqqoslanarli bo'lgandagi gaz masalan foton gazi hamma vaqt relyativistik gazdir.

Relyativistik sannaq sistemasi. Yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan tezlik relyativistik tezlik deb yuritiladi. Bunday tezlik bilan bo'ladigan harakatlarni o'rganishda foydalaniladigan sannaq sistemasi esa relyativistik sannaq sistemasi deyilib, mexanikada ishlatiladigan sannaq sistemasidan farqlanadi.

Rentgen nuri. Rentgen nuri to'liqin uzunligi $(0,01 \div 800) \cdot 10^{-10}$ m ga teng bo'lgan elektromagnit nurlanish bo'lib, u asosan elektronlarning keskin tormozlanishi tufayli xosil bo'ladi. Bu jarayon quyidagidan iborat harakatdagi elektron atrofida elektr va magnit maydonlar mavjud. Elektronning tormozlanishi deganda uning atrofidagi maydonning o'zgarishi tushuniladi. Magnit yoki elektr maydonning o'zgartirish esa elektromagnit to'liqin nurlanishga sababchi bo'ladi.

Rentgenostrukturaviy analiz. Agar tajribadan 3 ta kattalik (Bulf – Bereg tenglamasida uchta kattalik) kristall panjaraning doimiysi d , nurlanishning sirpanish burchagi Q va tulqin uzunligi λ – dan 2 tasi mahlum bo'lsa ($2d \sin Q \cdot R \lambda$ $R_{q0,1,2, \dots}$) tenglamadan foydalanib, uchinchisini topish mumkin. Masalan, tajribada qo'llanilayotgan rentgen nurining to'liqin uzunligi mahlum bo'lsa, sirpanish burchagi Q ni aniqlab, $2d \sin Q \cdot R \lambda$ tenglama asosida d ni hisoblash mumkin. Bunday masalalar bilan shug'ullanuv fan bo'liminish rengenostrukturaliy analiz deyiladi.

Rentgen termlari. h/t satx kengligi yetarli darajada kichik bo'lganda ichki elektroni uyg'ongan atom energiyasini atomning kvazistatsionat xolatlarining diskret energiya satxlari sifatida qarashga imkon beradi va bunday satxlar rentgen termlari deyiladi. Bu yerda t – yashash vaqti, h – Plank doimiysi.

Refraktsiya. R – bilan belgilanib, moddadan elektromagnit tebranish o'tgan sari undan o'zgaruvchan elektr maydoni tahsirida moddalarda yuz beradigan o'zgarishlarni o'rganadi.

Rotator. O'zaro bog'langan va biri ikkinchisi atrofida aylanma harakat qiluvchi ikkita zarrachalar sistemasi.

S.

Sanoq sistemasi. Jismning fazodagi vaziyatini belgilash uchun foydalaniladigan koordinatalar sistemasi va vaqtni qayd qilishda qo'llaniladigan asbob-soat birgalikda sanoq sistemasi deyiladi.

Saqlanuvchi kattaliklar. Operatorlari vaqtga oshkor bog'liq bo'lmagan va shu bilan birga gamilg'-tonian bilan kommutativ bo'lgan fizik kattaliklar juda muxim kategoriyani tashkil qiladi. Bunday kattaliklar suyuqlanuvchi kattaliklar deyiladi. Masalan, Yopiq sistemaning gamilg'-toniani vaqtga oshkor bog'liq bo'la olmaydi.

Segnetoelektriklar. Segnetoelektriklar deb tashqi magnit maydon bo'lmaganda ham vujudga keladigan, o'z-o'zidan elektr qutblanish xususiyatiga ega bo'lgan kristall moddalarga aytiladi. Birigchi marta bu xossasni sovet fiziklari I.V. Kurchatov va P.P.Kobeno segnet tuzi ($\text{Na K C}_4\text{N}_4 4\text{N}_2\text{O}$) kristallarini tekshirayotganda aniqlagan edilar. Ana shunday dielektriklarning bu sinf uchun segnetoelektriklar nomi kelib chiqqan.

Sekin neytron. Sekin neytron deb De-Broylg' to'lqin uzunliklari $\lambda = \frac{h}{mv}$ yadro radiusidan yahni 1 fermeden katta bo'lgan energiyalari esa 0,1 MeV dan kichik bo'lgan neytronlarga aytiladi.

Simmetrik tenzor. Agar tenzor indekslarining o'rni almashtirilganda uning komponentalarining ishorasini o'zgartirmasa bunday tenzor simmetrik tenzor deyiladi.

$$T_{\alpha\beta}^{(C)} = T_{\beta\alpha}^{(C)}$$

Simmetriya. Simmetriya odatda bu so'z ostida yo ko'zgu simmetriya yoki markaziy simmetriya tushuniladi. Simmetriya bu nur tushushidan buyumning ko'zgudan qaytishi yoki markazdan qaytishida o'zgarmasligini bildiradi. Lekin bu so'zga uning dastlabki mahnosi ham o'lchamlikni qaytaraylik va bu so'z ostida faqat qaytishda emas, balki umuman biror operatsiyada qurilmani bir joydan boshqa joyga ko'chirishda yoki vaqt sannog'i momentini o'zgartirishda faqat buyumlarning emas, balki fizik xodisalarning xam o'zgarmay qolishini tushuniladi.

Simmetriyani spontan buzilishi. Simmetriyani xiyla muhim buzilishi – spontan (o'z-o'zidan) buzilishi mavjud bo'lib, u shundan iboratki, simmetrik qonunlar bilan tavsiflanuvchi va simmetrik boshlang'ich shartlarni qanoatlantiruvchi sistemada nosimmetrik oxirgi xolatlar vujudga keladi. Masalan, quyidagi oddiy eksperimentni ko'rib chiqaylik, metal sterjen gidravlik presda qisilsin, u holda butun bu sistema va unda tahsir etuvchi barcha kuchlar tsilindrik simmetriyaga ega bo'ladi. Agar sterjenga bosim kuchi uning egishiga mustaxkamlik chegarasidan ortiq bo'lsa, u holda sistema beqaror bo'lib qoladi va sterjen azimut bo'yicha qandaydir ixtiyoriy yo'nalishda egiladi

xullas, tsilindrik simmetrik sistema boshlang'ich simmetriyaga ega bo'lmagan holatga spontan o'tadi.

Singlet. Yakka – yakka chiziqdan iborat spektr chizig'i singlet deyiladi.

Sinxrotron. Elektronlarni tezlatishga mo'ljallangan tezlatkich – sinxrotronda elektromagnit qutblari xalqa hosil qiladi, vakuum kamera esa kovak teshik kulcha shaklida bo'ladi. Zarralarning sinxrotrondagi traektoriyasi o'zgarimas – bu vakuum kamera o'rtasidan o'tuvchi aylanadan iborat. Zarralar quyuqlanmasi tezlashgan sari sinxrotronning «xalqa yo'li» dagi magnit maydoni tegishli tarzda o'sib boradi.

Sovuq emissiya. Agar metal sirti yaqinida kuchli elektr maydon mavjud bo'lsa, elektronlar past temperaturada ham metaldan tunnelg' effekti tufayli chiqa boshlaydi. Bu hodisaga sovuq emissiya deb nom berilgan.

Sovitishning detander usuli. Sistemani sotishingni eng keng tarqalgan usuli uni issiqlikdan izolyatsiyalab, ish bajarishga majbur qilishdir. Masalan, porshenli idishdagi gaz kengaya borib ish bajaradi, agar uni issiqlikdan izolyatsiyalasang, u holda energiyani saqlanish qonuniga ko'ra, gazning ichki energiyasi va tegishli temperaturasi pasayadi. Sovitishning bunday usuliga detander (detander – porshenli idish) deyilib u hozirgi zamon pas temperaturalar hosil qilish texnikasida takomillashgan ko'rinishda ko'p tarqalgan.

S – operatsiyasi. Zarrachalar S – operatsiyasida anti zarralarga almashadi, yahni barcha zaryadlar ishorasini o'zgartiradi. Barcha zaryadi nolga teng va shuning uchun o'z antizarralari (foton – π^0 mezon va boshqa) bilan mos bo'lgan haqiqiy neytral zarralarga ma'lum zaryad juftlikni yozish mumkin: ularning to'lqin funktsiyalari S operatsiyasida ± 1 ko'paytuvchiga ega bo'ladi.

Sochilish matritsasi. Relyativistik kvant nazariyasida masalani qo'yilishining o'ziga xosligi zarra sistemasining berilgan boshlang'ich xolatlarni bog'laydigan o'tishlar extimoligining amplitudalarini aniqlashdan iborat. Mumkin bo'lgan barcha xolatlar orasidagi shu amplitudalar to'plami sochilish matritsasini tashkil etadi.

Spin. Kvant nazariyasi va tajribalarni ko'rsatishicha, elektron orbital magnit va mexanik momentlaridan tashqari ichki magnit va mexanik momentlariga xam ega elektronning ichki mexanik momenti uning spini deb yuritiladi. Faqatgina elektron emas balki proton, neytron va xakozo boshqa elementar zarralar ham o'z spinlariga ega bo'ladi.

Spontan magnitlanish. Ichki kuchlar tahsirida o'z-o'zidan magnitlanish spontan magnitlanish deyiladi.

Spinor. Har bir indeksi elektronlardan bittasining spiniga mos keladigan operator spinor deb yuritiladi.

Spinor maydon. Spini $1/2$ ga teng bo'lgan zarralar maydoni.

Spektral analiz. Nurlanish energiya oqimini elektromagnit to'lqinlar uzunligiga bog'liq halda tekshirilsa, bunga spektral analiz deyiladi. Ko'plikdan qaysidir parametri bo'yicha ajratib tekshirilsa shu parametri spektral analiz bo'ladi. Masalan, massa bo'yicha, energiya bo'yicha, o'lcham bo'yicha va xakozo.

Spin-spin ta'sir. Qo'shni protonlar tahsirida spektrdagi signallarning ajralib ketishiga aytiladi.

Spin-spin tahsir konstantasi. Multiplet cho'qqilar orasidagi gertslarda ifodalangan masofa.

Spin orbital ta'sir. Ishqoriy metallar spektridan foydalanib, magnit momentini dublet harakterini izoxlash mumkin. Ishqoriy metallar elektron qo'shimcha tahsiriga ega. Bu tahsir spin – orbital o'zaro tahsir deyiladi.

SR – operatsiya. SR kombinatsiyalashgan operatsiya (bunda bir vaqtda o'ng chap bilan va zarra antizarra bilan almashtiriladi) qarama-qarshi spinli va impulsg'isi real mavjud antineytrinoga aylantiradi. Bunday nazariyaga ko'ra, Dunyo aloxida-alohida S va R operatsiyalariga nisbatan simmetrikligini yo'qotib, SR ga nisbatan simmetrikligicha qoladi. Antizarralarga esa ko'zguda aks etgan zaryad qo'shmali zarralar sifatida qArala boshlandi.

Spontan nurlanish. Atom sistemasidagi W_1 energetik satxdagi elektron W_2 qo'zg'algan energetik satxga o'tishi uchun yetarli bo'lgan energiyani yutib shu W_2 satxga o'tsin. Agar elektron W_2 qo'zg'algan energetik satxdan yana qayta W_1 asosiy satxga tashqi g'tahsirsiz o'z-o'zidan o'tsa bunday o'tishda vujudga keladigan nurlanish spontan nurlanish deyiladi.

Stabil. Stabil – turg'un, barqaror va mustahkam degan mahnolarni anglatadi. Masalan, Stabil atom elektromagnit yoki radiaktiv, nurlar chiqarmaydigan atom.

Statistik muvozanat. Statistik muvozanat xolatda bir fazadan boshqa fazaga o'tayotgan zarralar soni va ular oshib o'tayotgan energiya miqdori shu fazaga kirayotgan zarralar soniga va energiyasiga teng bo'ladi.

Statsionar maydon. Agar maydonni aniqlovchi vektorlari vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa yahni vaqtga bog'liq bo'lmasa bunday maydon statsionar maydon deyiladi. Masalan, qo'zalmas zaryadlar xosil qiladigan madoni statsionar elektr madoni, o'zgarmas toklar xosil qiladigan madonni statsionar magnit madon deyiladi.

Statsionar xolat. Agar atomni mahlum bir energiyali satxida xarakatlanuchi elektron tashqi tahsir bo'lmaganda elektromagnit nurlanish chiqarmay shu satxda yetarlicha katta vaqt yashay olsa elektronni bunday xolati statsionar xolat deyiladi.

Statistik fizika. Jismlarning makroskopik xolatlari ularning molekulyar tuzilishi nuqta nazaridan tushuntirish uchun ishlatiladigan metod, o'z mohiyati jixatidan statistik metoddir, nazariy fizikaning mana shu metodidan foydalanuvchi bir qismi statistik fizika deb ataladi.

Steroximiya. Molekulalarning fazoviy geometrik tuzilishini o'rganuvi fanni steroximiya deb ataladi.

Steradian. Fazoviy burchak birligi bo'lib uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera yuzidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuchi fazoviy burchak 1 steradian deb qabul qilingan.

Submikroolam. Submikroolam – bir butun olam xususiyatiga qarab to'rtta soxaga shartli ravishda bo'lingan. Ulardan bir soxasi submikroolam bo'lib, bunda oraliq 0 dan 10^{-8} metr masshtabda bo'ladi.

Skin effekti. Agar o'tkazgichdan yuqori chastotali elektr toki o'tkazsak, o'tkazgichdan butun tok yupqa sirt qatlami bo'ylab oqayotgan bo'ladi. SHu xodisa skin effekti deyiladi.

Sublimatsiya. quruq xaydash, yahni qattiq moddaning gazsimon moddaga o'tishi sublimatsiya deyiladi.

Suyuq kristallar. Bir-biriga nisbatan muayyan tartibda joylashuvini saqlovchi anizotrop shakldagi molekulalardan tuzilgan suyuqlik suyuq kristallar deyiladi. Suyuq kristallar molekulalarida harakterli o'qlarni aniq ajratib olish mumkin: bunday molekulalarda atomlar tanlangan chiziq bo'ylab joylashadi yoki tanlangan tekisliklarda yotadi. Suyuq kristallarda, qattiq kristaldagi singari maxsus yo'nalish bo'ladi, bu yo'nalish bo'ylab molekulalarning uzun o'qi yoki molekulalar tekisliklari orientirlanadi.

Sferik to'lqin. Agar manbadan chiquvchi to'lqin fazoning barcha yo'nalishlari tomon tarqalsa, bunday to'lqin sferik to'lqin deyiladi. Masalan, quyosh chiqarayotgan yorug'lik to'lqinini mahlum mahnodada sferik to'lqin deb tasavvur qilish mumkin. Sferik to'lqinning to'lqin fronti sferadan iborat bo'ladi.

Sferik simmetriya. Sferaning o'z markazidan o'tuvchi o'q atrofida ixtiyoriy burchakka burishga nisbatan simmetriya gruppasi.

T.

Taqiqlangan o'tishlar. Integrali nolga aylanuvchi o'tishlar yoki tanlash qaidasi bajarilmaydigan o'tishlar taqiqlangan o'tishlar deyiladi.

Tez neytronlar. De - Broyl to'lqin uzunliklari ($\lambda = \frac{h}{mv}$) yadro radiusidan kichik bo'lgan energiyasi esa (0,1÷50) MeV energiya oralig'ida bo'ladigan neytronlar tez neytronlar deyiladi.

Teskari pg'ezeoletrik effekt. Kristalda hosil qilgan elektr maydon tahsirida undan mexanik kuchlanishlarning vujudga kelishiga teskari pg'ezeoletrik effekt deyiladi. Pg'ezeoletrik effekt faqat elementar yacheykasi simmetriya markaziga ega bo'lgamagan kristallarga xosdir. Bu ion kristallar bo'lib, ularni go'yo har biri bir ishorali ionlardan yo musbat yoki manfiy ionlardan tuzilgan ikkita yoki undan ortiq sodda panjaralarning bir-biriga kirishuvidan tashkil topgan deyishimiz mumkin. Kristall deformatsiyalanganda bu sodda panjaralar bir-biriga nisbatan siljiydi. Bunda kristalning elektr momenti o'zgaradi, uning yoqlari orasida elektr maydonda qutblanishi uning deformatsiyalanishiga teskari pg'ezeoletrik effektga olib keladi.

Termoyadro reaksiyalari. Bu juda yuqori haroratda yengil yadrolarning qo'shilishidan hosil bo'ladigan reaksiya bo'lib, og'ir yadrolarning bo'linishidagi energiyadan taxminan 3,5-4 barobar ko'p energiya ajralib chiqadi.

Tepki elektronlar. Foton tomonidan turtki olgan elektron tepki elektron deyiladi. Rentgen nurlari hamda tepki elektron, fotonni energiyasining juda oz qismini oladi shuning uchun atom fotonni to'la yutgandagi paydo bo'ladigan «fotoelektrondan» farq qiladi.

Teplorod nazariyasi. Teplorod nazariyasi XII asrda vujudga kelgan bo'lib, bu nazariyaga ko'ra issiqlik yo'qdan bor bo'lmaydigan bordan yo'q bo'lmaydigan moddadir. Teplorod faqat issiqroq jismlardan sovuqroq jismlarga o'tadi, deb hisoblangan. Issiq jismda teplerod ko'p sovuqjismda kam. Teplorod nazariyasi ishqalanish kuchlari ish bajarganda jismlarning isishini tushuntirib Bera olmasada XIX asrning o'rtalarigacha saqlanib keladi. Teplorod nazariyasi asosida kalorimetrik o'lchash metodi rivojlandi va uzatilayotgan q issiqlik miqdori tushunchasi vujudga keldi.

