

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

**Guliston davlat universiteti**

**Fizika kafedrasi**



**ATOM FIZIKASI**

fanidan o'quv- uslubiy majmua

Bilim sohasi:	100000 - Fan
Ta'lim sohasi:	140000 - Tabiiy fanlar
Ta'lim yo'nalishi:	5140200 - Fizika

O'quv-metodik majmua Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan\_\_\_\_\_2017 yil tasdiqlangan fizika fani namunaviy dasturi (№\_\_\_\_\_) talablari asosida tayyorlangan.

**Tuzuvchi:**       **Abdullayev A.** – GulDU “Fizika” kafedrasida katta o'qituvchisi, texnika fanlari nomzodi, katta o'qituvchi.

**Taqrizchilar:**   Sh.K.Niyozov - GulDU “Fizika” kafedrasida dotsenti, texnika fanlari nomzodi, dotsent  
R.El'murodov - GulDU “Fizika” kafedrasida dotsenti, texnika fanlari nomzodi, dotsent

O'quv-uslubiy majmua Guliston davlat universiteti Ilmiy kengashi tomonidan (10 bayonnoma 16 iyun'2018 yil) ko'rib chiqilgan va o'quv jarayonida qo'llashga tavsiya etilgan.

**A.Abdullayev. Atom fizikasi fizika fanidan o'quv- uslubiy majmua. –Guliston, 2018. - 185 b.**

Ushbu o'quv-uslubiy majmua 5140200 – fizika bakalavriyat ta'lim yo'nalishida tahsil olayotgan talabalarga mo'ljallangan. O'quv-metodik majmua Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan 24.08.2017 yil tasdiqlangan fizika fani namunaviy dasturi (B 5140200 – 17) talablari asosida tayyorlanib, unda fizikaning asosiy yo'nalishlaridan biri bo'lgan atom fizikasi ham amaliy ham fundamental ahamiyatga ega ekanligi ko'rsatib berilgan. Mazkur fanning asosiy maqsadi mikro dunyo fizikasini o'rganishdan iborat. Talabalar atom fizikasini o'rganish jarayonida atomning ichki tuzilishi hamda molekula tuzilishi va xususiyatlarini o'rganish bayon qilingan. Har bir mavzu oxirida talabalar tomonidan bajarilishi zarur bo'lgan topshiriqlar va nazorat savollari keltirilgan. O'quv – uslubiy majmua Guliston davlat universiteti O'quv-metodik kengashi tomonidan (10- bayonnoma 16 iyun' 2018 yil) ko'rib chiqilgan va o'quv jarayonida qo'llashga tavsiya etilgan.

Taqrizchilar: Sh.K.Niyozov - GulDU “Fizika” kafedrasida dotsenti, texnika fanlari nomzodi, dotsent  
R.El'murodov - GulDU “Fizika” kafedrasida dotsenti, texnika fanlari nomzodi, dotsent

## MUNDARIJA

1. Kirish .....	5
2. Atom fizikasi fani sillabusi .....	6
3. Nazariy materiallar (ma'ruzalar kursi).....	7
1-mavzu:Atom fizikasi fanining asosiy maqsadi.....	7
2-mavzu:Issiqlikning nurlanishi.....	15
3-mavzu: Rentgen spektrning to'liq chegarasi.....	23
4-mavzu: De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'liq xususiyatlari.....	34
5-mavzu: To'liq paketi.....	44
6-mavzu: Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar.....	54
7-mavzu: Kombinatsion prinsip.Bor postulatlar.....	64
8-mavzu:Kvant mexanikasining asoslari.....	80
9- mavzu: Fizik kattaliklarning operatorlari.....	85
10- mavzu: Mikrozarrachalarning erkin harakati.....	90
11- mavzu:Bir elektronli atomlar.....	100
12- mavzu: Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari.....	108
13- mavzu:Elektronning xususiy magnit momenti.....	117
14- mavzu: Aynan o'xshash zarralar .....	126
15-mavzu: Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy prinsipi.....	129
16-mavzu: Ko'p elektronli atomlar.....	139
17-mavzu: Atomdagi ichki elektronlar o'tishi.....	145
18-mavzu: Atom magnit maydonda.....	158
19.Amaliy mashg'ulotlar ishlanmasi .....	176
20.Laboratoriya ishlari ishlanmasi .....	179
21.Mustaqil ta'lim ishlanmasi .....	
22. Test savollari.....	204
23.Glossariy.....	216

### Ilovalar:

1. Fan dasturi.....	
2. Ishchi fan dasturi.....	
3. Ingliz va rus tilidagi xorijiy o'quv materiallari (elektron shaklda).....	
4. Taqdimotlar va multimediya vositalari (elektron shaklda).....	
5. Qo'shimcha didaktik materiallar.....	

## Kirish

Amaldagi 5140200 - Fizika bakalavriyat ta'lim yo'nalishi davlat ta'lim standarti (2017) hamda "Fizika" fanining o'quv dasturiga (2017) muvofiq talabalar Fizikaning 5-qismi "Atom fizikasi" kursi bo'yicha atom fizikaning maqsadi, bo'lajak fizika o'qituvchilarining ta'lim mazmuni, uning tarixiy taraqqiyoti, tashkiliy shakllari, usullari, rejalashtiruvchi hujjatlari, umumiy va xususiy masalalar, ularning nazariy asoslari hamda maktabdagi islohatda atom fizikasining tutgan o'rni va boshqa muammolar yuzasidan bilim berishga qaratilgan. Zamonaviy fizikani atom fizikasiz tasavvur qilib bo'lmaydi. Hozirgi vaqtda atom fizikasi shiddat bilan rivojlanayotgan fizikaning bo'limlaridan biridir. Talabalardan atom fizikasini o'rganish jarayonida, hodisalardan ishlab chiqarish samaradorligini oshirishda, fan va texnika yutuqlarini, xalq xo'jaligini turli tarmoqlariga tadbiq qilish to'g'risida tegishli bilimga ega bo'lishlarini talab qiladi. Talabalar mazkur fanni o'rganish jarayonida Atom fizikasi fanining maqsadi va bugungi kun talablari asosidan kelib chiqadigan vazifalar, atom fizikasining mazmuni va strukturasi, uslubi va shakllari, zamonaviy texnologiyalar haqidagi qonuniyatlari bilan tanishtiriladi.

Atom fizika fanidan darsni yuqori ilmiy-pedagogik darajada tashkil etilishi, muammoli mashg'ulotlar o'tkazilishi, darslarni savol-javob tarzida qiziqaril tashkil qilinishi, ilg'or pedagogik texnologiyalardan va mul'timediya qo'llanmalaridan samarali foydalanish, talabalarni mustaqil fikirlashga undaydigan, o'ylantiradigan muammo savollarni, ular oldiga qo'yish, talabchanlik, tinglovchilar bilan individual ishlash, ijodkorlikka yo'naltirish, erkin muloqatga kirishishga, ilmiy izlanishga jalb qilish va boshqa tadbirlar fan mavzularini chuqur egallashni ta'minlaydi.

O'quv-uslubiy majmua quyidagilarni o'z ichiga oladi:

1. Atom fizikasi fani sillabusi.
2. Nazariy materiallar (ma'ruzalar kursi).
3. Amaliy ishlarni bajarish bo'yicha uslubiy ko'rsatmalar.
4. Talaba mustaqil ishlari bo'yicha materiallar(elektron shaklda).
5. Nazorat savollari va testlar.
6. Glossariy.
7. Informatsion – uslubiy ta'minot.

Ilovalar:

1. Namunaviy va ishchi o'quv dasturlar.
2. Ingliz va rus tilidagi xorijiy o'quv materiallari (elektron shaklda).
3. Taqdimotlar va multimediya vositalari (elektron shaklda).
4. Qo'shimcha didaktik materiallar.

Mazkur o'quv-uslubiy majmua "Atom fizikasi" kursi Vazirlikning 2017 yil 1 mart 107-sonli buyrug'i bilan tasdiqlangan " Oliy ta'lim o'quv rejalari fanlarning yangi o'quv majmualarini tayyorlash bo'yicha uslubiy ko'rsatma asosida yaratiladigan dastlabki o'quv-uslubiy majmualardan biri bo'lganligi sababli, unda ba'zi juziy kamchiliklar, munozarali qarashlar va atamalar uchrashi mumkin.Shunga ko'ra majmua haqidagi fikr-mulohazalarni bildirgan hamkasiblarga muallif oldindan o'z minnatdorchiligini bildiradi.O'quv-uslubiy majmua zamonaviy pedtexnologiya talablariga mos ravishda ishlanib, unda o'quv maqsadlari, nazorat savollari va mustaqil

ish topshiriqlari keltirilgan. Manzilimiz: 120100. Guliston shhri.IV mavze.Universitet. Fizika kafedrası.420-xona.

**“Atom fizikasi” fanining sillabusi**  
(2018-2019 o’quv yili)

<b>Kafedra nomi:</b>	<b>Fizika</b>	
<b>O’qituvchi haqida ma’lumot:</b>	Abdullayev A.	Abdullaev48@mail.ru
<b>Semestr va o’quv kursining davomiyligi</b>	V semestr va jami soat	
<b>Oquv soatlari xajmi:</b>	<b>Jami:</b>	<b>150</b>
	<b>shuningdek</b>	
	<b>Ma’ruza</b>	<b>54</b>
	<b>Amaliy</b>	<b>36</b>
	<b>Mustaqil ta’lim</b>	<b>60</b>
(Fizik praktikum)	<b>Laboratoriya</b>	<b>54</b>
	<b>Mustaqil ta’lim</b>	<b>48</b>
<b>Yo’nalishning nomi va shifri</b>	<b>Fizika</b>	<b>5140200</b>
<p><b>Kursning predmeti va mazmuni:</b>Atom fizikasi-molekulyar kinetik yoki mikrofizik usulning maqsadi, moddaning ichki tuzilishiga qarab, modda xossalarini chuqurroq o’rganishdir.Atom fizikasi issiqlik hodisalari qonuniyatlarini yoki materiya harakatining issiqlik shaklini o’rganadi. Atom fizikasi zamonaviy fizika fanining eng muhim yo’nalshlaridan biri bo’lib, u ham amaliy ham fundamental ahamiyatga egadir. Atom fizikasi fanida modda atom tuzilishi, atomning elektron qobiqlari va uning xususiyatlarini o’rganiladi.</p> <p>Ushbu dastur atom fizikasi bo’yicha quyidagi bo’limlarni o’z ichiga oladi: issiqlikning nurlanishi, elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari, vodorod atomining Bor nazariyasi, zarralar va to’lqinlar, kvant mexanikasining asoslari, bir elektronli atomlar, ko’p elektronli atomlar, atom tashqi kuchlar maydonida, molekulalar. fizika fani turli agregat xolatdagi makroskopik tizimlar tarkibiga kiruvchi ulkan sondagi zarrachalarning (molekulalar, atomlarning) o’zaro ta’siri va kollektiv harakati bilan bog’liq bo’lgan xodisalarni o’rganadi. Talabalar Atom fizika fanining rivojlanish tarixi va uning bo’limlarini o’rganishda qo’lanilayotgan zamonaviy va klassik metodlar, atomlarning tuzilishi, atomlar turlari, ular to’g’risida ma’lumotlar bilan tanishadilar.</p>		
<p style="text-align: center;"><b>Kursni o’qitishning maqsadi va vazifalari:</b></p> <p>1.1. Atom fizika kursining maqsadi - insoniyat foydasi uchun qo’llash mumkin bo’lgan tabiatning ob’ektiv qonunlarini ochish va tekshirishlar natijalarini amaliyot va texnikada qo’llashdir. Fizika qonuniyatlarini o’rganish texnikaviy progresning rivojiga olib keladi. Fizikaning asosiy qonun va xodisalarini bilmay turib, amaliy va maxsus kurslarni o’rganishga kirishib bo’lmaydi. Umumiy fizikaning bir bo’limi sifatida «Atom fizika» fanini o’qitishdan asosiy maqsad, bo’lajak fizik kadrlarda kuzatishlar, amaliy tekshirish va tajribalarni umumlashtirish asosida fizikaviy nazariya to’g’risida dastlabki tushunchalar hosil qilish bilan tanishtirishdan iboratdir.</p> <p>1.2. Atom fizika kursining vazifalariga talabalar umumiy fizikaning bu bo’limini o’rganishda qo’llaniladigan usullar va modellar bilan tanishib o’tishi, kelgusida yetarli bo’lgan nazariy va amaliy bilim, ko’nikmalariga ega bo’lishlari kerak bo’ladi. Atom fizikasi fanini o’qitishdan maqsad talabalarni:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- issiqlik nurlanishlarining qonunlari, mutloq qora jism tushinchasi va ularning nurlanish spektrlari, materiyaning korpuskulyar-to’lqin nazariyasi, fotonlar;</li> </ul>		

- de-Broyil gipotezasi va zarralarning to'liq xususiyatlari, korpuskulyar-to'liq dualizmi;
  - atomning tuzilishi va modellari, atomning elektron qobiqlari tuzilishi, vodorod atomining nurlanish spektrlari;
  - noaniqlik printsipli, Shredingerning statsionar va nostatsionar tenglamalari;
- bir elektronli va ko'p elektronli atomlarning kvant nazariyasi, bir elektronli va ko'p elektronli atomlarga tashqi maydonlarning ta'sirini hisoblash;
- molekular va qattiq jismning kvant nazariyasi haqida tushinchalar bilan tanishtirishdan iborat.

Fanning vazifasi talabalarni atom fizikasining turli nazariy va eksperimental masalalarni tahlil etishga, mustaqil fikrlashga, atomning klassik va kvant mexanika assosida tushintirish, atomga tashqi maydonlarning ta'sirlarini o'rganish va eksperiment natijalarini tahlil qilishni o'rganish uchun tayyorlashdan iborat.

Atom fizikasi erishgan yutuqlar fan va texnikaning turli sohalarida, masalan, statistik xarakterga ega bo'lgan jarayonlarni tahlil qilishda va boshqa ko'pgina sohalarda ishlatilishi mumkin o'lgan tushunchalarni shakillantirish kiradi.

## 2. MA'RUZALAR KURSI

### 1-mavzu: Atom fizikasi fanining asosiy maqsadi.

#### Asosiy savollar:

#### **1. Atom fizikasida kattaliklar o'lchov birliklari, atom fizikasi fanining tarixi haqida.**

##### ***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:***

Atom, yadro, vodorod, kislorod, kvant, energiya, dualizm, orbital, elektron zaryadi, kvant sonlar, molekula, Faradey, elektroliz, Milliken, katod, planetar, jism, texnika, energetika, materiya, elektr, yorug'lik, to'liq, zarra, dualizm, elektron-pozitron, vakuum, kvant mexanikasi, noaniqlik munosabatlari, statika, energiya, massa, harakat miqdori.

**1- savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga atom fizikasi fani va asosiy tushunchalari haqida ma'lumot berish.

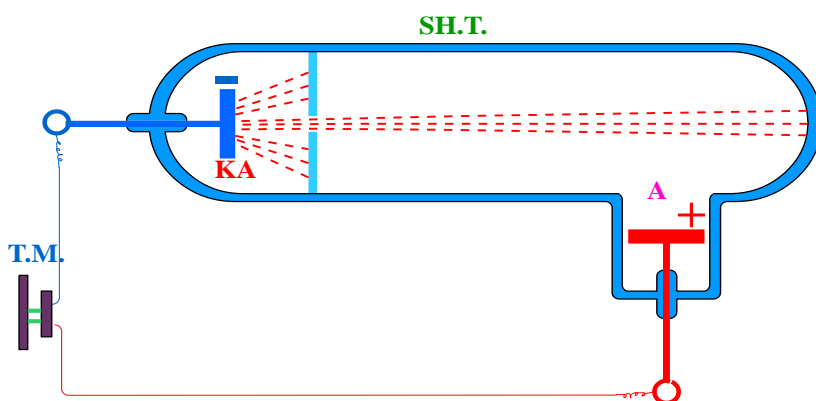
##### ***Identiv o'quv maqsadlari:***

1. Atom fizikasi fanining predmeti haqida malumot bera oladi.
2. Atom fizikasi fanining boshqa fanlar bilan bog'liqligini izohlay oladi.
3. Atom fizikasi fanidagi asosiy tushunchalar: modda, jism va energiya haqida ma'lumot bera oladi.

**1- savol bayoni:** Tabiatda bo'ladigan kvant hodisalari bilan tanishib chiqaylik. «Atom fizikasi» fizikaning boshqa bo'limlaridan ajrab qolgan emas, ular bilan chambarchas bog'liq. «Atom» so'zi grekcha bo'lib, bo'linmas degan ma'noni beradi. Qadimgi grek olimlari atomlar bo'linmas zarrachalardir, tabiatdagi hamma jismlarni tashkil etuvchi o'ziga xos «g'ishtchalar» dir deb hisoblar edilar. Atom bo'linmaydi, degan tushuncha fizikada qariyb 19-asr oxirlarigacha hukm surib keldi. Biz hozirgacha tabiat qonunlari bilan klassik fizikada tanishish jarayonida jismlarning mikrotuzilishi uncha katta ahamiyatga ega emas deb qaradik. Shunday qilib, endi biz mikrofizika hodisalari bilan shug'ullanamiz. Bundan tashqari klassik fizika qonunlari taqribiy xarakterga ega ekanligini bilamiz. Maxsus nisbiylik nazariyasida yorug'lik nurining tarqalish tezligi  $3 \cdot 10^8$  m/s deb qaraladi. Yorug'lik tarqalish tezligi c bizga fizik hodisaning relyativistik

va relyativistik bo'lmagan holatlarini chegaraviy mezon sifatida ishlatiladi. Demak, endi «klassik fizika va kvant fizikasi orasida shunday chegaraviy mezon bormi?» degan savol qo'yiladi. Bunday doimiylik bor. U Plank doimiysi deb ataladi. Uning qiymati quyidagiga teng  $h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}=0,59 \cdot 10^{-15} \text{eV}$ . Plank doimiysining fizik qiymati  $t(\text{vaqt}) \cdot E(\text{energiya})=L(\text{uzunlik}) \cdot P(\text{impuls})=M$  (harakat miqdori momenti)ga teng. Bizning chegaraviy mezon quyidagi xossaga ega, agar fizik sistemadagi dinamik o'zgaruvchining son qiymati  $h$  Plank doimiysining kattaligiga yaqin bo'lsa, unda bu sistemaning holatini kvant fizikasi chegarasida kuzatiladi. Agarda o'zgaruvchi  $h$  dan juda katta bo'lsa, unda sistema klassik fizika qonunlari bilan o'rganiladi. Modda tuzilishi haqidagi ma'lumot atomistik ta'limotining negizi hisoblanadi. Bundan tashqari modda materiyaning elektr, yorug'lik va boshqa turlarida ham atomistik tabiatga ega. Shu bilan birga, materiya harakati ham atomistik qonunlar bilan aniqlanadi. Materiya tuzilishi va harakati haqidagi atomistik ta'limot hozirgi zamon fizikasida hukmron ta'limotdir. Materiyaning uzluksizligi va uzulukmasligi, to'lqinlar va zarralar dualizmi, zarralarning bir shakldan boshqa shaklga o'zaro aylanuvchi muammolarni aytib o'tish mumkin. Shuningdek, atom fizikasida umumiy bog'lanish va o'zor ta'sirning namoyon bo'lishi eng muhim muommolardan hisoblanadi. Konkret holda bu zarralarning o'zaro ta'siri muommosida, zarralar va maydonlar munosabatida, fazoning moddiyligida, elektron-pozitronli vakuum muommosida o'z ifodasini topadi. Kvant mexanikasidagi noaniqlik munosabatlari, umuman statik qonuniyatlar tufayli atom fizikasi uchun sababiyat muommosi fundamental ahamiyatga ega. Energiya, massa, harakat miqdorining saqlanish qonunlari va boshqalar bilan aloqador bo'lgan falsafiy muommolar ham katta ahamiyatga ega. Tabiatdagi qaytuvchilik va qaytmovchilik bilan aloqador bo'lgan falsafiy masalalar murakkabdir. Odamning faol faoliyati va uning tabiatini o'zgartiruvchi ta'siri bilan aloqador bo'lgan falsafiy muommolar ham dunyoni bilishini rivojlantirishda birinchi darajali ahamiyatga ega. Atom fizikasi o'z ichiga oluvchi bilim sohasi nihoyatda keng va turli-tuman ekanligi ayon bo'ldi. Hozirgi vaqtda mikroduyo muammolari kosmik ob'ektlarda va h.k.larda sodir bo'luvchi jarayonlarni bilish chuqur bog'lanishda ekanligi ma'lum bo'ldi. Kosmosni o'rganish ham hozirgi zamon atom fizikasining yutuqlariga asoslanadi. Atom fizikasi bo'limida atomlarning elektron qobiqlari tuzilishi o'rganiladi va atomning kimyoviy, elektr, optikaviy xossalari tushuntiriladi. Atomistika uyg'onish davrida sezilarli muvaffaqiyatlarga erishdi, bunga shu davrdagi jamiyat rivojining iqtisodiyot, texnika, fan va boshqa sohalardagi keng taraqqiyoti sabab bo'ldi, bu davrda materiyaning uzlukli va uzluksizligi haqidagi masalaga qarashlar turlicha bo'lganligi ajablanarli emas. O'sha davrning yirik olimlari G.Galiley va R. Dekart atomistika tarafdori bo'lmagan. Dekartning materiya haqidagi ta'limotida ko'proq materiyaning uzluksizligi haqida gapirilgan bo'lsa-da, u o'z nazariyalarida materiya zarralardan tashqil topgan deb tasavvur qilgan. Bu atom tasavvurga ma'lum darajada yaqinlashish edi. Dekart bo'sh fazoning mavjudligini inkor qilgan. P.Gassendi Demokritga o'xshab, bo'linmas atomlar va ular orasida bo'sh fazo mavjudligi haqidagi tasavvurlarni ilgari surdi. Materiya tuzilishi haqidagi ikki xil dunyo qarash orasida bo'lgan kurashda I.N'yutonning mexanika va butun olam tortishishi sohasida qilgan buyuk kashfiyotlari katta ahamiyatga ega bo'ldi. N'yutonning izdoshlaridan biri, chex olimi I.Boskovich uzoqdan ta'sir etuvchi kuchlar haqidagi tasavvurga asoslanib, materiya haqidagi atomistik tasavvurlarni ishlab chiqdi. U jismni tashkil qilgan zarralar uzoq masofada bir-birini

tortadi, yaqin masofada esa bir-birini itaradi, deb hisobladi. Atom haqidagi ta'limotning rivojlanishda R. Boyl, R. Guk, X. Gyuygensning xizmatlari katta. Materiyaning atomistik tuzilishi va harakati haqidagi buyuk ishlar rus olimi M.V. Lomonosovga tegishlidir. U kimyoviy elementlar haqidagi tasavvurlarni ishlab chiqdi va sodda hamda murakkab jismlarni tashkil qilgan zarralar orasidagi farqni aniqladi. U birinchi bo'lib molekula haqidagi tasavvurlarni ishlab chiqdi. Molekula atomlardan tuzilgan murakkab zarra. Atomistik ta'limot ingliz ximigi D.Daltonning mehnatlari zvaziga katta muvaffaqiyatlarga erishdi. U atomistik gipotezaga asoslanib kimyoviy birikmalardagi karrali nisbatlar qonunini asoslab berdi. Avagadro va Gey–Lyussak ishlariga asoslangan holda tashqi sharoitlar birday bo'lganda bir xil hajmdagi hamma gazlardagi molekulalar soni birday bo'lish qonunini ta'riflab berdi. Broun mikroskopik zarralarning uzluksiz xaotik harakatini ochdi. Broun harakati deb atalgan bu hodisani faqat moddaning molekulyar-kinetik tasavvurlari asosida tushuntirish mumkin edi. Atom ta'limoti D.I. Mendeleev ochgan yirik kashfiyot bilan boyidi. U elementlarning davriy sistemasini tuzdi va shunga asoslanib, shu vaqtgacha hali noma'lum bo'lgan qator kimyoviy elementlarning mavjudligini oldindan aytib berdi. Hozirgi zamon atom fizikasining rivojlanishi haqida aytilganlardan ko'rinib turibdiki, insoniyat materiyaning eng sirli xossalarini - elementar zarralar tuzilishini bilishga muvaffaq bo'ldi. Atom fizikasi sohasidagi yutuqlar: atom energetikasi, elementar zarralar fizikasi, o'ta yuqori energiyagacha tezlatish - bularning hammasi insoniyat oldida texnikaviy jarayonga keng yo'l ochib berdi. Elementlarning atom tuzilishi haqidagi hozirgi zamon nazariya so'nggi 200 yillar davomida fizika, kimyo va matematika fanlari asosida katta ilmiy izlanishlar natijasida yuzaga keldi. Atom so'zi bizning eramizgacha ma'lum bo'lib, u jismlarni tashkil etuvchi eng kichik zarra shaklida tasavvur qilingan. Atom har qanday moddalarning bo'linish chegarasidir. Mavjud moddalar 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.



1 rasm. Katod nurlarini hosil qiluvchi trubka

T.M.-O'zgarmas tok manbai. KA-Katod T.E.- Tirqishli ekran Sh.T.-Shisha trubka A-Anod –Elektronlar N-Nurlar.

Ular kimyoviy reaksiyaga kirishganda o'zgarmas karrali sonlar nisbatida aralashib, o'z xususiyatlarini saqlab qolaT\_Mdi degan g'oyaga kelishildi. Masalan, 4 g vodorod gazi 32 g kislorod gazi bilan reaksiyasiga kirib, 36 g suv bug'ini hosil qiladi  $2H_2 + O_2 = H_2O$ . Ularning (vodorod; kislorod; suv) bug'ining massalar nisbati 4:32:36

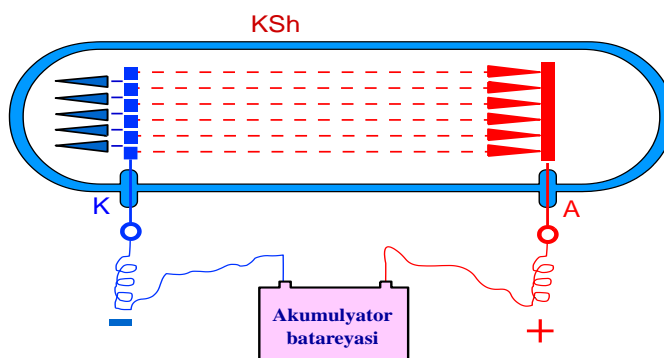


har qanday sharoitda ham o'zgarmaydi. Bu nisbat molyar og'irliklar nisbatidir. Reaksiya quyidagicha yozilishi bizga ma'lum. Atom va molyar massalarning ahamiyati katta. Natijada bir molga mos keluvchi zarralar soni, ya'ni Avogadro soni aniqlanadi. 1827 yili ingliz olimi Robert Broun molekulalarning betartib harakatini kuzatadi. Zarralarning tartibsiz harakatini Broun harakati deyiladi. 1865 yilda Loshmidt normal sharoitdagi  $1\text{m}^3$  hajmga mos keluvchi molekulalar sonini (Loshmidt soni) aniqlashga muvassar bo'ladi. Hozirgi vaqtda Loshmidt son qiymatini katta aniqlikda topishgan, u  $N = 2,6868 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3} L$  ga teng. Loshmidt sonini bilgan holda bitta molekula yoki atom massasini aniqlash mumkin. XVIII va XIX asrlar davomida elektr va magnetizmga oid ancha ilmiy 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 ( $F = 96521 \text{ Kl}$ ) ga teng elektr miqdori bo'lishi aniqlanadi. Buni Loshmidt soniga bo'lsak bitta zarraning zaryadiga tegishli son topiladi. Natijada  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$  ga teng. Bu eng kichik zarraning zaryad kattaligi. 1869 yil rus olimi D.I. Mendeleyev kimyoviy elementlarning xususiyatlari, ularning atom og'irliklariga davriy ravishda bog'liqligini aniqlab, kimyoviy elementlarning davriy sistemasini tuzdi.

1879 yilda Kruks kavsharlangan vakuumli shisha trubkada katod nurlarini kuzatdi (1 -rasm).

Katod va anodga tok manbai ulanganda, katoddan elektronlar chiqadi. Tirqishli ekran yordamida shisha trubka markazida ingichka elektronlar dastasini hosil qiladi. Ular shisha bilan to'qnashib yorug'lik nurini tarqatadi.

1881 yilda Gelmgols, agarda jismlar atomlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda o'tkazgichda elektr tokining o'tishiga elementar zarralar sababchi bo'ladi degan fikrni bildirdi. 1906 yili ingliz olimi Tomson, qator tajribalar asosida katod nurlari-elektronlar ekanligini isbotladi. 1908-1913 yillar davomida Milliken nafis o'lchashlar asosida (3-rasm) elektron zaryadining kattaligi  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$  ga tengligini aniqladi. Elektron zaryadining tajribada topilgan kattaligi nazariy hisoblab topilgan son bilan mos keldi.

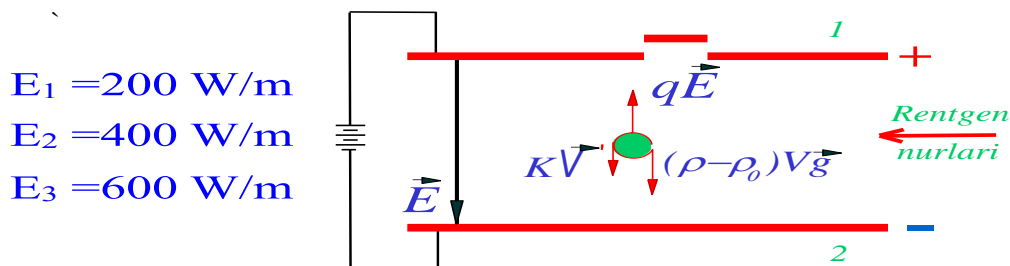


2 – rasm.

k -Katod    A-Anod    KSh-Kavsharlangan shisha balon

Atom va molyar massalarning ahamiyati katta. Natijada bir molga mos keluvchi zarralar soni aniqlanadi. 1865 yilda Loshmidt normal sharoitdagi  $1\text{m}^3$  hajmga mos keluvchi molekulalar sonini aniqlashga muvassar bo'ladi. Hozirgi vaqtda Loshmidt son qiymatini katta aniqlikda topilgan, u  $N_L = 2,6868 \cdot 10^{25} (\text{m}^{-3})$ . Loshmidt 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.



3-rasm. Elektron zaryadini aniqlashda Amerika fizigi Milliken tajribasining sxemasi.

### 1.2-kondensator qoplamlari orasidagi maydon kuchlanganliklari- $E_1, E_2, E_3$ .

Natijada bitta vodorod molekulasi ( $H_2$ ) massasi  $m_{o_{H_2}} = 3,34 \cdot 10^{-24} g$  va atomning (H) massasi  $m_{o_H} = 1,67 \cdot 10^{-24} g$  teng. 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 molekular sonini aniqlashga muvassar bo'ladi. Hozirgi vaqtda Loshmid son qiymatini katta aniqlikda topilgan, u  $N_L = 2,6868 \cdot 10^{25} (m^{-3})$ . 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 ( $H_2$ ) massasi  $m_{o_{H_2}} = 3,34 \cdot 10^{-24} g$  va atomning (H) massasi  $m_{o_H} = 1,67 \cdot 10^{-24} g$  teng. Zarralarning tartibsiz harakatiga Brown harakati deyiladi. 1827 yili ingliz olimi Robert Brown 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 moddalarida Faradey (1833) soniga ( $F = eN_o = 96521 Kl$ ) ga teng elektr miqdori bo'lishi aniqlanadi. Buni Loshmid soniga bo'lsak bitta zarraning zaryadiga tegishli son topiladi. Loshmid soni  $L = N_L \cdot V$ .

Natijada  $\frac{F}{L} = 1,6 \cdot 10^{-19} Kl$  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  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} Kl$  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 asrgacha atomlar bo'linmas zarrachalar deb kelinar edi. Lekin XIX asr boshida jismlar molekulalardan, molekula-atomlardan, atom-elementar zarralardan tashkil etilishi aniqlandi. Molekulalar va atomlar tartibsiz, betinim harakatda bo'ladi. Atom va elektron 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. 1886 yili Goldshteyn, Kruks tajribasidan farqli, katod nurlarini tekshirish jarayonida kanal nurlarini, ya'ni katod teshiklaridan o'tuvchi nurlar dastasini kuzatdi (2-rasm). Kanal nurlari musbat zaryadlangan zarralardan tashkil etishi aniqlandi. Ularni shisha kolbadagi ionlangan gazlar hosil qiladi. Moddalarning eng kichik atomlar deb nomlangan bo'linmas zarralardan tuzilgan degan ta'limot qadimgi faylasuflar asarlaridan ma'lum. Fanning XIX asr oxiri va XX asr boshidagi taraqqiyoti bu ta'limotning to'g'riligini ko'rsatadi. Lekin faylasuflar aytganday atom dunyoning elementar bo'linmas asosi emas, balki murakkab kvant mexanik ob'yektligi namoyon bo'ldi. Atomlarning turli xossalari, xususiyatlari namoyon bo'lib, fan - texnikaning turli sohalarida qo'llanila boshlandi. Hozirgi zamon fanida atom fizikasining o'rnini yanada yaqqol tasavvur qilish uchun bu soha amal qiladigan o'lchamlarga murojaat qilamiz. Agar tezliklar nuqtai-nazaridan qarasak: 1.  $u \ll c$  tezliklardagi jarayonlarni relyativistik fizika o'rganadi. 2.  $u \leq c$  tezliklardagi jarayonlarni esa norelyativistik fizika o'rganadi.

Atom fizikasidagi jarayonlar tezlik nuqtai-nazaridan ko'proq ikkinchi bandga, ya'ni norelyativistik fizikaga taalluqli.

Fizik jarayonlarni masshtab bo'yicha qarasak esa quyidagicha bo'ladi:

1.  $R \geq 100$  mln yorug'lik yili masofadagi jarayonlar megadunyo jarayonlaridir. Bu jarayonlarni astronomiya va unuig astrofizika, kosmologiya kabi bo'limlari o'rganadi.

2. Yer sitida oddiy jismlar bilan bo'ladigan jarayonlar makrodunyo jarayonlari bo'lib bu jarayonlar Nyuton mexanikasi doirasida o'rganiladi.

3.  $R \leq 10^{-8}$  m mashtablarda sodir bo'ladigan jarayonlar mikrodunyo jarayonlari deyiladi.

Shu jumladan  $10^{-10} \text{ m} \leq R \leq 10^{-8} \text{ m}$  masofalardagi jarayonlarni molekulyar va atom fizikasi o'rganadi;  $10^{-15} \text{ m}$  mashtabdagi jarayonlarni yadro va elementar va zarralar fizikasi bo'limi o'rganadi;  $10^{-18} \text{ m} \leq R \leq 10^{-15} \text{ m}$  masofadagi jarayonlarni esa yuqori energiyalar fizikasi o'rganadi. Shunday qilib, atom fizikasi  $10^{-10} \text{ m} \leq R \leq 10^{-8} \text{ m}$  mashtabdagi relyativistik atom tuzilishi va ular bilan bo'ladigan jarayonlarni o'rganadi. Dastlab atom statik sistema deb qaralgan. Tomson tomonidan ilgari surilgan g'oyaga asosan atom musbat elektr zaryadga ega sferadan iborat va bu sfera radiusi atom radiusi  $10^{-10} \text{ m}$  ga teng va bu sfera ichida elektronlar erkin suzib yuradi. Atomning yorug'lik chiqarishi esa ushbu sfera ichida harakatlanayotgan elektronlar tebranishi orqali

tushuntirilgan. Alfa zarralar sochilishiga doir tajriba bu modelni rad etdi va planetar modelga kelindi. Bu modelga asosan atom deyarli butun massasini o'zida jamlagan yadroga ega va elektronlar shu yadro atrofida aylanadi. Yadro  $10^{-14}m - 10^{-15}m$  o'lchamga ega. Atom tuzilishini tadqiq qilinishining yaxshi usuli uni  $\alpha$  - zarralar bilan «zondlash»dir, ya'ni atomlarni  $\alpha$  -zarralar bilan bombardimon qilishdir. Endi atom fizikasida ishlatidigan ayrim fizik kattaliklarni keltiramiz: Mikrodunyo hodisalarini tekshirishlar ko'rsatadiki, atomlar va boshqa elementar zarralar bo'ysinadigan qonunlar makrodunyo qonunlaridan farq qiladi. Bu esa ma'lum darajada tezlik, energiya, uzunlik va boshqa fizik kattaliklar o'lchamliklarining boshqa masshtabga o'tishi bilan bog'liqdir. Lekin buni makrodunyo va mikrodunyo qat'iy chegara bilan ajratilgan, mikrodunyoda boshqa qonunlar, makrodunyoda yana boshqa qonunlar ta'sir qiladi deb tushunmaslik kerak. Mikrodunyoda ta'sir qiladigan barcha qonunlar makrodunyoda ham ta'sir qiladi, lekin tekshiriladigan namunalarda masshtabi boshqa bo'lgani uchun bu qonunlarning shakli, foydalanishlari o'zgaradi va mikrodunyo qonunlariga o'tadi. Mikrodunyoda fizik kattaliklarning o'lchamliklari masshtabini qarab chiqaylik.

**Uzunlik.** Atom o'lchami  $10^{-8}m$  ( $1A^{\circ}=10^{-8}m=10^{-10}m$ ) yoki  $10^{-10}m$  tartibidadir. Bu kattalik atomning tashqi elektron orbitasi radiusini ifodalaydi. Yuz million atomni bir qatorga joylashtirsa  $1m=10^{-2}m$  uzunlikni egallaydi. Yadroning o'lchami ( $10^{-12} \div 10^{-13}$ )m yoki ( $10^{-14} \div 10^{-15}$ )m tartibidadir.  $10^{-13}m=10^{-15}m$  uzunlik bir Fermi deb qabul qilingan. Ya'ni, 1 fermi=  $10^{-15}m$  yoki 1fermi=  $10^{-13}m$ . Hozirgi kungacha o'tkazilgan tajribalarda 0,1 Fermi yoki  $10^{-14}m=10^{-16}m$  gacha bo'lgan uzunlikni o'lchashga muvaffaq bo'lingan. Demak, mikrodunyoda uzunlik Fermi birliklarida o'lchanadi.

**Energiya.** Atom va yadro tadqiqotlarida energiyaning o'lchov birligi sifatida elektronvolt (eV), kiloelektronvolt (keV), megaelektronvolt (MeV) va gigaelektronvolt (GeV) birlikla ishlatiladi. Bir elektronvolt elektron elektr maydonida potentsiallari farqi bir volt bo'lgan ikki nuhta orasida harakatlanganida olgan energiyasidir. Bir elektronvolt energiya va ish birliklari orasidagi bog'lanishlarni ko'raylik. Elektr maydonda zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishi quyidagicha aniqlanadi:  $A=qU$ , (1) q-elektron zaryadi. O'lchov birligi SI-tizimida Kulon. Zaryad kattaligi  $q=1,6 \cdot 10^{-19}Kl$ .  $1Kl=3 \cdot 10^9$  SGSE zaryad birligi. U vaqtda:  $q=1,6 \cdot 10^{-19}Kl \cdot 3 \cdot 10^9=4,8 \cdot 10^{-10}$  SGSE zaryad birligi. U-potentsiallar farqi, o'lchov birligi SI-tizimida volt.  $1V = 3 \cdot 10^2$  1-SGSE=300 1 SGSE potensial birligi. (1)-formula asosida SGSE birliklar tizimida:  $1eV=4,8 \cdot 10^{-10}CGSE \cdot 300$  1 SGSE =  $1,6 \cdot 10^{-12}$  erg.

Demak, mikrodunyoda energiya birliklari quyidagicha[2]:

$1eV = 1,6 \cdot 10^{-12}$  erg =  $1,6 \cdot 10^{-19}Joul$ ;  $1keV = 10^3$  eV =  $10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}erg = 1,6 \cdot 10^{-9}erg=1,6 \cdot 10^{-16}Joul$ ;  $1MeV = 10^6eV = 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}erg = 1,6 \cdot 10^{-6}erg = 1,6 \cdot 10^{-13}Joul$ ;  $1GeV = 10^9$  eV =  $10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}erg = 1,6 \cdot 10^{-3}erg = 1,6 \cdot 10^{-10}Joul$ .

Bu birliklar asosida massa atom birligining energiya ekvivalentini aniqlash mumkin[3]:  $1m.a.b = 931,5$  MeV;  $e$ elektron massa = 0,511 MeV.

**Tezlik.** Har qanday harakatlar tezligining mutlaq chegarasi yorug'likning vakuumdagi tezligi hisoblanadi, ya'ni:  $c=3 \cdot 10^{10}m/s=3 \cdot 10^8m/s$ . Yorug'lik tezligi bilan elektromagnit to'lqinlar va massaga ega bo'lmagan neytrino harakatlanadi. Massaga ega bo'lgan boshqa elementar zarralar yorug'lik tezligiga yaqin tezlikka ega bo'lishi mumkin, lekin yorug'lik tezligidan kichik. Masalan protonning kinetik energiyasi  $10^9eV$

bo'lganda, uning tezligi yorug'lik tezligining 85% iga teng bo'ladi. Mikroduyoda zarralar tezligi yorug'lik tezligi bilan taqqoslanishi va unga yaqin bo'lishi mumkin, bunday hol makroduyoda hech qachon bo'lmaydi. Yorug'lik tezligi mikroduyoda tezliklar masshtabini belgilaydigan kattalik sifatida qabul qilinadi. Demak, mikroduyoda tezlik yorug'lik tezligi ulushlari bilan o'lchanadi.

Uzunlik Fermilarda, tezlik yorug'lik tezligi ulushlarida o'lchanadigan mikroduyoda hodisalar yuz beradigan vaqt masshtabi ham biz odatlangan vaqtdan farq qilish kerak. Agar 10 Fermi uzunlikni yorug'lik tezligiga bo'lsak, ya'ni, zarra yorug'lik tezligi bilan harakatlanib yadroni diametri bo'yicha kesib o'tishi uchun ketgan vaqti hisoblansa, quyidagi kattalik hosil bo'ladi:  $10^{-23}$  sekund ba'zan yadro vaqti deb ham yuritiladi, bu bilan elementar zarralar mikroduyosida vaqt masshtabi aniqlanadi.

**Massa** zarralarning inertligini va gravitasion xossalarini ifodalaydi. Massa orqali zarraning zaxira energiyasi aniqlanadi. Nisbiylik nazariyasiga asosan  $\vartheta$  tezlik bilan harakatlanayotgan jismning

to'liq energiyasi[1]:

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (2)$$

$\vartheta \ll c$  bo'lganda  $\vartheta/c$  daraja bo'yicha yoyib to'liq energiya uchun quyidagi ifoda hosil qilinadi. Elementar zarralarning massa birligi sifatida elektronning tinchlikdagi massasi  $m_e = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ , qabul qilingan. Agar bu massa energetik birliklarda ifodalansa, elektron massasining energiyaga ekvivalentligi hosil bo'ladi: elektron massa  $= m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ . Atom va yadro fizikasida atom va yadro massalari massaning atom birliklarida o'lchanadi. 1962 yilgacha massaning bir atom birligi qilib, kislorod ( $^{16}\text{O}$ ) neytral atomi massasining 1/16 qismi qabul qilingan edi. 1962 yildan boshlab atom massasining yangi uglerod ( $^{12}\text{C}$ ) shkalasi qabul qilindi. Bunda massaning bir atom birligi qilib uglerod ( $^{12}\text{C}$ ) atomi massasining 1/12 qismi qabul qilindi. Massaning atom birligi qisqacha m.a.b ko'rinishida yoziladi. Bu birlik atom massasining xalqaro birligidir. 1 m.a.b =  $1/12 \text{ }^{12}\text{C}$  massasi. Uglerod shkalasida vodorod atomining massasi 1,0078252, neytron massasi 1,0086654, elektron massasi 0,0005486 massa birligiga teng. Massaning atom birligini grammlarda ifodalash mumkin: 1 m.a.b =  $1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ . Massaning bir atom birligining energiyaviy ekvivalenti ( $m = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g}$  va  $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}$ ),  $E = mc^2 = 1,492 \cdot 10^{-3} \text{ erg}$ .

**Harakat miqdori momenti.** Harakat miqdor momentining kvant birligi qilib h qabul qilingan.  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ .

$$\text{Demak, } \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}.$$

Atomdagi elektron bir h yoki bir necha h - ( $n \cdot h$ ) harakat miqdor momentiga ega bo'lishi mumkin. Harakat miqdor momenti bir qiymatdan ikkinchi qiymatga o'tgandagi o'zgarishi juda kichik bo'ladi, bunday kichik o'zgarishni makroduyo hodisalarida sezib ham kuzatib ham bo'lmaydi. Zarralarning harakat miqdor momentini oshirish uchun ularning tezligini oshirish kerak. Orbitadagi elektornning harakat miqdor momentini h ga oshirish uchun uning tezligini ikki marta oshirish kerak bo'ladi. Demak: Yorug'lik vakumidagi tezligi  $c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ sm/sek}$ . Elementar zaryad  $e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ SGSE} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ . Elektron massasi  $m_e = 9,108 \cdot 10^{-28} \text{ g}$ . Proton massasi

$m_p = 1,6724 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ . Neytron massasi  $m_N = 1,6748 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ .  $\alpha$  —zarracha massasi  $m_\alpha = 6,6444 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ . Proton massasining elektron massasiga nisbati  $m_p = 1836,16 m_e$ . Radioaktivlik va doza birliklari  $1 \text{ kyuri} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ juft sek.}$   $1 \text{ rentgen} = 0,114 \text{ erg}$  yutilgan energiyaga teng.  $1 \text{ rad} = 1 \text{ G}$  moddada yutilgan 100 erg energiyaga teng. 1 ber biologik to'qimada yutilgan 1 rad rentgen yoki  $\gamma$  nurlanishga teng. Tera (T)  $10^{12}$ ; Giga (G)  $10^9$ ; Mega (M)  $10^6$ ; Kilo (K)  $10^3$ ; Detsi (d)  $10^{-1}$ ; Santi (S)  $10^{-2}$ ; Milli (M)  $10^{-3}$ ; Mikro (Mk)  $10^{-6}$ ; Nano (N)  $10^{-9}$ ; Piko (p)  $10^{-12}$ .

### ***Nazorat savollari:***

1. Atom fizikasi fanining tarixi.
2. Atom fizikasida kattaliklar, o'lchov birliklari.
3. Fizik jarayonlar haqida ma'lumot bering.
4. Massa zarralarning inertligi va gravitatsion xossalari.
5. Atom ta'limoti qachon va kimlar tomonidan yaratilgan?
6. Atom fizikasi nimani o'rgatadi?
7. Qanday fizik hodisalar atomning murakkab ekanligini ko'rsatadi?
8. Atom fizikasida kattaliklar, o'lchov birliklari.
9. Fizik jarayonlar haqida ma'lumot bering.
10. Massa zarralarning inertligi va gravitatsion xossalari.

### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Uzunlik. Energiya. Tezlik. Vaqt. Massa. Xarakat miqdor momenti.
2. Atom fizika fani mashg'ulotlariga nazariy tayyorgarlik ko'rish.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **2-mavzu: Issiqlikning nurlanishi.**

### ***Asosiy savollar:***



## **1. Kovakda muvozanat nurlanish, Kirxgof qonuni, Stefan-Bol'sman qonuni va Vinning siljish qonuni, Reley-Jins qonuni, Plank gipotezasi, Plank fomulasi.**

**Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** Issiqlik nurlanishi, absolyut qora jism, Stefan-Bolsman qonuni, Vinning siljish qonuni, Reley-Jins formulasi, Plank formulasi.

**1-savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga issiqlik nurlanishining asosiy tushunchalari haqida ma'lumot berish.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Jismning nur sochish va nur yutish qobiliyatini biladi.
2. Kirxgof, Stefan-Boltsman, Vining qonunlarini aytib bera oladi.
3. Plank formulasini keltirib chiqara oladi.
4. Jismning issiqlik nurlanishi deb nimaga aytilishini biladi.
5. Absolyut qora jism to'g'risida tasavvurga ega.

**1- savol bayoni:** Biz atomlarning elektromagnit nurlanishini mumtoz atom fizika nuqtai nazardan qanday tushuntirishni aytib o'tdik. Ammo mumtoz atom fizika issiqlik nurlanish muammosiga qo'llanilganda jiddiy kamchiliklarga duch keldi. Mana shu muammolarni o'rganishda va ularni hal qilishda mumtoz mexanika hamda elektrodinamikaning kamchilik tomonlari sezilib qoldi. Bu yerda mumtoz fizika qonunlari to'g'ri kelmaydigan kvantlar gipotezasini kiritish kerak bo'ldi. Endi mutoz fizikada hal bo'lmaydigan qarama qarshilikga olib kelgan muammolar ustida to'xtalib o'taylik. Tajriba natijalarining ko'rsatishicha, yuqori haroratda qattiq jismlar qizdirilganda cho'g'lanib, ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik chiqaradi. Xuddi shuningdek ular past haroratda ham issiqlik to'lqinlari deb ataluvchi infraqizil nurlar ko'rinishida energiya chiqaradi. Demak, issiqlik nurlanishi ixtiyoriy haroratda vujudga kelar ekan. Nurlanayotgan jismni ideal qaytaruvchi sirtli, issiqlik o'tkazilmaydigan va havosi so'rib olingan qobiq bilan o'raylik. Bu 1-rasmda keltirilgan qobiqdan qaytgan nurlanish jismga tushib, unda qisman yoki to'liq yutiladi. Demak, qobiqni to'ldirgan nurlanish bilan jism orasida uzliksiz tarzda energiya almashinuvi yuzaga keladi. Agar jism bilan nurlanish orasida energiya taqsimoti har bir to'lqin uzunligi uchun domiy qolsa, jism-nurlanish tizimidagi holat muvozanatda bo'ladi. Boshqa hamma turdagi nurlanishlar muvozanatsiz nurlanish hisoblanadi. Issiqlik nurlanishining nurlanayotgan jismlar bilan muvozanatda bo'lishiga harorat ortganda jismning nurlanish intensivligining ortib borishiga sabab bo'ladi. Jism bilan nurlanish orasida muvozanat buzilgan, jism energiya yutmay balki energiya chiqaradi deb faraz qilaylik. U vaqtda jismning ichki energiyasi kamaya borib, haroratning pasayishiga olib boradi. Demak, jism chiqaradigan energiyaning kamayishiga olib kelar ekan. Jismning harorati jismdan nurlanayotgan energiya miqdori, unda yutilayotgan energiya miqdoriga tenglashguncha pasaya boradi. Agar muvozanat boshqa tomonga buzilsa, ya'ni nurlanayotgan energiya miqdori yutilayotgandan kam bo'lsa, jismning harorati muvozanat yuz berguncha ko'tariladi. Shunday qilib, jism-nurlanish tizimidagi muvozanatning buzilishi muvozanatni tiklovchi jarayonlarni vujudga keltiradi. Issiqlik nurlanishini o'rganuvchi barcha eksperimentlarda absolyut qora jism ana shunday modellashiriladi. Bo'shliq ichida temperatura oshirilsa tirqishdan chiqayotgan nurlanish energiyasi ham oshadi va uning spektral tarkibi o'zgara boshlaydi.

Xulosa qilib aytishimiz mumkinki, barcha turdagi nurlanishlar orasida faqatgina issiqlik nurlanishi muvozanatli bo'la oladi. Muvozanatda bo'lgan holat va jarayonlarga

termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin. Shunday qilib, issiqlik nurlanishi ham termodinamika jarayonlaridan kelib chiqadigan ba'zi umumiy qonunlarga bo'ysunar ekan. Endi biz shu qonuniyatlarni alohida-alohida ko'rib chiqamiz.

**Kirxgof qonuni.**[2] Issiqlik nurlanishini xarakterlash uchun vatt hisobida o'lchanadigan energiya oqimi kattaligidan foydalanaylik. Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan hamma yo'nalish bo'ylab chiqarayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi  $R_e$  deb ataladi. Nurlanish turli  $\nu$  -chastotali to'lqinlardan iborat. Jismning birlik sirtidan  $d\nu$  chastotalar oralig'idan chiqarayotgan energiya oqimini  $dR_\nu$  bilan belgilaylik.  $d\nu$  -oralig'ning kichik qiymatidan  $dR_\nu$  oqim  $d\nu$  -ga mutanosib bo'ladi;

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

$r_\nu$  - kattalik jismning chiqarish qobiliyati deb ataladi. Tajriba natijalaridan ma'lumki, chiqarish qobiliyati jismning haroratiga kuchli bog'liq. Demak,  $r_\nu$  -chastota va haroratning funksiyasidir. Energiyaviy yorituvchanlik ham mos ravishda haroratning funksiyasi hisoblanadi.

Chiqarish qobiliyatini bilgan holda energiyaviy yorituvchanlikni quyidagicha hisoblash mumkin:

$$R = \int dR_{\nu T} = \int_0^\infty \tau_{\nu T} d\nu, \quad (2)$$

energiyaviy yorituvchanlik va chiqarish qobiliyatini haroratga bog'lik ekanliklarini ko'rsatish uchun ularning indeksigi « $T$ » ni qo'shdik.

Nurlanishni  $\nu$  chastota o'rniga  $\lambda$  to'lqin uzunligi bilan ham xarakterlash mumkin.  $d\nu$  spektr qismiga  $d\lambda$  to'lqin uzunlik oralig'i mos keladi. Aynan bir sohani aniqlovchi  $d\nu$  va  $d\lambda$  lar  $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\nu}$  formuladan kelib chiquvchi oddiy munosabat bilan bog'langan.

Differensiallash natijasida quyidagi hosil bo'ladi:

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

(3) ifodadagi manfiy ishora muhim rol o'ynamay, u faqat  $\nu$  va  $\lambda$  kataliklardan birining ortishi ikkinchisining esa kamayishini bildiradi. Shu sababli bundan keyin manfiy ishorani hisobga olmaymiz. Energiyaviy yorituvchanlikning  $d\lambda$  oralikka to'g'ri keluvchi qismini (3) ifodaga o'xshatib quyidagi ko'rinishda berish mumkin:

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

Agar (1) va (4)-ifodalarga kiruvchi  $d\nu$  va  $d\lambda$  intervallar (3) munosabat bilan o'zaro bog'langan bo'lsa, ya'ni spektrning aynan bir qismiga tegishli bo'lsa, u holda  $dR_\nu$  va  $dR$  bir xil bo'lishi kerak.

$$r_\nu d\nu = r_\lambda d\lambda$$

Keyingi tenglikda  $d\lambda$  (3) ifodaga asosan almashtirsak quyidagiga ega bo'lamiz:

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

(5) yordamida  $r_\nu$  dan  $r_\lambda$  ga va aksincha o'tishi mumkin. Jism sirtining elementar yuziga  $d\nu$  chastota intervalida bo'lgan elektromagnit to'lqinlarning nuriy energiya oqimi  $dF_\nu$  tushayotgan bo'lsin. Bu oqimning  $dF_\nu$  qismini jism yutadi. Quyidagi



$$a_{\infty T} = \frac{dQ_v}{dQ_\lambda} \quad (6)$$

o'lcamsiz kattalikni jismning yutish qobiliyati deb ataladi. Yutish qobiliyati jismning temperaturasi bog'liq. Demak, chastota va temperaturaning funksiyasidir.

Ta'rifga ko'ra  $a_{\infty T}$  birdan katta bo'lishi mumkin emas. Tushayotgan hamma chastotali nurlanishni to'liq yuta oladigan jismlar uchun  $a_{\infty T} = 1$ . Bunday jism absolyut qora jism deb ataladi. Ixtiyoriy jismning chiqarish va yutish qobiliyati o'rtasida aniq bog'lanish mavjud. Bunga quyidagi tajribadan keyin ishonch hosil qilish mumkin. O'zgarmas T temperaturada tutib turiluvchi berk qobiq ichiga bir nechta jism kiritilgan bo'lsin (4 -rasm). Qobiq ichidagi havo so'rib olingan, demak jismlar o'zaro va qobiq bilan faqat elektromagnit to'lqinlarni chiqarish va yutish bilan energiya almashinishlari mumkin. Tajribadan ma'lum bo'lishicha, bunday sistema biror vaqt o'tishi bilan issiqlik muvozanati holatiga keladi, hamma jismlar qobiqning T temperaturasi teng bo'lgan temperaturani oladi. Bunday holatda  $a_{\infty T}$  chiqarish qobiliyati katta bo'lgan jism birlik sirtidan birlik vaqt ichida kichik  $a_{\infty T}$  ga ega bo'lgan jismga nisbatan ortiq energiya yo'qotadi. Jismlarning temperaturasi (va demak, energiyasi ham) o'zgarmaganligi sababli, ko'p energiya chiqaruvchi jism ko'p energiyani yutishi, ya'ni katta  $a_{\infty T}$  ga ega bo'lishi lozim. Shunday qilib, jismlarning  $a_{\infty T}$  chiqarish qobiliyati qancha katta bo'lsa, uning  $a_{\infty T}$  yutish qobiliyati ham shuncha katta bo'ladi.

Kirxgof quyidagi qonunni ta'riflagan: chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota (to'lqin uzunligi) hamda temperaturaning birday (universal) funksiyasi isoblanadi:

$$\left(\frac{r_{vT}}{a_{vT}}\right)_1 = \left(\frac{r_{vT}}{a_{vT}}\right)_2 = \left(\frac{r_{vT}}{a_{vT}}\right)_n = f(v, T) \quad (7)$$

$r_{vT}$  va  $a_{vT}$  larning o'zi bir jismdan ikkinchi jismga o'tganda juda katta o'zgaradi. Ularning nisbatlari esa hamma jismlar uchun birday bo'ladi. Bu, jism bir xil nurni qancha ko'p yutsa, o'sha nurni shuncha chiqaradi, degan ma'noni bildiradi.

Nazariy tadqiqot ishlarida muvozanatli issiqlik nurlanishining spektral tarkibini xarakterlash uchun chastota funksiyasi  $f(v, T)$  dan foydalanish ancha qulaylik tug'diradi. Tabiatda absolyut qora jism mavjud emas. Bunday jismning yaxshi modeli bo'lib kichik tirqishga ega bo'lgan ichi bo'sh jism hisoblanadi. Tirqishdan bo'shliqqa tushayotgan nur idish ichida ko'plab qaytishdan keyin idish devorlari tomonidan to'la yutiladi va tashqaridan bu tirqish tamoman qora bo'lib ko'rinadi. Agar bo'shliq biror T temperaturagacha qizdirilgan va uning ichida issiqlik muvozanati yuzaga kelgan bo'lsa, tirqishdan

chiqayotgan bo'shliqning xususiy nurlanishi absolyut qora jism nurlanishi hisoblanadi.

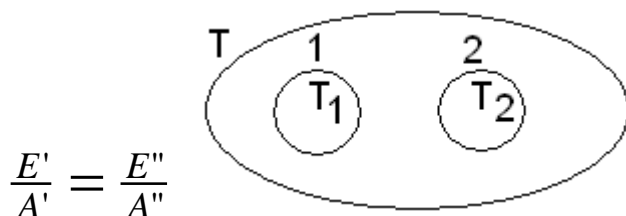
Jismlarning temperaturalarini oshirish natijasida bo'ladigan nur sochish issiqlik nurlanishi deyiladi va bu tabiatda keng tarqalgandir. Jismlarni turli xil usullar bilan yorug'lik nurini chiqarishga majbur etish mumkin. Tabiatda bo'ladigan elektr, magnit hodisalarning eng keng tarqalgan turi issiqlik nurlanishidir. Jismlarning temperaturasini oshirsak, jismdagi elektr zaryadlarining (elektron, proton, ionlar) tebranma harakati ortadi, avvalo qizaradi, temperaturasi pasaytirib borgan sari aksincha, teskari bo'ladi. Temperatura pasaya borgan sari jismni yutgan to'lqin uzunligi orta boradi.

Jismlarni nur chiqarish temperaturasi absolyut noldan farq qiladigan istalgan temperaturadagi barcha jismlarga xosdir. Har qanday jism nurlanishi bilan birga boshqa

atrofdagi jismlar chiqarayotgan nur energiyasini bir qismini yutadi va yutilgan nur hisobiga jismlar isiydi.

Jismlar nur chiqarish yo'li bilan energiyasini yo'qotib, nur yutish natijasida energiya olib issiqlik muvozanati vujudga keladi. Jismlarni nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini miqdoriy baholash uchun quyidagi xarakteristikalar kiritiladi. Jismni to'la nur chiqarish qobiliyatini  $-E$ . Bu jism sirtini birlik yuzidan 1 sekunda chiqariladigan energiya kattaligidir. Jismni to'la nur yutish qobiliyatini  $-A$ . Bu jismning yutgan nuriy energiyasining shu jismga to'shayotgan hamma nurlar energiyasiga nisbatidan iboratdir. U o'lchovsiz kattalikdir. Tajriba ko'rsatadiki, jismlarning chiqargan (yutgan) nur energiyasini miqdori turli xil to'lqin uzunliklari uchun turlicha bo'ladi. Shuning uchun spektral nur chiqarish va spektral nur yutish qobiliyati degan tushuncha kiritiladi. Jismlarni spektral nur chiqarish qobiliyati  $-E_\lambda$  to'lqin uzunligini tor intervali  $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ , dan  $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$  gacha bo'lgan oraliqqa aytiladi. Jismlarning nur yutish qobiliyati  $-A_\lambda$ . Barcha real jismlarni nur yutish qobiliyati 1 dan kichik bo'ladi. Masalan: spektrning ko'rinadigan qismida masalan: alyuminiy 0,1; mis 0,5; suv 0,67 nur yutish qobiliyatiga ega bo'ladi. O'ziga tushuvchi hamma nur energiyasini har qanday temperaturada butunlay yutadigan jismni absolyut qora jism deyiladi  $A_\lambda=1$ . Qora kuya absolyut qora jismga misol bo'la oladi va uning qiymati  $A_\lambda=0,95$ . Absolyut qora jismga ichki sirti qoraytirilgan va devorida kichik teshigi bor, berk dumaloq jismni misol qilib olish mumkin. Teshik kovak orqali tushgan ingichka nur dastasi kovak ichki sirtidan ko'p marta qaytib amalda tashqariga qaytib chiqmaydi. Nurlarning har bir qaytishda devorlarda yutiladi. Agar kovak katta temperaturada qizdirilsa, u vaqtda teshik ravshanlashib nurlanayotgan bo'lib ko'rinadi. Jismlarni nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini o'zaro bog'lanishini aniqlaylik. Buning uchun temperaturasi turlicha bo'lgan faqat nur chiqarish va nur yutish yo'li bilan energiya almasha oladigan ikkita jismdan iborat izolyatsiyalangan sistemani qarab chiqaylik (1-rasm). Bu sistemada bir oz vaqt o'tgandan keyin muvozanat yuz beradi. Jismlarni nurlanish muvozanati nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini mos ravishda  $E'$ ,  $E''$  va  $A'$ ,  $A''$  orqali belgilasak, birinchi jism yuza birligidan 1 sekunda ikkinchi jismga qaraganda  $n$  marta ko'p energiya nurlanadi  $E' = nE''$ .

Bu vaqtda birinchi jism 2-chi jismga nisbatan  $n$  marta ko'p energiya yutishi kerak.  $A' = nA''$ . Keyingi ikki tenglamani nisbatidan foydalansak,



4-rasm. O'zgarmas temperaturani tutib turiluvchi berk qobiq ichiga ikki jism jism kiritilgan.

Agar izolyatsiyalangan sistema nur chiqarish qobiliatlari  $E'$ ,  $E''$ ,  $E'''$ , ... va nur yutish qobiliyati  $A'$ ,  $A''$ ,  $A'''$ , ... bo'lgan jismlardan iborat bo'lsa, bu jismlardan birtasi absolyut qora jism bo'lsa, u vaqtda

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} = \frac{E'''}{A'''} = \dots \mathcal{E} \quad (8)$$

$\varepsilon$  - absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati, (1) formula Kirxgof qonunini ifodalaydi va u quyidagicha ta'riflanadi. Berilgan temperaturada barcha jismlar uchun nur chiqarish qobiliyatini nur yutish qobiliyatiga nisbatan o'zgarmas kattalik bo'lib, xuddi shu temperaturada absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga tengdir. Bu qonun jismlarning spektral nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari uchun ham to'g'ri

bo'ladi.

$$\frac{E'_\lambda}{A'_\lambda} = \frac{E''_\lambda}{A''_\lambda} = \frac{E'''_\lambda}{A'''_\lambda} = \dots = \varepsilon_\lambda. \quad (9)$$

Kirxgof qonunidan quyidagi uchta muhim natija kelib chiqadi: Har qanday jismning berilgan biror temperaturada nur chiqarish qobiliyati o'sha temperaturada uning nur yutish qobiliyatining absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga

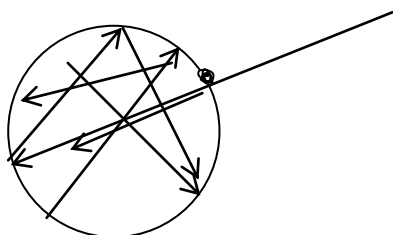
ko'paymasiga tengdir.

$$\left. \begin{aligned} E &= A\varepsilon \\ E_\lambda &= A_\lambda \varepsilon_\lambda \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

Har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati huddi shu temperaturada absolyut qora jismning nur yutish qobiliyatidan kichik

$$E = A \cdot \varepsilon. \quad A < 1 \text{ bo'lsa } E < \varepsilon.$$

Agar jism biror to'liqinni uzunligini yutmasa, u holda bu jism o'sha to'liqin uzunligida nur chiqarmaydi  $E_\lambda = A_\lambda \varepsilon_\lambda$ ,  $A_\lambda = 0$   $E_\lambda = 0$ . Agar jismning nur yutish qobiliyati  $A$  va absolyut qora jismni nur chiqarish qobiliyati  $\varepsilon$  ma'lum bo'lsa, (10) formuladan uning nur chiqarish qobiliyatini aniqlashga imkon beradi.



5 -rasm. Absolyut qora jism modeli.

Tabiatda absolyut qora jismlar mavjud emas. Qurum yoki platina qorasi uchun avTyutish qobiliyati faqat chegaralangan chastotalar intervalida birga yaqin: uzoq infraqizil sohada ularning yutish qobiliyatlari birdan ancha kam. Lekin o'z xususiyatlari bilan absolyut qora jismga juda kichik bo'lgan qurilma yasash mumkin. Bunday qurilma juda kichik teshikka ega va deyarli berk bo'lgan kovak idishdan iborat (5-rasm). Teshik orqali qurilma ichiga kirib qolgan nur orqaga qaytib teshik orqali chiqib ketguncha ichki sirtidan ko'p marta qaytadi. Har bir qaytishda energiyaning bir qismi yutiladi, natijada istalgan chastotali deyarli hamma nurlanish shu kovak ichida yutiladi. Kirxgof qonuniga asosan, bunday qurilmaning chiqarish qobiliyati  $f(\nu, T)$  ga yaqin, bu yerda  $T$  kovak devorlarining haroratini bildiradi. Shunday qilib, agar kovak devorlarini biror  $T$  haroratda ushlab turilsa, teshikdan spektral tarkibi absolyut qora jismning o'sha haroratdagi nurlanishiga yaqin bo'lgan nurlanish chiqadi. Bu nurlanishni difraksion panjara yordamida spektrga ajratib, spektrning turli qismlaridagi intensivlikni o'lchab,  $f(\nu, T)$  va  $\phi(\lambda, T)$  funksional ko'rinishini tajribada topishi mumkin. Bunday tajriba natijalari (6-rasm) da berilgan. Turli egri chiziqlar absolyut qora jismning turli haroratlariga tegishli. Egri chiziq bilan chegaralangan yuza absolyut qora jismning

muayyan haroratdagi energiyaviy yorituvchanligini bildiradi. 6-rasmda egri chiziqlar gaz molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimot egri chiziqlarga juda o'xshash. Ma'lum darajada esa farqi ham mavjud. Tezliklar bo'yicha taqsimot egri chiziqlari turli haroratlarida bir-birini kesib o'tsa, absolyut qora jismning nurlanishining spektral taqsimot egri chizig'i esa past haroratlarda, o'zidan yuqoriroq bo'lgan haroratlarga mos bo'lgan egri chiziqlarni ichida yotadi. 6-rasmdan shuni xulosa qilish mumkinki, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi haroratga qarab juda tez ortadi. Hamda chiqarish qobiliyatining maksimumi harorat ortishi bilan qisqa to'lqinlar tomon siljib boradi.

**Stefan- Bol'sman qonuni va Vin qonuni.**[1] Absolyut qora jismning nazariy jihatdan tushuntirish fizikada juda katta ahamiyatga ega bo'lib, u energiya kvanti tushunchasini kashf etilishiga sababchi bo'ldi.  $f(\nu, T)$  funksiyaning ko'rinishini nazariy jihatdan keltirib chiqarish uchun sarf bo'lgan mehnatlar uzoq vaqt masalani umumiy yechimini bera olmadi. 1879 yili avstriyalik fizik Stefan tajriba natijalarni tahlil qilib ko'rib, istalgan jismning Re energiyaviy yorituvchanligi absolyut haroratning to'rtinchi darajasiga mutanosib degan fikrga keldi. Lekin keyingi olib borilgan tajriba natijalari uning xulosasida xato mavjudligi ko'rsatdi. 1884 yilda Bolsman termodinamik mulohazalarga asoslanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani nazariy yo'l bilan hisoblab taklif qildi, absolyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimoti grafigi keltirilgan. Bunda absolyut qora jismning nurlanish maksimumi  $T=1259^0\text{ K}$  da  $\lambda_{\max}$  infraqizil nurlanishga to'g'ri keladi. Jismning to'la nur chiqarish qobiliyati- $\varepsilon$  ning temperaturaga bog'liqligi Stefan –Boltsman qonunini ifodalaydi. Bu qonun ta'rif: absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati absolyut temperaturasining to'rtinchi darajasiga proporsionaldir.  $\varepsilon = \sigma T^4$

$$\varepsilon(\nu, T) = \int_0^\infty \varepsilon(\nu, T) d\nu = \sigma T^4. \quad (11)$$

$\varepsilon(\nu, T)$  -absolyut qora jism uchun nur sochish oqim zichligi, uning birligi  $[\varepsilon] - \text{J/m}^2 \cdot \text{s}$ . Bu yerda  $\sigma$  - Stefan –Boltsman doimiysi.  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wt m}^{-2} \text{ gr}^{-4}$ .  $T$ -absolyut harorat. Shunday qilib, Stefaning qora bo'lmagan jismlar uchun kelgan xulosasi (u absolyut qora jismlar bilan eksperiment o'tkazmagan), faqat absolyut qora jismlar uchungina o'rinli bo'lib chiqadi. Absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi bilan absolyut harorat orasidagi (11) munosabat Stefan-Bol'sman [2] qonuni deb ataladi.