Term. Singlet term – to'la spini $S=0$ bo'lgan xolat. Term mulg'tipletligi – relyativistik effektlarning xech qaysisi hisobga olinmasdan S spinli elektron term spin yo'nalishlari bo'yicha $2S+1$ karra aynigan bo'ladi. Atomlarda $2S+1$ soni term mulg'tipletlik deyiladi.

Tinchlikdagi energiya. Inert va gravitatsion massalarning birligi, demak eksperimentda aniqlangan son qiymatlarining mos tushishi vaqtini A.Enshteyn tushintib beradi. U o'zining nisbiylik nazariyasida jism massasini undagi Ye energiya bilan bog'lab, massa tushunchasiga Yangi mahno berdi m^*E/c^2 . bu tahrif quyidagicha kelib chiqadi: agar jismning tinchlik massasi m_0 ga teng bo'lsa, bu xolda unda $Ye_0^*m_0c^2$ energiya borligini bildiradi va unga tinchlik energiya deyiladi.

T – operatsiyasi. T – operatsiyasi (bu nom «vaqt» ni ifodalovchi inglizcha so'zning birinchi xarfidan olingan) ko'rilayotgan sistemaning barcha harakat tenglamalaridagi vaqt belgisini teskariga $t \xrightarrow{r} -t$ almashtirib chiqishdan iboratdir. T – operatsiyasiga nisbatan simmetriya sistemasining mumkin bo'lgan istalgan harakati uchun unga teskari, vaqt bo'yicha qaytarilgan harakat xam mavjudligini bildiradi. Bunda sistema o'sha holati o'tadi, biroq teskari tartibda o'tadi.

Tokamak. Troidal vakuum kamera bo'lib, uning ustiga kuchli troidal magnit maydonni hosil qiluvchi g'altaklar kiydirilgan qurilma bo'lib, unda moddaning plazma holatini o'rganiladi.

Toq-toq yadrolar. Yadrodagi protonlar soni ham neytronlar soni ham toq bo'lgan yadrolar toq-toq yadrolar deyiladi. Toq-toq yadrolarning spinlari butun sonli qiymatlarga ega bo'ladi masalan (0,1,2, ...).

Trek. Yadro zarralarini qayd qilish uchun ishlatiladigan fotoplastinka ochiltirilgandan so'ng unda zarralarning traektoriyasini ularning izlaridan kuzatish mumkin. Anna shu izlar treklar deyiladi.

Tranlyatsion simmetriya. Barve panjarasining oz sonli tiplari mavjud. Ular kristall sistemalarni tashkil qiladi. Eng simmetrik kub sistema oddiy, xajmiy – markazlashgan va yoqlari markazlashgan kub panjaralardan iborat. Bunday panjaralar translyatsion simmetriyani hosil qiladi.

Triplet. Elementning nurlanish spektrida bitta chiziq o'rnida maydon tahsirida uchta chiziq hosil bo'lishi ham mumkin. Anna shu uchta chiziq triplet deb ataladi.

Triton. Bitta proton va ikkita neytrondan iborat yadro.

Tunel effekti. Mikrozaralar kvant mexanika qonunlariga bo'ysunadi. Ular muayyan traektoriya bo'yicha harakat qilmaydi, balki to'lqin kabi fazoda «yoyilib» ketgan bo'ladi. Mahlum bo'lishicha, makrodunyoda «devor» o'z joyida qolishi mumkin bo'lgani holda elektron hech narsa bo'lmaganidek, u orqali uchib o'tadi. Mikrozaralar energiyasi potentsial barg'er balandligidan xatto kichik bo'lsa-da uni yengib o'ta oladi. Bunday xodisani tunel effekti.

Tunel toki. Agar elektronlar klassik mexanika qonunlariga bo'ysunsa, ular potentsial barerdan o'ta olmagan bo'lar edilar. Lekin elektronlar tunel effekti tufayli dielektrik orqali bir metal (parchasi orqali) pardadan boshqasiga muayyan extimollik bilan o'ta oladi. SHu sababli, dielektrikning yupqa pardasi elektronlar uchun singdiruvchan bo'lib qoladi. U orqali tunel toki deb ataladigan tok oqa oladi. Biroq yig'indi tunel toki nolga teng pastki metal pardadan yuqorisiga nechta elektron o'tsa o'rtacha shunchasi aksincha, yuqorigi pardadan pastkisiga o'tadi.

Turlangan xolat. Kvant sonining qiymatlariga mos kelgan xolat. Xolat turlanishi – energiyaning bitta qiymatiga har xil xolat funktsiyalarini mos kelishi.

To'la to'plam. Shunday kattaliklar borki, bular bir vaqtda o'lchanishi shart bunda agar ular bir vaqtda aniq qiymatga ega bo'lsa, u holda boshqa xech qanday kattalik shu holatda aniq qiymatga ega bo'la olmaydi. Bunday fizikaviy kattaliklarga to'la to'plam deb ataladi.

To'yingan valentli kovalent bog'lanish. To'yingan valentli kovalent bog'lanish sof kvant xarakterga ega bo'lib, qo'shni atom valent elektronlarini yig'indi spini nolga teng juftlarga birikishidan yuzaga keladi.

To'yingan valentli kovalent bog'lanish. To'yingan valentli kovalent bog'lanishda atomlarning aynigan energetik satxlaridagi elektronlarning umumlashishi vujudga keladi.

To'lqin vektori. Son qiymati K to'lqin soniga teng bo'lib, yo'nalishi to'lqinning tarqalish yo'nalishi bilan bir xil bo'lganvektor to'lqin vektori deb yuritiladi.

To'lqin dispersiyasi. Muhit sindirish ko'rsatkichining to'lqin chastotasiga bog'liq holda o'zgarishi to'lqin dispersiyasi deyiladi.

To'lqin paketi. To'lqin uzunliklari yahni to'lqin sonlari bir-biridan juda oz farqlanuvchi monoxromatik to'lqinlar to'plami to'lqinlar gruppasi yoki to'lqin paketi deb yuritiladi. Yana shuni tahkidlab o'tish kerakki, to'lqin paketining amplitudasi yetarlicha sekin o'zgaruvchi deyarli monoxromatik to'lqin impul'siga ekvivalent bo'ladi.

To'lqin zona. Faqat sistemaning 1 chiziqli o'lchamlaridagina emas, balki nurlanayotgan to'lqin uzunligidan xam ko'p marta katta bo'lgan masofalardagi nurlanish maydonlari soxasi yahni $\gg \lambda$ tengsizlikni qanoatlantiruvchi soxalar to'lqin zona deb yuritiladi.

To'lqin soni. 2π ni to'lqin uzunligiga nisbatan teng bo'lgan kattalik to'lqin soni deb yuritiladi. ($K = \frac{2\pi}{\lambda}$) to'lqin sonini K – xarfi bilan belgilanadi.

To'lqin qarshilik. $\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ ga teng bo'lgan kattalik muxitning to'lqin qarshiligi deyilib, o'lchov birligi (Si) sistemasida Om qabul qilingan. Bu yerda μ muhitning magnit singdiruvchanligi ϵ – muxitning dielektrik singdiruvchanligi. Xususan vakumning to'lqin qarshiligi 370 omga teng.

To'lqin fronti. Tebranish tarqalayotgan nuqta yahni tebranish markazi tutash muhit ichida tebranayotgan bo'lsa, tebranishlar markazidan har tomonga tarqaladi. Vaqtning biror paytida tebranish yetib borgan nuqtaning geometrik o'rni to'lqin fronti deyiladi. To'lqin frontining shakli to'lqinning tipini belgilaydi. Masalan, fronti tekislikdan iborat bo'lgan to'lqin yassi to'lqin deyiladi.

To'lqin funktsiya. To'lqin funktsiya elektromagnit maydonga o'xshash fizik tushuncha bo'lib, to'lqin maydonini harakterlaydi. Fazoda zarrani topish extimlligini zichligini qanday taqsimlanishini bildiradi.

To'lqin funktsiyani normallashtirish sharti. To'lqin funktsiya deganda koordinata va vaqtga bog'liq bo'lgan shundan matematik ifoda $\psi(x,y,z,t)$ tushinilishi keraki, uning yordamida mikrozarralarning fazodagi taqsimotini harakterlash mumkin bo'lsin. U holda to'lqin funktsiyaning ko'rinishi shunday bo'lishi lozimki, uning modulining kvadrati $(\psi)^2$ mikrozarrani fazoning birlik holida qayd qilish extimolligiga teng bo'lsin. Demak, fazoning biror nuqtasi atrofida dv xajmda mikrozarrani qayd qilish extimolligi $(\psi)^2 dv$ ga teng. Huddi shuningdek, mikrozarrani fazoda qayd qilish muqarrar voqea bo'lganligi uchun uning extimolligi birga teng, yahni $\int S(\psi)^2 dv = 1$ bo'ladi, bu ifoda to'lqin funktsiyani normallashtirish sharti deyiladi.

U.

Uyg'ongan satx. Atomning normal satxidan boshqa hamma satxlar.

Ultra binafsha xalokat. Reley va Jins issiqlik nurlanishiga statistik fizika metodlarini tadbiq etib, absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati uchun $E_{\lambda,T} = \frac{2\pi\pi cR}{\lambda^4}$ ifodani hosil qiladilar. Kichik to'liqin uzunliklar soxasida $Ye_{\lambda,T}$ ga asosan cheksiz katta qiymatga ega bo'lishi kerak. Vaxolanki, tajribada $Ye_{\lambda,T}$ qisqa to'liqin uzunliklar soxasida (ultra binafsha soxasida) nolgacha kamayib boradi. Bu axvolga P.Erenfest obrazli ibora bilan «ultra binafsha xolat» deb nom beradi.

Umumiy qutblanish. Elektronlar maydonini musbat qutbi tomon siljishini ifodalaydi. qutblanish natijasida yadro va elektron bir-biriga siljiydi. Atomda musbat va manfiy zaryadlarning markazi bir-biriga to'g'ri kelmay qoladi.

Umov vektori. To'liqinning tezligi v vektor kattalik bo'lgani uchun, energiya zichligi ham to'liqin tarqalayotgan tomonga yo'nalgan vektor deb qarash mumkin. Bunday vektorni birinchi bo'lib, Moskva Universiteti professori N.A. Umov kiritganligi uchun uni Umov vektori deb ataladi.

Uyurmaviy maydon. Uzluksiz vektor chiziqlariga ega bo'lgan vektor maydonlar uyurmaviy maydonlar deyiladi. Magnit maydon ham uyurmaviy maydon hisoblanadi.

Uchrashuvchi dastali tezlatkichlar. Ba'zi tezlatgichlarda tezlatilgan zarralar dastasi harakatsiz nishonga yo'naltiriladi. Bunda dasta zarralarining nishon zarralari bilan o'zaro tahsiri tezlatilgan zarralar energiyasining faqat ozgina qismi bilan belgilanib, bu energiyaning asosiy qismi reaksiya maxsulotlarining kinetik energiyasiga o'tadi. SHu munosabat bilan tezlatilgan zarralarning uchrashuvchi dastalaridan foydalanish g'oyasi tug'ildi. Masalan, 76 GEV energiyali Serpuxov tezlatgichida oligan protonlarning 12000 GEV energiyali proton dastasidan kutish mumkin.

F.

Faza. Faza – muayyan ximiyaviy tarkibga ega termodinamik xossalarga ega bo'lgan, boshqa fazalardan bo'linish sirti bilan ajralgan moddiy obhektlar majmuasi yoki boshqacha aytganda faza – bir jinsli bo'lmagan sistemaning bir jinsli qismi bo'lib, u sistemadan biror-bir mexanik usul bilan ajratilishi mumkin. Odatda, bitta gaz faza mavjuddir suyuq va Ayniqsa qattiq fazalar g'oyat ko'p bo'lishi mumkin.

Fazaviy o'tishlar. Fazaviy o'zgarishlarning asosiy karakteristikasi – fazalar termodinamik muvozanat xolatida bo'ladigan temperatura bo'lib, unga fazaviy o'tishlar nuqtasi deyiladi. Fazaviy o'tishlarga misol qilib, aqttiq jismni suyuqlika aylanishi suyuqlikning bug'ga aylanishi va ularga teskari protseslarni olish mumkin.

Fazaviy grupp. Fazaviy panjaraning barcha simmetriya elementlari to'plami.

Fazaviy juftlik. Fazaviy juftlik bu simmetriya bilan bog'langan kvant sistema to'liqin funktsiya $\psi(x)$ bilan tansiflanadi. Zarra aytaylik ko'zguda ko'rilayotgan πq mezon, o'sha mezonligicha qolishi kerak. Boshqacha aytganda zarraning to'liqin funktsiyasi R qaytish operatsiyasida ahamiyatsiz ko'paytuvchi $R\psi^*\eta\psi$ ga gina o'zgaradi. Ikki marta qaytarilgan R operatsiya sistemani dastlabki xolatiga qaytaradi, bundan η ko'paytuvchi faqat ± 1 qiymatnigina qabul qilishi mumkinligi kelib chiqadi.

Fazaviy kvantlanish. Orbital mexanik moment fazoda ixtiyoriy vaziyatlardagina bo'lavermasdan $2 \int 1$ ta muayyan vaziyatlardagina bo'la olishiga aytiladi.

Fazaviy tezlik. Fazaviy tezlik deb shunday tezlikka aytiladiki, to'liqning fazalari doimiy bo'lgan nuqtalari harakatlanadigan tezlik.

Fazotron. Fazotron tezlatgichlardagi harakati muayyan sharoitlarda avtomatik tarzda shunday sozlanadiki, zarralar hamma vaqt tezlatuvchi maydon bilan bir fazada bo'ladi. Bu avtofazalash printsipti bo'lib, u tufayli zarralarni relyativistik energiyalarga tezlatish mumkin bo'lib, qoladi. Hususan og'ir zarralarni ~ 1 GEV energiyagacha tezlatishga mo'ljallangan fazotronlar tsiklotronlarni eslatadi, lekin ularda tezlatuvchi maydon chastotasi doimiy bo'lmay zarralarning Ushbu quyuqlanmasi tezlantirilgan sari u asta-sekin kamaya boradi. So'ngra navbatdagi quyuqlanma hosil qilish bilanoq o'sa boshlaydi.

Fermi impulsi. Metalda elektron impulgi'si, energiya kabi, diskret qator qiymatlar oladi. Berilgan impulgi'sli holatda faqatgina qarama-qarshi yo'nalgan yospinli 2 elektron joylashishi mumkin. Elektronlarning maksimal impulgi'si fermi impulgi'si deyiladi.

Fenomenologik elektrodinamika. Moddaning atom molekulyar tuzilishini va zaryadning diskretligini hisobga olmaydigan elektromagnit maydonlar nazariyasi fenomenologik elektrodinamika yoki mikroskopik elektrodinamika deyiladi. Bu nazariyaning asosiy tenglamalari Maksvell tenglamalaridir.

Fermiionlar. Antisimmetrik funktsiyalar bilan tavsiflanadigan zarralar Fermi – Dirak statistikasiga bo'ysinadi va fermionlar deyiladi, yahni yarim butun spinli zarralar.

Ferromagnetiklar. Elektronlar spinlarining magnit momentlari parallel joylashishiga moyil bo'lib, $\mu \gg 1$ bo'lgan moddalar. Bu yerda μ magnit singdiruvchanlik.

Fermi satxi. Elektronlar energiya satxlarini qanday to'ldiradi? Paulli printsiptiga ko'ra, elektronlar birday holatlarda bo'la olmaydi. SHuning uchun ular energiyasining pas satxida yig'ilmasdan, toboro yuqori satxlarni egallaydi. Elektronlar ega bo'ladigan maksimal energiya ularning kontsentratsiyasiga bog'liq bo'lib, Fermi satxi deyiladi.

Fluktuatsiyalar. Fluntuatsiyalar deganda odatda birorta kattalikning issiqlik harakatlari yoki kvant effektlari bilan bog'liq tartibsiz o'zgarishlari tushuniladi. Mahlumki, bir atomli gazning temperaturasi atomlarning to'qnashuvlari tufayli ulardan har birining energiyasi doimiy qolmay hamma vaqt o'zgarib turadi. Agar katta xajmdagi gazni olsak, unda barcha atomlar bo'yicha o'rtachalashtirilgan energiya amalda o'zgarimas bo'ladi. Agar idishda gaz oz bo'lsa, u holda energiya flunktuatsiyalari katta bo'ladi.

Fluoretsentsiya. Ba'zi jismlar yorug'lik ulg'trabinafsha yoki rentgen nurlari tahsirida nurlanish chiqaradi. Agar bu ta'sirlarni to'xtatilgandan keyin jismlar nurlanishi (10^{-9} ÷ 10^{-8}) sekund vaqt ichida so'nsa bunday nurlanishlarni fluoretsentsiya deb, undan uzoq vaqt davom etadigan nurlanish fosforetsiya deyiladi.

Fononlar. Elektromagnit to'liqiga nurlanish kvantlari fotonlar mos kelganidek, moddadagi atomlar tebranishlari to'liqiniga kvazizarralar – fononlar mos keladi. Modda atomlari tebranishlari amplitudasi ortishi haqida gapirish o'rniga, Yangi fononlar tug'ilayotir deyish mumkin.

Foton. Foton – elektromagnit maydon kvanti tinch xolatdagi massasi nolga va spini 1 ga teng bo'lgan elementar zarra. Foton – barcha elementar zarralar ichida eng keng tarqalgani. U ko'rinuvchi yorug'lik oqimida ham, rentgen nurlanishda ham, radioto'liqlar ko'rinishda ham lazer impulgi'slarida ham uchraydi.

Fotoelementlar. Yorug'lik oqimini elektr signalga aylantiruvchi qurilmalar foto elementlar deyiladi. Foto elementdan uzatiladigan elektr signalni elektron qurilma yordamida kuchaytirish va biror-bir sistemani, masalan, metroda turniketni boshqarishda foydalanish mumkin.

Fotoionlanish. Elektromagnit nurlanish kvantlari, agar ular yetarlicha energiyaga ega bo'lsa, atomlardan elektronlarni uchib chiqaradi. Bunday jarayon fotoionlash deb ataladi. Rentgen nurlari __ kvantlar, gazlarda ionlashgan atomlar izlarini qoldiradi.

Fotoqarshiliklar. Elektronlarning yarim o'tkazgichli materiallar hajmida fotonlar oqimi tahsirida qayta taqsimlanishi natijasida erkin zaryadlar hosil bo'ladi va uning elektr qarshiligi kamayadi. Ichki fotoeffektli bunday fotoelementlarga fotoqarshiliklar deyiladi.

Fotodiod. Fotodiod – yarim o'tkazgich kristall bo'lib, uning bir qismi elektron, boshqa qismi kovak o'tkazuvchanlikka ega. Bu qismlar orasida R-n o'tish vujudga keldi. Fotodiod yoritilganda, uning bitta elektrodda musbat boshqasi manfiy zaryadlanadi. Agar elektrodlar orasiga rezistor ulansa undan tok o'tadi.

Fotoeffektning qizil chegarasi. Fotoeffekt kutilishi uchun yahni metaldan elektronni uzib chiqarish uchun ayni bir metal uchun mahlum bir chastotadan yuqori chastotali yorug'lik tahsir

etish lozim. CHegaraviy chastotaga mos bo'lgan $\lambda_k = \frac{c}{\nu_k}$ to'lqin uzunlikni fotoeffektning qizil chegarasi deyiladi.

Fotolyuminetsentsiya. Jismlarning yog'dirilgan nur tahsiri ostida o'zidan yorug'lik chiqarish xodisasi.

Funksiyalarning to'la sistemasi. Har qanday to'lqin funktsiyani istalgan fizikaviy kattalikning xos fukntsiyalari bo'yicha qatorga yoyish mumkin. Bunday funktsiyalar sistemasi funktsiyalarning to'la sistemasi deyiladi.

X.

Xarakteristik nurlanish. Jismga tushayotgan zarralar atomni ionlaydi va hosil bo'lgan bo'sh o'rinlarga yuqoriroq energiya satxlardagi elektronlar o'tadi. Bunda muayyan LV yoki $L C/\lambda$ energiyali foton nurlantiriladi. Bo'sh satx atomning tashqi elektronlar qobig'idan hosil bo'lganda ko'rinadigan yorug'lik yoki ulg'trabinafsha nurlar kvanti nurlantiriladi, bo'sh satx ichki qobiqda hosil bo'lganda esa kattaroq energiyali va mos ravishda kichikroq to'lqin uzunlikli kvant, yahni rentgen kvant nurlantiriladi. Bu nurlanish elektronlar dastasi bombardimon qilayotgan anod materialni xarakterlaydi shuning uchun u xarakteristik nurlanish deyiladi.

Xemilyuminestsentsiya. Ximiyaviy reaksiyalar energiyasi-lyuminestsentsiyani uyg'otishning yana bir manbaidir. Tilla qo'ng'iz organizmida ximiyaviy energiya 100% ga yaqin katta FIKli yorug'lik energiyasiga o'tadi. Bu lyuiminestsentr lampalarnikidan 5 marta kattadir. Bunday xil minestsentsiya xemilyuminestsentsiya deb ataladi.

Ximiyaviy ekvivalent. Faradeyning ikkinchi qonuniga asosan, elementlarning elektroximiyaviy ekvivalentlari ularning ximiyaviy ekvivalentlariga to'g'ri proportsionaldir: bu yerda elementning atom og'irligining A ning uning valentligi Z ga nisbati ximiyaviy ekvivalent deyiladi.

Xususiy vaqt. Berilgan obhekt bilan birga harakat qilayotgan soatning ko'rsatadigan vaqti shu obhektning xususiy vaqti deyiladi.

Xususiy uzunlik. Bizga mahlumki Lorents almashtirishlari bo'yicha yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda harakatlanayotgan sterjen xarakat yo'nalishida qisqaradi, sterjen bilan bog'langan sanoq sistemasidagi uzunligi uning xususiy uzunligi deyiladi.

Xolat turlanishi. Energiyaning bitta qiymatiga har xil xolat funktsiyalarni mos kelishi.

Xususiy funktsiyalarning ortoglanmigi. Ikkita xususiy funktsiya turli xususiy qiymatga ega bo'lsa, bu funktsiyalar o'zaro ortogonal bo'ladi.

Ch.

Cherenkov nurlanish. Nurlanish yuz berishida muhitda yorug'lik tezligini kichikligidan bordiyu muhitga zaryadli zarrani shu muhitda katta tezlanishli harakati yuzaga keladi unda Cherenkov nurlanish ro'y beradi.

Chiziqlar seriyalari. Chiziqli spektr gruppalariga chiziqlar seriyalari deyiladi. Xar bir seriyada chiziqlar ketma-ketligi kichik to'lqin uzunliklar soxasiga qarab zichlanib boradi.

Chiziqli tezlakichlar. Zarralar o'zgaruvchan kuchlanish berilgan paysimon elektrodlar sistemasi ichidan ketma-ket o'tishi to'g'ri chiziq bo'yicha harakatlanadi. Naylar ichida maydon yo'q, unda zarra tekis harakat qiladi. Zarra xar safar qo'shni dreyf paylari oralig'idagi sohada bo'lib qolganda tezlashadi. Buning uchun zarraning bitta oraliqdan ikkinchisiga uchib o'tish vaqti tezlashiruvchi maydonning yarim davriga teng bo'lishi lozim.

Chiziq-chiziq spektrlar. Atomlar xolidagi gazzimon moddalarning chiqargan nurlanishi. Chiziqli spektrning uzunligi faqat modda atomlari xossalriga bog'liq bo'ladi, atomlarning qanday yo'l bilan uyg'otilishiga bog'liq bo'lmaydi.

Chin neytral zarralar. Bir xil zarralarni antizarralari mavjud bo'lgan elektr jihatdan neytral zarralar. Masalan: spini nolga bo'lgan elementar zarralar orasida Pi mezonlar chin neytral zarralardir.

Sh.

Shar funktsiya. Sferik simmetrik maydon uchun yozilgan sferik koordinatalarda yozilgan funktsiyaga aytiladi.

Shtark effekti. Atom spektr maydon uchun yozilgan sferik uchtdan ko'p chiziq'larga ajralishi bilan bog'liq bo'lgan xodisa.

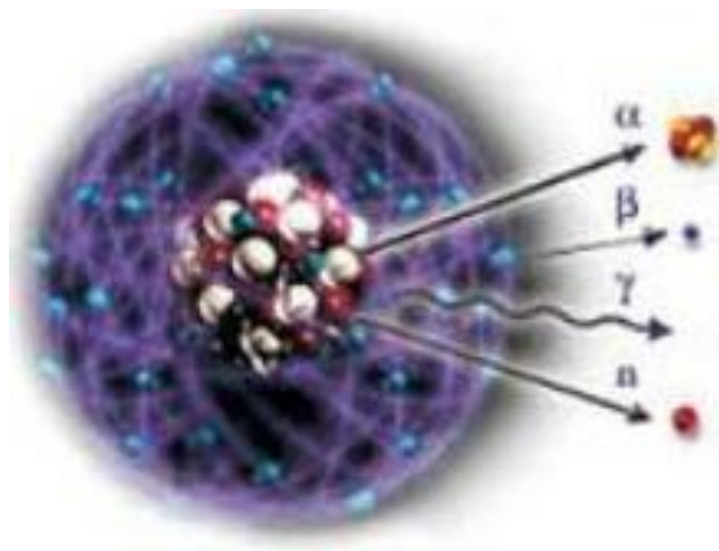
Shredinger tasavvuri. Turli fizik kattalik speratorlari o'zlaricha vaqtga oshkora bog'liq emas. Sistemaning vaqt ishtirokidagi evolyutsiyasi esa to'lqin funktsiyaning vaqtga bog'liqligi orqali tasvirlanadi.

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA KAFEDRASI

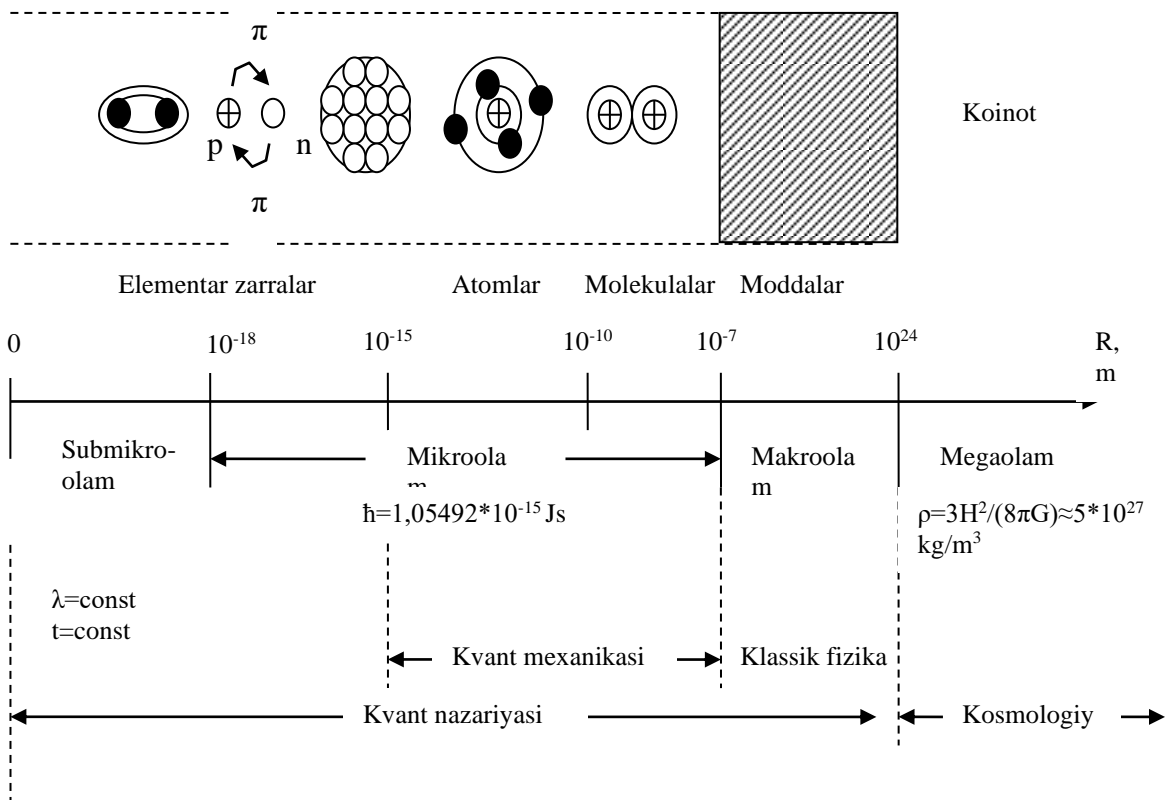
*ATOM
FIZIKASI FANIDAN*

**TARQATMA
MATERIALLAR**

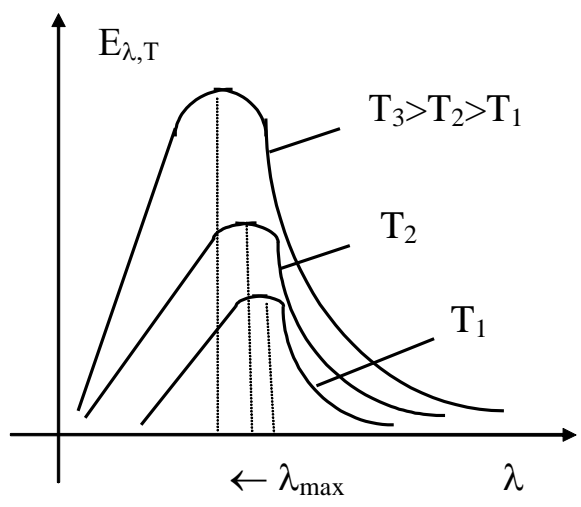
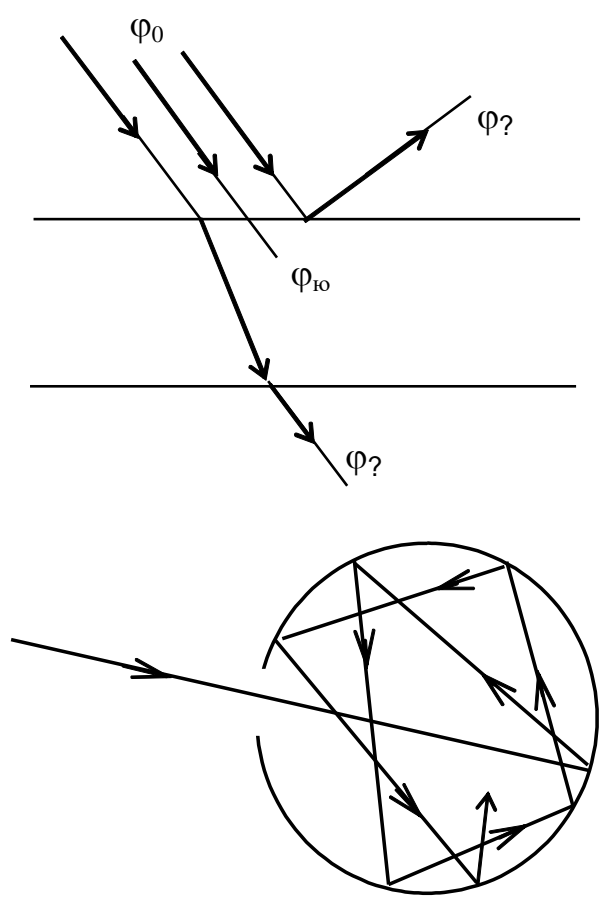


NAMANGAN 2023

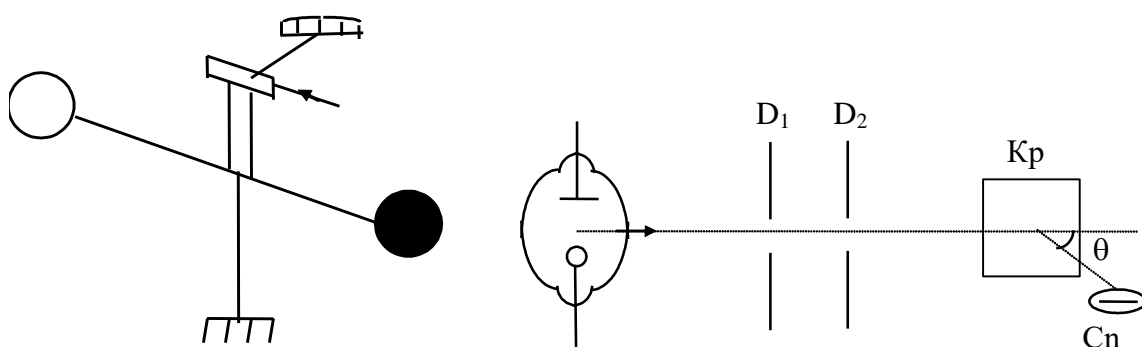
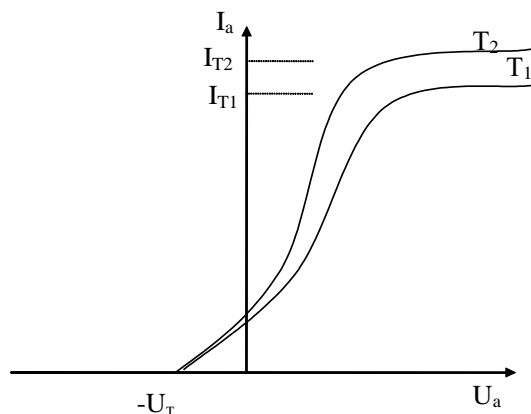
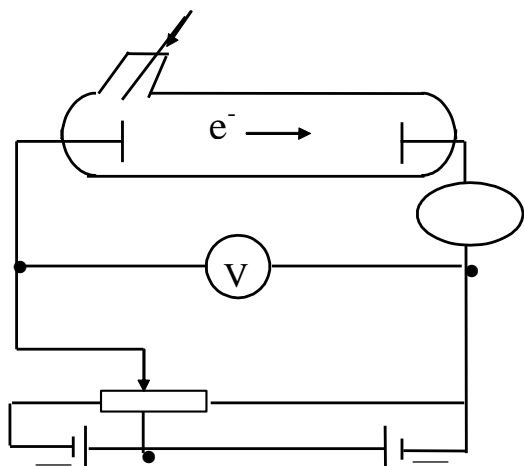
Mikrodunyo o'lchamlari. Doimiylar. Hozirgi zamon atomistikasi. Atom fizikasi predmeti