**Vin qonuni.** Vin termodinamikadan tashqari yana elektromagnit nazariyadan ham foydalanib, spektral taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega bo'lishini ko'rsatdi:

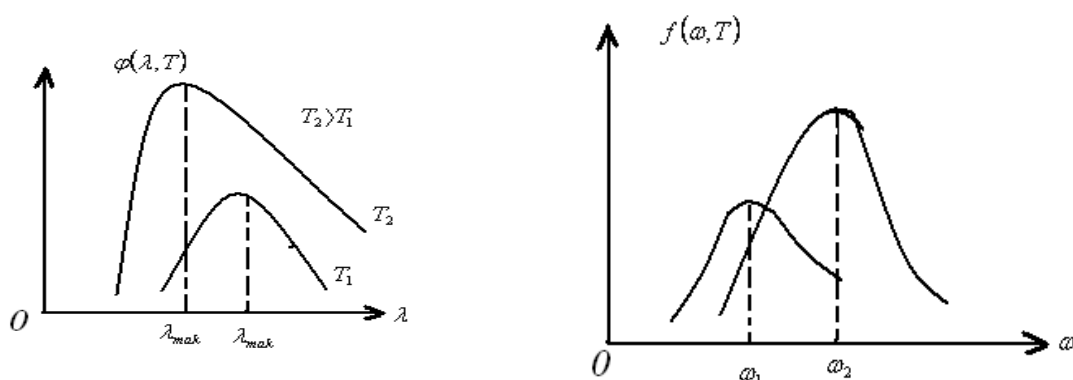
$$f(\nu, T) = \nu^2 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (12)$$

Bu yerda  $F$  -chastotaning temperaturaga nisbatining noma'lum funksiyasi. 1893 yil nemis fizigi Vin tomonidan yaratilgan to'lqin uzunligi  $\lambda_{\max}$  temperaturaga bog'liqligi Vin qonuni bilan ifodalanadi. Absolyut qora jismning maksimum nurlanishiga to'g'ri kelgan to'lqin uzunlik uning absolyut temperaturasiga teskari proporsionaldir:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (13)$$

$b$ —Vin doimiysi,  $b=0,289 \cdot 10^{-2} \text{ m grad}$ . Grafikdan Vin qonuni [3] izohlaylik buning uchun, ko'mirning turli temperaturalarda nurlanish spektridagi energiya

taqsimoti olamiz. Grafikdan temperaturani ortishi bilan nur chiqarish qobiliyati orta borishinni ko'rish mumkin.  $\lambda_{\max}$  to'lqin uzunligi esa kamayadi, taqsimot egri chiziqni maksimumi chapga siljiydi (6-rasm)[4].



6-rasm. Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati to'lqin uzunligi va chastotasi orasidagi bog'lanishi.

Vin qonuni orqali quyoshning temperaturasi ham aniqlash mumkin. Quyosh nurlanishining maksimum energiyasi to'lqin uzunligi  $\lambda_{\max} = 0,47 \text{ mkm}$  ga teng.

$$T = \frac{b}{\lambda_{\max}} = \frac{0,289}{0,47 \cdot 10^{-4}} = 6160 \text{ K}.$$

Demak, quyosh sirti harorati  $6160^0 \text{ K}$  ga teng ekan. Stefan–Boltsman va Vin siljish qonunlari absolyut qora jism nurlanishining xususiy qonunlaridir. Ular turli temperaturalarda energiyani to'lqin uzunliklari bo'yicha taqsimlanishining manzarasini bermaydi. D.U.Reley kienroq D.D.Jins klassik stftistik fizirfsining teng taqsimlanish teoremasiga asoslandi va quydagi formulani taklif qildi.

$$E_v(T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT, \quad (14)$$

(14) formulani Reley – Jins [4] formulasi deb ataladi. Reley va Jins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishi haqidagi klassik statistik teoreмага asosan  $f(\nu, T)$  funksiyani aniqlashga urinib ko'rdilar. Ular har bir elektromagnit tebranishga o'rta hisobda  $kT$  ning ikkita yarmi, ya'ni uning bitta yarmi to'lqinning elektr energiyasiga va ikkinchisi esa magnit energiyasiga to'g'ri keladi deb faraz qildilar (shuni eslatib o'taylikki, klassik tasavvurga asosan har bir tebranish energetik darajasiga o'rtacha ikkita yarim  $kT$  ga teng bo'lgan energiya to'g'ri keladi).

Modda bilan muvozanatda turgan nurlanishni ko'rib chiqaylik. Buning uchun ichidan havosi so'rib olingan va devorlari o'zgarmas  $T$  temperaturada tutib turilgan kovak idishni ko'z oldimizga keltiraylik. Muvozanat holatda nurlanish energiyasi kovakning hajmida ma'lum  $i = i(T)$  zichlik bilan taqsimlangan bo'ladi. Plank formulasi. Biz ko'rdikki, Reley-Jins formulasi mumtoz fizikaning eng umumiy qonunlariga asoslanadi va keltirib chiqarilishiga hech qanday maxsus gipotezalarni talab qilmaydi. 1896 yilda Vin spektrning Reley-Jins formulasini tatbiq qilib bo'lmaydigan sohasida eksperiment natijalariga yaxshi mos keladigan boshqa formulani taklif qildi. Vin o'z formulasini chiqarish uchun nurlanishning chastota bo'yicha taqsimlanishi gaz molekulalari orasida tezliklari Maksvell bo'yicha taqsimlanishiga mos keladi degan nurlanishning chiqish mexanizmiga taalluqli gipotezani qabul qildi. Vin formulasi

Reley-Jins formulasidan farqli ravishda, spektrdagi energiya taqsimlanishi egri chizig'ida maksimum beradi.

Klassik fizika doirasida mavjud nazariyalar doirasida absolyut qora jism, nurlanishining spektral taqsimoti to'g'risidagi munosabat asosida talqin qilib bo'lmazligi ma'lum bo'ldi. Bu masala klassik fizikaga begona bo'lgan yangi g'oya asosida M.Plank tomonidan tushuntirish bilan yechib berildi. Plank shunday xulosaga keldiki, qizdirilgan jism tomonidan sodir bo'ladigan elektromagnit energiyaning nurlantirilish va yutilish jarayonlari, klassik fizika ko'rsatganidek uzluksiz ravishda emas, balki chekli porsiyalar – kvantlar tariqasida yuz beradi. Kvant - jism tomonidan nurlantiriladigan, yoki yutiladigan energiyaning minimal porsiyasidir. Plank nazariyasiga ko'ra, kvant energiyasi

$$E = h\nu \quad (15)$$

formulasi orqali yorug'lik chastotasi  $\nu$  ga proporsional bo'ladi, bu yerda  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$

$J \cdot s$  – Plank doimiysi deb ataladi. Maxsus nisbiylik nazariyasida yorug'lik tezligi qanday rol o'ynasa, bu yerda Plank doimiysi ham shunday rol o'ynovchi universal doimiylik hisoblanadi. Jismlar tomonidan elektromagnit nurlanishning uzlukli ravishda nurlantirilishi yoki yutilishi to'g'risidagi gipotezaga asosan Plank absolyut qora jism spektral yorituvchanligi uchun yangi formula chiqardi.

Biroq Vin formulasi absolyut qora jism spektrida energiya taqsimlanishi egri chizig'ining faqat to'liq qismi uchun qo'llanishi mumkin ekan. Shunday qilib, XIX asr oxirida har biri spektrning chekli qismidagina eksperiment ma'lumotlariga mos keluvchi, lekin birortasi ham eksperimental egri chiziqni to'la tushuntira olmaydigan ikki formula mavjud edi. 1900 yilga yaqin Plank dastavval tajriba natijalariga yaxshi mos keladigan va har ikki chegaraviy hollarda (uzun va qisqa to'liq uchun) tegishli Reley-Jins yoki Vin formulasiga o'tadigan formula- Plank formulasi deb nomlangan sof empirik ravishda topishga muvassar bo'ldi. Klassik fizika doirasida ko'p urinishlar bo'lgan, faqat 1900 yilga kelib nemis olimi Plank tomonidan  $\varepsilon = f(\lambda, T)$  ko'rinishdagi formulani nazariy ravishda olishga muvassar bo'lgan. Plank g'oyasiga ko'ra elektromagnit to'liq energiyasi alohida ortsiya  $\varepsilon$  larda yoki kvantlarda chiqishi va yutilishi mumkin. Plank g'oyasiga ko'ra elektromagnit to'liq energiyasi alohida ortsiya  $\varepsilon$  larda yoki kvantlarda chiqishi va yutilishi mumkin. Kvant energiyasi kattaligi  $\varepsilon$ ,  $2\varepsilon$ ,  $3\varepsilon$  va  $n\varepsilon$  bo'lishi mumkin. Kvant energiyasi miqdori nurlanish chastotasiga to'g'ri proporsional

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (16)$$

Bu yerda  $c$  – yorug'likning bo'shliqdagi tezligi,  $\lambda$  - yorug'lik to'liq uzunligi. Masalan: yashil yorug'lik nuri uchun  $\lambda = 0,555$  mkm.  $E = \frac{h \cdot c}{\lambda} = 3,6 \cdot 10^{-19} J$ . Barcha yorug'lik to'liq uzunliklari uchun kvant energiyasini topish mumkin. Plank issiqlik nurlanish kvant xarakteri to'g'risidagi tasavvurga asoslangan holda absolyut qora jism spektral nur chiqarish qobiliyatini quyidagi ifodasini olgan.  $\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$  (17)

$K$  – Boltsman doimiysi,  $T$  – absolyut temperatura,  $e$  – natural logarifmlar asosi. Plank formulasi tajriba natijalariga mos keladi, bu formuladan Stefan-Boltsman va Vin qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

### **Mavzu bo'yicha yakuniy xulosa.**

1. Atom fizikasi olimlar oldiga eng muhim falsafiy muammolarini qo'yadi.
2. Zarralarning o'zaro ta'siri muammosi.
3. Modda va jism orasidagi bog'lanish.
4. Energiya turlari va ularning bir turdan ikkinchi turga aylanishi.
5. Antik atomistikadagi jismlarning tuzilishi haqidagi muammolarni hal qilishdagi urinishlar.
6. Uyg'onish davri va XVII, XVIII asrda modda tuzilishi haqidagi fikrlar.
7. 19 asrda atom haqidagi ta'limotning rivojlanishi va Max, Avenarius, Ostvald, Puankre dunyoqarashlari.
8. Tomsonning atom modelidagi kamchiliklari.
9. Rezerfordning atom tuzilishini o'rganishdagi tajribasidagi muammolar.
10. Nyuton mexikasining atomdagi elektronlar harakatini o'rganishda ishlatib bo'lmashlik muammosi.
11. Bu mavzu absolyut qora jismning muvozanatli holdagi nurlanishga bag'ishlangan. Kirxgof qonunida  $E(\nu, T)$  universal xarakterdagi funktsiya, shuning uchun ham absolyut qora jismning nurlanish qobiliyatini belgilaydi va jismning chiqarish qobiliyatini xarakterlaydi.
12. Vinning formulasi klassik fizika tushunchalari asosida keltirib chiqarilgan. Bu formuladan Stefan-Boltsman qonunini va siljish qonunini keltirib chiqarish mumkin: Reley-Jins klassik qonuni ultrabinafsha halokatga olib kelishi mumkin va  $E(T)$  maksimum bilan bog'lanishni ifodalaydi.

### ***Nazorat savollari:***

1. Nurlanishning qanday turlarini bilasiz?
2. Qanday qilib issiqlik nurlanishi yuzaga keladi?
3. Jismning issiqlik nurlanishi deb nimaga aytiladi?
4. Jismlarni nur chiqarish va nur yutish qobiliyati deb nimaga aytiladi?
5. Absolyut qora jism deb nimaga aytiladi?
6. Kirxgof qonunini ta'rifini ayting.
7. Kirxgof qonunining fan va texnikada ishlatilishini aytib bering.
8. Issiqlik nurlanishlarining hosil bo'lish mexanizimi?
9. Atomlarning nur chiqarish mexanizmi?
10. Nurlanish termlari.

### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Absolyut qora jism nurlanishi qonunlari [4]. Optik pirometrda o'rganish.
2. Kvant o'tishlar.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s

5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### **3- Mavzu: Rentgen spektrning to'lqin chegarasi.**

#### **Asosiy savollar:**

1. Rentgen spektrning to'lqin chegarasi

2. Tashqi fotoeffekt.

3. Fotonlar, Kompton effekti.

**Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** Katod nurlari, anod nurlari, G.Gers, atom, qonuniyatlar, spektr, Stoletov, elektrod, elektron trubka, to'r, tenglama, chegara, ishi, nazariya, impuls, burchak, sochilish, ko'effitsiyent, sinus vektor. Rentgen spektrning qisqa to'lqin chegarasi.

**1-savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga rentgen spektrning to'lqin chegarasi haqida ma'lumot beriladi. Talabalarga katod nurlari va qizdirilgan metallar o'zlaridan elektronlarni chiqarishi haqida tushuncha beriladi

#### **Identiv o'quv maqsadlari:**

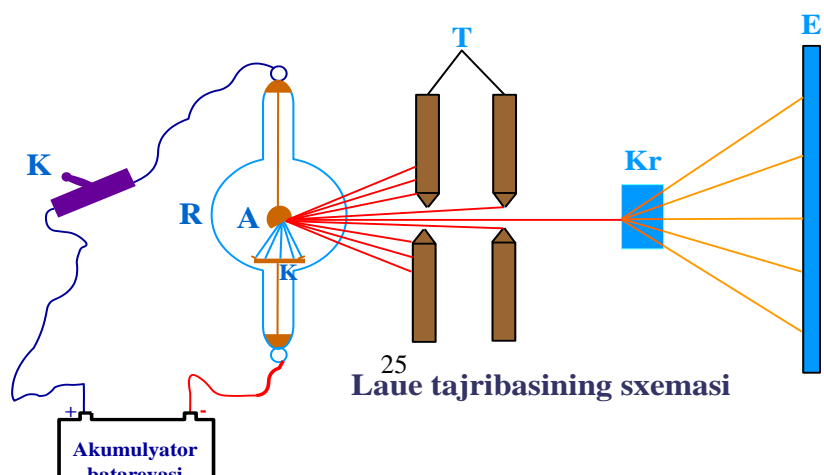
1. Anod nurlari haqida umumiy tushunchaga ega va uni farqlay oladi.
2. Qizdirilgan metallar o'zlaridan elektronlar chiqarishini biladi.

#### **1- savol bayoni:**

Katod nurlari elektronlar oqimidan iborat ekanligini bizga ma'lum. Xo'sh, bu elektronlar qayerdan chiqadi, degan savol o'z-o'zidan tug'ilishi muqarrar. Tabiiyki, ular trubka ichida kam miqdorda bo'lsa ham mavjud bo'lgan gaz atomlari deb faraz qilish mumkin. Lekin barcha jismlar atomlari neytral hisoblanadi. Demak, atomdan bitta yoki bir necha manfiy zaryadlangan elektronlar uchib chiqadi deb hisoblasak, atomning qolgan qismi musbat zaryadga ega bo'lib qoladi. Agar razryadli trubkada elektronlar katod (-) dan anod (+) tomon harakat qilsa, musbat zaryadlangan atom qoldiqlari teskari tomon – anoddan katodga tomon harakat qilmog'i lozim bo'ladi. Bunday musbat zarralarning mavjud bo'lishligi 1896 yilda Goldshteyn tajribalarida tasdiqlandi va ular anod nurlari deb ataldi. Anod nurlari trubka shishasiga tushib, katod nurlari singari, shishaning shu'lalanishini hosil qiladi. Kuchli magnit yoki elektr maydoni ta'sirida anod nurlari ham o'z yo'nalishidan chetlansada, lekin bu chetlanish katod nurlari chetlanishiga nisbatan kuchsizroq bo'ladi. Chetlanish yo'nalishi bo'yicha anod nurlarini tashkil qilgan zarralarning musbat zaryadlanganligini bilish mumkin. Bunday musbat zaryadlangan zarralarning massasi katod zarralari massalaridan bir necha marta katta bo'lar ekan. Katod va anod nurlarini tadqiq qilish atomlarning murakkab tuzilishidan va ularning manfiy elektronlardan va musbat qoldiqlardan iborat ekanligini ko'rsatdi. 1873 yilda zaryadlangan metallar kuchli qizdirilganda o'z zaryadini yo'qotishi aniqlangan. Bu

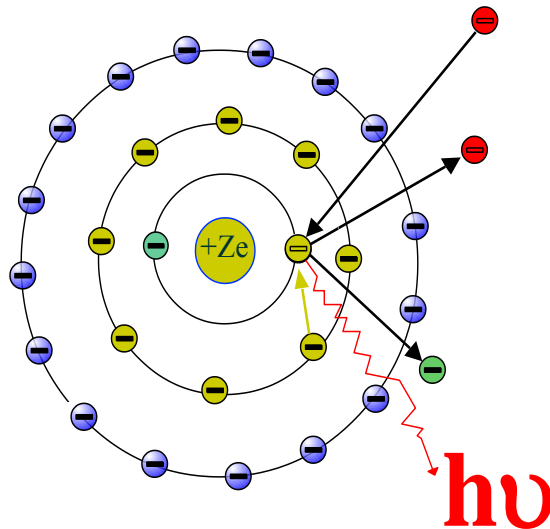


hodisa havoda aniqlanganligi sabab qizdirilgan metall zaryadining kamayishini yuqori temperatura ta'sirida metall yaqinida gaz ionlarining hosil bo'lishi deb tushuntirildi. Shundan 10 yil o'tgach, amerikalik ixtirochi T.Edison ko'mir lampalari xossalarini o'rganayotib, yuqoridagi hodisaning havosiz joyda-vakuumda sodir bo'lganligini kuzatadi. Demak, asbob qayd qilayotgan manfiy zaryadli zarralar trubkadagi havo – gaz atomlari bilan mutlaqo bog'liq emas ekan, chunki Edison tajribasida trubkada vakuum hosil qilingan, ya'ni havo molekulalari mavjud bo'lmagan. Keyinchalik Edison tajribasi Fleming, Elster, Teytellar tomonidan takrorlanib, Edison effekti (tokning hosil bo'lishi) ga lampaning qizdirilgan metall ipidan chiqqan manfiy elektr zaryadlari sababchi ekanligini tasdiqladi. 1897 yili Tomsonning klassik tajribalarida qizdirilgan metall dan uchib chiqayotgan manfiy zarralar massa va zaryadi katod zarralari massa va zaryadi kattaligiga to'liq mos ekanligi aniqlangach, manzara to'laligicha oydinlashdi. Yuqori temperaturada qizdirilgan har qanday metall sirtidan katta miqdorda uchib chiqayotgan manfiy zarralar bu elektronlar oqimi ekan. Edison tajribalarida xuddi shu elektronlar zanjirda tok hosil bo'lishiga sababchi bo'lgan. Qizdirilgan jismlar tomonidan elektronlarning chiqarilishi hodisasi termoelektron emissiya deb ataldi. Tajriba tasdiqladiki, bu hodisada qizdirilgan metall dan chiqayotgan elektronlar soni temperatura oshishi bilan keskin oshar ekan, shuningdek berilgan metall sirtiga boshqa bir metallning yupqa plyonkasi yopishtirilganda ham shunday elektronlar oshuvi kuzatilar ekan. Ko'plab radioelektron asboblarning ishlashi termoelektron hodisaga asoslangan bo'lib, bu hodisa o'z navbatida moddalar atomlari tuzilishining murakkab ekanligini yana bir bor tasdiqladi. 1895 yili Germaniya olimi Rentgen katod nurlarini o'rganish jarayonida qiziq hodisani kuzatdi. Tajriba o'tkazishda foydalangan uskuna sxemasi 8-rasmda keltirilgan. Rentgen nurlari, termoelektronlar katta tezlik bilan harakatlanib anod bilan to'qnashganda hosil bo'lgan qisqa to'lqinli elektromagnit to'lqinlaridir. Shu sababdan hosil bo'lgan spektr tormozlanuvchi spektr deyiladi. Anodda tormozlanuvchi elektronlarning tezliklari har xil bo'lganligi uchun ular atom yadrosiga bir xil yaqinlasha olmaydi. Termoelektronlar va yadro atrofidagi elektrolar orasida Kulon kuchlari mavjud. Natijada atom yadrosi atrofida elektronlarning taqsimotini aniqlash mumkin. Ular qisqa to'lqinli elektromagnit to'lqinlaridir. Shu sababdan hosil bo'lgan spektr tormozlanuvchi spektr deyiladi.



8-rasm. Kalit e-elektron Ze+-proton yoki atom yadrosi Z=11- atom  
 raqami R-Rentgen trubkasi T-Tirqishlar A-Anod

9-rasm.



Anodda tormozlanuvchi elektronlarning tezliklari har xil bo'lganligi uchun ular atom yadrosiga bir xil yaqinlasha olmaydi. Termoelektronlar va yadro atrofidagi elektronlar orasida Kulon kuchlari mavjud. Natijada atom yadrosi atrofida elektronlarning taqsimotini aniqlash mumkin. 9-rasmida natriy atomida elektronlarning joylashishi keltirilgan. Fotonlar energiyasi  $E = h\nu$  bo'lib, vakuumda  $c$  - yorug'lik tezligi bilan tarqaladi. Fotonning tinch massasi nolga teng. Shunday qilib, yorug'lik tabiati to'g'risidagi ta'limot ikki asr davomida aylanib yurib, yana yorug'likni zarra-korpuskula tushunchasiga qaytib keladi. Lekin bu qaytish Nyutonning korpuskulyar nazariyasiga mexanik qaytish emas edi. XX asr boshida ma'lum bo'ldiki, yorug'lik qo'shaloq tabiatga ega bo'lar ekan. Tarqalishda yorug'likning to'lqin xossalari (interferensiya, difraksiya, qutblanish) namoyon bo'lsa, moddalar bilan o'zaro ta'sirida uning korpuskulyar xossasi yuzaga kelar ekan. Yorug'likning bunday qo'shaloq tabiati uning korpuskulyar - to'lqin dualizmi deb nom oldi. Keyinchalik bunday qo'shaloq tabiat elektronlarga va qolgan boshqa elementar zarralarga, atom va molekulalarga ham xos ekanligi aniqlandi. Klassik fizika mikroobyektlar xossalariidagi bunday qo'shaloqlikni tushuntira olmas ekan. Mikroobyekt harakati Nyutonning klassik mexanikasi qonunlari bilan emas, kvant mexanikasining qonunlari bilan boshqarilar ekan. Absolyut qora jism nurlanishining Plank tomonidan rivojlantirilgan nazariyasi Eynshteyn tomonidan berilgan fotoeffektning kvant nazariyasi kelgusida maydonga kelgan kvant mexanikasining alohida fan tariqasida shakllanishiga asos bo'ldi.

Termoelektronning kinetik energiyasi qancha katta bo'lsa, u shuncha yadroga yaqinlashib boradi (9-rasm). Tormozlanuvchi nurlanishni elektromagnit nazariya asosida tushuntirish mumkin. Atom statsionar holatda ma'lum energiyaga ega. Rentgen xarakteristik spektrlari asosida elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimotini aniqlashadi. Energetik sathlarni elektron stasionar orbita radiuslari aniqlaydi.

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{mze^2}; n = 1, 2, 3, \dots$$
  $n = 1$  da atom yadrosining birinchi elektron qobig'i,  $n = 2$  da atom yadrosining ikkinchi elektron qobig'i deyiladi. Shunday qilib "n" elektronning energetik sathlarini tartib raqami. Elektron birinchi qobiqda bo'lganda, atom eng katta energiyaga, ikkinchi qobiqda unga nisbatan kichik, uchinchi undan ham kichik energiyaga ega bo'ladi.

### ***Nazorat savollari:***

1. Rentgen nurlari qanday hosil qilinadi?
2. Rentgen nurlarining to'lqin uzunligi qancha?
3. Rentgen nurlarining qanday xususiyatlari bor?

**2-savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga fotoeffekt haqida umumiy tushuncha beriladi.

### ***Identiv o'quv maqsadlari:***

1. Fotoeffekt haqida umumiy tushunchaga ega va uni farqlay oladi.
2. Tashqi fotoeffekt biladi.
3. Fotonlar qo'llay oladi.
4. Fotoeffekt haqida umumiy tushunchaga ega va uni farqlay oladi.
5. Eynshteyn formulasini yoza oladi.
6. Elektronlarning metallardan chiqish ishini aniqlash formulasini biladi.

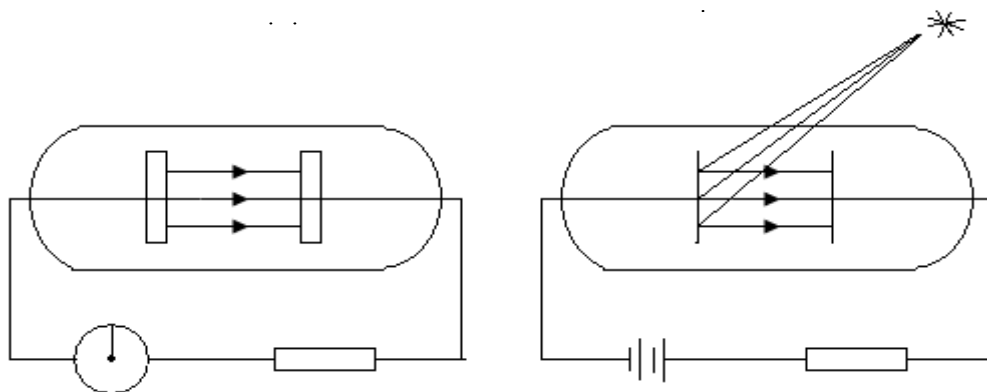
**2- savol bayoni:** [5] Fotoelektrik effekt 1887 yilda nemis olimi G.Gers tomonidan kashf qilingan, 1888-1890 yillarda rus olimi A.G.Stoletov tomonidan atroflicha tajribada o'rganilgan. Fotoeffekt hodisasini shuningdek 1900 yilda Lenard ham tadqiq qilgan. Bu hodisa tashqaridan tushayotgan yorug'lik ta'siri ostida moddalardan elektronlarning urilib chiqarilishi ekanligi tushunarli bo'lgan. Fotoeffekt o'rganilgan tajriba sxemasi 1-rasmda berilgan. Tajribada ikkita metall elektrodi bo'lgan shisha vakuum ballonidan foydalanilgan. Elektrodلarga U kuchlanish berilgan. Kuchlanish qutblanishi ikkitalik kalit yordamida o'zgartirilgan. Elektrodلardan biri (K-katod) kvarsli darcha orqali biror to'lqin uzunligidagi monoxromatik nur bilan yoritilgan. O'zgarmas yorug'lik oqimida fototok kuchining yuklatilgan kuchlanishga bog'liqligi ikkita qiymatida  $I=I(U)$  bog'lanish o'rganilgan. Olingan qiymatlar shuni ko'rsatadiki, kuchlanishning yetarlicha katta qiymatlarida A-anoddagi fototok to'yinishga erishadi, chunki yorug'likning katoddan urib chiqargan barcha elektronlari anodga yetib boradi. Aniq o'lchashlar ko'rsatadiki,  $I(t)$ -to'yingan tok tushayotgan yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Jismlar yorug'lik energiyasini yutganida bu energiyaning bir qismi elektr energiyasiga aylanishi mumkin, natijada jismlarda E. Y. K. yoki elektr toki hosil bo'ladi, yoki jismlarning elektr qarshiligi o'zgaradi. Bunday turdagi barcha

hodisalar fotoelektr effekt yoki fotoeffekt deb ataladi. Fotoeffekt hodisasini G.Gerts qayd qilgan (1887), A. G. Stoletov va ingliz fizigi Galvaks (1888) tomonidan sistematik o'rganiladi. Fotoelektronlar elektr maydoni ta'sirida fotokatodni elektrlashatiradi, elektron tezlashadi va birinchi oraliq elektrodga to'qnashadi, to'qnashish natijasida fotoelektronlar ikkilamchi emissiya qiladi. Shundan so'ng bu ikkilamchi fotoelektronlar keyingi elektrodga kelib to'qnashadi. Jaryon takrorlanadi. Ikkilangan elektronlar oxirgi dinod elektrodga (ular 10-15 ta bo'lishi mumkin) anodga yig'iladi. Ventelli fotoeffektini tashqi fotoeffektdan farqi shuki, bunda elektronlar vakuum yoki siyraklashtirilgan gazga uchib chiqmasdan, to'g'ridan-to'g'ri berkituvchi qatlamlardan o'tadi va unga o'rnatilgan metall plastinkani zaryadlaydi. Berkituvchi qatlamlar juda yupqa bo'lib, ajralgan elektronlar bu qatlam orqali oson o'ta oladi. Teskari yo'nalishda elektronlar o'ta olmaydi. Nurlanish spektri atomning tuzilishi va kimyoviy elementlarning o'ziga xos xususiyatlariga bog'liq. Istalgan kimyoviy elementning bug'lari faqat unga xos bo'lgan spktr-monoxromatik nurlar to'plamidan iborat. Nurlanish spektrini klassik mexanika nazariyasi asosida tushuntirish qiyinchilikka duch keldi. Fotoeffekt hodisasini tushuntirish uchun 1905 yilda Eynshteyn tomonidan taklif etilgan fotonlar konsepsiyasi 1922 yilda amerikalik olim A. Kompton tomonidan o'tkazilgan tajribalarda to'laligicha o'z tasdiqini topdi. Kompton qisqa to'lqinli rentgen nurlanishining erkin (yoki modda atomlarida kuchsiz bog'langan) elektronlarda elastik sochilishini o'rgangan. Tajriba sochilgan nurlanish to'lqin uzunligining uzayishini ko'rsatgan. Klassik fizikaning to'lqin nazariyasi doirasida bunday sochilishda to'lqin uzunligi o'zgarmasligi lozim hisoblanadi va shu sababdan Kompton tomonidan ochilgan bu effektini klassik fizika doirasida tushuntirib bo'lmaydi. To'lqin nazariyasiga ko'ra, yorug'lik to'lqinining davriy maydoni ta'siri ostida elektron majburiy tebranishga keladi va tebranish tashqi maydon chastotasiga teng bo'lgan chastotada sodir bo'ladi. Demak, tebranayotgan elektron chiqarayotgan nurlanish tushayotgan maydon chastotasiga teng bo'lgan chastotani nurlantirishi lozim. 1895 va 1896 yillardagi asosiy kashfiyotlar Rentgen nuri [5] va radioaktivlik hodisalariga tegishli. O'tkazilgan tajribalar va kuzatilgan kashfiyotlar asosida atom modeli yuzaga kela boshladi. Normal sharoitda atom neytral holatda bo'ladi. Mendeleevning davriy sistemasiga ko'ra, kimyoviy elementlarda elektronlarning joylashishi va taqsimoti hammani qiziqtiradi. Bu sirlarni tushunishda katta ahamiyatga ega bo'lgan Rentgen, Frank va Gers, Bekkerel, Rezerford, Shtern-Gerlax tajribalari va Bor nazariyasi. Modda (metall) sirtiga tushuvchi fotonlar moddaga kirib energiyasini elektronga beradi. Agar tushuvchi fotonlar energiyasi etarlicha katta bo'lsa, u holda elektronlar tegishli kinetik energiya oladi va metall sirtidan atrof fazoga uchib ketishi mumkin. Agar berk zanjir hosil qilinsa, u holda bu elektronlar hisobiga undan elektr toki oqishi mumkin. Yorug'lik hosil qiluvchi simob lampasidan, yorug'lik metall sirtiga tushadi va undan elektronlar uzilib chiqadi. K (katod) va A (anod) plastinkalar simob lampasidan

chiquvchi ultrabinafsha nurlarni yaxshi o'tkazuvchi kvarts darchali shisha naychaga kavsharlangan. Shisha naychadan havo so'rib olingan va yuqori vakuum hosil qilingan. Katod sirtidan uchib chiquvchi elektron turli yo'nalish bo'ylab tarqaladi, ularning bir qismi anod plastinkaga etadi va tashqi zanjir hamda galvanometr orqali plastinkaga qaytib keladi. Yorug'lik bilan yoritilgan katod plastinka va anod plastinka galvanik element singari tok manbaiga aylanib qoladi. Lekin anod plastinkaga kam sonli elektronlar etib keladi, chunki katod plastinkadan uchib chiquvchi elektronlar plastinka atrofidagi hajmiy zaryadlarda ushlanib qoladi. Shu tufayli bunday asboblarning f.i.k. uncha katta emas. Bunday asbobga fotoelement deb ataladi. Hozirgi holdagi fotoelement tashqi fotoeffektga asoslangan. Fotoelement orqali o'quvchi tok kuchini oshirish uchun rasmda ko'rsatilgandek, V tashqi e.y.k. manbaiga ulanadi. Yorug'lik ta'sirida ajralgan barcha elektronlar anod plastinkaga borib tushganda  $J_s$  to'yinish toki hosil bo'ladi.  $J_s = kF$ , bu bog'lanishni Stoletov topdi, k-biror doimiy, F- esa katodda tushuvchi yorug'lik oqimi. Bu formula fotoeffekning birinchi qonuni deb ataladi. A. Eynshteyn kvant jarayonlarida energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra fotoeffektning ikkinchi qonunini aniqlanadi.

$$h\nu = mv^2 + 2 + eU, \quad (1)$$

bu yerda  $\nu$ -fotoelementga tushuvchi yorug'lik chastotasi,  $m$  - elektron massasi,  $v$  - uning tezligi,  $e$  - zaryadi,  $U$ -elektronning sirtidan ajralishi uchun engishi kerak bo'lgan chiqish potentsiali. Bu qonun A.Eynshteyn qonuni deb ataladi.



10-rasm.Fotoeffektning o'rganuvchi qurilma sxemasi.

Bu qonunning (1) formuladagi qiymati quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W_e = eU, \quad (2)$$

qo'shiluvchi chiqish ishi deb ataladi.  $U=0$  da tashqi fotoeffekt bo'lmaydi. Bu hol fotoeffekt chegarasi deb ataladi. Bu chegara yorug'likning  $\nu_0$  tebranish chastotasi bilan belgilanadi (fotoeffekning qizil chegarasi). Tashqi fotoeffektdan tashqari, berkituvchi qatlam yoki fotoo'tkazuvchanlik ham mavjud. Berkituvchi qatlamli fotoeffektning birinchi marta (1888) rus fizigi Ulyanin V. A. tomonidan qayd qilindi. Yorug'lik kvantlari ko'zga juda seziluvchi, ko'z har bir kvantni alohida sezmasa-da, S. I. Vavilovning o'lchashlariga asosan, ko'zning maksimal sezgirligi 550 nm da o'rtacha 1s vaqt ichida 200 kvantga to'g'ri keladi. Yuqoridagi aytilganlarga asoslangan holda, yorug'likni kvantlardan iborat deb qaraladi. Yorug'lik nuri  $h\nu$  portsiyasi ko'rinishda chiqadi va fazoda harakat qila boshlaydi. Foton moddalar bilan  $h\nu$  portsiya ko'rinishda

ta'sirlashadi. U yorug'lik tezligiga teng tezlikda ajralgan holda harakat qiladi. Bunday elementar yorug'lik zarrasiga foton deb ataladi.

$$E=h\nu, \quad (3)$$

fotoning energiyasi chatotaga bog'liq va son qiymati  $h\nu$  tengdir. Maxsus nisbiylik nazariyasidan bizga ma'lumki, energiya  $E$  uzluksiz  $m$  massa bilan bog'langan, ularning son qiymatlari esa

$$E=mc^2, \quad (4)$$

formula bilan aniqlanadi, bu erda  $m$  - foton massasi. Shunga asoslangan holda foton massasi  $m$  quyidagicha aniqlandi  $m=h\nu/c^2$ . Foton yorug'lik tezligiga teng  $v$  tezlik bilan harakatlanganligi uchun uning impulsi

$$P=m \cdot c=h\nu/c, \quad (5)$$

ga teng bo'ladi. Shunday qilib, foton energiyasi  $h\nu$ , uning massasi  $h\nu/c^2$ , impulsi  $h\nu/c$  ga teng. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$h\nu=h\nu^1+mv^2/2, \quad (6)$$

Anoddagi kuchlanish manfiy bo'lganda anod va katod o'rtasidagi elektr maydoni elektronlarni tormozlaydi. Anodga kinetik energiyalari ( $eU_0$ ) dan katta bo'lgan elektronlarga yetib bora oladi. Agar anoddagi kuchlanish  $-U_0$  dan kichik bo'lsa, fototok yo'qoladi.  $U_0$  ni o'lchab, fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasini:  $eU_0=(1/2) \cdot mV^2$  max o'lchash mumkin bo'ladi.  $U_0$  -ning tushayotgan yorug'lik oqimi intensivligiga bog'liq bo'lmasligi olimlarni hayron qoldirgan. O'lchashlar  $U_0$  -ning chastotaga chiziqli bog'lanishda ekanligini ko'rsatgan. Ko'plab eksperimentatorlar tomonidan fotoeffektning quyidagi qonunlari topilgan:

1. Fotoelektronlar maksimal kinetik energiyalari yorug'lik chastotasi oshishi bilan chiziqli ortib boradi, yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmaydi;

2. Har bir modda uchun fotoeffektning qizil chegarasi mavjud bo'ladi. Bu chegara fotoeffekt mumkin bo'lgan chastotaning eng kichik qiymati bilan aniqlanadi:

$$\nu_0 = \nu_{\min}.$$

3. Yorug'lik tomonidan 1s vaqt ichida urib chiqarilayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsional bo'ladi.

4. Fotoeffekt amalda inersiyaga ega emas, ya'ni katodni yorug'lik bilan yoritilgan choqdan (yorug'lik chastotasi  $\nu_0 = \nu_{\min}$  sharti bajarilsa) fototok hosil bo'ladi. Bu qonuniyatlarning barchasi moddaning yorug'lik bilan o'zaro ta'siri bo'yicha klassik fizikaning tasavvurlariga qarama-qarshidir. To'liq tasavvurlarga ko'ra, elektron yorug'likning elektromagnit to'liqini bilan o'zaro ta'siri vaqtida u yorug'lik intensivligiga bog'liq ravishda asta-sekin energiya to'plab, katoddan uchib chiqishi kerak, buning uchun esa biroz vaqt talab qilingan bo'lar edi. Hisoblar bu vaqtning minutlar yoki soatlar bilan o'lchanishini ko'rsatadi. Lekin tajriba fotoeffektning katodni yorug'lik bilan nurlantirilgan zamonAQ paydo bo'lishini ko'rsatadi. To'liq tasavvuri bo'yicha fotoeffektning qizil chegarasining mavjudligini ham tushuntirib bo'lmaydi. Shuningdek, fotoelektronlar energiyasining yorug'lik oqimi energiyasiga, maksimal kinetik energiyasining yorug'lik chastotasiga chiziqli proporsionalligini ham bu tasavvur doirasida tushuntirib bo'lmaydi. Shunday qilib, yorug'likning elektromagnit nazariyasi fotoeffekt qonuniyatlarini mutlaqo tushuntira olmas ekan. Bu qiyinchiliklardan chiqish yo'lini 1905 yilda A.Eynshteyn ko'rsatdi. Eynshteyn Plank gipotezasiga asoslanib, fotoeffekt qonuniyatlarini to'liqligicha tushuntirib berdi. Buning uchun u shunday xulosaga keldiki, yorug'lik uzlukli (diskret) struktura hisoblanadi.

Elektromagnit to‘lqin ham nurlanish kabi alohida porsiyalar-kvantlardan iborat. Bu kvantlar keyinchalik fotonlar deb ataldi.

Modda bilan foton o‘zaro ta’siri vaqtida o‘zining barcha energiyasini bitta elektronga beradi. Bu energiyaning bir qismini elektron modda atomlari bilan to‘qnashganda sohib yuborishi mumkin. Bundan tashqari, elektron energiyasining bir qismini metall-vakuum chegarasida mavjud bo‘lgan potensial to‘siqni yengishga sarf qiladi. Buning uchun elektron katod yasalgan modda xossasiga bog‘liq bo‘lgan chiqish ishini bajarishi lozim bo‘ladi. Katoddan uchib chiqqan elektronning eng katta kinetik energiyasi, energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra

$$(1/2) \cdot mV^2_{\max} = eU_0 = h\nu - A$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formula Eynshteynning fotoeffekt uchun yozilgan kvant formulasi hisoblanadi. Eynshteyn formulasi orqali fotoeffekt hodisasida kuzatiladigan barcha qonuniyatlarni tushuntirib berish mumkin. Bu tenglamadan elektronlar maksimal kinetik energiyasini yorug‘lik chastotasiga chiziqli boglanishini, lekin yorug‘lik intensivligiga bog‘lanmaganligini, qizil chegaraning mavjudligini, fotoeffektning inersiyasizligini tushunish oson. Katod sirtidan 1 sekundda uchib chiqayotgan fotoelektronlarning umumiy soni ana shu sirtga vaqt birligi ichida tushayotgan fotonlar soniga proporsional bo‘lishi lozim. Bundan to‘yinishning yorug‘lik oqimi intensivligiga to‘g‘ri proporsional ekanligi kelib chiqadi.

Eynshteyn [4] tenglamasidan yoquvchi potensialning  $\nu$  - chastotaga bog‘liqligini ifodalovchi to‘g‘ri chiziqli og‘ish burchagining tangensi Plank doimiysining elektron zaryadiga nisbatiga teng bo‘lishini topamiz:

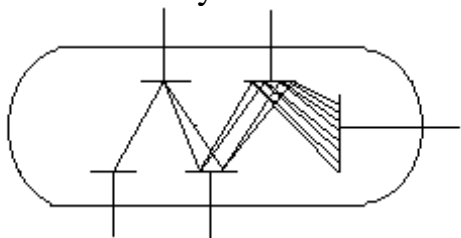
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e}$$

Bu tenglik Plank doimiysining qiymatini tajribada aniqlash imkoniyatini beradi. Bunday o‘lchashlar 1914 yilda o‘tkazilgan va Plank tomonidan  $h$  ning topilgan qiymatiga mos kelgan. O‘lchashlar shuningdek elektronning metallardan chiqish ishi  $A$  ni ham aniqlash imkonini bergan:

$$A = h\nu_{\min} = hc / \lambda_{\text{qizil}}$$

Bu yerda  $\lambda_{\text{qizil}}$  - fotoeffekt qizil chegarasiga mos keluvchi to‘lqin uzunlik. Ko‘pgina metallarda chiqish ishi bir necha elektron-Voltlar ( $1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ) ga teng bo‘ladi. Kvant fizikasida elektron -Volt energiya o‘lchov birligi tariqasida ishlatiladi. Plank doimiysining elektron - Voltlardagi qiymati  $h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eV}$  ga teng bo‘ladi. Metallar ichida eng kichik chiqish ishiga ishqoriy metallar ega bo‘ladi. Masalan natriy uchun  $A = 1,9\text{eV}$  bo‘lib, fotoeffekt qizil chegarasi  $\lambda_{\text{qizil}} \approx 680 \text{ nm}$  ga mos keladi. Shu sababdan ishqoriy metall birikmalaridan fotoelementlar katodlarini yasashda foydalanadilar. Bunday fotoelementlar ko‘zga ko‘rinuvchi yorug‘likni qayd qilishga mo‘ljallangan bo‘ladi. Shunday qilib, fotoeffekt qonunlari yorug‘lik nurlanish va yutilish jarayonlarida fotonlar deb nom olgan zarralar oqimi kabi o‘zlarini his etishlarini ko‘rsatadi. Fotonlar energiyasi  $E = h\nu$  bo‘lib, vakuumda  $c$  - yorug‘lik tezligi bilan tarqaladi. Fotonning tinch massasi nolga teng ( $m_0=0$ ). Energiya, impuls va massa o‘rtasidagi relyativistik bog‘lanishdan foton:  $E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$ ;  $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$  -impulsga ega

ekanligi kelib chiqadi. Shunday qilib, yorug'lik tabiati to'g'risidagi ta'limot ikki asr davomida aylanib yurib, yana yorug'likni zarra-korpuskula tushunchasiga qaytib keladi. Lekin bu qaytish Nyutonning korpuskulyar nazariyasiga mexanik qaytish emas edi. XX asr boshida ma'lum bo'ldiki, yorug'lik qo'shaloq tabiatga ega bo'lar ekan. Tarqalishda yorug'likning to'liq xossalari (interferensiya, difraksiya, qutblanish) namoyon bo'lsa, moddalar bilan o'zaro ta'sirida uning korpuskulyar xossasi yuzaga kelar ekan. Yorug'likning bunday qo'shaloq tabiati uning korpuskulyar - to'liq dualizmi deb nom oldi. Keyinchalik bunday qo'shaloq tabiat elektronlarga va qolgan boshqa elementar zarralarga, atom va molekulalarga ham xos ekanligi aniqlandi. Hozirgi vaqtda ichki va tashqi fotoeffekt hodisasining asosida ishlovchi nurlanishning qabul qiluvchi qurilmalar qurilmoqda. Ular yorug'lik signallarini elektr signallariga aylantirib berishadi va fotoelementlar deb ataladi. Fotoelementlarni ishlab chiqarilishi 100 yillik tarixga ega. Birinchi fotoelement ichki fotoeffekt hodisasiga asoslangan bo'lib, fotoo'tkazuvchanlik hodisasiga asoslangan edi. 1875 yilda qurilgan birinchi vakuumli fotoelement tashqi fotoeffekt hodisasiga asoslangan. 1889 yilda sanoat miqyosida vakuumli fotoelementlar ishlab chiqarish P. V. Timofeev tomonidan 1930 yili amalga oshirildi. 1934 yilda fotoelektron kuchaytirgichlar birinchi marta qurilgan.



11-rasm. Fotoelektron kuchaytirgich sxemasi.

#### **Nazorat savollari:**

1. Yorug'likning korpuskulyar xossalari borligini qanday faktlar tasdiqlaydi?
2. Fotoeffektning asosiy qonunlari nimalardan iborat?
3. Plank doimiysi nimaga teng?
4. Yorug'lik tebranishlarining  $\nu$  chastotasi ma'lum bo'lgan holda fotonning energiyasini, massasini va impulsini qanday aniqlash mumkin?

**3- savolning maqsadi:** Kompton effekti haqida umumiy tushuncha beriladi.

#### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Kompton to'liq uzunligini biladi.
2. Kompton siljishini biladi.
3. Impulsning saqlanish qonunini Kompton effektiga qo'llay oladi.

#### **3-asosiy savolning bayoni:**

Klassik fizika mikroob'yektlar xossalariidagi bunday qo'shaloqlikni tushuntira olmas ekan. Mikroob'yekt harakati Nyutonning klassik mexanikasi qonunlari bilan emas, kvant mexanikasining qonunlari bilan boshqarilar ekan. Absolyut qora jism nurlanishining Plank tomonidan rivojlantirilgan nazariyasi Eynshteyn tomonidan berilgan fotoeffektning kvant nazariyasi kelgusida maydonga kelgan kvant mexanikasining alohida fan tariqasida shakllanishiga asos bo'ldi. Fotoeffekt hodisasini tushuntirish uchun 1905 yilda Eynshteyn tomonidan taklif etilgan fotonlar konsepsiyasi 1922 yilda amerikalik olim A. Kompton tomonidan o'tkazilgan tajribalarda to'liqigicha



o'z tasdiqini topdi. Kompton qisqa to'liqlik rentgen nurlanishining erkin (yoki modda atomlarida kuchsiz bog'langan) elektronlarda elastik sochilishini o'rgangan. Tajriba sochilgan nurlanish to'liqlik uzunligining uzayishini ko'rsatgan. Klassik fizikaning to'liqlik nazariyasi doirasida bunday sochilishda to'liqlik uzunligi o'zgarmasligi lozim hisoblanadi va shu sababdan Kompton tomonidan ochilgan bu effektни klassik fizika doirasida tushuntirib bo'lmaydi.

To'liqlik nazariyasiga ko'ra, yorug'lik to'liqlinining davriy maydoni ta'siri ostida elektron majburiy tebranishga keladi va tebranish tashqi maydon chastotasiga teng bo'lgan chastotada sodir bo'ladi. Demak, tebranayotgan elektron chiqarayotgan nurlanish tushayotgan maydon chastotasiga teng bo'lgan chastotani nurlantirishi lozim. Kompton tajribasining sxemasi 4-rasmda keltirilgan. To'liqlik uzunligi  $\lambda_0$  bo'lgan monoxromatik nurlanish  $R$  - trubkadan chiqib, qo'rg'oshin  $D$  diafragmadan o'tadi va ingichka oqim tariqasida nishon-modda  $P$  (grafit yoki alyumindan yasalgan) tomon yo'naladi.  $\theta$  - burchak ostida sochilgan nurlanish rentgen nurlari spektrografi ( $S$ ) yordamida o'rganiladi. Bu spektrografda  $K$  kristall difraksion panjara rolini o'ynaydi va bu kristall aylanuvchan stol ustiga joylashtirilgan bo'ladi. Tajriba  $\theta$  burchakka sochilgan nurlanish to'liqlik uzunligining o'zgarganligini (ortganini) ko'rsatdi: [4]

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

bu yerda  $\lambda = 2,43 \cdot 10^3 nm$  - sochuvchi modda xossalari bog'liq bo'lmagan kompton to'liqlik uzunligi. To'liqlik uzunligi  $\lambda$  bo'lgan spektral chiziqlik bilan bir qatorda sochilgan nurlanishda  $\lambda_0$  to'liqlik uzunlikli siljimagan chiziqlik ham kuzatilgan. Siljigan va siljimagan chiziqliklar intensivliklarining o'zaro munosabatlari sochuvchi moddaga bog'liq bo'lar ekan.

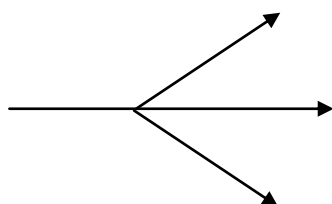
Kuzatilgan effekt nazariy jihatdan 1923 yilda [6] Komptonning o'zi va unga bog'liq bo'lmagan holda Holl tomonidan nurlanishning kvant tabiati asosida tushuntirildi. Agar nurlanish fotonlar oqimi deb tasavvur qilinsa, *Kompton effekti* rentgen fotonlarini moddaning erkin elektronlari bilan elastik to'qnashuvi natijasi hisoblanadi. Sochuvchi moddaning yengil atomlardagi elektronlari bu atom yadrolari bilan zaif bog'langan bo'ladi. Shuning uchun bu elektronlarni erkin elektronlar deyish mumkin bo'ladi. To'qnashuv natijasida foton elektronga energiyasi va impulsining bir qismini beradi. Energiyasi  $E_0 = h\nu_0$ , impulsi  $p$  bo'lgan foton tinch holatda joylashgan ( $E = m_0 c^2$  energiyali) elektron bilan elastik to'qnashganidan keyin foton energiyasi bo'lib qoladi. Foton energiyasining kamayishi uning to'liqlik uzunligining uzayishi demakdir. Shunday qilib, kvant tasavvurlar asosida o'tkazilgan nazariy hisob-kitoblar Kompton effektini tushuntirib bera oldi. Sochilgan nurlar tarkibi to'liqlik uzunligi o'zgarmagan nurlanish esa tushgan fotonlar bir qismining atomlardagi kuchli

bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasi hisoblanadi. Bu holda foton o'z energiyasini va impulsini juda kam miqdorini atomga beradi, ya'ni energiyasini (demak, to'lqin uzunligini) deyarli o'zgartirmaydi.

Fotonlar erkin elektronlar bilan to'qnashganda fotonlarning chastotasi o'zgargan holda sochilishi kuzatiladi, fotonlar bilan to'qnashgan elektronlar esa impuls va energiya oladi va natijada ular ma'lum yo'nalishda harakatlana boshlaydi. Bu holda energiya va impuls saqlanadi. Fotonlarning elektronlar bilan to'qnashishi elastik sharlar to'qnashishi manzarasini eslatadi. Agar tushuvchi foton energiyasi  $E$  bo'lsa, to'qnashgandan so'ng sochilgan fotonning energiyasi  $h\nu^1$  bo'lsin, to'qnashgandan so'ng elektronning erishgan tezligi  $v$  bo'lsin, u holda impuls va energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra

$$h\nu = h\nu^1 + mv, \quad (8)$$

$$h\nu = h\nu^1 + mv^2/2, \quad (9)$$



$$\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda = 2h/mc \sin^2 \theta/2, \quad h/mc = 0,02426 \text{ \AA}, \quad (10)$$

12-rasm. Fotoning erkin elektron bilan to'qnashuvidagi impuls vektorlari.

Erkin elektronlarning to'lqin uzunligi o'zgargan fotonlarni sochish hodisasi Kompton effekti deb ataladi.  $\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda = (2h/m_0c) \sin^2 \theta/2 = 2P\hbar/m_0c(1 - \cos \theta), \quad (11)$

$$\lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta) = 2\lambda_0 \sin^2 \theta/2, \quad (12)$$

$$\Delta\lambda = 2P\Lambda_e(1 - \cos \theta), \quad (13)$$

$\Lambda_e$ -Kompton to'lqin uzunligi.  $\Lambda_e = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ .  $\Lambda_e = h/m_0c$  Kompton qisqa to'lqinli nurlarning moddalardan o'tishida uning sochilishini o'rgandi. U moddaga tushuvchi nurning chastotasidan, sochilgan nurning chastotasi kam ekanligini aniqladi. Bu chastotaning kichikligiga sabab energiyaning kamayishidir. U o'zi ochgan effektni yorug'lik nurining foton nazariyasi bilan tushuntirdi, ya'ni uchib kirayotgan foton moddadagi elektron bilan ta'sirlashadi. Foton bilan tinch holatdagi elektronning to'qnashishiga energiya va impulsning saqlanish qonuni tadbiiq etiladi. Bu tajriba yorug'lik nurining foton nazariyasi to'liq isbot qildi. Shunday qilib, kvant tasavvurlar asosida o'tkazilgan nazariy hisob-kitoblar Kompton effektini tushuntirib bera oldi. Sochilgan nurlar tarkibi to'lqin uzunligi o'zgarmagan nurlanish esa tushgan fotonlar bir qismining

atomlardagi kuchli bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasi hisoblanadi. Bu holda foton o'z energiyasini va impulsini juda kam miqdorini atomga beradi, ya'ni energiyasini (demak, to'lqin uzunligini) deyarli o'zgartirmaydi.

### **Nazorat savollari:**

1. Kompton effekti nimadan iborat?
2. Kompton tajribasining g'oyasini, eksperimental qurilmasi sxemasini va natijalarini tushuntiring?
3. Nega Kompton tajribasini to'lqin tasavvurlar asosida tushuntirib bo'lmaydi?
4. Yorug'likning to'lqin va korpusklyar xossalari namoyon bo'luvchi hodisalarga misollar keltiring.
5. Fotoeffektning to'liq kuzatish sxemasi qanday bo'lishini tushuntiring.
6. Klassik fizikada foton bilan zarra (modda) o'zaro ta'siri qanday baholanadi?
7. Fotoeffekt qonunlarini Eynshteyn tenglamasi orqali tushuntiring.

8. Vakuumli va gaz to'ldirilgan fotoelementlar tuzilishini tushuntiring? Qanday gazlar va ular nima uchun gaz to'ldirilgan fotoelementlarda foydalaniladi?
9. Fotoeffektda kvant chiqish nima? Kvantlarni chiqishga qandiy fizik effektlar chegara qo'yadi?
10. Vakuumli va gaz to'ldirilgan fotoelementlarning VAX dagi farqini tushuntiring.
11. Kvant haqidagi gipotezani tarixi.
12. Fotoeffekt hodisasida impulsning saqlanish qonuni bajariladimi?
13. Kopton effektini kuzatuvchi qurilmani tushuntiring. Tomson fikrini tekshirishda rentgen nurlarining sochilishidan foydalanilgan qonuniyatni tushuntiring.
14. Elektromagnit nurlanish bilan elektronning o'zaro ta'siri kvant maydonida qanday tushuntiriladi?

***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Fotoeffekt hodisasi.
2. Fotoeffekt hodisasini tasdiqlovchi tajribalar.
3. Fotoeffek uchun Eynsheyn tenglamasini keltirib chiqaring.
4. Stoletov tajribalari haqida gapirib bering.

***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

**4- mavzu: De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'lqin xususiyatlari.**

***Asosiy savollar:***

1. De-Broyl gipotezasi.
2. Zarralar to'lqin xususiyatlari

***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:*** Yorug'lik tabiatidagi ikkiyoqlamalik, yorug'likning elektromagnit to'lqin va kvant tabiati, de-Broyl gipotezasi, zarrachalarning to'lqin xususiyati, Devisson va Jermerlar va boshqa olimlarning tajribalari, elektronlar va neytronlar difraksiyasi tenglamasi. De-Broyl gipotezasi va uning tajribada tasdiqlanishi. Elektronlar va neytronlar difraksiyasi.

***1-savol bo'yicha dars maqsadi:*** Talabalarni to'lqin va zarrachalar xususiyati to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va De-Broyl to'lqinlari haqidada tushuncha beriladi.

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. De-Broyl gipotezasini o'rganish.
2. To'lqinlarning guruhiy va fazaviy tezliklarini farqlash.
3. Devisson-Jermer va Tomson-Tartakovskiy tajribalari bilan tanishish.

### **1- savol bayoni:**

Ma'lumki, yorug'lik korpuskulyar va to'lqin xossaga ega. Yorug'likning to'lqin xossaga ega ekanligini yorug'lik interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi. Yorug'likning korpuskulyar tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug'likning kvant tabiatini 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 fransuz olimi Lui de Broyl (1892-1987) korpuskulyar - to'lqin tabiat faqat yorug'lik fotonigagina xos bo'lmasdan, bunday ikki *yoqlamalilik 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 foton uchun yozilganidek quyidagi formulalarni yozish mumkin: 1924 yilda Lui De-Broyl dualizm faqat optikaviy xodisalarga xos xususiyat bo'lmay, balki u universal ahamiyatga ega degan ajoyib gipotezani ilgari surdi. Odatda foton impulsi bilan xarakterlanadi

$$P = \frac{E}{c}, \quad (1)$$

uning energiyasi  $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2)$

$$P = h/\lambda. \quad (3)$$

Bu yerda (1) formula nisbiylik nazariyasiga ko'ra zarrachaning energiyasi bilan impulsi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Nisbiylik nazariyasida energiya bilan impuls orasida

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4 \quad (4)$$

bog'lanish borligi isbot qilingan. Agar fotonning tinchlikdagi massasi nol ( $m_0=0$ ) bo'lishini hisobga olsak, (4) formuladan (1) formula kelib chiqadi. (2) formula Maks Plank gipotezasidagi (1900) kvant energiyasini bildiradi. (3) formula, (2) formuladan kelib chiqadi. Agar  $E^2 = mc^2$  ekanligini hisobga olsak, (3) formula hosil bo'ladi. De-Broyl yuqoridagi formulalarni, xususan (3) formulani har qanday zarracha uchun ham qo'lladi. Bunda foton impulsi o'rniga zarrachaning impulsi olinib, formuladagi  $\lambda$  harakatlanayotgan zarracha bilan bog'liq bo'lgan to'lqin uzunlikni ifodalaydi. Ya'ni impulsi  $P$  bo'lgan har qanday zarrachaga  $\lambda = h/p \quad (5)$

to'lqin uzunlik mos keladi. Zarrachani (5) formula bilan topilgan to'lqin uzunligini *De-Broyl to'lqini* deb belgilanadi. Yuqoridagi de-Broyl formulasini to'lqin vektori  $k$  orqali ifodalash mumkin. To'lqin vektori  $k$  uzunligi  $2\pi$  ga teng bo'lgan kesmaga joylashuvchi to'lqin uzunliklari soniga teng:

$$k = 2\pi/\lambda \quad (6)$$

$\lambda$  ni  $k$  orqali ifodalasak, (5) ni boshqacha yozish mumkin:

$$P = h/\lambda = \hbar^2 2\pi/\lambda = \hbar \cdot k. \quad (7)$$

(7) formulada  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ . Zarracha impulsining yoʻnalishi  $P$  toʻlqin vektori  $k$  ning  $r$  yoʻnalishi bilan bir xil. De-Broyl toʻlqinining tebranish chastotasi  $E = h\nu = \hbar\omega$  munosabatdan

$$\omega = E/\hbar, \nu = E/h \quad (8)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu yerda  $E$  zarrachaning toʻliq energiyasi. Demak, (8) munosabat faqat yorugʻlik kvantigagina tegishli boʻlmay, u har qanday mikrozarrachaga ham tegishlidir.

Elektronlar oqimi. [3] Devisson va Jermer tajribasi. Zarrachalar difraksiyasi.

Devisson va Jermer (1927) elektronlar oqimining kristall sirtida sochilishini tajribada tekshirayotib, sochilgan elektronlar intensivligi fazoda notekis taqsimlanganligini aniqlashdi. Bu toʻlqinga xos xususiyat edi. Monokristall  $K$  dan qaytgan elektronlar oqimi F-Faradey silindriga tushib elektr tokini hosil qiladi. Faradey silindri bir-biriga oʻzaro tik boʻlgan oʻqlar boʻyicha siljitish imkoniyatiga ega. Uni har xil yoʻnalishlarda siljitib, monokristalldan qaytgan elektronlar intensivligining fazodagi taqsimotini aniqlash mumkin. Tajribadan aniqlanishicha, monokristalldan qaytgan elektronlar maʼlum yoʻnalishlarda  $n$  ta maksimumlarga va minimumlarga ega boʻlgan. Maksimumlarning tartibi quyidagicha:

$$d \cdot \sin\phi = n\lambda \quad (9)$$

shartni qanoatlantiradi. Bu yerda  $d$ -kristall panjarasining doimiysi (berilgan material uchun oʻzgarmasdir),  $\phi$  -difraksion maksimumlarni kuzatish burchagi,  $n$ -maksimumlar tartibi,  $\lambda$  –kristallga tushayotgan elektron toʻlqin uzunligi. Elektronning tezligi  $u$  ni elektr potentsiallar farqi  $U$  orqali ifodalasak, (9) formuladagi toʻlqin uzunligini elektr oʻlchash asboblari yordamida aniqlash mumkin boʻlgan quyidagi  $\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \text{ nm}$  (10)

ifodaga ega boʻlamiz. Demak,  $U = \text{const}$ ,  $\lambda \sim 1/U$ ;  $d\sqrt{U} = \text{const}$ . Buni eʼtiborga olib (9) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sqrt{U} \cdot \sin\phi = n \cdot \text{const} \quad (11)$$

Tajriba natijalari zarracha

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

toʻlqin uzunlikka ega deb topilgan (9) va (10) natijalarni, yaʼni De-Broyl gipotezasini toʻla tasdiqladi.

Tartakovskiy va Tomsonlar (1928) elektronlarning polikristalldan difraksiyasini tekshirdi. Bu holda elektronlar oqimi yupqa polikristall parda (plenka) dan oʻtkazilgan. Pardada kristallchalar betartib joylashganligi sababli elektronlar difraksiyasi fazoviy boʻlib, rentgen nurlari difraksiyasi uchun aniqlangan  $2d \cdot \sin\phi = n\lambda$  (12)

Vulf-Bregglar shartini qanoatlantiradi. Bu holda ham toʻlqin uzunlikni (10) ifoda orqali aniqlash mumkin. Ekranga tushgan elektronlar intensivligi konsentrik halqalardan iborat boʻladi. Shtern va Esterman geliy atomi va vodorod molekulasini  $LiF$  -litiy fluorid kristalidan qaytgan difraksiyani kuzatishgan. Bu holda atom va molekular

qizdirish yoʻli bilan tezlashtiriladi, ularning kristall sirtidan qaytgandagi intensivligi esa sezgir manometrlar yordamida aniqlanadi, bunda turli toʻlqin uzunlikdagi spektr hosil boʻlishi kuzatilgan. Shuningdek, neytronlarning difraksiyasi ham tajribada tekshirib koʻrilgan. Tajriba natijalari De-Broyl gipotezasining toʻgʻriligini, mikrozarraçalar korpuskulyarlik xususiyati bilan bir qatorda toʻlqin xususiyatiga ham ega ekanliklarini toʻla isbotladi. Tajriba natijalaridan koʻrinadiki, toʻlqin xususiyat faqat elektronga emas, proton, neytronlarga, atom va molekulalarga, umuman hamma mikrozarraçalarga xosdir.

Yuqorida elektron uchun topilgan de-Broyl toʻlqin uzunligini qiymati tajriba yoʻli bilan tekshirib koʻriladi. 1927 yilda amerikalik fiziklar K. Devisson (1881-1958) va L.Jermerlar (1896-1971) tajribada elektronlar dastasini toʻlqin xossaga ega ekanligini aniqladilar. Ular rentgen nurlarining toʻlqin uzunligini aniqlash usulidan elektronlarning toʻlqin xossasini tekshirish uchun foydalandilar. Rentgen nurlari oʻrniga katta energiyaga ega boʻlgan elektronlar dastasi nikel kristali sirtiga yoʻnaltirilgan. Katoddan uchib chiqqan elektronlarning energiyasi katod va anod orasiga beriladigan kuchlanishni potensimetr bilan oʻzgartirish orqali boshqariladi. Anodda kichkina yumaloq tirqish boʻlib, undan chiqqan elektronlar maʼlum burchak ostida kristall sirtiga tushadi va undan oʻsha burchak ostiga qaytadi. Qaytgan elektronlar Faradey silindri yordamida ushlanadi. Faradey silindriga ulangan galvanometr orqali oʻtgan tokka qarab, kristalldan qaytgan elektronlar intensivligi haqida fikr yuritish mumkin. Elektron dastasi hosil qiluvchi qurilma elektron zambarak deb ataladi. Elektron zambarak, kristall, Faradey silindri hammasi vakuumda joylashgan boʻladi. Tajriba davomida galvanometrda oʻtayotgan tok bilan elektronlarga tezlanish beruvchi kuchlanishdan chiqarilgan kvadrat ildiz orasidagi bogʻlanish grafigi 3-rasmda koʻrsatilgan. Bu bogʻlanishda bir-biridan bir xil masofada joylashgan maksimumlar kuzatilgan. Aslini olganda elektronlarni kristalldan qaytishini hisobga olmaganda tok bilan kuchlanish orasidagi bogʻlanish ikki elektrodli elektron lampaning Volt-Amper xarakteristikasi bilan bir xil boʻlishi, hech qanday maksimum-minimumlar boʻlmasligi kerak edi. Bunday maksimumlarni faqat elektronlarning toʻlqin xossasini hisobga olib tushuntirish mumkin. Elektronlarning katod va anod orasidagi elektr maydonida olgan kinetik energiyasi

$$\frac{mV^2}{2} = \frac{h}{mV}$$

boʻlgani uchun, tezligi 
$$V = \sqrt{\frac{2eU}{m_0}} \quad (13)$$

boʻladi. Elektronning tezligini aniqlash mumkin boʻlgan (13) ifodani (5) formulaga

qoʻyamiz: yoki 
$$\lambda = \frac{h}{m} \sqrt{\frac{m_0}{2eU}} \quad (14)$$

Odatdagi elektron qurilmalarda katod va anod orasidagi kuchlanish  $1 \div 10^4$  V atrofida boʻlishini hisobga olsak, (14) formuladan  $\lambda$  ni  $10 \div 0,1 \text{ \AA}$  oraligʻida boʻlishi kelib chiqadi. Yaʼni  $\lambda$  rentgen nurlari toʻlqin uzunliklari oraligʻida boʻladi.

Devisson va Jermerlar tajribasida birinchi maksimum kuchlanishning 54 V qiymatida va qaytish burchagi  $\theta = 50^\circ$  boʻlganda kuzatiladi. Rentgen nurlari difraksiyasi uchun chiqarilgan Vulf-Breglarning

$$2d \sin\theta = n\lambda \quad (15)$$

formulasiga nikelning kristall panjara doimiysi  $d$  va elektronlarning kristall sirtidan qaytish burchagi  $\theta$  ni qo'yib  $\lambda$  ni hisoblasak,  $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$  ekanligi kelib chiqadi. Kuchlanish qiymatini (14) formulaga qo'yib hisoblaganda ham yuqoridagi  $1,67 \text{ \AA}$  kelib chiqadi, ya'ni:

$$\lambda = \frac{12,3A^\circ}{54} = 1,67A^\circ$$

Bu natija de-Broyl formulasini naqadar to'g'riligini tasdiqladi. Keyinchalik de-Broyl formulasini to'g'riligi ko'p olimlarning tajribalarida ham tasdiqlandi. Masalan, rus olimi Tartakovskiy P.S. katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ( $d \approx 1 \text{ mkm}$ ) metall qatlamidan o'tkazib, elektronlar hosil qilgan difraksiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi. Elektronlarning kichkina yumaloq teshikdan chiqishda fotoplastinkada hosil qilgan difraksiya manzarasi ham xuddi monoxromatik yorug'likning yakka tirqishdan o'tganda yoki rentgen nurlarini kristall panjaradan qaytganda hosil qilgan difraksiyasiga o'xshab, navbatlashib joylashgan yorug'-qorong'i xalqalardan iborat bo'lar ekan. Agar elektronlar chiqayotgan teshikchaning qarshisiga ekran qo'yilsa, elektronlar ko'proq ekranni o'rtasiga tushadi. So'ngra navbatlashib joylashgan difraksiya xalqalari bo'yicha taqsimlanadi. Xalqalar orasiga bitta ham elektron tushmaydi. Boshqacha aytganda, elektronlarni ekraning ma'lum nuqtalariga tushish ehtimolligi aniq bir taqsimot funksiyasiga ega. Bu funksiya grafigi yorug'lik intensivligini difraksiya xalqalari bo'yicha taqsimlanishiga o'xshaydi. Uni ekran markaziga nisbatan taqsimlanish grafigi 3-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.

**Ehtimollik** G.Tomson [1] (1928) elektronlarning difraksiya manzarasiga magnit maydoni ta'sir qilishini tajribada aniqladi. Bu tajriba difraksiyani elektron bilan kristallni ta'sirlanishida hosil bo'lgan rentgen nurlari hosil qilmasdan, balki elektronlarning o'zi hosil qilishini ko'rsatadi. 1948 yilda V.Fabrikant, L.Biberman va N.Sushkinlar elektronlarni yupqa metall qatlamidan bittalab o'tkazganda ham elektronlar difraksiyasini 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 xususiyatining 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 ajrata olish obiliyati yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lgani kabi elektron mikroskoplarning ham ajrata olish obiliyati elektronning de-Broyl to'lqin uzunligiga bog'liq.

Yuqorida ko'rib o'tganlarimizni umumlashtirib shuni aytamizki, har qanday mikrozararchaga bir tomondan to'lqin, ikkinchi tomondan zarracha deb qarashimiz

kerak. Ya'ni ularga ikki yoqlamalilik xosdir. Yorug'lik uchun ham shunday ikki yoqlamalilik (dualizm) o'rinli ekanligini ko'rgan edik. Devisson va Jermer (1927) elektronlar oqimining kristall sirtida sochilishini tajribada tekshirayotib, sochilgan elektronlar intensivligi fazoda notekis taqsimlanganligini aniqlashdi. Bu to'lqinga xos xususiyat edi. Monokristall K dan qaytgan elektronlar oqimi F-Faradey silindriga tushib elektr tokini hosil qiladi. Faradey silindri bir-biriga o'zaro tik bo'lgan o'qlar bo'yicha siljitish imkoniyatiga ega. Uni har xil yo'nalishlarda siljitib, monokristalldan qaytgan elektronlar intensivligining fazodagi taqsimotini aniqlash mumkin. Tajribadan aniqlanishicha, monokristalldan qaytgan elektronlar ma'lum yo'nalishlarda maksimumlarga va minimumlarga ega bo'lgan. Maksimumlarning tartibi quyidagicha:

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

shartni qanoatlantiradi. Bu yerda d-kristall panjarasining doimiysi (berilgan material uchun o'zgarmasdir),  $\phi$  -difraksion maksimumlarni kuzatish burchagi, n-maksimumlar tartibi,  $\lambda$  –kristallga tushayotgan elektron to'lqin uzunligi. Elektronning tezligi  $u$  ni elektr potentsiallar farqi  $U$  orqali ifodalasak, formuladagi to'lqin uzunligini elektr o'lchash asboblari yordamida aniqlash mumkin bo'lgan quyidagi natijalarni, ya'ni De-Broyl gipotezasini to'la tasdiqladi. Tartakovskiy va Tomsonlar (1928) elektronlarning polikristalldan difraksiyasini tekshirdi. Bu holda elektronlar oqimi yupqa polikristall parda (plenka) dan o'tkazilgan. Pardada kristallchalar betartib joylashganligi sababli elektronlar difraksiyasi fazoviy bo'lib, rentgen nurlari difraksiyasi uchun aniqlangan

$$2d \cdot \sin\phi = n\lambda \quad (17)$$

Vulf-Bregglar shartini qanoatlantiradi. Bu holda ham to'lqin uzunlikni aniqlash mumkin. Ekranga tushgan elektronlar intensivligi konsentrik halqalardan iborat bo'ladi. Shtern va Esterman geliy atomi va vodorod molekulasini  $LiF$  -litiy fluorid kristalidan qaytgan difraksiyani kuzatishgan. Bu holda atom va molekulalar qizdirish yo'li bilan tezlashtiriladi, ularning kristall sirtidan qaytgandagi intensivligi esa sezgir manometrlar yordamida aniqlanadi, bunda turli to'lqin uzunlikdagi spektr hosil bo'lishi kuzatilgan. Shuningdek, neytronlarning difraksiyasi ham tajribada tekshirib ko'rilgan. Tajriba natijalari De-Broyl gipotezasining to'g'riligini, mikrozarrahalar korpuskulyarlik xususiyati bilan bir qatorda to'lqin xususiyatiga ham ega ekanliklarini to'la isbotladi. Tajriba natijalaridan ko'rinadiki, to'lqin xususiyat faqat elektronga emas, proton, neytronlarga, atom va molekulalarga, umuman hamma mikrozarrahalariga xosdir. Yuqorida elektron uchun topilgan de-Broyl to'lqin uzunligini qiymati tajriba yo'li bilan tekshirib ko'riladi. 1927 yilda amerikalik fiziklar K. Devisson (1881-1958) va L.Jermerlar (1896-1971) tajribada elektronlar dastasini to'lqin xossaga ega ekanligini aniqladilar. Ular rentgen nurlarining to'lqin uzunligini aniqlash usulidan elektronlarning to'lqin xossasini tekshirish uchun foydalandilar.