Nurlanish qonunlari. Kirxgof qonuni. Stefan-Bol'tsman qonuni va vin siljish qonuni. Reley-jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi. Kvant nazariyasining tajribada asoslanishi

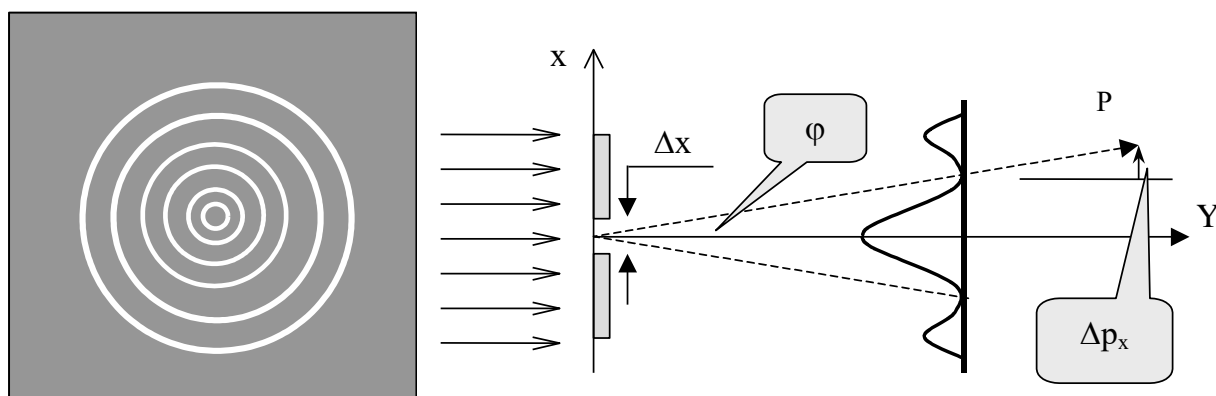
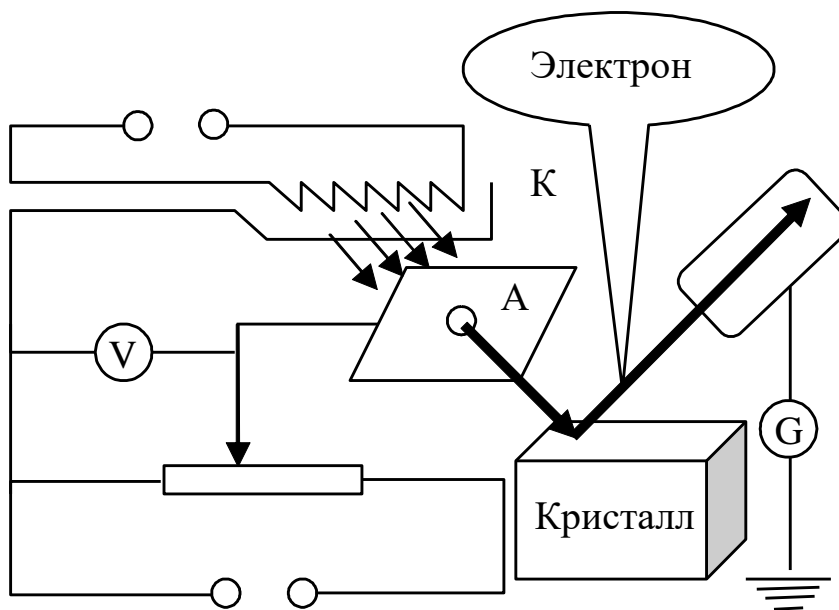


Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekt

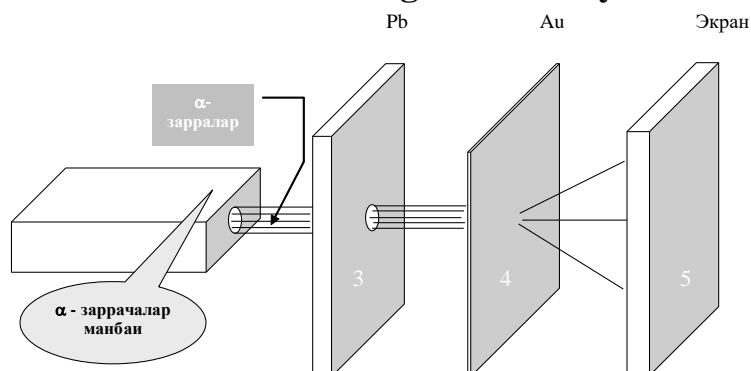


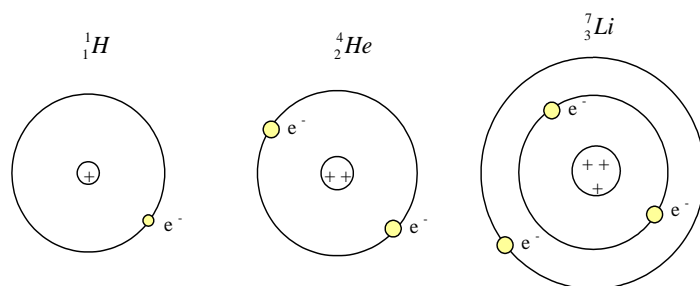
De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'liqin xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson tajribalari. De-Broyl to'liqlari. To'liqin paketi. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari. Noaniqlik printsiipi

$$P = \frac{E}{c} ; \quad \lambda = \frac{h}{p}$$



Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinatsion printsipl. Bor postulatlar. Frank va Gerts tajribalari. Vodorod atomining Bor nazariyasi





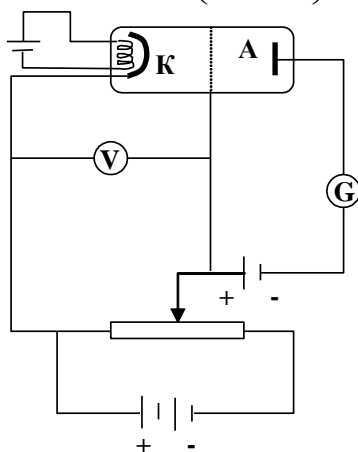
$$m = 1; n = 2, 3, 4, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Лайман серияси}$$

$$m = 2; n = 3, 4, 5, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Бальмер серияси}$$

$$m = 3; n = 4, 5, 6, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Пашен серияси}$$

$$m = 4; n = 5, 6, 7, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Брэкет серияси}$$

$$m = 5; n = 6, 7, 8, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Пфунд серияси}$$



To'lqin funksiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi

$$\psi = \sum C_n \psi_n$$

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

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

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

Fizik kattaliklarning operatorlari. Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi. Gamilton operatori

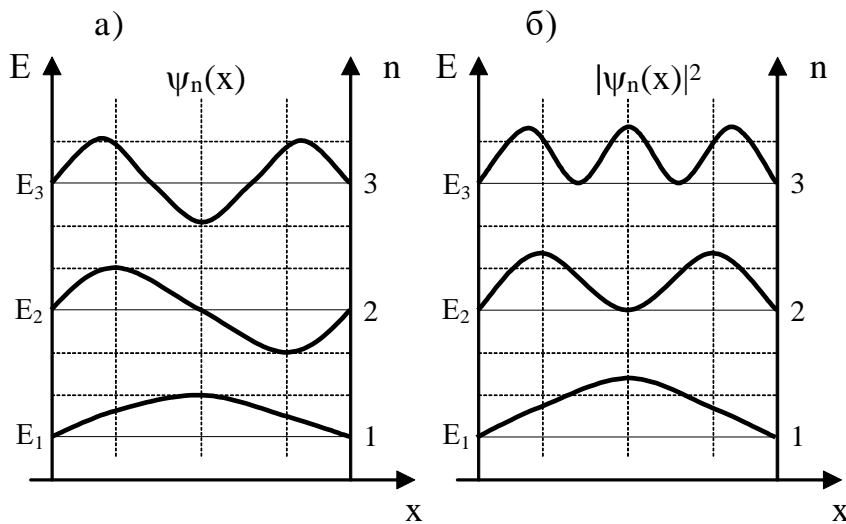
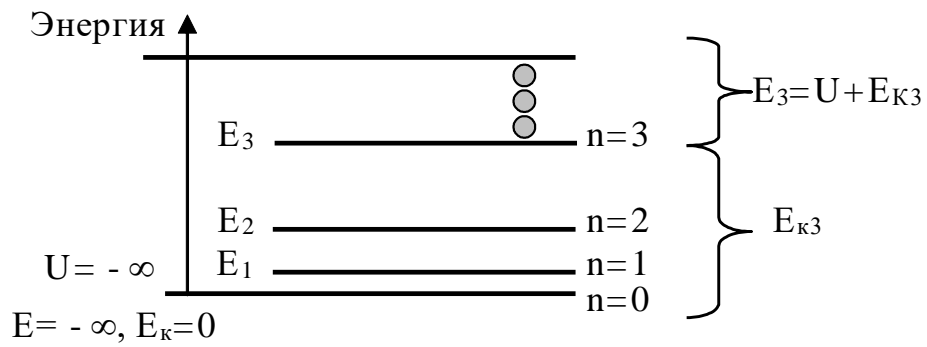
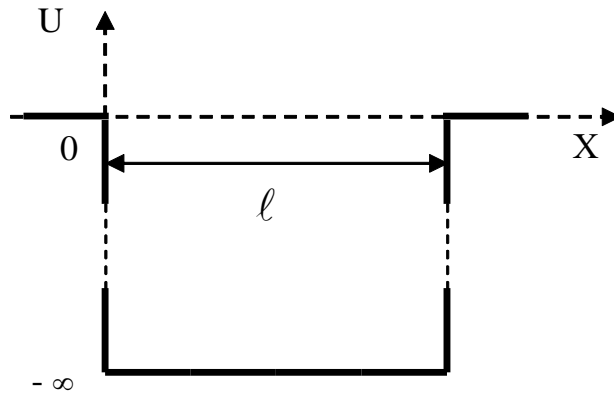
$$\hat{C} = \hat{A} \psi + \hat{B} \psi$$

$$\hat{C}_1 = \hat{A}_1 \psi - \hat{B}_1 \psi$$

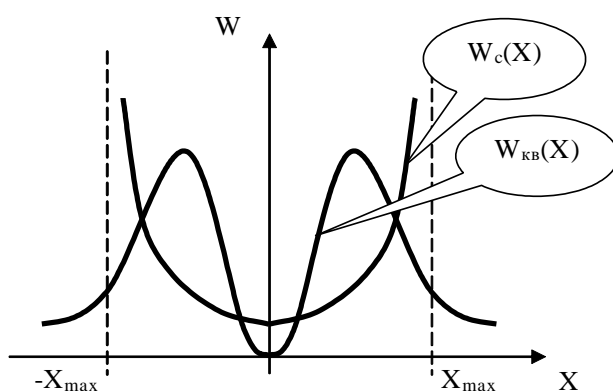
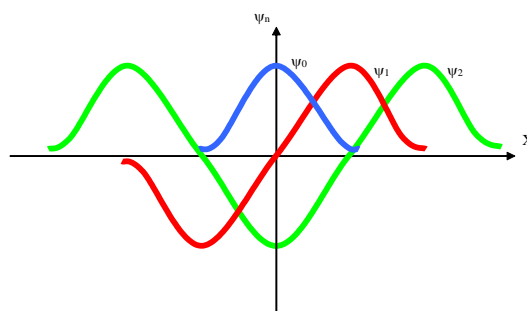
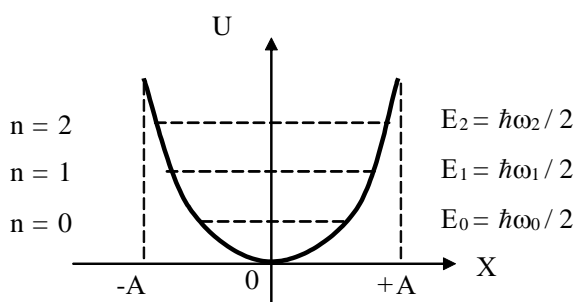
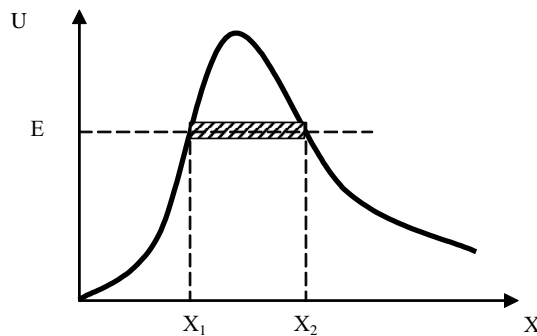
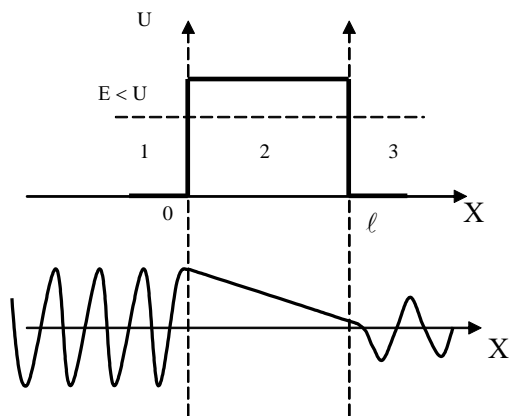
$$\hat{C}_2 = \hat{A}_2 (\hat{B}_2 \psi)$$

$$x \frac{d\psi}{dx} \neq \left(1 + x \frac{d}{dx}\right) \psi$$

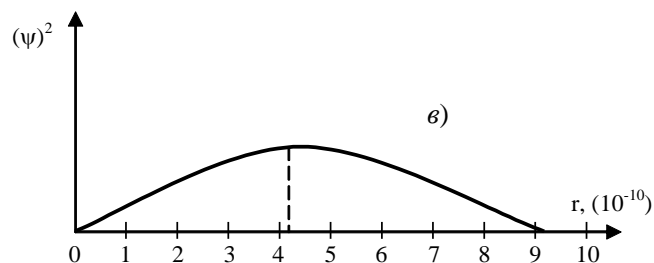
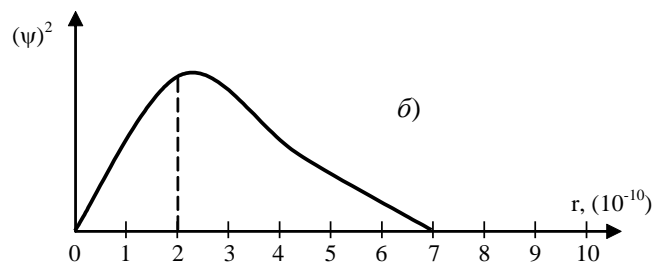
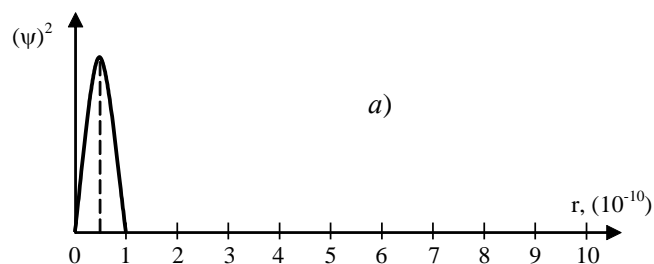
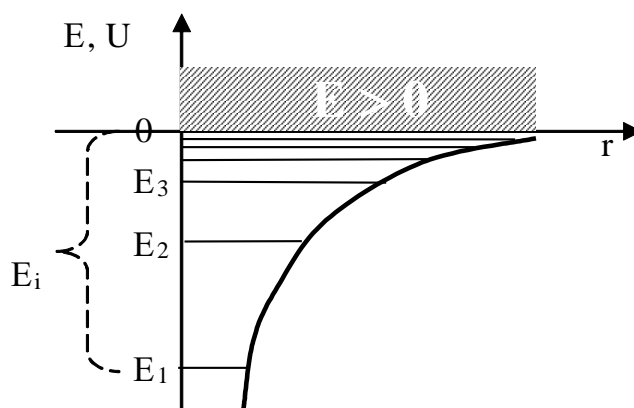
**Mikrozarralarning erkin harakati.
To'g'ri burchakli potentsial chuqurlik.**



Garmonik ostsillyator. Zarrachalarning potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolar α -parchalanishi. Avtoelektron emissiya.

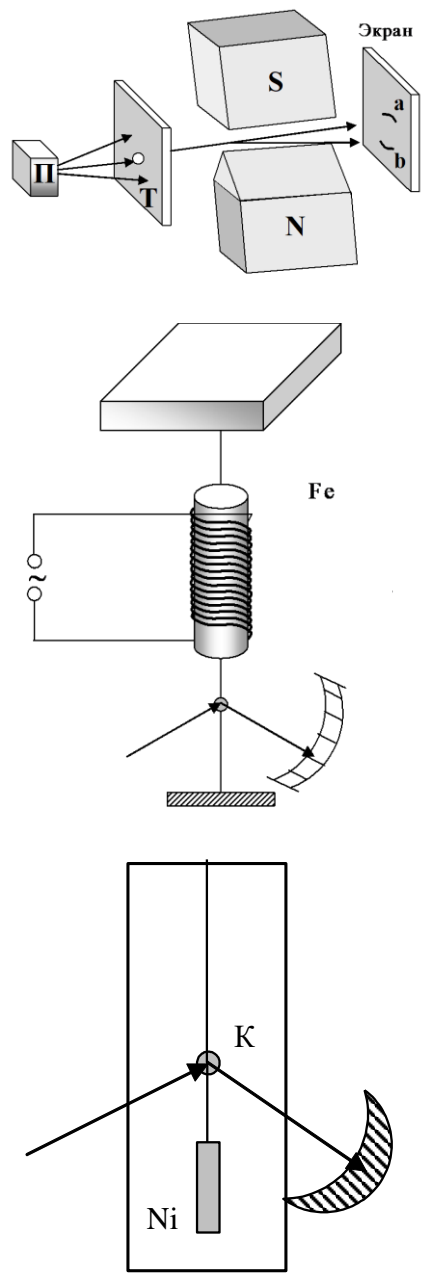


Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi. L2, LZ operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va funktsiyalari. O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama

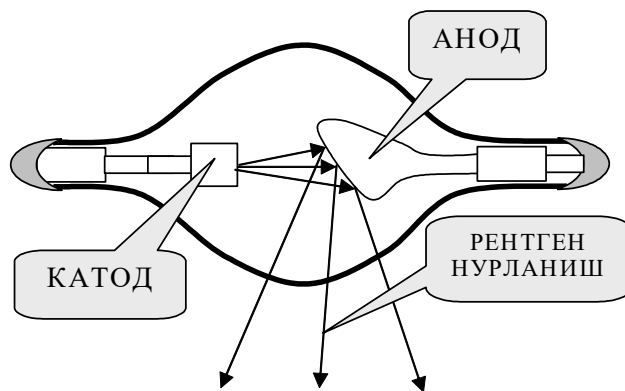


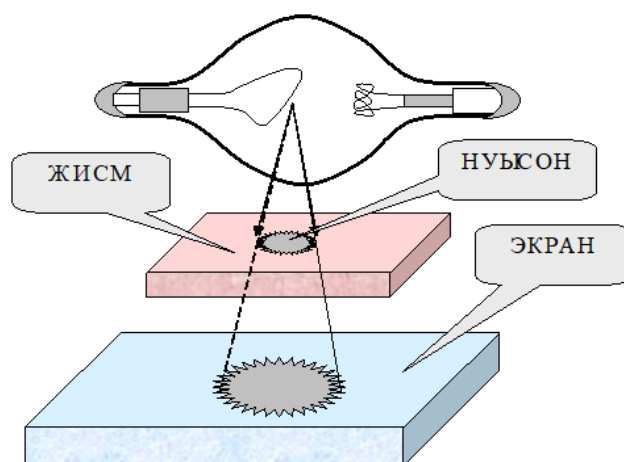
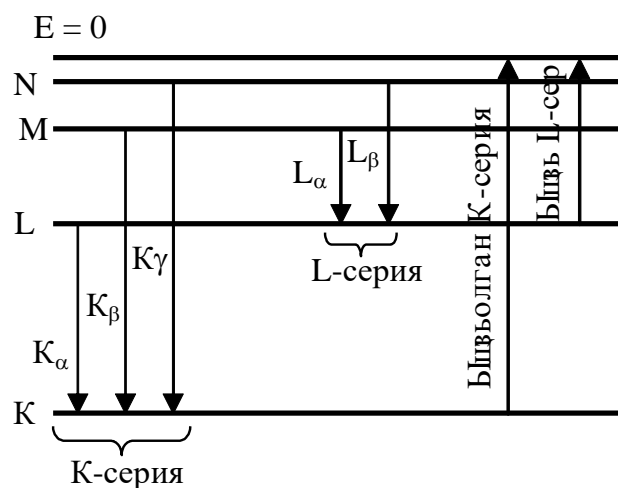
Energiya sathlari. Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital mehanik va magnet momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi.

Elektron spini. Elektronining xususiy magnet momenti. Spin giromagnet munosabati. O'zaro ta'sirlashmaydigan harakat miqdor momentlarni qo'shish qoidasi haqida tushuncha. Spin-orbital o'zaro ta'sir

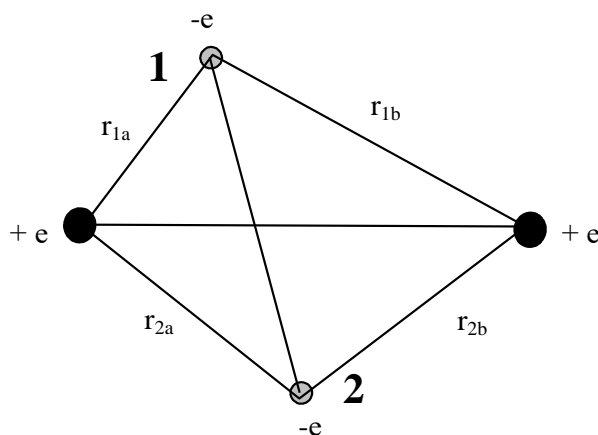


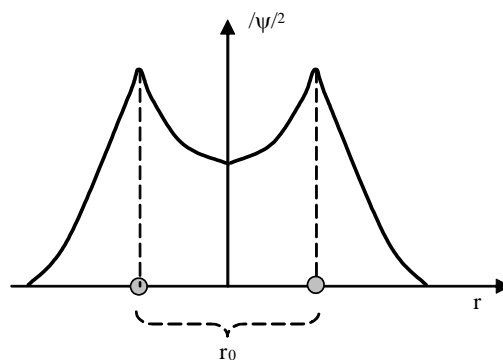
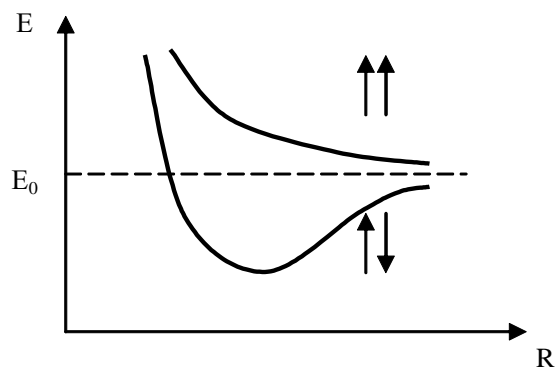
Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti.



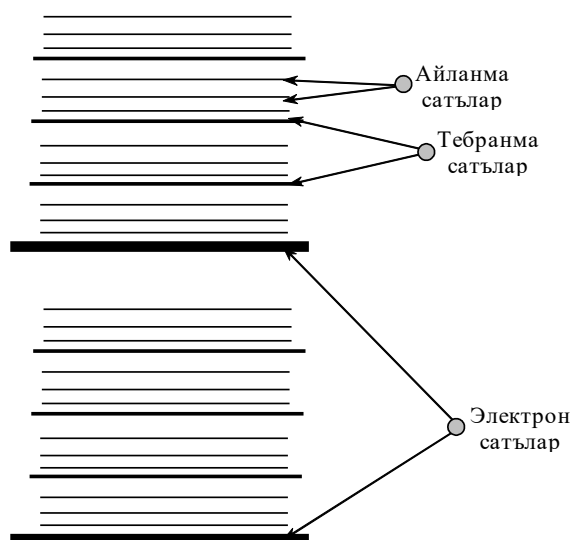


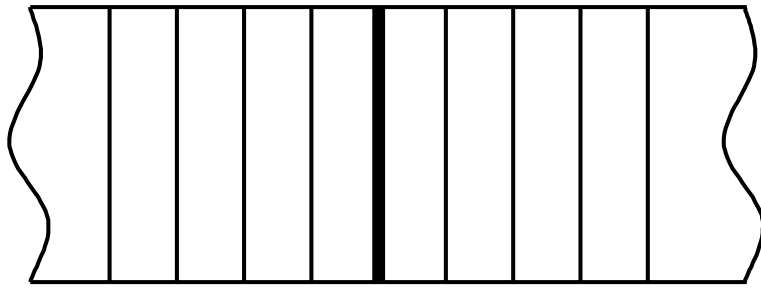
Adibatini yaqinlashish. Vodorod molekular ion. Vodorod molekulari. Gaymer-London nazariyasi. Elektronlar juftlashishi. Ikki atomli molekular termlari. Kimyoviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar. Valentlik. Kimyoviy bog'lanishlarning to'yinishi. Orbitalar gibridizatsiyasi.





Stereoximiyalar elementlari. Molekulyar orbital. Molekulalarda yadro tebranma va aylanma harakati haqida tasavvur. Ikki atomli molekulalarda elektromagnit O'tishlar uchun tanlash qoidasi. Frank-kondon printsiplari. Ikki atomli molekulalar holatlarini sistematikasi haqida ba'zi bir ma'lumotlar.





O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY TA‘LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI
NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI



ATOM FIZIKASI
fanining
O‘QUV DASTURI

3-kurs, kunduzgi ta‘lim shakli uchun

Bilim sohasi: 500000 – Tabiiy fanlar, matematika va statistika
Ta‘lim sohasi: 530000 – Fizika va tabiiy fanlar
Ta‘lim yo‘nalishi: 60530900 – Fizika

Namangan – 2023

Fan/modul kodi AtFiz0414		O'quv yili 2023-2024	Semestr 5	EKTS-Kreditlar 8+6=14
Fan/modul turi <u>Majburiy</u>		Ta'lim tili <u>O'zbek</u>		Haftadagi dars soatlari <u>5-semestr 8+6 soat</u>
1	Fanning nomi	Auditoriya mashg'ulotlari (soat)	Mustaqil ta'lim (soat)	Jami yuklama (soat)
	Atom fizikasi	210	210	420

I. FANNING MAZMUNI:

Fanni o'qitishning maqsadi - talabalarga atom fizikasining asoslarini, asosiy tushunchalari, konunlari va tamoyillarini o'rgatish hamda ularni amaliyotda tadbiq etish ko'nikmasini hosil qilishdan iborat.

Fanning vazifasi talabalarni atom fizikasining turli nazariy va eksperimental masalalarni taxlil etishga, mustaqil fikrlashga, atomning klassik va kvant mexanika asosida tushuntirish, atomga tashqi maydonlarning ta'sirlarini o'rganish va eksperiment natijalarini taxlil qilishni o'rganish uchun tayyorlashdan iborat.

II. ASOSIY NAZARIY QISM (MA'RUZA MASHG'ULOTLARI)

II.1. Fan tarkibiga quyidagi mavzular kiradi:

1-Mavzu: Atom fizikasi fani. Atom fizikasining tarixi va uning rivojlanish bosqichlari. Mikroduyo o'lchamlari. Doimiylar. Hozirga zamon atomistikasi.

2-Mavzu: Issiqlikning nurlanishi. Issiqlik nurlanishlari. Kirxgof qonuni. Stefan-Bolsman qonuni va Vin siljish qonuni.

3-Mavzu: Reley-Jins formulasi. Plank gipotezasi. Plank formulasi.

4-Mavzu: Pirometrlar va ularning turlari. Optik pirometrlar.

5-Mavzu: Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari. Rentgen spektrning qisqa to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt va uning asosiy qonunlari.

6-Mavzu: Bote tajribasi. Fotonlar. Kompton effekti. Kristallarda rentgen nurlar difraksiyasi.

7-Mavzu: Kristallarda difraksiyasi xodisasini kuzatish metodlari. Rentgen nurlar difraksiyasining qo'llanilishi. Rentgenografiya.

8-Mavzu: Vodorod atom spektridagi qonunyatlar. Spektral termlar. Kombinatsion prinsip. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Rezerford formulasi.

9-Mavzu: Atomning yadro modeli. Bor postulotlari. Frank va Gers tajribalari. Pikering seriyasi. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Bor atom modelini relyatevistik umumlashtirish. ✖

10-Mavzu: Atom satxlarining izatopik siljishi. Vodorodning myuon atomi. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari.

11-Mavzu: Zarralar va to'liqlar. De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'liqin xususiyatlari. Devisson- Jermer va Tomson-Tartakovskiy tajribalari. Biberman, Fabrikant va Sushkin tajribalari. De-Broyl to'liqinining hususiyatlari.

12-Mavzu: To'liqin paketi. Broyl to'liqinining statistik talqini. Noaniqlik munosabati. Zarralar to'liqin xususiyatlarini amalda qo'llanilishi. Neytronlarning kristallardagi difraksiyasi. Neytronografiya.

13-Mavzu: Kvant mehanikasining asoslari. To'liqin funksiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Atom fizikasida qo'llaniladigan asosiy operatorlar. Gamilton operatori. Operatorlarning xossalari.

14-Mavzu: Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi. Mikrozaralarning erkin xarakati.

15-Mavzu: To'g'ri burchakli potensial chuqurlik. Energiyani kvantlash. Chiziqli garmonik ossillyator.

16-Mavzu: Zarrachalarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Tunnel mikroskopi.

17-Mavzu: Metallarda elektronning sovuq emissiyasi. Yadrolarning alfa parchalanishi.

18-Mavzu: Bir elektronli atomlar. Vodorod atomi. Elektronning orbital mehanik va magnit momentlari.

19-Mavzu: Shtern va Gerlax tajribasi. Ishqoriy metallar spektri. Spekrning multipletligi.

20-Mavzu: Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektronning spini. Elektronning xususiy magnit momenti.

21-Mavzu: Elektronning to'liq mehanik va magnit momenti Spin-orbital o'zaro ta'sir. Atom spektrlarining nozik va o'ta nozik strukturasi.

22-Mavzu: Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi.

23-Mavzu: Ko'p elektronli atomlar Aynan o'xshash zarralar. Pauli prinsipi. Elektron konfiguratsiyasi. Atom elektron qobiqlarini elektronlar bilan to'ldirish.

24-Mavzu: Xunda qoidasi. Mendeleev davriy sistemasi. Ko'p elektronli atom termlari.

25-Mavzu: Rentgen nurlar spektrlari. Atomlarning mehanik va magnit momentlari. Xarakteristik rentgen nurlanish. Rentgen nurlar spektrlari.

26-Mavzu: Mozli qonuni. Oje effekti. Rentgen nurlarining modda bilan o'zaro ta'siri. Rentgenografiya.

27-Mavzu: Atom tashqi kuchlar maydonida. Atom magnit maydonda. Zeeman effektlari. Oddiy va murakkab Zeeman effektlari. spektrial o'tishlarning tanlash qoidasi. Pashen Bak effektlari.

28-Mavzu: Elektron paramagnit rezonans (EPR). Atom elektr maydonda. Shtark effekti. Elektron paramagnit rezonansning amalda qo'llanilishi.

29-Mavzu: Molekulalar. Vodorod molekulyar ioni. Vodorod molekulasi. Ikki atomli molekular termlari. Himyaviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar.

30-Mavzu: Metall bog'lanishlar. Molekulyar bog'lanishi. Molekulalar energiyasi. Valentlik. Molekulalar spektrlari.

II.2. MA'RUZA MAVZULARINING TAQSIMLANISHI

№	Mavzular	Soati
1	Atom fizikasi fani. Atom fizikasining tarixi va uning rivojlanish bosqichlari. Mikroduyo o'lchamlari. Doimiylar. Hozirga zamon atomistikasi.	2
2	Issiqlikning nurlanishi. Issiqlik nurlanishlari. Kirxgof qonuni. Stefan-Bolsman qonuni va Vin siljish qonuni	2
3	Reley-Jins formulasi. Plank gipotezasi. Plank formulasi	2
4	Pirometrlar va ularning turlari. Optik pirometrlar	2
5	Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari. Rentgen spektrning qisqa to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt va uning asosiy qonunlari	2
6	Bote tajribasi. Fotonlar. Kompton effekti. Kristallarda rentgen nurlar difraksiyasi.	2
7	Kristallarda difraksiyasi xodisasini kuzatish metodlari. Rentgen nurlar difraksiyasining qo'llanilishi. Rentgenografiya.	2
8	Vodorod atom spektridagi qonunyatlar. Spektral termlar. Kombinatsion prinsip. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Rezerford formulasi.	2
9	Atomning yadro modeli. Bor postulotlari. Frank va Gers tajribalari. Pikering seriyasi. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Bor atom modelini relyatevistik umumlashtirish	2
10	Atom satxlarning izatopik siljishi. Vodorodning myuon atomi. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari	2
11	Zarralar va to'lqinlar. De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'lqin xususiyatlari. Devisson- Jermer va Tomson-Tartakovskiy tajribalari. Biberman, Fabrikant va Sushkin tajribalari. De-Broyl to'lqinining hususiyatlari.	2
12	To'lqin paketi. Broyl to'lqinining statistik talqini. Noaniqlik munosabati. Zarralar to'lqin xususiyatlarini amalda qo'llanilishi. Neytronlarning kristallardagi	2

6	Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash	9
7	Vodorod atomining optik spektrini o'rganish	9
8	Elektronning chiqish ishini aniqlash	9
9	Stefan-Boltsman doimiysini aniqlash	9
10	Kompton effekti kuzatish	9
	Umumiy jami	90

V.1. MUSTAQIL TA'LIM VA MUSTAQIL ISHLAR

1.	Ma'ruza mashg'ulotlarga tayyorgarlik ko'rish
2.	Amaliy mashg'ulotlarga tayyorgarlik ko'rish
3.	Atom fizikasiga O'zbekiston va chet el olimlarining qo'shgan hissasi
4.	Issqlik nurlanishi
5.	Issqlik nurlanishining klassik nazariyasi
6.	Absolyut qora jism nurlanishi
7.	Kvant nazariyasining asoslari
8.	Yorug'likning korpuskulyar va zarralarning to'lqin tabiati
9.	Atomning Tomson modeli va Rezerfod tajribasi
10.	Fotoeffekt qonunlari va Kompton effekti
11.	Atom tuzilishi va Bor nazariyasi
12.	De-Broyl to'lqinlari
13.	Frank va Gerts tajribalari va vodorod atomining Bor nazariyasi
14.	Shredinger tenglamasi
15.	Mikrodunyoning noaniqlik munosabati
16.	To'g'ri burchakli potensial o'ra va potensial to'siq
17.	Chiziqli garmonik ossillyator
18.	Vodorodsimon atomlar
19.	Energetik sathlar
20.	Harakat miqdorining momenti
21.	Orbital magnit momenti
22.	Elektronning spini
23.	Magnitomexanik effektlar
24.	Murakkab atomlar
25.	Murakkab atomlarning elektron qobig'i
26.	Rentgen nuri
27.	Zeeymanning normal va anomal effekti
28.	Pashen-Bak, Shtark effektlari
29.	Kimyoviy bog'lanish kuchlari vodorod molekulasida
30.	Molekulaning energetik sathlari ratatsion spektrlar
31.	Elektron spektrlari va yorug'likning kombinatsion sochilishi
32.	Lazerlar
33.	Qattiq jismlar

VI. FAN O'QITILISHINING NATIJALARI (SHAKLLANADIGAN KOMPETENSIYALAR)

- ushbu fan atom fizikasi jarayonlarining asosiy mexanizmlari va qonuniyatlarining umumiyliigi haqida zamonaviy g'oyalar sohasida kasbiy bilimlarni va dunyoqarashning umumiy tamoyillarini shakllantiradi.