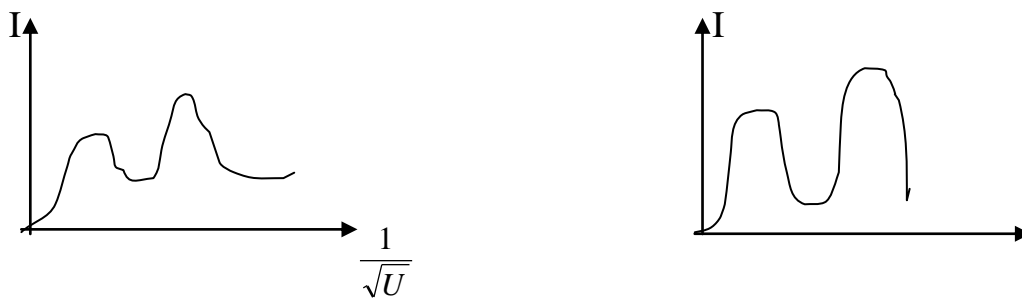
Rentgen nurlari o'rniga katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar dastasi nikel kristali sirtiga yo'naltirilgan. Katoddan uchib chiqqan elektronlarning energiyasi katod va anod orasiga beriladigan kuchlanishni potentsiometr bilan o'zgartirish orqali boshqariladi. Anodda kichkina yumaloq tirqish bo'lib, undan chiqqan elektronlar ma'lum burchak ostida kristall sirtiga tushadi va undan o'sha burchak ostiga qaytadi. Qaytgan elektronlar Faradey silindri yordamida ushlanadi. Faradey silindriga ulangan galvanometr orqali o'tgan tokka qarab, kristalldan qaytgan elektronlar intensivligi haqida fikr yuritish mumkin. Elektron dastasi hosil qiluvchi qurilma elektron zambarak



deb ataladi. Elektron zambarak, kristall, Faradey silindri hammasi vakuumda joylashgan bo'ladi. Tajriba davomida galvanometrdan o'tayotgan tok bilan elektronlarga tezlanish beruvchi kuchlanishdan chiqarilgan kvadrat ildiz orasidagi bog'lanish 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'lqin xossasini hisobga olib tushuntirish mumkin. Elektronning tushish burchagi o'zgartirilgan bo'lsa qaytishda ma'lum o'zgarish Vulf-Bregg qonuniga buysunishi aniqlandi. Avvalo Rentgen nurlari kristallga tushganda shunday hodisa kuzatilgan edi.

$$2d \sin \alpha = n\lambda, (n=1,2,\dots)$$

Bu yerda  $d$  -kristall atomlar orasidagi masofa,  $\alpha$  -tushish burchagi,  $\lambda$  - De-Broyl to'lqin uzunligi. Berilgan og'ish burchagida agar elektronning  $\vec{v}$  tezligi o'zgartiriladigan bo'lsa, unda anod kuchlanishi  $U$  ga o'zgaradi. Elektron energiyasi maydondan o'tayotganda  $W = \frac{mV^2}{2} = eU$



13-rasm.

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{h}{\sqrt{2emU}} = \frac{12,3}{\sqrt{U}} = \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

1927 yilda Joul Tomson va P. S. Tartakovskiy yupqa metall qatlam (polikristall)dan elektronni o'tkazish orqali difraktsion halqani kuzatishdi. De-Broyl gipotezasi juda tez orada eksperimental ravishda tasdiqlandi. Devisson-Jermer monokristall plastinkadan sochilayotgan elektronlar dastasi difraktsion manzara hosil qilishni kuzatdi.

Tajriba quyidagicha amalga oshirilgan edi. Bir necha 10 kV tartibdagi potentsiallar farqi bilan tezlashtirilgan elektronlar dastasi yupqa metall zarradan o'tib, fotoplastinkaga tushgan. Elektron fotoplastinkaga tushganda unga foton kabi ta'sir ko'rsatgan. Yuqorida bayon qilingan tajribalardan kelib chiqadigan natija shuki, ma'lum tezlikka va yo'nalishga ega bo'lgan mikrozarralar dastasi to'lqin beradigan difraktsion manzaraga o'xshash manzarani hosil qiladi. Norelyativistik zarrachaning to'lqin chastotasi De-Broyl to'lqin uzunligi bilan  $E_k = h\nu$  munosabat orqali ifoda qilinadi, bu erda  $E_k$  - zarrachaning kinetik energiyasi. De-Broyl to'lqin uzunligi bilan chastota qanday boglangan. Odatdagi elektron qurilmalarda katod va anod orasidagi kuchlanish  $1 \div 10^4$  V atrofida bo'lishini hisobga olsak,  $\lambda$  ni  $10 \div 0,1 \text{ \AA}$  oralig'ida bo'lishi kelib

chiqadi. Ya'ni  $\lambda$  roentgen nurlari to'liqin uzunliklari oralig'ida bo'ladi. Devisson va Jermerlar tajribasida birinchi maksimum kuchlanishning 54 V qiymatida va qaytish burchagi  $2\theta=50^\circ$  bo'lganda kuzatiladi. Rentgen nurlari difraksiyasi uchun chiqarilgan Vulf-Breglarning  $2d \sin\theta = n\lambda$  formulasiga nikel kristall panjara doimiysi  $d$  va elektronlarning kristall sirtidan qaytish burchagi  $\theta$  ni qo'yib  $\lambda$  ni hisoblasak,  $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$  ekanligi kelib chiqadi. Kuchlanish qiymatini formulaga qo'yib hisoblaganda ham yuqoridagi  $1,67 \text{ \AA}$  kelib chiqadi. Bu natija de-Broyl formulasini naqadar to'g'riligini tasdiqladi. Keyinchalik de-Broyl formulasini to'g'riligi ko'p olimlarning tajribalarida ham tasdiqlandi. Masalan, rus olimi Tartakovskiy P.S. katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ( $d \approx 1 \text{ mkm}$ ) metall qatlamidan o'tkazib, elektronlar hosil qilgan difraksiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi. Elektronlarning kichkina yumaloq teshikdan chiqishda fotoplastinkada hosil qilgan difraksiya manzarasi ham xuddi monoxromatik yorug'likning yakka tirqishdan o'tganda yoki rentgen nurlarini kristall panjaradan qaytganda hosil qilgan difraksiyasiga o'xshab, navbatlashib joylashgan yorug'-qorong'i xalqalardan iborat bo'lar ekan. Agar elektronlar chiqayotgan teshikchaning qarshisiga ekran qo'yilsa, elektronlar ko'proq ekranni o'rtasiga tushadi. So'ngra navbatlashib joylashgan difraksiya 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 funksiya grafigi yorug'lik intensivligini difraksiya xalqalari bo'yicha taqsimlanishiga o'xshaydi. Uni ekran markaziga nisbatan taqsimlanishi o'rganilganda, 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 difraksiya manzarasiga magnit maydoni ta'sir qilishini tajribada aniqladi. Bu tajriba difraksiyani elektron bilan kristallni ta'sirlanishida hosil bo'lgan rentgen nurlari hosil qilmasdan, balki elektronlarning o'zi hosil qilishini ko'rsatadi. 1948 yilda V. Fabrikant, L. Biberman va N. Sushkinlar elektronlarni yupqa metall qatlamidan bittalab o'tkazganda ham elektronlar difraksiyasini kuzatdilar. Bu tajribadan to'liqin 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'liqin xossaga ega ekanligi aniqlandi. Mikrozararlarda to'liqin xususiyatining ochilishi moddalar tuzilishini o'rganishning yangi usullari- elektronografiya va neytronografiyani yaratilishiga olib keldi.

Hozirgi zamon elektron mikroskoplarining ajrata olish qobiliyatini baholashda elektronlarining to'liqin xususiyatini amalda hisobga olishga to'g'ri keladi. Optik mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati yorug'likning to'liqin uzunligiga bog'liq bo'lgani kabi elektron mikroskoplarning ham ajrata olish qobiliyati elektronning de-Broyl to'liqin uzunligiga bog'liq. Yuqorida ko'rib o'tganlarimizni umumlashtirib shuni aytamizki, har qanday mikrozarrahaga bir tomondan to'liqin, ikkinchi tomondan zarracha deb qarashimiz kerak. Ya'ni ularga ikki yoqlamalilik xosdir. Yorug'lik uchun ham shunday ikki yoqlamalilik (dualizm) o'rinli ekanligini ko'rgan edik.

### ***Nazorat savollari:***

1. Zarralar to'liqin xususiyatlari.
2. De-Broyl gipotezasi va uning tajribada tasdiqlanishi. Elektronlar va neytronlar difraksiyasi.
3. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimadan iborat va uning gipotezasi qanday tajribalarda tasdiqlandi? Devisson-Jermer va Tomson tajribalari.
4. De – Broyl to'liqlari uchun dispersiyani qanday tushuntirish mumkin?
5. Qanday tezliklar (guruhviy va fazoviy) De-Broyl to'liqlarida zarracha tezligiga mos keladi.
6. Norelyativistik zarrachaning to'liqin chastotasi De-Broyl to'liqin uzunligi bilan  $E_k = h\nu$  munosabat orqali ifoda qilinadi, bu yerda  $E_k$  - zarrachaning kinetik energiyasi. De Broyl to'liqin uzunligi bilan chastota qanday boglangan.

### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Elektromagnit to'liqlarning korpuskulyar xususiyatlari, yorug'likning korpuskulyar xususiyatlariga doir masalalar yechish.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### **5-mavzu: To'liqin paketi.**

1. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari.
2. Noaniqlik prinsipi.

***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:*** Dualizm, De-Broyl, De-Broyl to'liqini, fazaviy tezlik, elektron zambarak, noaniqlik prinsipi.

***1-savol bo'yicha dars maqsadi:*** Talabalarni to'liqin va zarrachalar xususiyati to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va De-Broyl to'liqlari, dualizm, fazaviy tezlik, elektron zambarak, noaniqlik prinsipi haqida ma'lumot beriladi.

### ***Identiv o'quv maqsadlari:***

1. De-Broyl gipotezasini biladi.
2. To'liqlarning guruhviy va fazaviy tezliklarini izohlay oladi.
3. Devisson-Jermer va Tomson-Tartakovskiy tajribalari biladi.

**1- savol bayoni:** Ma'lumki, yorug'lik korpuskulyar va to'lqin xossaga ega. Yorug'likning to'lqin xossaga ega ekanligini yorug'lik interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi. Yorug'likning korpuskulyar tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug'likning kvant tabiatini nurlanish qonunlari, fotoeffekt hodisasi, Kompton effekti va boshqa qator optik hodisalar tasdiqlaydi.

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

Uning bashoratiga ko'ra har bir mikrozarrachalar bir tomondan energiya va impulsiga ega bo'lsa, ikkinchi tomondan ma'lum to'lqin uzunlik va chastotaga ham ega bo'ladi. Mikrozarrachaning energiya va impulsi uchun yorug'lik fotoni uchun yozilganidek quyidagi formulalarni yozish mumkin:  $P = h / \lambda$  , (1)

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4. \quad (2)$$

Bu yerda (1) formula nisbiylik nazariyasiga ko'ra zarrachaning energiyasi bilan impulsi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Nisbiylik nazariyasida energiya bilan impuls orasida bog'lanish borligi isbot qilingan. Agar fotonning tinchlikdagi massasi nol ( $m=0$ ) bo'lishini hisobga olsak, yuqoridagi formuladan (1) formula kelib chiqadi. (2) formula Maks Plank gipotezasidagi (1900) kvant energiyasini bildiradi. Agar  $E=mc^2$  ekanligini hisobga olsak, (3) formula hosil bo'ladi.

$$P = h / \lambda. \quad (3)$$

De-Broyl yuqoridagi formulalarni, xususan (3) formulani har qanday zarracha uchun ham qo'lladi. Bunda foton impulsi o'rniga zarrachaning impulsi olinib, formuladagi harakatlanayotgan zarracha bilan bog'liq bo'lgan to'lqin uzunlikni ifodalaydi. Ya'ni impulsi  $p$  bo'lgan har qanday zarrachaga

$$\lambda = h/p \quad (4)$$

to'lqin uzunlik mos keladi. Zarrachani (4) formula bilan topilgan to'lqin uzunligini de-Broyl to'lqini deb,  $\lambda_b$  -ko'rinishda belgilanadi:  $\lambda_b = \lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{mV}$  (4a)

Topilgan bu to'lqin uzunligi qiymati rentgen nurlarinikiga mos keladi. Lekin bu yerda shuni aytish kerakki, de-Broyl to'lqinini elektron bilan bog'liq bo'lgan elektromagnit to'lqin sifatida talqin qilish mumkin emas. Har qanday boshqa zarracha uchun ham de-Broyl to'lqinini elektromagnit yoki boshqa tabiatga ega bo'lgan to'lqin sifatida qarash noto'g'ri bo'ladi. Yuqorida elektron uchun topilgan de-Broyl to'lqin uzunligini qiymati tajriba yo'li bilan tekshirib ko'riladi. 1927 yilda amerikalik fiziklar K. Devisson (1881-1958) va L. Jermerlar (1896-1971) tajribada elektronlar dastasini to'lqin xossaga ega ekanligini aniqladilar. Ular rentgen nurlarining to'lqin uzunligini aniqlash usulidan elektronlarning to'lqin xossasini tekshirish uchun foydalandilar. Tajriba sxemasi 14-rasmda ko'rsatilgan. Rentgen nurlari o'rniga katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar dastasi nikel kristali sirtiga yo'naltirilgan. 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 silindri yordamida ushlanadi.

Faradey tsilindriga ulangan galvanometr orqali o'tgan tokka qarab, kristalldan qaytgan elektronlar intensivligi haqida fikr yuritish mumkin. Elektron dastasi hosil qiluvchi qurilma elektron zambarak deb ataladi. Elektron zambarak, kristall, Faradey silindri hammasi vakuumda joylashgan bo'ladi. Tajriba davomida galvanometrda o'tayotgan tok bilan elektronlarga tezlanish beruvchi kuchlanishdan chiqarilgan kvadrat ildiz orasidagi bog'lanish 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 bo'lgani uchun, tezligi

$$V = \sqrt{\frac{2eU}{m_{oe}}} \quad (5)$$

bo'ladi. Odatdagi elektron qurilmalarda katod va anod orasidagi kuchlanish  $1 \div 104$  V atrofida bo'lishini hisobga olsak, (6) formuladan  $\lambda$  ni  $10 \div 0,1$  Å oralig'ida bo'lishi kelib chiqadi. Ya'ni rentgen nurlari to'liq uzunliklari oralig'ida bo'ladi.

$$\lambda = h / \sqrt{2mW_k}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mW_k}} = \frac{12,25}{\sqrt{\Delta\phi}} \text{ Å} \quad (6)$$

(6) formula zarrachaning to'liq uzunligining energiya orqali ifoda qilinishidir. Bundan tashqari zarrachaning to'liq energiyasi nisbiylik nazariyasiga ko'ra  $E=mc^2$  teng, unda zarrachaning chastotasi

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{E}{h}, E = h\nu = \hbar\omega \quad (7)$$

bo'ladi. Xuddi shuningdek, to'liq soni

$$\frac{2\pi}{\lambda} n = 2\pi \frac{P}{h} \quad (8)$$

n-to'liq yo'nalishi bo'yicha birlik vector. De-Broylning fazaviy tezligini topaylik.

$$V_f = \frac{\omega}{k} = 2\pi \frac{mc^2\hbar}{h2\pi p} = \frac{c^2}{v} \quad (9)$$

Tezlik gruppaviy tezlik bilan quyidagi ko'rinishda bog'langan

$$U = \frac{c^2}{V_f} ; U = \frac{d\omega}{dk} = V \quad (10)$$

**Gruppaviy tezlik.** [3] De-Broyl to'liqlari uchun zarrachaning tezligiga teng ekan. Shunday qilib, De-Broyl to'liqlari bo'shliqda ham dispersiya xosil qilishi mumkin. Devison va Jermer tajribalar yordamida De-Broyl to'liqlarining xossalarini ko'zatmoqchi bo'ldi. Ular kristall yuzasidan elektronlarning qaytishini kuzatishda. Bu tajribada ajoyib natijalar qo'lga kiritildi. Ma'lumki, yorug'lik korpuskulyar va to'liq xossaga ega. Yorug'likning to'liq xossaga ega ekanligini yorug'lik interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi.

Yorug'likning korpuskulyar tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug'likning kvant tabiatini nurlanish qonunlari, fotoeffekt hodisasi, Kompton effekti va boshqa qator optic hodisalar tasdiqlaydi.

Yorug'likning ikki xil - korpuskulyar va to'liqin tabiatga ega ekanligidan mikrozarralar ham to'liqin tabiatga ega bo'lmasmikan - degan savol tug'iladi. 1924 yilda fransuz olimi Lui de Broyl (1892-1987) korpuskulyar - to'liqin tabiat faqat yorug'lik fotonigagina xos bo'lmasdan, bunday ikki *yoqlamalilik elektronga* va har qanday boshqa mikrozarrachalarga ham xos degan gipotezani ilgari surdi. Uning bashoratiga ko'ra har bir mikrozarrachalar bir tomondan energiya va impulsiga ega bo'lsa, ikkinchi tomondan ma'lum to'liqin uzunlik va chastotaga ham ega bo'ladi. Topilgan bu to'liqin uzunligi qiymati rentgen nurlarinikiga mos keladi. Lekin bu yerda shuni aytish kerakki, de-Broyl to'liqinini elektron bilan bog'liq bo'lgan elektromagnit to'liqin sifatida talqin qilish mumkin emas. Har qanday boshqa zarracha uchun ham de-Broyl to'liqinini elektromagnit yoki boshqa tabiatga ega bo'lgan to'liqin sifatida qarash noto'g'ri bo'ladi. Devisson va Jermerlar tajribasida birinchi maksimum kuchlanishning 54 V qiymatida va qaytish burchagi  $\theta=50^\circ$  bo'lganda kuzatiladi. Rentgen nurlari difraksiyasi uchun chiqarilgan [2] Vul'f-Breglarning

$$2d \sin\theta = n\lambda \quad (11)$$

formulasiga nikelning kristall panjara doimiysi  $d$  va elektronlarning kristall sirtidan qaytish burchagini qo'yib hisoblasak,  $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$  ekanligi kelib chiqadi. Kuchlanish qiymatini qo'yib hisoblaganda ham yuqoridagi  $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$ . Bu natija de-Broyl formulasini naqadar to'g'riligini tasdiqladi. Keyinchalik de-Broyl formulasini to'g'riligi ko'p olimlarining tajribalarida ham tasdiqlandi. Masalan, rus olimi Tartakovskiy P.S. [3] katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ( $d \approx 1 \text{ mkm}$ ) metall qatlamidan o'tkazib, elektronlar hosil qilgan difraksiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi. Elektronlarning kichkina yumaloq teshikdan chiqishda fotoplastinkada hosil qilgan difraksiya manzarasi ham xuddimonoxromatik yorug'likning yakka tirqishdan o'tganda yoki rentgen nurlarini kristall panjaradan qaytganda hosil qilgan difraksiyasiga o'xshab, navbatlashib joylashgan yorug'-qorong'i halqalardan iborat bo'lar ekan. Agar elektronlar chiqayotgan teshikchaning qarshisiga ekran qo'yilsa, elektronlar ko'proq ekranni o'rtasiga tushadi. So'ngra navbatlashib joylashgan difraksiya halqalarib o'yicha taqsimlanadi. Halqalar orasiga bitta ham elektron tushmaydi. Boshqacha aytganda elektronlarni ekranning ma'lum nuqtalariga tushish ehtimolligi aniq bir taqsimot funksiyasiga ega. Bu funksiya grafigi yorug'lik intensivligini difraksiya halqalari bo'yicha taqsimlanishiga o'xshaydi. Uni ekran markaziga nisbatan taqsimlanishi ko'rsatilgan. 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 difraksiya manzarasiga magnit maydoni ta'sir qilishini tajribada aniqladi. Bu tajriba difraksiyani elektron bilan kristallni ta'sirlanishida hosil bo'lgan rentgen nurlari hosil qilmasdan, balki elektronlarning o'zi hosil qilishini ko'rsatadi.

1948 yilda V. Fabrikant, L. Biberman va N. Sushkinlar elektronlarni yupqa metall qatlamidan bittalab o'tkazganda ham elektronlar difraksiyasini kuzatdilar. Bu tajribadan

to'liqin 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'liqin xossaga ega ekanligi aniqlandi. Mikrozararlarda to'liqin xususiyatni ochilishi moddalar tuzilishini o'rganishning yangi usullari-elektronografiya va neytronografiyani yaratilishiga olib keldi.

Hozirgi zamon elektron mikroskoplarining ajrata olish qobiliyatini baholashda elektronlarining to'liqin xususiyatini amalda hisobga olishga to'g'ri keladi. Optik mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati yorug'likning to'liqin uzunligiga bog'liq bo'lgani kabi elektron mikroskoplarning ham ajrata olish qobiliyati elektronning de-Broyl to'liqin uzunligiga bog'liq. Yuqorida ko'rib o'tganlarimizni umumlashtirib shuni aytamizki, har qanday mikrozarrahaga bir tomondan to'liqin, ikkinchi tomondan zarracha deb qarashimiz kerak. Ya'ni ularga ikki yoqlamalilik xosdir. Yorug'lik uchun ham shunday ikki yoqlamalilik (dualizm) o'rinli ekanligini ko'rgan edik.

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

**2-asosiy savol:** Aniqmaslik munosabatlari. Mikrozarralarning koordinata va impulslarni bir vaqtda aniqlash.

**2-asosiy savolning maqsadi:** Noaniqlik munosabati haqida tushuncha berish.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Elektronlar difraktsiyasini biladi.
2. Ehtimollik to'g'risida tushunchaga ega.
3. Noaniqlik munosabatlarini biladi.

**2-asosiy savolning bayoni:**

Yorug'likning to'liqin xususiyatlarini o'rganish vaqtida, yorug'likning sinish va qaytishi qisman yorug'lik sinadi va qisman yorug'lik qaytadi deb qaralar edi. Kvant fizikasida foton tushunchasi ishtirok etganligi uchun ma'lum bir foton «qisman qaytadi» deb aytish mumkin emas. Demak, fotonlarning ma'lum bir qismi qaytish ehtimoli bor deb aytish mumkin. Bunday holda qaytgan nurning amplitudasini aniqlashda shu fotonning ma'lum bir yo'nalishdagi qaytish ehtimolligi to'g'risida fikr yuritiladi.

Demak, har qanday harakatlanuvchi zarrachalar uchun to'liqin protsesslarni tadbiq qilish mumkin bo'ladi. Uning harakatini ifoda qiluvchi tenglama De-Broyl to'liqinlariga mos keladi. Bu tenglama echimida bu zarrachaning holatlari emas, balki uning ehtimolligi to'g'risidagina fikr yuritish mumkin bo'ladi. Agar zarralarning oqimi to'g'risida fikr yuritilayotgan bo'lsa, unda ularning paydo bo'lish ehtimolligi katta bo'ladi. Zarraoning fazaviy tezligini aniqlaymiz. Nisbiylik nazariyasiga asosan  $u \ll c$  tezlik bilan harakatlanayotgan zarra energiyasi va impulsining bog'lanishidan to'liqin soniga bog'liq ekanli kelib chiqadi. De-Broyl to'liqinining fizik ma'nosini tushunish uchun zarra – g'alayon markazi deb qaralgan edi, keyin zarra to'liqin hosil qiladi deb qaraldi. Birinchi fikr to'g'ri xulosa bermadi, sabab: a) to'liqin paketi muhitda yoyilib ketadi va uning tezligi chastotaga bog'liq, ya'ni to'liqin paketi muhitda turli tezlik bilan tarqaladi.

b) De-Broyl to'liqinlar difraktsiya manzarasi o'rinli bo'lsa, zarraoning bir butunligi buziladi, zarraoning bir qismi bir asbobdan, qolgan qismi boshqa asbobdan o'tishi kerak edi, lekin ma'lumki bu hol kuzatilmaydi.

Oz miqdordagi elektron folgaga yuborilsa, u fotoplastinkani bitta joyiga tushadi va dog`hosil bo`ladi, bu dog`lar betartib joylashadi. Katta elektronlar oqimi yuborilsa fotoplastinkadagi manzara elektromagnit to`lqin hosil qiladigan difraksiya manzarasi kabi bo`ladi, ya`ni fotoplastinka bo`ylab deyarli tekis joylashadi. By manzara bir qaraganda mikrozarra to`lqin tabiatga ega degan mulohazani isbotlaydi. Agar dastani folgaga difraksion manzara “min” sharti bajariladigan yo`nalishda yuborilsa fotoplastinkada dog` hosil bo`lmaydi. Bundan ko`rinadiki, zarra bir butun tarzda nomoyon bo`linmaydi. Bu tabiat De-Broyl to`lqiniga statistik talqin berishni taqozo etadi. Statistik talqinga asosan, (Maks Born) fazoning biror sohasida biror vaqtda De-Broyl to`lqinlarining intensivligi zarraning shu sohada bo`lish ehtimolligiga proporsional.

Mikrozarraning joylashish ehtimolligi degan so`z zarra fazoning x,y,z koordinata bilan ifodalangan nuqtasida mavjud deganidir. Bu koordinata fotoplastinkadagi dog`chalar o`rni yoki difraksiya bo`ladigan tirqishlar o`lchami. Zarraning koordinatasini 2 usulda aniqlash: 1) bevosita – masshtab yordamida ;2) bilvosita – elektron atom ichida harakatda bo`lgani uchun ikkinchi zarra bilan to`qnashganda shu zarradan sochilishini bevosita o`lchab, 1-zarra to`g`risida bilvosita ma`lumot olish mumkin.  $\psi = f(x, y, z, t)$  elektromagnit to`lqin energiyasi va amplitudasi quyidagicha bog`langan, ya`ni  $J \sim A^2$ . Ehtimollik musbat kattalik, ya`ni bo`lishi muqarrar hodisa,  $Eh \sim A^2 > 0$ .  $\psi^2 \rightarrow \psi^2$  olamiz, chunki to`lqin funksiya kompleks bo`lib, “-“ darajada ham bo`lishi mumkin. U holda

$$|\psi|^2 = \psi\psi^*; dW = |\psi(x,y,z,t)|^2 dV. \quad (12)$$

Bu ifoda zarraning (x,y,z) koordinata atrofida bo`lish ehtimolligi soha o`lchamlariga bog`liq. Bu yerda  $dV = dx dy dz$  - elementar hajm, ya`ni  $x \div x + dx$ ,  $y \div y + dy$ ,  $z \div z + dz$ . U holda  $\psi$  funksi yani ushbu sohada doimiy deb hisoblash mumkin, shuning uchun  $Eh \sim V$  deyish mumkin. Zarra fazoning juda kichik hajmida bo`lish ehtimolligi, u holda ehtimollik zichligi

$$\omega = \frac{d\omega}{dt} = |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (13)$$

$$\text{zarraning biror hajmda bo`lish ehtimolligi } W = \int_V |\psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1 \quad (14)$$

Ehtimollik – sodir bo`ladigan hodisa, ehtimolliklar nazariyasiga ko`ra  $W = 1$ , u holda

$$\int |\psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1 \quad (15)$$

bo`lib, bu to`lqin funksiyaning normirovka sharti deyiladi. Normirovka shartga bo`ysunuvchi funksiyalar normallashtgan funksiyalar deyiladi. Har qanday to`lqin funksiya bu shartni bajaravermaydi.

1.  $|\psi|^2 = C^2$ , to`lqin funksiya juda ko`p joyda tarqalishi mumkin.
2. Normirovka sharti vaqtga bog`liq emas. Demak, to`lqin funksiyaning o`zi emas, balki modulining kvadrati ma`noga ega bo`lib, zarraning fazoning biror sohasida bo`lish ehtimolligini ko`rsatadi. De-Broyl ifodasini murakkab zarralar (atom, molekula) uchun qo`llash muhim masaladir. Bunday zarralarga qo`llash bilan hamma mayda zarralar



umumiy qonuniyatga bo'ysunishini ko'rsatish mumkin. Maks Born to'liq funksiya o'zi emas, balki uning modulining kvadrati fizik ma'no kashf etishini ko'rsatdi,

$$|\Psi(x)|^2 = \Psi(x) * \Psi(x) = W, \quad (16)$$

W-ehtimollik. Demak, to'liq funksiya modulining kvadrati,  $|\Psi|^2$  -zarraning, muhitning biror sohasida bo'lish ehtimolligini ko'rsatadi. Elektronning to'liq xossasini ochilishi unga oddiy zarracha sifatida emas, balki to'liq xossasiga ega bo'lgan murakkab bir borliq sifatida qarash kerakligini ko'rsatadi. Uning o'lchami, aniq trayektoriyasi 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  $P_x = mV_x$  impulsiga ega bo'ladi. Ma'lum vaqtdan keyin uni koordinatasi x', impulsi  $P'_x$  bo'ladi. Shu bilan birga nuqta aniq harakat traektoriyasiga ham ega bo'ladi. Agar moddiy nuqtaga ta'sir qilayotgan  $F_x$  kuch ma'lum bo'lsa, uni ma'lum vaqtdan keyingi koordinata va impulsini hisoblash mumkin. Moddiy nuqtaning tezligi va tezlanishi

$$V_x = \frac{dx}{dt}; a_x = \frac{d^2x}{dt^2} \quad (17)$$

formulalar bilan aniqlanar edi. Nyutonning II qonuni  $F = m \frac{d^2x}{dt^2}$  formula bilan ifodalanadi. Bu formulalar klassik mexanikadagi sababiyat prinsipini matematik ifodasi bo'lib, agar moddiy nuqtaga ta'sir etayotgan kuch ma'lum bo'lsa, ular yordamida moddiy nuqtaning dt vaqtdan keyingi koordinata va impulsi o'zgarishi dx va dr 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. Klassik fizikada dinamik o'zgaruvchi sifatida q (x,y,z) koordinata, impulsning tashkil etuvchisi, harakat miqdori holati va boshqalarni olish mumkin. 1927 yili V.Geyzenberg aniqmaslik munosabatini aniqladi. Uni ko'rib chiqaylik, q(x,y,z) va  $P(P_x, P_y, P_z)$ ; (q,p) bu yerda q-zarrachaning koordinatasi, p - uning impulsi. Bu hol uchun

$$\Delta q \cdot \Delta p \geq h | 2\pi \quad (18)$$

Bu yerda  $\Delta q$  va  $\Delta p$ - o'lchash vaqtidagi q va r ning o'rtacha kvadratik xatosi. Yozilgan ifodadan, ikki o'zgaruvchini bir vaqtning o'zida aniq o'lchash mumkin emas, ularning darajasi Plank doimiysi orqali baholanadi. Plank doimiysining qiymati kichik bo'lganligidan aniqmaslik munosabati mikrofizikada uncha katta ahamiyatga ega emas. Klassik fizikada dinamik o'zgaruvchi sifatida q (x,y,z) koordinata, impulsning tashkil etuvchisi, harakat miqdori holati va boshqalarni olish mumkin. 1927 yili V.Geyzenberg aniqmaslik munosabatini aniqladi. Uni ko'rib chiqaylik, q(x,y,z) va  $P(P_x, P_y, P_z)$ ; (q,p) bu yerda q-zarrachaning koordinatasi, p - uning impulsi. Bu hol uchun

$$\Delta q \cdot \Delta p \geq h | 2\pi \quad (19)$$

Bu yerda  $\Delta q$  va  $\Delta p$ - o'lchash vaqtidagi q va r ning o'rtacha kvadratik xatosi. Yozilgan ifodadan, ikki o'zgaruvchini bir vaqtning o'zida aniq o'lchash mumkin emas, ularning darajasi Plank doimiysi orqali baholanadi. Plank doimiysining qiymati kichik bo'lganligidan aniqmaslik munosabati mikrofizikada uncha katta ahamiyatga ega emas.

Mikrozarra to'liqin xossasiga ega bo'lgani uchun u klassik mexanikadagi zarrachadan farq qiladi. Asosiy farq shundaki, mikrozarra trayektoriyasi bo'lmaydi. Bundan tashqari uni aniq koordinata va impulsi haqida ham gapirish mumkin emas. Masalan, mikrozarra impulsi to'liqin uzunligi orqali ifodalashimiz mumkin. Ammo mikrozarra to'liqin xossasiga ega bo'lgani uchun u fazoda ancha katta oraliqni egallaydi va koordinatasining noaniqligi katta bo'ladi. Demak, zarrachaning impulsi aniq bo'lsa, uning koordinatasi noaniq qoladi. Aksincha mikrozarra koordinatasini aniq hisoblasak, uning impulsining noaniqligi  $r$  ortadi. Ya'ni  $\Delta x = 0$  bo'lganda  $r\Delta p = \infty$  bo'ladi.

1927 yilda nemis olimi Verner Geyzenberg (1901-1976) mikrozarralarning to'liqin xossasini hisobga olib, ularning impuls va koordinatalarini bir xil aniqlik bilan hisoblab 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 mikrozarra to'liqin xossasidan kelib chiqadi. Agar mikrozarra to'liqin fazodagi koordinatalarini  $x, y, z$  va impulsining o'qlardagi proyeksiyalarini  $P_x, P_y, P_z$  desak, Geyzenberg noaniqlik munosabatlariga ko'ra koordinata noaniqligini, impuls noaniqligiga ko'paytmasi Plank doimiysidan kichik bo'lmaydi. Ya'ni,

$$\begin{aligned}\Delta z \Delta P_x &\geq h, \\ \Delta y \Delta P_y &\geq h, \\ \Delta x \Delta P_z &\geq h.\end{aligned}\tag{20}$$

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. (20) 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  $P_x$  ortib ketadi ( $\Delta P_x = \infty$ ). Doimo  $\Delta x$  ni  $\Delta P_x$  ga ko'paytmasi Plank doimiysi  $h$  dan katta bo'ladi. Bundan zarrachaning impuls va koordinatasini bir xil aniqlikda o'lchab bo'lmasligi kelib chiqadi. Noaniqlik munosabatlari haqiqatdan ham mikrozarralarning to'liqin xossasidan kelib chiqishini ko'raylik. Elektronlar chiqayotgan tirqishning kengligi  $\Delta x$  bo'lsin. Agar  $\Delta x$  de-Broyl to'liqin uzunligiga yaqin bo'lsa, ekranda elektronlar difraksiyasi kuzatiladi. U o'qiga simmetrik joylashgan bosh va ikkilamchi maksimumlar ko'rsatilgan. Elektron tirqishdan chiqqandan keyin difraksiya tufayli burchakka buriladi. Natijada impulsning  $x$  o'qi yo'nalishida  $R_x$  noaniqligi vujudga keladi. Tirqishdan o'tishdan oldin elektronlar  $U$  o'qi yo'nalishida harakatlangani uchun impulsning  $P_x$  o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi  $\Delta P_x$  ham, noaniqligi  $P_x$  ham nolga teng bo'lib, koordinatasi butunlay noaniq bo'ladi. Elektronlar tirqishdan chiqayotgan paytda ularning  $\Delta x$  koordinatasi tirqishning kengligiga teng bo'lib,  $x$  aniqlikda bo'ladi. Elektronlarning tirqishdan chiqqandan keyingi difraksiyasi tufayli  $\phi$  burchak oralig'ida harakatlanadilar. (Bu yerda  $\phi$  - difraksiya maksimumiga

mos kelgan burchak). Natijada elektronlar impulsini  $x$  o'qi yo'nalishidagi  $\Delta P_x$  noaniqligi hosil bo'ladi. (22) formulaga asosan  $P_x$  ni topamiz:  $\Delta P_x = p \sin\phi = \sin\phi$  (21)

Difraksiya nazariyasiga ko'ra birinchi minimum  $\Delta x \sin\phi = \lambda$  (22)  
shartni qanoatlantiruvchi burchakka mos keladi. (21) va (22) formulalardan

$$\Delta P_x \cdot \Delta x = h \quad (23)$$

ekanligini topamiz. Agar bosh maksimumni tashqarisiga ham tushayotgan elektronlarni ham hisobga olsak

$$\Delta x \cdot \Delta \vartheta_x \geq h \quad (24)$$

ekanligi kelib chiqadi. Misol sifatida massasi  $m = 1 \text{ mg} = 10^{-6}$  chiziqli o'lchami  $l = 1 \text{ mkm} = 10^{-6} \text{ m}$  bo'lgan chang zarrachasini olaylik. Uning koordinatasini noaniqligini  $x = 0,01 \text{ mkm} = 10^{-8} \text{ m}$  bo'lsin deylik. Mexanikadagi  $r = m\vartheta$  impuls formulasini qo'llab, (25) formuladan tezlikning noaniqligi  $\Delta \vartheta_x$  ni topamiz: Tezlikning bunday juda kichik noaniqligini chang zarrachasining har qanday tezligida ham hisobga olmasa bo'ladi. Demak, makroskopik jismlarning to'lqin xossasini hisobga olish kerak emas, ularning koordinata va impulsini katta aniqlikda o'lchash mumkin. Elektron-nurli trubkadagi elektron uchun noaniqlik munosabatini qo'llaylik. Trubkadagi elektronning tezligi  $\vartheta = 10^8 \text{ m/s}$  bo'lsin, uning noaniqligi 0,01 % ni, ya'ni  $10^4 \text{ m/s}$  bo'lsin. U holda Geyzenberg munosabatidan koordinataning noaniqligi uchun kelib chiqadi.  $x$  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, uning tezlik va koordinatasini klassik mexanika qonunlaridan foydalanib topish mumkin. Noaniqliklar munosabatini vodorod atomidagi elektron uchun tadbiq etaylik, koordinatani noaniqligi atomning o'lchamiga yaqin bo'lsin. Masalan,  $\Delta x = 10^{-10} \text{ m}$  kelib chiqadi. Klassik mexanika qonunlarini qo'llab, elektronning yadro atrofidagi haqiqiy tezligi uchun  $\vartheta = 2,3 \cdot 10^6 \text{ m/s}$  ekanini topamiz. Ko'rinib turibdiki, tezlikning noaniqligi uning o'z qiymatidan ham katta bo'lib qolmoqda, demak, tomdagi elektron uchun aniq koordinata va trayektoriya to'g'risida fikr yuritib bo'lmaydi. Kvant nazariyasida energiya va vaqt uchun ham noaniqliklar munosabati o'rinli ekanligi hisobga olinadi. Ularning qiymatlaridagi noaniqlik quyidagi shartni qanoatlantirishi kerak.

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \quad (25)$$

Bu ifodadan yashash vaqti  $t$  bo'lgan zarrachaning energiyasi aniq bir  $E$  qiymatga ega bo'lmasligi kelib chiqadi. Zarrachani yashash vaqti kamayishi bilan uning energiyasining noaniqligi ortadi. Yuqoridagi ifodadan nurlangan foton chastotasini noaniqligi  $\Delta \nu = \Delta E/h$  ham kelib chiqadi, ya'ni spektr chizig'i  $h\nu \pm \Delta E/h$  ko'rinishda ifodalanishi kerak. Haqiqatdan ham tajriba spektral chiziq yoyilganroq bo'lishini ko'rsatadi, uning kengligini o'lchab, atomning uyg'ongan holatda qancha vaqt bo'lishini hisoblash mumkin. Masalan, elektronlarning difraksiyasini tirqish orqali kuzatadigan bo'lsak, unda elektronlarning ko'pgina qismi bu uchastkada bo'la olish ehtimolligi katta bo'ladi.

$$H \sin \beta = (2n+1) \frac{\lambda}{2} \quad (26)$$

bu erda  $\beta$  - difraktsiya burchagi,  $H$  -tirqish kengligi.Shunday qilib, biz alohida olingan mikrozarrachaning harakat xarakterini emas balki, zarrachalarning fazoda bo'lish ehtimolligi to'g'risidagina fikr yuritishimiz mumkin bo'ladi. Biz endi klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasiga keldik. Bunday printsiptial qo'llanmani Geyzenberg aniqladi va u noaniqlik munosabati deb ataldi. Elektronlar oqimi  $\vec{V}_y$  tezlik bilan  $\Delta x$  tirqishdan ekranga to'shayotgan bo'lsin. Bunday holatda difraktsiya hodisasi kuzatilishi mumkin, zarralarning ma'lum bir qismi difraktsiya tufayli tirqishdan o'tsin, qolgan bir qismi burchakka og'adi va birinchi difraktsion minimumni xosil qiladi.

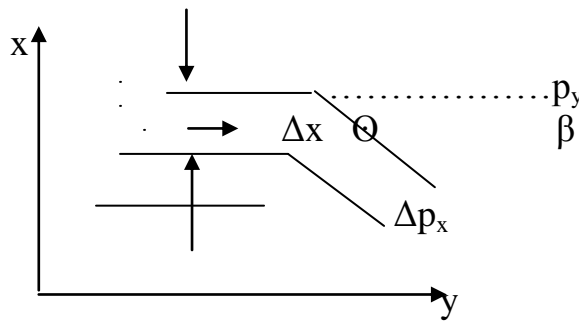
$$\Delta x \sin \beta = \lambda \quad (27)$$

Bu elektronlarning impulsi:  $\Delta \vec{P}_x = m \Delta V_x$  teng bo'lib, uning moduli tirqish kengligi bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\Delta P_x = P_y \tan \beta \approx P_y \sin \beta = P_y \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{\Delta x} \quad (28)$$

bu yerdan  $\Delta P_x \Delta x = h$  yoki  $\Delta V_x \Delta x = \frac{h}{m}$  aniqroq qilib olinadigan bo'lsa,

$$\Delta P_x \Delta x \geq h, \Delta V_x \Delta x \geq \frac{h}{m}$$



15-rasm.Tirish orqali o'tayotgan elektronning holatini ekranda kuzatish.

bu yerda  $P_x$  va  $x$ -impuls va koordinata, elektronlarning uchish vaqtidagi noaniqlikni  $\Delta x$  kattalikni ifodalaydi. Yuqoridagi formulaga o'xshash formulani quyidagicha hosil qilish mumkin.  $\Delta P_y \Delta y \geq h, \Delta P_z \Delta z \geq h$ . Yuqoridagi tenglamani quyidagi ko'rinishda ifoda qilish mumkin  $\Delta P_x \Delta x = m \Delta V_x (V_x \Delta t) = 2(\Delta W_k) \Delta t \geq h; \Delta W \Delta t \geq h$ .  $\Delta W$  -zarrachaning ma'lum holatidagi noaniqlik energiyasi va  $\Delta t$ -berilgan holatda bo'lish ehtimolligidir. Foton uchun:  $\Delta v \Delta t \geq 1; \Delta E \Delta t \geq h$

Bunda difraktsiya hodisasi vujudga keladi, bir qism elektronlar tirqish orqali o'tadi, bir qism elektronlar og'maydi, bir qism elektronlar esa og'adi, difraktsion minimumi hosil qiladi.

$$\Delta x \sin \beta = \lambda$$

Bu elektronlar  $\Delta P_x = m \Delta \vec{V}_x$  impulsning tashkil etuvchisini hosil qiladi. Bu yerda  $\Delta P_x \Delta x = h$  yoki  $\Delta V_x \Delta x = \frac{h}{m}$  Agar aniq ehadigan bo'lsak, bu masalani  $\Delta P_x \Delta x$  bog'lanishini

$$\Delta P_x \Delta x \geq h; \Delta V_x \Delta x \geq \frac{h}{m}$$

ekanligi aniqlanadi.  $P_x$  va  $x$ -impuls va koordinata  $\Delta x$  kattalik nuqtaning aniqlanishini ifoda qiladi. Xuddi shunga o'xshash boshqa koordinatalar komponentasi uchun ham  $\Delta P_z \Delta z \geq \hbar$ ;  $\Delta P_y \Delta y \geq \hbar$  munosabatni yozish mumkin. Agar zarrachaning parametrlarini quyidagicha qilib olinsa,  $dx = 10^{-3} \text{ m}$ ,  $V_y = 10^7 \text{ m/s}$ ,  $\Delta V_x = 0,6 \text{ m/s}$ ,  $\Delta x = 10^{-10} \text{ m}$ ,  $\Delta V_x = 7 \cdot 10^6 \text{ m/s}$  bo'ladi.

$$\Delta P_x \Delta x = m \Delta V_x (V_x \Delta t) = 2(\Delta W_k) \Delta t \geq \hbar \quad \Delta W_k \Delta t \geq \hbar$$

Bu yerda  $\Delta W$  -zarracha energiyasining biror holatidagi aniqlanishini,  $\Delta t$  -berilgan holatga qaytish vaqti. Fotonga tadbiq qiladigan bo'lsak,

$$E = h\nu, \quad \Delta \nu \Delta t \geq 1$$

fizik kattaliklarni xech qachon aniq o'lchash mumkin emas, hamma vaqt o'lchash vaqtida xatolikka yo'l qo'yiladi. O'lchash vaqtidagi xatolikni biz  $\Delta$  bilan belgilaylik. Demak, koordinatalarni o'lchash vaqtida yo'l quyiladigan xatolik  $\Delta x$ , impuls komponentalarining xatoligi esa  $\Delta P$ .

Xatolik ko'pchilik hollarda aniqlanish yoki noaniqlik munosabati ham deb ataladi. Klassik fizikada o'lchashning aniqligi haqida talab qo'yilmagan edi. Zamonaviy asboblarda fizik kattaliklarni yuqori aniqlik bilan o'lchashi mumkin deb qaralar edi. Makroskopik jismlar uchun bu hol tajribada ham to'liq tasdiqlandi. Mikroskopik jismlar uchun esa bu narsani olish ancha qiyinchilikni vujudga keltirdi.

Asboblarni yaxshi takomillashtirish bilan ham printsiptial holda aniqlikni oshirish mumkin bo'lmay qoladi. Bunday printsiptial o'lchash hatoligini chegaralinishiga noaniqlik munosabati deb ataladi. 1927 yili birinchi marta V. Geyzenberg tomonidan aniqlanish munosabatini ifoda qilindi. Ko'p hollarda asosan ikkita kattalik aniq bog'lanmaydi. Birinchisi zarrachaning koordinatalari bilan uning impuls komponentalari orasidagi bog'lanishdir:

$$\Delta x \Delta P_x \geq \hbar \quad (29)$$

Ikkinchisi energiya bilan vaqt orasidagi munosabatdir:

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar \quad (30)$$

$\Delta t$  -energiyaning o'lchash vaqtidagi uzoqligi,  $\Delta E$  esa uning aniqlanishidir. (29) va (30) munosabatning bog'lanishini ko'rib chiqaylik. Demak, (29) dan zarrachaning  $x$  -koordinata o'qidagi aniqligi bo'lsa,  $\Delta x$  shu vaqtda zarrachaning impulsini

$$\Delta P_x \approx \hbar / \Delta x \quad (31)$$

orqali ifoda qilish mumkin bo'ladi. (29) dan esa  $\Delta E$  energiyani o'lchash aniqligi

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} \quad (32)$$

dan kam bo'lmasligi kerak, agar sistema statsionar (turg'un) bo'lmasa,

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau} \quad (33)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda asosiy narsa bo'lib,  $\hbar$  Plank doimiysi hisoblanadi.  $\hbar \rightarrow 0$  bo'lgan vaqtda o'lchashdagi aniqlikni kamaytiradi. Noaniqlik munosabati to'liq zarrachalar dualizmi orqali ifoda qilinadi.  $\Delta x - x$  yo'nalishidagi to'liq protsessning koordinatasining bog'lanishini ifoda qilsin,  $\Delta \omega$  -chastota kengligining diapazoni, unda

$$\Delta x \Delta K_x \geq 1 \quad \Delta t \Delta \omega \geq 1.$$

Noaniqlik munosabatini fizik ma'nosini A. Eynshteyn va N. Bor ochishga harakat qilishgan. Hozirgi vaqtda hamma fizik kattaliklar aniqlanish munosabati orqali ifoda qilinadi. Faraz qilaylik zarracha biror traektoriya bo'yicha harakat qilsin. Bu vaqtda

zarrachaning koordinatasi  $x(t)$ ,  $t$  -vaqtdagi qiymati esa  $x(t + \delta t, t + \delta t)$  -vaqtdagi qiymatni ifoda qiladi. Kichik vaqt oralig'idagi  $\delta t$   $x(t + \delta t) = x(t) + \frac{dx(t)}{dt} \delta t = x(t) + V_x(t) \Delta t$ . Bu yerda  $V_x(t) = dx(t)/dt$  yo'nalishdagi zarracha tezligi.

### **Nazorat savollari:**

1. De-Broyl to'liqlarining statistik talqini qanday tushuntiriladi?
2. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimadan iborat va uning gipotezasi qanday tajribalarda tasdiqlandi?
3. De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi.
4. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlarini tushuntiring.
5. Qanday qilib to'liq xususiyatiga ega bo'lgan mikrozarrachalarning holati to'liq funktsiya orqali ifodalanadi?
6. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari.
7. Parallel elektronlar oqimining energiyasi  $10^4 \text{ eV}$ , Tomson elektronning solishtirma zaryad miqdorini aniqlashda  $0,5 \text{ mm}$  tirgishdan foydalangan. Bunda difraktsiya hodisasi ko'zatiladimi?
8. Mikrozarralarning to'liq xususiyatlari qanday tajribada aniklandi?
9. Nima uchun elektronlar difraktsiyasi kristallardan «qaytargich» sifatida foydalanilganda kuzatiladi?

### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Noaniqlik munosabatlari. Mikrozarralarning koordinatalari va impulsini aniqlash.

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **6-mavzu. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar.**

### **Asosiy savollar:**

1. Tomson atom modeli.
2. Rezerford tajribalari.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Vodorod atomi, qonuniyatlar, Balmer, spektral seriyalar, Bor nazariyasi, Bor postulatlar, turg'un orbitalar, elektronning orbitadagi impuls momenti, bosh kvant soni, sochilgan yoki yutilgan yorug'lik kvanti energiyasi, Bor

nazariyasi spektri, spektral seriyalar, Ridberg doimiysi, nazariyasining kamchiligi. Majburiy, spontan o'tishlar.

**Darsning maqsadi:** Talabalarga atom tuzilishi, atomning planetar modeli va uning kamchiligi haqida tushuncha berish.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Atom tuzilishini biladi.
2. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi.
3. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
4. Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi.
5. Bor postulatlarini izohlay oladi

**1- savolning bayoni:** Vodorod atomining spektral chiziqlari ular orasidagi qandaydir bog'lanish borligini ko'rsatadi. Balmer 1885 yili spektrning ko'rinadigan qismida yotuvchi  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$  4 ta chiziq to'lqin uzunligi  $\lambda = B \frac{k^2}{k^2 - 4}$  formula bilan ifodalanishi mumkinligini ko'rsatdi, bu yerda ( $k=3,4,5,6$ ),  $B=364,6 \text{ A}^0$ . To'lqin uzunlikka teskari bo'lgan kattalik  $1 \text{ sm}$  ga joylashgan to'lqinlar soni deyiladi.

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} \text{ sm}^{-1}, \quad \nu = \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{B} \frac{k^2 - 4}{k^2} = \frac{4}{B} \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{4}{B} = R, \quad R - \text{Ridberg doimiysi.}$$

$$\text{U holda (2) dan} \quad \nu' = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (3)$$

$k = 3, 4, 5$  bo'ladi. (3) formulaga Balmer formulasi deyiladi. Balmer formulasidan ko'rinib turibdiki  $n$  ortishi bilan to'lqin sonlari orasidagi farq kamayadi.  $k = \infty$  da  $\nu' = \frac{R}{2^2}$

doimiy bo'ladi va chiziqlar intensivligi ham kamayadi. Yer sharoitida vodorod atomi spektral tizimlarini ko'p miqdorda hosil qilish qiyin. Balmer seriyasining 37- hadigacha Quyosh xromosferasida kuzatilgan. Vodorod atomida Balmer seriyasiga o'xshash boshqa seriyalar ham topilgan. Nurlanish spektri atomning tuzilishi va kimyoviy elementlarning o'ziga xos xususiyatlariga bog'liq. Istalgan kimyoviy elementning bug'lari faqat unga xos bo'lgan spektr-monoxromatik nurlar to'plamidan iborat. Nurlanish spektrini klassik mexanika nazariyasi asosida tushuntirish qiyinchilikka duch keldi. 1885 yilda shveysariyalik olim Balmer yorug'likning ko'rinish sohasida joylashgan vodorod spektrlari uchun quyidagi ifodani tavsiya qiladi.  $\nu = R \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{m^2} \right)$ ;  $\nu$  -

yorug'lik chastotasi,  $m = 3, 4, 5, \dots$ , butun sonlar,  $R$  - Ridberg doimiysi, uning son qiymati  $109677,576 \div 0,012 \text{ sm}$  ga teng. Bu qonunga ko'ra kuzatiladigan spektr chiziqlari  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, \dots$  harflar bilan belgilanib, al'fer seriyalari deb yuritiladi. 1895 va 1896 yillardagi asosiy kashfiyotlar Rentgen nuri va radioaktivlik hodisalariga tegishli. O'tkazilgan tajribalar va kuzatilgan kashfiyotlar asosida atom modeli yuzaga kela boshladi. Normal sharoitda atom neytral holatda bo'ladi. Mendelevning davriy sistemasiga ko'ra, kimyoviy elementlarda elektronlarning joylashishi va taqsimoti hammani qiziqtiradi. Bu sirlarni tushunishda katta ahamiyatga ega bo'lgan Rentgen, Frank va Gers, Bekkerel, Rezerford, Shtern-Gerlax tajribalari va Bor nazariyasi.

elektron chiqarayotgan nurlanish tushayotgan maydon chastotasiga teng bo'lgan chastotani nurlantirishi lozim. Nurlanish spektri atomning tuzilishi va kimyoviy elementlarning o'ziga xos xususiyatlariga bog'liq. Istalgan kimyoviy elementning bug'lari faqat unga xos bo'lgan spktr-monoxromatik nurlar to'plamidan iborat. Nurlanish spektrini klassik mexanika nazariyasi asosida tushuntirish qiyinchilikka duch keldi. Atom musbat zaryadli yadro va uning atrofida harakatlanuvchi elektronlardan iborat. Elektronlar harakati kvant mexanikasi qonuniyatlari asosida tushuntiriladi. Elektron massasi vodorod atomi massasidan 1837 marta kichik. Uning elektr zaryadi juda kichik. Atomning ichki energiyasi elektronlarning yadro maydonidagi harakati hamda ularning o'zaro ta'siri bilan vujudga keladigan potentsial va kinetik energiyalari yig'indisidan iborat. Atom tuzilishi va uning xususiyatlari nurlanish, fotoeffekt, radioaktivlik xodisalari va ularni tajribada kuzatish yordamida o'rganiladi. Atomlar o'ziga xos chastotali elektromagnit to'lqinlar chiqarish va yutishi mumkin. Bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan atomlar chiqargan nurlanish alohida-alohida spektral chiziqlardan iborat. Spektrlarni atomar holatidagi gaz va bu atomlari vujudga keltiradi. Bu spektrlar spektral seriyalar deb ataluvchi gruppalariga bo'linadi va ular ma'lum bir qonuniyat asosida tushuntiriladi. Vodorod atomi eng sodda spektral chiziqlarga ega bo'lgani uchun, uni o'rganish ham qulay. Vodorod atomi spektral seriyalardagi spektral to'lqin uzunligi Balmer formulasi deb ataluvchi quyidagi qonuniyatga bo'ysunadi:

$$1/\lambda = R(1/k^2 - 1/m^2), \quad (4)$$

$$R = m_e / e^4 [(4\pi\epsilon_0)^2 4\pi\hbar^3 \pi c] \quad (5)$$

bu yerda  $\lambda$  -spektral chiziklarning to'lqin uzunligi,  $\nu$ -spektral chiziqning chastotasi,  $R$ -Ridberg doimiysi,  $k$ -atom nurlangandan keyingi elektronning energetik sathi,  $m$ -nurlanishdan avvalgi elektronning energetik sathi,  $c_0$ -yorug'likning vakuumdagi tezligi. Vodorod spektrining xar bir seriyasiga mos  $k$  ning qiymatlari mavjud bo'lib  $m$ ,  $m+1$  dan  $\infty$  gacha o'zgaradi. Balmer formulasiga asosan vodorod atomi nurlanish spektrini quyidagi seriyalarga bo'lish mumkin. Layman seriyasi spektrning ultrabinafsha qismi:

$$1/\lambda = R(1/1^2 - 1/m^2), (k=1, m=2,3,...); \quad (6)$$

Balmer seryasi spektrning ko'rinuvchi qismi ( $k=2, m=3,4,...$ );

$$1/\lambda = R(1/2^2 - 1/m^2) \quad (7)$$

Pashen seriyasi spektrning infraqizil qismi ( $k=3, m=4,5,...$ );

$$1/\lambda = R(1/3^2 - 1/m^2) \quad (8)$$

Breket seriyasi spektrning infraqizil qismi ( $k=4, m=5,6,...$ );

$$1/\lambda = R(1/4^2 - 1/m^2) \quad (9)$$

Pfund seriyasi spektrining ifraqizil qismi ( $k=5, m=6,7,...$ );

$$1/\lambda = R(1/5^2 - 1/m^2) \quad (10)$$

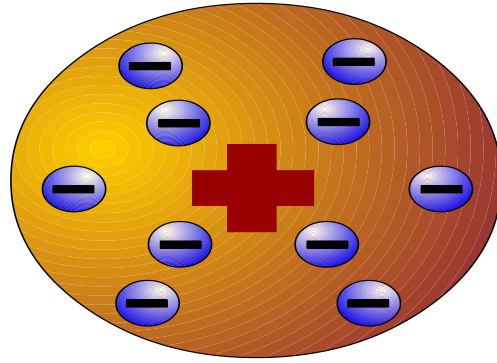
Barcha seriyalar uchun umumiy  $\nu = R(1/k^2 - 1/m^2)$  formula hisoblanadi. Bunga Balmerning umumlashgan formulasi deyiladi. Seriyalardagi birinchi hadni spektral term deyiladi. Har bir termga muayyan statsionar energetik holat to'g'ri keladi. Bitta seriyaning 2 ta spektral chizig'i to'lqin sonlari mavjud bo'lsa, u holda ularning ayirmasi shu atomga tegishli biror uchinchi spektral chiziqning ham to'lqin soni bo'ladi. Masalan: Layman seriyasi ikkita chizig'ining to'lqin sonlari berilgan bo'lsin.

$$\nu_1 = T_1 - T_2; \nu_2 = T_1 - T_3 \quad (11)$$

$$\text{u holda ayirma} \quad \nu_2 - \nu_1 = T_1 - T_2 - T_1 + T_3 = T_3 - T_2 \quad (12)$$



bo'ladi.



### 16 rasm

Balmer seriyasi 1-chizig'ining to'liq soni bo'ladi. Bu qonuniyatga kombinatsion prinsip deyiladi.  $\nu = \frac{E_n - E_m}{hc}$  da ifodalangan to'liq soni bo'lsa,  $\text{sek}^{-1}$  da ifodalanuvchi chastota  $c \cdot \nu$  ga teng bo'ladi. U holda Borning 1 – postulati  $hc \cdot \nu = E_n - E_m$  bo'ladi va undan  $\nu = \frac{E_n - E_m}{hc}$  ga kelimiz. Agar  $T_n = -\frac{E_n}{hc}$  desak,  $T_m = -\frac{E_m}{hc}$  bo'ladi, ya'ni har bir termga muayyan statsionar holat to'g'ri keladi. Termlarning ikkala  $\nu = T_m - T_n$ ,  $T_n = \frac{R}{n^2}$  ifodasini tenglashtirib, statsionar holat energiyasini  $R$  orqali ifodalaymiz:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (13)$$

1904 yilda Tomson birinchi bo'lib atom modelini tavsiya qildi. U atomning o'lchami kichik bo'lgan ( $10^{-10}$  m) musbat zaryadlangan shar shaklida bo'lib, uning ichida Bu esa o'lchamlari juda kichik elektronlar erkin suzib yuradi (11-rasm). Elektronlar soni atomning musbat zaryadli soniga teng. Shu sababdan normal sharoitda atom elektr neytral. Xar xil jismlarning zaryadla soni bir-birlaridan farq qiladi. Olimlar atom tuzilishi haqidagi to'g'ri tasavvurlarga darhol kelgan emaslar. J. Tomsonning fikriga ko'ra atomning musbat zaryadi atomning butun hajmini egallaydi va bu hajmda bir xil zichlik bilan taqsimlangan ya'ni quyidagi sxema ko'rinishda bo'ladi. Musbat zarralangan shar ichida manfiy zarralar suzib yuradi. Tomson modeli asosida vodorod atomida bo'ladigan jarayonni ko'raylik. Shar markazidan "x" masofada turgan elektronga shar ichkarisidagi atom zaryadi "f" kuch bilan ta'sir etadi. Uning ifodasi quyidagicha  $f = -\frac{qe}{4\pi\epsilon_0 x^2}$  e -elektron zaryadi, q - shar ichidagi zaryad kattaligi. x-radiusli

shar hajmi  $V = \frac{4}{3}\pi x^3$  ga teng, u holda  $q = \frac{4}{3}\pi x^3 \rho$ .  $\rho$  -musbat zaryadning hajmiy

zichligi. Natijada  $f = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 x^2} \cdot \frac{4}{3}\pi x^3 \rho = -\frac{e}{3} \cdot \frac{\rho}{\epsilon_0} x = -kx$ . hunday qilib atomdagi

elektronga ta'sir etuvchi kuch elektronning markazdan siljish kattaligiga to'g'ri mutanosib va shar markaziga yo'nalgan. Oqibatda atomdagi elektron garmonik tebranma harakat qiladi. Tebranish chastotasi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$$
, m- elektronning massasi. Atomning Tomson modeli asosida moddaning nurlanish chastotasini aniqlash mumkin.

## **2-asosiy savolning maqsadi: Talabalarga atom tuzilishi Rezerford tajribasi to'g'risida tushuncha berish.**

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Atom tuzilishini biladi.
2. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
3. Rezerford tajribasi biladi.
4. Rezerford tajribasi, atom yadrosini o'lchash, atomning planetar modeli va uning kamchiligi haqida tushuncha beraoladi.
5. Atomning planetar modeli va uning kamchiliklari to'g'risida tushuncha olish.

### **2-asosiy savolning bayoni**

Tomsonning atom modeli [3] atomda musbat zaryadning taqsimlanishini tadqiq qilingan tajribaga mutlaqo zid bo'lib chikdi. Birinchi marta buyuk ingliz fizigi Ernest Rezerford o'tkazgan bu tajribalar atomning tuzilishini tushunishida katta rol o'ynaydi. Ko'p tajribalar, nazariy tekshirishlar natijasida atom nazariyasi yaratildi. Bu nazariyani yaratishda Rezerfordning  $\alpha$  -zarrachalarning yupqa metall plastinkalar orqali o'tishi haqidagi tajribalari ayniqsa, muhim ahamiyatga ega bo'ldi.  $\alpha$  – zarracha nima? U butunlay ionlashgan (Ne) geliy atomidan, massasi elektron massasidan taqriban 8000 marta katta bo'lib, zaryadi musbat va absolyut qiymati  $q_\alpha$  elektron zaryadidan ikki marta katta, ya'ni  $\alpha_q = 2e = 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$  Kl ga teng, tezligi esa katta bo'lib,  $V = 2 \cdot 10^7$  m/s. Rezerford 1906 yilda bu zarralar bilan og'ir elementlarning atomlarini bombardimon qildi. Shunday qilib,  $\alpha$  -zarralarning sochilishiga qarab atom ichida musbat zaryadning va massasining taqsimlanish xarakterini aniqlash mumkin, bu tajribalarning asosiy g'oyasini yaqqol ko'rish mumkin. 1911 yilda E.R. erford atomning Dj. Tomson modelini tekshirish maqsadida radioaktiv moddadan chiquvchi musbat zaryad bilan atomni bombardimon qildi. Tajriba o'tkazish sxemasi 16-rasmda keltirilgan. Agarda atom Dj. Tomson modeliga mos kelsa  $\alpha$  – zarra (214 olingan) oltin zarvaraqdan o'tishda har xil burchaklarga og'adi (16-rasm). Zarvaraqdan o'tgan  $\alpha$  – zarrani kuzatish uchun ZnS qoplangan ekran va uning atrofida aylana bo'ylab harakat qiladigan mikroskopdan foydalangan. Ekranga  $\alpha$  – zarra urilganda, undan yorug'lik nuri chiqadi. Yorug'lik nurini mikroskop yordamida kuzatiladi

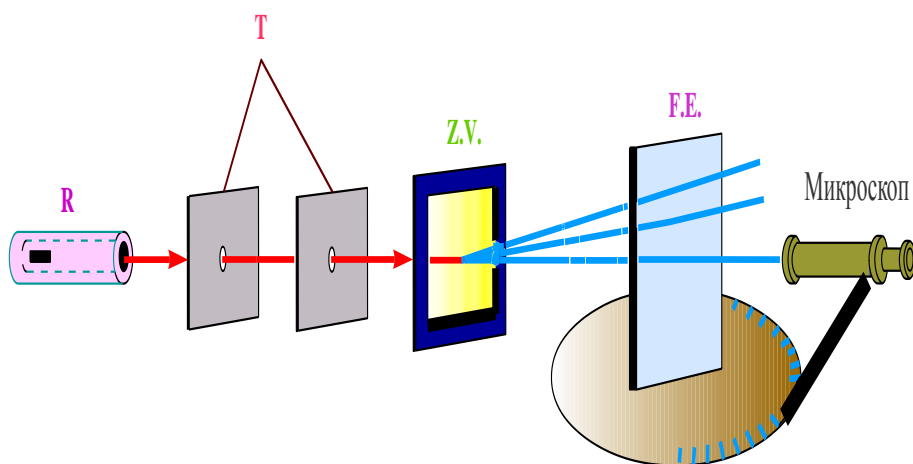
$\alpha$ - zarrachalarning manbai ro'parasida markazida kichkina teshigi bo'lgan diafragma o'rnatilgan teshikka ro'para qilingan.  $\alpha$ -zarrachalar teshikdan ingichka nurlar dastasi ko'rinishida o'tadi.  $\alpha$ - zarrachalar dastasining lyuminesentsiyalashadigan ekranga urilgan joyida dog' hosil bo'ladi. Bu dog' ayrim  $\alpha$ -zarrachalarning ekranga kelib urilishidan hosil bo'lgan chaqnashlaridan iborat, chunki ekranga bir sekund davomida kelib uriladigan zarrachalar soni juda ko'p bo'lgani uchun ayrim chaqnashlar birga qo'shilib, kuzatuvchiga yorug' dog' bo'lib ko'rinadi. Demak,  $\alpha$  - zarrachalarning ko'pchiligi zar qog'ozdan o'tishda o'zining boshlang'ich yo'nalishidan chetga chiqmaydi. Ammo, kamdan-kam zarrachalar katta burchakka hatto 180 gradusga yaqin burchakka og'ishi ham ko'rinadi. Rezerford ba'zi  $\alpha$ -zarralarni haddan tashqari katta

burchakka ( $150^{\circ}$  -  $180^{\circ}$ ) sochilishini kuzatdi. Zar qog'ozlarni pachka qilib, dastlab zar qog'oz o'rniga qo'yilishida pachkani qalinlashtirish bilan katta burchakka sochilgan  $\alpha$ -zarralar sonining ortishi kuzatildi. Xulosa aniq edi:  $\alpha$  - zarralarning zar qog'ozdan katta burchak ostida orqaga qaytishi sirt hodisasi bo'lmasdan, balki oltin moddasi yoki atomi ichidagi noma'lum kuch ta'siri natijasi edi. Nishon materialni qalayga, platinaga, kumushga, misga, temirga, alyuminiyga almashtirib ko'rildi. Metallning atom og'irligi ortishi bilan burchakka sochilgan  $\alpha$ -zarralar sonining ortishi aniqlandi. Yupqa plastinkadan  $\alpha$ -zarrachaning o'z yo'nalishini deyarli o'zgartirmasdan o'tishi oltin atomlari ichida bo'shliq fazo mavjud ekanligini tasdiqlaydi.  $\alpha$  - zarrachalarning orqaga qaytishi esa atomning musbat zaryadi va massasi fazoning juda kichik sohasiga mujassamlashganligini ifodalaydi. Shuning uchun ham  $v$ -tezlik bilan uchib kelayotgan  $\alpha$ -zarracha atomga  $L$  masofaga yaqin kelib orqaga qaytadi. Binobarin,  $\alpha$  -zarrachaning kinetik energiyasi atom musbat zaryadi  $q$  bilan  $\alpha$ -zarracha zaryadi,  $q_0$  ning o'zaro potentsial energiyasiga teng, ya'ni,

$$\frac{M_{\alpha}v^2}{2} = \frac{Mv_0^2}{2} + \frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 q} \quad (3)$$

bunda  $q$ -atom o'lchamiga nisbatan juda kichik bo'lgan masofa,  $\epsilon_0$ -elektr doimiysi,  $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{12} A \cdot c / B \cdot m$ .  $M_{\alpha}$ -zarrachaning massasi.  $v$ - $\alpha$ -zarrachaning yadro dan etarlicha uzoq masofadagi tezligi.

### 17-rasm



### **Atom yadrosining o'lchamlarini aniqlash**

Yana bundan tashqari Tomson modeli bo'yicha bu natijani (orqaga qaytarish) oldindan bilish mumkin emas edi. Maksimal itarish kuchi Kulon qonuniga muvofiq aniqlanadi:

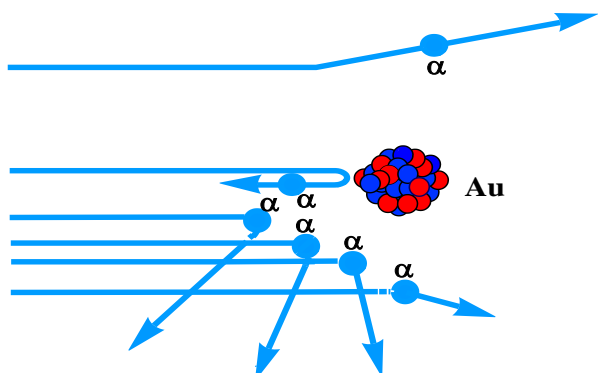
$$F = \frac{2eZe}{4\pi\epsilon_0 q^2}, \quad F = -\frac{du}{dr}. \quad (4)$$

Biz tekis zaryadlangan sharning elektr maydoni uning sirtida maksimal bo'ladi va sharning markaziga yaqinlashgan sari nolgacha kamayib borishini yaxshi bilamiz. Shuning uchun  $q$  radius qanchalik kichik bo'lsa,  $\alpha$ -zarralarni itaruvchi kuch ham shunchalik katta bo'ladi. (3) tenglamaning o'ng tomonidagi birinchi had  $\alpha$ -zarraning giperbola uchidan o'tayotgandagi kinetik energiyasi. Ikkinchi had elektrostatik itarish kuchining elektrostatik potentsial energiyasi.