- bu fanni o'zlashtirish natijasida olingan bilimlar nafaqat atrof-muxitda, balki jamiyatda ro'y beradigan murakkab ilmiy jarayonlarni taxlil qilish uchun turli usullar va amaliy yondashuvlarni qo'llashda talabalarning umumiy ilmiy dunyoqarashlarini kengaytiradi.

- dunyoning zamonaviy ilmiy manzarasi haqidagi bilimlaridan o'quv va kasbiy faoliyatda foydalanish, ma'lumotlarga matematik ishlov berish, nazariy va eksperimental tadqiqotlar usullaridan foydalanish ko'nikmalariga ega bo'lishi.

- Atomda sodir bo'ladigan jarayonlarni eksperimental o'rganishda yuzaga keladigan muammoni qayd etish va xal qilishni bilishi kerak.

- Atomda sodir bo'ladigan jarayonlarning asosiy printsiplari va qonuniyatlarini fizik va matematik modellari yaratish va ularni qo'llashni bilish malakalariga ega bo'lishi kerak.

VII. TA'LIM TEXNOLOGIYALARI VA METODLARI

✓ Maruzalar

✓ Amaliy mashg'ulotlar

✓ Guruhda ishlash

✓ Taqdimotlarni qilish

✓ Jamoa bo'lib ishlash va himoya qilish uchun loyihalar

✓ Individual loyihalar

VIII. KREDITLARNI OLISH UCHUN TALABLAR

Fanga ajratilgan kreditlar talabalarga semestr bo'yicha nazorat turlaridan ijobiy natijalarga erishilgan taqdirda taqdim etiladi.

Fan bo'yicha talabalar bilimni baholashda oraliq (ON) va yakuniy (YaN) nazorat turlari qo'llaniladi. Nazorat turlari bo'yicha baholash: 5 – "a'lo", 4 – "yaxshi", 3 – "qoniqarli", 2 – "qoniqarsiz" baho mezonlarida amalga oshiriladi.

Oraliq nazorat fanni muayyan bo'limidan so'ng ikki marta yozma ish shaklida o'tkaziladi.

Talabalar fanga ajratilgan amaliy, laboratoriya mashg'ulotlarda muntazam, har bir mavzu bo'yicha baholanib boriladi va o'rtachalanadi. Bunda talabaning amaliy va, laboratoriya mashg'ulot hamda mustaqil ta'lim topshiriqlarini o'z vaqtida, to'laqonli bajarganligi, mashg'ulotlardagi faolligi inobatga olinadi.

Shuningdek, amaliy va laboratoriya mashg'ulot va mustaqil ta'lim topshiriqlari bo'yicha olgan baholari oraliq nazorat turi bo'yicha baholashda inobatga olinadi. Bunda har bir oraliq nazorat turi davrida olingan baholar o'rtachasi oraliq nazorat turidan olingan baho bilan qayta o'rtachalanadi.

O'tkazilgan oraliq nazoratlardan olingan baho *oraliq nazorat natijasi* sifatida qaydnomaga rasmiylashtiriladi.

Yakuniy nazorat turi semestrlar yakunida tasdiqlangan grafik bo'yicha *yo'zma ish* shaklida o'tkaziladi.

Oraliq (ON) va yakuniy (YaN) nazorat turlarida:

	difraksiyasi. Neytronografiya.	
13	Kvant mexanikasining asoslari. To'liq funksiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Atom fizikasida qo'llaniladigan asosiy operatorlar. Gamilton operatori. Operatorlarning xossalari.	2
14	Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi. Mikrozarralarning erkin xarakati	2
15	To'g'ri burchakli potensial chuqurlik. Energiyani kvantlash. Chiziqli garmonik ossillyator.	2
16	Zarrachalarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Tunnel mikroskopi	2
17	Metallarda elektronning sovuq emissiyasi. Yadrolarning alfa parchalanishi	2
18	Bir elektronli atomlar. Vodorod atomi. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari.	2
19	Shtern va Gerlax tajribasi. Ishqoriy metallar spektri. Spekrning multipletligi	2
20	Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektronning spini. Elektronning xususiy magnit momenti.	2
21	Elektronning to'liq mexanik va magnit momenti Spin-orbital o'zaro ta'sir. Atom spektrlarining nozik va o'ta nozik strukturasi.	2
22	Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi.	2
23	Ko'p elektronli atomlar Aynan o'xshash zarralar. Pauli prinsipi. Elektron konfiguratsiyasi. Atom elektron qobiqlarini elektronlar bilan to'ldirish.	2
24	Xunda qoidasi. Mendeleev davriy sistemasi. Ko'p elektronli atom termlari	2
25	Rentgen nurlar spektrlari. Atomlarning mexanik va magnit momentlari. Xarakteristik rentgen nurlanish. Rentgen nurlar spektrlari.	2
26	Mozli qonuni. Oje effekti. Rentgen nurlarining modda bilan o'zaro ta'siri. Rentgenografiya.	2
27	Atom tashqi kuchlar mayidonida. Atom magnit maydonda. Zeeman effektlari. Oddiy va murakkab Zeeman effektlari. spektrial o'tishlarning tanlash qoidasi. Pashen Bak effektlari.	2
28	Elektron paramagnit rezonans (EPR). Atom elektr maydonda. Shtark effekti. Elektron paramagnit rezonansning amalda qo'llanilishi.	2
29	Molekulalar. Vodorod molekulyar ioni. Vodorod molekulasini. Ikki atomli molekular termlari. Himyaviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar.	2
30	Metall bog'lanishlar. Molekulyar bog'lanishi. Molekulalar energiyasi. Valentlik. Molekulalar spektrlari.	2
	Umumiy jami	60

III.2. AMALIY MASHG'ULOT MAVZULARINI TAQSIMLANISHI

Kursda amaliy mashg'ulotlar sifatida nazariy olingan bilimlar asosida atom fizikasi qonuniyatlari va ularni yechish va taxlil qilishga doir amaliy masalalar bajariladi. Mashg'ulotda muhim mavzularni talabalar bilan chuqur o'rganiladi. Bunda talabalar bilimlarini namoyish qilishadi va mashg'ulotda faol ishtirok etadilar.

№	Amaliy mashg'ulot mavzulari	Soati
1	Issiqlik nurlanishi. Kirxgof qonuni.	2
2	Stefan-Boltsman qonuni va Vin siljish qonuni.	2
3	Releyi-Jins qonuni.	2

4	Plank gipotezasi. Plank formulasi	2
5	Fotonlar. Rentgen spektrning qisqa to'liq chegarasi.	2
6	Fotonlar. Kompton effekt.	2
7	Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Bor postulatlar.	2
8	Vodorod atomining Bor nazariyasi.	2
9	Zarralar va to'liqlar.	2
10	De-Broyil to'liqini. Noaniqlik printsipti.	2
11	To'liq funksiyasi va uning hususiyatlari. Shredinger tenglamasi.	2
12	Atom fizikasida qo'llaniladigan asosiy operatorlar.	2
13	Gamilton operatori. Operatorlarning xossalari.	2
14	Mikrozarralarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potensial chuqurlik. Chiziqli garmonik ossilyator.	2
15	Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Tunnel mikroskopi.	2
16	Vodorod atomi. Elektronning orbital mehanik va magnit momentlari.	2
17	Stern va Gerlax tajribasi. Ishqoriy metallar spektri.	2
18	Spektrning multipletligi. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi.	2
19	Elektronning spini. Elektronning xususiy magnit momenti.	2
20	Spin-orbital o'zaro ta'sir.	2
21	Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrlarining nozik strukturasi.	2
22	Bozonlar va fermionlar. Pauli prinsipi. Fermi va boze zarralar sistemasi. Bir elektronli xolat.	2
23	Elektron konfiguratsiyasi. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirish.	2
24	Atomdagi ichki elektron o'tishlar. Xarakteristik rentgen nurlanish.	2
25	Mozli qonuni. Oje effekti.	2
26	Atom magnit mayidonda. Zeeman effektlari. Pashen Bak effektlari.	2
27	Elektron paramagnit rezonans (EPR). Atom elektr maydonda. Shtark effekti.	2
28	Vodorod molekulyar ioni. Vodorod molekulasi.	2
29	Ikki atomli molekularlar termlari.	2
30	Himyaviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar.	2
	Umumiy jami	60

IV. LABORATORIYA MASHG'ULOT MAVZULARINI TAQSIMLANISHI

Laboratoriya mashg'ulotlaridan ko'zlangan maqsad va vazifalar - bu fan bo'yicha olingan nazariy bilimlar asosida turli tajribalar o'tkazish, olingan natijalarni qayta ishlash va tahlil qilish, tahlil natijalari bo'yicha ilmiy asoslangan xulosalar chiqarish ko'nikmalarini shakllantirishdan iborat.

№	Laboratoriya mashg'ulot mavzulari	Soati
1	Plank doimiysini aniqlash.	9
2	Frank va Gerts tajribasi	9
3	Fotoeffekt qonunlarini o'rganish	9
4	Tez elektronlarning moddada sochilishi	9
5	Elementar elektr zaryadi kattaligini Milleken usuli bilan aniqlash	9

Talaba mustaqil xulosa va qaror qabul qiladi, ijodiy fikrlay oladi, mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimni 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 bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **4 (yaxshi) baho**;

Talaba olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini 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.

Asosiy adabiyotlar:	
1.	Ahmedov G. Mamatqulov O.B., Xolbayev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma..T.: Isttiqlol. 2013 yil. -416 b.
2.	Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Uchob. Posobiye: Dlya vuzov. V 5 t. T.V. Atomnaya i yadernaya fizika. - M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. -784 s.
3.	Kolmakov Yu.N., Pekar Yu.A., Iejneva L.S., Semin B.A., Osnovy kvantovoy teori i atomnaya fiziki. Uchob. Posobiye, Tula, 2003. -144 s.
4.	C.J.FOOT. Atomic Physics. Department of Physics. University of Oxford. Oxford University Press 2005.
Qo'shimcha adabiyotlar:	
1.	Sh.M.Mirziyoyev. "Erkin va farovon, demokratik o'zbekiston davlatini birgalikda barpo etamiz". – Toshkent: "O'zbekiston", 2016.-56 b.
2.	Sh.M.Mirziyoyev. "Tanqidiy tahlil, qat'iy tartib – intizom va shahsiy javobgarlik – har bir rahbar faoliyatining kundalik qoidasi bo'lishi kerak". – Toshkent: "O'zbekiston", 2017.-104 b.
3.	Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. Vvideniya atomnuyu fiziku. - M.: Nauka, 1984.–552 s. T.2. Osnovy kvantovoy mehanika i stroeniye elektronnoy obolochka atoma. - M.: Nauka, 1984. -438 s.
4.	Polvonov S.R., Kanokov Z., Karaxodjaev A., Ruzimov Sh.M. Atom fizikasidan masalalar to'plami. O'quv qo'llanma. Toshkent, O'zMU, 2006. -75 b.
5.	Kanokov Z., Karaxodjaev A., Nariddinov K., Polvonov S.R. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O'quv qo'llanma. Toshkent, O'zMU, 2006, 148 b
6.	Milantev V.P. Atomnaya fizika, M.: Izd-vo Universiteta Drujba Narodov, 1999.
7.	Vixman E.Kvantovaya fizika, M: Nauka 1974
8.	Bekjonov R. B., Axmadxo'jayev B. Atom fizikasi. Toshkent. O'qituvchi, 1979.
9.	Mo'minov T.M., Xoliqulov A.B., XushmurodovSh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. O'quv qo'llanma.T.: "O'zbekiston" faylasuvlar jamiyati, 2009, 288 bet.
10.	Chertov A., Vorobyov A. Fizikadan masalalar to'plami, Toshkent: "O'zbekiston", 1997.

Elektron manbalar:	
11.	http://uzmucmk.uz/
12.	https://www.researchRate.net/
13.	https://physics.itmo.ru/ru/course
14.	http://zivonet.uz
15.	http://e.lanbook.com/books/ Elektronno-bibliotechnaya sistema
Namangan davlat universiteti tomonidan ishlab chiqilgan va tasdiqlangan:	
<p>- "Fizika" kafedrasining 2023-yil, "___"-iyundagi № ___-sonli majlisida muhokama qilingan va tasdiqqa tavsiya etilgan.</p> <p>- Fizika fakulteti kengashining 2023-yil, "___"-iyuldagi № ___-sonli majlisida ma'qullangan va tasdiqqa tavsiya etilgan.</p> <p>- NamDU o'quv-uslubiy kengashining 2023-yil, "___"-iyuldagi № ___-sonli majlisida muhokama qilingan va tasdiqlangan.</p>	
Fan/modul uchun mas'ul:	
D.A.Yusupov - NamDU, Fizika kafedra katta o'qituvchisi.	
Taqrizchi:	
A.Xalmirzayev – NamDU Fizika kafedra dotsenti, f.-m.f.n.	
P.Usmonov – NamMTI Fizika kafedra professori, f.-m.f.d.	

NamDU o'quv-uslubiy boshqarma boshlig'i

X. Mirzaaxmedov

Fizika fakulteti dekani

O.Ismanova

Fizika kafedra mudiri

B.Abdulazizov

Tuzuvchi

D.Yusupov

«Fizika» ta'lim yo'nalishi bo'yicha «Atom fizikasi» fanidan

TEST SAVOLLARI

Fan bobi	Fani bo'limi	Qiyinlik daraja	Test topshirig'i	To'g'ri javob	Muqobil javob	Muqobil javob	Muqobil javob
1	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	2	Atom spektri qaysi seriyasi ko'rish diapazoniga to'g'ri keladi?	*Balmer	Layman	Breket	Pfund
7	Ko'p elektronli atomlar	3	Mozli qonuniga ko'ra chastota zaryadga qanday boglangan?	* $\nu_k = R(Z - I)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{Z^2} \right) \nu_k \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \nu_k \left(\frac{1}{Z^2} - \frac{1}{3^2} \right) \nu_k \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{Z^2} \right)$			
1	Issiqlikning nurlanishi	2	Vinni siljish qonunini toping.	* $\lambda_{\max} = B/T$	$\lambda_{\max} T = B$	$B = \frac{T}{\lambda_{\max}}$	$\lambda_{\max} = T + B$
1	Issiqlikning nurlanishi	2	Kirxgof konunini toping.	* $E_\nu / A_\nu = I_\nu$	$A_\nu / B_\nu = I_\nu$	$E_\nu \cdot A_\nu = I_\nu$	$I_\nu / E_\nu = A_\nu$
1	Issiqlikning nurlanishi	3	Reley-Jins formulasi ni toping.	* $\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} kT d\nu$	$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{C^3} kT$	$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{C} kT$	$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} kT$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasi ni toping.	* $h\nu = A + E_k$	$h\nu = A$	$h\nu = E_k - A$	$h\lambda = A + E_k$

2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Rentgen nurini to'liq uzunligi absolyut qiymatini formulasi ni toping.	* $2d\sin\alpha = n\lambda$	$2d\cos\alpha = n\lambda$	$\lambda = 2dn$	$\lambda = 2d(n+1)$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Kompton effektiga binoan siljiydigan to'liq intensivligi qanday elementlarda nisbatan katta bo'ladi.	*yengil	ogir	ishqoriy	manfiy zaryadli
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	Vodorod atomini spektrini qanday o'tishlarda Pashen seriyasi hosil bo'ladi?	*3-4-5	1-2,3-	3-3- 4....	4-5,6 ...
1	Issiqlikning nurlanishi	3	Absolyut qora jism uchun nurlanish 0 dan ∞ gacha chastota uchun U potentsial nimaga teng?	* $U = \int_0^{\infty} \rho_{\nu} d\nu$	$U = \frac{4\pi}{C} I_{\nu}$	$U = \int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu$	$U = \int_0^{\infty} \frac{4\pi}{C} d\nu$
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	1	Vulf-Bregg formulasi ni toping.	* $2d\sin\alpha = n\lambda$	$d\sin\alpha = \lambda$	$2d\cos\alpha = n\lambda$	$\lambda = 2d(n+1)$

	i						
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	Breket spektr seriyalarini yozing.	* $\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$			
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	3	Panjara doimiysi Rengen nuri uchun nimaga teng?	* $d = \sqrt[3]{M/2N\rho} \quad d = \sqrt{M/2N\rho} \quad d = \sqrt{1/2N\rho} \quad d = \sqrt[3]{1/2N\rho}$			
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	$h\nu < E_m - E_n$ energiyali foton katodga tushganda elektronni energetik holati qanday o'zgaradi?	*O'zgar maydi	$E_n + h\nu$ ga o'zgaradi	$h\nu$ ni yutadi	$h\nu$ ga kamayadi
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Kompton effekti nima?	*Rentgen nurini kristallda sochilishi da sochilgan nur tulkin uzunligini o'zgarishi.	Rentgen nurini kristallda sochilishi da sochilgan nur to'lqin uzunligini o'zgarma sligi.	Rentgen nurini kristallda yutilish hodisasi.	Rentgen nurini kristaldan o'tganda kuchsizlanishi.
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	1	Atomni planetar modelini kim yaratgan?	*Rezerford	Bor	Tomson	Eynshteyn
2	Elektrom. nurlan.	3	Rentgen nurini	* $\mu = \tau + \delta$	$\mu = \tau \cdot \delta$	$\mu = \tau - \delta$	$\mu = \delta / \tau$

	korpusk. husus.		kuchsizlanishi koeffitsenti nimaga teng?				
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	3	Boshlangich intensivligi J_0 bo'lgan rentgen nurini biror d kalamdan o'tishdagi intensivligi J ni toping.	* $J = J_0 l^{-\mu d}$	$J = J_0 \mu \cdot l^d$	$J = J_0 C J^{\frac{1}{d}} J_0 \mu \cdot d$	
1	Issiqlikning nurlanishi	2	Stefan-Boltsman qonunini aniqlang.	* $U = \alpha T^4$	$U = \alpha T^3$	$U = \alpha T^2$	$U = \alpha T$
1	Issiqlikning nurlanishi	3	Absoyut qora jism uchun Plank formulasi ni ko'rsatning.	* $w_\omega(T) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}$	$w_\omega(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$	$\frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}}$	$\frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}}$
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	Frank Gerts tajribasida kuchlanishni oshishi bilan ma'lum kritik qiymatda tok kuchini kamayishiga sabab nima?	*Elektronlarni plastik to'qnashuvidan so'ng anodga bormaydi.	Elektronlarni elastik to'qnashuvtlar soni ko'payadi.	Vakuum ichidagi gaz atomlarizinchligi ortadi.	Vakuum ichidagi gaz atomlarizinchligi kamayadi.

3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	2	Bor nazariyasiga binoan elektronlarni bo'lishi mumkin bo'lgan energiyani kvant qiymatlarini ifodalovchi formulani toping.	*				
					$E_n = -\frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2}$	$E_n = -\frac{2\pi^2 Z^2 e^4}{n^2 h^2}$	$E_n = -\frac{m Z^2 e^4}{n h^2}$	$E_n = \frac{2\pi^2 m e^2}{n^2 h^2}$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Metallarda fotoeffekt hodisasi bo'lish sharti.	$* h\nu \geq A$	$h\nu < A$	$h\nu \leq A - e\bar{V}$	$h\nu = \frac{m g^2}{2} < A$	
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Yadro atrofida orbitada harakatlanuvchi elektronning harakat miqdori momenti.	$* L = nh$	$L = \frac{h}{2n}$	$L = \frac{h}{3n}$	$L = \frac{3}{2}h$	
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Yadro atrofida harakatlanuvchi elektron orbitasining radiusi.	*	$R_k = k \frac{h}{2n} m U_k$	$R_k = \frac{n^2 h \pi}{4k T e^2 m_e}$	$R_k = \frac{n^2 k^2}{4k \pi^2 e^2 m}$	$R_k = \frac{1}{4k \pi^2 e^2 m}$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Yorug'likning bosim miqdori.	*	$P = \frac{E}{C}(1 + \rho)$	$P = \frac{E}{C}(1 - \rho)$	$B = \frac{E}{C}\rho$	$D = \frac{F}{S}(1 - \rho)$

3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	Vodorod atomida elektronning orbitadagi tezligi.	*	$g = \frac{2k\pi e^2}{nh}$	$g = \frac{2k\pi e^2}{h}$	$g = \frac{2ke^2}{\hbar h} n$	$g = \frac{2k\hbar e^2}{h}$
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	Elektronning kinetik energiyasi.	*	$E = \frac{2k^2\pi^2 e^4}{n^2 h^2}$	$E = -\frac{4k^2\hbar^2}{n^2 h^2} \frac{e^2 m}{2}$	$E = \frac{k^2\hbar^2 e^4}{n^2 h^2}$	$E = \frac{k\hbar^2 e^4 m}{n^2 h^2}$
5	Kvant mexanikasining asoslari	3	Shredingerning statsionar tenglamasini ko'rsatg'ing?	*	$\nabla^2\psi + \frac{2m_0}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$	$2m\nabla^2\psi + (E-U)\psi = 0$	$\nabla^2\psi + \frac{\hbar^2}{2m_0}(E-U)\psi = 0$	$\nabla^2\psi + (E-U)\psi = 0$
7	Ko'p elektronli atomlar	3	Chastota zaryadga qanday bog'langan? (Mozli qonuniga ko'ra).	*	$v_k = R(Z - I)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{Z^2} \right)$	$v_k = R(Z + I)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{Z^2} \right)$	$v_k = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{Z^2} \right)$	$v_k = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{Z^2} \right)$
1	Issiqlik nurlanishi	2	Absolyut qora jism uchun Vinni siljish qonunini toping.	*	$\lambda_{\max} = B/T$	$B = \frac{T}{\lambda_{\max}}$	$\lambda_{\max} = T + B$	$B = \frac{\lambda_{\max}}{T}$
1	Issiqlik nurlanishi	2	Nur chiqarish va yutishdagi Kirxgof qonunini toping.	*	$E_\nu / A_\nu = I_\nu$	$A_\nu / B_\nu = I_\nu$	$E_\nu \cdot A_\nu = I_\nu$	$I_\nu / E_\nu = A_\nu$
1	Issiqlik nurlanishi	3	Nurlanishdagi Reley-Jins formulasi	*	$w_\omega(T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$	$\rho_\nu = \frac{\pi\nu^2}{C^3} kT$	$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{C^3} kT$	$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{C} kT$

			ni toping.				
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Fotoeffekt hodisasi uchun Eynshteyn formulasi ni toping.	* $h\nu = A + E_k$	$h\nu = A - E_k$	$h\nu = E_k - A$	$h\lambda = A + E_k$
6	Bir elektronli atomlar	1	Atomning qanday holatini normal holat deyiladi?	*... deb, atom energiyasining eng quyi satxiga mos bo'lgan holatiga aytiladi.	... atomning ikkita mumkin bo'lgan energetik satxlari energiyasining farqi bilan aniqlanadi.	... deb, valentli elektronlari yadroga yaqin orbitadan ancha uzoq orbitaga siljigan atomga aytiladi.	o'yg'ongan elektron orbitasini energiya satxida
6	Bir elektronli atomlar	1	Qanday atomni o'yg'ongan atom deyiladi?	*... deb, valentli elektronlari yadroga yaqin orbitadan ancha uzoq orbitaga siljigan atomga aytiladi	... deb, atom energiyasining eng quyi satxiga mos bo'lgan holatiga aytiladi	... atomning ikkita mumkin bo'lgan energetik satxlari energiyasining farqi bilan aniqlanadi.	o'yg'ongan elektron orbitasini energiya satxida
6	Bir elektronli atomlar	1	Elektronlar atom yadrosi atrofida qanday orbita bo'yicha harakatlanishi mumkin?	*elektronlarning har bir atomda ma'lum energiya satxlariga mos keluvchi ... bo'lishi mumkin.	bir yoki bir necha elektronlari yadroga yaqin orbitadan ancha uzoq orbitaga o'tgan atom deb, atom energiyasining eng quyi satxiga mos bo'lgan holatiga aytiladi.	... atomning ikkita mumkin bo'lgan energetik satxlari energiyasining farqi bilan aniqlanadi

							i.
6	Bir elektronli atomlar	2	Elektron uzoqroq orbitaga o'tganda uning potentsial energiyasi qanday o'zgaradi?	*... potentsial energiyasi kamayadi, chunki yadroning elektrmaydon energiyasi yadrogacha bo'lgan masofani ortishi bilan kamayib boradi.	... elektromagnit energiya nurlaydi	$h\nu = E_1 - E_2$ bunda E_1 o'yg'ongan atom energiyasi, E_2 normal atom energiyasi	... deb, valentli elektronlarining yadroga yaqin orbitadan ancha uzoq orbitaga siljishiga n atomga aytiladi
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	Atom energiya chiqarishi va yutishi xarakteri qanday?	*O'yg'ongan elektron orbitasining energiya satxida...	bir yoki bir necha elektronlari yadroga yaqin orbitadan ancha uzoq orbitaga o'tgan atom...	... energiyani ma'lum portsiyada (kvantda) beradi.	sekundning milliarddan bir ulushi miqdorida..., sekundning yuzdan bir ulushi miqdorida...
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	1	Elektron statsionar orbitada harakatlanayotganda energiya chiqaradimi?	*elektromagnit energiya chiqarmaydi.	elektromagnit energiya nurlanadi.	sekundning milliarddan bir ulushi miqdorida, sekundning yuzdan bir ulushi miqdorida	$h\nu = E_1 - E_2$ energiya chiqaradi.

						a.	
3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	1	Kvant (foton) energiyasi formulasi qanday ko'rinishga ega?	* $h\nu = E_1 - E_2$	$E = h\nu$	$h\nu = A - E$	$h\nu = kT$
3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	2	Qanday usul bilan atomni o'yg'ongan holatga keltirish mumkin?	*atomlarning issiklik harakati, yorug'lik ta'siri, rentgen nurlari bilan nurlatish, α -zarralarning yoki elektronlarning oqimi va hokazolar.	potensial energiya elektrostatik tortishish kuchini yengishga sarf bo'ladigan ish natijasida ortadi.	Atomning 0°S temperaturaga mos keluvchi holati.	Valentli elektronlari yadroga yaqin orbitadan ancha uzoq orbitaga siljigan atomga aytiladi.
3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	1	Nurlanish chastotasi qaysi formula bilan aniqlanadi?	* $\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}$	$\nu = E_1 - E_2$	$\nu = \frac{h}{E_1 - E_2}$	$\nu = A + \frac{mv^2}{2}$
3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	2	Vodorod atominin g nurlanishi elektronning quyidagi satxlari orasida o'tishida hosil bo'lishi	*4-3	2-1	4-1	3-1

			<p>mumkin: 2-1, 3-1, 4-1, 3-2, 4-2, 4-3. elektronning qaysi o'tishi nurlanishning eng kichik chastotasi ga mos keladi?</p>				
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	2	<p>Vodorod atomining nurlanishi elektronning quyidagi satxlari orasida o'tishida hosil bo'lishi mumkin: 2-1, 3-1, 4-1, 3-2, 4-2, 4-3. elektronning qaysi o'tishi nurlanishning eng katta chastotasi ga mos keladi?</p>	*4-1	3-1	2-1	3-2
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Tashqi fotoeffekt hodisasi nimadan iborat?	*elektronlarning metallardan elektromagnit nurlanish ta'siri ostida	yarim o'tkazgichlar va dielektrlardan valent elektronlarni	kvant energiyasi elektronning metallardan chiqishidan	kvant energiyasi elektronning metallardan chiqishidan

				chiqishi	yorug'lik nurlanishi ta'siri ostida ko'chib chiqishi	kam bo'lishi	teng (yoki katta) bo'lishi.
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Ichki fotoeffekt hodisasi nimadan iborat?	*Yarim o'tkazgichlar va dielektriklardan valent elektronlarning yorug'lik nurlanish ta'siri metal ichida erkin elektronga aylanishi	elektronlarning metallardan elektromagnit nurlanish ta'siri ostida chiqishi.	kvant energiyasining elektronning metallardan chiqishidan kam bo'lishi	kvant energiyasining elektronning metallardan chiqishidan teng (yoki katta) bo'lishi.
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	3	Musbat zaryadlangan metall plastinka uni yorug'lik nurlari bilan yoritilganda zaryadlarni yo'qotadi mi?	*yo'q, zaryadini yo'qotmaydi	elektr zaryadini yo'qotadi	yorug'likning intensivligiga to'g'ri proporsional	elektr zaryad ortadi
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Fotoeffekt uchun Stoletov qonuni nimadan iborat?	*Ajralib chiqayotgan elektronlarning energiyasining yorug'likning	Ajralib chiqayotgan elektronlarning energiyasining yorug'likning	Elektronlarning metallardan elektromagnit nurlanish ta'siri ostida	Ajralib chiqayotgan elektronlarning soni yorug'likning intensivligi

				ing intensivli giga boglik emas, faqat nurlanish chastotasi ga va katod materiali ga bog'liq.	ning intensivli giga to'g'ri proporsi onal	chiqishi.	giga boglik emas.
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Fotoeffekt uchun Eynshteyn qonuni nimadan iborat?	*Foton energiyasi elektronning metalldan ychib chiqish ishiga va kinetik energiyasiga sarf bo'ladi	Valent elektronlar energiyasining ortishiga sarf bo'ladi, natijada ular erkin bo'lib qoladi.	Har qaysi modda uchun chegraviy chastota bo'ladi, undan yuqori chastotada tashqi fotoeffekt kuzatilmaydi.	*Foton energiyasi elektronlarning kinetik energiyasiga sarf bo'ladi.
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	To'lqin nazariyasi bo'yicha fotoelektronlar tezligining yorug'lik intensivligiga bog'likligi qanday?	*Yoruglikning intensivli giga bog'lik emas	Elektronlarning metalldan elektromagnit nurlanish ta'siri ostida chiqishi	Kvant energiyasi elektronning metalldan chiqishidan kam bo'lishi	Ajralib chiqayotgan elektronlarning energiyasi yorug'likning intensivligiga to'g'ri proporsi onal
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	3	Kvant energiyasi nimaga bog'lik bo'ladi?	*To'lqinning uzunligiga bog'lik, to'lqin	Kvant energiyasi elektronni	To'lqin uzunligiga boglik: to'lqin uzunligi	Kvant energiyasi elektronli metallardan

				uzunligi qanchalik kichik(yoki chastotasi katta) bo'lsa energiyasi shuncha katta bo'ladi.	metalldan chiqish ishidan kam bo'lganda .	qanchalik katta (yoki chastotasi kichik) bo'lsa, energiyasi shunchalik katta bo'ladi.	chiqish ishiga teng.
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Fotoeffektning «qizil chegarasi» nima?	*Har qaysi modda uchun chegaraviy chastota bo'ladi, undan past chastotada tashqi fotoeffekt hodisasi kuzatilmaydi.	Har qaysi modda uchun chegaraviy chastota bo'ladi, undan yuqori chastotada tashqi fotoeffekt kuzatilmaydi.	Yorug'lik urib chiqargan elektronlarning tezligi yorug'likning to'lqin chastotasi ga to'g'ri proporsional va yoruglik intensivligiga bog'liq bo'lmaydi.	Katod materiali ga bog'liq bo'lamagan chastota.
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Tashqi fotoeffekt hodisasida tushuvchi nurlanishning kvant energiyasi nimaga sarf bo'ladi?	*Elektronlarning metalldan yulib olish ishiga va ularga kinetik energiya berishga sarf bo'ladi	Valent elektronlar energiyasining ortishiga sarf bo'ladi, natijada ular erkin bo'lib qoladi	Elektronlarni holatini o'zgarishiga sarf bo'ladi.	Har qaysi modda uchun chegaraviy chastota bo'ladi, undan yuqori chastotada tashqi fotoeffekt kuzatilmaydi.
3	Vodorod atomining Bor	2	Spektroskop deb nimaga	*oq nurni rangli nurlarga	moddalar ning kimyoviy	Spektr hosil qilish va	Qizigan jismlarning