Rezerford  $\alpha$ - zarra orqaga irg'itib yuborilishi uchun atomning musbat zaryadi va uning massasi fazoning juda kichik sohasiga yig'ilgan bo'lishi lozimligini tushungan edi. Shuning uchun Rezerford atom yadrosi haqidagi g'oyani-atomning deyarli butun massasi va butun musbat zaryadi yig'ilgan kichik o'lchamli jism haqidagi g'oyani ilgari surdi. Turli burchaklar ostida sochilgan  $\alpha$ -zarralarni sanab, Rezerford yadroning o'lchamlarini baholadi. Yadroning diametri  $10^{-12}$  -  $10^{-13}$  sm tartibida ekan. Atomning o'lchami – bu uning elektroni orbitasining radiusidir. Atomning o'lchami esa  $10^{-8}$  sm, ya'ni yadro o'lchamidan  $10^4$ – $10^6$  marta katta. Keyinchalik yadroning zaryadini ham aniqladi. Yadroning zaryadi ze bo'lib, bunda e- elektronning elementar zaryad qiymati, z-mazkur kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami.

Rezerfordning planetar modeli: Rezerford oltin plastinkasini  $\alpha$ - zarrachalar bilan bombardimon qilishi natijasida  $\alpha$ - zarrachalarning bir qismi o'z yo'nalishini o'zgartirishini, bir qismi esa plastinkadan qaytib ketishini tekshirib musbat zaryadlarning juda kichik sohada to'planganini isbotlab berdi va quyidagi xulosalarni aytdi: bu nazariyaga asosan atom markazida musbat zaryadlangan yadro bo'lib uning atrofida planetalar quyosh atrofida aylanganidek elektronlar harakatlanadi. Yadroning musbat zaryadi, elektronlarning manfiy zaryadiga teng bo'lib atom butunligicha elektroneytral zarrachadir. Rezerford o'sha paytdagi ma'lum bo'lgan barcha elementlarning zaryadlarini tekshirdi va ularning tartib nomerlari yadro zaryadiga tengligini aytdi. Rezerfordning  $\alpha$  -zarralarni sochilish nazariyasi.  $\alpha$ - zarrachalar bilan ta'sirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish uchun oldin  $\alpha$  - zarrachaning o'zini tabiatini bilish kerak edi. Shuning uchun Rezerford  $\alpha$  -zarrachani zaryadini, massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan  $\alpha$ -zarrachalarni Faradey silindriga to'plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo'lib, ikki elektron zaryadiga (  $q = 2e$  ) teng ekanligini aniqladilar.  $\alpha$  -zarrachalarni magnit maydonida og'ishiga qarab, uni massasi, 4 ta vodorod atomi massasiga, ya'ni geliy atomining massasiga tengligi aniqlandi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan  $\alpha$ -zarrachalarning tezligi  $10^7$  m/s atrofida bo'lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford  $\alpha$ -zarrachalar yo'liga kichkina yumaloq tirqishli to'siq qo'yib, tirqishdan chiqayotgan  $\alpha$ -zarrachalar dastasini qalinligi 1 mkm ga yaqin bo'lgan oltin qatlami (folga) tomon yo'naltirdi. Rezerford tajribasining sxemasi 17-rasmda ko'rsatilgan. Oltin qatlamidan o'tgan  $\alpha$ -zarrachalar nurlanuvchi (lyuminessensiyalanuvchi) ekran orqali yoki fotoqog'oz yordamida qayd qilinadi. Tajribadan shu narsa ma'lum bo'ldiki,  $\alpha$ -zarrachalarning juda ko'p qismi oltin qatlamidan hech qanday to'siqqa uchramay o'tib ekranga borib tushaverar ekan. Lekin ayrim  $\alpha$ -zarrachalarni oltin qatlamdan o'tishda 100, 150, 200 burchaklarga og'ishi kuzatiladi. Yana ham oz sondagi  $\alpha$ -zarrachalar (taxminan 8000 dan bittasi) 900 dan katta bo'lgan burchakka ham og'ar ekan. Hatto (taxminan 20000 dan bittasini) oltin qatlamdan orqaga qaytgani ham qayd qilindi (17-rasm).18-rasmda yadro kichkina sharcha shaklida tasvirlangan.  $\alpha$ - zarrachaning

yoʻnalish trayektoriyasi strelka bilan koʻrsatilgan. Rasmdagi  $l$  -  $\alpha$ -zarrachaning dastlabki yoʻnalishi bilan yadro orasidagi masofa,  $\phi$  - $\alpha$ -zarrachaning burilish burchagi. Tajriba natijasidan shu narsa aniqlandiki,  $\alpha$ -zarralar oltin zarvaraqdan oʻtganda har xil burchaklarga sochilishi va uning juda kichik qismi undan qaytadi. Bunga sabab  $\alpha$ -zarra hajmi juda kichik lekin massasi katta boʻlgan musbat yadro bilan toʻqnashadi.  $\alpha$ -zarraning sochilish burchagi atomgacha boʻlgan masofaga bogʻliq (17-rasm).



18 rasm

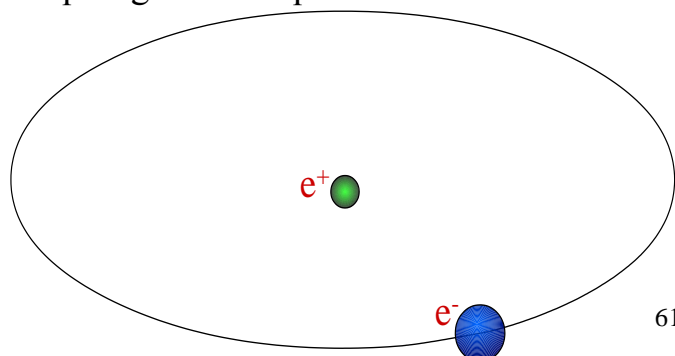
Rezerford tajribalari natijasi atomning Tomson modelini tasdiqlamadi. 1911 yilda Rezerford atomning yangi modelini tavsiya qildi. Atom markazida yadro joylashgan (uning oʻlchami  $10^{-14}$  m). Atomning oʻlchami  $10^{-10}$  m. Atomning qolgan hamma hajmida elektronlar harakat qiladi (19-rasm). Rasmdan koʻrinib turibdiki,  $\alpha$ -zarrachaning burilish burchagi u bilan atom yadrosi orasidagi masofaga bogʻliq. Rezerford bu masofani nishon masofasi deb atadi. Bu tajriba natijalaridan Rezerford quyidagi uchta xulosani chiqardi.

1.  $\alpha$ -zarrachalarning ayrimlarini oltin qatlamidan oʻtishda burilishiga oltin atomlari tarkibidagi musbat zaryadlar bilan oʻzaro taʼsiri asosiy sababchi boʻladi. Atom elektr zaryadiga ega emas. 19-rasmda Rezerford atom yadro modeli boʻyicha vodorod atomining tuzilishi tasvirlangan.

2.  $\alpha$ -zarrachalarning koʻp qismini hech qanday toʻsqinlikka uchramay oltin qatlamdan oʻtib ketishi atom tarkibidagi musbat zaryadlar atom markazidagi juda ham kichik hajmli yadroga toʻplanganligini koʻrsatadi.

3.  $\alpha$ -zarrachalarning oltin varagʻidan orqaga qaytishi musbat zaryadli atom yadrosining massasi  $\alpha$ -zarrachalarning massasidan bir necha marta katta ekanligini va atom massasini asosan shu kichik hajmli yadro tashkil qilishini koʻrsatadi.

bunda  $\vartheta$  - elektronning orbitadagi tezligi,  $r$  - orbita radiusi. Elektronlarning umumiy zaryadi, yadrodagi musbat zaryadlarning umumiy zaryadiga teng boʻlgani uchun aniqlashga muvofiq boʻldi.



19-rasm.

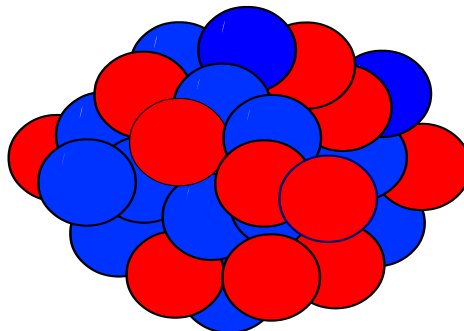
Rezerford yuqoridagi xulosalari asosida atomning yadro modelini yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadli yadro joylashgan. Yadro bilan elektronlar o'zaro ta'sirlashishi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo'ylab aylanadilar. Yadro bilan orbital elektronlarni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

$$\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{mV^2}{r} \quad (5)$$

Rezerford [3] o'z tajribalariga va atomning yadro modeliga asoslanib atom zaryadini va o'lchamini Yadroning zaryadi elektron zaryadiga karrali bo'lib,  $Q = +Ze$  (6) ekanligi aniqlandi. Bu yerda  $Z$  - elementning Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford yana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o'rni Mendeleyev 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  $\alpha$ -zarracha biror element atom yadrosiga markaziy urilsin. Aslida  $\alpha$ -zarrachani yadro bilan to'qnashishi sodir bo'lmaydi. Chunki,  $\alpha$ -zarracha yadroga qandaydir masofaga yaqinlashib borib, so'ngra orqaga qaytadi.  $\alpha$ -zarrachaning kinetik energiyasi qancha katta bo'lsa, u yadroga shuncha ko'proq yaqin boradi. Energiyaning saqlanish qonuniga binoan  $\alpha$ -zarrachaning kinetik energiyasini yadro bilan o'zaro ta'sir potensial energiyasiga tenglaymiz.  $q_0 \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r_0} = \frac{m_\alpha V^2}{2}$  (7)

$\alpha$  - zarrachaning tezligi  $V \cong 10^7$  m/s va massasi  $m = 4m_n = 4 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg, zaryadi  $q = 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$  Kl va oltin atomining davriy sistemadagi tartib raqami  $Z=79$  ekanligini hisobga olib, (7) tenglikdan  $r$ -ni hisoblaymiz.

$$R = q_0 \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 m_0 V^2} = 3 \cdot 10^{-14} m. \quad (8)$$



**20 rasm**

20-rasmda ko'k rangda-protonlar, qizil rangda-neutronlar. Atomdagi elektronlar soni yadrodagi protonlar soniga teng. Kimyoviy elementlarning nuklonlari, protonlar va neutronlar yig'indisidan iborat.

*Kimyoviy elementning massa soni A, protonlar soni Z va neutronlar soni N yig'indisiga teng,*

Topilgan  $r$ -ning bu qiymati oltin va  $\alpha$ -zarrachalarning yadro radiuslarining yig'indisiga teng. Yadroning bu o'lchami shartli bo'lib, u  $\alpha$ -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, zaryadlangan o'tkazgich energiyasi  $E_0 = e\phi$  (9) formula bilan hisoblanadi.

Bu formulada  $e$  - elektronning zaryadi,  $\phi$  - o'tkazgich potentsiali. Elektronni  $r$  radiusli sharcha deb olsak, uning energiyasi uchun  $E = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}$ . (10)

formulani yozishimiz mumkin. Eynshteyning maxsus nisbiylik nazariyasiga binoan tinch turgan elektronning energiyasi

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (11)$$

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

$$r = \frac{1}{2} - \frac{e}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = 2 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \quad (12)$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinib turibdiki, elektronning 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,  $\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = 10^9 \frac{\text{T}}{\text{sm}^3}$  bo'lgani uchun yadro zichligi uchun natijani

olamiz. 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 gravitasion 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 kamaytirsa, 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 xossalarini tushuntirib berolmadi. Masalan, atom tashqi ta'sir tufayli ionlashishi, ya'ni u chetki elektronini yo'qotib musbat ionga aylanishi va yana neytral atom aylanishi mumkin. Bu jarayonni Rezerford yadro modeli tushuntirib berolmaydi. Bu model yadro atrofida aylanayotgan elektronning orbitasi nima sababdan



turg'un ekaniga ham javob topolmaydi. Elektron yadro atrofida aylanar ekan, ma'lum tezlanishga ega bo'ladi, shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Natijada electron 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 tsh 666b 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.

#### ***Nazorat savollari:***

1. Elektronni atomda mavjudligini tasdiqlovchi fizik hodisalar qatoriga qaysilarni aytish mumkin ?
2. Atomlardagi zaryadli zarrachalar haqida ma'lumot bering.
3. Atomning modellarini yaratilishi va kamchiliklarini ko'rsating.
4. Atom fizikasida ishlatiladigan asosiy o'lchov birliklar haqida ma'lumot bering.

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Elektromagnit to'lqinlarning korpuskulyar xususiyatlari, yorug'likning korpuskulyar xususiyatlariga doir masalalar yechish.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlof, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpol'skiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

#### **7-mavzu: Bor postulatları.**



### **Asosiy savollar:**

1. Frank va Gers tajribalari.
2. Vodorod atomining Bor nazariyasi.
3. Frank va Gers tajribasi.
4. Yorug'lik bosimi.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Kombinatsion prinsip, balmer formulasi, Ridberg formulasi, seriyalar, Bor postulatlar, katod, anod, vodorod atomi, Frank va Gers tajribasi.

**Darsning maqsadi:** Talabalarga Frank va Gers tajribalari haqida tushuncha berish.

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Atom tuzilishini biladi.
2. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi.
3. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
4. Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi.
5. Bor postulatlarini izohlay oladi

### **1- savolning bayoni:**

Vodorod atomi chiziqli spektrlari va energetik sathlarini o'rganishni Bor postulatlarining tatbiqi sifatida ko'ramiz. Dastlab vodorod atomini o'rganish ustida o'tkazilgan eksperimentlarning natijalari bilan qisqacha tanishamiz. Vodorod atomining chiqarish va yutish spektri yaqqol tasvirga ega. Spektrning qo'shni chiziqlari chastotalarining farqi chastotalarning kattalashishi bilan kamayib boradi. Vodorod spektri chiziqlarining joylashish qonuniyati matematik ravishda Balmer hamda Ridberg formulalari bilan ifodalanadi. Vodorod atomi nurlanishini o'rganishda aniqlangan Layman, Balmer, Pashen, Brekktet va hokazo spektr seriyalari

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = T_m - T_n$$
 dan ayonki,  $n \rightarrow \infty$  da aniq chegaraviy limitga intiladi. Bu hol har bir seriya uchun o'z chastota o'zgarish sohasini aniqlashga imkon beradi. Masalan, elektronning birinchi kvant orbitaga ( $m = 1$ ) o'tishini tasvirlovchi Layman seriyasi uchun chastota o'zgarish sohasi  $3R/4$  dan  $R$  gacha. Elektronning ikkinchi kvant orbitaga ( $m = 2$ ) o'tishini tasvirlovchi Balmer seriyasi uchun esa chastota o'zgarish sohasi  $\frac{5}{36}R$

(to'lqin uzunlik  $\lambda_1 = 6562,8 \text{ \AA}$  ga mos keluvchi seriyaning birinchi qizil chizig'i) dan  $4R$  gacha. 21-rasmda vodorod atomining har xil seriyalar chiqarish chiziqlari uchun bevosita o'lchangan to'lqin uzunlik qiymatlari keltirilgan. To'lqin uzunlik (chastota) larning o'zgarish qonuniyati klassik fizika qonuniyatlariga keskin zid. Haqiqatan ham, klassik fizikaga ko'ra, agar elektronning yadro atrofida bog'lanishida u bitta erkinlik darajasiga ega desak, u holda elektron uchun uchta asosiy chastotalar va ularning obertonlari mavjud bo'lishi kerak edi. Haqiqatda esa vodorod atomi spektrining obertonlari, ya'ni garmonik qator hosil qiluvchi chastotalar kuzatilmaydi. 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 shvetsariyalik maktab fizika o'qituvchisi Balmer ko'zga ko'rinadigan sohada vodorod atomining spektral chiziqlarining joylashish vaziyatida ma'lum qonuniyat borligini sezdi. Balmerning aniqlashicha, to'lqin uzunlikni kamayishi bilan ular orasidagi masofa ham kamayib borar ekan. Ko'p yillik izlanishlardan so'ng to'lqin uzunliklari aniq bo'lgan bu to'rtta spektral chiziqlarni bitta umumiy formula bilan ifodalash mumkinligi aniqlandi:

$\lambda_n = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}$ , (1) bu formulada  $\lambda_0 = 3646 \text{ A}^0$ , formuladagi  $n$  ga 3,4,5 va 6 qiymatlar berib, vodorod atomining koʻzga koʻrinadigan sohadagi toʻrtala spektral chiziqlarining toʻlqin uzunligini hisoblashimiz mumkin. Quyidagi birinchi jadvalda tajribada kuzatilgan toʻlqin uzunlik bilan (1) formula yordamida hisoblab topilgan toʻlqin uzunlikning mos kelishi koʻrsatilgan.

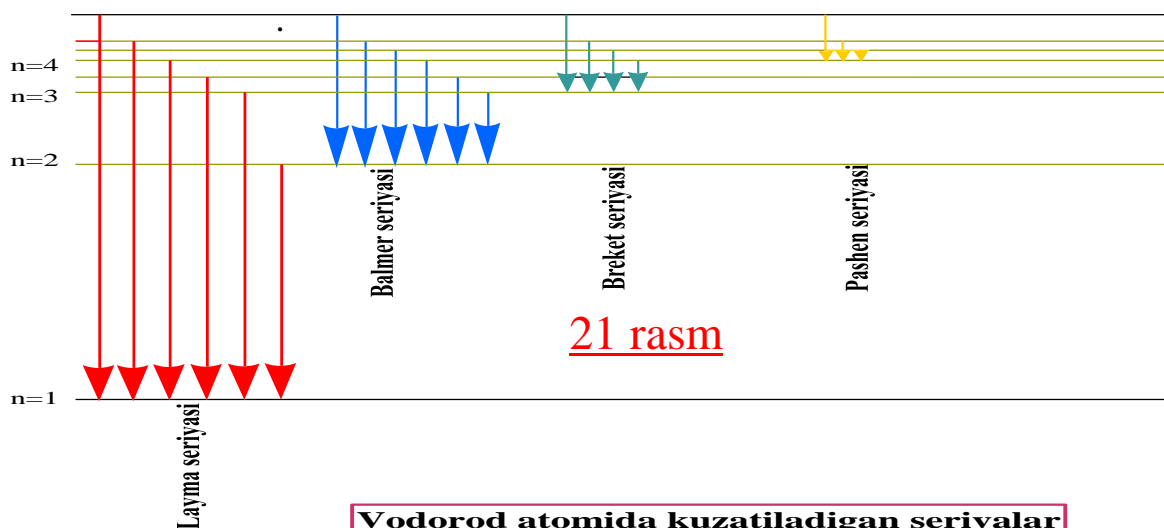
1-jadval.[5] L. Chiziqlar  $n$  hisoblab topilgan toʻlqin uzunlik  $\lambda, \text{A}^0$ . Kuzatilgan toʻlqin uzunlik  $\lambda, \text{A}^0$

H $\alpha$ - qizil	3	6562,80	6562,79
H $\beta$ – yashil	4	4861,38	4861,33
H $\gamma$ – koʻk	5	4340,51	4340.47
H $\delta$ - binafsha	6	4101,78	4101.74

(1) formuladagi  $\lambda_0$  Balmer seriyasidagi eng kichik toʻlqin uzunlik ekanligi maʼlum boʻldi. Yaʼni, spektrdagi qonuniyatni toʻlqin uzunlik orqali emas, balki toʻlqin chastotasi bilan ifodalash qulayroqdir. Chastota bilan toʻlqin uzunlik orasidagi bogʻlanishni hisobga olib, Balmer formulasini yorugʻlik chastotasi uchun yozamiz:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_n = \lambda_0 = 3646 \text{A}^0, \nu = c \frac{4}{\lambda} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = c R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2) \quad (2) \text{ formuladagi}$$

$R_H n = 10967758,1 \pm 0,8 \text{ m}$  boʻlib, u vodorod spektridagi barcha chiziqlar uchun tegishli boʻlib, Ridberg doimiysi deb ataladi.  $R = c R_H$  ham Ridberg doimiysi deb yuritiladi va uni qiymati  $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  ekanligi aniqlangan.



Keyinchalik vodorod atomi spektrida koʻzga koʻrinadigan ultrabinafsha (UB) va infraqizil (IQ) sohalarda ham spektral chiziqlar topildi. Spektral chiziqlar toʻplamiga spektral seriyalar deyiladi. Bu topilgan chiziqlar ham Balmer formulasi orqali ifodalanadi. Faqat chegaraviy toʻlqin uzunligi va (2) ifodaning qavs ichidagi kasrlari bilan farqlanadi. Balmer formulasi umumiy holda  $\nu = c R_H \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ , (3) koʻrinishda ifodalanadi (3) formulasidagi  $m$  va  $n$  ning qiymatiga qarab, vodorod atomidagi turli

spektral seriyalarini hosil qilish mumkin: *Layman seriyasi*  $m=1; n=2,3,4, \dots$

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

*Balmer seriyasi*  $m=2; n=3,4,5 \dots$

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

*Pashen seriyasi*  $m=3; n=4,5,6 \dots$

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

*Breket seriyasi*  $m=4; n=5,6,7 \dots$

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

*Pfund seriyasi*  $m=5; n=6,7,8 \dots$

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

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.

**2-savolning maqsadi:** Bor postulatlari bilan tanishtiriladi.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Bor postulatlari biladi.
2. Kombinatsion printsiplarni biladi

**2- savolning bayoni:** 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 nur sochmaydi va yutmaydi. Atomning har bir turg'un holatiga  $E_1, E_2, E_3, \dots$  energiya qiymatlari to'g'ri keladi.

2-postuloti. Atomda elektronlar shunday orbitalar bo'ylab harakatlanadiki, ularning radiuslarini quyidagi munosabatlar qanoatlantiradi:  $m_0 V_k r_k = k\hbar$  (1)

bu yerda  $V_k$  -  $k$ -nomerli harakatlanayotgan elektronning tezligi,  $r_k$  - shu orbitaning radiusi,  $\hbar$  - Plank doimiysi,  $k$  - orbita nomeri, ixtiyoriy butun son, bo'lib  $k = 1, 2, 3, \dots$ , qiymatlarini oladi. Bunday orbitalar bo'ylab harakatlanishda elektronlar nurlanmaydi va nur yutmaydi U elektronning orbita tartib raqamini ko'rsatadi va bosh kvant soni deb ataladi.  $\hbar$  belgi Plank doimiysi  $h$  ning  $2\pi$  ga nisbatiga teng:  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ . Bor-Rezerford

modeliga asosan atomlar yadrolardan va ular atrofida aylanma harakat qiluvchi elektronlardan iboratdir. Bunday model klassik fizika nuqtai-nazaridan turg'un emas deb hisoblanadi. Tezlanish bilan aylanma harakat qiluvchi elektronlar nurlanish tufayli, energiyasini yo'qotib, yadro ustiga «qulab» tushishi kerak. Tajribalarning ko'rsatilishicha atom turg'unidir. Bu masalani vodorod atomi misolida tekshirib ko'raylik. Vodorod atomidagi yagona elektron yadro «proton» atrofida  $V$  - tezlik bilan  $r$  - radiusli orbita bo'ylab harakatlanadi. Kulon qonuniga asosan yadroning tortish

kuchi  $F = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ , markazdan kochma tezlanish esa  $V^2 / r$  ga teng, markazdan qochma

$$\text{kuch } F = \frac{m_r V^2}{r}. \text{Nyutonning qonuniga asosan } \frac{m_r V^2}{r} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (2)$$

Bu yerda  $m$  - elektronning massasi,  $e$  - elementar zaryad. Agar elektronning tezligi  $V$  - etarlicha katta bo'lsa, orbita radiusi esa etarlicha kichik bo'ladi. Elektronning bir orbitadan boshqa orbitaga o'tishga mos kelgan nurlanish chastotasi quyidagi formuladan aniqlanadi:  $\hbar\omega = E_m - E_k$  (3) bu yerda  $k$  va  $m$  orbitalar nomeri ( $m > k$ ). K-

nomerli orbitada harakatlanayotgan elektronning kinetik energiyasi :  $E_k = \frac{m_0 e^4}{38\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 k^2}$

(4).Vodorod atomining spektral chiziqlariga mos to'liq uzunligi va chastotasi  $\omega$  quyidagicha ifodalanadi :  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = 2\pi R c (\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2})$  (5) Bu yerda  $k$  va  $m$  - orbitalarning

nomeri, s-yorug'lik tezligi,  $R$  -Ridberg doimiy  $R = \frac{m_0 e^4}{64\epsilon^2 \hbar^3 \pi^3 c} = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ .

$E = E_4 (\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2}) = 2n\hbar R (\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2}) = 13,6 \text{ eV} R \cdot \frac{1}{k^2}$  (6) postulati: Elektron bir turg'un orbitadan boshqa turg'un orbitaga o'tganda atom nurlanish kvanti sochadi yoki yutadi. Sochilgan yoki yutilgan kvant energiyasi elektronning orbitadagi energiyalari farqiga teng:

$$h\nu = E_k - E_m. \quad (7)$$

Bu ifodada  $k$  va  $m$  lar orbita tartib raqamlari. Ko'pincha 1 va 2-postulatlarini birlashtirib Borning ikkita postulati bor deb ko'rsatiladi. Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga utushsa, atom nurlanish kvanti sochadi. Quyi orbitadan yuqori orbitaga chiqishi uchun esa tashqaridan nurlanish kvanti yutadi. Masalan, elektron energiyasi katta bo'lgan 2-holatdan, energiyasi kichik bo'lgan 1-holatga tushganda atomdan sochilgan nurlanish kvanti energiyasi elektronni energetik holatlaridagi energiyalarining ayirmasiga teng:

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

## 8-mavzu: Vodorod atomining Bor nazariyasi.

### Asosiy savollar:

1. Frank va Gers tajribasi.
2. Yorug'lik bosimi.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Kombinatsion prinsip, balmer formulasi, Ridberg formulasi, seriyalar, Bor postulatlarini, katod, anod, vodorod atomi, Frank va Gers tajribasi.

**Darsning maqsadi:** Talabalarga [Frank va Gers tajribalari](#) haqida tushuncha berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Atom tuzilishini biladi.
2. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi.
3. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
4. Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi.
5. Bor postulatlarini izohlay oladi

**1-savolning maqsadi:** Talabalarga Frank va Gers tajribasi to'g'risida tushincha berish.

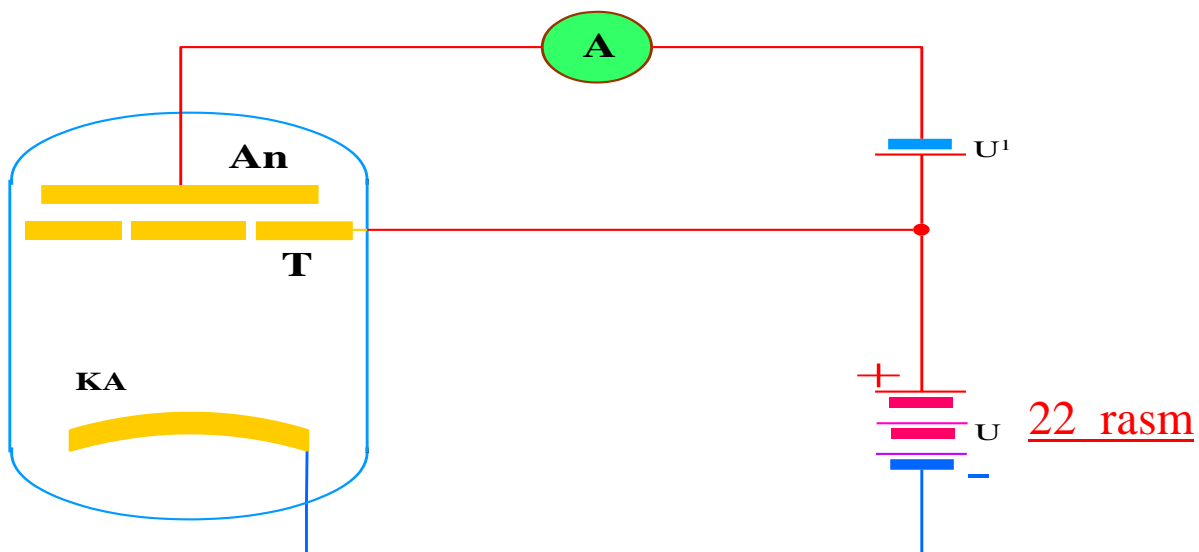
### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Frank va Gers tajribasini biladi.
2. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi.
3. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
4. Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi.
5. Kombinatsion printsip va Bor postulatlarini izohlay oladi
6. Frank va Gers tajribalarini mohiyatini tushunadi.

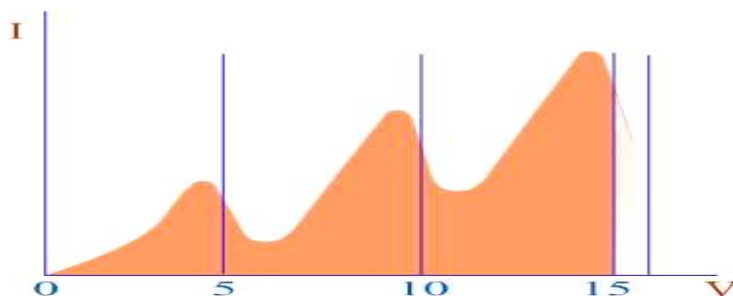
### 1-savolning bayoni:

## 23- rasm

**Frank-Gers tajribasining sxemasi.**



Nemis fiziklari [4] D.Frank (1882-1964) va G.Gerslar (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 20-rasmda ko'rsatilgan. 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 katod bilan to'rga berilgan musbat potensial ta'sirida tezlatiladi va elektronlar olgan kinetik energiya  $m\vec{v}^2/2 = eU_1$  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. To'qnashgandan keyin energiyasi to'xtatuvchi potentsialni yenga olgan elektronlar anodgacha yetib boradi. Elektronlar anodgacha yetib borishi uchun ularning energiyasi haqiqatdan ham atomda shunday diskret energetik holatlar mavjudligini Frank va Gerts (1914 y.) tajribada aniqladilar. Buning uchun ular simob bug'i to'ldirilgan idish olib, undan elektr toki o'tkazdilar (22-rasm). 1923 yili Frank va Gers simob atomlarini uyg'otish uchun sarflaydigan energiyani yoki ionlash potentsialini aniqlash maqsadida tajriba o'tkazdilar. Tajriba sxemali 23-rasmda keltirilgan.



**Atomning planetar modeli va uning kamchiligi.**

Tabiiyki, Rezerford bitta atomni bombardimon qilmagan. Musbat zarralar havo molekulalari bilan to'qnashmasligi uchun butun sistema vakuumda joylashtirilgan. Masalan: vodorod atomida yadro atrofida faqat bittagina elektron aylanadi. Vodorod atomining yadrosi moduli jihatidan elektron zaryadiga teng musbat zaryadga ega bo'lib, uning massasi elektronning massasidan 1836,1 marta katta. Bu yadro proton deb ataladi va elementar zarra deb qarala boshlandi.

Geliy yadrosi atrofida esa ikkita elektron, Litiy atrofida uch ta elektron va h. k. 1911 yilda E. Rezerford atomning Dj. Tomson modelini tekshirish maqsadida radioaktiv moddadan chiquvchi musbat zaryad bilan atomni bombardimon qildi. Agarda atom Dj. Tomson modeliga mos kelsa  $\alpha$ -zarra ( $R_0-214$  olingan) oltin o'tishda zarvaraقدan har xil burchaklarga ogadi. Zarvaraقدan o'tgan  $\alpha$ -zarrani kuzatish uchun ZnS qoplangan ekran va uning atrofida aylana bo'ylab harakat qiladigan mikroskopdan foydalangan. Ekranga  $\alpha$ -zarra urilganda, undan yorug'lik nuri chiqadi. Yorug'lik nurini mikroskop yordamida kuzatiladi.

Shunday qilib, N. Borning yarim klassik va yarim kvant nazariyasi atom yadrosi atrofida diskret statsionar energetik holatlar bo'lishini ko'rsatadi.

Qurilmaning asosiy elementi-havosi so'rib olingan va kavsharlangan shisha ballon ichida uch elektrodli (katod, to'r va anod) trioddan iborat. Shisha ballonda 1 mm. sim. ust. bosimi ostida simob bug'lari bo'lgan. «K» katoddan chiqqan elektronlar katod bilan «T» to'r orasidagi maydonda tezlashadi (tezlatuvchi kuchlanish U) va to'r bilan «A» anod orasidagi maydonda sekinlashadi. Katoddan anod tomonga yo'nalgan elektronlar simob atomlari bilan to'qnashadi. Tormozlanuvchi kuchlanish tezlatuvchi kuchlanishdan ancha kichik qilib tanlangan. Shuning uchun anodga etarlicha sekin elektronlar, ya'ni simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi natijasida energiyasini yo'qotgan elektronlar yetib keladi. Tajribada -“T” anod tok kuchi, tezlatuvchi “U” kuchlanishga bog'liqligi o'lchangan. Tajribaviy egri chiziq maksimal bir-biridan 4,9 V narida turadi (21-rasm). Bu egri chiziqning ko'rinishidan, agar  $U=4,9$  V bo'lsa elektronlarning simob atomlari bilan to'qnashishlari elastik bo'ladi. Shu sababdan atomlarda uyg'onishlar sodir bo'lmaydi. Natijada tok kuchi kuchlanishning ortishi bilan tekis oshib boradi. Kuchlanish  $U=4,9$  V qiymatga etganda simob atomlarining uyg'onishi bilan bog'liq bo'lgan noelastik urilishlar boshlanadi. Katoddan chiqqan elektronlar ma'lum energiyaga ega. Bu energiya katod va anod oralig'iga qo'yilgan kuchlanish yordamida boshqariladi. Kuchlanish ortishi bilan elektron energiyasi ham ortadi. Kuchlanish U ma'lum bo'lsa, elektronning energiyasini quyidagi ifoda yordamida aniqlash mumkin:

$$E_n = m_0 c^2 / 2 = e_0 U$$

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

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

Bu holda to'qnashish elastik bo'lmaydi. Katoddan anodga borayotgan elektronning simob bug'I atomi bilan noelastik to'qnashuvi natijasida uning elektroni yuqori energetik sathga o'tadi. O'zining energiyasi kamayib anodga yetib bora olmay to'r elektrodda tutilib qoladi. Demak, noelastik to'qnashishlar yuz berayotganda anodga yetib borayotgan elektronlar soni kamayadi. Shuning uchun anod toki ham kamayadi. Tajribaning ko'rsatishicha, bu effekt elektron 4,9 eV energiyaga erishganda yuz berar ekan (23-rasm). Elektrodlar orasidagi kuchlanishni yana orttirib borsak, anod toki ham mos holda orta boshlaydi, chunki noelastik to'qnashish tufayli energiyasini yo'qotgan elektron yana qo'shimcha energiya olib, anodga yetib bora boshlaydi. Elektrodlar orasidagi kuchlanish elektronga  $9,8=2 \times 4,9$  eV energiya berish darajasiga yetganda yana anod tokining keskin kamayishi kuzatiladi. Har bir shunday to'qnashishlarda ballon ichida chaqnash sodir bo'ladi, Hg atomi uyg'onadi va unda elektromagnit to'lqin nurlaydi. Bu holda elektron simob bug'i atomining elektroni bilan ikki karrali to'qnashishi natijasida energiya yo'qotadi. Shunday qilib simob bug'i atomlari statsionar energetik holatlarga ega ekan. Frank va Gerslarning 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 4,9V ga yetguncha anodga kelayotgan elektronlar soni ortib boradi, bu esa tokni ortishiga sabab bo'ladi. T to'rdagi kuchlanish 4,9V 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 yetib borolmaydi, ularni T to'r ushlab qoladi. Natijada anod toki keskin kamayadi. Kuchlanishni yana orttira 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 h.z. kuchlanishlarda ham sodir bo'ladi. Shunday qilib,  $I(U)$  egri chiziqning ko'rinishidan simob atomlarini uyg'otish uchun 4,9 eV energiya kerak ekanligi aniqlandi. Tajriba negizida energetik sathlar bir-biridan diskret qiymatlarga farq qilinishi aniqlandi.

Elektronlar yadro atrofida undan ancha uzoq masofada aylanadi. Bu elektronlarning majmui elektron qobig'i deb ataladi. Shunday qilib, atom kichik masshtabdagi planetar sistema ravishda tasavvur qilinadi. 1911 yili Rezerford ko'pgina tajriba natijalarini tahlil qilib, atomning planetar modulini yaratdi. Bu modelga muvofiq atomning markazida butun massasi yigilgan musbat zaryadli yadroda joylashgan bo'lib, uning atrofida elektronlar xuddi Quyosh sayyoralari singari aniq orbitalar bo'ylab harakatlanadi.

#### Vodorod atomining Bor nazariyasi

Biz endi vodorod atomini tavsiflash uchun Bor postulatlarini qo'llaymiz. Bor postulatiga ko'ra, elektronning harakat miqdori (yoki impuls) momenti Plank

doimiysiga butun son karrali bo'lgan orbitalargina turg'undir. Atomning planetar modeli duch kelgan qiyinchilikni 1913 yili N.Bor atomning yangi modeli bilan bartaraf qildi. Atomning Bor modeli ham planetar bo'lib, lekin avvalgiga nisbatan quyidagi 4 qo'shimchalar kiritiladi: 1.Kulon va markazga intilma kuchlar ta'sirida vodorod atomida elektron proton atrofida tekis aylana bo'ylab harakat qiladi. 2.Elektronning impul's momenti butun songa teng va  $u \frac{h}{2\pi} = \hbar$  ruxsat etilgan orbitalar son ko'paytmasiga teng

bo'ladi, ya'ni  $L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n \hbar$ .  $n = 1, 2, 3, \dots$   $h$ -Plank doimiysi,  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ .

$v^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 rm}$  aniqlab, uni elektronning kinetik energiya qiymatiga

qo'yamiz.  $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 rm} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}$ . Vodorod atomining potensial

energiyasi  $E_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}$ . “-” ishora elektron va proton orasida tortishish kuchi borligini

bildiradi. Sistemaning to'la energiyasi potensial va kinetik energiyalar yig'indisiga teng.

$v = \frac{E_n - E_m}{h}$ . Sistemaning to'la energiyasi potensial va kinetik energiyalar yig'indisiga

teng  $E = E_n + E_k = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}$ .  $r$ -orbita radiusini aniqlash uchun,  $v = \frac{n\hbar}{mr}$  topib,

elektron kinetik energiyasidagi tezlikning o'rniga qo'yamiz,

$$\frac{1}{2} m \left( \frac{n\hbar}{mr} \right)^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \text{ bundan } \frac{m n^2 \hbar^2}{2 m^2 r^2} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}; r = r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{me^2}, n = 1, 2, 3, \dots;$$

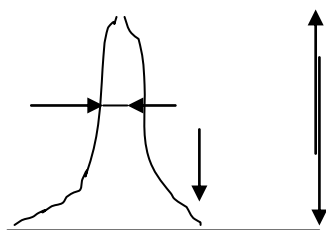
Borning uchinchi postulatiga asosan, elektron nurlanmasdan harakat qiluvchi orbitani, stasionar holat deyiladi.  $n=1$  holatni asosiy yoki normal holat deyiladi. Bu holatda sistema eng kichik energiyaga teng bo'ladi.  $n=2, 3, 4$ , holatlar uyg'ongan holatlar bo'lib, bu holatlardagi atom katta energiyaga ega. Asosiy holatga, ya'ni  $n=1$  mos

keluvchi radius – Bor radiusi deyiladi. Uning ifodasi  $E_1 = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2}$ ; ifoda hosil

bo'ladi. “-” ishora bog'langan sistema ekanligidan dalolat beradi. Kattaliklarning son qiymatlarini ifodaga qo'yib hisoblasak  $n=1$  bo'lganda, ya'ni atomning asosiy holatidagi energiya qiymati topiladi u  $E_1 = -13,6 \text{ eV}$ . Energiya atom fizikasida elektronovol't da (eV) hisoblanadi. Atom va yadro fizikasida energiya birligi sifatida elektronovol'tdan foydalanishadi.  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 1 \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Elektronning anod bilan o'zaro ta'sir kattaligi uning zaryad va potenciallar farqi kattaliklariga bog'liq. Shu sababdan potenciallar farqi 1V ga teng elektr maydonida elektronning tezlanish bilan harakat qilishiga 1 elektronovol't deyiladi. Uyg'ongan energiya – elektron asosiy holatdan birorta yuqori holatga o'tish uchun sarflanadigan energiya. Masalan, vodorod atomi uchun  $n=2$  holat uchun energiya 3,4 eVga teng. Ionlashtirish energiyasi-asosiy holatdagi elektronni atomdan ajratish uchun sarflangan energiya. Vodorod atomi uchun



$E_{ion} = 13,6 eV$ . Bog'lanish energiyasi – uyg'ongan holatdagi elektronni atomdan ajratish uchun sarflash energiyasi. Masalan, vodorod atomi uchun  $n=2$  holatda bog'lanish energiyasi  $E_{bog} = 3,40 eV$  ga teng. Agarda atom asosiy holatda joylashgan bo'lsa, ionlashtirish va bog'lanish energiyalari bir-biriga teng. Asosiy holatda turgan vodorod atomining bog'lanish energiyasi  $13,6 eV$  ga teng. Bor postulatlarining tajribadagi tasdig'i sifatida rentgen nurlarining xarakteristik spektrlari, Frank va Gers tajribalarini keltirish mumkin.



Kvant mexanikasidan bizga ma'lumki, sath kengligi uyg'ongan sathning yashash vaqtiga teskari proporsional.

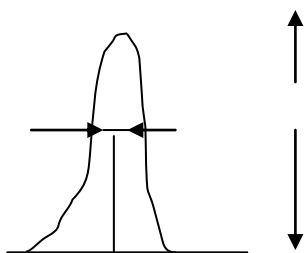
$$\Gamma = h / \tau$$

24-rasm.

### Nurlanish generatorlari. Spontan va majburiy nurlanish.

Atom uyg'onganda quyi energetik holatga spontan ravishda (o'z-o'zidan) o'ta oladi. Uyg'ongan holatdagi atomlar soni e marta kamayguncha o'tgan vaqt uyg'ongan holatning yashash vaqti deyiladi. Atomlarning uyg'ongan holatidagi yashash vaqti  $10^{-8} - 10^{-9}$  s tartibda bo'ladi. Uyg'ongan holat energiyasi aniq emas va uyg'ongan holat chekli  $\Gamma$  kenglikka ega.

Atomning asosiy holati statsionar holatdir (undan boshqa holatlarda spontan o'tish mumkin emas). Uygongan sathlar kengligi chekli bo'lganligi sababli atomlar chiqaradigan fotonlar energiyasi 24-rasmdagi egri chiziq bilan tasvirlangan tarqoqlikka ega. Shunga mos holda spektral chiziq chekli  $\Delta\lambda = 1/\tau$



kenglikka ega. Chastotalarning intervallit-to'liqin uzunliklari intervali bilan quyidagicha bog'langan

$$\delta\lambda = \frac{2\pi c \delta\omega}{\omega^2} = \frac{\lambda}{\omega} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \delta\omega$$

25-rasm.

(2) va (3) ifodalar spektral chiziqlarning tabiiy kengligini ifodalaydi. (3) ga  $5000 \text{ \AA}^0$  va  $10^8 \text{ s}^{-1}$  qo'yib, spektral chiziqning tabiiy kengligi  $10^{-4} \text{ \AA}^0$  chamasida ekanini topamiz. Nur chiqaruvchi atomlarning issiqlik harakati natijasida spektral chiziqlar qo'shimcha ravishda kengayadi. Bu kengayish Doppler kengayishi deb ataladi. Atomning ichki energiyasi o'zgarishini, ya'ni  $E_p - E_m$  ayirmani  $E_{pm}$  bilan belgilaymiz, bu erda  $E_p$  va  $E_m$  elektron o'tayotganda sathlar energiyaning qiymati. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan,  $E_{pm}$  energiya foton energiyasi bilan nur

chiqarayotgan atomning ilgarilanma harakati energiyasi o'zgarishi yig'indisiga teng bo'lishi kerak:

$$\nabla E_{NM} = \hbar\omega + \frac{(\vec{P}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2m_0} - \frac{\vec{p}^2}{2M_0} = \hbar\omega - \frac{\vec{p}_0\hbar\vec{k}}{M_0} + \frac{(\hbar k)^2}{2M_0}$$

Atomning ilgarilanma harakati energiyasini o'zgarishi fotonning energiyasidan juda kichik. Shuning uchun birinchi yaqinlanishda  $\nabla E_{NM} = \hbar\omega$  deb hisoblash mumkin,  $\hbar\vec{k}$  ni  $\hbar\omega/c \approx \nabla$  bilan almashtirib va yuqoridagilarni e'tiborga olib (bunda atomning issiqlik harakati tezligi, (4) dagi qo'shiluvchini

$$\frac{\vec{p}_0\hbar\vec{k}}{M_a} = \frac{v}{c} \nabla E_{NM} \cos \varphi$$

ko'rinishda yozish mumkin, bunda  $\varphi - P_0$  bilan  $\hbar k$  orasidagi burchak bo'lib, u 0 dan  $\pi$  gacha o'zgaradi.

$\Delta E_{nm} = \hbar\omega$  deb hisoblanganda.  $\frac{(\hbar\vec{k})^2}{2m_a} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2m_a c^2} \approx \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2}$ ; ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega - \frac{V}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi + \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2}$$

Atom foton chiqarganda oladigan tekis energichsining o'rtacha qiymatini topamiz. Har bir nurlanishda atom

$$E_{men} = \Delta E_{nm} - \hbar\omega$$

energiya oladi bu energiya quyidagiga teng :  $E_{men} \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2} - \frac{V}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi$ ; Bu ifodaning o'rta qiymati birinchi qo'shiluvchiga teng ( $\cos \varphi = -1, +1$ ) gacha bo'lgan hamma qiymatlarni bir xil ehtimollik bilan qabul qiladi. Shuning uchun ikkinchi qo'shiluvchi o'rta hisobda nolga teng. Atom foton chiqara olgan o'rtacha tepki energiyasini R harfi bilan belgilab, quyidagini yozish mumkin:

$$R = \langle E_{mea} \rangle = \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2} \quad \text{buni hisobga}$$

olganda quyidagicha yozish mumkin :

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega - \frac{V}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi + R$$

Bu tenglamadan fotonning chastotasini topamiz:

$$\omega = \frac{\Delta E_{nm}}{\hbar} - \frac{R}{\hbar} + \frac{V}{c} \frac{\Delta E_{nm}}{\hbar} \cos \varphi$$

$$\omega_0 = \frac{\Delta E_{nm}}{\hbar}, \Delta\omega_R = \frac{R}{\hbar}, \delta\omega_D = 2 \frac{V}{c} \frac{\Delta E_{nm}}{\hbar} \approx 2 \frac{V}{c} \omega$$

belgilashlarni kiritib, quyidagi munosabatga kelimiz:

$$\omega = \omega_0 - \Delta\omega_R + \frac{1}{2} \delta\omega_D \cos \varphi$$

Spektral chiziqning xaqiqiy  $\delta\omega$  kengligi tabiiy kengligi bilan qo'shimcha kengligining yig'indisidan iborat. Atomlarning qo'zg'algan holatdan qo'zg'almagan holatga o'tishi o'z-o'zidan yuz berganligi sababli, nurlanishi har xil qutblanish tekisligiga ega bo'lgan va har xil fazoli fotondan iborat bo'ladi. Har xil atomlar nurlanishining fazolari va

qutblanishi orasida xech qanday moslik yo'q. Xar xil atomlar nurlanishining chastotalari ham har xil.

Rus olimi [2] S. I. Vavilov 1914 yili o'zining birinchi mustaqil ishini e'lon qildi. S. I. Vavilov yorug'lik xossalariining turli tamonlarini tadqiq qilish bilan shug'ullandi. S. I. Vavilov lyuminesentsiya yorug'lik nurini moddaga tushirilganda ba'zi moddalarning uzoq vaqt yorug'lanishini o'rganishga, ayniksa katta hissa qo'shdi. Yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirini chuqur o'rgandi. Vavilov yorug'lik texnikasida keng qo'llaniladigan kunduzgi va oq yorug'lik sohadigan lyuminesent lampalar ishlab chiqarishi bo'yicha rus texnologiyasini ishlab chiqdi. «Lyuminesentsiya» so'zi sovuq holda nur chiqarish degan ma'noni bildiradi. Agar elektr maydoni ta'sirida vujudga keladigan bo'lsa, elektrolyuminesentsiya deyiladi.

Lyuminesentsiya markazi uyg'ongan holatdan pastroq energiya sathiga o'tishida o'rtacha sarflanadigan vaqt lyuminesentsiya jarayonining asosiy xarakteristikalaridan biri hisoblanadi. Lyuminesent nurlanish to'xtalilgandan keyin, agar u tez, taxminan sekundning o'n milliondan bir o'lishi  $10^{-8}$ s da so'nsa, lyuminesentsiyaning bunday xili fluorestsentsiya deb ataladi.  $10^{-8}$  S uyg'ongan atomning o'ziga xos yashash davridir. Agar tashqi elektron qobiqning sathlari uyg'ongan bo'lsa, odatda, atom asosiy holatga o'tgunga qadar shuncha vaqt  $10^{-8}$ s uyg'ongan holatda bo'ladi. Lyuminesentsiyaning boshqa turi fosforestsentsiya – uyg'onish energiyasi manbai uzilgandan so'ng yorug'lanishning sekin pasayishi bilan xarakterlanadi. Bu xodisa lyuminesentsiya markazlari uyg'ongandan keyin to'yingan holatlarda bo'ladi, bu holatlardan past energiyali holatga o'tish ta'qiqlangan bo'lib, u  $10^{-8}$  s ga qaraganda ancha uzoqroq vaqtda ro'y beradi. Lyuminesentsiya uni uyg'otish usuliga qarab, har xillarga bo'linadi. Masalan, televizor ekrani kenoskop ekranini devoriga surkalgan lyuminoforming yorug'lanishi tufayli o'ziga tushadigan elektron oqimidan yorug'lanadi. Bu holda lyuminesentsiya markazlarini elektron oqimi uyg'otadi. Lyuminaforlar aralashmasi ultrabinafsha nurlanishni yutib, spektrning ko'rinadigan sohasida nurlanadi va etarli darajada kunduzgi yorug'lik spektrini hosil qiladi. Elektromagnit nurlanish tomonidan uyg'otilgan lyuminesentsiyaning bunday xili fotolyuminesentsiya deb ataladi.

### **Majburiy nurlanish[2].**

Yorug'likning kombinatsion sochilishi deb ataladigan hodisani 1928 yilda G. S. Landsberg va L. I. Mandelshtam ham ular bilan bir vaqtda hind fizigi Roman va Krishnan kashf qilgan edilar. Bu hodisa quyidagidan iborat: yorug'lik, gaz, suyuqlik yoki shaffof kristall jismlardan o'tayotganda sochilgan spektrida siljimagan chiziqdan tashqari yangi chiziqlar ham paydo bo'lgan, yangi chiziqlarning chastotalari tushuvchi yorug'likning chastotasi bilan sochuvchi molekularning tebranma yoki aylanma o'tishlarining chastotalari kombinatsiyasidan iborat, ya'ni

$$\omega = \omega_0 + \omega_i,$$

(10)

$$\begin{array}{c} \text{Hg}2536,5A^0 \\ \begin{array}{|c|c|c|c|c|} \hline \\ \hline \end{array} \\ \omega_0 - \delta\omega_2 \quad \omega_0 - \delta\omega_1 \quad \omega_0 \quad \omega_0 + \delta\omega_1 \quad \omega_0 + \delta\omega_2 \end{array}$$

«Yorug'likning kombinatsion sochilishi» degan nom ham shundan kelib chiqqan. Rasmda kislorodning  $Hg2536,5A^0$  chiziq bilan uyg'otilgan kombinatsion sochilishi spektri keltirilgan. Kombinatsion sochilishning manba chizig'idan o'ngda joylashgan chizig'iga  $Hg2534,8A^0$  chiziq qo'shilganda (uning intensivligi  $Hg2536,5A^0$  dan kamroq), natijada bu chiziqning intensivligi boshqalarnikiga qaraganda ko'proq bo'lgan. Kombinatsion sochilish spektri siljimagan  $\omega_0$  chiziqdan iborat bo'lib, bir qator yo'ldoshlari bu chiziqqa nisbatan simmetrik joylashadi.  $\omega_0 - \omega_i$  Chastotali har bir «qizil» yulduzga (ya'ni o'zun to'lqin tomon siljigan yo'ldoshga)  $\omega_0 + \omega_i$  chastotali «binafsha» yo'ldosh mos keladi. Qizil yo'ldoshlar yoki «satellitlar» Stoks yo'ldoshlari deb, binafsha yo'ldoshlar yoki «satellitlar» antistoks yo'ldoshlar deb ham ataladi. Bu terminning kelib chiqish sababi quyidagicha: Stoks aniqlagan va uning nomi bilan yuritiladigan qonunga muvofiq fluorrestsent nurlanish chastotasi fluorestsentsiya vujudga keltiradigan yorug'lik chastotasidan katta bo'la olmaydi.

Fluorestsentsiyada chastotasi tushuvchi yorug'likning  $\omega_0$  chastotasidan kichik chastotali chiziqlar, ya'ni Stoks qonunini qanoatlantiruvchi chiziqlar Stoks chiziqlari deyiladi. Chastotalari  $\omega_0$  dan katta bo'lgan chiziqlar fluorestsentsiyadagi antistkos chiziqlar deyiladi. Odatdagi temperaturada binafsha yo'ldoshlar intensivligi qizil yo'ldoshlar intensivligidan kam bo'ladi. Temperatura ortishi bilan binafsha yo'ldoshlar intensivligi tez ortadi.

Kombinatsion sochilish hodisasi kvantomexanik nuqtai nazardan osongina talqin etiladi. Molekulalarning yorug'likni sochish protsessini fotonlarning molekulalar bilan noelastik to'qnashishi, deb qarash mumkin, ya'ni yorug'likning elektromagnit to'lqinining elektr tashkil etuvchisini

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin 2\pi\nu_0 t \quad (11)$$

shaklida yozamiz. Bu kuch ta'sirida molekulalar tarkibidagi elektronlar majburiy tebranish hosil qiladi.

$$y(t) = y_0 \sin(2\pi\nu_0 t + \varphi) \quad (12)$$

Ikki atomli molekulalar tarkibidagi atomlar garmonik tebranish xosil qiladi.

$$x(t) = r(t) - r_0 = x_0 \sin 2\pi\omega_{0i} t \quad (13)$$

chastota majburiy kuch chastotasidan bir necha marta kam bo'ladi. (13) formulani birinchi yaqinlashishda taqriban quyidagicha yozish mumkin.  $y_0(t) = Y_{00} + \Delta Y_0 \sin 2\pi\omega_{0i} t$  (14)

(14) ni (13) ga qo'ysak va ikkilamchi darajalisini va  $\varphi$  faza farqini tashlab yuborsak,  $y = [y_{00} + \Delta y_0 \sin 2\pi\omega_{0i} t] \sin 2\pi\nu_0 t = Y_{00} \sin 2\pi\nu_0 t + \Delta y_0 \sin 2\pi\omega_{0i} t \cdot \sin 2\pi\nu_0 t$  (15)

$\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$  formuladan foydalanib,

$$y(t) = Y_{00} \sin 2\pi\nu_0 t + \frac{\Delta Y_0}{2} [\cos 2\pi(\nu_0 - \omega_{0i})t + \cos 2\pi(\nu_0 + \omega_{0i})t] \quad (16)$$

Shunday qilib, molekuladagi elektronning majburiy tebranishi natijasida atom garmonik tebranish hosil qiladi, uchta garmonik tebranishning ustma-ust qo'shilishi vujudga keladi:  $\nu_0, \nu_0 + \omega_{0i}$  va  $\nu_0 - \omega_{0i}$ . Agar molekula foton bilan to'qnashganda  $E''$  energiyali holatdan  $E'$  energiyali holatga o'tsa ( $E' > E''$ ), u holda fotonning

sochilishidan keyingi energiyasi  $\hbar\omega_0 - \Delta E$  ga teng bo'ladi, bunda  $\Delta E = E' - E''$ . Shunga yarasha fotonning chastotasi  $\omega_1 = \Delta E / \hbar$  qadar kamayadi, ya'ni qizil yo'ldosh xosil bo'ladi. Agar molekula dastlab  $E'$  energiyali holatda bo'lsa, u foton bilan to'qnashishi natijasida fotonga  $\Delta E = E' - E''$  ortiqcha energiya berib,  $E''$  energiyali holatga o'tadi. Natijada foton energiyasi  $\hbar\omega_0 + \Delta E$  bo'lib qoladi va chastotasi  $\omega_1$  qadar ortadi. Fotonning  $\hbar\omega_0$  energiyasi sochilganda molekula  $E', E'', E''', E^{IV}$  va x. k. aylanma va tebranma satharga o'tadi. Pirovardida bir qator simmetrik joylashgan yo'ldoshlar hosil bo'ladi. Kombinatsion sochilishni o'rganish molekulalar tuzilishi haqida ko'p ma'lumot beradi. Molekula tebranishning xususiy chastotasi bu metod bilan tez va oson aniqlanadi. Ma'lumki, atom yoki molekulalardan iborat har qanday sistema energiyani diskret qiymatlari bilan xarakterlanuvchi kvant holatlarining 1 dan 2 sig'a o'tishida chiqarishi yoki yutishi mumkin. Ushbu jarayonni biz o'tgan mavzuda elektromagnit nurlanish bilan modda atomi yoki molekulasi o'zaro ta'sirlashuvi sifatida sxematik tafsivlagan edik. Biz mazkur jarayonni Eynshteyn tomonidan taklif qilingan termodinamik nuqtai nazardan qarab chiqaylik. Atomlardan iborat sistema aynimagan 2 energetik satxga  $E_i, E_k > E_L$  ega bo'lsin.  $E_i$  Energiya bilan xarakterlanuvchi holatdagi atomlarning birlik hajmdagi sonini  $N_i$  ga va ikkinchi holatdagilarning birlik hajmdagi sonini  $N_k$  ga teng deb hisoblaylik. U holda  $dt$  vaqtda yuz beradigan o'tishlar soni  $dN_{\text{ken}} = N_k A_{ki} dt$  (17) ga teng. Bu yerda  $A_{ki}$ -spotan o'tishlar ehtimolligining Eynshteyn koeffitsienti. 1. Sistemada pastki energiya  $E_i$  holatdan yuqori energiya  $E_k$  holatiga o'tish. Ushbu o'tishda

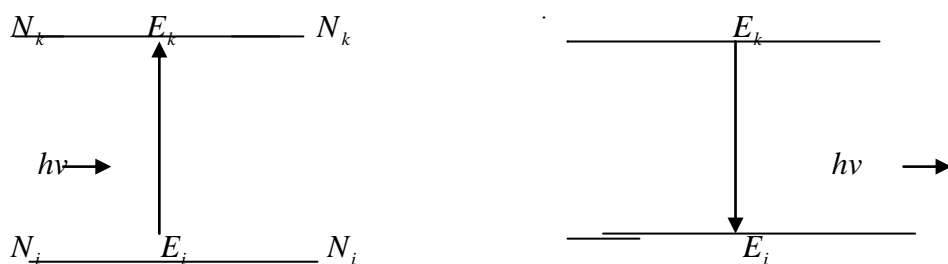
$$\hbar\nu_{ik} = E_k - E_i$$

Energiyali foton yutadi, shuning uchun rezonans yutilish deb yuritiladi. Mazkur jarayonni simvolik ravishda, atomni yoki molekulani  $A$ , fotonni  $h\nu$  orqali belgilasak:

$$A + h\nu_{ik} = A^*$$

ko'rinishda yozish mumkin va 27-rasmdagidek tasvirlanadi. Bu xil majburiy o'tishlar soni  $dt$  vaqt ichida

$$dN_{\text{ibba} \rightarrow \text{ic}} = N_i B_{ik} \rho(\nu_{ik}) dt \quad \text{ga teng.}$$



## 27-rasm.

Sistemaning uyg'otilgan holatidagi asosiy holatiga ( $E_i$ ) cpontan o'tishi. Simvolik ravishda

$$A^* = A + h\nu_{ki}$$

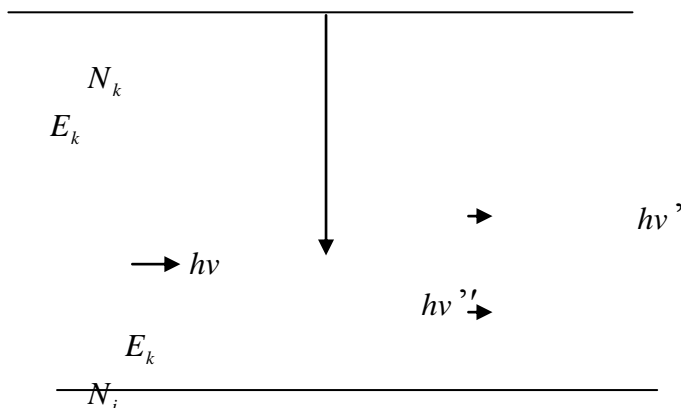
ko'rinishda yoziladi va 1-rasmdagidek tasvirlanadi. Atomlarning uyg'otilgan holatidan asosiy holatga tashqi maydon ta'sirida majburiy o'tishi. Bu o'tishlar induksion o'tishlar deb ham yuritiladi va simvolik ravishda

$$A^* + h\nu_{ik} = A + h\nu_{ki}$$

ko'rinishda yoziladi, hamda rasmdagidek tasvirlanadi.  $dt$  vaqt ichida yuz beradigan majburiy induksion o'tishlar soni

$$dN_{k \rightarrow i} = N_k B_{ki} \rho(\nu_{ki}) dt$$

ga teng.



## 28--rasm.

### Nazorat savollari:

1. Qanday nurlanish induktsiyalangan nurlanish deyiladi?
2. Yorug'lik kuchaytirish nimadan iborat?
3. Nima uchun atomning manfiy zaryadlangan zarralarining sochilishiga sezilarli ta'sir ko'rsatmaydi?
4. Atomning musbat zaryadi uning butun hajmi bo'ylab taqsimlangan bo'lganda nima uchun  $\alpha$ -zarralar katta burchaklarda sochilishi mumkin.
5. Atomning planetar modeli klassik fizika qonunlariga nima uchun muvofiq kelmaydi?
6. Bor postulatlarining mazmuni nimadan iborat?
7. Lazerning nurlanishi cho'g'lanma lampaning nurlanishidan nimasi bilan farq qiladi, molekulasining aylanma spektridagi ikki qo'shni chiziq 117 va 156 mkm?.
8. Rubinli lazerning sxemasini chizing va uning ishlash printsipini tushuntiring.
9. Lazerlarning qo'llanilishidagi asosiy yo'nalishlarni nomma-nom aytib bering.

### Asosiy savollarni o'zlashtirish uchun mustaqil ish topshiriqlari va savollar:

10. Vodorod atomining 2-orbitasida turgan elektronning energiyasini toping.
11. De-Broyl to'lqin uzunligi  $\lambda = 0, 0, 2$  nm bo'lgan neytronning energiyasini toping.
12.  $E = h\nu$  formuladagi  $h = \text{const}$  bo'lgan hol uchun  $E$  ning  $\nu$  ga bog'lanish grafigini chizib ko'rsating.
13. Energiya bilan vaqt orasidagi noanikliq munosabatini aniqlang.
14. Eynshteyn tenglamasini yozing.

### 4-asosiy savol: Yorug'lik bosimi

**Darsning maqsadi:** Talabalarga yorug'lik bosimi xaqida tushuncha berish

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Nyuton, Franklin, Maksvellning yorug'lik bosimi haqidagi ishlarining mohiyatini tushunadi.
2. Yorug'lik bosimi formulasini yoza oladi.
3. Yorug'lik bosimini o'lchaydigan qurilmani tushunadi.

### 3-asosiy savolning bayoni:

Yorug'lik bosimi borligi yorug'lik nurining elektromagnit nazariyasining rivojlanishi uchun katta ta'sir ko'rsatdi. Yorug'likning tabiatiga bo'lgan qarashlar ancha qiziqarlidir. Yorug'lik o'zi yoritayotgan sirtlarga bosim berishi kerak, degan fikrni

Kepler aytgan. U kometalarning quyruqlaridagi shakli bosim sababli hosil bo'ladi, deb bilgan. Yorug'likning bosimi haqidagi g'oya Nyutonning zarrachalarning oqib chiqish nazariyasidan ham kelib chiqadi. Bu nazariyaga ko'ra yorug'lik zarralari o'zlarini qaytarayotgan yoki yutayotgan jismlarga urilganda impulslarining bir qismlarini ularga berishi, ya'ni bosim hosil qilishi kerak. Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasi asosida yorug'lik bosimining bo'lishi zarurligini keltirib chiqargandan va hatto bu bosimning kattaligini hisoblab bergandan so'ng, Franklinning yorug'likning to'liq nazariyasini elastik nazariya asosida rivojlantirgani uchun, muhim ahamiyatga ega bo'lgan e'tirozlarini, ya'ni korpuskulyar tasavvurlarga qarshi qo'yiladigan dalil o'z kuchini yo'qotdi.

Bosim kuchi yorug'likning intensivligiga bog'liq bo'ladi. Agar yorug'lik to'shayotgan jism absolyut qora bo'lsa. O'ziga tushayotgan yorug'lik energiyasini to'liq yutadigan jism deb faraz qilinadi. Jismning qaytarish koeffitsienti nolga teng bo'lmay, biror  $R$  qiymatga teng bo'lsa, u holda yorug'likning bosimi:

$$P = \frac{I}{C}(1 + R), \quad (18)$$

$R$ - yorug'likning qaytarish koeffitsienti, bu erda  $I$  yorug'lik nurining energiya zichligi. Ideal ko'zgu uchun  $R=1$  bo'lganligidan, (18) ga ko'ra  $P = 2\frac{I}{C}$  bo'ladi.

Maksvell ochiq kunda quyosh nuri  $1\text{m}^2$  qora sirtga  $0,4\text{mg}$  kuch bilan bosim berishini aytdi. Yorug'lik nuri bo'shliqdagi barcha yo'nalishlar bo'yicha birday tushayotgan bo'lsa, yorug'lik nurining zichligi  $U$  ga teng bo'lganda, qora sirtga  $\frac{1}{3}U$  bosim beradi. Yorug'lik bosimni birinchi bo'lib P. N. Lebedev eksperimental tajriba yo'li bilan 1899-1900 yillarda aniqladi. Ingichka ipga bog'langan engil osmadan iborat bo'lib, bu osmaning chekkalariga engil yupqa qanotchalar o'rnatilgan. Bu qanotchalarining biri qoraytirilgan, ikkinchisi esa yaltiroq holda qoldirilgan. Havosi so'rib olingan idish ichiga joylashtirilgan. Ey lampaning yorug'ligi linzalar va ko'zgular sistemasi yordamida qanotchalarining biriga to'plab yuboriladi va osmaning buralishiga sabab bo'ladi. K osmaning buralishi ipga biriktirilgan ko'zguga to'shadi va truba yordamida kuzatiladi.  $R$  plastinka yorug'lik dastasining ma'lum kismini  $T$  termoelementga beradi. Termo element esa to'shayotgan energiya kattaligini o'lchashga imkon beradi. Lebedevning tajribasida asosiy qiyinchilik gazning konvetsion oqimlar borligi va radiometrik ta'sirning mavjudligida edi. Bu xalaqitlar yorug'likning bosimidan bir necha yuz ming marta katta bo'lishi mumkin.

Konvetsion oqimlarning ta'sirini o'rganish va bartaraf qilishda yoritish yo'nalishini o'zgartirishdan foydalanildi. Radiometrik ta'sirlar siyraklashgan gazda qanotchaning yoritilgan tomoni temperaturalar farqi natijasida paydo bo'ladi. Ballonda qolgan gazning molekulalari qanotchaning issiqroq tomonidan kattaroq tezlik bilan qaytadi, tepki natijasida qanotchalar yorug'lik oqimi ta'sirida buralgan tomonga burilishga intiladi. Agar temperaturalar farqini kamaytirish uchun juda yupqa metall qanotchalarini qo'llab, ballondagi gazning bosimi kamaytirilsa, radiometrik ta'sir kamayadi.

### **Nazorat savollari:**

1. Kompton effekti nimadan iborat?
2. Kompton tajribasining goyasini, eksperimental qurilmasi sxemasini va natijalarini tushuntiring?

3. Nega Kompton tajribasini to'liqin tasavvurlar asosida tushuntirib bo'lmaydi?
4. Ko'zgudan silliqlangan sirtga sekundiga  $v$  chastotali  $N$  ta foton tushadi. Nurlanishning sirtga beradigan bosimini aniqlang.
5. Yorug'lik ko'zgu sirtga tushganda uning bosimi katta bo'ladimi yoki qora sirtga tushgandami?
6. Yorug'lik bosimini mavjudligini tushuntiruvchi tajribalarni izohlang.
7. Yorug'likning to'liqin va korpusklyar xossalari namoyon bo'luvchi hodisalarga misollar keltiring.

***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Fotoeffektning to'liq kuzatish sxemasi qanday bo'lishini tushuntiring.
2. Klassik fizikada foton bilan zarra (modda) o'zaro ta'siri qanday baholanadi?
3. Fotoeffekt qonunlarini Eynshteyn tenglamasi orqali tushuntiring.
4. Vakuumli va gaz to'ldirilgan fotoelementlar tuzilishini tushuntiring? Qanday gazlar va ular nima uchun gaz to'ldirilgan fotoelementlarda foydalaniladi?
5. Fotoeffektda kvant chiqish nima? Kvantlarni chiqishga qanday fizik effektlar chegara qo'yadi?
6. Vakuumli va gaz to'ldirilgan fotoelementlarning VAX dagi farqini tushuntiring.

***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **9-mavzu. Kvant mexanikasining asoslari**

### ***Asosiy savollar:***

1. To'liqin funksiyasi va uning xususiyatlari.
2. Shryodinger tenglamasi.
3. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi.

### **Tayanch so'z va iboralar:**

Psi funktsiya, to'liq energiya operatori, potentsial energiya, xususiy qiymat, spektr, diskret spektr, tutash spektr, o'zluksiz spektr, energiyaning kvantlanishi, ehtimollik satxlarning energetik farqi, impuls momentining kvantlanishi, magnit kvant soni, azimutal kvant soni, operator momenti, harakat miqdori momenti, aniqaslik munosabati.



**1- savolning maqsadi:** Talabalarga to'liq funktsiyasi va uning xususiyatlari haqida tushuncha berish.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Shredinger tenglamasini biladi.
2. To'liq funktsiyasi va uning xususiyatlarini biladi.
3. Statsionar va nostatsionar holatni izohlay oladi.
4. Ehtimollik zichligini biladi.