	nazariyas i		aytiladi?	ajratish uchun mo'ljalla ngan asbobga aytiladi	tarkibini chiziqli chiqarish spektri yoki yutilish spekrinin g turi bo'yicha aniqlash usuliga aytiladi	uni fotosurat ga olish uchun mo'ljalla ngan asbobga aytiladi	temperatu rasi, osmon yoritgichl arining harakat tezliklapr i, ularning temperatu rasi va boshqalar aniqlanad i
	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	2	Spektrogr af deb nimaga aytiladi?	*Spektr hosil qilish va uni fotosurat ga olish uchun mo'ljalla ngan asbobga aytiladi	moddalar ning kimyoviy tarkibini chiziqli chiqarish spektri yoki yutilish spekrinin g turi bo'yicha aniqlash usuliga aytiladi	oq nurni rangli nurlarga ajratish uchun mo'ljalla ngan asbobga aytiladi	Qizigan jismlarni ng temperatu rasi, osmon yoritgichl arining harakat tezliklapr i, ularning temperatu rasi va boshqalar aniqlanad i
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	2	Spektral analiz deb nimaga aytiladi?	*moddala rning kimyoviy tarkibini chiziqli chiqarish spektri yoki yutilish spekrinin g turi bo'yicha aniqlash usuliga aytiladi	moddalar ning kimyoviy tarkibinin g aniqlashn ing tezligi va oddiyligi, sezgirligi ning yuqoriligi , cho'g'lan gan	oq nurni rangli nurlarga ajratish uchun mo'ljalla ngan asbobga aytiladi	Ayrim ranglar tusini yorqinligi bilan farq qiladi

					jismlar ning zichligini aniqlash mumkinli gidir.		
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	3	Turli elementla rning chiziqli spektrlari nimasi bilan farq qiladi?	*rangli chiziqlar soni, ularning rangi va joylashis hi bilan farq qiladi	ayrim ranglar tusining yorqinligi bilan farq qiladi	rangli chiziqlar soni yoki ularni tusi bilan farq qiladi	kizigan bug yoki gazlardan chikuvchi nurlar bilan
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	3	Bir xil tumperat uradigi turli moddalar ning tutash spektrlari nimasi bilan farq qiladi?	*ayrim ranglar tusining yorqinligi bilan farq qiladi	rangli chiziqlar soni, ularning rangi va joylashis hi bilan farq qiladi	rangli chiziqlar soni yoki ularni tusi bilan farq qiladi	nurlanish ning maksimu m quvvati uzun to'lqin tomon siljishi bilan
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	2	Jismning temperatu rasi ortirilgan da spektrda nurlarnin g maksimu m quvvati joylashis hi qanday o'zgaradi ?	*nurlanis hning maksimu m quvvati ancha qisqa to'lqin tomon siljiydi	nurlanish ning maksimu m quvvati uzun to'lqin tomon siljiydi	rang li chiziqlar intensivli gi bilan farq qiladi	nurlanish ning maksimu m kuvvati o'zgarma ydi
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	3	Spektral analiz bilan moddalar ning kimyoviy	*moddala rning kimyoviy tarkibini aniklashn ing tezligi	qizigan jismlarni ng temperatu rasini, osmon	kimyoviy tarkibini analiz qilishning oddiyligi va tezligi,	spektrlari xech farq qilmaydi

			tarkibini aniqlashdan tashqari qanday masalalarni hal qilish mumkin?	va oddiyliги, sergirliги ning yuqoriligi , cho'g'langan jismlarning zichligini aniqlash mumkinligidir	yoritgichlarining harakat tezligini, cho'g'langan jismlarning zichligini va boshqalarni aniqlash mumkin	sezgirliги ning yuqoriligi , uzoqdagi cho'g'langan jismlarning kimyoviy tarkibini aniqlash mumkinligi	
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	3	Spektral analiz kimyoviy analizga nisbatan qanday afzalliklarga ega?	*Kimiyo viy tarkibini analiz qilishning oddiyliги va tezliги, sezgirliги ning yuqoriligi , uzoqdagi chug'langan jismlarning kimyoviy tarkibini aniqlash mumkinligi.	qizigan jismlarning temperaturasini, osmon yoritgichlarining harakat tezligini, cho'g'langan jismlarning zichligini va boshqalarni aniqlash mumkin	moddalar ning kimyoviy tarkibini aniqlashning tezliги va oddiyliги, sergirliги ning yuqoriligi , cho'g'langan jismlarning zichligini aniqlash mumkinligidir	moddalar ni kimyoviy tarkibini chiziqli chiqarish spekri yoki yutilish spektrining turi bo'yicha aniqlash metodiga aytiladi.
3	Vodorod atomining Bor nazariyasi	1	Rezerford qanday zarrachalarning yuqqa moddalar da sochilishi orqali atomning yadro	*alfa zarralarning	protonlarning	gamma kvantlarning	elektronlarning

			modelini tajriba orqali kashf etdi?				
3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	1	Rezerford tajribasida alfa zarrachalar numab bilan ta'sirlashuv natijasida sochialdi?	*yadroning elektrostatik maydoni bilan	magnit maydon bilan	yadro kuchlari maydoni bilan	elektronlar bilan
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Li^{++} ionizatsiya potentsialini toping.	* $U_{Li} = 9U_H = 122 B$	109 B	106 B	99 B
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Aynish karraligi deb ... holatlarga aytiladi	*energiyasi bir xil bo'lgan sonlar soniga	shartlik satxlarga	chekli satxlarga	cheksiz energiyaga
	Ko'p elektronli atomlar	1	Asosiy – bosh kvant soni n ifodalaydi.	*elektron ega bo'ladigan energiyasini	energiyani	bo'sh satxni	satxni bo'linishini
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Atomdagi massa va zaryad taqsimoti qanday aniqlangan?	*Og'ir elementlar atomlarini α - zarralar bilan bombardimon qilishda	Neytronlar ta'sirida atomni parchalab	protonlar ta'siridagi parchalanishda	Elektronlar oqimi ta'sirida parchalanishda
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Binafsha satellit hosil	*spektrning katta chastotala	Fotoeffektda	dispertsiyada	Difraksiyada

			bo'ladi	r tomonida			
6	Bir elektronli atomlar	3	Bozon spini qanday qiymatlar ni qabul qiladi?	*spinlari tashqi magnit maydon yo'nalishi ga proektsiyasi 0 yoki \hbar ga butun karrali	nolga teng	birdan katta	birdan kichik
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Bozonlar qanday zarra?	*Boze-Eynshteyn taqsimoti ga bo'ysunu vchi	Gibbs taqsimoti ga bo'ysunu vchi	Bolg'tsm an taqsimoti ga bo'ysunu vchi	Fermi-Dirak taqsimoti ga bo'ysunu vchi
	Bir elektronli atomlar	3	Bor magneton ini aniqlang.	* $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,2741 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}$			Boltsman soniga
6	Bir elektronli atomlar	2	Bor ta'limoti ni Zommerfeld qanday to'ldirdi?	*elektron ning elliptik orbitadagi harakati	aylanma orbitadagi harakat	elektron chastotasi	past chastota
	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	2	Borning birinchi postulatining Maksvell elektrodinamikasiga zidligi qanday?	*elektronlar elektromagnit to'lqinlar chiqarishidan tezlanishi	aylanma xarakatdagi elektronlar	tezlanishi xarakatdagi elektronlar	turg'un xolatda bo'lish
3	Vodorod atominin g Bor nazariyasi	2	Borning birinchi postulatini klassik fizikaga zidligi	*elektron tezlanishi harakat qilganda o'z energiyas	elektronning energiyasida	elektronning kvant holatida	stattsionar holatligida

			qanday?	ini o'zgartir maslikda			
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	2	Borning ikkinchi postulatining Maksvell elektrodinamikasiga zidligi qanday.	*yorug'lik nurlanish chastotasi elektrik harakati xarakterini emas, atom energiyasini o'zgarishini ko'rsatadi	elektron xarakatini	Chastotani	spektr seriyasini
3	Vodorod atominin g Bor nazariyas i	2	Borning moslik printsiplari qanday?	*kvant soni ortishi bilan kvant mexanikasi hulosasi klassik fizika natijasiga mos kelishi	e'timolliklar mosligida	taqsimot qonuni mosligida	dualizm asosida
7	Ko'p elektronli atomlar	1	Bosh kvant sonibildiradi.	*energetik satx yoki orbita tartibini	sonlar to'plami	elektronlar sonini	juftliklar sonini
9	Molekula	2	Geteropol yar bog'lanishdamolekula xosil bo'ladi.	*metall va galloid atomlari birikishidan	vodorod atomidan	xar xil atomlar	bir xil atomlarda
9	Molekula	2	Gomeopol yar boglanish ...	*bir xil element atomlaridan tashkil	xar xil element molekulasini	ishqoriy metallar atomlari	izolatsiyalangan atomlar

				to'gan molekula			
5	Kvant mexanika asoslari	3	Garmonik osstsilyat orning minimal energiyasi nimaga teng?	* $E = \frac{1}{2} \hbar \omega_0$	$E = h\nu$	$E = \frac{m g^2}{2}$	$E - n y h$
5	Kvant mexanika asoslari	3	0° K da kristall panjara issiqlik sig'imi nimaga teng?	*nolga	3R ga	R ga	8,31
	Ko'p elektronli atomlar	2	Davriy sistemani ng to'ldirish dagi to'rtinchi qoida nimaga bog'liq?	*Pauli printsiPGA	universal doimiyga	Bolg'tsm an doimiysig a	Lashmidt soniga
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Davriy sistemani ng yaratishdagi ikkinchi qoida asosida qanday kattalik yotadi?	*kvant sonlari n,l,m va m_s	zaryad Q	xosil R	massa m
4	Zarralar va to'lqinlar	2	De-Broyl to'lqinini ng fizik ma'nosini aniqlang	*to'lqin amplituda kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozarrachani qayd	statistik ma'noda;	extimolli kda	am'lituda da

				qilish extimolli gini bildiradi.			
4	Zarralar va to'liqlar	2	De-Broyl gipotezas i qanday hodisada aniqlanad i?	*difraktsi ya	Kutblanis h	Fotoeffek t	Interferen tsiya
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Yoruglik kvantinin g xususiyat larini toping	*fotoef fekt, kompton effekti, energiya taqsimoti	qutblanis h, difraktsiy a, fotoeffekt	Interferen tsiya, dispersiy a, kompton effect	qutblanis h, absolyut qora jism energiyas i
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Yoruglik kvantlari fotonlarni ng mavjudli gini qaysi tajribalar da isbotlaga n?	*Kompto n va Bote	Qutblanis h	Difraktsi ya	Fotoeffek t
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Yorug'lik ning to'liqin xususiyat ini aniqlovch i hodisalar ni aniqlang?	*interfere ntsiya, difraktsi ya, dispersiy a va qutblanis h.	fotoeffekt , Kom'ton effekti	Difraktsi ya, fotoeffekt	Interferen tsiya, dispersiy a
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Zommerf eld kvantlash qoidasini qanday to'ldirdi?	*elliptik orbita uchun	aylana orbita uchun	diskret xolat uchun	bor 'astulatlar i uchun
2	Elektrom. nurlan. korpusk.	3	Izolatsiya langan alohida	*diskret	normal	Cheksiz	Shartli

	husus.		atomning energetik satxlari				
2	Elektrom. nurlan. korusk. husus.	2	Impuls momenti ni diskret qiymatining formulasi ni toping	* $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$	$P = m v$	$h = \pm m \hbar$	$\Delta \ell = \pm 1$
2	Elektrom. nurlan. korusk. husus.	3	Qanday tezlikda Kompton va De-Broyl to'liqlari teng bo'ladi?	* $v = c / \sqrt{2}$	$v = c$	$v = c/2$	$v = c\sqrt{2}$
5	Kvant mexanika asoslari	3	Qanday temperatuda kvant statistikasi o'rinli	* $T < T_0$	$T_0 \gg T$	$T_0 > T$	$T \gg T_0$
5	Kvant mexanika asoslari	3	Qanday haroratda klassik statistika o'rinli bo'ladi?	* $T \gg T_0$	$T_0 \gg T$	$T_0 = T$	$T > T_0$
5	Kvant mexanika asoslari	3	Kvant statistikasi. xos xususiyat	*bitta zarra	zarralar sitemasi	Makrozarra	cheksiz zarra
5	Kvant mexanika asoslari	3	Kvant statistikasi o'zaro bog'langan zarralar sitemasi qiymatli bo'ladi.	*diskret kiymatli	Cheksiz	Farqsiz	Uzlukli
5	Kvant mexanika	3	Kvant statistikasi	*bir jisimli	zarralar ajratilma	zarralar ajratiladi	o'xshash zarralar

	asoslari		ida farqlanmaslik printsiipi qanday?	moddaning o'xshash zarralari bir-biridan farqlanmaydi	ydi		farqlanadi
5	Kvant mexanika asoslari	1	Kvant fizikasidagi asosiy elementar zarra nomi nima?	*foton	α -zarra	β -zarra	γ -zarra
5	Kvant mexanika asoslari	1	Kvant fizikasini yaratishda qanday fizik asoslar bo'lgan?	*Plank, Eynshteyn va De-Broyl g'oyalari	Plankning kvant energiyasini to'g'risidagi g'oyasi	Eynshteynning foton to'g'risidagi g'oyasi	De-Broylning zarralarning to'liq xususiyati
5	Kvant mexanika asoslari	1	Klassik statistika xosdir.	*kop'zarrali sistemaga	Makrozarraga	elektronga	Fotonga
5	Kvant mexanika asoslari	2	Klassik statistika bo'yicha bir energetik holatda qancha zarracha joylashishi mumkin?	*ixtiyoriy sonda	cheksiz	Chekli	Ikkita
5	Kvant mexanika asoslari	2	Klassik statistika da farqlanish printsiipi.	*bir jinsli moddaning o'xshash zarralari bir-biridan farqlanadi	farqlanmaydi bir xil zarra	Ajratiladi	ajratilmaydi

5	Kvant mexanika asoslari	2	Klassik fizikada o'zaro bog'langan zarralar sistemasi energiyasi	*uzluksiz	Cheksiz	Chekli	Farqsiz
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Kompton to'lqin doimiysi uzunligi qancha?	* $2.426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$	$2.41 \cdot 10^{-10} \text{ m}$	$2.4 \cdot 10^{-9} \text{ m}$	$2.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Kompton effektining mohiyati qanday?	*rentgen nurlarini kristallda sochilishi	nurlanish hodisani	sochilish hodisasi	nur yutish hodisasi
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Komptonning formulasi qanday?	* $\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2}$	$p = m\upsilon$ $\frac{Q}{2}$	$p = \frac{h\nu}{c}$	$\lambda = \frac{c}{J}$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Lazerlarning ishlash printsipti ikkinchi takti	*atomlarni metastabil holatga o'tkazish	majburiy nurlanish hosil qilish	Majburiy nurlanishni metastabil holatdagi fotonlar bilan ta'minlash.	fotonlar ko'chkisini hosil qilish
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Lazerlarning ishlash printsiptidagi uchinchi takt.	*foton ta'sirida majburiy nurlanish.	Kuchaytirish	kirish signali	o'sish nurlanish
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	2	Lazerlarning ishlashdagi birinchi takti nima?	*yorug'lik manbai ta'sirida jism atomlarini o'yg'otish	atomlarning turg'un holatini saqlash	kvant kuchaytirish	kirish signali berish

				h.			
6	Bir elektronli atomlar	1	Magnit kvant soni m ifodalaydi.	*elektron hosil momentini fazodagi yo'nalishini	energetik qobiqni	satxlar belgisini	Hosilni
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Mendeleev davriy sistemasini yaratishdagi to'rt qoidadan birinchisi nimaga bog'liq.	*elementning tartib nomeri Z	massa m	zaryad q	Kvant
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Mikrozar rachaning qayd etish extimolligi	*bir qiymatli	bir necha qiymatli	birdan katta	birdan kichik
7	Ko'p elektronli atomlar	1	Normal holatda elektron qayerda jamlanadi .	*eng kuyi energetik satxda	birinchi satxda	ikkinchi satxda	nolinchi satxda
7	Ko'p elektronli atomlar	3	Oje elektroni hosil bo'ladi.	*atomning qo'zg'olgan holatida, rentgen nurlarini yutilishi natijasida energiya taqsimoti bo'lib, avtoionizatsiya amalga oshirilishi	birlamchi ionizatsiyada	energiya taqsimotida	ko'chki hosil bo'lishida

				natijasida			
7	Ko'p elektronli atomlar	1	Spontan o'tish hosil bo'ladi.	*atom o'z-o'zidan foton sochishda	Yutilishda	Nurlanishda	Sochilishda
7	Ko'p elektronli atomlar	2	Fermionlar spini qanday bo'ladi?	*tashqi magnit maydon yo'nalishiga proektsiyasi \hbar ga yarim butun karrali bo'lgan zarralar.	spini nolga teng	birga teng	ixtiyoriy sonli
7	Ko'p elektronli atomlar	1	Fermionlar qanday zarralar?	*Fermi-Dirak taqsimotiga bo'ysunuvchi	taksimot funktsiyasiga buysinuvchi	Bolg'tsman taksimotiga buysinuvchi	Gibbs taksimotiga buysinuvchi
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Foton impulsini aniqlang?	* $p = \frac{h\gamma}{c}$	$m = \frac{h\gamma}{c^2}$	$\varepsilon = h\gamma$	$p = m\mathcal{G}$
2	Elektrom. nurlan. korpusk. husus.	1	Fotonning tinchlikdagi massasini aniqlang.	* $m = 0$	$m = F/a$	$m = \frac{h\nu}{c^2}$	$m = m\sqrt{1 - v^2/c^2}$