**1-asosiy savolning bayoni**

De-Broyl [3] 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 yillarning 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'liqining fizik ma'nosini tushunib olishga yorug'likning to'liq va korpuskulyar xossalari orasidagi bog'lanishni ko'rib chiqish yordam beradi. Ma'lumki, yorug'likning to'liq nazariyasiga ko'ra difraksiya manzarasining intensivligi yorug'lik to'liqni amplitudasi kvadratiga proporsional. Yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra difraksiya manzarasining intensivligi, o'sha joyga tushayotgan kvantlar soni bilan aniqlanadi. Kvant nazariyasining o'ziga xos tomoni shundaki, mikrozarxalarning xossalari o'rganishda ehtimolliklar qonuniyatlaridan foydalaniladi. De-Broyl to'liqini ehtimolliklar to'liqidan iborat deb qarash, ya'ni zarxani fazoda topilish ehtimolligi to'liq qonuniyat bilan o'zgaradi deyish xato bo'lar edi. Chunki, bunday bo'lganda zarxani fazoda topilish ehtimolligi manfiy qiymat ham oladi. Ehtimollikning manfiy bo'lishi ma'noga ega emas. 1926 yilda M.Borning (1882-1970) ko'rsatishicha, to'liq qonuniyat bilan ehtimollik o'zgarasdan, balki ehtimollikning amplitudasi o'zgaradi. Ehtimollikning amplitudasi fazoning koordinatalari va vaqtga bog'liq bo'lgan  $\psi(x, y, z, t)$  to'liq funktsiya orqali ifodalanadi. Ehtimollik amplitudasi ma'lum bo'lishi mumkin. Shuning uchun ehtimollik, uning modulining kvadratiga proporsional:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (1)$$

Demak, De-Broyl to'liqni amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozarxani qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi. Shunday qilib, mikrozarxaning holatini to'liq funktsiya bilan ifodalash statistik yoki boshqacha aytganda, ehtimollik xarakteriga ega. To'liq funktsiya qiymatining kvadrati zarxani  $t$  vaqt momentida fazoning koordinatalari  $x$  va  $x + dx$ ,  $y$  va  $y + dy$ ,  $z$  va  $z + dz$  sohasida topilish ehtimolligini ko'rsatadi. Demak, kvant mexanikasida zarxaning holati butunlay yangicha, ya'ni zarxaning ham to'liq, ham korpuskulyar xususiyatini o'zida mujassamlashtirgan to'liq funktsiya orqali ifodalanadi. Zarxani hajmning  $dV$  bo'lakchasida bo'lish ehtimolligi

$$dW \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 dV \quad (2)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda  $\psi$  - funktsiya qiymatining kvadrati  $|\psi(x, y, z, t)|^2 = \frac{dW}{dV}$  ehtimollik zichligini bildiradi. Bu yerda shuni nazarda tutish keraki,  $\psi$  - funktsiyaning

o'zi fizik ma'noga ega bo'lmasdan, uning qiymatining kvadrati fizik ma'noga ega bo'lib,  $|\psi(x, y, z, t)|^2$  ni haqiqiy  $\psi$  va mavhum  $\psi^*$  funksiyalarining ko'paytmasi tarzda ifodalanadi:  $|\psi(x, y, z, t)|^2 = \psi \cdot \psi^*$

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

$$W = \int |\psi|^2 dV$$

Agarda zarracha haqiqatdan ham mavjud bo'lsa, uni butun  $V$  hajmda bo'lish ehtimolligi 1 ga teng bo'ladi. Shu holda  $\psi$  - funksiya normirovkalash deb ataluvchi shartni qanoatlantiradi.

Ya'ni 
$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (3)$$

bo'ladi. To'liq funksiya  $\psi$  zarrachaning holatini to'liq ifodalashi uchun u qator chegara shartlarini qanoatlantirishi kerak:

a)  $\psi$  - funksiya chekli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrachani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati birdan katta bo'lishi mumkin emas;

b)  $\psi$  - funksiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrachani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas;

v)  $\psi$  - funksiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki mikrozarrachani qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o'garmaydi.  $\psi$  -funksiya superpozitsiya prinsipini qanoatlantiradi. Masalan, sistema  $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n$ . to'liq funksiyalar bilan ifodalanuvchi turli holatlarda bo'lsa, bu funksiyalarning chiziqli kombinatsiyasidan iborat bo'lgan  $\psi$  holatda bo'lishi ham mumkin:  $\psi = \sum C_n \psi_n$

bu yerda  $C_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) qandaydir kompleks son. Kvant mexanikasida to'liq funksiyalarni bunday qo'shilishi klassik statistik nazariyadagi ehtimolliklarni qo'shishdan tubdan farq qiladi. Kvant mexanikasida  $\psi$  funksiyaning bilgan holda mikroob'yektni 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'liq xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uning bu to'liq xususiyatini ( $\psi(x, y, z, t)$  - to'liq funksiyaning) va kuchlar maydonidagi harakatini ifodalovchi tenglama yaratish zaruriyatini tug'dirdi. Ma'lumki, to'liq funksiyaning kvadrati zarrachani  $t$ -vaqtda  $dV$  hajm bo'lagida bo'lish ehtimolligini ifodalaydi. Demak, zarrachani harakat tenglamasi uning to'liq xususiyatini hisobga olgan elektromagnit to'liqlar tenglamasiga o'xshagan bo'lishi kerak. Kvant mexanikasining bunday tenglamasini 1926 yilda E. Shredinger yaratdi. Mikrozarrachaning to'liq xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uning bu to'liq xususiyatini ( $\psi(x, y, z, t)$  - to'liq funksiyaning) va

kuchlar maydonidagi harakatini ifodalovchi tenglama yaratish zaruriyatini tugdirdi. Ma'lumki, to'liq funksiyaning kvadrati zarrachani t-vaqtda dv hajm bo'lagida bo'lish ehtimolligini ifodalaydi. Demak zarrachani harakat tenglamasi uning to'liq xususiyatini hisobga olgan elektromagnit to'liqlar tenglamasiga o'xshagan bo'lishi kerak. Kvant mexanikasining bunday tenglamasini 1926 yilda Shredinger yaratdi. Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi. Shredinger tenglamasi Nyuton va Maksvell tenglamalariga o'xshab, tayyor holda isbotsiz qabul qilinadi:

$$-\frac{\hbar}{m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = i\hbar \cdot \frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (4)$$

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

teng:

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

$\Delta$ -belgi Laplas operatori yoki laplasiyan deyilib, koordinatalardan olingan ikkinchi tartibli xususiy 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 potensial energiyasi.(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. (4) tenglama yorug'lik tezligiga nisbatan bir muncha kichik tezlik bilan xarakatlanuvchi har qanday mikrozarracha uchun to'g'ridir. (4) tenglama yuqorida to'liq funksiyasiga qo'yilgan chegara shartlarni (tugal, bir qiymatli va uzluksiz) qanoatlantirish bilan birga to'liq funksiyadan olingan xususiy hosila uzluksiz, to'liq funksiyaning kvadrati - integrallanuvchi bo'lishi kerak. Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi.

#### ***Nazorat savollari:***

1. Shredinger tenglamasining mohiyati nimadan iborat?
2. Shredinger tenglamasining yechimi qanday olinadi?
3. Qanday qilib to'liq xususiyatiga ega bo'lgan mikrozarrachalarning holati to'liq funksiya orqali ifodalanadi?
4. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasi qanday vazifani bajaradi va qanday ko'rinishlarda yoziladi?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasini yechimi qanday aniqlashni keltirib chiqaring.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.

4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpol'skiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## 10-mavzu. Shryodinger tenglamasi

### Asosiy savollar:

1. To'liq funktsiyasi va uning xususiyatlari.
2. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi.

#### Tayanch so'z va iboralar:

Psi funktsiya, to'liq energiya operatori, potentsial energiya, xususiy qiymat, spektr, diskret spektr, tutash spektr, o'zluksiz spektr, energiyaning kvantlanishi, ehtimollik satxlarning energetik farqi, impuls momentining kvantlanishi, magnit kvant soni, azimutal kvant soni, operator momenti, harakat miqdori momenti, aniqaslik munosabati.

**1- savolning maqsadi:** Talabalarga to'liq funktsiyasi va uning xususiyatlari haqida tushuncha berish.

#### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Shredinger tenglamasini biladi.
2. To'liq funktsiyasi va uning xususiyatlarini biladi.
3. Statsionar va nostatsionar holatni izohlay oladi.
4. Ehtimollik zichligini biladi.

#### 1-asosiy savolning bayoni

Statsionar holatlar. Ko'pincha Shredinger tenglamasi sodda ko'rinishga keltiriladi.  $\psi$  va  $U$  ni vaqtga bog'liqligi hisobga olinmaydi. Haqiqatan 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 yechimini ikkita funktsiyaning ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin. Birinchi funktsiya faqat koordinataga bog'liq bo'lsa, ikkinchi funktsiya faqat vaqtga bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$\psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-\frac{E}{\hbar}t} \quad (5)$$

bu yerda  $E$  - zarrachaning to'liq energiyasi bo'lib, u turg'un maydonda doimiydir. (5) ni (4) ga qo'yib, quyidagi ifodani xosil qilamiz:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i(\frac{E}{\hbar})t} \Delta \Psi + U \Psi e^{-i(\frac{E}{\hbar})t} = i\hbar \left(\frac{E}{\hbar}\right) e^{-i(\frac{E}{\hbar})t} \Psi \quad (6)$$

(6) ko'rinishdagi tenglama Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi deyiladi. Kvant mexanikasining ko'p masalalarini yechishda shu (6) tenglamadan foydalaniladi. Biz ham ayrim masalalarni yechishdagi shu tenglamaning tadbirlarini ko'rib

chiqamiz. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, Shredinger tenglamasiga o'xshash tenglamalar har doim ham yechimga ega bo'lavermaydi. U faqat energiyaning ma'lum bir aniq qiymatidagina xususiy yechimga ega bo'ladi. Topilgan E energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo'lishi mumkin. Yuqorida qayd etilganidek, kvant mexanikasining vazifasi to'lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan zarrachalarning harakatini o'rganish, uning berilgan vaqt momentida fazoning dV hajm elementida bo'lish ehtimolligini aniqlashdan iborat. Buning uchun masalaning mohiyatiga qarab, Shredinger statsionar

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (7)$$

yoki to'la tenglamasini yechish zarur. Psi-funktsiya bir qiymatli, uzluksiz va chekli bo'lishi kerak. Bundan tashqari u uzluksiz va chekli xosilaviy qiymatga ega bo'lishi kerak. Shredinger tenglamasining asosiy parametri bo'lib zarrachaning E to'liq energiyasi qoraladi:

$$\hat{H}\psi = -i\hbar\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)\psi \quad (8)$$

$$H = (P^2/2m) + U; \quad P = i\hbar \nabla. \quad (9)$$

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U, \quad (10)$$

H operator Gamilton deb ataladi. (10) tenglamaning echimi E ning xususiy qiymatlariga mos kelganligidan masalaning xususiy funktsiyasi deb ataladi. Xususiy qiymatlarning yigindisiga spektr deb ataladi. Agar bu qiymatlar diskret ketma-ketlik asosida sodir bo'lsa bunday spektrga diskret spektr deb ataladi. Agar xususiy qiymat uzluksiz yoki tutash bo'lsa bunday spektrga uzluksiz yoki tutash spektr deb ataladi. Diskret qiymatlar bilan tanishib chiqaylik:

$$E_1, E_2, E_3, E_4, \dots, E_n, \dots$$

$$\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4, \dots, \psi_n, \dots \quad (11)$$

Shunday qilib, energiyaning kvantlanishi kvant fizikasining asosiy holatlaridan olinadi. (7) va (8) tenglamalarning yechimi chegaraviy shartlardan tashqari zarracha harakat qilayotgan soha potensial maydonining tabiatiga elektr, magnit, elektromagnit) va o'zgarish shakliga bog'liq. Maydon parametrlari Gamilton operatori orqali beriladi.

Tashqi magnit maydon bo'lmaganda (9) ifodadagi zarracha impulsini uning operatori bilan bevosita almashtirish mumkin.

U holda Gamilton operatorining ko'rinishi (10) ifoda ko'rinishni oladi. Maydon tabiatiga qarab hal etiladigan masalalar ham turlicha bo'ladi. Bu bobda zarrachaning bir o'lchovli fazodagi harakati o'ziga xos tabiatli ayrim masalalariga to'xtalamiz. Zarurat bo'lganda bir o'lchovli fazodagi harakat natijalarini uch o'lchovli fazodagi harakat uchun umumlashtirish mumkin.

Ilgari aytilganidek, kvant mexanikasining vazifasi to'lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan zarrachalarning harakatini o'rganish, uning berilgan vaqt momentida fazoning dV hajm elementida bo'lish ehtimolligini aniqlashdan iborat. Buning uchun masalaning mohiyatiga qarab, Shredinger statsionar yoki to'la tenglamasini yozish shartdir. Maydon tabiatiga qarab hal etiladigan masalalar ham turlicha bo'ladi. Potensial maydon vaqt o'tishi va koordinata o'zgarishi bilan zarracha harakatiga ta'sir etmaydi. Shuning uchun bunday maydonda zarracha erkin harakat qiladi. Maydon parametrlari vaqt o'tishi o'zgarmas bo'lganligi sababli zarracha harakatini o'rganish uchun Shredingerning statsionar tenglamasini yechamiz. Faraz qilaylik, potensial to'siq bir

oʻlchovli fazoda harakatlanayotgan zarracha uchun har ikki tomondan boʻlsa, zarracha devorlari cheksiz baland boʻlgan oʻrada deb hisoblanadi, devorlardan zarralar oʻta olmaydi.

Biz zarralarning bir oʻlchamli potentsial urada deb qaraymiz va xususiy qiymatni energiya boʻyicha yoki xususiy funktsiyasini aniqlaymiz. Zarracha faqat  $X$  oʻqi boʻyicha harakat qiladigan boʻlsin.  $X=0$  va  $X=1$  oraliqda zarralar harakati cheklangan.  $U$  holda potentsial energiya  $U$  oraliqda nolga teng,  $X < 0$  va  $X > 1$  oraliqda  $\infty$  ga teng boʻladi.

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + U(x); \psi(0) = 0; \quad 2) U = \infty, X < 0; X > 1 \quad \psi(a) = 0$$

### ***Nazorat savollari:***

1. Shredinger tenglamasining mohiyati nimadan iborat?
2. Shredinger tenglamasining yechimi qanday olinadi?
3. Qanday qilib toʻlqin xususiyatiga ega boʻlgan mikrozarrachalarning holati toʻlqin funktsiya orqali ifodalanadi?
4. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasi qanday vazifani bajaradi va qanday koʻrinishlarda yoziladi?

### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasini yechimi qanday aniqlashni keltirib chiqaring.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. Oʻquv qoʻllanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovoʻ kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.Gʻ., Mansurova M.Yu. “Atom fizikasi”, Oʻquv qoʻllanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovoʻ kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (Oʻquv qoʻllanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **11-mavzu. Fizik kattaliklarning operatorlari**

### ***Asosiy savollar:***

1. Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari.
2. Fizik kattaliklarning oʻrtacha qiymati va dispersiyasi.
3. Gamilton operatori

**Tayanch soʻzlar va iboralar:** Operator, chiziqli operator, operatorlar algebrasi, xususiy qiymat, ermit operatori, oʻrtacha qiymat, dispersiya, Gamilton operatori, xususiy funksiya.

**1- savolning maqsadi:** Talabalarga fizik kattaliklarning operatorlari haqida tushuncha berish.

**Identiv oʻquv maqsadlari:**

1. Operatorlarning xususiy qiymatlarini biladi.

2. Xususiy funksiyalarni xususiyatlarini biladi.

**1- savolning bayoni:**

**Chiziqli operatorlar.** Nazariy fizikaning asosiy vazifalaridan biri aniqlangan qonuniyatlarni matematik ifodalarga keltirishdir. Buning uchun mos matematik apparatdan foydalanish lozim. Kvant mexanikasining tushunchalari, qonuniyatlari oʻziga xos boʻlganidek, uning matematik apparati ham Kvant mexanikasida operatorlar bilan ish koʻriladi. Zarracha holatini tavsiflovchi har bir fizik kattalik oʻz operatoriga ega. Mumtoz fizikada biror qonuniyatni matematik tilda yozish uchun funksional bogʻlanishdan foydalaniladi. Masalan, mutloq qora jismning yuza birligidan vaqt birligi ichida sochilgan nurlanish energiyasi haroratning funksiyasi tarzida yoki analitik koʻrinishda beriladi. Bu bogʻlanish yordamida  $T$  ga qiymatlar berib unga mos son qiymatlari aniqlanadi. Demak, funksiya bir son qiymatni oʻzaro bogʻlaydi. Kvant mexanikasidagi operatorlar esa bir funksiya bilan ikkinchi funksiyani oʻzaro bogʻlaydi. Operatorlarning ustida " $\hat{A}$ " belgisi boʻlgan harflar bilan ifodalash qabul qilingan. Shunday qilib, operator deb  $\phi$  funksiyadan funksiyaga  $\psi$  oʻtish qoidasiga aytiladi:

$$\hat{K}\psi = \hat{K}\phi \quad (1)$$

$\hat{K}$ -operator; u turli xil matematik operatorlar: koʻpaytirish, differensiallash, darajaga koʻtarish, oʻrin almashtirish va hokazo boʻlishi mumkin. (1) koʻrinishdagi bogʻlanish  $\hat{K}$  operatori bilan funksiyaga taʼsir etsak, funksiya hosil boʻladi, deb oʻqilishi kerak. Kvant mexanikasida chiziqli operatorlar bilan ish koʻriladi, chunki shunday operatorlar bilan zarracha holatini aniqlovchi funksiyaga taʼsir etish tufayli kvant mexanikasining asosiy qoidalaridan biri boʻlgan superpozitsiya tamoyili buzilmaydi. Quyidagi

$$\hat{K}(C_1\phi_1 + C_2\phi_2) = C_1\hat{K}\phi_1 + C_2\hat{K}\phi_2 \quad (2)$$

shartni qanoatlantiruvchi  $\hat{K}$  operatorga chiziqli operator deyiladi. Bu yerda  $\phi_1$  va  $\phi_2$  lar ixtiyoriy funksiyalar,  $C_1$  va  $C_2$  - ixtiyoriy oʻzgarmas kattaliklar.

1. Operatorlar algebrasi. Chiziqli operatorlar ustida ayrim amallarni koʻraylik. Agar ixtiyoriy funksiya uchun quyidagi tenglik  $\hat{K}\phi = \hat{L}\phi + \hat{G}\phi = (\hat{L} + \hat{G})\phi \quad (3)$

oʻrinli boʻlsa, u holda  $\hat{K}$  operatorni  $\hat{L}$  va  $\hat{G}$  operatorlarining yigʻindisi deyiladi, yaʼni

$$\hat{K} = \hat{L} + \hat{G} \quad (4)$$

Agarda ixtiyoriy  $\phi$  funksiya uchun quyidagi tengsizlik

$$\hat{K}\phi = \hat{L}\phi - \hat{G}\phi = (\hat{L} - \hat{G})\phi \quad (5)$$

bajarilsa, u holda  $\hat{K}$  operatorini  $\hat{L}$  va  $\hat{G}$  operatorning ayirmasi deyiladi.

$$\hat{K} = \hat{L} - \hat{G} \quad (6)$$

Quyidagi

$$\hat{K} = \hat{G} \cdot \hat{L} \quad (7)$$

koʻrinishda operatorlarning koʻpaytmasini ham aniqlash mumkin. Koʻpaytma operatorlar bilan funksiyasi ikki xil taʼsir etish mumkin (7) shaklda avval  $\hat{G}$  - operatori bilan funksiyaga taʼsir etib, soʻngra chiqqan natijaga  $\hat{L}$  operatori bilan taʼsir etamiz:

$$\hat{K}\phi = \hat{L}(\hat{G}\phi) \quad (8)$$

$$\hat{K}'\phi = \hat{G}(\hat{L}\phi) \quad (9)$$

Umuman olganda  $\hat{K} = \hat{K}'$ , ammo ba'zan har ikkala holda aniqlangan natija o'zaro teng bo'lishi ham mumkin. Bu holda  $\hat{L}$  va  $\hat{G}$  operatorlarini o'zaro kommutatsiyalanuvchi operatorlar deyiladi.

$$\text{Demak, bunday misollarda} \quad \hat{L}(\hat{G}\phi) = \hat{G}(\hat{L}\phi) \quad (10).$$

Agarda (7) ko'paytma operator bilan ixtiyoriy funksiyaga ta'sir etishimiz tufayli hosil bo'lgan natija,  $\hat{L}$  va  $\hat{G}$  operatorlarning ta'sir etish tartibiga bog'liq bo'lsa, bu operatorni o'zaro kommutatsiyalanmaydigan operatorlar deyiladi.

$$[\hat{L}, \hat{G}] = \hat{L}\hat{G} - \hat{G}\hat{L} \quad (11)$$

operatorga  $\hat{L}$  va  $\hat{G}$  operatorlarining kommutatori deyiladi, Agar

$$\hat{L}\hat{G} = -\hat{L}\hat{G} \quad (12)$$

shart bajarilsa,  $\hat{L}$  va  $\hat{G}$  operatorlarining antikommutatsiyalashuvchi operatorlar deb nomlanadi. Operatorning xususiy qiymati.  $\hat{G}$  operatori bilan uzluksiz, chekli va bir qiymatli bo'lgan funksiyasiga ta'sir etganimizda yana shu funktsiyaning o'zi biror doimiy songa ko'paytirilgan holda bo'lishi mumkin:

$$\hat{G}\phi = g\phi \quad (13)$$

Bu holda  $g$  kattalikni  $\hat{G}$  operatorning xususiy qiymati, funktsiyasi esa  $\hat{G}$  operatorning  $g$  xususiy qiymatiga mos kelgan xususiy funktsiyasi deyiladi. Odatda  $\hat{G}$  operatorning xususiy qiymatini ham operator ( $\Lambda$ ) belgisiz o'sha harf bilan belgilash qabul qilingan.  $\hat{G}$  operatorning xususiy qiymati ko'p bo'lishi mumkin. Ularning barchasini  $\hat{G}$  operatorning xususiy qiymatlar spektri deyiladi. Muayyan masalalar shartiga bog'liq ravishda xususiy qiymatlar spektri diskret, uzluksiz yoki aralash qiymatlar to'plamidan iborat bo'ladi. Agar operatorning bitta xususiy qiymatiga bir nechta xususiy funktsiya ( $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_v$ ) to'g'ri kelsa, u holda turlanish (aynish) mavjud deyiladi. Turli xil xususiy funktsiyalar sonini ( $v$ ) turlanish darajasi deyiladi. Kvant mexanikasida aniqlanuvchi fizik kattalikning xususiy funktsiyalari to'plami tizimning to'la holatini ifodalaydi. Shuning uchun har qanday funktsiyani xususiy funktsiyalar to'liq to'plami bo'yicha qatorga yoyib yozish mumkin:  $\psi = \sum C_v \psi_v$ . Bu yerda  $C_v$  - doimiy son,  $\psi_v$  - xususiy funktsiyalar. Yuqorida qayd etilgandek, har bir fizik kattalik o'zining operatoriga ega. Zarrachaning holat funktsiyasi bu operatorning xususiy funktsiyasi bo'ladi. Zarracha parametrini o'lchashda bu operator xususiy qiymatlaridan biri aniqlanadi. Uning ehtimolligi  $C_{2v}$  ga tengdir.

#### **Nazorat savollari:**

1. Operatorga ta'rif bering.
2. Chiziqli operatorlar haqida nimani bilasiz?
3. Operatorlar kommutatori nima?
4. Operatorning o'rtacha qiymatini bilasizmi?
5. O'ziga qo'shma operatorlar va ularning xususiyatlari haqida nimani bilasiz?
6. Operatorning o'rtacha qiymatini bilasizmi?
7. Energiya operatoriga tavsif bering.
8. Impul's operatori nima?
9. Gamilton operatori deyilganda nimani tushunasiz?
10. Quyidagi munosabatlarning fizikaviy tahlilini keltiring.

#### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Kvant mexanikasida operatorlardan  $M$  ni keltirib chiqaring.



### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G'., Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **12-mavzu. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi.**

### ***Asosiy savollar:***

1. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi.
2. Gamilton operatori

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Operator, chiziqli operator, operatorlar algebrasi, xususiy qiymat, ermit operatori, o'rtacha qiymat, dispersiya, Gamilton operatori, xususiy funksiya.

**1- savolning maqsadi:** Talabalarga fizik kattaliklarning operatorlari haqida tushuncha berish.

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Operatorlarning xususiy qiymatlarini biladi.
2. Xususiy funksiyalarni xususiyatlarini biladi.

### **1- savolning bayoni:**

**Ermit operatorlari.** Kvant mexanikasida zarrachani tavsiflash bo'ladigan har bir fizik kattalikka ma'lum operator mos keladi. Superpozitsiya prinsipi buzilmasligi uchun operator chiziqli bo'lishi kerak. Chiziqli operator fizik kattalikning haqiqiy qiymatini ifodalashi uchun 
$$\int \psi^* \hat{G} \psi dV = \int \psi \hat{G}^* \psi^* dV \quad (14)$$

shartni qanoatlantirish kerak. Bunday operatorlarni ermit, o'z-o'ziga qo'shma operatorlar deyiladi. Bu yerda va ixtiyoriy funksiya bo'lib, integral o'zgaruvchilarning barcha o'zgarish sohasi bo'yicha olinadi. Ermit operatorlari quyidagi xususiyatlarga ega: a) ermit operatorining xususiy qiymati haqiqiy son, ya'ni

$$\hat{G} = G \quad (15)$$

Operatorning xususiy qiymati va xususiy funksiyasi. Ta'rifga ko'ra ermit operatorlari uchun

$$\hat{G}^* \psi = G \psi \quad (16)$$

va 
$$\hat{G}^* \psi = G^* \psi \quad (17)$$

larni yozish mumkin. Bu yerda (15) shartga muvofiq ( $G$  va  $G^*$  xususiy qiymatlar bo'lganligi uchun integral ishorasi tashqarisiga chiqariladi a) agar deb olsak,  $G \int \Psi^* \Psi dV = G^* \int \Psi dV$  (18)

kelib chiqadi; b) ermit operatorlarining turli xususiy qiymatlariga mos kelgan xususiy funksiyalari o'zaro ortogonaldir. Agar ikkita funksiya va lar skalyar ko'paytmasining barcha bir-biriga bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilar bo'yicha integrali nolga teng bo'lsa, ular o'zaro ortogonal bo'ladi.

Faraz qilaylik,  $G$  ermit operatorining  $G_v$  va  $G_r$  xususiy qiymatlariga mos kelgan xususiy funksiyalari mos holda va bo'lsin. U holda bu ikki funksiyaning ortogonallik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\int \phi_v^* \phi_k dV = 0, v \neq k \quad (19)$$

Buni isbotlash uchun (1) shartdan foydalanamiz.  $v$  va  $r$  xususiy qiymatlar uchun uni quyidagicha yozish mumkin

$$\int \phi_v^* \phi_k dV = 0, \\ (G_k - G_v^*) \int \phi_v^* \phi_k dV = 0$$

Bu yerda

yoki (15)ni hisobga olsak,

$$(G_k - G_v^*) \int \phi_v^* \phi_k dV = 0 \quad (20)$$

Shartga ko'ra  $G_v = G_k$  bo'lganligi sababli (20) tenglik o'rinli bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$\int \phi_v^* \phi_k dV = 0 \quad (21)$$

Bu  $\phi_v$  va  $\phi_k$  funksiyalarning ortogonallik shartidir. Tizim holatini ifodalovchi funksiyalari normallashtirilgan bo'lishi shartligi bizga ma'lum funksiyalar uchun aniqlangan bu har ikkala shartni umimlashtirib quyidagicha yozish mumkin

$$\int \phi_v^* \phi_k dV = \delta_{v,k} \quad (22)$$

Bu xususiy funksiyalarning ortnormallanganlik sharti deyiladi. Operatorlarning o'rtacha qiymati. Yuqorida qayd etgani mizdek, kvant mexanikasida har bir fizik kattalik o'z operatoriga ega. O'z navbatida har bir operator xususiy qiymatlar spektriga ega. O'lchash jarayonida bu xususiy qiymatlarning u yoki bu qiymat va har o'lchashda esa turli qiymatlari qayd qilinadi. Shuning uchun zarracha holatini aniqlovchi operatorning o'rtacha qiymati tushunchasi kiritiladi. Ehtimolliklar nazariyasidan ma'lumki, tasodifiy kattaliklarning o'rtacha qiymati

$$\langle a \rangle = \frac{a_1 v_1 + a_2 v_2 + \dots + a_k v_k}{N} \quad (23)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu yerda  $a$  –  $a_1$  kattalikning  $N$  marta o'lchashda  $v_1$  marta qayd etiladigan qiymati va xokazo. O'lchashlar soni kichik bo'lganda (23) formula bilan aniqlanuvchi o'rtacha qiymat turlicha bo'lishi mumkin. Agar o'lchashlar soni  $N \rightarrow \infty$ , u holda  $\langle a \rangle$  o'rtacha qiymat aniq bir chegaraviy qiymat  $a_{02}$  ga intiladi,  $\frac{v_1}{N_1}, \frac{v_2}{N_2}$  lar

esa mos holda  $a_1, a_2$  va hakazo qiymatlarning qayd qilinishi ehtimolliigi bo'ladi:

$$a_0 = \lim_{N \rightarrow \infty} \langle a \rangle = a_1 \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{v_1}{N_1} + a_2 \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{v_2}{N_2} + \dots + a_v \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{v_n}{N_n} = \sum_m^n a_i \omega_i \quad (24)$$

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

$$\langle a \rangle = \int a f(x) dx \quad (25)$$

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

$$\langle G \rangle = \int \psi^* G \psi dV \quad (26)$$

Bu kvant mexanikasida turli masalalarni yechishda ko'p uchraydigan asosiy formulalardan biridir. U funksiya ma'lum bo'lsa har qanday fizik kattalik operatorini o'rtacha qiymatini aniqlashga imkon beradi. Fizik kattaliklarning operatorlari. Zarrachani xarakterlovchi barcha fizik kattalikning operatorlari albatta o'ziga qo'shma, chiziqli (ermit) operatori o'rinishida bo'lishi kerak. Bunday operatorlarning ayrimlari bilan tanishaylik. Fizik (dinamik) kattalik operatorini aniqlashning umumiy qoidasi quyidagicha: ixtiyoriy fizik kattalik  $G$  operatori  $\hat{G}$  shunday ko'rinishga ega bo'lishi kerakki, u bilan zarrachaning holat funktsiyasi  $\psi$  ga ta'sir etganimizda  $G$  fizik kattalik  $\hat{G}$  operatorining xususiy qiymati, funksiya esa uning xususiy funktsiyasi bo'lsin, ya'ni

$$\hat{G}\psi = G\psi \quad (27)$$

Bu erda  $\psi$  funksiya sifatida zarrachaning muayyan holatini fizik kattalik bilan bir qatorda aniqlaydigan holat funktsiyasi tushuniladi. Koordinatalar va vaqt operatorlari.  $\psi$  funktsiyasi quyidagi koordinatalar  $x, y, z, t$  ning funktsiyasidir. Bu o'zgaruvchilarning operatorlari o'zlarining son qiymatlariga teng bo'ladigan holni ko'raylik. Shuning uchun bu operatorlar bilan biror  $\psi$  funktsiyaga ta'sir etish,  $\psi$  funktsiyasini shu son qiymatiga ko'paytirishga teng kuchlidir:

$$\hat{x}\Psi = x\Psi, \hat{y}\Psi = y\Psi, \hat{z}\Psi = z\Psi, \hat{t}\Psi = t\Psi. \quad (28)$$

Potensial energiya operatori. Potensial energiya  $U$  faqat koordinatalarning funktsiyasi bo'lganligi sababli potensial energiya operatori ham uning qiymatiga teng bo'ladi:

$$\hat{U}\Psi = \Psi U \quad (29)$$

Energiya operatori. Ta'rif (29) ga ko'ra energiya operatori

$$\hat{E}\Psi = \Psi E \quad (30)$$

shartni qanoatlantirishi kerak.  $\Psi$  zarrachaning energiyasi  $E$  energiya operatori  $\hat{E}$  ning xususiy funktsiyasi bo'lishi kerak. Bu operatorning ko'rinishini aniqlash uchun  $\psi$  funktsiyasi sifatida de-Broyl to'lqin funktsiyasini

$$\Psi(t) = \Psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \quad (31)$$

olamiz. Bu yerda to'lqin funktsiyaning vaqtga bog'liq bo'lmagan qismi (30) va (31) larni solishtirishdan ko'rinadiki,

$$E = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad (32)$$

Demak, energiya operatori vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olish operatsiyasini bildiradi. Impuls operatori. Ma'lumki, zarracha impulsi operatorini tashkil etuvchilari orqali quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{P} = a_1 \hat{P}_x + a_2 \hat{P}_y + a_3 \hat{P}_z \quad (33)$$

Dekart koordinatalar tizimining birlik vektorlari. Ayrim funktsiyalarning operatorlari (kinetik energiya, Gamilton funktsiyasi, impuls momenti va h.k) uni tashkil etgan kattaliklar operatorlari orqali ifodalanishi mumkin. Bunda natijaviy operator albatta ermit operatori bo'lishini talab qilish kerak.

Kinetik energiya operatori. Zarrachaning kinetik energiyasi  $T$  ni uning impulsi orqali ifodalash mumkin:

$$T = \vec{p}^2 / 2m_0 \quad (34)$$

Demak, kinetik energiya operatori Laplas operatori ( $\Delta = \nabla^2$ ) orqali ifodalanar ekan. Gamilton operatori. Ma'lumki, statsionar holatlar uchun Gamilton funksiyasi kinetik  $T$  va potensial  $U$  energiyalar yig'indisidan iborat.

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{U} \quad (35)$$

Bu yerga kinetik va potensial energiya operatorlarini qo'ysak, Gamilton operatori quyidagicha ifodalanadi:

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

Bunday holda  $U$  funksiya  $x, y, z$ , va  $t$  ga bog'liq bo'lib,  $U(x, y, z, t)$  zarrachaning potensial energiyasi bo'la olmaydi.  $U(x, y, z, t)$  ni bu holda kuch maydoni deyiladi. Shuning uchun bu holda Gamilton operatori

$$\hat{H} = \hat{T} + U(x, y, z, t)$$

zarrachaning to'la energiyasiga teng bo'lmaydi.

**Impul's momenti operatori.** Mikroobyekt ko'p hollarda (masalan, atom molekulada) potensial maydonni hosil qiluvchi biror markaz atrofida harakat qiladi. Bunday harakatni tavsiflash uchun qo'shimcha ravishda impuls momenti kattaligi kiritiladi. U harakat integrali bo'lishi mumkin. Mumtoz fizikada impuls momenti  $M$  r zarracha impulsi  $p$  bilan radius vektor  $r$  ning vektorial ko'paytmasidan iborat:

$$M = [r \times p] \quad (36)$$

Bu ifodani operator ko'rinishida yozsak[3]:

$$\begin{aligned} M_z &= xp_y - yp_x \\ M_y &= zp_x - xp_z \\ M_x &= yp_z - zp_y \end{aligned} \quad (37)$$

bo'ladi. Bu yerda  $r$  - radius vektor (sanoq boshidan zarragacha bo'lgan masofa) operatori o'ziga tengligini hisobga oldik.

### Impul's momentining kvantlanishi

Umumiy hol uchun tenglamani yozaylik  $Q\psi = q\psi$ ,  $Q$  (energiya uchun  $H$ , impuls uchun  $P$  operator) bilan belgilanadi. Impuls momenti uchun kvant fizikasida to'rtta operator kiritiladi: moment kvadrat operatori  $M^2$  va uchta proektsiyasi  $M_x, M_y, M_z$ .

$$M^2 \psi = M^2 \psi, \quad (38)$$

tenglamani echimini topish ancha qiyin bo'lganligidan oxirigi natijasini yozamiz.

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

(39)

Bu yerda  $l$  - kvant soni, azimutal kvant soni.

$$M = \hbar \sqrt{l(l+1)}, (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (40)$$

$M_z$  operator ancha sodda. Shuning uchun uning echimi bilan tanishaylik.

$$\begin{aligned} M_z \psi &= -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = M_z \psi \\ M_z \psi &= -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \end{aligned} \quad (41)$$

tenglama

$$-i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = M_z \psi \quad (42)$$

$\psi = e^{i\alpha\varphi}$  ni keltirib qo'ysak  $-i\hbar\alpha = M_z$   $\alpha$  uchun  $iM_z/\hbar$  hosil qilinadi.  $\psi = ce^{i(M_z/\hbar)\varphi}$   
 $e^{i(M_z/\hbar)(\varphi+2\pi)} = e^{i(M_z/\hbar)\varphi}$  yoki  $\psi(\varphi+2\pi) = \psi(\varphi)$ .

Agar  $M_z = m\hbar$  bo'lsa yuqoridagi shart bajariladi. Demak,  $M_z$  operator diskret  
 $M_z = m\hbar, (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$   
 qiymatlarini qabul qiladi.  $m$  - magnit kvant soni deb ataladi.  $|m\hbar| \leq \hbar\sqrt{l(l+1)}$  bo'lganidan  
 $M = \hbar\sqrt{l(l+1)}, (l = 0, 1, 2, \dots); M_z = m\hbar, (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l)$ .

### **Nazorat savollari:**

1. Operatorga ta'rif bering.
2. Chiziqli operatorlar haqida nimani bilasiz?
3. Operatorlar kommutatori nima?
4. Operatorning o'rtacha qiymatini bilasizmi?
5. O'ziga qo'shma operatorlar va ularning xususiyatlari haqida nimani bilasiz?
6. Operatorning o'rtacha qiymatini bilasizmi?
7. Energiya operatoriga tavsif bering.
8. Impul's operatori nima?
9. Gamilton operatori deyilganda nimani tushunasiz?
10. Quyidagi munosabatlarning fizikaviy tahlilini keltiring.

### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Kvant mexanikasida operatorlardan  $M$  ni keltirib chiqaring.

### **Mavzuga oid adabiyotlar:**

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **13-mavzu. Mikrozarxalarning erkin harakati.**

### **Asosiy savollar:**

1. To'g'ri burchakli potensial chuqurlik.
2. Garmonik ossillyator.
3. Zarxalarning potensial to'siqdan o'tishi.
4. Tunnel effekti.
5. Yadrolarning alfa parchalanishi. Avtoelektron emissiya.

**Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** Shredinger tenglamasi, cheksiz chuqur potensial o'ra, potensial to'siq, chegaraviy shartlar, zarracha impulse, energiyaning kvantlanishi, energetik sathlari, tunnel effekt, garmonik ostsillyator va uning energiyasi, shaffoflik koeffitsiyenti, energiya uchun noaniqliklar munosabati, energetik sathlar.

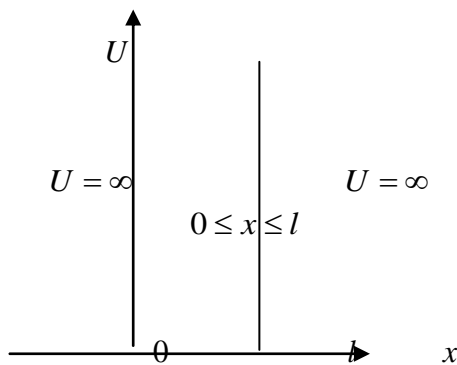
**1- savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga to'g'ri burchakli potensial chuqurlik, garmonik ossillyator haqida ma'lumot berish.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. To'g'ri burchakli potensial chuqurlik haqida malumot bera oladi.
2. Garmonik ossillyatorni izohlay oladi.
3. Tunnel effektini biladi.
5. Yadrolarning alfa parchalanishi, avtoelektron emissiya haqida ma'lumot bera oladi.

**1- savol bayoni:**

Zarrachaning erkin harakati[2].



29- rasm. To'g'ri to'rtburchak shaklidagi potensial chuqurlikda harakatlanayotgan zarracha.

To'g'ri to'rtburchak shaklidagi potensial chuqurlikda harakatlanayotgan zarracha to'liq funksiyalari va ehtimolligi

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (6)$$

Potentsial to'siqdan tashqarida zarrachaning bo'lish ehtimolligi juda kam. Shuning uchun zarraning to'siqdan tashqarida bo'lish ehtimolligi 0 ga teng. Demak,  $\psi$  funktsiyaning ham to'siqdan tashqaridagi qiymati 0 ga teng. Uzluksizlik shartiga ko'ra  $\psi$  ning to'siq chegarasidagi qiymati ham 0 ga teng bo'lishi kerak. Bu esa (5) formulani qanoatlantiruvchi shartdir.  $\psi$  ning 0 ga teng bo'lmagan sohasida (5) tenglama

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E)\psi = 0 \quad (7)$$

bu sohada  $U = 0$  ga teng.

$$K^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E, \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (8)$$

belgilash kiritadigan bo'lsak

$$\psi'' + k^2\psi = 0 \quad (9)$$

Bunday tenglamaning echimi quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\psi(x) = A \sin(kx + \alpha), \quad \psi(a) = A \sin ka = 0 \quad (10)$$

(8) shartdan foydalanib  $k$  va  $\alpha$  doimiylarni aniqlash mumkin:  $ka = n\pi; k = \frac{n\pi}{a}$

$$\psi(0) = 0 \text{ shartdan foydalanamiz } \psi(0) = a \sin \alpha = 0, \quad (11)$$

$$\text{bundan } \alpha = 0; \psi(0) = 0; \quad (12)$$

$$\psi(l) = a \sin \alpha = a \sin kl = 0, \quad (13)$$

$$kl = +n\pi; (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (14)$$

$n = 0, \psi = 0$  zarracha bo'lish ehtimolligi yuqotiladi va  $K$  ning xususiy qiymatini topamiz.

$$E_n = \frac{\pi^2 m^2 \hbar^2}{2ma^2}. \quad (15)$$

$$\psi(x) = A \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right), \quad (16)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1; A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi}{a} x dx = 1. A = \sqrt{\frac{2}{a}}; \psi(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x; \quad (17)$$

Demak, bundan spektrning diskret ekanligi kelib chiqadi. Endi qo'shni sathlar orasidagi masofani hisoblaydigan bo'lsak. Zarrachalarning massasi  $m$  va to'siq kengligi  $l$ . Ikkita qo'shni sathning energiya farqi

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n \quad (18)$$

Agar  $m \sim 10^{-23} g$  molekula massasiga teng bo'lsa,  $l \sim 10^{-8} m$  idish ichidagi molekulalar  $\Delta E_n = 10^{-32} erg$ . Demak, energetik sathlar juda yaqin joylashtirilganligidan ko'pincha energiya uzluksiz bo'lib ko'rinadi. Xuddi shunga o'xshash natijani  $m = 10^{-27} g$  elektron massasi deb qarasak, to'siq o'lchami shunday bo'lsin:  $\Delta E_n = 10^{-28} erg \approx 10^{-16} eV$ . Demak, energiyaning diskret ekanligi yaqqol seziladi masaladagi xususiy funktsiyani aniqlaymiz.

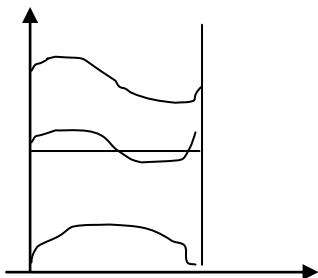
$$\psi_n(x) = a \sin \frac{n\pi x}{l} \quad \alpha = 0, \text{ bo'lganda } a \text{ koefitsientini topish uchun}$$

$$\int \psi^2 \psi dv = 1 \text{ normallashtirish qonunidan foydalanamiz: } a^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1. \text{ Integrallash}$$

oralig'ida, integral ostidagi funktsiya 0 ga aylanadi. Shuning uchun ham integralning qiymati  $\sin^2(n\pi x / l)$  ning o'rtacha qiymatiga ko'paytirish orqali hosil qilinadi.

$$\frac{1}{2} \text{ uzunlik } l. a^2 \left(\frac{1}{2}\right)l = 1 - \text{hosil bo'ladi. Bu yerdan } a = \sqrt{\frac{2}{l}} - \text{hosil qilinadi. Shunday}$$

$$\text{qilib xususiy funktsiya } \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l}, (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (18)$$



29-rasm.

Grafikdan ko'rinadiki,  $n = 2$  hol uchun to'siq o'rtasida zarracha bo'la olmaydi. Energiya kvant soni  $n$  ga bog'liq bo'lib, diskret qiymatlarni oladi. Shuni muhimki, mikrozarra energiyasi potensial chuqurlik enining kichrayishi bilan ortib boradi. Aniqlangan natijalarni tasavvur qilish uchun energiya va to'lqin funksiyasining  $n$ -ning  $n-1, 2, 3, 4, \dots$  qiymatlariga mos kelgan xususiy qiymatlarini yozamiz:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}; \quad E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}, \quad E_2 = 4E_1, \quad E_3 = 9E_1, \quad E_n = 16E_1.$$

Keltirilgan  $n=1$ , bo'lganda zarrachaning potensial chuqurlik ichida bo'lish ehtimolligi uning markazida eng katta bo'ladi. Kvant soni  $n$  ortishi bilan zarracha energiyasi ortib boradi. Uning potensial chuqurlik ichida topilish ehtimolligi qismlarga bo'linib, chuqurlikning gorizont tekislik bo'yicha hamma sohalarida bir xil bo'lishga intiladi  $n$ -ning juda katta qiymatlarida kvant zarrachaning potensial chuqurlik ichida topilish ehtimolligi klassik zarrachaning topilish ehtimoligiga yaqinlashib boradi. Boshqacha aytganda kvant zarrachasining energiyasi ortishi bilan uning xususiyati klassik zarra xususiyatiga yaqinlashib boradi.

**Potensial to'siq. Tunnel effekti.**[3] Koordinata o'qi  $x$  ning musbat yo'nalishi bo'yicha erkin harakat qilayotgan zarracha o'z yo'lida  $x = 0$  nuqtada "balandligi"  $V_0$  ga teng bo'lgan potensial to'siqqa duch kelsin (30-rasm). Zarracha harakat qilayotgan sohani ikkiga ajratamiz: 1. Sohada ikki hol bo'lishi mumkin: a) mumtoz mexanikada; b) kvant mexanikasida.

a)  $E > 0$  ya'ni zarracha energiyasi potensial to'siq balandligidan katta. Ravshanki, I sohada  $E$  energiya bilan harakat qilayotgan zarracha II sohaga bema'lol o'tadi va u yerda  $E - V_0$  energiya o'z harakatini davom ettiradi;

b)  $E < 0$  - zarracha energiyasi potensial to'siq balandligidan kichik bo'lsin. Mumtoz fizika nuqtai nazaridan bunday zarracha ikki soha chegarasi  $x=0$  ga joylashgan potensial to'siqdan qaytadi, ammo I sohadan II sohaga o'ta olmaydi, chunki bu holda uning impulsi  $p$  mavhum bo'ladi. Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qanday bo'ladi? Bu savolga javob berish uchun zarrachaning  $0 \leq x \leq \infty$  sohada topilishi ehtimoligini  $\Psi_2$  hisoblash kerak. Agar  $\Psi_2$  potensial to'siqning ikkinchi tomonida ham nolga teng bo'lmasa, demak, zarracha potensial to'siq sohasiga ham o'tadi.  $x = 0$  nuqtaga joylashgan potensial to'siqqa kelayotgan zarracha uchun

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (19)$$

ni yozish mumkin. Ikkinchi  $0 \leq x \leq +\infty$  sohada cheksizlikdan qaytgan to'lqinni e'tiborga olmaymiz ( $V=0$ ). U holda ikkinchi soha uchun to'lqin funksiyasi

$$\psi_1 = A_2 e^{ik_2 x} \quad (20)$$

ko'rinishda tanlanadi. Shu sababli  $\|\psi_2(x)\|^2$  har ikkala sohada noldan farqli ekani aniq. Bu esa zarrachaning (potensial to'siq bo'lishidan qat'i nazar) II sohada ham topilish ehtimolligi nol emasligini bildiradi. Bu hol o'z navbatida potensial to'siq mavjud sohalarda ham zarrachaning bo'lish (o'tish) mumkinligini ko'rsatadi. Agar potensial maydon ta'siri e'tiborga olmaydigan darajada kichik qiymatli bo'lsa uning harakatini o'rganish uchun

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} \right) \right] \psi = E \psi \quad (21)$$

statsionar Shryodinger tenglamasini yechish talab etiladi. Masalani soddalashtirish maqsadida bir o'qli, masalan  $Ox$  o'qi bo'ylab zarrachaning harakatini tekshiraylik. Bunda (1) ni



$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0 \quad (22)$$

$$\text{ko'rinishda qayd etib, uning echimini} \quad \psi = A e^{ikx} + B e^{-ikx} \quad (23)$$

kabi izlaymiz. Bunda  $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$ . Shryodinger tenglamasining bu hol uchun yechimini to'la anglash maqsadida uni nostatsionar ko'rinishini qayd qilamiz:

$$\Psi(x,t) = \psi(x) \cdot A e^{-i\omega t} = A e^{(i\omega t - ikx)} + B e^{-i(\omega t + kx)} \quad (24)$$

Bu tenglikning o'ng tarafidagi birinchi had X o'qining musbat qiymatli yo'nalishida tarqaluvchi, ikkinchi had esa X o'qining manfiy qiymatli yo'nalishida tarqalishini anglatadi, ya'ni harakatini ifodalovchi (16) munosabat bir o'q bo'ylab qarama-qarshi (ikki) tomonga tarqaluvchi yassi to'lqinlar to'plamidan iborat ekani kelib chiqadi. U holda erkin zarrachaning energiyasi (16) munosabat yordamida aniqlanadi.

$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m\lambda^2} = \frac{mV^2}{2}$ . Demak, uning energiyasi impulsi (tezligi) ga nisbatan diskret (uzluksiz) emas, balki uzluqlikdir. Bundan erkin harakatlanayotgan zarracha kvant mexanika qonuniyatiga emas, balki mumtoz fizika qonuniyatiga bo'ysunadi. Bunda X ning musbat qiymatli yo'nalishida harakatlanayotgan zarrachalar  $x=0$  nuqtada balandligi  $U_0$  bo'lgan potensial to'siqqa duch kelsin (1-rasm). Bunday potensial to'siqni

$$p = \sqrt{2m(E - U_0)} \quad (25)$$

ko'rinishda qayd qilamiz. Zarrachaning harakatini ikki:  $-\infty \leq x \leq 0$  (1-soha) va  $0 \leq x \leq +\infty$  (2-soha) sohaga ajratamiz. Bunda uch hol: a)  $E > U_0$ , ya'ni zarrachaning energiyasi potensial to'siq balandligidan katta. Bunda tabiiyki, zarracha  $E - U_0$  energiyaga ega bo'lgan holda erkin harakatlana oladi; b)  $E = U_0$  zarrachaning energiyasi potensial to'siq balandligiga teng. Bu hol murakkab bo'lib, alohida qarashni talab etadi. Shu sababli uni keyinga qoldirib ketamiz; v)  $E < U_0$  zarrachaning energiyasi potensial to'siq balandligidan kichik. Mumtoz fizika qonuniyatiga ko'ra zarracha potensial to'siqdan qaytishi, 1- sohadan 2-sohaga o'tmasligi kerak. Aksincha, zarrachaning impulsi  $p^2 = 2m(E - U_0)$  munosabatga asosan mavhum bo'lib qoladi. Kvant mexanikasi qonunlariga asosan esa zarrachaning 2-sohada topilishi ehtimolligi  $\|\psi\|^2$  ni hisoblash talab etiladi.

$0, -\infty \leq x \leq 0$  (1-soha)

$$U(x) = \begin{cases} U_0, & 0 \leq x \leq a \\ 0, & a \leq x \leq +\infty \end{cases} \quad (2\text{-soha}) \quad (26)$$

Bu masalaga xos bo'lgan  $0, a \leq x \leq +\infty$  (3-soha),

$$\frac{d^2\psi_m}{dx^2} + k_n^2\psi_n = 0; \quad (n=1,2,3) \quad (27)$$

Shryodinger tenglamasining yechimini

$$\psi_n = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad (28)$$

ko'rinishda tanlasak,  $n = 3$  holda  $x$  ning o'rniga  $x - a$  kattalik olinadi. Bunda: koeffitsientlarni aniqlash uchun ko'rinishdagi chegaraviy shartlardan foydalanamiz. I. Avvalgi masalada zarracha o'z yo'lida uchragan potensial to'siqdan  $E < U_0$  bo'lganda qaytishini ko'rdik. Kvant fizikasi qonunlariga bo'ysunuvchi zarracha mumtoz zarrachadan farqli ravishda ikkinchi (to'siq) sohasiga qisman o'tib, so'ngra yana birinchi sohaga qaytadi. Bundan ko'rinadiki, agarda potensial to'siq eni chekli bo'lsa, ma'lum miqdordagi zarrachalar undan o'tib ketishi mumkin. Bunday hodisaga tunnel samarasi deyiladi. Bu masala bilan batafsil tanishaylik. Masalan ionlashtirish maqsadida potensial to'siqni ideallashtirib to'g'ri to'rtburchak shaklda deb olamiz.

Aniqlangan natijani ixtiyoriy shakldagi potensial to'siq uchun ham umumlashtirish mumkin. X o'qining musbat yo'nalishda harakat qilayotgan E energiyali zarracha eni d, balandligi  $U_0$  bo'lgan potensial to'siqqa duch kelsin.  $E > U_0$  bo'lganda zarracha potensial to'siqdan o'ta o'tadi.  $E < U_0$  bo'lganda zarrachaning potensial to'siqdan o'tish etimolligini aniqlaylik. Buning uchun zarracha harakat qiladigan sohani maydon potensialining o'zgarishiga qarab uchga bo'lamiz: (I) sohada  $-\infty \leq x \leq 0$  maydon potentsiali ( $U=0$ ) nolga teng. Shuning uchun Shryodingerning statsionar tenglamasini quyidagicha yozamiz:

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_1^2\psi_1 = 0 \quad (29)$$

Bu yerda  $k_1^2 = \frac{2mL}{\hbar^2}$  (30)

(29) tenglamaning yechimi  $\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}$  (31)

ko'rinishda bo'ladi.

b) Ikkinchi (II) sohada  $0 \leq x \leq d$  maydon potentsiali  $U = U_0 = \text{const}$ . Shuning uchun Shryodinger tenglamasini

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_2^2\psi_2 = 0 \quad (32)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu yerda

$$k_2^2 = \frac{2mL}{\hbar^2} (E - U) \quad (33)$$

(33) tenglamaning yechimini

$$\psi_2 = A_2 e^{-k_2 x} + B_2 e^{k_2 x} \quad (34)$$

ko'rinishda tanlaymiz  $x = +ik_2$  uchinchi (III) sohada  $0 \leq x \leq +\infty$  maydon potentsiali birinchi sohadagi kabi nolga teng. Shuning uchun  $k_1 = k_3$ , u holda uchinchi soha uchun Shryodinger tenglamasi

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_1^2\psi_1 = 0 \quad (35)$$

ko'rinishda bo'lib, uning yechimi

$$\psi_3 = A_3 e^{ik_1(x-d)} + B_1 e^{-ik_1(x-d)} \quad (36)$$

bo'ladi  $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$  koefitsientlarni topish uchun soha chegaralarida funksiyasining o'zi va uning birinchi tartibli hosilalari uzluksiz deb hisoblaymiz:

$$\psi_1|_{x=0} = \psi_2|_{x=0}, \frac{d\psi_1}{dx}|_{x=0} = \frac{d\psi_2}{dx}|_{x=0} \quad (37)$$

$$\psi_2|_{x=d} = \psi_3|_{x=d}, \frac{d\psi_2}{dx}|_{x=d} = \frac{d\psi_3}{dx}|_{x=d} \quad (38)$$

Zarrachaning erkin harakatidan ma'lumki,  $A_1 e^{ik_1 x}$  to'lqin X o'qining musbat yo'nalishida tarqaluvchi to'lqinni, ya'ni potensial to'siqqa tushayotgan to'lqinni ifodalasa,  $B_1 e^{-ik_1 x}$  — potensial to'siqdan I sohaga qaytgan to'lqinni ifodalaydi. Xuddi shuningdek,  $A_2 e^{-k_2 x}$  had potensial to'siq ichida X ning musbat yo'nalishida tarqalayotgan to'lqinni ifodalasa.  $B_2 e^{k_2 x}$  had ikkinchi va uchinchi sohalar chegarasidan qaytgan to'lqinni ifodalaydi. Uchinchi sohaning yechimidagi  $A_3 e^{ik_1(x-d)}$  had potensial to'siqdan natijaviy o'tgan to'lqinni ifodalaydi.  $B_3 e^{-ik_1(x-d)}$  had esa cheksizlikdan qaytgan to'lqinni ifodalaydi. Oxirgini hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun  $B_3 = 0$  deymiz. U holda to'siqqa

tushayotgan to'liq intensivligini birlik sifatida qabul qilib  $A_I = 1$  to'rtta . ( $B_1, A_2, A_3, B_2$ ) koeffitsientni aniqlash uchun (37) va (38)larga asosan to'rtta algebraik tenglamaga ega bo'lamiz. Potensial to'siqning tiniqligi

$$D = \frac{J_{o'tish}}{J_{tushsh}} \quad (39)$$

tushunchasini kiritamiz. Demak, potensial to'siqdan o'tgan zarrachalar oqimi zichligi  $j_{o'tish}$  ning to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligi  $j_{tush}$  ga nisbatining absolyut qiymati potensial to'siqning zarrachalar uchun tiniqligi bo'ladi. Zarrachalarning to'liq funksiyasi ma'lum bo'lsa, ularning oqim zichligi quyidagi ifoda bilan aniqlanar edi:

$$j = \frac{i\hbar e}{2m} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \psi^* - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (40)$$

Bu ifodaga potensial to'siqqa tushayotgan  $j_{tush} = \frac{e\hbar}{m} k_1 |A_1|^2$  ni va undan o'tgan to'liq  $j_{o'tgan} = \frac{e\hbar}{m} k_1 |A_3|^2$  funksiyalarini qo'yib, mos holda oqimlar zichliklarini hisoblaymiz.

Natijada potensial to'siqning tiniqligi (shaffofligi) [4]

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = |A_3|^2 \quad (41)$$

bo'ladi. (37) va (38) tenglamalar tizimini yechib

$$A = \frac{2}{\left[ 2cHh + i\left(\frac{H}{k} - \frac{k}{H}\right)shHh \right]} \quad (42)$$

natijani topamiz.  $hd \gg 1$  shartda (41) va (42) dan to'g'ri burchakli potensial to'siqning tiniqligi

$$D = D_0 e^{\frac{-2d}{a} \sqrt{2m(u_0 - E)}} \quad (43)$$

bo'lishini aniqlash qiyin emas. Bu yerda  $D_0 = \frac{16n^2}{(1-n^2)^2} \approx 1$ ,  $n = \frac{k_1}{i} = \sqrt{\frac{E}{U_0 - E}}$

1 . Demak, potensial to'siqning zarracha uchun tiniqligi uning eni  $d$  ga, potensial to'siqning balandligi  $U_0$  ga va to'siqqa tushayotgan zarrachaning energiyasi  $E$  ga bog'liq bo'lar ekan. To'siq eni ortsa uning tiniqligi eksponensial ravishda kamayadi va  $d \rightarrow \infty$  bo'lganda  $D \rightarrow 0$  . Potensial to'siqning balandligi ortsa ham  $D$  kamayadi, ammo  $E$  ortsa  $D$  ham ortadi, ya'ni energiyasi katta zarrachalar uchun to'siqning tiniqligi ortiqdir. Potensial to'siqdan tunnel samarasi (energiyasini o'zgartirmasdan) o'tish tufayli o'tgan zarracha III sohada potensial to'siqqa tushayotgandagi (I sohadagi) energiyasiga teng energiya  $E$  bilan tarqaladi. (35) ifodada quyidagi

$$\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \rightarrow \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} 2m[U - E] dx \quad (43)$$

almashtirish qilsak,  $D = D_0 \frac{2}{\hbar} e^{\int_{x_1}^{x_2} 2m[u - E] dx} \quad (44)$

kelib chiqadi. Bu ixtiyoriy shakldagi potensial to'siqning tiniqligidir (2-rasm)  $x_1$  va  $x_2$  potensial to'siq chegaralaridir.

Shunday qilib, zarrachalar to'liq xususiyatga ega bo'lganliklari sababli ularning energiyasi potensial to'siq balandligidan kichik bo'lsa ham to'siqdan o'ta olishi mumkin. Agarda zarracha to'liq xususiyatiga ega bo'lmasa, ya'ni uning harakati mumtoz fizika qonunlariga binoan aniqlansa, bunday zarrachalar  $E - U_0$  bo'lganda potensial to'siqdan mutlaqo o'ta olmaydi, chunki  $E - U = p$  ifodaga binoan zarracha impulsi  $E - U_0$  bo'lganda mavhum bo'ladi. Bu esa ma'noga ega emas. Haqiqatda, tajribada tunnel samaralari ko'p kuzatiladi: radioaktiv hodisalardagi yadroning  $\alpha$  - yemirilishi, tunnel iodlarining ishlashi, elektronlarning metallidagi sovuq emissiyasi va boshqa hodisalarni tunnel mexanizmiga asosan tushuntira olish mumkin. Bu samaralar yana bir bor mikrozarrachalarning to'liq va korpuskulyar xususiyatini birgalikda e'tiborga oluvchi mexanikasi tamoyillarining to'g'riligini isbotlaydi.

#### **Nazorat savollari:**

1. Tunnel effektini tushuntirib bering.
2. Shredinger tenglamasini chiziqli garmonik ossillyatorga tadbqiqini tushuntirib bering.
3. Kvant ossillyatorini mexanikadagi ossillyatordan nima farqi bor?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Zarralarning erkin harakati, mikrozarralarning potensial to'siqdan o'tishi va qaytishini keltirib chiqaring.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### **14-mavzu. Zarrachalarning potensial to'siqdan o'tishi**

#### ***Asosiy savollar:***

1. Tunnel effekti.
2. Yadrolarning alfa parchalanishi. Avtoelektron emissiya.

***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:*** Shredinger tenglamasi, cheksiz chuqur potensial o'ra, potensial to'siq, chegaraviy shartlar, zarracha impulse, energiyaning kvantlanishi, energetik sathlari, tunnel effekt, garmonik ostsillyator va

uning energiyasi, shaffoflik koeffitsiyenti, energiya uchun noaniqliklar munosabati, energetik sathlar.

**1- savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga tunnel effektini, yadrolarning alfa parchalanishi, avtoelektron emissiya haqida ma'lumot bera oladi.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Tunnel effektini biladi.

2. Yadrolarning alfa parchalanishi, avtoelektron emissiya haqida ma'lumot bera oladi.

**1- savol bayoni:**

**Zarrachaning potentsial chuqurlik ichidagi harakati.** Erkin harakatlanayotgan mikrozarra potentsial to'siqdan qanday qaytishini o'rgandik. Potentsial to'siq ( $E < 0$ ) bir o'dchovli fazoda harakat qilayotgan zarra uchun har ikki tomondan bo'lsa (31-rasm), uning harakati va energiyasida qanday uzgarishlar bo'lishi bilan tanishaylik. Bunday holda zarra potentsial chuqurlik ichida harakatlanadi deb tushuniladi.

Amalda har qanday o'tkazgich ichidagi erkin elektronlarni birinchi yaqinlashishda potentsial chuqurlik ichida deb qabul qilish mumkin. Chunki metall bilan bo'shliq o'rtasida potentsial sakrash bo'lib, u metall ichidagi erkin elektron uchun potentsial to'siq vazifasini o'taydi. Potentsial to'siqning balandligi o'zarra energiyasi  $E$  bo'lsin.

Zarra erkin harakat qilib, energiyasi uzluksiz bo'ladigan hol uchun Shryodinger tenglamasini yechaylik. Har galgidek zarra harakat qilayotgan sohani uchtaga bo'lamiz va ularning har birida maydon potentsiali uzgarmas deb olamiz:

$$\begin{aligned} 1 \text{ soha, } -\infty \leq x \leq 0 & \quad U(x) = U_0 = \text{const} \\ 2 \text{ soha, } 0 \leq x \leq d & \quad U(x) = 0 \\ 3 \text{ soha, } d < x < +\infty & \quad U(x) = U_0 = \text{const} \end{aligned} \quad (45)$$

Sohalar chegarasida (0,d) potentsial energiyani saqlab o'zgaradi deb qabul qildik. Bu masalani ideallashtirish hisoblanadi. Amalda sohalar chegarasida potentsial energiya juda kichik intervalda 0 dan  $U_0$  gacha o'zgaradi. Bu sohada zarra harakatini hisobga olish uchun  $x$  intervalda  $U = f(x)$  bog'lanishni bilish zarur. Bu bog'lanish ayrim xususiy hollar uchungina ma'lum. Qo'yilgan masalani yechish asosan metodik jihatdan ahamiyatli bo'lganligi sababli  $\Delta x \rightarrow 0$  deb olamiz. Shuning uchun  $U$  potentsial maydon energiyasi sohalar chegarasida 0 dan  $U_0$  ga sakrab o'zgaradi.

Har uchala soha uchun Shryodinger tenglamasining yechimlarini yozamiz:

1 sohada

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_1^2\psi_1 = 0; \quad \psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}; \quad k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E_0 - U)} \quad (46)$$

2 sohada

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + k_2^2\psi_2 = 0; \quad \psi_2 = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}; \quad k_2 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}E} \quad (47)$$

3 sohada

$$\frac{d^2\psi_3}{dx^2} + k_3^2\psi_3 = 0; \quad \psi_3 = A_3 e^{ik_3(x-d)} + B_3 e^{-ik_3(x-d)}; \quad k_3 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E_0 - U)} \quad (48)$$

Bu yerdan ko'rinadiki, birinchi va uchinchi sohada

$$k_1=k_2=i\chi ; \chi=\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E_0-U)} \quad (49)$$

Buni e'tiborga olsak, birinchi va uchinchi soha uchun yechimlar mos holda quyidagicha yoziladi:

$$\psi_1 = A_1 e^{-\chi x} + B_1 e^{\chi x} \quad (50)$$

$$\psi_3 = A_1 e^{\chi(x-d)} + B_2 e^{\chi(x-d)} \quad (51)$$

(50) va (51) dan ko'rinadiki 1- va 3- sohalarda yechim X ga bog'liq holda eksponensial ravishda ortib boruvchi va eksponensial ravishda kamayib boruvchi hadlardan iborat. Shryodinger tenglamasining yechimga qo'yilgan shartga binoan yechim chekli bo'lishi kerak. Bu shartni qanoatlantirish uchun  $\psi_1$  yechimda 0,  $x < 0$ ,  $B_1 = 0$ ,  $\psi_2$  yechimda esa  $B_3 = 0$  deb olamiz. Ya'ni yechimlarning ortib boruvchi hadlarini tashlab yuboramiz. U holda (50) va (51) yechimlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi_1 = A_1 e^{-\chi|x|} \quad (52)$$

$$\psi_3 = A_1 e^{-\chi(x-d)} \quad (53)$$

Shuningdek,  $e^{\pm ikx} = \cos kx \pm i \sin kx$  ni hisobga olsak, 2- sohadagi yechim tebranma tabiatli

$$\psi_2 = A_2 \sin k_2 x + B_2 \cos k_2 x \quad (54)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Sohalar chegarasida funksiyaning o'zi va uning birinchi tartibli differensialini uzluksiz deymiz:

$$\psi_1|_{x=0} = \psi_2|_{x=0}, \frac{d\psi_1}{dx}|_{x=0} = \frac{d\psi_2}{dx}|_{x=0} \quad (55)$$

$$\psi_2|_{x=d} = \psi_3|_{x=d}, \frac{d\psi_2}{dx}|_{x=d} = \frac{d\psi_3}{dx}|_{x=d} \quad (56)$$

Masalani soddalashtirish maqsadida  $U_0 \rightarrow \infty$  deb faraz qilaylik, bu shartning fizik ma'nosi Shundan iboratki, zarracha potensial chuqurlik ichida bo'lib, undan tashqariga chiqq olmaydi. Demak, potensial chuqurlik tashqarisida ya'ni 1,3- sohalarda zarracha yo'q. Buning uchun potensial chuqurlik tashqarisida to'liq funktsiya nolga teng bo'lishi kerak ( $\psi = 0$ ). U holda (55) va (56) chegaraviy shartlar o'rniga

$$\psi|_{x=0} = \psi(0) = 0 \quad (57)$$

$$\psi|_{x=d} = \psi(d) = 0 \quad (58)$$

larga ega bo'lamiz. (54) yechimni (50)ga qo'ysak, noma'lum koeffitsiyent  $V=0$  kelib chiqadi. Demak, potensial chuqur ichida (54) yechimni

$$\psi_2 = A_2 \sin k_2 x \quad (59)$$

inishda yozish mumkin. Bu yechimga (51) chegaraviy shartni qo'llasak:

$$\psi_2(d) = A_2 \sin k_2 d \quad (60)$$

kelib chiqadi. (60) shart esa sinus argumentining quyidagi qiymatlarida o'rinli bo'ladi:

$$k_2 d = n\pi \quad (61)$$

o'rinli bo'ladi. Bu yerda  $n=0,1,2,3...$  qiymatlar olishi mumkin. (61) dan  $k_2$  ni aniqlab (59) ga qo'ysak, potensial chuqurlik ichida harakatlanayotgan zarrachaning to'liq funktsiyasi

$$\psi_2 = A_2 \sin n\pi \frac{x}{d} \quad (62)$$

bo'ladi. A koeffitsient  $\psi_2$  funksiyaning normallanganlik sharti

$$\int \psi_2 \psi_2^* dx = 1 \quad (63)$$

dan topiladi. (62) ni (63) ga qo'yib integralni hisoblab,

$$A_2 = \sqrt{\frac{2}{d}}$$

Cheksiz potensial chuqurlik ichida harakat qilayotgan zarracha to'liqin funksiyasining tugal ko'rinishi

$$\psi = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \pi \frac{x}{d} \quad (64)$$

bo'ladi. Unga mos kelgan energiyaning qiymatini esa (61)ni (57)ga qo'yib aniqlaymiz:

$$k_2 d = n\pi \quad (65)$$

Demak, mikrozzarracha potensial chuqurlik ichida harakat qilganda uning energiyasi diskret qiymatlar ( $n$  ga bog'liq holda) olar ekan. Shunisi muhimki, mikrozzarrachaning energiyasi potensial chuqurlik eni kichrayishi bilan ortib boradi. Aniqlangan natijani tasavvur qilish uchun energiya va to'liqin funksiyasining  $n=1,2,3,4,\dots$

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2md} \quad ; \quad \psi = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \pi \frac{x}{d} \quad (66)$$

qiymatlariga mos kelgan xususiy qiymatlarini yozaylik

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \pi \frac{x}{d}, \quad \psi_2 = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin 2\pi \frac{x}{d}, \quad \psi_3 = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin 3\pi \frac{x}{d}, \quad \psi_4 = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin 4\pi \frac{x}{d}$$

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2 1^2}{2md}, \quad E_2 = 4E, E_3 = 9E, E_4 = 16E.$$

Agar bu zarracha mumtoz fizika qonunlariga buysunuvchi bo'lsa, uning potensial chuqurlik ichida topilish ehtimolligi uning energiyasiga bog'liq bo'lmay, har doim chuqurlik tubining hamma sohasida bir xil bo'lar edi. Kvant soni  $n$  ortishi bilan zarracha energiyasi ortib boradi. Uning potensial chuqurlik ichida topilish ehtimolligi qismlarga bo'linib, chuqurlikning g'rizontal tekislik bo'yicha hamma sohasida bir xil bo'lishga intiladi.  $n$  ning juda katta qiymatlarida kvant zarrachaning potensial chuqurlik ichida topilish ehtimolligi mumtoz zarrachaning topilish ehtimoligiga yaqinlashib boradi. Boshqacha aytganda kvant zarrachasining energiyasi ortishi bilan uning xususiyati mumtoz zarracha xususiyatiga yaqinlashib boradi.

#### **Nazorat savollari:**

1. Shredinger tenglamasini erkin zarra uchun tadbiq etilganda qanday natija olinadi?
2. Cheksiz chuqur potensial o'radagi zarrachaning energiyasi qanday o'zgaradi?
3. Tunnel effektini tushuntirib bering.
4. Shredinger tenglamasini chiziqli garmonik ossillyatorga tadbiqini tushuntirib bering.
5. Kvant ossillyatorini mexanikadagi ossillyatordan nima farqi bor?

#### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Zarralarning erkin harakati, mikrozzarralarning potensial to'siqdan o'tishi va qaytishini keltirib chiqaring.

#### **Mavzuga oid adabiyotlar:**

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b

3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT;Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma,Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## 15-mavzu: Bir elektronli atomlar

### Asosiy savollar:

1. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali.
2. Shryodinger tenglamasi.
3.  $L^2, L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va sathlari.
4. Kvant sonlari.

**Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** simmetrik maydon, garmonik ossillyator, potentsial o'ra, potentsial to'siq, chegaraviy shartlar, zarracha impul'si, energiyaning kvantlanishi, energetik sathlari, tunnel effekt, garmonik ostsillyator va uning energiyasi, shaffoflik koeffitsiyenti, energiya uchun noaniqliklar munosabati, energetik sathlar.

**1- savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga markaziy-simmetrik maydon potentsiali to'g'ida garmonik ossillyator haqida ma'lumot berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali chuqurlik haqida malumot bera oladi.
2. Shryodinger tenglamasi izohlay oladi.
3.  $L^2, L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va sathlarini biladi.
5. Kvant sonlari haqida ma'lumot bera oladi.

### 1- savol bayoni:

**Chiziqli garmonik ossillyator.** Muvozanat holati atrofida kvazi-elastik kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi tizimga garmonik ossillyator deyiladi. Garmonik ossillyator masalasi fizika fanining hamma qismida fundamental masalalardan biri sifatida o'rganiladi. Chunki ilgari qayd etganimizdek, muhit xususiyati (elektr, issiqlik o'tkazuvchanlik, issiqlik sig'imi, nurlanish va hokazo) uni tashkil etgan zarrachalar harakat turlariga uzviy bog'liq. Garmonik tebranma harakat esa oddiy (ilgarilanma, aylanma, tebranma) harakatlar ichida eng ko'p uchraydi. Bunday harakat mikroolam zarrachalarning barchasiga xos. Bundan tashqari, ko'p hollarda murakkab harakatlarni bir-biriga tik garmonik tebranma harakatlarga ajratib o'rganish qulaydir. Shuning uchun ham garmonik ossillyator masalasi nazariy fizika uchun bosh masaladir. Shu sababli bunday harakat fizika fani rivojlanishining barcha bosqichlarida o'rganib chiqilgan. U bilan batafsilroq tanishaylik. Dastlab ossillyator masalasining mumtoz va Bor



nazariyasidagi natijalarini eslaylik. Mumtoz fizikada chiziqli garmonik ossillyator masalasi quyidagi tenglamani

$$x'' + \omega_0^2 x = 0 \quad (67)$$

yechib o'rganiladi. Bunda  $\omega_0$  -garmonik ossillyatorning xususiy chastotasi (60) tenglamani yechib, siljishi  $x(t)$  ni niqlaymiz:

$$x = x_0 \sin \omega_0 t \quad (68)$$

$X_0$  - tebranish amplitudasi,  $\omega_0$  -tebranish chastotasi. Ossillyatorning to'la energiyasi  $E$  esa quyidagiga teng:

$$E = \frac{m}{2} \dot{x}^2 \int_0^x \omega_0^2 m x dx = \frac{m \omega_0^2 x_0^2}{2} \quad (69)$$

Demak, mumtoz ossillyatorning to'la energiyasi chastota  $\omega_0$  va amplituda  $x_0$  kvadratika to'g'ri mutanosib bo'lib, ixtiyoriy uzluksiz qiymat olishi mumkin. Shuning uchun ham bu nazariya jismlarning issiqlikdan nurlanishini to'g'ri tushuntira olmaydi. Ossillyator masalasi Bor nazariyasiga asoslanib ham yechilgan. Bunda ossillyator energiyasi diskret bo'lishi ko'rsatilgan. Energiyaning kvantlashish sharti quyidagicha:

$$\oint m_o x dx = 2\pi\hbar \quad (70)$$

Bu yerda  $n=0,1,2,3,4,5, \dots$  kvant soni (70) tenglamani berk kontur bo'yicha yechish uchun  $x$  dan  $t$  o'zgaruvchiga o'tamiz. U holda integralning chegarasi 0 dan  $T$  gacha bo'ladi.

$$x' dx = \frac{dx}{dt} \frac{dx}{dt} dt = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 dt = x_0^2 \omega_0^2 \sin^2 \omega_0 t dt \quad (71)$$

Buni (63)ga qo'yib integralni hisoblasak va (69)ni e'tiborga olsak,

$$E = n\hbar\omega_0 \quad (72)$$

kelib chiqadi. Demak, Bor nazariyasi nuqtai nazaridan ossillyator energiyasi kvantlashgan bo'ladi, diskret qiymatlar bo'ladi. Ossillyator tomonidan elektromagnit to'lqinlari nurlatilishi kvantlashgan bo'lishi kerakligini M. Plank taklif etib, nurlanish nazariyasini yaratgan edi. Bor esa Plank formulasini to'g'riligini isbotlab berdi. Ammo bu bilan ossillyator masalasi uzil-kesil hal bo'ldi degan gap emas. Chunki (72) natija (70) shart qabul qilingandagina kelib chiqadi. O'z navbatida (70) formula esa biror nazariyadan keltirib chiqarilgan emas, balki qabul qilingan shart. Shuning uchun, haqiqatda ossillyator energiyasi  $E$  va uning holatini aniqlovchi  $\psi$  funksiyasi qanday ko'rinishda bo'lishini aniqlash uchun masalani kvant mexanikasi nuqtai nazaridan yechish kerak. Ikkinchi tomondan, nurlanish nazariyasiga yoki issiqlik sig'imiga asos bo'ladigan ossillyatorlarning o'lchamlari atom masshtabida bo'lib, mumtoz ossillyatordagi xususiyatlari bilan tubdan farq qiladi. Shu boisdan (72) kabi formulani aniqlashda mumtoz ossillyator uchun topilgan (71) formuladan foydalanish noto'g'ri. Bu ham ossillyator masalasini kvant mexanikasi nuqtai nazaridan yechishni taqozo etadi. Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan chiziqli garmonik ossillyator

$$U = \frac{m \omega_0^2 x_0^2}{2} \quad (73)$$

formula bilan aniqlanuvchi potensial chuqurlik ichida harakat qiladi. Potensial chuqurlik ichida  $E > U$ . Potensial chuqurlik tashqarisida esa  $E < U$  (73) ni hisobga olib kvant ossillyatori uchun Shryodinger tenglamasini quyidagicha yozamiz:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (74)$$

Bu tenglamani yechish uchun

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + (\chi - \eta^2)\psi = 0; \chi = \frac{2E}{\hbar \omega_0} \quad (75)$$

yangi o'zgaruvchiga o'tamiz. U holda (73) tenglamaning ko'rinishi qo'yidagicha bo'ladi:

$$\eta = x \sqrt{\frac{m_0 \omega_0}{\hbar}} \quad (76)$$

Oxirgi tenglamadan ko'rinadiki, zarracha potensial chuqurlik ichida deb qabul qilish ( $E < U$ )  $\chi < \eta^2$  tengsizlikka teng kuchli. Bu holda (76) ning yechimi tebranma xarakterda bo'ladi. Zarracha potensial chuqurlik tashqarisida degan tushuncha ( $E > U$ )  $\chi > \eta^2$  shartga teng kuchli bo'lib (76) tenglamaning bu sohadagi yechimi eksponensial ortib va kamayib boruvchi tashkil etuvchilardan iborat bo'ladi. (76) tenglamaning yechimi Shryodinger tenglamasining yechimiga qo'yilgan umumiy shartlarni qanoatlantirishi uchun ortib boruvchi yechimlarni tashlab yuborishimiz kerak, ya'ni  $x \rightarrow \infty$  demak,  $\eta \rightarrow \infty$   $\psi$  funksiya nolga intilish kerak. Shunda aniqlangan yechim fizik ma'noga ega bo'ladi. Bu talabni qondirish uchun (76) tenglamaning yechimini quyidagi ko'rinishda izlaymiz:

$$\psi = e^{-\frac{1}{2}\Phi(\eta)} \quad (77)$$

Bu yerdan ko'rinadiki  $\eta \rightarrow \infty$  bo'lganda  $\psi \rightarrow 0$  bo'ladi. (70) formulada  $\psi$ ,  $\eta$  o'zgaruvchiga bog'liq bo'lgan yangi funksiya. (77) ni (76) ga qo'ysak  $\psi$  ga nisbatan yangi tenglama  $\frac{d^2\Phi}{d\eta^2} - 2\eta \frac{d\Phi}{d\eta} + (\chi - 1)\Phi = 0$  (78)

hosil bo'ladi. Oxirgi tenglamaning yechimini quyidagi

$$\Phi = \sum_{v=0} b_v \eta^v \quad (79)$$

ko'rinishda yozamiz. (79) ko'p hadli (78) tenglamaning yechimi bo'lishi uchun uni qanoatlantirish kerak. Shuning uchun (79) ni (78) ga qo'ysak quyidagi algebraik tenglama hosil bo'ladi:

$$\sum b_v [v(v-1)\eta^{v-2} - (2v+1-\chi)\eta^v] = 0 \quad (80)$$

Oxirgi tenglamada bir xil darajali noma'lumlar oldidagi koeffitsientlarning algebraik yigindisi nolga teng bo'lsa (79) ko'p hadli (78) tenglamani qanoatlantirgan bo'ladi. U holda (77) ifoda chiziqli garmonik ossillyator uchun yozilgan (74) tenglamaning yechimi bo'la oladi. Shuning uchun (80) tenglamani  $\eta, v$  uchun yozamiz. Buning uchun  $v$  ga qiymat berib (89) yig'indini yoyib yozib, bir xil darajali noma'lumlarni guruhlashtirsak,

$$\sum \{b_{v+2}(v+1)(v+2) - b_v(2v+1-\chi)\}\eta^v = 0 \quad (81)$$

hosil bo'ladi. Demak, yuqoridagi shartimizga binoan (81) tenglamada  $\eta, v$  noma'lum oldidagi koeffitsientlar yig'indisi nolga teng bo'lsa (79) yechim (78) ni qanoatlantirgan bo'ladi. Shu sababli (81) dan rekurent formula bo'lib, uning yordamida  $v$  -had koeffitsienti  $b_v$  ma'lum bo'lsa,  $(v+2)$  had koeffitsienti  $b_{v+2}$  ni aniqlash mumkin:

$$b_{v+2} = b_v \frac{2v+1-\chi}{(v+1)(v+2)} \quad (82)$$

Shryodinger tenglamasining yechimi chekli bo'lishi kerak. (79) qator esa hadlar soni ortishi bilan cheksiz ortib boraveradi. Shuning uchun (79) qatorni qandaydir haddan boshlab uzish lozim. Ana shu uzilayotgan hadning nomeri  $v = n$  bo'lsin. U holda (82) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$b_{n+2} = b_n \frac{2n+1-\chi}{(n+1)(n+2)} \quad (83)$$

Qator  $n$  -haddan boshlab uzilishi uchun  $b_n = 0$ , ammo  $b_{n+2} = 0$  bo'lishi kerak. U holda  $b_{n+4}$  va undan keyingi barcha hadlar koeffitsientlari ham nolga teng bo'ladi. Buning uchun (83) formulada  $2n+1-\chi = 0$  (84)

bo'lishi kerak. Bu yerda  $\chi$  ning qiymatini kelib chiqadi. Bu yerda  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$  kvant soni.  $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_0$  (85) formula chiziqli garmonik ossillyatorning energiyasini ifodalaydi.  $n = 0$  bo'lganda kvant ossillyatorning energiyasiga teng  $E = \hbar\omega$  bo'lib, bunga ossillyatorning nolinchi energiyasi deyiladi. (85) ifodani solishtirishdan ko'rinadiki mumtoz va kvant ossillyatorlari uchun aniqlangan natijalar bir-biridan tubdan farq qiladi.

Aniqlangan natijani tasavvur qilish uchun  $n$  ning bir qancha qiymatlariga mos kelgan xususiy energiyalar va xususiy funksiyalar qiymatlarini keltiraylik:

$$\begin{aligned} n=0, E_0 &= \frac{\hbar\omega_0}{2}; \psi_0 = c_0 e^{-\frac{1}{2}\eta^2}; \\ n=1, E_1 &= \frac{3\hbar\omega_0}{2}; \psi_1 = c_1 z \psi_0 e^{-\frac{1}{2}\eta^2} \\ n=2, E_2 &= \frac{5\hbar\omega_0}{2} \end{aligned}$$

Mumtoz va kvant ossillyatorlarning topilish ehtimolliklarining zichligi  $n=0, 1$  qiymatlar uchun  $n$  ning ortishi bilan ossillyatorning energiyasi ham ortadi.  $N$  ning juda katta qiymatlarida kvant ossillyatorining topilish ehtimolligi mumtoz ossillyatorning topilish ehtimolligiga yaqinlashadi. Demak, yuqori energiyalarda kvant va mumtoz ossillyator orasidagi farq kamayib boradi. Ossillyatorning nolinchi energiyasi Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan ossillyator masalasini yechganimizda uning eng kichik energiyasiga teng bo'lishi aniqlandi. Ossillyatorning energiyasi bundan kichik bo'la olmaydi. Mikroolam zarrachalari harorati  $T \rightarrow 0$  da ham harakatdan to'xtamaydilar. Bu hol mikroolamning qanday xususiyati bilan bog'liqligini aniqlaylik. Ossillyatorning to'la energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \frac{p_x^2}{2m_0} + \frac{m_0\omega_z \langle x \rangle^2}{2z} \quad (85)$$

kelib chiqadi.

Garmonik ossilyatorning energiya sathlarini sxemada ifodalashimiz mumkin. Garmonik ossillyator energiya sathlari bir —biridan bir xil masofaga farq qiladi va eng kichik qiymati ga teng bo'ladi. Bu qiymatga nol qiymat deyiladi. Bunday energiyaning mavjudligi tajribada kuzatilgan. Kristallarda yorug'lik sochilishi past temperaturalarda kuzatilganda, sochilgan nur intensivligi temperatura pasayishi bilan nolga emas, balki qandaydir chekli qiymatga intilishi kuzatilgan. Bu esa kristall panjara atomlari absolyut nol temperaturada ham tebranaveradi degan xulosaga olib kelgan. Kvant mehanika biror sistemaning bir holatdan boshqa holatga o'tishi ehtimolligini ham hisoblashga imkon

beradi. Garmonik ossillyator faqat qo'shni sathlarga o'tish va bunday o'tishlarda  $n$  - kvant soni bir birlikka o'zgarishi mumkin, ya'ni  $\Delta n = \pm 1$ . Bir holatdan ikkinchi holatga o'tishdagi kvant sonlarning o'zgarishi mumkin bo'lgan shartlarga tanlash qoidalari deyiladi va yuqorigi ifoda garmonik ossillyator tanlash qoidasidir. Unga ko'ra garmonik ossillyatorning energiyasi  $h$  porsiyalarga o'zgarishi mumkin. Bu absolyut qora jism nurlanishi uchun Plank topgan natijaga mos keladi. Lekin  $E_0$  — nol energiyaning mavjudligi faqat kvant mexanikasi nuqtai nazaridan ko'rsatib berildi. Demak, kvant ossillyatorining energiyasi hech qachon nolga teng bo'lmay. Kvant ossillyatorining energiyasi nolga teng bo'lmashligi noaniqlik tamoyili yordamida isbotlandi. Demak, kvant ossillyatorining nolinchil energiyaga ega bo'lishi noaniqlik tamoyili tufayli kelib chiqib, mikrollamning ob'yektiv xususiyatidir. Tajriba ham bu xulosaning to'g'riligini isbotlaydi. Ma'lumki, rentgen nuri kristall panjarasining tebranishi tufayli sochiladi. Kristall haroratini kamaytirsak, unga mos holda sochilishning ko'ndalang kesim yuzasi ham kamaya boshlaydi. Ammo kristall harorati nolgacha yaqinlashgan sari sochilishning ko'ndalang kesim yuzasi nolga kamaymay aniq o'zgarmas kattalikka intiladi. Demak, harorat kamayishi bilan kristallni tashkil qilgan ossillyatorlarning tebranishi nolgacha kamaya olmaydi, ya'ni past temperaturalarda ham eng kichik tebranishlar saqlanib qoladi. Bu tajriba mikroolam xususiyati o'ziga xosligini, undagi zarrachalar doim harakatda bo'lishini, shu tufayli uning koordinatasi va impulsini bir vaqtda o'lchab bo'lmashligini yana bir bor isbotlaydi. Shuning uchun ham mikroolamda to'lqin va korpuskulyar xususiyatlar bitta ob'yektda mujassamlashgan deganda "to'lqin" va "korpuskula" tushunchasini mumtoz ma'noda tushunish kerak emas. Mumtoz korpuskulagina fazoning biror nuqtasida (yoki sohasida) lokal bo'la oladi, to'lqin va korpuskulyar xususiyatga ega bo'lgan mikroolam zarrachasi lokal bo'la olmaydi. Bu mikroolamning ob'yektiv xususiyatidir.

#### **Nazorat savollari:**

1. Vodorod atomi uchun Shreydinger tenglamasini yozing va uning yechimidan kelib chiqadigan natijalarni tushuntirib bering.
2. Vodorod atomida elektronning energiyasi qanday qonuniyat bilan o'zgaradi?
3. Vodorod atomining ionlashish energiyasi deganda nimani tushunasiz?
4. Elektronning atomdagi holati qanday kvant sonlari bilan aniqlanadi?
5. Vodorod atomi spektri kvant mexanikasida qanday tushuntiriladi va tanlash qoidasi nima?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Bir elektronli atomlar va kvant sonlariga doir masalalar yechish.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s

5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## 16-mavzu: Shryodinger tenglamasi

### Asosiy savollar:

1.  $L^2, L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va sathlari.
2. Kvant sonlari.

**Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** simmetrik maydon, garmonik ossillyator, potensial o'ra, potensial to'siq, chegaraviy shartlar, zarracha impul'si, energiyaning kvantlanishi, energetik sathlari, tunnel effekt, garmonik ostsillyator va uning energiyasi, shaffoflik koeffitsiyenti, energiya uchun noaniqliklar munosabati, energetik sathlar.

**1- savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga markaziy-simmetrik maydon potentsiali to'g'ida garmonik ossillyator haqida ma'lumot berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1.  $L^2, L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va sathlarini biladi.
2. Kvant sonlari haqida ma'lumot bera oladi.

### Zarrani potensial to'siq orqasiga o'tishi.

Agar klassik zarracha o'z harakati yo'li davomida energiyasi uning energiyasidan katta qiymatga ega bo'lgan to'siqqa uchrasa, to'siqdan orqasiga qaytib ketadi, aks holda, zarraning harakat energiyasi  $mv^2 > U$  bo'lsa, zarra to'siqdan o'tadi. Kvant mexanikasida zarraning xususiyati mutlaqo boshqacha, zarra energiyasi  $E < U$  bo'lgan taqdirda ham u to'siqdan o'tadi. Agar  $E < U$  hamda to'siq kengligi cheklangan bo'lsa, zarraning to'siq orqasida bo'lish ehtimolligi mavjud. Ikkinchi tomondan, agar  $E > U$  bo'lsa, zarraning to'siqdan qaytish ehtimolligi mavjud. Klassik mexanikada esa zarra albatta to'siqdan o'tadi. Kvant mexanikasiga asosan, mikrozarra to'siq orqasida bo'lish ehtimolligi mavjud. Mikrozarra energiyasi potensial to'siq energiyasidan kam bo'lganda, uni to'siqdan o'tish hodisasi *tunnel effekti* deyiladi. Shu hodisani oddiy to'g'ri to'rt burchakli to'siq misolida ko'rib chiqamiz.

Shredinger tenglamasi  $\psi'' + 2m(E - U)\psi = 0$  ni yechamiz. Oldingi paragrafda ko'rilganidek har bir soha uchun Shredinger tenglamasini yozish kerak. 1  $D = D$  - to'siqning shaffoflik koeffitsienti 3-sohada qaytgan to'lqin yo'q, shuning uchun -  $C = 0$ . Uzluksezlik shartidan koeffitsientlarni aniqlash mumkin.

$$R + D = 1$$

$h$  - kengligi  $l$  bo'lgan to'g'ri burchakli to'siq uchun shaffoflik koeffitsienti.  $x=0$  da  $\Psi(x)$  funksiya va uning hosilasini uzluksizlik shartidan, mos holda,  $1+B=\alpha+\beta$  va  $(1-\beta)=\kappa(\alpha-\beta)$  lar hosil bo'ladi. - sindirish ko'rsatkichi, bu yerda,  $\epsilon=U_0-E$

Hosil bo'lgan munosabatlardan quyidagi xulosalar kelib chiqadi. To'siq qancha keng bo'lsa, qaytish koeffitsienti hunchalik kam. Ila'lum balandlikdagi to'siq uchun zarra energiyasi qancha katta bo'lsa, shaffoflik koeffitsienti shunchalik katta bo'ladi. Umumiy holda to'siq ixtiyoriy shaklda bo'lishi mumkin;  $U(x)$ ; u holda to'siqni juda ko'p to'g'ri burchakli to'siqlardan tashkil topgan deb qarash mumkin. Potentsial to'siqdan zarraning o'tishi. U holda, D-to'siqning shaffoflik koeffitsienti 1  $x$  - zarraning to'siqqa kirish nuqtasi va 2  $x$  - zarraning to'siqdan chiqish nuqtasi deb qarash mumkin. Ularning qiymatlari ushbu ifodadan aniqlanadi,  $U(x) = E$ . Zamonaviy elektronika elektronning turli xil potensial maydonda harakatini o'rganishga va uni boshqarishga asoslangan, elektron bir sohadan ikkinchi sohaga, qattiq jismdan vakuumga yoki, aksincha, o'tganda ham u harakat qilayotgan maydon potentsiali o'zgaradi. Bundan turli maqsadlarda foydalaniladi. Metalldan elektronni vakuumga chiqarish uchun unga turli usullar - qizdirish yoki yoritish bilan, albatta, juda bo'lmasa elektronning metalldan chiqish ishiga teng miqdorda qo'shimcha energiya berish zarur. Ammo elektronni vakuumdan unga qo'shimcha energiya bermasdan ham chiqarish mumkin. Bunday hol elektronning "sovuq emissiyasi" deyiladi. Buning uchun metall bilan vakuum o'rtasiga kuchlanganligining yo'nalishi metall tomonga bo'lgan elektr maydon qo'yish kerak. Bu maydon ta'sirida metall bilan vakuum orasidagi potensial to'siqning kengligi kichrayadi; demak potensial to'siqning shaffofligi - D ortadi. Bu o'z navbatida metall ichidagi elektronlarning vakuumga potensial to'siqni aylanib o'tmasdan tunnel mexanizmiga binoan vakuumga chiqishga imkon beradi. Natijada elektr toki hosil bo'ladi. Kuchli elektr maydon ta'sirida elektr toki hosil bo'lishi "sovuq emissiya" deyiladi. Tunnel hodisasining namoyon bo'lish hollari.

- elektron bosib o'tgan yo'l koordinatasi

$$D = D_0 e \quad (2)$$

(2)-barcha tezliklar bo'yicha o'rtacha qiymat

$$J = J_D = A e x \quad (3)$$

(3)-tok zichligi, tok potensial to'siq shaffofligiga to'g'ri proporsional. Kuchli elektr maydonida atomlarning ionizatsiyasini ham tunnel effekti orqali tushuntirish mumkin

Vodorod atomining asosiy turg'un holati uchun Shredinger tenglamasi, yadroga bog'langan elektronning potensial energiyasi va uning grafigi, vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimi va energetik sathlar, ionizatsiya energiyasi, 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, Sferik simmetrik potensial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi.

Markaziy kuchlar maydoni zarraning potensial energiyasi zarra maydon markazidan qanday masofada turganligiga bog'liqligi bilan xarakterlanadi;  $F(r) = ze^2/r^2$  (1) u holda zarraning potensial energiyasi,

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

Umuman olganda, sof Kulon kuchlari faqatgina vodorod atomi uchungina xos. Ko'p elektronli atomlarda yadro turli elektronlar maydoni bilan ekranlangan maydonda turadi. Markaziy maydondagi harakat qonuni atom mexanikasining asosini tashkil etadi. Bunday masalani hal etish, markaziy kuchlar maydonida bir dona zarra harakatini qarab

chiqishga olib keladi. Ushbu masalaning yechimi atom spektrlarini aniqlashga imkon beradi. Markaziy kuchlar maydonini sferik koordinatalar sistemasida ko'rish mumkin ( $r, \theta, \phi$ ). Harakatni ilgarilanma va aylanma harakatlardan tashkil topganligi e'tiborga olinsa, kinetik energiya klassik nuqtai nazardan quyidagicha ifodalanadi;  $E = P^2/2\mu + M^2/2\mu r^2$ . U holda Gamilton operatori quyidagicha bo'ladi:

$$H^{\wedge} + T_r^{\wedge} = \frac{M^{\wedge}}{2\mu r^2} + u(r); T_r^{\wedge} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r}) \quad (3)$$

bu yerda  $T_r$  - elektronning radial bo'yicha harakat energiyasi.

$$M^{\wedge 2} = -\hbar^2 \Delta \quad (4)$$

Laplas operatori  $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \Delta$ , u holda Shredinger tenglamasi  $H^{\wedge} \Psi = E\Psi$  yoki

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r}) \Psi - \hbar^2 \nabla^2 \Psi = E\Psi \quad (5)$$

ko'rinishda bo'ladi. Ma'lumki,  $T_r$  va  $M^{\wedge}$  lar turli o'zgaruvchilarga bog'liq tarzda o'zgaradi, shuning uchun ular o'zaro kommutativ, ya'ni ular umumiy xususiy funksiyalarga ega bo'ladi.

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

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

(7) ifodani (5)- ifodaga qo'ysak, bu yerda,  $H^{\wedge 2}$  ifodaga teng bo'lib. (6) -ga asosan o'zgartirsak,

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

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

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

$$T(r)R(r) + \frac{M^2}{2mr^2} R(r) + U(r)R(r) = ER(r) \quad (8)$$

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

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

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

$$U(r) < 0, \quad U(r) = -\frac{ze^2}{r}$$

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

$$E_n = -\frac{z^2 e^4 m}{2\hbar^2 n^2} \quad (10)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $n = n_r + l + 1$ ;  $n_r = 0, 1, 2, \dots$ . Shunday qilib, aylanma harakat energiyasini kvantlovchi  $l$  orbital kvant soni quyidagi qiymatlarni oladi:  $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ . Atomdagi elektronning to'lqin funksiyasi  $\Psi$  uchta kvant soniga  $n, l$  va  $m$  ga bog'liq bo'lib, quyidagi qiymatga teng.

$$\psi_{nlm} = R_n(r) J_{lm}(\theta, \varphi) \quad (11)$$

$$R_n(r) = e^{\frac{z}{na}} f(r)$$

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

- birinchi Bor radiusining orbitasi,  $f(r)$  - Ermit polinomi. Tekshirishlar ko'rsatadiki, elektronning yadro markazidan biror masofada bo'lish ehtimolligi quyidagi qiymatga teng bo'lib,  $d\omega(r) = 4\pi r^2 dr |R_n|^2$  bo'lgan masofaning  $n$  - Bor orbitasidagi mos qiymatida maksimal qiymatga ega bo'ladi.  $r = na$  - masofada,  $l = 0$  da  $s$  - holatga mos kelib,  $J_{lm} = \text{const}$ .

Elektrik zichlik sfera bo'ylab simmetrik taqsimlangan.  $l = 1$ ,  $p$  - holat mos kelib,  $m = 0, \pm 1$ . Olingan natijalardan ko'rinadiki vodorod atomidagi elektron energiyasi faqat birgina  $n$  bosh kvant soniga bog'liq, to'liqin funksiya esa  $n, l, m$  - uchta kvant soniga bog'liq bo'ladi.

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

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (13)$$

ta to'liqin funksiya to'g'ri keladi. Demak, shu ifoda kvant mexanikasida aynish karraligi deb ataladi. Shunday qilib, biz  $n^2$  - karra aynigan holat.

#### **Nazorat savollari:**

1. Vodorod atomi uchun Shreydinger tenglamasini yozing va uning yechimidan kelib chiqadigan natijalarni tushuntirib bering.
2. Vodorod atomida elektronning energiyasi qanday qonuniyat bilan o'zgaradi?
3. Vodorod atomining ionlashish energiyasi deganda nimani tushunasiz?
4. Elektronning atomdagi holati qanday kvant sonlari bilan aniqlanadi?
5. Vodorod atomi spektri kvant mexanikasida qanday tushuntiriladi va tanlash qoidasi nima?

#### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Bir elektronli atomlar va kvant sonlariga doir masalalar yechish.

#### **Mavzuga oid adabiyotlar:**

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.



6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## 17-mavzu: Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari

### Asosiy savollar:

1. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari.
2. Bor magnetoni.
3. Shtern-Gerlax tajribasi.
4. Ulenbek-Gudsmitt gipotezasi. Elektron spini. Elektronning xususiy magnit momenti.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Vodorod atomi, qonuniyat, Balmer seriyali, Bor nazariyasi, Bor postulatlari, turg'un orbitalar, elektronning orbitadagi impuls momenti, bosh kvant soni, sochilgan yoki yutilgan yorug'lik kvanti energiyasi, Bor nazariyasi spektri, spektral seriyalar, Ridberg doimiysi, nazariyasining kamchiligi. Majburiy, spontan o'tishlar.

**1-savolning maqsadi:** Talabalarga vodorod atomi tuzilishi haqida tushuncha berish. Talabalarga mexanik va magnit momenti, Bor magnetoni, Shtern-Gerlax tajribasi haqida umumiy tushuncha berish

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Atom tuzilishini biladi.
2. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi.
3. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
4. Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi.
5. Bor postulatlari izohlay oladi
6. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlarini biladi.
7. Bor magnetoni formulasini yoza oladi.
8. Shtern-Gerlax tajribasini aytib bera oladi.

### 1- savolning bayoni:

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan vodorod atomini qarab chiqamiz. Bitta proton va elektrondan iborat sistemadagi elektronning potensial energiyasi

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

ga teng. U holda Shredinger tenglmasi

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E + \frac{ze^2}{r})\psi = 0 \quad (1)$$

Elektron harakatlanayotgan maydon markaziy simmetrik bo'lgani uchun sferik koordinatalar sistemasida (1) quyidagi ko'rinishini oladi.

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin Q} \frac{\partial}{\partial Q} (\sin Q \frac{\partial \psi}{\partial Q}) + \frac{1}{r^2 \sin Q} \frac{\partial^2 \psi}{\partial Q^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} (E + \frac{ze^2}{r}) \psi = 0 \quad (2)$$

Bu tenglama quyidagi ikki holda bir qiymatli, chekli va uzluksiz qiymatlarga ega bo'ladi. a)  $E < 0$  bu holda elektron cheksizlikdan yadroga yaqinlashib kelib, yadro yaqinidan o'tadi va yana cheksizlikka ketadi.

b)  $E > 0$  bu energiya yadro bilan bog'langan elektronga mos keladi. Ya'ni

$$E_n = -\frac{2\pi^2 e^4 m_e^2}{2h^2 n^2}; \quad n=1,2,3,\dots \quad (3)$$

va demak kvant mexanikasi Bor nazariyasi bergan natijani beradi. Lekin Bor nazariyasida bunday holatlar postulatlar yordamida olinadi. (1) tenglamaning xususiy funksiyalari uchta  $n, l$  va  $m$  parametrlarga ega. Ya'ni  $\psi = \psi_{\min}(r, Q, \phi)$   $n$  — bosh kvant soni deyiladi va atom energiya sathi nomeri bilan mos tushadi.  $l$  — azimutal,  $m$  -magnit kvant sonlari deyiladi. Ularning quyidagi qiymatlarida (1) tenglama ma'noga ega bo'ladi.  $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ ;  $m = -l, -l+1, \dots, -1, 0, +1, \dots, l-1, l$

Azimutal kvant sonining turli qiymatlariga mos keluvchi holatlarga impuls momentining turli qiymatlari mos keladi. Spektroskopiyada qo'llaniladigan belgilar azimutal kvant sonlarini belgilashda ham ishlatiladi.  $s, p, d, f, g, h$ ;  $l = 0, 1, 2, 3, 4$ . Masalan,  $n = 3$ ,  $l = 1$  holatdagi elektron  $3p$  deb belgilanadi va hokazo. (2) ga ko'ra elektron energiyasi faqat bosh kvant son  $n$  ga bog'liq. Har bir  $E_n$  energiyaning xususiy qiymatiga  $\psi$  xususiy funksiyaning turli  $l$  va  $m$  sonli bir necha qiymati mos keladi. Bunday bir xil energiyali holatlarga aynish deyiladi. Holatlar soniga esa aynish darajasi deyiladi. Vodorod atomi uchun aynish darajasi  $n^2$  ga teng, ya'ni

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$$

O.Shtern va V.Gerlaxlar tajribada tashqi magnit maydoni ta'sirida atom magnit momentlari fazoda ixtiyoriy yo'nalishlarda emas, balki ruxsat 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. 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 maxsus 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  $P$  -holatdagi ( $l = 1$ ) atomlar dastasi o'tkazilsa, ular uch bo'lakka ( $2l + 1 = 3$ ) bo'linishi qayd qilindi. Buni sababi keyinchalik ma'lum bo'ldi. Shtern va Gerlax atomlar aylanma impulsi energiya kabi faqat diskret qiymatlarni olishi mumkin ekanligini tajriba yordamida ko'rsatib berdilar. Ular atomning magnit momentini o'lchadilar. Bu moment atomdagi ichki toklar, ya'ni elektronlar harakati tufayli sodir bo'ladi. Shunday ekan, atom magnit momenti va aylanma impulsi orasida o'zaro bog'lanish mavjud. Tajriba mohiyati shundaki, ingichka atom dastasi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tkaziladi. Agar atom magnit momentga ega bo'lsa, kuchlanganligi  $H$ - bo'lgan magnit maydonida u potensial energiya oladi,

$$U = -(\mu \cdot H) = -\mu H \cos \alpha \quad (4)$$

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

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{\partial U}{\partial z} \quad (5)$$

Magnit maydoni atomga Lorens kuchi bilan ta'sir etadi. Agar atomning magnit momenti diskret qiymatni olmasa, unga ta'sir etuvchi kuch max  $0 \div F$  oraliqdagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin va natijada atom magnit maydondan o'tgach, dastlabki yo'nalishdan turli burchakka og'ishi lozim bo'lib, nurlanish to'lqin uzunligi -  $\lambda$  turli qiymatlarga ega bo'lar va ekranda tirqish tasviri chaplashib ketgan dog'dan iborat bo'lishi kerak edi, tajribada esa:  $H = 0$  da spektr chizig'i - bitta,  $H \neq 0$  da esa - ikkita o'zaro parallel chiziq hosil bo'ladi. Bundan  $\cos\lambda = \pm 1$  gina qiymatni olishi, ya'ni atomning magnit momenti uning energiyasi kabi diskret qiymatlar oladi, atom magnit maydonida diskret oriyentatsiyalanadi degan xulosa kelib chiqadi. 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 mahkamlangan. 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.Kapisa boshqacha ko'rinishda takrorladilar. Ular ipga osilgan nikel sterjenni Kyuri nuqtasidan (3600 C) katta temperaturagacha isitilganda magnitsizlanish vaqtida uning burilishini aniqladilar. A.Eynshteyn va de Gaaz tajribasida po'lat sterjen magnitlanish natijasida burilsa, A.F.Ioffe va P.L. Kapisa tajribasida nikel sterjen magnitsizlanishi vaqtida elektronlarning impuls momentlarining vaziyati o'zgarishi tufayli buriladi. Impuls momentining saqlanish qonuniga ko'ra sistema impuls momenti o'zgarmasdan qolishi kerak. Shuning uchun elektronlarning impuls momentining o'zgarishini to'ldirish uchun sistema, ya'ni nikel sterjen vertikal o'q atrofida buriladi. Nikel sterjen osilgan ipga mahkamlangan ko'zgudan qaytgan nurning burilish burchagini o'lchab va ipning elasiklik koeffisientini aniqlab, sterjen olgan mexanik momentni va sterjenni tashkil qilgan atomlarining yig'indi magnit momentlarini ham o'lchash mumkin. Lekin giromagnit nisbat bitta elektron uchun hisoblanadi. A.F.Ioffe va P.L.Kapisa tajribasida ham A.Eynshteyn va de -Gaaz tajribasidek natija olindi, ya'ni giromagnetik nisbat nazariy natijadan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bulardan tashqari ko'plab murakkab atomlarning spektrini tushuntirishda ham qiyinchilikka 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'liq uzunliklari  $\lambda_1=5896 \text{ \AA}$  va  $\lambda_2=5890 \text{ \AA}$  bo'lgan ikkita chiziqdan iborat ekanini ko'rish mumkin. Lekin, nima sababdan spektral chiziqni ikkiga ajralganini Bor atom nazariyasi ham, o'sha vaqtdagi kvant mexanikasi ham tushuntirib berolmadi.

$$v_0 = \frac{5}{2} \frac{\hbar}{mr} = 600 \cdot 10^8 \frac{m}{s} = 200 \cdot c.$$

**Orbital magnit momenti. Atom magnetizm manbai.** Atom magnetizmi elektronlarning orbita bo'ylab harakati, elektronning xususiy magnit momenti, yadroning xususiy magnit momenti kabi uch sababga ko'ra vujudga keladi. Elektronning orbita bo'ylab harakatida, biz yuqorida ko'rganimizdek, orbital mexanik moment yuzaga keladi. Elektron massa va zaryadga ega bo'lganligi sababli uning orbital harakatida mexanik moment bilan birga magnit moment ham vujudga keladi. Elektron va yadroning magnit momentlarini ularning spini –o'z o'qlari atrofidagi harakati vujudga keladi. Elektronning orbita bo'ylab harakatida, biz yuqorida ko'rganimizdek, orbital mexanik moment yuzaga keladi. Elektron massa va zaryadga ega bo'lganligi sababli uning orbital harakatida mexanik moment bilan birga magnit moment ham vujudga keladi. Elektron va yadroning magnit momentlarini ularning spini –o'z o'qlari atrofidagi harakati vujudga keltiradi. Elektronning yadro atrofida bo'ylab harakatlanishi xuddi tok kuchi  $i = -\frac{e}{cT} = -e \frac{v}{c} = -ev$ . Aylanma tokning magnit maydoni,

momenti  $\mu = S \cdot i = \frac{eS}{cT}$ . Bu yerda S-aylanma tok qamragan yuz. Elektron orbitasi qamragan yuz uchun keltirib chiqarilgan ifodani o'rniga qo'ysak, elektron harakati yuzaga keltirilgan orbital magnit moment uchun klassik nazariya beradigan

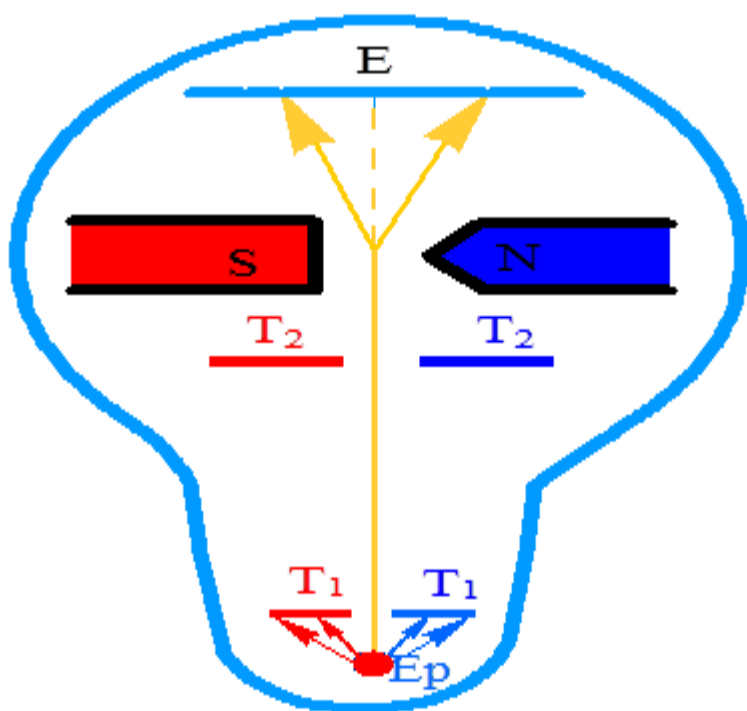
$\mu_l = -\frac{e}{2m_e c} \cdot M_l$ , ifodaga kelaviz. Orbital mexanik va magnit momentlar vektor kattalik bo'lib, Q zaryadlangan zarra uchun bir xil yo'nalishga – zaryadlangan zarra uchun esa qarama-qarshi yo'nalishga ega. Elektronning orbital harakati uchun magnit momentning mexanik momentga nisbati  $\frac{\mu_l}{M_l} = -\frac{e}{2m_e c} = -\gamma$ . Elektron orbital harakatining gidromagnit

yoki magnitomexanik nisbati deb ataladi. Orbital harakat miqdori momenti l ning orbital magnit momenti  $\mu_l$  bilan bog'lanishni ko'rib chiqaylik. Impuls momenti kvadrati operatorining hususiy qiymatlari  $M^2 = \hbar^2 l(l+1)$ ;  $M_z = \hbar m_l$   $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  bu formulalardan orbital magnit momenti va uning proektsiyasi uchun

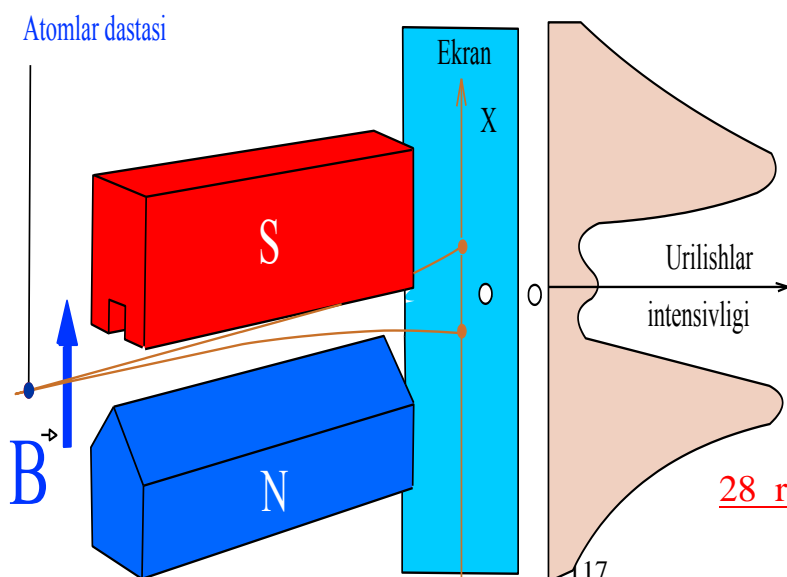
$\mu_l = -\frac{e}{2m_e c} \hbar \sqrt{l(l+1)}$ . Shtern va Gerlax[3] tajribasi.

1922 yilda atomning magnit momenti mavjudligini tasdiqlash maqsadida O.Shtern va V.Gerlax 27-rasmda kelirilgan uskuna asosida tajriba o'tkazdilar. Moddadan atomlarni hosil qilishda kichkina E.L. elektr isitkichidan foydalaniladi. Ingichka atomlar dastasini hosil qilishda diametri 0,05 mm  $T_1$  va  $T_2$  dumaloq tirqishdan foydalanildi. Birinchi tirqishdan 3 sm uzoqlikda magnit induksiya vektoriga  $\vec{B}$  tik yo'nalgan kengligi 0,03 mm va uzunligi 0,8 mm tirqish qo'yilgan. Bu tirqishlar juda ingichka atom dastlarini hosil qilishga imkon berdi. Ikkinchi tirqishdan keyin bir jinsli bo'lmagan magnit maydonning hosil qilish uchun elektromagnit joylashtirildi. Elektromagnitning o'tkir qirrasi bo'ylab atomlar dastasi yo'naltirildi. Magnitning uzunligi 3,5 sm.ga teng. Tajriba

8 soat davomida o'tkazildi. Tajriba natijasida atom dastalari tashqi maydon ta'sirida, ikki qismga ajralganligini ko'rsatdi. Shunday qilib elektronning magnit maydoni borligi aniqlandi. Fazoda elektronning magnit maydoni ikki xil yo'nalishda bo'ladi. Uning bittasini musbat, ikkinchisini manfiy deb qabul qilindi. Shunday qilib elektronning to'rtinchi kvant soni musbat yoki manfiy ishoraga ega. Elektronning to'rtinchi kvant sonini "spin" deb nomlandi. Atom holatini to'la tushunish uchun to'rtta kvant sonlar: " $n$ ", " $l$ ", " $m$ ", " $s$ " yetarli (" $s$ "-spin kvant soni). Elektronlarning qobiqlar bo'yicha taqsimotini Pauli prinsipi asosida amalga oshirish mumkin (28-rasm). Pauli prinsipi: atomda bir xil kvant sonlarga ( $n$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $s$ ) ega bo'lgan ikkita elektron bo'lishi mumkin emas 26-rasm keltirilgandek hech bo'lmasa spinlarni yo'nalishi qarama-qarshi bo'lishi shart.



27 rasm



28 rasm

Xulosa qilib aytganda har qanday kimyoviy elementlarning atomlari elektronlar, proton va neytronlardan tashkil topgan. Atomdagi elektronning holati to'rtta kvant sonlar bilan aniqlanadi. Elektronning s-spini  $\pm 1/2$  teng. K-elektron qobiq uchun  $n = 1$  u vaqtda  $l = 0$ ,  $m = 0$  va  $s = 2$ , bo'lganligi uchun, elektron qobiqda faqat ikkita elektron mavjud bo'ladi. L-qobiqda  $n = 2$  teng. Bu qobiqda birinchi holat  $l = 0$ ,  $m = 0$  va  $s = \pm 1/2$ , ikkita elektronlar va  $l = 1$ ,  $m = -1, 0, +1$  va  $s = \pm 1/2$  30-rasmda m kvant sonlar gorizontal, K, L va M qobiqlar chap tomonda va l-kvant sonlar o'ng tomonidagi vertikal yo'nalishlarda joylashtirilgan.

### **Nazorat savollari:**

1. Orbital kvant soni nima?
2. Orbital magnit momenti nima?
3. Eynshteyn va de Gaaz tajribasi tushuntiring.
4. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi tushuntiring.
7. Elektron spininima?

### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Bir elektronli atomlar va kvant sonlariga doir masalalar yechish.

### **2- savolning maqsadi:**

Talabalarga Ulenbek-Gudsmiit gipotezasi, elektron spini va elektronning xususiy magnit momenti haqida umumiy tushuncha berish.

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Ulenbek-Gudsmiit gipotezasi biladi.
2. Elektron spini formulasini yoza oladi.
3. Elektronning xususiy magnit momentini aytib bera oladi.

### **18-mavzu: Elektronning oprbital mexanik va magnit momentlari**

### **Asosiy savollar:**

- 1.. Bor magnetoni.
3. Shtern-Gerlax tajribasi.
4. Ulenbek-Gudsmiit gipotezasi. Elektron spini. Elektronning xususiy magnit momenti.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Vodorod atomi, qonuniyat, Balmer seriyali, Bor nazariyasi, Bor postulatlar, turg'un orbitalar, elektronning orbitadagi impuls momenti, bosh kvant soni, sochilgan yoki yutilgan yorug'lik kvanti energiyasi, Bor nazariyasi spektri, spektral seriyalar, Ridberg doimiysi, nazariyasining kamchiligi. Majburiy, spontan o'tishlar.

**1-savolning maqsadi:** Talabalarga vodorod atomi tuzilishi haqida tushuncha berish. Talabalarga mexanik va magnit momenti, Bor magnetoni, Shtern-Gerlax tajribasi haqida umumiy tushuncha berish

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Atom tuzilishini biladi.

2. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi.
3. Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi.
4. Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi.
5. Bor postulatlarini izohlay oladi
6. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlarini biladi.
7. Bor magnetoni formulasini yoza oladi.
8. Shtern-Gerlax tajribasini aytib bera oladi.

### 1- savolning bayoni:

#### Elektron spini

Atom yadrosi atrofida orbitalar bo'ylab aylanuvchi elektronlar harakat momentiga ega bo'ladi.  $M = m \cdot v \cdot r$ , (12)

$$M = \frac{h}{2\pi} P - \text{mumtoz mexanikadagi harakat miqdori momenti,} \quad (13)$$

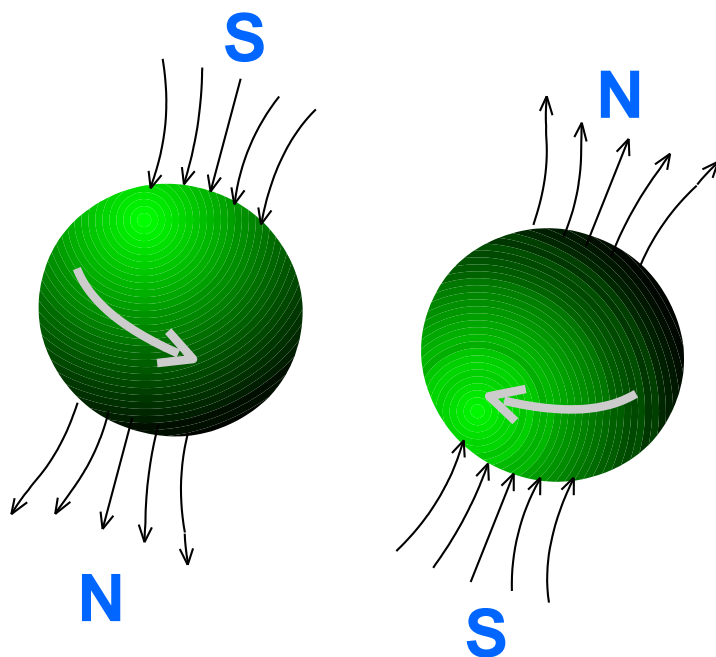
$$\mu_e = \mu_0 M = \frac{e\hbar}{2m_e c} l - \text{Kvant mexanikasida harakat miqdori momenti.} \quad (14)$$

Xuddi shuningdek magnit momentini ham xosil qilish mumkin.

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,273 \cdot 10^{-21} \text{ erg|gaus.} \quad (15)$$

Elektronning berk kontur bo'ylab qiladigan harakatini tok harakati deyish mumkin. Bu tok kuchi konturning biror kesmidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdori bilan aniqlanadi. Agar  $l=1$  bo'lsa  $\mu_b = \frac{e\hbar}{2mc}$ , (16)

atom fizikasida Bor magnetoni deb ataladi. Zarracha faqat yadro atrofida ham harakat qilmasdan, balki o'z o'qi atrofida ham aylanadi.



26 rasm

Elektron xususiy mexanik harakat miqdori momentini uning spini deb ataladi. Spin zarraning harakat miqdori bo'lganligi sababli u ham har qanday harakat miqdori momenti kabi kvantlanishi kerak. Shuning uchun mexanik spin momentining qiymati S

ga teng bo'lsa, u fazoviy kvantlanish qoidasiga ko'ra  $Z$  o'qiga nisbatan  $(2S+1)$  ta yo'nalish mumkin bo'ladi.

$$S^2 = \hbar^2 S(S+1)$$

Tanlangan  $z$  yo'nalish bo'yicha spinning  $(2S+1)$ ta proektsiyasining qiymati bir-biridan bir birlikka farq qilishi kerak.  $S_z = \hbar m_s$ ,  $m_s$ -mexanik spin momenti proektsiyasini aniqlovchi magnit kvant soni. Tajriba natijalaridan ma'lumki, vodorod atomining  $6563\text{\AA}^0$  spektr chizig'i. (+) va «-» ishoralar elektronning aylanish yo'nalishini ko'rsatadi (26-rasm). Ikki elektronlar yadro atrofida bitta tekislikda, lekin qarama-qarshi yo'nalishida harakatlanishi mumkin. Bu fikrni Shtern va Gerlax tajribasi isbotladi.

Ularning tajriba sxemasi 28-rasmda ko'rsatilgan. Kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydoni elektromagnit o'zagining qutblariga maxsus shakl berish bilan hosil qilinadi. 1925 yili amerikalik fiziklar Jorj Ulenbek (1900) va Semyuel Gaudsmit (1902-1979) agar elektron xususiy mexanik va magnit momentlarga ega deb faraz qilinsa, Shtern va Gerlax, A.Eynshtey va de Gaaz tajribalarini [3] ham, atomlarining spektral chiziqlarini bo'linishini ham tushuntirish mumkinligini isbotladilar. Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda elektron o'z o'qi atrofida aylangandagina xususiy impuls va magnit momentiga ega bo'ladi. Elektron zaryadga ega bo'lishi natijasida magnit momenti vujudga keladi. Elektronning xususiy impuls momentini spin, xususiy magnit momentini spin magnit momenti deb ataladi. «Spin» inglizcha so'z bo'lib «aylanmoq» degan maononi anglatadi. Bu terminni 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 magnit 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'rganda elektronning tezligi yorug'lik tezligidan 200 marta katta qiymat kelib chiqadi.

Elektron spinni uning aylanishi bilan bog'lash noto'g'ri ekanini zaryadsiz zarracha-neytron ham mexanik momentdan tashqari spin magnit momentiga ega bo'lishida ko'rishimiz mumkin. Hozirgi vaqtda elektron spini, uning aylanishini bildirmaydi, spin xuddi zaryad va massa kabi elektronning impuls momentini bildiruvchi kattalik hisoblanadi. 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 ifoda bilan aniqlanadi. Elektronning spin mexanik momentida ham fazoviy kvantlanish mavjud, ya'ni

$$P_{mz} = \frac{e}{m} \hbar_z = \frac{e\hbar}{m2} \sqrt{3} = \mu_B \sqrt{3}$$

u fazodagi ixtiyoriy  $Z$  yo'nalishda ikkita proyeksiyaga ega,  $L_{zz} = m_z \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$ . Bu ifodada

$m_z = \pm \frac{1}{2}$  ga teng bo'lib, magnit spin kvant soni deb ataladi. Bundan ko'rinadiki, elektron

Plank doimiysi birligida yarimta spinga ega ekan. Odatda  $m_s = +\frac{1}{2}$  ni «spin-tepaga



(↑)»;  $m_s = -\frac{1}{2}$  ni «spin-pastga (↓)» ko‘rinishida belgilanadi. Spin magnit momentining ham tashqi magnit maydon yo‘nalishidagi proyeksiyasi faqat ikkita qiymatga ega bo‘la oladi.  $P_{m_{zz}} = \frac{e}{m} m_z h = \pm \frac{eh}{2m} = \mu_B$ . Ko‘rinib turibdiki, spin magnit momentining fazodagi tashkil etuvchisining qiymati Bor magnetoni  $\mu_B$  ga teng ekan. Elektronning spin kvant sonini hisobga olsak, uning atomdagi holati, to‘rtta kvant soni orqali aniqlanadi (1-jadval).

1-jadval

Kvant sonlari	Olishi mumkin bo‘lgan Umumiylar qiymati	Umumiylar qiymati
Bosh kvant soni, $n$	1, 2, 3, ...	har qanday sonni
Orbital kvant soni, $l$	0, 1, 2, .....,	$(n-1)$ n
Magnit kvant soni, $m_l$	0, $\pm 1$ , $\pm 2$ , ... $\pm l$	$2l + 1$
Spin magnit kvant soni, $m_s$	-1/2, +1/2	$2S + 1$

Elektronlar atom yadrosi atrofidagi elektron qobiqlarda Pauli takidlash prinsipi 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 kimyoviy 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  $m_s = +\frac{1}{2}$  ga

teng bo‘lganlari bir tomonga,  $m_s = -\frac{1}{2}$  ga teng bo‘lganlari esa boshqa tomonga og‘adilar.

Natijada tashqi qobiqda bittadan elektroni bo‘lgan barcha atomlar Shtern-Gerlax tajribasida ekranda bir-biridan aniq ajralgan chiziqlar hosil qiladi (29-rasm.).

Spektral chiziqlarning ayrimlari nima sababdan bir-biriga juda yaqin joylashgan ikkita chiziqdan iborat ekanini ham 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 chiziqlar hosil bo‘lishiga olib keladi. Natriy spektridagi qo‘sh sariq chiziqlar ham spin-orbital o‘zaro ta’sir tufayli hosil bo‘ladi.

Elektron spinini haqidagi faraz Eynshteyn va 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 aniqlandi. 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'liq 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'liq tenglama, yorug'lik tezligiga yaqin tezlikda harakatlanayotgan zarrachalarning to'liq xossalarini hisobga olgan tenglamadir. Biz relyativistik kvant mexanikasiga, xususan Dirak tenglamasiga to'xtalmaymiz, u maxsus kurslarda ko'rib o'tiladi. P.Dirak tenglamasidan elektronni xususiy magnit momentga, ya'ni spin magnit momentga ega bo'lishligi va 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'tganda ularni 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 prinsipi 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 trayektoriya 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 prinsipi ularning to'liq funksiyalari simmetriyasining alohida bir xususiyatga ega bo'lishiga olib keladi. Agar zarrachalarning o'rni almasha to'liq funksiya ishorasini o'zgartirmasa, u simmetrik, ishorasini o'zgartirsa, antisimmetrik to'liq funksiya deb ataladi. To'liq funksiyani simmetriyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Shveysariyalik nazariyotchi fizik Volfrang Pauli (1900-1958) 1940 yilda spini 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  $\pi$ -mezonlar va fotonlar kiradi, ular bozonlar deb ataladi va simmetrik to'liq funksiya bilan ifodalanadi. Yarimta spinli zarrachalarga elektron, proton va neytron kiradi va ularga fermionlar deb nom berilgan. Fermionlarning to'liq funksiyasi antisimmetrik hisoblanadi.

**Nazorat savollari:**

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 prinsipi nimadan iborat?
5. Atomdagi elektronlar Pauli prinsipi bo'yicha qobiqlarda qanday taqsimlanadi?
6. Elementlarning xossalari bilan tashqi qobiqdagi elektronlar soni orasida qanday bog'liqlik bor?
7. Rentgen nurlanishi spektridan Plank doimiysi qanday aniqlanadi?

***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini. Larmor teoremasiga doir masalalar yechish.

***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

**19-mavzu: Elektronning xususiy magnit momenti.**

**Asosiy savollar:**

1. Spin giromagnit qo'shish qoidasi haqida tushuncha.
2. Spin-orbital o'zaro ta'sir.
3. Vodord atomi spektrining nozik strukturasi.
4. Nozik struktura (Dirak) formulasi.
5. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tish.
6. G'alayonlarni kvantmexanik nazariya asoslari.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Moment, xususiy magnit moment, harakat miqdori momenti, momentlarni qo'shish qoidasi, kvant sonlar, spin-orbital o'zaro ta'sir, LS-bog'lanish, jj-bog'lanish. Nozik struktura, Dirak formulasi, spin-orbital o'zaro ta'sir, aynish, sath, tuzatma, magnitomexanik effektlar, g'alayon, o'tish

**Darsning maqsadi:** Talabalarga mexanik va magnit momenti, Bor magnetoni, Shtern-Gerlax tajribasi haqida umumiy tushuncha berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Elektronning xususiy magnit momenti biladi.
2. Spin giromagnit qo'shish qoidasi haqida tushunchaga ega.
3. Spin-orbital o'zaro ta'sirni tasflay oladi.
4. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi diladi.
5. Nozik struktura (Dirak) formulasini keltirib chiqara oldi.
6. Magnitomexanik effektlarni izohlay oladi.
7. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tishlarni biladi.
8. G'alayonlarni kvantmexanik nazariya asoslarini biladi.

### 1- savolning bayoni:

Atomda har bir electron aniq orbital harakat miqdori momenti  $j$  ga va aniq spin harakat miqdori momenti  $s$  ga ega. Bundan buyon elektronning spinini kichik  $s$  harfi bilan belgilaymiz. Atom magnetizmi esa elektronlarning orbital va spin momentlariga proporsional bo'lgan orbital va spin magnit momentlari  $\mu_l, \mu_s$  bilan xarakterlanadi (yadro magnit momenti nisbatan juda kichikdir). Har bir elektronning to'la harakat miqdori momentini  $j$  orqali belgilasak, u holda  $j$  orbital  $l$  va spin  $s$  momentining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$J=l+s. \quad (1)$$

Har qanday harakat miqdori momenti singari elektronning to'la mexanik momenti  $j$  ham

$$M^2 = \hbar^2 l(l+1) \quad (2)$$

va

$$M_z = \hbar m_l; m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \quad (3)$$

kabi kvantlangan va quyidagi ifodalar orqali aniqlangan bo'ladi:

$$|j| = \hbar \sqrt{j(j+1)}; j_z = \hbar m_j \quad (4)$$

Bu yerda  $j$  – to'la moment kvant soni, Zommerfeldning belgilashicha, ichki kvant soni deb ataladi.  $m_j$  – to'la momentning magnit kvant soni. Momentlarning qo'shish qoidasi har qanday momentlarni qo'shish uchun jumladan, orbital va spin momentlarini qo'shish uchun ham o'rinlidir. Shuning uchun elektronning to'la harakat miqdori momentini xarakterlovchi ichki kvant soni

$$j = \|l \pm s\| = \|l \pm 1/2\|, j_1 = l + \frac{1}{2}, j_2 = l - \frac{1}{2} \quad (5)$$

Orbital va spin kvant sonlari mos ravishda (2) va  $s^2 = \hbar^2 s(s+1)$  (6) orqali aniqlanadi. Shunday qilib,  $l \neq 0$  da  $j$  ikkitagina qiymat;  $l = 0$  da esa bittagina qiymat  $j = 1/2$  qabul qiladi. To'la momentning magnit kvant sonini aniqlash uchun (1) ni  $z$  o'qiga proyeksiyalaymiz, ya'ni  $j_z = l_z + s_z$ . U holda bu ifodaga har bir proyeksiya uchun, mos ravishda, (3) tenglikni tatbiq qilsak,

$$m_j \hbar = m_l \hbar + m_s \hbar$$

hosil bo'ladi yoki

$$m_j = m_l + m_s \quad (7)$$

ga kelamiz. Ma'lumki,  $m_l$  ning mumkin bo'lgan qiymatlari  $+l$  dan  $-l$  gacha nol ham kirgan intervalda yotadi.  $m_s$  ning mumkin bo'lgan qiymatlari esa  $\pm s$  ga teng.  $l$  kvant soni har doim butun sonidir, spin kvant soni  $s$  esa yarimga teng, ya'ni  $s = 1/2$ . Demak,  $m_j$  har doim yarim butun son qiymatlar qabul qiladi.  $m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j$  bo'ladi.

Bu yerda  $j$  soni orbital sonining berilgan  $l$  qiymatida (5) da ifodalangan ikkita qiymatni qabul qiladi. To'la, orbital va spin momentlari  $l, s$  bir vaqtda kvantlanganligi sababli ular o'zaro faqat biror aniq yo'nalishga ega bo'ladi. Biz ko'rayotgan bir elektronli atom

momentlarning faqat ikkita nisbiy joylashishlari o'rinli bo'ladi. Ulardan biri  $j = l + S(|j||l|)$  ga, ikkinchisi  $j = l - s(|j||l|)$  ga to'g'ri keladi.  $l = 1$  va  $s = \frac{1}{2}$

uchun bu ikki hol tasvirlangan. Orbital va spin momentlari o'rtasidagi burchakni ko'raylik. Orbital va spin momentlari

o'rtasidagi burchakni aniqlash uchun (1) ni kvadratga ko'taramiz:

$$j^2 = l^2 + s^2 + 2|l||s|\cos(i, s) \quad (8)$$

U holda  $\cos(l, s) = \frac{j^2 - l^2 - s^2}{2|l||s|}$  bo'ladi. Bu ifodaga  $j, l, s$ , larning (4), (2), (6) ifodalarini

$$\text{qo'yib} \quad \cos(l, s) = \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2\sqrt{l(l+1)}\sqrt{s(s+1)}},$$

ga kelimiz. Ichki kvant soni  $j$  ning (5) dagi ikkita mumkin qiymatlarini esga olsak, orbital va spin momenti o'rtasidagi burchakning ikkita mumkin bo'lgan qiymatini hosil qilamiz. Agar biz fazoda  $l$  va  $s$  vektorlarning aniq yo'nalishi haqida hech narsa ayta olmasak, u holda ular o'rtasidagi burchakni qanday tushunish kerak, degan savol tug'ilishi mumkin, albatta. Bu burchak quyidagi ma'noga ega. Tashqi ta'sir bo'lmaganda (ya'ni sistema yopiq) to'la harakat miqdori momentining yo'nalishi va miqdori saqlanadi. Xususiy aylantiruvchi momentlar esa  $l$  va  $s$  vektorlarni ularning teng ta'sir etuvchisi  $j$

atrofida pretsessiya kabi harakat qilishga olib keladi.  $l$  va  $s$  larning  $j$  yo'nalishiga proyeksiyasi aniq qiymatga ega bo'ladi, ya'ni  $l$  va  $s$  vektorlarning har birini  $j$  bilan hosil qilgan burchagini aniqlash mumkin. U holda, albatta, orbital va spin momentlari o'rtasidagi burchak ham haqiqiy ma'noga ega bo'ladi va son qiymatini aniqlash mumkin.

Elektronning orbital va spin momentlarining qo'shilishi tegishli magnit momentlarining ham qo'shilishiga olib keladi. Biz bu masalani vector modelida ko'ramiz. -rasmda orbital va spin harakat miqdori momentlari  $l$  va  $s$  hamda ularning teng ta'sir etuvchisi  $j$  Plank doimiysi  $h$  birligida tasvirlangan. Tegishli magnit momentlari esa qarama-qarshi yo'nalishda bo'ladi. Orbital va spin magnit momentlari  $\mu_l, \mu_s$  esa rasmda Bor magnetoni birligida tasvirlangan. Birliklarning bu xil sistemasida

$$\mu_l = -\frac{e}{2m_e c} M_l \quad (9)$$

ga ko'ra  $s$  dan ikki marta uzun bo'ladi. Shuning uchun,  $\mu_l$  va  $\mu_s$  larning teng ta'sir etuvchisi  $j$  ga antiparallel emas. Tashqi maydon bo'lmagan yoki markaziy kuch maydoni holi uchun  $j$  ning saqlanishi yuqorida aytilgan edi.  $l$  va  $s$  vektorlar esa jatrofida pretsession harakat qiladi. Demak,  $\mu_l, \mu_s$  va ularning yig'indisi  $\mu_{yig}$  ham jatrofida pretsession harakat qiladi.  $\mu_l, \mu_s, \mu_{yig}$  vektorlarning  $j$  yo'nalishidagi proyeksiyasi saqlanadi, albatta.  $\mu_{yig}$  ning  $j$  yo'nalishga proyeksiyasini  $\mu_j$  orqali belgilaymiz  $\mu_{yig}$  ning  $j$  ga perpendikulyar tashkil etuvchisining tashqi magnit maydoni bilan o'rtacha o'zaro ta'siri nolga teng. Shuning uchun tashqi maydonda elektron o'zining «effektiv» magnit momenti  $\mu_j$  bilan xarakterlanadi. To'la moment  $j$  bilan o'zaro antiparalleldir, ya'ni  $\mu_j = -g\mu_B j$  (10)

bu yerda  $g$  –proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, Lande faktori deb ataladi.

To'la moment (1) ga mos qo'yiluvchi yig'indi magnit momenti

$$\mu_{yig'} = \mu \sum = -\mu_B l - 2\mu_B S \quad (11)$$

Bu munosabatni  $j$  yo'nalishga proyeksiyalaymiz. Buning uchun avval (11) ning ikki tomonini  $j$  ga skalyar ko'paytirib, ning uzunligiga bo'lamiz. U holda  $\mu_j$  ning qiymatini aniqlaymiz.

$$\mu_j \text{ vektorning o'zi esa} \quad \mu_j = \frac{\mu_{yig'} \cdot j}{j} = -\mu_B \frac{l \cdot j + 2sj}{j}$$

$$\mu = -\mu_j \frac{j}{j} = -\mu_B \frac{\vec{l} \cdot \vec{j} + 2s \vec{j} \cdot \vec{j}}{j^2} = -2g\mu_B j \quad \text{ga teng. Oxirgi tenglikdan Lande faktorining}$$

$$\text{quyidagi ifodasini hosil qilamiz. } g = \frac{1}{j^2} (lj + 2sj) = \frac{1}{j^2} [l(l+s) + 2s(l+s)] = \frac{l^2 + 2s^2 + 3ls}{j^2} \quad \text{ni}$$

qilamiz. (1,s) ni (8) dan aniqlab,

lar uchun kvantlash shartlaridan foydalanamiz. U holda

$$2l \cdot s = j^2 - l^2 - s^2 = \hbar^2 [j(j+1) - l(l+1) - s(s$$

+1)]

(1,s) ning bu ifodasini  $g$  uchun yozilgan formulaga qo'yib ularning kvantlash shartlariga ko'ra

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (12)$$

ga kelimiz. (10) ga ko'ra Lande faktori Bor magnetoni birligida to'la magnit va mexanik moment uchun giromagnit nisbat vazifasini bajaradi. Agar biror atom uchun  $S = 0$  bo'lsa,  $J = L$  va (12) dan  $g = 1$  kelib chiqadi. To'la orbital harakat miqdori momenti nolga teng atom uchun esa, ya'ni  $L = 0$  va  $J = S$  da  $g = 2$  ga, bo'ladi. Haqiqatan ham

$$(13) \quad \mu_s = \frac{e}{m_e c} s = 2\gamma_s s = \gamma_s J \quad \text{ga mos spin uchun giromagnit nisbat orbital moment}$$

uchun giromagnit nisbatga qaraganda ikki marta kattadir.

**Spin-orbital o'zaro ta'sir.** Atom spektrini eksperimental o'rganish natijasida spektr chiziqlarining dublet xarakterga ega ekanligi aniqlandi. Ayni vaqtda bu hodisa atom elektronining spin va orbital harakat miqdori momentlari o'rtasidagi magnit o'zaro ta'sir asosida tushuntiriladi. Misol tariqasida, vodorod atomini ko'ramiz, ya'ni atomdagi bittagina protondan iborat yadro Kulon maydonida harakatlanayotgan bo'lsin. Spin-orbital o'zaro ta'sirning mavjudligini ikki xil yo'l bilan ko'rsatish mumkin. Birinchidan, harakatlanayotgan elektronning orbital magnit momenti har qanday magnit momenti singari elektr momentiga ega.  $d = \frac{1}{c^2} [v, \mu]$  Bu momentini yadroning kuchlanganligi

Kulon maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi

$$E_{ls} = -(d \cdot \varepsilon) = -\frac{1}{c^2} [v, \mu_l] \cdot \varepsilon \quad (14)$$

Bu yerda  $\varepsilon$  electron joylashgan nuqtada yadro Kulon maydoni kuchlanganligi. Demak, yadroning Kulon maydoni bilan electron orbital magnit momenti  $\mu_l$  ning o'zaro ta'sir energiyasi  $l=0$  hollarda noldan farqli bo'lishi mumkin.

Spin-orbital o'zaro ta'sirning mavjudligini quyidagi klassik modeli yordamida ham tushuntirish mumkin. Yadro atrofida harakatlanayotgan electron bilan bog'liq sanoq

sistemasiga o'taylik. U holda electron bilan bog'liq sistemada yadro atrofida harakatlanadi. U o'z harakati natijasida joylashgan nuqtada effektiv magnit maydon hosil qiladi. Elektronning spin

magnit momenti  $\mu_s$  har qanday magnit moment singari bu «tashqi» effektiv magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashadi. Ushbu o'zaro ta'sir energiyasi  $E_{ls} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e c} B_{eff}$

bo'ladi. Tashqi effektiv magnit maydonga nisbadan elektronning spin magnit momenti, ma'lumki, faqat ikki xil yo'nalishga ega bo'ladi. Shuning uchun o'zaro ta'sir energiyasi

$$E_{ls} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e c} B_{eff} = \mu_B B_{eff} \quad (15)$$

ikki xil qiymat qabul qiladi. Shunday qilib, atomda muayyan kvant holatda joylashgan energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir yo'q holidagi energiyasidan spinning yo'nalishiga qarab  $B_{eff}$  ga ortiq yoki kam bo'ladi. Buning natijasida har bir kvant ( $l = 0$ ,  $S$  – holatdan tashqari) holatni ikkita alohida holatga, ya'ni spektr chizig'ini ikkitaga ajralish hodisasi yuz beradi. S-holat ajralmaydi, faqat siljiydi xolos.

#### **Nazorat savollari:**

1. To'la harakat miqdori momenti haqida tushuncha bering.
2. Orbital va spin momentlari o'rtasidagi burchak qanday hisoblanadi?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini. Larmor teoremasiga doir masalalar yechish

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **20-mavzu: Vodord atomi spektrining nozik strukturasi.**

### **Asosiy savollar:**

1. Nozik struktura (Dirak) formulasi.
2. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tish.
3. G'alayonlarni kvantmexanik nazariya asoslari.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Moment, xususiy magnit moment, harakat miqdori momenti, momentlarni qo'shish qoidasi, kvant sonlar, spin-orbital o'zaro ta'sir, LS-bog'lanish, jj-bog'lanish. Nozik struktura, Dirak formulasi, spin-orbital o'zaro ta'sir, aynish, sath, tuzatma, magnitomexanik effektlar, g'alayon, o'tish

**Darsning maqsadi:** Talabalarga mexanik va magnit momenti, Bor magnetoni, Shtern-Gerlax tajribasi haqida umumiy tushuncha berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi diladi.
2. Nozik struktura (Dirak) formulasini keltirib chiqara oldi.
3. Magnitomexanik effektlarni izohlay oladi.
4. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tishlarni biladi.
5. G'alayonlarni kvantmexanik nazariya asoslarini biladi.

### 1- savolning bayoni:

**LS – bog'lanish.** Atomning to'la harakat miqdori momenti  $J$ ga bir necha elektronning orbital va spin harakat miqdori momentlari hissa qo'shsa,  $J$ shu momentlarning yig'indisi bo'lib qolaveradi. Elektronlarning o'zaro ta'sirda bo'lishligi sababli, ularning orbital va spin momentlarini qo'shish atom sistemasidagi mavjud o'zaro ta'sirlar xarakteri bilan aniqlanuvchi qoidalarga bo'ysunadi. Agar elektronlar sistemasining orbital va spin momentlari o'zaro ta'siri har bir elektronning orbital va spin momentlari o'zaro ta'siridan kuchli bo'lsa, elektronlar sistemasida  $LS$  – bog'lanish oshadi.  $LS$  – bog'lanish ko'pincha Rassel-Saunders yoki normal bog'lanish deb ham ataladi.

Eksperiment natijalaridan tabiatda ko'pchilik hollarda  $LS$  – bog'lanish amalgam oshirilishi aniqlangan. Shuning uchun ham atom tuzilishi nazariyasida  $LS$  – bog'lanish muhim rol o'ynaydi. Eng og'ir atomlardan tashqari hamma hollarda o'rinli bo'lgan  $LS$  – bog'lanish atomning o'zaro ta'sirlashuvdagi har xil elektronlar orbital harakat miqdori momentlarini bir-birlari bilan qo'shib atomning to'la orbital harakat miqdori momenti  $L$  ga, har bir elektronning spinlari esa atomning to'la spin momenti  $s$  ga birlashishi yo'li bilan oshiriladi.  $L$  va  $s$  momentlar esa nisbatan kuchsizroq spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida atomning to'la harakat miqdori  $J$  ga birlashadi.

$LS$  – bog'lanishning sxemasini quyidagicha tasvirlash mumkin:  $L = \sum l_i$ ,

$$s = \sum s_i, \quad (16)$$

$$j = l + s$$

ular odatdagidek kvantlanadi va ularga  $L, S, J, M_L, M_s, M_j$  kvant sonlari mos keladi, ya'ni

$$|L| = \hbar \sqrt{L(L+1)}, L_z = \hbar M_L \quad (17a)$$

$$|s| = \hbar \sqrt{s(s+1)}, s_z = \hbar M_s; M_s = -s, -s+1, \dots, s \quad (17b)$$

$$|j| = \hbar \sqrt{j(j+1)}; j_z = \hbar m_j; m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j; \quad (17d)$$

Bu yerda  $L$  va  $-M_L$  har doim butun yoki nolga teng, qolgan kvant sonlari esa har doim yarim butun (agar elektronlar soni toq bo'lsa) yoki har doim butun yo nolga teng (agar elektronlar soni juft bo'lsa).

–  $LS$  bog'lanishning vujudga kelishi ayrim orbital harakat miqdori momentlarini bitta umumiy  $L$  momentga va shuning singari ayrim spin harakat miqdori momentlarini bitta



umumiy spin  $S$  momentga birlashishga olib keluvchi elektrostatik kuchlarning nisbatan kuchli ta'siri ostida yuz beradi. Orbital harakat miqdori momentlari o'rtasidagi o'zaro ta'sirni uyidagicha tasavvur qilish mumkin. Biz yuqorida vodorod atomi misolida yadro atrofida electron zichligi ehtimolligi  $|\Psi|^2$  ning vodorod atomining har xil holatlarida qanday o'zgarishini ko'rgan edik. Albatta, electron zichligining mazkur taqsimoti boshqa atomlarda yanada murakkab bo'ladi. Umuman,  $|\Psi|^2$  taqsimot,  $l = 0$   $S$  – holatdan tashqari hollarda sferik-simmetriyaga ega bo'lmaydi.

Zaryadlar (elektronlar) zichligining assimetrik taqsimlanishi sababli atom elektronlari orasidagi o'zaro elektrostatik ta'sir elektronlar harakat miqdori momenti vektorlarining nisbiy yo'nalishiga bog'liq. Sistemaning turg'un holatlari faqat ba'zi qat'iy nisbiy yo'nalishlardagina mumkin bo'ladi.

Elektronlarning bu turg'un konfiguratsiyalari (17a) ga muvofiq kvantlanuvchi to'la orbital harakat miqdori momenti bilan xarakterlanadi. Eng kichik energiyali konfiguratsiya uchun  $L$  ning qiymati eng katta bo'ladi. Masalan, yadro atrofida bitta Bor orbitasida ikkita electron harakatlanayotgan bo'lsin. O'zaro elektrostatik itarilish sababli elektronlar yadro atrofida bir yo'nalish bo'yicha harakatlanishga intiladi. U holda elektronlarning to'la orbital harakat miqdori momenti  $L$  ortadi. Aksincha, agar elektronlar qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanganida,  $L$  kamaygan va o'z harakatida ularning tez-tez bir-biriga yaqinlashishidan sistemaning energiyasi ortgan bo'lar edi. Elektron spin momentlarining o'zaro ta'sirini tasavvur qilish murakkabroq.

**$jj$  – bog'lanish.** Og'ir atomlarda yadro zaryadi shunchalik kattaki,  $l$  va  $s$  lar o'rtasida u vujudga keltiradigan spin-orbital o'zaro ta'sir elektronlar o'rtasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir bilan tenglashadi. Natijada  $LS$  – bog'lanish buziladi (bu xil buzilish kuchli tashqi magnit maydonida ham yuz beradi).  $LS$  – bog'lanishning to'la buzilishida ayrim elektronlarning to'la harakat miqdori momentlari  $j$   $j$  to'g'ridan-to'g'ri qo'shiladi. Shu yo'l bilan atomning harakat miqdori momenti hosil bo'ladi. Elektron harakat miqdori momentlarining bu xil qo'shilishiga, ya'ni elektronlarning atomdagi ushbu bog'lanishga ( $jj$ ) – bog'lanish deb ataladi. ( $jj$ ) – bog'lanishni quyidagi sxema orqali tasvirlash mumkin:

$$j_i = l_i + s_i \quad (18a)$$

$$j = \sum_{i=1}^N j_s \quad (18b)$$

Bog'lanishlarga misol tariqasida  $l = 0,1$  holatdagi ikkita elektronning hosil qilgan konfiguratsiyasini ko'ramiz  $l_1=0$ ,

$l_2=1$ ,  $s_1=s_2=1/2$  bo'lsin. Rassel-Saunders bog'lanishiga ko'ra

$$|L| = \hbar \sqrt{L(L+1)}, L = l_1 + l_2 \dots |l_1 - l_2|; L = 1$$

$$|S| = \hbar \sqrt{s(s+1)}; s = s_1 + s_2 = \dots |s_1 - s_2|, s = 1, 0$$

$$|J| = \hbar \sqrt{j(j+1)}; j = L + S, \dots, |L - S|; J = 1 \text{ va } J = 2, 1, 0,$$

ya'ni to'rtta sathga ega bo'lamiz. Bu to'rtta sath  $j_1=1; j_2=2,1,0$  sathlardan iborat ikkita bosh termni tashkil etadi. Ikkinchi  $J_2$  term uchta bir-biriga juda yaqin sathlardan iborat. ( $jj$ ) – bog'lanishga ko'ra esa, avval  $j_i = l_i + s_i$  va  $s$  o'rtasidagi kuchli o'zaro ta'sir natijasida  $j = 3$  holatlar bir-biridan katta farq qiladigan energiyaga ega bo'ladi.  $J_1$  va  $j_2$  o'rtasidagi kuchsiz bog'lanish natijasida ya'ni

$$|J| = \hbar \sqrt{j(j+1)}; j = j_1 + j_2 \dots |j_1 - j_2|, J = 2, 1 \text{ va } 1, 0$$

demak, yana to'rttagina sath hosil bo'ladi. ushbu ikki tip bog'lanishlar beradigan energiya sathlari tasvirlangan. Shunday qilib, bu ikki tip bog'lanishda sathlar soni teng ekan. Undan tashqari, sistemaning to'la harakat miqdori momenti  $J$  ning qiymatlari ham bir xil. Ikki tip bog'lanishda hosil bo'lgan  $J$  ning qiymatlari o'rtasidagi moslik punktir chiziq bilan tasvirlangan.

Atomlarda odatda Rassel-Saunders bog'lanish tez-tez uchraydi. ( $jj$ ) – bog'lanish esa juda kam uchraydi. Ko'pincha ikki holdan iborat oraliq bog'lanish uchraydi. Rassel-Saunders bog'lanishdan ( $jj$ ) – bog'lanishga o'tish atom nomeri ortishi bilan yuz beradi. Atom spektr chiziqlarining nozik strukturasi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida vujudga keladi. Nozik strukturani o'rganish uchun spin-orbital o'zaro ta'sirni hisobga olgan holda energetik sathlar xarakterini aniqlaymiz. Bu masalani, osonlik uchun, vodorod atomi misolida qarab chiqamiz. Sifat jihatdan, olib boriladigan, fikr-mulohazalar vodoroddan boshqa har qanday atomlar uchun ham o'rinli bo'ladi. Vodorod va vodorodsimon atomlar energetik sathlarining yoki termlarining

$$E_n = -\frac{\mu \cdot z^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -Rz^2 \frac{h}{n^2} \quad (19)$$

formulasi elektron spinini hisobga olmaydigan norelyativistik, ya'ni Shredinger tenglamasini yechishda keltirib chiqarilgan edi. Term qiymatlari asosan bosh kvant soni  $n$  ga bog'liq. Agar atom to'lqin tenglamasida elektronning relyativistik massasini va spinini hisobga olsak, atomning oldingi termlariga tuzatma  $\Delta E_{nj}$  kiritish kerak bo'ladi, chunki elektron spini tufayli qo'shimcha kvant soni vujudga keldi;  $j = l \pm 1/2$ .

#### **Nozik struktura (Dirak) formulasi.**

Relyativistik va spin effektlarini hisobga oladigan to'lqin tenglama 1928-yilda Dirak tomonidan taklif qilingan. Vodorod va vodorodsimon atomlar uchun bu tenglamaning yechimi termlarning quyidagi formulasiga olib keladi:

$$E_{nj} = E_n - \frac{Rh\alpha^2 z^4}{n^3} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) = E + \Delta E_n \quad (20)$$

bu yerda  $\alpha$  – nozik struktura doimiysi bo'lib,

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (21)$$

$Z$  – atom yadrosining zaryad soni;  $E_n$  - atomning (1) orqali aniqlanuvchi energetik sathi;  $\Delta E_{nj}$  - sathlarning nozik ajralishiga sababchi bo'lgan tuzatma. (20) ning ikkinchi (tuzatma) hadiga nozik struktura doimiysining kvadrati kiradi va u sathlarning spin-orbital o'zaro ta'sir sababidan vujudga keladigan ajralishining nozikligini ifodalaydi.

Biz yuqorida ko'rdikki,  $l=0$  da elektron ma'lum magnit momentga ega va shuning uchun ma'lum magnit maydon  $B_{eff}$ .

vujudga keltiradi. Bu maydon yo'nalishida elektronning spini ikkita qiymat qabul qilishi mumkin, chunki  $m_z = \pm \frac{1}{2}$ .

Shunday qilib,  $l=0$  elektron uchun  $j_1 = l + \frac{1}{2}$ ;  $j_2 = l - \frac{1}{2}$  – xarakterlovchi ikkita holat mumkin.  $j$  ning berilgan qiymatida to'la  $m_j$  magnit kvant soni  $j$  dan  $-j$  gacha o'zgarib  $(2j+1)$  ta qiymat qabul qiladi. Demak, berilgan  $n, l, j$  uchun aynish darajasi  $g_j = 2j+1$  (22)

ga teng. yoki  $j$  ni  $l$  bilan bog'lanishini hisobga olsak, berilgan  $n$  va  $l$  uchun mumkin bo'lgan holatlar soni, ya'ni aynish darajasi

$$g_j = \sum_{l=\frac{1}{2}}^{l+\frac{1}{2}} (2j+1) = \frac{\left[2(l-\frac{1}{2})\right] + \left[2(l+\frac{1}{2})+1\right]}{2} (2s+1) = 2(2l+1) \quad (23)$$

bo'ladi. Agar 
$$\sum_{l=0}^{l-1} \sum_{m_l, n-1}^{+l} m = \sum_{j=0}^{n-1} (2n+1) = n^2 \quad (24)$$

da har bir  $m_l$  uchun ikkita  $m_z = \pm \frac{1}{2}$   $m$   $s$  ni hissasini hisobga olsak,

$$g_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$$

Aynish darajasiga ega bo'lamiz. Spin-orbital o'zaro ta'sirda ilgari mumkin bo'lgan  $2n^2$  aynish qisman yo'qoladi. Chunki endi tashqi maydon bo'lmaganda ham spin-orbital o'zaro ta'sir sababli to'la harakat miqdori momenti  $j$  ning saqlanishi o'rinli bo'ladi, bunda sathlarning faqat to'la harakat miqdori momenti proyeksiyasi bo'yicha aynishigina saqlanadi.

Misol tariqasida vodorod atomining muayyan  $n$  bilan xarakterlanuvchi sathlarini ko'raylik.

Agar  $l = 0$  bo'lsa,  $j = \frac{1}{2}$ , ya'ni birgina qiymat qabul qiladi.  $l \geq 1$  da esa  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , ya'ni

berilgan  $n$  va  $l$  uchun (20) ga binoan energiyasi har xil ikkita holat mumkin. Har bir  $l = 0$  uchun energetik sathlarni dublet ajralishiga sabab spin-orbital o'zaro ta'sirdir, vodorod atomi  $n = 2$  sathining spinor bian ajralishi tasvirlangan. Berilgan  $n$  uchun  $l = 0, \dots, n-1 = 0, 1$  ga teng.  $l = 0$  sath ajralmaydi. bilan xarakterlanuvchi ikkita  $S$  – holatlar bir xil energiyaga ega, chunki  $l = 0$  uchun spinor bilan o'zaro ta'sir nolga teng. Demak, bu sath uchun aynish saqlanadi.  $l = 1$  bo'lgan sath  $j = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$ ;  $j = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$

bilan farqlanuvchi ikki sathga ajraladi. Bu holatlar rasmda quyidagicha tasvirlangan (orbital harakat miqdori momenti  $l$  bir xil, lekin energiyasi har xil sathlarni  $j$  kvant sonining qiymatini hisobga olish bilan bir-biridan farq qilish mumkin). Rasmda  $l$  sonining 0,1,2,3,... qiymatlari, mos ravishda, kichik lotin harflari  $s, p, d, f$  orqali belgilangan.  $n$  sonining qiymati esa ushbu harflar oldiga yozilgan.  $j$  ning qiymati shu harflarning o'ng tomonida indeksga yozilgan. Ko'ramizki, har qanday berilgan  $n$  uchun dastlab bitta bo'lgan sathning  $l$  bo'yicha aynishi yo'qolar va har bir  $l \neq 0$  sath yana ikkiga ajralar ekan. Berilgan  $n$  uchun  $l$  kvant soni 0 dan  $n-1$  gacha o'zgarishi, ya'ni  $n$  ta qiymat qabul qilishi bizga ma'lum.  $l$  ning  $n$  ta qiymatlaridan  $n-1$  tasi yana ikkitadan sath hosil qiladi. u holda, berilgan  $n$  da bitta sathdan ajralgan sathlarning umumiy soni

$$1 + 2(n-1) = 2n-1$$

ga teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, dastlab mavjud  $2n^2$  aynishdan spin-orbital o'zaro ta'sir sababli  $2n-1$  tasi yo'qoladi.

Ammo relyativistik va spin-orbital effektlarni hisobga oluvchi (20) dagi qo'shimcha tuzatma energiya  $l$  dan faqat  $j$  orqali bog'langan, ya'ni  $j$  kvant soni bir xil, lekin  $l$  kvant soni har xil sathlar ustma-ust tushadi. Bu shuni bildiradiki, vodorodsimon atom uchun energiyasi berilgan  $n$  da (20) ga teng har bir sath  $j = l + s$  ning  $l = 0$  dagi  $\frac{1}{2}$  dan  $l = n-1$  dagi

$2n - 1$  gacha o'zgaruvchi qiymatlari soniga teng  $n$  ta sathga ajraladi. Rasmda sathlar umum qabul qilingan belgilashlarda berilgan. Lotin harflarining chap tomonida yuqoriga  $2s + 1$  qiymat yozilgan. Bizning holda  $2s + 1 = 2$ . Energetik sathlar ajralishining kutilmagan bu holi faqat vodorod va vodorodsimon atomlarda mavjud. To'la harakat miqdori momenti  $j$  ning va bosh kvant soni  $n$  ning bir xil, orbital harakat miqdori  $l$  ning esa har xil qiymatlari bilan xarakterlanuvchi energetik sathlarning ustma-ust tushishi energiya qiymatiga spin-orbital o'zaro ta'sir tuzatmasi bilan elektron massasi tezlikka relyativistik bog'liqligining tuzatmasi o'zaro qisqarishi sababli yuz beradi. Bu ikki effektning energiya qiymati  $E_n$  ga kiritgan

$$\Delta E_n = -\frac{Rh\alpha^2 z^4}{n^3} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \quad (25)$$

ga teng tuzatmasi ajralishning absolyut qiymatini xarakterlaydi. Nisbiy ajralish esa

$$\frac{|\Delta E_{nf}|}{|E_{nf}|} = \frac{\alpha^2 z^2}{n} \quad (26)$$

ga teng. Vodorod va vodorodsimon atom spektrlarini eksperimentda kuzatish bu munosabatlarning to'g'riligini ko'rsatdi, ya'ni  $n$  kvant sonining ortishida ajralishning absolyut qiymati proporsional ravishda kamayadi, atom yadrosi zaryad soni  $Z$  ning ortishi bilan esa  $Z^4$  ga proporsional ortadi. Nisbiy ajralish  $n$  ning ortishi bilan  $1/n$  ga proporsional kamayadi,  $Z$  ning ortishi bilan esa  $Z^2$  ga proporsional ortadi.

Agar atom magnit momentining fazodagi yo'nalishi o'zgarsa, uning mexanik momentining ham o'zgarishi yuz beradi. Agar atom magnit momentining qiymati, biror sababga ko'ra o'zgarsa, bu hol, mos ravishda, mexanik momenti qiymatining ham o'zgarishiga olib keladi. Shuningdek, mexanik momentning o'zgarishi bilan magnit momentning o'zgarishi yuz beradi. Atom magnit va mexanik momentlarining bu xil bog'liqligi asosida yuz beradigan hodisalar magnitomexanik effektlar deb nom olgan.

Magnitlanuvchi qattiq jism berilgan bo'lsin. Agar biz jismni magnitlasak, u holda jism atomlarining magnit momentlari asosan magnitlantirish yo'nalishi bo'yicha joylashadi. Shu sababli jism atomlari o'z mexanik momenti yo'nalishini magnitlantirish yo'nalishi bo'yicha o'zgartiradi. (10) munosabatni ikkala tomonini jismning hamma atomlari bo'yicha yig'sak, jism magnit momenti

$$P = \sum_k \mu_{jk} \quad (27)$$

va atomlarning natijaviy mexanik momenti

$$Q = \sum_k j_k \quad (28)$$

dan iborat makroskopik kattaliklar o'rtasidagi munosabat

$$p = -qQ \quad (29)$$

ga kelamiz. Jismning magnitlanishi o'zgartirilsa, atomlarning natijaviy mexanik momenti o'zgaradi. Agar jismni yaxlit holda yopiq sistema deb qarasak, uning mexanik momenti atomlar natijaviy mexanik momenti bilan jismning yaxlit tarzdagi mexanik momentining yig'indisidan iborat bo'ladi.

Yopiq sistemaning to'la mexanik momentining saqlanish qonuniga asosan atomlar natijaviy mexanik momenti o'zgarishi jismning yaxlit tarzdagi mexanik momentining ham teskari qiymatga o'zgarishini vujudga keltiradi. Demak, jismning magnitlanishi o'zgarsa, jism yaxlit holda ma'lum harakat miqdori momenti  $Qj$  ga ega bo'ladi.

**Nazorat savollari:**

1. LS- va jj- bog'lanishning mohiyati nimadan iborat?
2. Relyativistik va spin effektlarini hisobga oladigan to'liq tenglama kim tomonidan taklif qilingan?
3. Magnitomexanik effektlar deb nimaga aytiladi?
4. Nozik struktura doimiysini hisoblovchi formula qanday ifodalanadi?
5. Aynish darajasi nima?

### 3. *Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:*

1. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini. Larmor teoremasiga doir masalalar yechish.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **20-mavzu: Aynan o'xshash zarralar**

### **Asosiy savollar:**

1. Bozonlar va fermionlar.
2. Pauli prinsipi.
3. Fermi va boze zarralar sistemalari.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** zarra, „mutlaqo aynan“, simmetrik, antisimmetrik, bozonlar, fermionlar, spin, Shredinger tenglamasi, davriy sistema, elektron konfiguratsiya, qobiq, moment, xususiy magnit moment, harakat miqdori momenti, momentlarni qo'shish qoidasi, kvant sonlar, spin-orbital o'zaro ta'sir, LS-bog'lanish, jj-bog'lanish. Nozik struktura, Dirak formulasi, spin-orbital o'zaro ta'sir, aynish, sath, tuzatma, magnitomexanik effektlar, g'alayon, o'tish

**Darsning maqsadi:** Talabalarga mexanik va magnit momenti, Bor magnetoni, Shtern-Gerlax tajribasi haqida umumiy tushuncha berish.

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Bozonlar va fermionlarni biladi.

2. Pauli prinsipi izohlay oladi.

3. Fermi va boze zarralar sistemalarifarqlay oladi.

Kvant mexanikasida bir xil xossalarga ega bo'lgan zarralar, ya'ni zaryad, massa ( $\mu$ ) va spini ( $s$ ) bir xil bo'lsa, "zarralar mutlaqo aynan" deyiladi. Kvant mexanikasidagi aynanlik prinsipi Geyzenberg noaniqlik prinsipining natijasidir. Klassik mexanikada har bir zarrani nomerlab chiqish mumkin. Kvant mexanikasida bunday qilish mumkin emas. Idish o'rtasiga to'siq qo'yib klassik zarralarni o'rganish mumkin, kvant mexanikasida esa tunnel hodisasi mavjudligi tufayli zarralarni bir-biridan to'siq bilan ajratish mumkin emas.

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

$$H'(q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_k, \dots, q_n) = H'(q_1, q_2, \dots, q_k, \dots, q_i, \dots, q_n)$$

-  $k$  va  $i$  zarralar uchun o'rin almashtirish operatori.

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

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

Gamilton funksiyasi zarralar o'rnini almashtirilishi tufayli o'zgarmaganligi sababli  $\Psi'$  masalaning  $\Psi$  yechimi bo'ladi, ya'ni  $\Psi'$  va  $\Psi$  juda kichik miqdorga farq qilishi mumkin. Zarrachalar o'zni almashganda yangi holat vujudga kelmaydi. Aynanlik prinsipi: bir xil zarralar to'plamida zarralar o'zni almashishi tufayli o'zgarmaydigan sistema holatigina qayd etiladi.

$$P'_k P'_{ki} \psi = \psi = \lambda^2 \psi; \lambda = \pm 1.$$

Zarralar o'rnini almashtirish hech qanday o'zgarish bermaydi, yoki faqatgina funksiyaning ishorasi o'zgaradi. Agar o'rin almashtirish tufayli zarra funksiyasi o'zgarmasa bunday funksiya "simmetrik" deyiladi, agar ishora o'zgarsa funksiya "antisimmetrik" deyiladi. Shredingerning vaqtiy tenglamasini yechish bilan simmetrik va antisimmetriklik holati o'zgarmasligini isbotlash mumkin. Agar qandaydir zarralar sistemasi antisimmetrik to'lqin funksiya bilan ifodalansa, bunday zarralar doimo antisimmetrik funksiyalar bilan ifodalanishi isbot qilingan. Tekshirishlar ko'rsatadiki, antisimmetrik funksiyalar bilan yarim butun spinli zarralar ifodalanadi.

$$s_z = \frac{1}{2}(2n+1), n = 0, 1, 2, \dots$$

Bunday zarralar Fermi zarralar deyiladi ( $e, n, p, \mu$ ). Fermi zarralar uchun Fermi-Dirak taqsimoti o'rinli:

$$n_{F,D} = \frac{n_0}{\exp(\frac{h\omega}{kT+1})}$$

Ko'pchilik elementar va murakkab zarralar toq sonli Fermi zarralardan tashkil topgan bo'lsalar, Fermi zarralari (fermionlar) hisoblanadi, ular uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lib, ya'ni bitta kvant holatda faqat bitta zarra bo'lishi mumkin yoki zarra mutlaqo bo'lmasligi mumkin. Spini butun son qadar bo'lgan zarralar,  $s_z = n\hbar$ , Boze-zarralar (bozonlar) deyiladi. Ular simmetrik to'lqin funksiyalar bilan ifodalanadi: fotonlar,  $\pi$ -mezonlar,  $k$ -mezonlar. Bozonlar Boze-Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi:

$$n_{B,E} = \frac{n_0}{\exp(\frac{h\omega}{kT-1})}$$

Soddalik uchun 2tur-aynan zarralardan tashkil topgan sistemani ko`ramiz. Bunday sistemaning to`lqin funksiyasi bir zarralik to`lqin funksiyalarda tashkil topgan bo`lib, ularning kombinatsiyalari ko`paytmasidan iboratdir.

Ikkala zarra bir xil ehtimollikka ega :  $\psi_{p_1}(\xi_1); p_1 : n, l, m, m_z$

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

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

$$\psi_n(\xi_2 \cdot \xi_1) = -\psi_n(\xi_1 \cdot \xi_2)$$

$$\psi_z(\xi_1 \cdot \xi_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{p_1}(\xi_1) \psi_{p_2}(\xi_2) - \psi_{p_1}(\xi_2) \psi_{p_2}(\xi_1))$$

$$\psi_z(\xi_2 \cdot \xi_1) = -\psi_z(\xi_1 \cdot \xi_2)$$

$$\psi_z(\xi_1 \cdot \xi_2) = \frac{1}{2} (\psi_{p_1}(\xi_1) \psi_{p_2}(\xi_2) - \psi_{p_2}(\xi_1) \psi_{p_1}(\xi_2))$$

Yuqorida aytilganlardan ko`rinadiki, agar bo`lsa, nol bo`la olmaydi, ya`ni Boze-zarra bitta sathda xohlagan miqdorda bo`lishi mumkin. Bunday zarralar Pauli prinsipiga bo`ysunmaydi. Aynan kvant zarralarning simmetrik xossalari o`zaro almashish munosabatiga olib keladi. **He** atomidagi sistemani ko`ramiz. **He** atomida elektron spinining holatlari, elektronlar Fermi zarralardir va ularni antisimmetrik funksiyalar yordamida ifodalash mumkin. Shredinger tenglamasini yechib:  $H'\omega = E\phi$  turli sathlar sistemasini hosil qilamiz, turli sathlar funksiyasi (  $\phi$  ) simmetrik bo`lishi ham mumkin, antisimmetrik ham bo`lishi mumkin (  $l$  -ga bog`liq ravishda).

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

Pauli prinsipi 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  $n, l, m, m_s$  to`rtala kvant sonlari bir xil bo`lgan bittadan ortiq elektronni bo`lishi mumkin emas degan xulosaga keldi. Bu fizikada Paulining taqiqlash prinsipi deb yuritiladi. Pauli prinsipiga 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`lqin funksiya bilan ifodalanuvchi fermionlar juftini uchratish mumkin. Bundan, agar to`rtala kvant sonlaridan hech bo`lmaganda bittasi bilan, masalan, spin kvant sonlari bilan farq qilsa, bir holatda ikkita elektron bo`lishi mumkin degan xulosa kelib chiqadi.

Paulining taqiqlash prinsipi shunday kuchli prinsipki, u hatto fizik sistemani o`z-o`zidan eng kichik energiyali holatni olishga intilishidan ham ustun keladi. Lekin bozonlar uchun Pauli prinsipi bajarilmaydi. Ayni bir holatda bir xil bozonlardan istagancha sondagisi bo`lishi mumkin. Atomdagi elektronlarning energetik sathlar (holatlar) bo`yicha taqsimlanishi ham Pauli prinsipiga amal qiladi.

Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga tadbiq qilib, quyidagicha ta`riflash mumkin. Atomda  $n, l, m, s$  kvant sonlar to`plami bilan ifodalanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektronning 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 hisoblaylik. 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  $2l + 1$  ruxsat etilgan qiymati bor. Demak,  $n$  va  $s$  larning aynan to'plami  $(2l + 1)$  sathdan iborat. 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)

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2 \frac{1 - [2(n-1)+1]n}{2} = 2n^2$$

$$\psi(r_1, r_2, s_{z_1}, s_{z_2}) = \varphi(r_1 \cdot r_2) \chi(s_{z_1} \cdot s_{z_2})$$

$$\psi_a = \left\{ \begin{matrix} \varphi_a \chi_z \\ \varphi_z \chi_a \end{matrix} \right\}$$

bo'ladi.

### **Nazorat savollari:**

1. Aynan o'xshash zarralar deb nimaga aytiladi?
2. Pauli prinsipini tushuntiring.
3. Kvant sonlari haqida ma'lumot bering.
4. Fermi va boze zarralar sistemalari.

### **Mustaqil ish topshiriqlari.**

1. Bozonlar va fermionlar hamda ularning sistemalarini o'rganish.
2. Pauli prinsipiga doir masalalar yechish.
3. Taqdimot slaydlari.

### **Mavzuga oid adabiyotlar:**

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **21-mavzu: Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy prinsipi**

### **Asosiy savollar:**

**1. Atomda hajmiy zaryadning va elektrostatik potensialining taqsimoti haqida tasavvur.**

**Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** Atom, to'lqin formulasi, simmetrik funksiya, spin, Pauli prinsipi, orbita, element, triplet, paramagnit, kvant sonlari, murakkab atomlar, atomning uyg'otilgan holati, energetik sath, orbital kvant soni, manit



kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. ostsillyatsion harakat qilish, tanlash qoidasi.

**1- savol bo'yicha dars maqsadi:** Talabalarga atom spektr chiziqlarining tabiati, tanlash qoidasi va termlarning multipletligi haqida umumiy tushuncha beriladi.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Atom spektr chiziqlarining tabiati aytib bera oladi.

2. Tanlash qoidasi. formulasini yoza oladi

3. Termlarning multipletligi biladi.

**1- savol bayoni :Atom spektr chiziqlarining tabiati.** Asosiy holatdagi atomda elektronlar eng past energetik sathni egallagan bo'ladi. Atomning uyg'otilgan holatida esa bitta yoki bir nechta elektron nisbatan yuqori energetik sathlarda bo'ladi va shuning uchun past sathlar elektronlarga to'ldirilmagan bo'ladi. Elektronlarning pastki sathga o'tishi nurlanish chiqarish bilan yuz beradi. Energiya kvantlarining chiqarilishi uchun atom yadrosi atrofidagi elektron ma'lum ostsillyatsion harakat qilishi, ya'ni yuqoridan pastki sathga o'tishi kerak.

Energetik sathdagi elektronning vaqtga bog'liq to'lqin funktsiyasi

$$\psi_n = \psi_n e^{-\frac{1}{\hbar} E_n t} \quad (1)$$

Elektronning yadrogacha bo'lgan o'rtacha masofasi . Agar biz

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* x \psi dx \quad (2)$$

hosil bo'ladi. Boshlang'ich vaqtda asosiy holatdagi atomlarga, biror tashqi kuch ta'sirida uyg'otilsa, u holda elektronning bu ikki holatda bo'lishi n va m ga bog'liq bo'ladi,

$$\psi = a_n \psi_n + a_m \psi_m \quad (3)$$

ko'rinishdagi yig'indidan iborat bo'ladi. Elektronning atomda mavjud bo'lish ehtimoli birga teng.

$$\int |\psi|^2 dx = 1 \quad (4)$$

Boshlang'ich vaqtda elektron n holatda bo'lishi uchun (3) da  $a_n = 1$  va  $a_m = 0$  kelib

chiqadi.  $\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} (a_n^* \psi_n^* + a_m^* \psi_m^*) x (a_n \psi_n + a_m \psi_m) dx = \bar{x}_n |a_n|^2 + \bar{x}_m |a_m|^2 + \bar{x}_{mn}$  (5)

Elektronning nurlanish jarayonidagi yadrogacha bo'lgan o'rtacha masofaning

$$\nu = (E_m - E_n) / h \quad (6)$$

ga teng chastota bilan xarakterlanuvchi  $\cos(2\pi\nu t)$  ostsillyatsion qonun bilan o'zgarishi kelib chiqadi. Bu chastota tajribada aniqlanadi va nurlanish chastotasi deb ataladi. Elektronning spinga egaligini inobatga olgan holda 2 ta elektronli atomlarni qarab chiqamiz. Bunga geliy atomi va  $Li^+(Z=3)$ ,  $Be^{++}(Z=4)$  kabi ionlar kiradi. Geliy atomi spektri ishqoriy metallar spektriga o'xshash bo'ladi, lekin har bir seriya ikkilangan bo'ladi. Birinchi spektrda chiziqlar singlet bo'lsa, ikkinchisida har bir chiziq Z ga ajralgan triplet bo'ladi. Geliy atomi spektrlardagi bunday o'ziga xoslik dastlab geliy 2 xil element aralashmasidan iborat bo'lsa kerak degan noto'g'ri fikrga olib keldi. Pauli prinsipiga ko'ra bir xil  $n, l, m_l, m_s$  kvant soni 2 ta elektron bo'lmasligidan shu holatni qarab chiqamiz. To'lqin formulasini faqat koordinitalardan va spindan bog'liq formulalar ko'paytmasi ko'rinishida yozishimiz mumkin.  $\psi(1, 2, \dots, n, s_1, s_2, \dots, s_n) = \psi(q_1, q_2, \dots, q_n) N(s_1, s_2, \dots, s_n)$ .

U holda 2 ta elektrondan iborat sistema spinlari quyidagicha bo'lishi mumkin  $\uparrow\uparrow$ ,  $\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$  yoki ularga mos funksiyalar mos ravishda

$$\chi^+(1)\chi^+(2), \chi^+(1)\chi^-(2), \chi^-(1)\chi^+(2), \chi^-(1)\chi^-(2)$$

bo'ladi. Bu funksiyalardan 4 ta kombinatsiya tuzish mumkin (3 ta simmetrik S va 1 ta antisimmetrik

$$\chi_s^{(1)} = \chi^+(1)\chi^+(2)$$

$$\chi_s^{(2)} = \chi^+(1)\chi^-(2) + \chi^-(1)\chi^+(2)$$

$$\chi_s^{(3)} = \chi^-(1)\chi^-(2)$$

$$\chi_A = \chi^+(1)\chi^-(2) - \chi^-(1)\chi^+(2)$$

Koordinataga bog'liq funksiya esa  $\psi = \psi_s + \psi_A$  ga ko'ra

$$\psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_A(2) + \psi_l(2)\psi_k(1)]$$

ko'rinishida yozilishi mumkin. Endi

$$\psi_A = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_k(2) - \psi_l(2)\psi_k(1)]$$

$$\psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_k(2) + \psi_l(2)\psi_k(1)]$$

koordinata va spin funksiyalarining o'zaro kombinatsiyasini olsak 8 ta had paydo bo'ladi. Bulardan 4tasi simmetrik to'lqin funksiyasini, 4 tasi esa antisimmetrik to'lqin funksiyasini beradi. Simmetrik funksiyalarga mos keluvchi holatlar Pauli prinsipiga asosan mavjud emas. Qolgan 4 ta antisimmetrik to'lqin funksiyalarga mos keluvchi holatlarni ko'rib chiqamiz.

$$1. \psi_s \chi_A = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_A(2) + \psi_l(2)\psi_k(1)] \chi^+(1)\chi^-(2) - \chi^-(1)\chi^+(2)$$

$$2. \psi_A \chi_s^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_k(2) + \psi_l(2)\psi_k(1)] \chi^+(1)\chi^+(2)$$

$$3. \psi_A \chi_s^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_k(2) + \psi_l(2)\psi_k(1)] \chi^+(1)\chi^-(2) + \chi^-(1)\chi^+(2)$$

$$4. \psi_A \chi_s^{(3)} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_l(1)\psi_k(2) + \psi_l(2)\psi_k(1)] \chi^-(1)\chi^-(2)$$

Agar 2 — 4 — holatlarga e'tibor bersak, ikkinchi — tenglama  $m_{sz}^{(1)} + m_{sz}^{(2)} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = -1$  ya'ni

spinlar  $\uparrow\uparrow$ . Bu esa bir tomonga yo'nalgan holatga mos keladi, to'rtinchi tenglama ga, 3 — tenglama esa spin proyeksiyasi 0 bo'lgan holga mos keladi. Demak 2, 3, 4 — tenglamalar to'la spin kvant soni  $s=1$  holatga mos keladi va uning proyeksiyalari +1, 0, -1 bo'ladi va bu singlet holatdir, endi bu holatlarni qarasak. Ikkala elektron ham 1S holatda bo'lsin.  $n=1, l=0$  va  $m_l=0$  da atom s — holatda, ya'ni singlet holatda bo'ladi. Bunda triplet holat mavjud bo'lmaydi, chunki  $i=k$  da 2,3 va 4 — tenglamalar 0 bo'ladi. Bu singlet holat —  $1s \ 1s^2 \ s_a$  deb belgilanadi. Geliy atomi bunday normal holatda diomagnit bo'ladi, shu sababli Zeeman effekti kuzatilmaydi. Endi elektronlarning biri 1S holatda ikkinchisi 2S holatda bo'lsin. Bunda bosh kvant son  $n$  — turlicha,  $l = m_l = 0$ ,  $i = k$  dan 4-7 — tenglamalar 0 dan farqli va singlet ( $1S \ 2S \ ^1S_0$ ) hamda triplet ( $1S \ 2S \ 3S_1$ ) holatlar mavjud bo'ladi.  $3S_1$  — triplet holatda atom paramagnetik va Zeeman

parchalanishi sodir bo‘ladi. Elektronlar 1S 2P holatlarda bo‘lganda ham  $i = k$  va 4-7 — tenglamalar 0 dan farqli. Bunda  $l=1$  va atom P —holatda bo‘ladi. 4 —tenglama singlet ( $^1P_6$ )  $^3l_0, ^3P_1, l_2$  5 — 7— tenglamalar esa triplet  $2P, 3 P, P$  holatga mos keladi. Shu kabi elektronlarning 1S 3P, 1S 3d...kombinatsiyalariga ham singlet va triplet holatlar mos keladi. Spini parallel holatlarga o‘rta holatlar, antiparallel holatlarga esa para holatlar deyiladi. Shunga mos geliy ortogeliy va parageliylarga ajraladi. Demak tabiatda geliyning elektronlar spini yo‘nalishi bilan borliq 2 xil holati mavjud ekan. Endi Mendeyelev davriy sistemasi to‘ldirish nazariyasiga kelsak, bunda ayrim prinsiplarga qarab ish ko‘riladi. Birinchi prinsip: kvant sonlari. Tashqi maydon bo‘lmaganda bir xil  $n, -l, -j$  kvant sonli va turli  $m_j$  holatlar mos tushadi. Tashqi maydon bo‘lganda  $j$  — kvant sonli holat  $2j+1$  ta energiyali sathga ajraladi.

**Tanlash qoidasi.** Holat funktsiyalarining cheklilik xossasiga ko‘ra integral chekli yoki nolga teng bo‘lishi kerak. Integral nolga aylanuvchi o‘tishlarni taqiqlangan o‘tishlari deb ataladi. Spinlarni hisobga olmasak, sistemaning boshlang‘ich va oxirgi holatlari uchta kvant soni:  $n, l, m_l$  bilan aniqlanadi.

Elektromagnit nurlanishlar vujudga kelishi uchun atom holatining nurlanishgacha  $n', l', m'$  va nurlanishdan keyin  $n, l, m_l$  kvant xarakteristikalarini tanlash qoidalari deb ataluvchi qoidalarga bo‘ysinishi kerak. Vodorod atomining dipol o‘tishini xarakterlovchi integral

$$\int \psi_{nlm_l}^* u \psi_{n'l'm'} = 0 \quad (7)$$

ni  $u = x, u = y, u = z$  bo‘lgan hollarda kvant sonlarining kamida bittasi farq qiladigan har xil juft holatlar uchun hisoblash mumkin. Agar biz (7) integrallashni bajarsak, u noldan farqli bo‘lishi uchun  $\Delta l = 0, \pm 1$

$$\Delta l = \pm 1 \quad (8)$$

$$\Delta m_l = 0, \pm 1$$

shartlarga kelamiz. Bosh kvant sonining o‘zgarishi ixtiyoriy ko‘rinishda bo‘lishi mumkin. (8) shart taqiqlanmagan kvant o‘tishlar uchun tanlash qoidalari deb ataladi. Vodorod atomi nurlanishining magnit kvant soni uchun tanlash qoidasi umumiy holda (8) shartdan iborat bo‘ladi.

**Termlarning multipletligi.** Optikaviy elektronning spin magnit momenti bilan uning orbital harakati vujudga keltirgan magnit maydonning o‘zaro ta’siri atom termlarining dublet tuzilishini vujudga keltiradi. Dublet tuzilishi elektron spinining orbital momentiga nisbatan mumkin bo‘lgan yo‘nalishlari sonini ikkiga tengligidan kelib chiqadi. Termni ajratuvchi ushbu spin-orbital o‘zaro ta’sir spin va orbital momentning o‘zaro yo‘nalishlari soni-multipletlikka bog‘liq. Ikki valent elektronli atom uchun termlarning ikki to‘plami:

singlet:  $S = 0, J = L$ .

triplet:  $S = 1, J = L+1, L, L-1$ . ga ega bo‘lamiz. To‘la orbital momentning har xil qiymatlari bilan xarakatlanuvchi holatlar termi latin alfavitining bosh harflari orqali quyidagicha tartibda belgilanadi.  $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$

$S, P, D, F, G, H, \dots$  Term belgilarining o‘ng tomonida pastda ichki kvant soni  $J$  ko‘rsatiladi. Masalan,  $^3S_1, ^2P_{1/2}, ^4D_{7/2}$  termlarning to‘la orbital momenti, mos ravishda,  $L=0, 1, 2$  ga, to‘la spini  $S = 1; 1/2; 3/2$  ga,  $J$  esa  $J = 1; 1/2; 7/2$  ga tengligini hosil bo‘lishini ko‘rsatadi.

32-rasm, 33-rasmda termlarning multipletligi tasvirlangan. Har birining orbital harakat miqdori momenti  $l_1$  va  $l_2$  ga teng bo'lgan ikkita zarradan iborat yopiq sistemani, ya'ni holati o'zaro bir-biriga bog'liq bo'lmagan  $l_1$  va  $l_2$  momentlar bilan xarakterlanuvchi sistemani ko'raylik. Mazkur sistemaning to'la, jamlangan harakat miqdori momenti  $L$  uchun mumkin bo'lgan qiymatlarni aniqlaymiz. Harakat miqdori vektor kattalikdir va ular vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan qo'shiladi. Kvant mexanikasida momentlarning vektor xarakteri saqlanadi, Lekin qo'shish qoidasini keltirib chiqarish uchun moment  $L$  ni ham, proektsiyasi  $L_z$  ni ham ma'lum qoida bo'yicha kvantlanadi deb tushunmoq kerak:

$$|L|^2 = \hbar^2 L(L+1), \quad L_z = \hbar m_l, \quad (1)$$

Bu yerda  $L$ -sistemaning orbital kvant soni, umumiy holda  $0, 1, 2, \dots$  butun musbat qiymatlar qabul qiladi.  $m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$  moment  $L$  ning  $z$  o'qiga proektsiyasini tasdiqlovchi manit kvant soni. Sistemaning orbital  $L$  va magnit  $m_L$  kvant sonlari bilan uni tashkil qilgan zarralar orbital  $l_1, l_2$  va magnit  $m_{l1}, m_{l2}$  kvant sonlari o'rtasidagi bog'lanishni aniqlaylik. 1-rasmda tasdiqlangandek harakat miqdori momentlarini  $z$  o'qqa proektsiyasini ko'rsatamiz. Vektorlarning odatdagi qo'shish qoidasiga binoan moment proektsiyasi uchun qo'shish qoidasini oson keltirib chiqaramiz ya'ni  $\hbar m_L$  kattalik  $\hbar m_{l1}$  va  $\hbar m_{l2}$  lar yig'indisiga teng.

$$m_L = m_{l1} + m_{l2} = l_1 + l_2. \quad (3)$$

U holda o'zgarish sohasi bo'yicha aniqlangan  $L$  kvant soni uchun  $m_L$  ning qabul qiladigan qiymatlari umumiy soni  $\sum_{l_1-l_2}^{l_1+l_2} (2L+1) = (2l_1+1)(2l_2+1)$ .  $(4)$

Agar zarralar o'zaro ta'sirda bo'lmasa, sistemaning natijaviy momentining har bir qiymatiga mos energetik sathlari  $E = E_{l_1} + E_{l_2}$ .  $(5)$

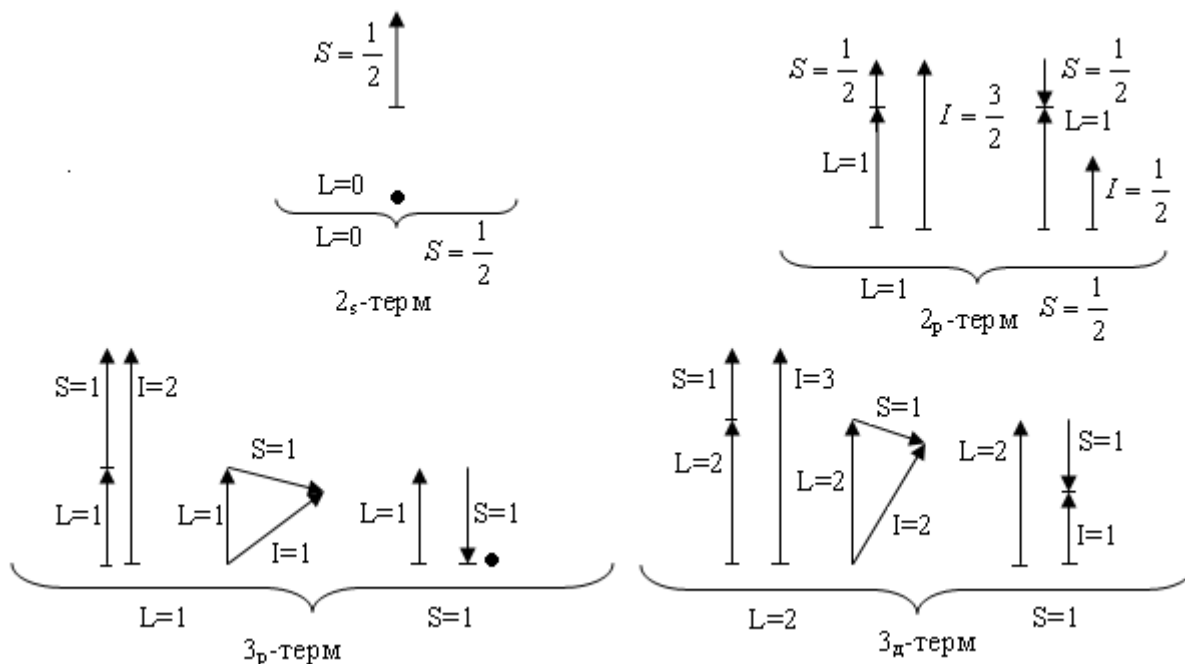
ga teng bo'ladi. Agar  $l_1 > l_2$  bo'lsa,  $(2l_2+1)$  ta,  $l_1 < l_2$  bo'lsa,  $(2l_1+1)$  ta sathlarga ajratishi yuz beradi. Bu yangi sathlarning aynish darajasi  $(g)m_L$  ning qiymatlari soniga teng

$$L = l_1 + l_2; g = 2(l_1 + l_2) + 1$$

bo'ladi.  $= l_1 + l_2 - 1; g = 2(l_1 + l_2 - 1) + 1$

$$L = l_1 - l_2; g = 2(l_1 - l_2) + 1$$

Agar sistema ikkidan ortiq zarralardan tashkil topgan bo'lsa, zarralar orbital harakat miqdori momenti vektorining yig'indisidan iborat natijaviy moment vektori  $L = l_1 + l_2 + l_3 + \dots$  ni aniqlovchi orbital kvant soni  $L$  zarralar momentlarining jufti uchun  $|l_1 - l_2| \leq L \leq l_1 + l_2$  qoidani ketma-ket qo'llash yo'li bilan topiladi.



33-rasm.

### Nazorat savollari:

1. Atomning nozik strukturasi nima?
2. Atom spektr chiziqlarining tabiati qanday tushuntiriladi?
3. Termlarning multiplietligi qanday tushuntiriladi?

### Mavzuga oid adabiyotlar:

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlof, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### 20-mavzu: Pauli prinsipi

#### Asosiy savollar:

1. Atomda hajmiy zaryadning va elektrostatik potensialining taqsimoti haqida tasavvur.
- Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:** Pauli prinsipi, orbita, element, triplet, paramagnit, kvant sonlari, murakkab atomlar, atomning uyg'otilgan holati, energetik

sath, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. ostsillyatsion harakat qilish, tanlash qoidasi.

**1-savolning maqsadi:** Talabalarga Pauli printsipi, murakkab atomlarning elektron qobig'i va Mendelev davriy sistemasi haqida umumiy tushuncha beriladi.

**Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Pauli printsipini aytib bera oladi.
2. Murakkab atomlarning elektron qobig'ini yoza oladi
3. Mendelev davriy sistemasi biladi.

**1- savol bayoni :** Pauli printsipi.

Atom yadro zaryadi  $z$  ning oshishi bilan elektronlar atomda ketma-ket yuqori energetik sathlarni to'ldiradi. 1925 yilda Venalik olim Volfgang Pauli kashf qilgan printsinga binoan, atomning har qanday statsionar kvant holatida faqat bittagina elektron joylashishi mumkin. Pauli printsipining matematik ma'nosini ko'raylik. Bosh kvant soni  $n$  ning berilgan qiymatda  $2n^2$  elektron bilan to'ldirilgan yopiq qobiqning  $2n^2$  elektronlarning to'la momenti nolga teng. Tashqi maydon kuchli bo'lganda  $l$  va  $S$  orasidagi bog'lanish uziladi va holat  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  va  $m_s$  kvant sonlari bilan xarakterlanadi. Ikkinchi prinsip — Pauli prinsipi. Atomda bir xil kvant sonlariga ega bo'lgan 1 ta elektron mavjud bo'lishi mumkin. Bir xil  $n$  va  $l$  ga ega bo'lgan elektronlar soni  $2(2l+1)$  ga teng.  $S$  — elektronlar 2 ta,  $P$  — elektronlar 6 ta,  $d$  — elektronlar 10 ta. Bir xil  $n$  kvant songa ega bo'lgan elektronlar soni  $2n^2$  teng bo'ladi. Bir xil  $n$  va  $l$  kvant sonli elektronlar qobiqni

n	l=0	l=1	l=2	l=3	l=4	
	S	P	d	f	D	
1	2					
2	2	6				
3	2	6	10			
4	2	6	10	14		
5	2	6	10	14	18	

hosil qiladi. Qobiqlar quyidagicha nomlanadi.

N	1	2	3	4	5
Qobiq	K	L	M	N	O

Elektronlar soni  $2n^2$  ga yetgach, ya'ngi qobiq boshlanadi. Lekin 1 ta qoboqda 4 ta kvant soni bir xil elektron bo'lmaydi. Pauli prinsipi 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 ta'qiqlash prinsipi deb yuritiladi. Pauli prinsipiga 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'lqin 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, bir holatda ikkita elektron bo'lishi mumkin degan xulosa kelib chiqadi.

Paulining ta'qiqlash prinsipi shunday kuchli prinsipki, u xatto fizik sistemani o'z-o'zidan eng kichik energiyali xolatni olishga intilishidan ham ustun keladi. Lekin bozonlar uchun Pauli prinsipi bajarilmaydi. Ayni bir holatda bir xil bozonlardan istagancha sonidagisi bo'lishi mumkin. Atomdagi elektronlarning energetik sathlar (holatlar) bo'yicha taqsimlanishi ham Pauli prinsipiga amal qiladi. Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga tadbiiq qilib, quyidagicha ta'riflash mumkin. Atomda  $n$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $s$  kvant sonlar to'plami bilan ifodalanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektronni 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 hisoblaylik. 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  $2l + 1$  ruxsat etilgan qiymati bor. Demak,  $n$  va  $s$  larning aynan to'plami  $(2l + 1)$  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) bo'ladi.

Sathlar soni ham elektronlar soniga teng bo'ladi. 1-jadvalda  $n=1$ ;  $n=2$  va  $n=3$  bo'lgan energetik sathlar tasvirlangan.  $N=1$  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.

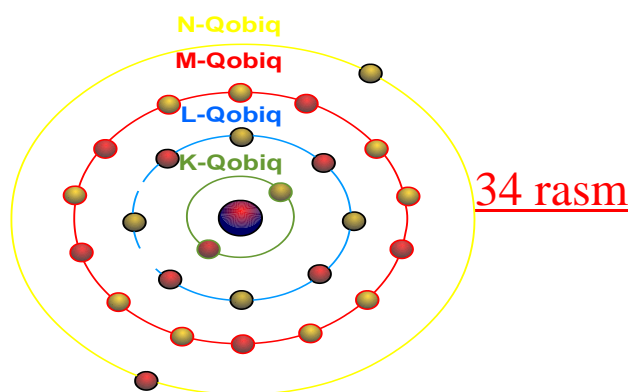
Ko'p elektronli atomlarda ayni bir bosh kvant soni  $n$  ga to'g'ri kelgan elektronlar to'plami electron qobiqni hosil qiladi. Har bir qobiq  $l$  kant soniga mos holda qobiqchalarga bo'linadi. Ma'lumki, orbital kvant soni  $l$ , 0 dan  $n - 1$  gacha bo'lgan qiymatni qabul qilgani uchun qobiqdagi qobiqchalarni soni  $n$  tartibida bo'ladi. qobiqlarni belgilanishi va elektronlarni qobiq va qobiqchalarda taqsimlanishi 3-jadvalda ko'rsatilgan.

**Murakkab atomlarning elektron qobig'i.** Birdan ortiq elektronlarga ega atomlarning elektron tuzilishi ikkita asosiy qoidaga bo'ysunadi: 1) elektronlarning berilgan umumiy sonida atomda energiyaning minimum holati amalga oshadi; 2) har bir kvant holatida faqat bittagina elektron bo'lishi mumkin. Elektron qobig'lar katta harflar bilan quyidagicha belgilanadi  $K, L, M, N, O, \dots$

Har bir elektron qobig'dagi berilgan  $l$  bilan xarakterlanuvchi elektronlar qobiqchalarni tashkil qiladi. Bu qobiqchalar bosh kvant soni ning qiymatini ko'rsatuvchi raqam va undan keyin yoziluvchi orbital kvant sonining kichik harfi belgisi orqali belgilanadi. Masalan,  $4d$  belgi  $n=4$  va  $l=2$  holatda ikkita elektron borligini ko'rsatadi. Atomdagi elektronlarning har xil  $n$  va  $l$  holatlari bo'yicha joylashishi elektron konfiguratsiyasi deb ataladi. Masalan,  $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^1$  belgi  $1s^2(n=1, l=0); 2p^6(n=2, l=1)$  sathchalarda

mos ravishda: ikkitadan to'rtta elektron va oltita elektron,  $3s^1(n=3, l=0)$  sathchada esa bitta elektron borligini bildiradi.  $N$  va  $l$  ning berilgan qiymati bilan xarakterlanuvchi sath uchun orbital momenti proektsiyalari  $m_l, m_s$  bo'yicha aynish mavjud. Bu aynish darajasi berilgan  $l$  da  $m_l$  ning qabul qiladigan qiymatlar soni  $(2l+1)$  ni  $m_s$  ning

qiymatlari sonini 2 ga ( $m_s = \pm 1/2$ ) ko'paytirish bilan aniqlanadi,  $2(2l+1)$ . to'ldirib boradi; 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 4d, 4p...



**Temir atomida elektronlarning qobiqlar bo'yicha taxsimoti K,L,M,N – qobiqlarning tartib bo'yicha joylashishi.** Elektron qobiqda harakat qilganida, u mikrotok hosil qiladi. Mikrotok atrofida magnit maydon hosil bo'ladi. Elektronning harakat tekisligi tartibga ega. Bu qiymatlar atom yadrosi va elektron orasidagi bog'lanish energiyasini bildiradi. «-» ishoraga e'tibor berilmaydi. Keltirilgan 18, 19- rasmlarga e'tibor berilsa, elektron bir energetik sathdan ikkinchisiga o'tganda, uning energiyasi sakrab o'zgaradi. Shu sababdan atom energiyasi kvantlangan deyiladi. Atomda elektron doimiy turadigan holatni «ruxsat» etilgan holat deb yuritiladi. Qulay bo'lishi uchun ruxsat etilgan holatlar raqamlar bilan belgilanadi. Bular yuqorida keltirilgan “n”-ga mos keladi. Bu sonlar kimyoviy elementlarning tartib raqamini belgilaydi. Elektron massasi proton yoki neytron massasidan 1800 marta kichik, shuning uchun atomning hamma massasi yadroga to'plangan. Turli elektronlar (34-rasmda har bir orbitadagi elektronlar) yadro bilan har xil darajada bog'langan. Elektronlarni ba'zi-birlarini temir atomi oson yo'qotishi mumkin (34-rasmda tashqi orbitadagi elektron), bunda atom musbat ionga aylanadi. Atom fizikasida “n”- bosh kvant soni deb ataladi. Rezerford va Borning atom modellarida elektronlar tekislikda harakat qiladi deb qabul qilingan. Lekin keyinchalik tajribalarda vodorod atomining qobig'i sferik shaklga ega bo'lishi isbot qilindi. Elektronning harakat tekisligi uzluksiz o'zgarib, elektron yadro atrofida harakat qilganda o'ziga xos qobiq hosil qiladi. Shu sababdan elektron yadro atrofida aylanmasdan, qaysidir qobiq qatlamida joylashgan deyiladi. Qobiqlar K, L, M, N, O, P va h.k. harflar bilan belgilanadi. Yadroga eng yaqin qobiq K-harfi bilan belgilanib, u qobiqda joylashgan elektronni K-elektron deb ataladi. Shunday qilib K, L, M, N, O, P ... qobiqlari 1, 2, 3, 4, ... bosh kvant sonlarga mos keladi. Bir xil energiyaga ega bo'lgan elektron aylanma va elliptik orbitalar bo'ylab harakatlanadi.

Bunda ellipsning cho'ziqlik darajasi elektronning harakat miqdori momenti kattaligiga bog'liq bo'ladi. U orbital kvant soni “l” bilan aniqlanadi, bu son (berilgan “n”- kvant sonidagi) 0, 1, 2, ..., n-1 qiymatlarni qabul qiladi.  $l=0$  bo'lgan orbital kvant sonli elektronlar s-elektronlar,  $l = 1$  bo'lgandagisi, p-elektronlar,  $l = 2$  bo'lgandagisi d-elektronlar,  $l = 3$  bo'lgandagisi, f – elektronlar va h.k. deb ataladi. “l” -ning qiymati ortgan sari elektron orbitasining cho'ziqligi kamaya boradi.

Ko'p elektronli atomlarda elektron qobiq bulutlarning manzarasi ancha murakkab bo'ladi. Shu munosabat bilan bulutning o'zi qaralmasdan, “n” va “l” sonlarning biror



to'plami bilan aniqlanuvchi elektronni topish mumkin bo'lgan yadrogacha masofani qarab chiqiladi. Bu masofa elektron qobiqning radiusi deyiladi va u berilgan "n" va "l" qiymatlarini qanoatlantiradi. Agar  $n = 1, l = 0$  bo'lsa u holda 1s - qobiq,  $n = 2, l = 0$  bo'lsa, 2s - qobiq,  $n = 2, l = 1$  bo'lsa, 2p qobiq haqida va h.k. qobiqlar haqida gapiriladi. Har bir elektron qobiqda qat'iy ravishda ma'lum sondagi elektronlarni joylashtirish mumkin. Masalan, s-qobiqqa 2ta, p- qobiqqa 6 ta, d-qobiqqa 10ta elektronlar joylashadi. Bu Pauli tamoyilining namoyish bo'lishidir. Elementning atom raqami ortgan sari elektronlar qobiqlarni sekin asta Atom musbat zaryadlangan yadrodan va uning atrofida joylashgan elektronlardan iborat, yadro atom hajmining juda oz qismini egallaydi.

Mendelev davriy sistemasi. Elektronlarning ta'sirini hisobga olish va Pauli printsipi elementlarning davriy sistemasini to'la tushuntiradi. kvant sonlari quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:  $n = 1, 2, 3, \dots; l = 0, 1, 2, \dots, n-1; m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l;$

$m_s = \pm 1/2$ . Bosh kvant sonining berilgan qiymatida shu to'rtta kvant sonining kamida bittasi bilan farqlanuvchi holatlarning mumkii bo'lgan to'la soni  $2n^2$  ga teng. Har bir qobiq  $2(2l+1)$  ta elektron bilan to'ldiriladi. Masalan,  $n=1$  da  $l=0$ , shuning uchun bu K-qobiqda faqat ikkita elektronga joylashishi mumkin va shuning uchun ikkita elektron joylashgan K- qobiq yopiq elektron qobiq hisoblanadi. Birinchi yopiq qobiq, K-qobiq geliy atomida uchraydi va Mendelev davriy sistemasining butun sohasi bo'yicha o'zgarmaydi.  $m_L, m_S$  qobig'chadagi  $2(2l+1)$  ta ekvivalent elektronlar holatlarini xarakterlovchi orbital va spin magnit kvant sonlari uchun mumkin bo'lgan hamma + va - qiymatlarning yig'indisiga teng

$$m_L = \sum m_l = 0 + (\pm 1) + (\pm 2) + \dots = 0;$$

$$m_S = \sum_{-1/2}^{+1/2} m_s = (-1/2) + 1/2 = 0.$$

$$m_J = m_L + m_S = \sum (m_l + m_s) = 0.$$

U holda ta'rifga ko'ra  $J_z = \hbar m_J = L_z + S_z = \hbar(m_L + m_S) = 0, \quad m_{J_{\max}} = \pm J = 0;$

$m_{L_{\max}} = \pm L = 0, \quad m_{S_{\max}} = \pm S = 0$ . Quyida inert gazlar atomining oxirgi qobiqchalari ko'rsatilgan;

Quyida inert gazlar atomining oxirgi qobiqchalari ko'rsatilgan; shuning uchun to'ldirilgan yopiq orbital qobiqcha uchun  $J = 0, L = 0, S = 0$  kabi qoidaga ega bo'lamiz.

He	Ne	Ar	Kr	Xe
$1s^2$	$2p^6$	$3p^6$	$4p^6$	$5p^6$
$^1_0S$	$^1_0S$	$^1_0S$	$^1_0S$	$^1_0S$

Ekvivalent elektronlarning muayyan qobiq bo'yicha joylashish quyidagi tartibda kvant holatlari birin-ketin to'ldirilishiga mos bo'ladi:

$$\begin{array}{l} n=1 \quad 1s^2 \\ n=2 \quad 2s \quad 2p \end{array}$$

$$\begin{array}{l} 2n^2=2 \\ 2n^2=8 \end{array}$$

### ***Nazorat savollari:***

1. Ko'p elektronli atomlarni tavsiflashning umumiy prinsipi haqida gapirib bering.
2. Pauli prinsipini tushuntirib bering.
3. Elektronlarni murakkab atomlarda holatlar bo'yicha taqsimlanishi haqida ma'lumot bering.
4. D.I.Mendeleyev elementlar davriy sistemasida elementlar qanday tartibda joylashgan?
5. Murakkab atomlarning elektron qobig'i qanday tushuntiriladi?
6. Mendeleyev davriy sistemasiga joylashgan elementlarni qanday tushuntiriladi?

### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Ko'p elektronli atomlar tizimi.
2. Ko'p elektronli atomlarda elektron sathlar tuzilishi.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **22-mavzu: Ko'p elektronli atomlar.**

### ***Asosiy savollar:***

1. Bir elektronli holat.
2. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirilish.

***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:*** Bir elektronli holat, ko'p elektronli holat, kvant sonlari, vodorod, vodorodsimon atomlar, giromagnit nisbat, kvant o'tishlar, tanlash qoidasi, energetik sath.

***1- savol bo'yicha dars maqsadi:*** Talabalarga bir elektronli holat, atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirilish haqida umumiy tushuncha beriladi.

### ***Identiv o'quv maqsadlari:***

1. Atom spektr chiziqlarining tabiati aytib bera oladi.
2. Tanlash qoidasi formulasini yoza oladi
3. Termlarning multipletligi biladi.

**1- savol bayoni:** 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 elliptiklik darajasini aniqlasa, magnit kvant soni elektron orbitasining fazodagi oriyentatsiyasini (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 momentining kvantlanishiga bog'liq bo'lmagan holda Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Qandaydir En energetik sathdagi elektronning energiyasiga impuls momentining n ta qiymati mos keladi. Impuls momenti ixtiyoriy qiymatlarini qabul qilmasdan, quyidagi

$$L = h \sqrt{l(l+1)} \quad (1)$$

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

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (2)$$

Elektronning impuls momenti ellips shaklidagi orbitaning ekssentrisitetiga, ya'ni orbitaning shakliga ta'sir qiladi. Bir xil energiyali, impuls momentlari har xil bo'lgan elektron katta o'qimi 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 l = 0 qiymatiga mos keluvchi atom holatiga s-holat, n=1 bo'lgandagi holatiga p-holat, l = 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 l m 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 proyeksiyasi

$$L_z = hm_l \quad (3)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda  $m_l$  - magnit kvant soni bo'lib, u - l dan 0 orqali +l gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarni oladi, ya'ni  $m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (l-1), +l$  bo'lib, hammasi bo'lib  $2l + 1$  qiymatni qabul qiladi. Demak, elektronning impuls momenti vektori fazoda  $2l + 1$  vaziyatlarni olib joylashishi mumkin. Vodorod atomidagi elektron energiyasining (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, (2) shartga asosan, 0 yoki 1 qiymatga ega bo'la oladi. l=0 (S-holat) bo'lganda magnit kvant soni  $m_l$ , (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 bo'ladi. Ya'ni, yadro ma'lum qalinlikdagi dumaloq elektron buluti bilan o'ralgan deyish mumkin. Elektron bulutining zich joylari elektron orbitasining birinchi Bor radiusiga ( $r_1=0,53 \cdot 10^{-10} \text{m}$ ) mos keladi. 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. 1s, 2p, 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  $l=1$  (R-holat) bo'lganda magnit kvant sonini uchta  $m=-1$ ;  $m=0$ ;  $m=1$  qiymatlariga impuls momentini uch yo'nalishi to'g'ri keladi. Bunda L vektorini qiymati

$L = \hbar\sqrt{l(l+1)} = \hbar\sqrt{2}$  bo'ladi. Agar  $l=2$  (d-holat) bo'lsa,  $m=-2$ ;  $m=-1$ ;  $m=0$ ;  $m=1$ ;  $m=2$  qiymatlariga mos holda L vektorining besh vaziyati kuzatilishi mumkin.  $l=3$  (f-holat) bo'lganda L ning ettita vaziyati mavjud bo'ladi va vo hokazo.

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

*Bir xil energiyali holatlar soniga turlanish karraligi deyiladi. Vodorod va vodorodga o'xshagan atomlarda  $n=1$  bo'lgan*

*asosiy turg'un holati turlanmagan sath hisoblanadi. 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  $l=0$  ( $m_l=0$ ) bo'lgan bir holat va  $l=1$  ( $m_l=0, \pm 1$ ) bo'lgan uch holat. Keyingi  $n=3$  va  $n=4$  bo'lgan sathlar mos holda 9 va 16 karra turlangan bo'ladi (2-jadval). Atomdagi umumiy holatlar sonini aniqlash uchun elektronning spinini hisobga olib turlanish karraligini ikkiga ko'paytirish kerak. Bunday bo'lishi Paulining ta'qiqlash prinsipidan kelib chiqishini keyingi ma'ruzada ko'rib chiqamiz.

2-jadval

	Orbital kvant soni	Magnit kvant soni	holatning belgilanishi	Turlanish karraligi (orbital impuls momenti bo'yicha)
N	1	$m_l$		
1	0	0	1s	
2	0	0	2s	1
2	1	0, $\pm 1$	2p	3 <b>4</b>
3	0	0	3s	1
3	1	0	3p	3 <b>9</b>
3	2	0, $\pm 1$	3d	5
4	0	0, $\pm 1, \pm 2$	4s	1
4	1	0, $\pm 1$	4p	3 <b>16</b>
4	2	0, $\pm 1, \pm 2$	4d	5
4	3	0, $\pm 1, \pm 2, \pm 3$	4f	7

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

$$P_m = \gamma L \quad (5)$$

Bu yerda  $\gamma$  - giromagnit nisbat deyilib,  $\gamma = e/2m$  formula bilan aniqlanishi bizga elektromagnetizm kursidan ma'lum.  $\gamma$  ning yuqoridagi ifodasini va L ning (1) formulasini (5) ga qo'ysak quyidagi ifoda hosil bo'ladi.

$$p_m = \frac{e}{2m} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \quad (6)$$

Bunda  $\mu_B$  kattalik Bor magnetoni deb ataladi. Yuqoridagi (6) ifoda mexanik momenti L ning kvantlanishidan magnit momenti  $P_m$  ni ham kvantlanishi kelib chiqishini

ko'rsatadi. Orbital magnit momentini tashqi magnit maydoni yo'nalishidagi tashkil etuvchisi

$$p_{mc} = \gamma L_z = \frac{e}{2m} \hbar m_l = \mu_B m_l$$

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

#### ***Nazorat savollari:***

1. Bor magnetoni nima?
2. Elektronni orbital mexanik momenti bilan magnit momenti orasida qanday bog'lanish bo'ladi? ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Vodorod atomi uchun Shreydinger tenglamasini yozing va uning yechimidan kelib chiqadigan

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. - 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpol'skiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### **23-mavzu: Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi.**

#### ***Asosiy savollar:***

1. Bir elektronli holat uchun kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi.
2. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirilish.

***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:*** Bir elektronli holat, ko'p elektronli holat, kvant sonlari, vodorod, vodorodsimon atomlar, giromagnit nisbat, kvant o'tishlar, tanlash qoidasi, energetik sath.

**1-savolning maqsadi:** Talabalarga kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi haqida ma'lumot beriladi.

#### ***Identiv o'quv maqsadlari:***

1. Pauli printsipini aytib bera oladi.

2. Murakkab atomlarning elektron qobig'ini yoza oladi.

3. Mendeleev davriy sistemasida elektronlar bilan to'latishni biladi.

**1- savol bayoni: Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi.** 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  $l = 1$  bo'ladigan o'tishlarga amalga oshadi. 4-rasmda vodorod atomi spektral seriyalarining kvant mexanikasi nuqtai nazaridan hosil bo'lishi tasvirlangan.

Vodorod nurlanish spektridagi Layman seriyasi  $np \rightarrow 1S$  ( $n=2,3,\dots$ ) o'tishlarga, Balmer seriyasi esa  $np \rightarrow 2S$ ,  $nS \rightarrow 2p$ ,  $nd \rightarrow 2p$  ( $n=3,4,\dots$ ) 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  $Z$  Mendeleyev 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 quyiroyq energetik sathlarga o'tolmaydi. Chunki, bunga Paulining ta'qiqlash prinsipi yo'l qo'ymadi. Masalan, Na da ( $Z=11$ )  $1S$ ,  $2S$ ,  $2P$  holatlar elektron bilan to'la bo'ladi, uning tashqi elektronining asosiy holati  $3S$  energetik sathdir. Natriy atomi qo'zg'atilganda bu elektron  $3P$ ,  $3d$ ,  $4S$ ,  $4P$ ,  $4d$  va boshqa holatlarga o'tishi mumkin. Natriyning nurlanish spektri quyidagi formulaga aniq mos tushadi.

$$\nu = R \left( \frac{1}{(n_1 - a_1)^2} - \frac{1}{(n_2 - a_1)^2} \right)$$

bu yerda  $n=3,4,\dots$ ,  $n_2=n_1+1$ ,  $n_1+2, \dots$  qiymatlarni oladi. Formuladagi  $a_1$  tuzatma  $S$  holat uchun 1,35 ga teng. Boshqa holatlarda u nolga yaqinlashadi. Tashqi elektron qobig'ida 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 qoylashishiga bog'liq. Turli elementlarning tashqi elektronlarining energiya sathlari bir nechta 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 moleklalar va kristallar hosil qilganda ularning tashqi elektron qobiqlarida murakkab o'zgarishlar yuz beradi. Shuning uchun molekulalar va kristallarning spektrlari atomlarnikidan farq qiladi, ularga keyingi (Layman seriyasi, Balmer seriyasi,

Pashen seriyasi, Breket seriyasi)ma'ruzalarda to'xtalamiz.

Kvant mexanikasi atomdagi elektronni orbitasi haqidagi tassavurni inkor etgani bilan atomning energetik sathi haqidagi klassik tassavurni 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  $\Delta t$ , uni energiyasining noaniqligi  $\Delta E$  bilan quyidagicha bog'langan:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h/2$$

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 mumkin?" degan savol tuqiladi. Atomning qo'zg'algan holatda bo'lish vaqti juda qisqa ( $10^{-8} \div 10^{-9}$  s). Atomning turli energetik sathlariga mos keluvchi xar 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. Ma'lum bir atomning

qo'zg'algan holatda qancha vaqt bo'lishini kvant mexanikasi aytib bera olmaydi. Atomning qo'zg'algan holatdan normal holatga o'tishi tasodifan sodir bo'ladi. Demak, atomni qo'zg'algan holatda bo'lish vaqtida  $\Delta t$  noaniqlik diomo bo'ladi. Shu vaqtning

noaniqligi energiyaning noaniqligi bilan bog'langan, ya'ni  $\Delta E \geq \frac{h}{10^{-8}} \approx 10^{-7} \text{ eV}.$

Agar atomning qo'zg'algan holatda o'rtacha yashash vaqti  $\Delta t = 10^{-8}$  s ekanini hisobga olsak, energiyaning noaniqligi uchun quyidagi natijani olamiz:  $\Delta E \approx 10^{-7} \text{ eV}.$   $\Delta E$  ning bu qiymati energetik sathlar farqiga nisbatan juda kichik. Atomning har bir energetik sathni (chizig'i) o'rtacha  $\Delta E \approx 10^{-7} \text{ eV}$  oraliqda tasodifiy o'zgarishi mumkin. Bu energetik sathi enliroq bo'lishga olib keladi. Atomning qo'zg'alish energiyasi ortishi bilan uni o'rtacha yashash vaqti qisqarib boradi. Natijada yuqori energetik sathlarning kengligi  $\Delta E$  ortib boradi.  $\Delta E \approx 10^{-7} \text{ eV}$  qiymat energetik sathning tabiiy kengligi hisoblanadi. Energetik sathni kengayib ketishi atom spektral chizig'ini ham ma'lum miqdorda yoyilishiga olib keladi. Ya'ni:

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

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  $\Delta \nu = 10^8 \text{ Gs}$  qiymat juda kichik hisoblanadi. Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik chastotasi  $\nu = 10^{14} \text{ Gs}$  atrofida bo'lishini hisobga olsak, ekanligi kelib chiqadi. Spektral chiziqlarni kengayishini boshqa

sabablari ham bor. Bunga misol qilib spektral chiziqning doplercha kengayishini olish mumkin. Doplercha kengayish nurlanayotgan atomlarning issiqlik tezligi bilan bog'liqdir. Nurlanayotgan atom spektrometrda 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.

#### ***Nazorat savollari:***

1. Vodorod atomida elektronning energiyasi qanday qonuniyat bilan o'zgarad.
2. Vodorod atomining ionlashish energiyasi deganda nimani tushunasiz?
3. Elektronning atomdagi holati qanday kvant sonlari bilan aniqlanadi.
4. Vodorod atomi spektri kvant mexanikasida qanday tushuntiriladi va tanlash qoidasi nima?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Vodorod atomi uchun Shreydinger tenglamasini yozing va uning yechimidan kelib chiqadigan

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N. Kolmakov, Yu.A. Pekar, L.S. Lejneva, V.A. Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### **23-mavzu: Atomdagi ichki elektronlar o'tishi.**

#### ***Asosiy savollar:***

1. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti.

***Mavzuga oid tayanch tushuncha va iboralar:*** atom, qonuniyatlar, spektr,

X-nurlar, elektrod, elektron, trubka, xarakteristik, chegara, ishi, nazariya, impul's, burchak, sochilish, sanoat, meditsina, sog'liq, Oje effekti.

***1- savol bo'yicha dars maqsadi:*** Talabalarga xarakteristik rentgen nurlanishi, Mozli qonuni, Oje effekti haqida umumiy tushuncha beriladi.

***Identiv o'quv maqsadlari:***



1. Rentgen nurlarining tabiatini biladi.

2. Rentgen nurlarining chegarasini aytib bera oladi aytib bera oladi.

**1- savol bayoni:** Yuqorida biz atomning elektron qobig'ining 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 qobig'i haqida ma'lumot bersa, atomdan chiqadigan rentgen nurlari, uning ichki elektron qobig'i 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 sazovor bo'lgan. V. Rentgen o'zi kashf etgan nurlarni dastlab X-nurlar deb atagan, keyinchalik bu nurlar uning 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'rdi. Ma'lumki, katod nurlari (elektronlar oqimi) havoda bir necha santimetr masofagacha tarqalishi mumkin xolos. Tajribani takrorlaganda ham, yana bu hol takrorlandi. Xonani yoritib qarasa, nurlanayotgan narsa, qurilma yaqinidagi flyuoressensiyalanuvchi ekran ekan. Shunda Rentgen yangi nurlanish turiga duch kelganini tushundi. Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, rentgen nurlanishi katta tezlikdagi elektronlarni keskin tormozlanishi natijasida hosil bo'lar ekan.

Rentgen nurlari 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 termoelektronlarning tezligini orttiradi. Yetarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar volfram yoki platinadan qilingan anod nishonning 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 difraksiyasi orqali isbotlangan. Buni biz optika bo'limida ko'rib o'tgan edik. Rentgen nurlarining spektral tarkibi murakkab bo'lib, elektronlar energiyasiga va anod materiallarining turiga bog'liq. Rentgen nurlari spektrining tipik shakli tasvirlangan. Rentgen nuri spektri qisqa to'liq uzunlik tomondan chegaralangan  $\lambda_{\min}$  tutash va tutash spektr sohasida joylashgan katta intensivlikdagi bir necha chiziqli ( $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ ) spektrlar yig'indisidan iborat. Tajribaning 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 orttirib borsak, tutash rentgen nurini qisqa to'liq uzunlik tomondagi chegarasi ham qisqa to'liq uzunlik tomonga siljib boradi. 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

$$eU = \frac{mV^2}{2} = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (1)$$

Bu ifoda tajriba natijasiga mos keladi. Katod va anod orasidagi potentsiallar farqi qancha katta bo'lsa, shuncha qisqa uzunlikdagi rentgen nuri hosil bo'ladi.

"Spektrning katta to'liq uzunliklar sohasi qanday tushuntiriladi?" degan savol tug'ilishi mumkin. Tormozlanish vaqtida hamma elektronlarning ham energiyasi to'liq'icha nurlanishga aylanmaydi, ularning energiyasining bir qismi issiqlikka aylanishi mumkin. Shuning uchun energiyaning issiqlikka aylanishi ortgan sari kvantlar soni kamayadi, to'liq uzunligi esa ortadi. Tutash rentgen spektrining qisqa to'liq uzunliklar sohasidagi chegaraviy to'liq uzunligini o'lchab (1) formula bilan Plank doimiysini katta aniqlikda hisoblash mumkin.

Rentgen qurilmasining anodiga kelayotgan elektronlarning energiyasi oshishi bilan tutash rentgen nuri spektri ichida anod materialiga bog'liq bo'lgan katta intensivlikdagi bir necha chiziqli spektrga ega bo'lgan xarakteristik rentgen nurlanishi paydo bo'ladi. Bu nurlanishning hosil bo'lish jarayoniga to'xtalaylik. Atomning tashqi elektron qobig'idagi elektronlarni qo'zg'algan holatga keltirish uchun 0,1-10 eV atrofida energiya kerak. Bunda atom turg'un holatga qaytayotganda IQ, UB

yoki ko'zga ko'rinadigan sohadagi chiziqli spektrli nurlanish chiqaradi. Atomning yadroga yaqin joylashgan elektron qobig'ini qo'zg'algan holatga keltirish 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 qobiqdagi 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 xarakteristik rentgen nurlanishi kvantining energiyasi K va L qobiqlardagi elektronlarning bog'lanish energiyalari farqiga teng bo'ladi. Xarakteristik rentgen spektrining K, L, M va N seriyalarining vujudga kelish sxemasi 4- rasmda tasvirlangan.

Ma'lum bir seriyaga kirgan chiziqli spektrning tartibi ortgan sayin to'liq uzunligi kamayib boradi. Agar anod materiali atom massasi og'irroq metall bilan almashtirilsa, xarakteristik rentgen nurlarining tarkibi o'zgarmaydi, ammo butun spektr qisqa to'liq 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. Ingliz fizigi G.Mozli (1887-1915) 1913 yilda turli elementlarning xarakteristik rentgen nurlari spektrini o'rganib, uning nomi bilan ataluvchi va quyidagi formula bilan ifodalanuvchi qonunni aniqladi:

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

bunda  $\nu$  – ma'lum bir xarakteristik rentgen nurining chastotasi, R-Ridberg doimiysi,  $\sigma$  - ekranlash doimiysi,  $m=1,2,3,\dots$ , qiymatlarni,  $n$  esa  $n=m+1$  qiymatlarni qabul qiladi. Mozli qonunining (2) ifodasi vodorod atomi spektral seriyalarini ifodalovchi Balmerning umumiy formulasiga o'xshaydi.

Ekranlash doimiysi  $\sigma$  ning ma'nosi shundan iboratki, u ichki qobiqdagi "bo'sh" o'ringa tashqi qobiqlardan kelayotgan elektronga yadroning  $Z\sigma$  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

$$v = R(z - 1) \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$

ko'rinishda yoziladi. Mozli qonunning 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 kiritildi. Bu qonun yordamida argon bilan kaliy, kobalt bilan nikel o'rinlari almashtirildi. Endi rentgen nurlarini qo'llanilishiga to'xtalib o'taylik. Rentgen nurlari yordamida kristall moddalardagi atomlarning joylashishini, kristallarning sofligini va joylashish vaziyatini, qotishmalariga 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, 5-rasmda jism ichidagi nuqsonlarni aniqlash uchun ishlatiladigan qurilma sxemasi ko'rsatilgan. Agar jismdagi nuqsonning zichligi jismning boshqa sohalarining zichligidan kichikroq bo'lsa, rentgen nurlari bu nuqsondan o'tishda kamroq yutiladi, natijada ekranda uning shakli yorug'roq bo'ladi. Aksincha, nuqsonning zichligi kattaroq bo'lsa, ekranda uning shakli xiraroq bo'ladi. Kerak bo'lgan hollarda ekran o'rniga fotoplastinka qo'yib, nuqsonning rasmini olish ham mumkin. Bayon qilgan bu usul rentgennodefektoskopiya deb ataladi.

#### ***Nazorat savollari:***

1. Elementlarning xossalari bilan tashqi qobiqdagi elektronlar soni orasida qanday bog'liqlik bor?
2. Rentgen nurlari spektri va ularning hosil bo'lishini tushuntiring.
3. Mozli qonuni nima haqida va u nimalarga aniqlik kiritdi?
4. Rentgen nurlanishi spektridan Plank doimiysi qanday aniqlanadi?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash. Rentgen nurlarining xossalari va ulardan foydalanish.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b

3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT;Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma,Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## 24-mavzu: Atom magnit maydonda.

### Asosiy savollar:

1.Atom magnit maydonda.

### Tayanch so'z va iboralar:

Atomning uyg'otilgan holati, energetik sath, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. ostsillyatsion harakat qilish, tanlash qoidasi.

**1-savolning maqsadi:**Talabalarga atom tashqi magnit maydoni va elektr maydondagi tabiati, haqida umumiy tushuncha berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Zeemanning normal effektini tabiatini aytib bera oladi.
2. Zeemanning normal va anomal effekti formulasini yoza oladi.

**1-asosiy savolning bayoni:**Zeemanning normal effekti.Og'ir murakkab atomlar spektrini hisoblash ulardagi elektronlarning o'zaro ta'siri sababli juda murakkabdir. Lekin hunday atomlar guruhi borki , ularning spektri vodorodsimon atomlar spektriga o'hshash bo'lib, ulardan salgina farq qiladi, Bunga ishqoriy metallar misol bo'ladi. Ishqoriy metallar Li, Na, K, Rb, Cs Mendeleyev davriy sistemasining birinchi gruppasida joylashgan. Vodorodsimon atomlar uchun termlar  $\frac{R}{n^2}$  bo'lsa, ishqoriy

metallar uchun  $-\frac{R}{(n + \sigma)^2}$  (1) kabi bo'ladi. Bunda  $\sigma$ — qandaydir qo'shimcha. Shu sababli, ishqoriy metallar spektri tashqi ko'rinishidan vodorod atomi spektrini eslatadi. Lekin u bilan mos tushmaydi. Ular orasidagi farqni quyidagicha tushuntirish mumkin. Ishqoriy metallar inert gazlardan keyin turadi. Masalan  $\text{He} \rightarrow \text{Li}$ ,  $\text{Neon} \rightarrow \text{N}$ . Bu gazlar atomlari o'ta turg'un ishqoriy metallar esa oson ionlashadi. Shu sababli biror Z zaryadli ishqoriy metall atomining Z-1 elektronlari uning yadrosi bilan qo'shilib + e zaryadli turg'un gaz atomi yadrosi hosil qiladi. desak bo'ladi. U holda bu yadro atrofida oxirgi kuchsiz boglangan elektron aylanadi.

Shunday qilib, biz +e zaryadli yadro atrofida bitta elektron aylanuvchi vodorod atomiga ega bo'ldik, lekin shunday bo'lsada uning spektri vodorod atomi spektridan farq qiladi. Sababi vodorod atomida bitta proton va bitta elektron bo'lib, ular kuchli bog'langan. Yadro o'lchami  $\approx 10^{-13}$  sm, elektron radiusi esa  $\approx 10^{-8}$  sm bo'lganidan elektron nuqtaviy yadro atrofida aylanadi. Ishqoriy metallarda esa tashqi elektron Z-1 elektronlar

tomonidan ekranlangan bo‘ladi. Shu sababli bu sistemaning razmeri uni nuqtaviy zaryad deb qarashga imkoniyat bermaydi, Nuqtaviy zaryad maydonida energiya sathlari aynigan bo‘ladi. Ya’ni bir xil  $n$  bosh kvant sonli orbitalar energiyasi bir xil bo‘ladi. Lekin zaryadlar sistemasi maydonida bunday bir xil energiyali sathlar turli usullarda g‘alayonlanadi va shu sababli energiyasi bir xil bo‘lmaydi. Ishqoriy metallar atom termalarining boshqacha bo‘lishi shu bilan boqliqdir. (1) dagi qo‘shimcha had:

$$\sigma = -c_1 \frac{me^2}{\left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2 \left(l + \frac{1}{2}\right)}$$

kabi ifodalaniladi. Ya’ni  $\sigma$  qiymati  $l$  -rbital moment bilan ifodalaniladi. Shu sababli bir xil  $n$  da  $l = 0, 1, 2, \dots$  bo‘lishi hisobdan energiya ham har xil bo‘ladi va aynish olib tashlanadi ya’ni

$$E_n = -\frac{2\pi^2 me^4 z^2}{(n + \sigma)^2 h^2}$$

bu yerdagi  $\sigma$ — qo‘shimcha had hisobidan turli  $l$  — orbital moment uchun energiya turlicha bo‘ladi. Endi yadro atrofida aylanayotgan elektron magnit momentini qaraymiz. Orbita bo‘yicha harakatlanayotgan elektron aylanma tokdir, shu sababli u muayyan magnit momentiga ega bo‘lishi kerak. Elektrodinamikadan berk tokning magnit momenti  $M = \frac{1}{c} js$  bu yerda  $J$  —tok kuchi,  $S$  —tok o‘tayotgan sirt,  $c$  —yorug‘lik tezligi.

Agar elektronning aylanishlar soni  $\nu = \frac{1}{T}$  bo‘lsa u holda  $J = e\nu = \frac{e}{T}$ ,  $T$ — aylanish

davri.  $s = \pi r^2$  da  $M = \frac{1}{c} e\nu \pi r^2$  bo‘ladi.  $\nu$  chastotani burchak chastota  $\omega$  bilan almashtirib

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi}; M = \frac{e}{2c} \omega r^2 = \frac{e}{2mc} m_l r^2 \omega; \text{bu yerda } M = \frac{e}{2mc} l \quad l \text{ — elektron harakat miqdori}$$

momenti. Shu sababli  $l = l_z = m \frac{\hbar}{2\pi}$  bo‘ladi. Agar  $l$  harakat miqdori momentiligini

$$\text{hisobga olsak } M = m \frac{eh}{4\pi m_l c} = m \frac{eh}{2m_l c}, (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \text{ Oxirgi formuladagi } M_B = \frac{eh}{2m_l c} \text{ —}$$

Bor magnetoni deyiladi va u universal doimiylardan iborat. Demak, elektronning magnit momenti  $m$  - butun sonning, ya’ni magnit kvant sonning Bor momentiga ko‘paytmasiga teng.  $M = m M_B$  Bor magnetonining qiymati  $M_B = (9,274078 \pm 0,000036) \cdot 10^{-21} \text{ erg/Gs}$  ga teng. Shunday qilib, har qanday zaryad  $e$  zaryadiga karrali bo‘lgani kabi markaziy maydonda harakatlanayotgan elektronning, ya’ni giromagnit munosabat magnit momenti ham  $M_B$  ga karralidir.

Elektron magnit momentining uning mexanik momentiga nisbati  $\frac{M}{l_z} = \frac{l}{2m_l c}$  ga tengligi

kelib chiqadi. Endi orbital elektronli atom magnit maydoniga joylashgan deb tasavvur qilaylik. Atom magnit momentiga ega bo‘lgani uchun tashqi maydonda o‘zini magnit sifatida tutishi kerak. Uning magnit momentiga tashqi magnit momentiga paralel yoki antiparalel joylashishi kerak. Ya’ni tashqi manit maydonda atom o‘zini pirildoq kabi tutib pretsession harakat qilishi kerak. Koordinitalar sistemasini  $H$  magnit maydoni yo‘nalish bilan bog‘laymiz. Elektron pretsesiya o‘qi maydon yo‘nalishi bilan bir xil. Pretsesiya burchak tezligi  $0$  bo‘lsin. Elektromagnit markazdan qochirma inersiya kuchi  $mrv^2$  va  $C2m[v \ o] \ F$  kariolis kuchlari ta’sir qiladi. Ammo  $r_0 < v$  bo‘lgani uchun  $mrv^2$  ni inobatga olmasak bo‘ladi. Ikkinchi tomondan magnit

maydonda  $\vartheta$  tezlik bilan harakat qiluvchi elektronga  $F = -\frac{e}{c}[vH]$  Lorens kuchi ta'sir qiladi. Bu kuchlar bir — biriga qarama — qarshi yo'nalgan bo'ladi. Orbita o'z o'lchovi va shaklini o'zgartirmasligi uchun  $C = -F$  bo'lishi kerak.

$$2mv_0 \sin(V_0) = -\frac{e}{c}VH \sin(VH);$$

$$F = \frac{e^2}{r^2} \quad (1)$$

Pretsessiya o'qi maydon yo'nalishiga parallel bo'lgani uchun  $\sin(V_0) = \sin(VH)$  bo'ladi va  $\omega = \frac{e}{2mc}H$  (1) dan  $H$  — tashqi magnit maydonida elektron  $H$  burchak

chastotali pretsessiya harakatini yuzaga keltiradi. Bunga Larmor teoremasi deyiladi. 1896 yili P. Zeyeman magnit maydonining nurlanish spektral chiziqlariga ta'sirini kuzatgan. Bu hodisaning nazariyasini qarab chiqaylik. Sodda uchun vodorod atomni qaraymiz va tashqi magnit maydoni orbita tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan deb olamiz. Elektronni orbitada tutib turuvchi kuch  $F_L = -\frac{e}{c}[vH]$  (1) bo'lib, u markazdan

qochma inersiya kuchiga teng  $\frac{e^2}{r^2} + \frac{e}{c}VH \sin[VH] = m\omega^2$  bunda  $\omega$  elektronning magnit

maydoshi bo'lmagandagi aylanish chastotasi Magnit maydoni bo'lganida elektronga (1) dan tashqari Lorens kuchi ham ta'sir qiladi va bu kuch ham Kulon kuchi kabi radius bo'ylab yo'naladi. Bu qo'shimcha elektronni orbitada ushlab turuvchi kuchlar muvozanati buziladi. Shu sababli tashqi magnit maydoni orbita radiusini (kamayishi va ortishiga olib kelmasdan) o'zgartirmagan holda elektronning orbitada aylanishi burchak tezligining o'zgarishiga olib keladi. Bu quyidagicha sodir bo'ladi. Magnit maydoni berilganda u o'zining oxirgi qiymatiga biror vaqtdan so'ng erishadi. Bu vaqt ichida magnit maydonning o'zgarishi uyurmali elektr maydonini hosil qiladi. Uyurmali elektr maydonning simmetriya o'qi magnit maydoni yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Shu uyurmali elektr maydoni elektronga ta'sir qilib uni tezlatadi yoki sekinlanadi. Lorens kuchining o'zi tezlikka perpendikulyar bo'lgani uchun elektronning orbitadagi aylanish chastotasini o'zgartira olmaydi. Orbitadagi elektronga ta'sir etuvchi kuchlar har doim muvozanatda bo'lishi kerak.

$$\text{Larmor teoremasiga ko'ra } \frac{e^2}{r^2} + \frac{e}{c}r\omega H = m\omega^2; \frac{e}{mc}H = 2\omega; \omega^2 - 2\omega\omega_0 - \omega_0^2 = 0$$

Ya'ni, magnit maydonida soat strelkasiga teskari yo'nalishida (maydon vektori uchidan qaralganda) aylanadigan elektronning chastotasi  $O$  ga ortadi, soat strelkasi bo'ylab aylanadigan elektron chastotasi esa  $O$  ga kamayadi. Agar burchak chastotadan chiziqli chastotaga o'tsak  $\omega = \omega_0 \pm \sqrt{\omega_0^2 + \omega^2}$  bo'ladi. Agar elektron orbita tashqi maydon kuch chiziqlariga parallel bo'lsa, (ya'ni  $Z$  o'qi bo'yicha) elektronning aylanish chastotasi o'zgarmaydi. Bu yo'nalishdagi nurlanish  $O$  ga teng bo'ladi. Demak bo'ylama yo'nalishda Zeyeman effektining manzarasi ikkita surilgan chiziqdan iborat bo'ladi. Ko'ndalang yo'nalishda esa Zeyeman effektining manzarasi uchta chiziqdan iborat: bitta surilmagan va 2 ta surilgan chiziqlar. Surilmagan chiziq  $Z$  o'q bo'yicha bo'layotgan tebranishlarning perpendikulyar yo'nalishida maksimal nurlanish berishidan (mas,  $x$  o'q bo'yicha) paydo bo'ladi. Shunday qilib, magnit maydoniga joylashtirilgan nurlanuvchi yoki nur yutuvchi atom maydonga perpendikulyar

yoʻnalishida (nurlanish) spektr chizigʻi 3 ta komponentaga ajraladi.  $\omega = \omega_0 \pm 0$ ,  $\omega_1 = \omega_0 + 0$ ,  $\omega_2 = -\omega_0 + 0$  Ikkala chetki komponentlar aylana boʻylab qutblangan, oʻrtasidagi esa chiziqli qutblangan boʻladi. Faqat ayrim atomlarga shunday spektr berib normal Zeyeman effektini hosil qiladi. Lekin koʻpchilik hollarda magnit maydoniga joylashtirilgan atomlar murakkab spektrga ega boʻlishadi. Bu hodisa Zeyemanning anomal effekti deyiladi. Klassik nazariya bu hodisani tushuntira olmaydi va bu hodisani kvant mexanika nuqtai nazardagina tushuntirish mumkin.

Zeeman effekti tashqi magnit maydonida spektral chiziqlarning tarmoqlanishini koʻrsatadi. Keltirilgan munosabatlardan koʻrinadiki, tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan atomdagi elektron  $e$  energiyasi nafaqat  $n$  va  $l$  kvant sonlariga bogʻliq boʻlmay, balki magnit kvant soni  $m$  ga ham bogʻliq boʻlib qoladi, natijada aynish yoʻqoladi.

Spinning mavjudligi spektrga taʼsir koʻrsatmaydi. Spin barcha sathlarning birday siljishigagina sabab boʻladi. Aksariyat, faqat sathning uchga ajralishi – Zeemanning normal tripleti kuzatiladi. Bu natija kvant mehanikasi qonunlariga asosan, istalgan sathlararo oʻtishlar mumkin emasligidan darak beradi. Kvant oʻtishlar tanlash qoidasiga boʻysunadi. Unga asosan,

oʻtishlar  $\Delta l = \pm 1$  shart bajariladigan holat uchun oʻrinlidir, boshqa barcha oʻtishlar man etilgan. Biz yuqorida tushuntirgan Zeyemanning normal effektini Shredinger tenglamasi asosida ham tushuntirish mumkin. Bu holda ham yuqorida olingan natijalar takrorlanadi. Zeyemanning anomal effekti esa Shredinger tenglamasidan kelib chiqmaydi. Bunga sabab, bu tenglama elektronniig muxim xususiyatini inobatga olmaydi. Bu elektronning spini — xususiy impuls momenti bilan bogʻliq xususiy magnit momentining mavjudligidir. Biz vodorodsimon atomlarda bir xil  $n$  — bosh kvant sonli orbitalardagi elektron energiyasi bir xil boʻlishini koʻrgandik. Ishqoriy metallarda esa  $n$  bir xil boʻlishdan qatʼiy — nazar  $l$  — orbital kvant son turlicha boʻlsa energiya ham turlicha boʻlsa energiya ham turlicha boʻlishini koʻrdik. Yaʼni bitta 1S term mavjud  $n=1$  da  $l = 0$ ;  $n=2$  da  $l = 0, 1$ ;  $n=3$  da  $l = 0, 1, 2$  boʻlib 2 ta 2S va 2P termlar boʻib 3 ta 3S; 3P; 3d termlar va hokazo mavjud boʻladi. Lekin ishqoriy metallarga xos boʻlgan bu qoʻshimcha energiya sathlari ham spektral seriyalarning nozik strukturasi tushuntirishga yetarli emasligi maʼlum boʻlib qoldi. Shu sababli bu hodisalar sababini tushuntirish uchun klassik mehanikaga xos boʻlmagan, lekin kvant mexanikasidagina oʻrinli boʻlgan xususiyat izlandi.

Ishqoriy metallarning bosh seriyalari dublet koʻrinishiga egaligi maʼlum boʻldi. Masalan, N ning D — seriyasi dublet chiziqlari orasi 6A0 ga farq qiladi. Bu metallardagi S — sathlar bittadan, p, d, f, ... sathlari esa ikkitadan deb faraz qilsak ular spektrini tushuntirish mumkin boʻladi. Bu qiyinchilikdan chiqish uchun Pauli oʻzining farazini ilgari surdi. Unga koʻra ishqoriy metallardagi spektrning dubletligi elektronga xos boʻlgan kvant xususiyatining dubletligidan ekanligi aytiladi. Ulenbek va Gaudsmit bu xususiyat elektronning oʻz oʻqi atrofida aylanishi bilan bogʻliq degan fikrni ilgari surishdi. Elektronga xos boʻlgan bu xususiyat spin deb atalib S — bilan belgilanadi. Kvant mehanikasiga koʻra spin impuls momenti S — kvant soni orqali ifodalanib  $S = S(S + 1)h$  ga teng boʻladi va uning proyeksiyalari  $2S+1$  ga teng. Lekin bu S-kvant soni sababli har bir sath faqat 2 ta sathga ajralishi sababli  $2S+1=2$  dan  $S=1/2$  ga tengligi kelib chiqadi. Demak, S — spin kvant soniga - kasr son mos kelar ekan.

Bu munosabat xususiy impuls moment —spin uchun ham o‘rinli bo‘lganda uning magnit momenti Bor magnetonining yarmiga teng bo‘lishi kerak edi. Lekin eksperiment elektronning spini bilan bog‘liq xususiy magnit momenti butun Bor magnetoniga teng ekanligini ko‘rsatdi. Spin —xususiy impuls momenti va u bilan bog‘liq xususiy magnit momentlari yordamida termlarning ikkilanishini juda oddiy tushuntirish mumkin. 1 — orbital kvant soni noldan farqli p-, d-, f-,... termlarda atomning orbital impuls momenti 0 dan farqli bo‘ladi. Elektronning spini bilan bog‘liq bo‘lgan xususiy magnit momenti orbital magnit maydonda o‘z orientatsiyasini shunday o‘zgartiradiki, natijada uning bu tashqi maydondagi proyeksiyasi  $+\frac{1}{2} h$  yoki  $-\frac{1}{2} h$  bo‘ladi. Bu hodisa S —term uchun sodir bo‘lmaydi. Chunki bu holatda mexanik moment nolga teng, shu sababli bu mexanik moment bilan bog‘liq magnit moment ham nolga teng. Shu sababli xususiy magnit moment oriyentatsiyalanadigan yo‘nalish ham yo‘q. Shu sababli S-termalar o‘zgarmay qoladi, p-, d-, f-,...termlar esa ikkilanadi. Elektron spin va xususiy magnit momentga egaligini Shtern va Gerlax tajribasida kuzatilgan. Buning uchun tashqi elektronga magnit maydonini ta’sir ettirish kerak. Bu maqsadda N atomi va Mendeleyev davriy jadvalining bir guruh elementlarini olish maqsadga muvofiq bo‘ladi. Chunki ularning uyg‘onmagan holatlari S-holatga tegishli va shu sababli bunday atomlarning orbital momentlari nolga teng. Agar tashqi magnit maydonida bu atomlar mexanik va magnit momentlarga ega ekanligi ko‘rsatilsa. Bu xususiyat o‘sha valent elektronga tegishli bo‘ladi. Agar tashqi maydon bir jinsli bo‘lsa, u holda atomlar o‘z oriyentatsiyalarini o‘zgartiradilar va bu yo‘l bilan ular xususiyatini aniqlab bo‘lmaydi, Shu sababli atomlarni bir jinsli bo‘lmagan tashqi maydondan o‘tkazish kerak. Atomni dipol deb qarasak, shu dipol o‘lchamida maydon bir xilmasligi sezilarli bo‘lishi kerak. Agar maydon Z o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lsa atom pretsession harakat qiladi. Natijada uning xususiy magnit momenti  $M = X$  va  $Y$  o‘qlaridagi proyeksiyasi manfiy yoki musbat bo‘ladi. Natijada esa o‘rtacha qiymati 0 ga teng bo‘ladi. Xususiy magnit momentning Z — tashkil etuvchisi esa xususiy mexanik moment spinning Z— tashkil etuvchisiga proporsional bo‘lib, bu SZ — bir necha diskret qiymatlar qabul qiladi. Shu sababli ekranda bir necha polosalar kuzatilishi kerak. Shtern va Gerlax tajribasida idish ichiga kumush bo‘lagi joylashtirildi. Kumush bo‘lagi qizdirilganda chiqqan atomlar tirqishlar sistemasi orqali o‘tib dasta hosil bo‘ladi. Bu atomlar dastasi bir jinsli bo‘lmagan magnit maydondan o‘tib ekranga tushadi. Bir jinsli bo‘lmagan maydon ikkita elektromagnit qutblari orasida hosil qilinadi. Tajribida ekranda kutilgan polosalar kuzatilgan. Demak, elektron spini proyeksiyasi operatorining xususiy qiymatlari faqat ikkita. Bunda Spinni e’tiborga olsak atomdagi elektronning holati 4 ta qiymat bilan aniqlanadi: 4 ta kvant sonlari  $n, l, m_l$  va  $m_s$  bilan xarakterlanadi. Lekin bu 4 ta kvant sonlari ular bilan bog‘liq kattaliklar o‘zgarmas bo‘lgandagina elektron holatini bayon qila oladi. Elektron orbital harakati natijasida N magnit maydoni hosil qiladi. Bu maydon uning xususiy magnit maydoni bilan ta’sirlashadi. Bunday ta’sirga spin — orbital ta’sir deyiladi. To‘la impuls momenti  $J = J(J+1)$  kabi aniqlanadi Shunday qilib, spinni hisobga olish  $j$  va  $m_j$  kvant sonlarini kiritishga olib keldi. Agar termlar orasidagi o‘tish tanlash qoidasi  $\Delta l = \pm 1$  bo‘lgan bo‘lsa, to‘la impuls momenti  $J$  uchun tanlash qoidasi  $\Delta J = 0, \pm 1$  bo‘ladi. Chunki  $J = l \pm s$  dan  $\Delta J = \Delta l \pm \Delta s$  bunda  $\Delta l = \pm 1$  va  $\Delta s = 0$  Lekin shunday o‘tish bo‘lishi mumkinki, bunda  $L$  va  $S$  uning o‘zaro oriyentatsiyasi



o'zgaradi. Lekin to'la moment  $J$  o'zgarmay qoladi. Shu sababli  $\Delta J = 0, \pm 1$  tanlash qoidasi o'rinli.

Atomdagi elektron tezligi bilan bog'liq relyativistik tuzatma va uning spini mavjudligidan spin — orbital o'zaro ta'sirlashuv e'tiborga olinmagan edi. Endi yuqorida aytilgan tuzatmalarni e'tiborga olish uchun avvalo Shredinger tenglamasi relyativistik ko'rinishida yozilishi kerak. So'ngra esa spin — orbital o'zaro ta'sir ham hisobga olinishi kerak.

Bir elektronli atomlarda  $H, He+, Li++, Be+++ \dots$  anomal Zeyeman effekti kuzatiladi. Normal Zeyeman effekti nozik strukturaga ega bo'lmagan sathlarda kuzatiladi. Dublet, triplet sathlar esa tashqi magnit maydonida murakkab Zeyeman effektiga olib keladi, va ajralgan komponentlar ko'p va juft bo'ladi. Zeyemanning murakkab effektini tushunish uchun 1 ta valent elektronli atomni qaraymiz. Oldin bu atomni kuchsiz magnit maydonida qaraymiz. Agar Zeyeman siljishi atomdagi tabiiy multipol siljishiga qaraganda kichik bo'lsa tashqi maydon kuchsiz deb qaraladi. Qaralayotgan atomga qarab kuchsiz maydon qiymati turlicha bo'ladi. Demak, kuchsiz maydonda  $l$  va  $\rightarrow S$  vektorlari orasidagi ta'sir ularning maydon bilan bo'ladigan ta'siriga qaraganda kuchli bo'ladi. Shu sababli  $J$   $l$   $S$  vektorini qarash maqsadiga muvofiq bo'ladi. Atom to'la impuls  $J$  momentiga mos magnit momentiga ega bo'ladi. Tashqi maydon o'z yo'nalishi bo'yicha atomni yo'naltirishga xarakat qiladi. Lekin atomning girokopik xususiyati bunga qarshilik qiladi. Shu sababli tashqi maydonda atom o'zini ham pirildoq va ham magnit kabi tutadi. To'la impuls momenti  $J$  ning qiymati va uning maydon yo'nalishidagi proyeksiyasi saqlanadi va atom precession harakat qiladi  $g$  Linde koeffitsienti deyiladi. Shunday qilib,

$$M_J = M_H = g \sqrt{j(j+1)} M_B$$

$g$  — Linde koeffitsienti murakkab Zeyeman effektida asosiy rolni o'ynaydi. Endi tashqi maydon ta'sirida energetik sath o'zgarishini topsak

$$\Delta E = (M_J H) = -M_H H \cos(jH) \rightarrow g m M_B H$$

$m = J \dots -J$  magnit kvant soni. Demak har bir sath magnit maydonida  $2j+1$  sathga ajraladi. Ya'ni  $^2S_{1/2}$  holat 2 ta sathga,  $^2P_{3/2}$  - holat 4 ta sathga ajraladi. Endi tashqi maydon ta'sirida nurlanish chastotasining o'zgarishini topsak,  $\Delta \nu = m_1 g_1 - m_2 g_2$   $[\Delta \nu] = sm^{-1}$  bo'ladi. Bu anomal Zeyeman effektida chastota o'zgarishi formulasidir. Bu jarayonda magnit kvant sonini tanlash qoidasi  $\Delta m = 0, \pm 1$  bo'ladi. Na elementi dubletining ajralishini ko'ramiz. Endi ajralish qiymatlarini topsak. 1) D1 — chizig'i uchun  $P_{\frac{3}{2}}^2 - P_{\frac{1}{2}}^2$ : (bu yerda

2—dublet holatini bildiradi) Boshlang'ich holat:  $m=1/2, -1/2$ ;  $mg=+1/3, -1/3$ . Oxirgi holat  $mg=+1, -1$ . Siljishi  $\Delta \nu = +4/3, +2/3, -2/3, -4/3$  yoki

2) D2 —chizig'i  $P_{\frac{3}{2}}^2 - P_{\frac{1}{2}}^2$  Boshlang'ich holat :  $m=+3/2, +1/2, -1/2, -3/2$ ;  $mg=+6/3, +2/3, -2/3, -6/3$ . Oxirgi holat  $mg=+1, -1$

Siljishi  $\Delta \nu = \frac{+5+3+1-1-3-5}{3}$ . D1 va D2 —chiziqlar  $4 + 6 = 10$  ta komponenta beradi.

Spektral chiziqlarning tashqi elektr maydoni ta'sirida parchalanishiga Shtark Effekti deyiladi.

1912 yili Pashen va Bak juda kuchli magnit maydonida anomal Zeyeman effekti yana normal Zeyeman effektiga aylanib oddiy Lorens tripletini berishini kuzatishdi. Bu hodisa Pashen — Bak effekti deb ataladi. Bu yerda juda kuchli maydon deb shunday maydonga aytiladiki, bunda maydon ta'sirida sathlarni ajralishi sathlarning tabiiy

ajralishidan ancha kuchli bo'ladi. Bunday maydonda  $l$  va  $S$  larning tashqi maydon bilan ta'siri ularning o'zaro ta'siridan kuchli bo'ladi. Shu sababli

$J$ —to'la impuls to'g'risida gapirmasak ham bo'ladi. Chunki  $l$  va  $S$  bir —biriga bog'liq bo'lmagan holda tashqi maydon bilan ta'sirlashadilar. Shu sababli sath o'zgarishi  $\Delta E = -[M_l H] + [M_s H]$  ko'rinishda bo'ladi. Bu

yerda  $M_l = M_{s\%} = -2m_s M_B$ ;  $M_l = M_{l\%} = -m_l M_B$ .  $-(M_l H) = -(M_l H) = m_l M_B H$ ;  
 $-(M_s H) = -(M_s H) = 2m_s M_B H$ .

O'rtacha qiymat g'alayonlanmagan holat uchun hisoblanishini hisobga olsak bo'ladi. Bundan  $\Delta E = (m_l + 2m_s) M_B H$  bo'ladi. Magnit kvant soni  $m_l = 1, 0, -1, \dots, -l$  qiymatlar qabul qiladi. Spin kvant soni esa  $m_s = +1/2$  yoki  $-1/2$  ga teng. Oxirgi

tenglamadan  $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{hc} = (\Delta m_l + 2\Delta m_s) M_B H \text{ sm}^{-1}$  o'lchamdagi siljish  $\nu$  ga teng bo'ladi. Endi

$0, \pm 1$  va  $\Delta m_s = 0$  tanlash qoidalarini inobatga olsak siljish  $\Delta \nu_L = \pm \omega_0 + o$ ;  $\Delta \nu = 0, \pm \Delta \nu$  ga teng bo'ladi. Bu biz aytgan oddiy Lorens tripletining o'zidir. Agar nur yutayotgan va nurlanayotgan atomni tashqi elektr yoki magnit maydon ichiga kiritilsa, muhim optik hodisalar yuz beradi: nurlanish va yutilish spektrlarini, yorug'likning qutblanish xarakterikalarini, tezligini o'zgarishi yuz beradi. Tashqi maydon ta'sirida atom spektral chiziqlari ajralishi va spektr chiziqlarining kengayishi kuzatiladi. Atom spektr chiziqlarining tashqi elektr maydonida ajralishi Shtark effekti deb ataladi. Magnit maydonida ajralishiga Zeeman effekti deb ataladi. Spektr chiziqlarining magnit maydonida ajralishi 1896 yilda gollandiyalik fizik Zeeman tomonidan natriy bug'larining nurlanishini kuzatishda kashf qilingan va bu hodisa Zeeman nomi bilan ataladi. Har bir spektr uchtagacha ajralishi bilan bog'liq bo'lgan hodisa normal Zeeman effekti va spektr chiziqlarining uchtagacha ko'p chiziqlarga ajralishi bilan bog'liq hodisa hodisaga anomal Zeeman effekti deyiladi.

$S = 0$ ,  $J = L$  sathlar o'rtasida o'tishlarda Zeeman effekti kuzatilishi mumkin. Magnit maydonida har bir  $S=0$ ,  $J=L$  sathlar singlet sath  $2J + 1 = 2L + 1$  ta sathga ajraladi. Yangi hosil bo'lgan sathlar orasidagi masofalar bir xil, chunki  $S=0$  da Lande faktori  $g_L$  ga bog'liq emas va  $g=1$  ga teng. Atom elektronining magnit maydonidagi to'la energiyasi

$$E(n, L, m_l) = E_0(n, L) + \mu_B H m_l$$

ga teng. Ajralgan sathlar orasidagi energiya birligidagi masofa har doim  $H\mu_B$  ga teng. Bu qiymat magnit maydonidagi atom sathlari ajralishining o'lchasidagi tabiiy birlikni ifodalaydi va normal siljish deyiladi. Spektr chiziqlari chastotasi uchun ham

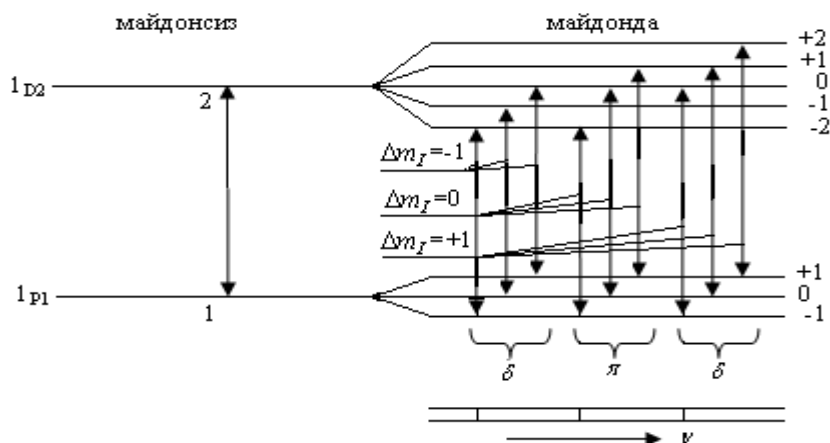
$\nu = \nu_0 + \mu_B H (m_{L_2} - m_{L_1}) / L$  kabi yozish mumkin. Dipol uchun tanlash qoidasiga ko'ra magnit kvant sonining  $\Delta m_J = \Delta m_L = m_{L_2} - m_{L_1} = 0, \pm 1$  ga teng o'zgarishi o'rinli bo'lgan o'tishlarga ta'qiqlanmagan. Nurlanish tashqi magnit maydonida 3 ta chiziqqa:  $\Delta m_L = 0$  ga to'g'ri keluvchi siljimagan  $\nu_0$  va  $\Delta m_L = \pm 1$  ga to'g'ri keluvchi simmetrik siljigan 2 ta chiziqlarga ajraladi. Siljish kattaligi chastotalarda

$$\nu = \mu_B H / h.$$

35-rasmda magnit maydonida ajralgan sathlar o'rtasidagi mumkin bo'lgan hamma o'tishlar tasvirlangan. 1903 yil Zeemanga va Lorentsga yangi effektini ochganligi va klassik elektron nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntirgani uchun Nobel mukofati berilgan. Zeemanning normal effekti quyidagi uch holda kuzatiladi. Nurlanish singlet chiziqlari vujudga keladigan yolg'iz sathlar o'rtasidagi o'tishlarda. Bu holda to'la spin

$S=0$ . Elektronlarning to'la mexanik momenti faqat orbital momentdan iborat  $JqL$  bo'ladi. Lande faktori yolg'iz chiziqlar uchun har doim birga teng. 1896 yilda spektral chiziqlar magnit maydonida ajralishini quyidagi tajriba qurilmasida aniqladi. U juda ingichka yashil-havo rangli kadmий spektral chiziqlaridan foydalandi, 10 000-15 000 Gs tashqi magnit maydonli kuchlanganligi hosil qildi. G.A.Lorents elektron nazariyasni rivojlantirdi va Zeeman effektini tushuntirib berdi. Kuzatish qurilmasining sxemasi quyidagi -rasmida berilgan. Zeeman dastlabki tajribasida shuni aniqladiki, tashqi maydonga ko'ndalang bo'lgan spektral chiziqlar uchta qutublangan chiziqlar komponentalarini hosil qiladi. O'rtadagi komponenta siljmaydi. Bunda siljish kattaligi tashqi maydon  $V$  ga proporsionaldir. O'rtadagi komponentaning elektr vektori yo'nalishi magnit maydon yo'nalishiga parallel  $\pi$ -komponenta, chekkalardagi tashqi magnit maydoniga perpendikulyar  $\delta$ -komponenta bo'ladi.  $V=0$  bo'lganda garmonik

erkin tebranish uchun ostsillyator harakat tenglamasi  $\ddot{r} + \omega_0^2 r = 0$ .



35-rasm.

#### ***Nazorat savollari:***

1. Atomning nozik strukturasini nima?
2. Ishqoriy metallar nozik strukturasini xususiyati nimadan iborat?
3. Anomal Zeeman effektini izohlang.
4. Paschen —Bak effektini tushuntiring.

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Tashqi elektr maydoni atomning spektri.
2. Kristallarda bog'lanish turlari.
3. Energetik zonalar.
4. O'ta oquvchanlik. Tajriba natijalari.

#### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s

5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## 25-mavzu: Atom magnit maydonda.

### Asosiy savollar:

1. Atom magnit maydonda.

### Tayanch so'z va iboralar:

Atomning uyg'otilgan holati, energetik sath, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. ostsillyatsion harakat qilish, tanlash qoidasi.

**1-savolning maqsadi:** Talabalarga atom tashqi magnit maydoni va elektr maydondagi tabiati, haqida umumiy tushuncha berish.

### Identiv o'quv maqsadlari:

1. Zeemanning normal effektini tabiatini aytib bera oladi.

2. Zeemanning normal va anomal effekti formulasini yoza oladi

Tashqi magnit maydoni bo'lganda elektronga Lorents kuchi ta'sir qiladi unda harakat

tenglamasi 
$$\ddot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = -\frac{e}{mc} \left[ \mathbf{r} \ddot{\mathbf{B}} \right] \cdot \mathbf{r} + 2 \left[ \dot{\mathbf{r}} \boldsymbol{\Omega} \right] + \omega_0^2 \mathbf{r} = 0$$

Bu tenglamani echimini koordinatalar sistemasi ko'rinishida yozsak va z o'qi magnit maydon yo'nalishiga mos kelsa, tenglamani sklyar ko'rinishda yozamiz

$$\ddot{x} + 2\Omega \dot{y} + \omega_0^2 x = 0,$$

$$\ddot{y} - 2\Omega \dot{x} + \omega_0^2 y = 0,$$

$$\ddot{z} + \omega_0^2 z = 0$$

x va u ni  $\zeta = x + i y$  kompleks ko'rinishda va  $-i \dot{\zeta} = \dot{y} - i \dot{x}$  shaklda almashtirsak.

$\ddot{\zeta} - i 2\Omega \dot{\zeta} + \omega_0^2 \zeta = 0$  bu tenglamani echimini  $\zeta = e^{i\omega t}$  ko'rinishda yozamiz. Unda  $-\omega^2 + 2\Omega \omega + \omega_0^2 = 0,$

$$\omega = \Omega \pm \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}$$

Lorents tripleti: bitta  $\pi$ -komponenta va ikkita dublet –komponenta juda kam kuzatiladi. Bunday ajralishga normal Zeeman effekti deb ataladi.

**Pashen-Bak effekti. Kuchli maydon.** Tashqi magnit maydonning kuchlanganligi oshishi bilan Zeemanning anomal effekti bo'yicha ajralgan sathlar orasidagi masofa maydonga proportsional ravishda oshadi. Agar maydon ta'sirida yuz bergan termlarning ajralish masofasi berilgan spektral multiplet komponentalari orasidagi masofa bilan taqqoslanadigan darajada bo'lsa, ya'ni sun'iy ajralish kattaligi

multinletning tabiiy ajralish kattaligiga taxminan teng bo'lsa, tashqi magnit maydonni kuchli deyiladi. Kuchli va kuchsiz maydon tushunchasi nisbiydir, chunki aynan bir maydon bir multiplet uchun kuchsiz bo'lsa, ikkinchi multinlet uchun kuchli bo'lishi mumkin. Tashqi maydon kuchli holida  $L$  va  $S$  momentlar tashqi maydon yo'nalishi atrofida o'zaro mustaqil ravishda aylanadilar va shu tashqi maydon yo'nalishiga alohida-alohida holda kvant proektsiyalari  $m$  va  $n$  ni beradi.

**Sathlarning ajralishi.** Kuchli magnit amaydonida snektr chiziqlari uchtaga ajraladi. Biz shu davrga qadar spin –orbital o'zaro ta'sirni butunlay hisobga olmadik, ma'lumki, spin –orbital o'zaro ta'sir har doim noldan farqli bo'lib qoladi. Agar kichik spin-orbital o'zaro ta'sirni ham hisobga olganimizda qo'shimcha multiplet ajralishga kelar edik. U o'z navbatida Pashen –Bak effektida spektr chiziqlarining nozik strukturasini vujudga keltirar edi.

**Shtark effekti.** 1875 yilda Kerr elektrooptik hodisani ochdi, keyinchalik uning nomiga Kerr effekti deb nomlashdi. Tashqi elektr maydoni ham atom spektr chiziqlariga ta'sir ko'rsatadi. Elektr maydoni ta'sirida atom zaryadlari ma'lum darajada siljishi mumkin. Zaryadlarning siljishi natijasida atomning har xil kvant holatlari energiyasi har xil o'zgaradi va natijada atomning energiya sathlari buzilib spektrning o'zgarishi kuzatiladi. 1913 yilda Shtark vodorod atomi Balmer chiziqlarining elektr maydon ta'sirida ajralishi ni kuzatdi. Shuning uchun elektr maydonda atom spektr chiziqlarining ajralishi Shtark effekti deyiladi. Uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonda chiziqli Shtak effekti kuzatiladi. Kuchsiz elektr maydonlardan kuchli maydonlarga o'tishda maydon kuchlanganligiga kvadratik Shtark effektiasta –syokin chiziqli effektga o'tadi. 1913 yilda Shtark katod orqasidagi kichik oraliqda (1mm) kuchli elektr maydoni hosil qilib, tajriba vaqtida vakuum hosil qildi shu oraliqda ionlanish bo'lmashligini kafolatladi. Nayning ikkinchi tarafida gaz atomlarining uyhonishi vujudga keladi. Nurlangan atomlar (kanalnurlari) tirqish orqali katodga o'tadi. Bunday qurilma yordamida elektr maydonida spektr chiziqlarining ajralishini kuzatish mumkin bo'ladi. Vodorod atomining Balmer seriyasidagi spektral chiziqlarni ajralishini o'rgandi. Vodorod atomining spektri ko'zga ko'rinuvchi sohada yotadi:

$H_{\alpha}(\lambda = 656,285nm), H_{\beta}(\lambda = 486,132nm), H_{\gamma}(\lambda = 434,046nm), H_{\delta}(\lambda = 410,173nm)$ . Vodorod spektrlarining siljishi elektr maydoniga proportsional ekan, shuning uchun Shtarkning chiziqli effekti deb ataladi.  $H_{\alpha} - 16, H_{\beta} - 20, H_{\gamma} - 28, H_{\delta} - 32$  komponentalarini hosil qiladi.  $E_0 = 104\,000\text{VG'sm}$  da,  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}$  lar uchun chekka komponentalar orasidagi masofa 2,3; 3,38; 5,88 va 7,5 nm ni hosil qiladi. Bu oraliqlar Zeemanning oddiy tripletiga nisbatan ancha katta  $V = 104\,000\text{Gs}$  bo'lganda, mos ravishda 0.42; 0.23; 0.18; 0.16 nm. Agar atomning qutblanuvchanligini  $\delta$  orqali belgilasak, tashqi elektr maydonda atomning elektr qutblanishidan vujudga kelgan elektr dipol momenti elektr maydon kuchlanganligi  $E$  ga proportsional bo'ladi:

$$P_{3n} = \delta \cdot E \quad (1)$$

atom elektr dipol momentining tashqi elektr maydon bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasida atomning energiyasi

$$\Delta E = -(P_{3n} \cdot E) = -\int_0^1 \delta E \cdot dE = -\delta E^2 / 2 \quad (2)$$

ga teng qo'shimcha energiyaga o'zgaradi. Vodorod atomi holida tashqi elektr maydondagi atom uchun Shredinger tenglamasini aniq echish mumkin. Masalan,

vodorod atomida birinchi Bor orbitasi ( $q_1$ ) uchun Kulon maydonining

kuchlanganligi  $E_0 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_1^2} = 5 \cdot 10^4 \text{ B/M}$ . Shuning uchun atomning tashqi elektr maydonida

olgan qo'shimcha potentsial energiyasi  $E_0 = (P^2 / 2m_e) - (e^2 / 4\pi\epsilon_0 r)$

ga uzatma shaklida karash mumkin. Tashqi elektr maydondagi vodorod atomining Shredinger tenglamasini galaenlanish nazariyasi bo'yicha echish quyidagi ifodani beradi:

$$E = E_0 + E^{(1)} + E^{(2)} = -\frac{Rh}{n^2} + 3eEa_1(n_1 - n_2)\frac{n}{2} - a_1^3 E^3 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m_e^2 + 19](\frac{n}{2})^4; \quad (19)$$

Bu yerda  $n$ -bosh kvant soni,  $m_p$ -orbital magnit kvant soni. Vodorod atomlari

termlarining tashqi elektr maydon ta'sirida ajralishini qarab chiqaylik. Bosh kvant soni va  $n_1, n_2$  musbat butun sonlar o'rtasidagi yuqoridagi munosabatdan

$$0 \leq n_1 \leq n-1, 0 \leq n_2 \leq n-1 \text{ va } |m_1| \leq n-1$$

kelib chiqadi. U holda, chiziqli Shtark effektida vodorod atomining 1-4-terminning quyidagi jadvalda keltirilgan ajralish tasviriga kelimiz:

n	$m_1$	N	n	$C(n-n)n$	n	$ m_1 $	n	n	$C(n-n)n$
1	0	0	0	0	4	3	0	0	0
2	1	0	0	0	4	2	1	0	4S
2	0	1	0	2S	4	2	0	1	-4S
2	0	0	1	-2S	4	1	2	0	8S
3	2	0	0	0	4	1	0	2	-8S
3	1	1	0	3S	4	1	1	1	0
3	1	0	1	-3S	4	0	3	0	12S
3	0	2	0	6S	4	0	0	3	-12S
3	0	0	2	-6S	4	0	2	1	4S
3	0	1	1	0	4	0	1	2	-4S

Jadvalda:  $c = 3hE / (8\pi^2 m_p e) = E^{(1)} / [h(n_1 - n_2)n]$  ga teng.

Shunday qilib, quyidagi natijalarga kelimiz:

1. Bosh kvant sonining oshishi bilan ajratilgan komponentalar soni juda tez o'sadi.  $n=1$  term butunlay ajralmaydi,  $n=2$  3 taga,  $n=3$  -6 taga,  $n=4$ -10 taga ajraladi. Shunday qilib, berilgan  $n$  da termlarning ajralish komponentalari soni  $(2n-1)$  ta bo'ladi.
2.  $n$  termning  $(2n-1)$  komponentasi bilan  $n$  termning  $(2n-1)$  komponentasi o'rtasidagi o'tishlarning maksimal soni  $(2n-1)(2n-1)$  taga teng chiziqni berish kerak.

Chiziqli Shtark effekti uchun keltirib chiqarilgan ifodadan komponentalarning o'zaro siljish kattaligi magnit kvant soniga bevosita bog'liq bo'lmasdan  $(n-n)$  ga bog'liqdir. Demak, vodorod atomida chiziqli Shtark effektining yuqori termlaridagi sathlarning bir-birlarini qoplashi kuzatiladi.

#### **Nazorat savollari:**

1. Atomning nozik strukturasi nima?
2. Ishqoriy metallar nozik strukturasi xususiyati nimadan iborat?
3. Anomal Zeyeman effektini izohlang.
4. Pashen —Bak effektini tushuntiring.

#### **Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:**

1. Tashqi elektr maydoni atomning spektri.
2. Kristallarda bog'lanish turlari.
3. Energetik zonalar.
4. O'ta oquvchanlik. Tajriba natijalari.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G'., Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **26-mavzu: Molekulalar.**

### **Asosiy savollar:**

Vodorod molekulyar ioni, vodorod molekulasi, ikki atomli molekulalar termlari, kimyoviy bog'lanish, kovalent va ion bog'lanishlar.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Molekula, molekulaning bog'lanish energiyasi, Van-der-Vaal's kuchlari, ionli va kovalent bog'lanish, vodorod va osh tuzi molekulalarini hosil bo'lishi, vodorod molekulasi uchun Shredinger tenglamasi, vodorod molekulasi potentsial energiyasi, molekulaning tebranma va aylanma harakat energiyasi, ularga mos keluvchi energetik sathlar, molekulalarning spektri, yorug'likning kombinatsion sochilishi, binafsha va qizil yo'ldosh spektrlar, yorug'likning kombinatsion sochilishini kvant nazariya bilan tushuntirish

**1-asosiy savolning maqsadi:** Talabalarni Van-der –Vaal's kuchlari xususiyati to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va Van-der –Vaal's kuchlari haqidada tushuncha berish.

### **Identiv o'quv maqsadlari:**

1. Van-der –Vaal's kuchlarini o'rganish.
2. Ionli bog'lanish kuchlari
3. ovalent bog'lanish kuchlari.

**1- savolning bayoni:** Atom spektral qonuniyatlari atomning elektron qobig'i tuzilishi xususiyatlarini va optikaviy elektron xossalari to'la aks ettiradi. Endi ximyaviy qonuniyatlarini xuddi shu elektron qobig'i va ayrim elektron xossalari bilan qanday bog'langanligini o'rganamiz. Elementning ximyaviy xossalari tashqi qobiq elektronlari bilan bog'liq. Atomning ximyaviy xossalari faqat shu atom bilan o'zaro ximyaviy ta'sirlashuvchi bir yoki bir necha boshqa atomning hozir bo'lishidagina namoyon bo'ladi. Atomlarning ximyaviy xossalari va ularni molekulalarga birlashtiruvchi ximyaviy kuchlarni o'rganish ularning spektral qonuniyatlaridan farqli ravishda atom

strukturasiga emas balki molekula tuzilishiga va uning fizikaviy hamda ximiyaviy xossalarini o'rganishga asoslanadi.

Molekula turg'un tuzilishga ega atomlar to'plamidir. Molekulada har bir atom turg'un o'ringa ega. Molekuladagi har qanday atomning o'z o'rnidan siljishi molekulaning potentsial energiyasini ortishiga olib keladi. Atomlarning bog'langan sistemaga birikishi quyidagi kuchlar ta'siri ostida yuz beradi. Bu kuchlar bir-biridan uzoq masofada joylashgan molekulalar atomlari o'rtasida ularning elektron strukturalarini o'zaro qaplanishi asosida vujudga keladi. Bu kuchlar atomlarni molekulalarga biriktira olmaydi va shuning uchun ular sof holda molekula tuzilishida qatnashmaydi. Van-der-Vaals kuchlari asosan suyuq molekulalarni bir-biri bilan bog'lab turishda muhim rol o'ynaydi.

Mendeleev davriy sistemasida inert gazlarga eng yaqin turgan atomlarning shu inert gaz atomlari elektron konfiguratsiyaga ega bo'lishiga moyilligi ularning ion bog'lanishini vujudga keltiradi.

Ishqoriy metallar atomida bitta elektron to'ldirilgan qobiqdan tashqarida harakatlanadi va u yadro bilan kuchsiz bog'langan.

Galogenlarda esa elektron qobiqni inert gaz atomining turg'un elektron qobig'igacha to'ldirish uchun bitta elektron etishmaydi. Bu xil atomlar o'rtasida ximiyaviy bog'lanish bir atomning bitta yoki bir necha kuchsiz bo'langan elektronlarini ikkinchisiga o'tishida birinchi atomning (+), ikkinchisini (-) zaryadlanishi natijasida o'zaro elektrostatik tortishish kuchining vujudga kelishi bilan amalga oshiriladi. *NaCl* molekulasi atomlarning bog'lanishi  $Na^+, Cl^-$  ionlari o'rtasida elektrostatik tortishish kuchi asosida vujudga keladi. Ionli kuchlar ham atomlarni yakka holdagi molekulaga biriktira olmaydi. Molekula deb atomlarning tajriba vaqtida yakka holdagi zarra sifatida namoyon bo'luvchi elektr neytral tshplamini ko'zda to'tamiz.

Molekulaga birikkan ikki atom uchun bir yoki bir necha elektronlarning umumlashishi orqali shu ikki atomning kovalent bog'lanishi vujudga keladi. Umumlashgan elektronlar shu ikki atom o'rtasida oraliq sohada harakat qiladi. Vodorod atomining molekulasida sof kovalent bog'lanishga misol bo'ladi. Kovalent bog'lanishning tabiatini tushuntirish kvant mexanikasining ajoyib yutuqlari orqali tushuntiriladi. Vodorod atomi bitta praton va bitta elektrondan iborat  $1s$  qobiqda. Ikkita vodorod atomining bir-biriga ma'lum masofaga yaqinlashishida elektronlarning ikkalasi ham ikki pratonning umumiy ta'siriga to'shadi, ya'ni ikkala praton o'zaro elektron almasha boshlaydi. Vodorod molekulasi elektronlarning yangidan hosil bo'lgan umumiy elektron qobig'i vujudga keladi. Molekulada ikkita vodorod atomi emas balki ikkita atomning tashkiliy qismigina (ikkita praton va ikki elektron) qatnashadi. *NaCl* molekulasi  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$  elektron konfiguratsiyaga ega natriy atomi va  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$  elektron konfiguratsiyaga ega xlor atomi mavjud bo'lmasdan, balki elektron konfiguratsiyalari mos ravishda  $1s^2 2s^2 2p^6$  va  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$  bo'lgan  $Na^+, Cl^-$  ionlari qatnashadi.

**Vodorod molekulasida.** 1. Tebranma harakat, 2. Aylanma harakat, 3. Valentlik. Vodorod molekulasida ikkita elektronga ega, ya'ni uning  $H^+, H^*$  ionining yagona elektroniga bitta elektron qo'shilgan. Elektronning potentsial energiyasi

$$U = -\frac{e^2}{r_{1a}} - \frac{e^2}{r_{2a}} - \frac{e^2}{r_{1b}} - \frac{e^2}{r_{2b}} + \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{R}.$$



1) To'liq funktsiya ikki elektronning kordinatalariga bog'liq. Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:  $\Delta_1\psi + \Delta_2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E + \frac{e^2}{r_{1a}} + \frac{e^2}{r_{2a}} + \frac{e^2}{r_{1b}} + \frac{e^2}{r_{2b}} - \frac{e^2}{r_{12}} - \frac{e^2}{R})\psi = 0$ , (2)

Bu yerda  $\Delta_1$ -Laplas operatori bo'lib, u birinchi elektronning kordinatalarini o'z ichiga oladi,  $\Delta_2$ -ikkinchi elektronning kordinatalarini o'z ichiga oladigan Laplas operatori. Har bir elektronning  $m_s$  kvant soni ikki xil qiymatga ega bo'lishi mumkin:  $\pm \frac{1}{2}$ . Agar ikkala elektron uchun  $m_s$  ning ishorasi turlicha bo'lsa, spinlari qarama-qarshi yo'nalgan, ya'ni anti parallel bo'ladi,  $m_s$  ning ishorasi bir xil bo'lganda spinlar parallel bo'ladi. Energiyaning (2) tenglamadan kelib chiqadigan xususiy qiymatlari yadrolar orasidagi masofaga bog'liq ekan, ya'ni  $E=E(R)$ . Spinlar orientatsiyasi  $\uparrow\uparrow; \downarrow\downarrow$  bo'lgan hollarda bu bog'lanish xarakteri katta farq qiladi. Antiparallel spinli atomlarga yaqinlashganda molekula hosil bo'lishi mumkin. Molekulalar orasidagi masofa  $\infty$  ga intilganda molekula energiyasi  $E_0$  asimtotik qiymat 2-rasmda tasvirlangan ikkala egri chiziq uchun bir xil bo'lib, bu energiya molekulani izolyatsiyalangan atomlarga bo'lishi, ya'ni molekulani dissotsiatsiyalash uchun zarur bo'lgan energiyaga teng bo'ladi. Ikki atomli boshqa molekulalar uchun ham xuddi shunday hol yuz beradi. Elektron konfiguratsiya bilan bog'liq bo'lgan energiya  $R$  ning ma'lum bir qiymatlari uchun minimum bo'ladi vavodorod molekulasida uchun olingan egri chiziq shaklida bo'ladi. Elektron konfiguratsiya o'zgarganda elektron energiyasi yadrolar orasidagi masofaga bog'lanish egri chizig'i ham o'zgaradi. Energiyaning asimptotik qiymati ham boshqacha bo'lib qoladi. Asosan molekulaning energiya zaxirasi o'zgarishi atomdagi kabi, molekulaning periferik qismini tashkil etuvchi elektron konfiguratsiyadagi o'zgarishlar natijasida yuz beradi. Biroq elektron konfiguratsiya o'zgarmaganda molekulaning yadrolari umumiy inertsia markaziga nisbatan turlicha tebranib va aylanib turishi mumkin. Ularni quyidagicha belgilaymiz:

$E_e$  – elektron konfiguratsiyaga aloqador bo'lgan energiya (elektron energiyasi);

$E_v$  – molekulaning tebranishlariga mos keluvchi energiya (vibratsion energiya);

$E_r$  – molekulaning aylanishga aloqador bo'lgan energiya (rotatsion energiya). Bu harakatning har birini alohida deb hisoblab to'liq energiyani quyidagicha yozish mumkin:  $E = E_e + E_v + E_r$ . (3)

Tajribaning va kvantomexanik hisobotlarning ko'rsatishicha,  $E_e, E_v, E_r$  energiyalar faqat diskret qiymatlar olishi mumkin. 1. Tebranma harakat. Garmonik ostsillyatorni, ya'ni kvazi elastik  $f = -kx$ ; (4)

kuch ta'siri ostida turgan zarrani qarab chiqaylik. Bunday zarraning potentsial energiyasi  $u = \frac{kx^2}{2}$ ; (5)

Klassik fizikadan  $\omega_v = \sqrt{\frac{k}{m}}$  (6)

chastotani kiritib, potentsial energiyani quyidagicha yozamiz

$$U = \frac{m\omega_v x^2}{2}. \quad (7)$$

Garmonik ostsillyator uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E_v - \frac{m\omega_v^2}{2})\psi = 0, \quad (8)$$

bu yerda  $E_v$ -ostsillyatorning to'liq energiyasi. Bu tenglama  $E_v$  parametrning  $E_v = (v+1/2)\hbar\omega_v$ ,

$v = 0, 1, 2, 3, \dots$ -tebranishlar kvant soni deb ataladi. Garmonik ostsillyator sathlarining sxemasi 4-rasmda berilgan. Sathlar U potentsial energiya egri chizig'ining ichiga chizimladi. Biror kvant sistemasining to'liq E energiyasi aniq qiymatga ega bo'lgani holda U potentsial va T kinetik energiya noaniqligicha qoladi ( $E = T + U$ ). Agar U potentsial energiya koordinatalar va T kinetik energiya impulsar funktsiyasi ekanligini hisobga olinsa, buning sababini tushinish qiyin emas. Tebranish kvant soni  $v$  tanlash qoidasiga ko'ra  $\Delta v = \pm 1$ . (10)

Shuning uchun garmonik ostsillyator energiyasi faqat  $\hbar\omega_v$  portsiyalab o'zgarishi mumkin. Kvant mexanikasi garmonik tebranish energiyasi mumkin bo'lgan eng kichik qiymat nolga emas, balki  $E_v = 1/2\hbar\omega_v$  ga teng degan xulosaga olib keladi. Energiyaning bu qiymatini nolinchi energiya deb ataladi. Tebranishlar kichik bo'lganda molekula potentsial energiyasining egri chizig'i parabola bilan mos to'shadi. Tebranishlar intensivligi oshganda yuzaga keladigan angarmoniklik shunga olib keladi.  $v$ -kvant soni ortishi bilan sathlar zichlashib, dissosatsiyalangan molekulalarning  $E_0$  energiyaga teng bo'lgan chegaraviy qiymatlarga intiladi.

**Aylanma harakat.** Molekulaning aylanma harakati energiyasi haqidagi masalani ko'rib chiqaylik. Molekulaning inertsia momenti  $I$  va  $\omega_r$  burchak tezligi bilan aylanayotgan sistemaning energiyasi

$$E_r = \frac{I\omega_r^2}{2} = \frac{(I\omega_r)^2}{2I} = \frac{M^2}{2I}, \quad (11)$$

bo'lishini mexanikadan bilamiz.  $M = I\omega_r$ -sistema impuls momenti. Kvant mexanikasiga muvofiq, impuls momenti faqat diskret qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$M = \hbar\sqrt{I(I+1)}; \quad (12)$$

$I$ -impuls momentining kvant soni.

$$E_r = \hbar^2 \frac{I(I+1)}{2I}; \quad (13)$$

Shunday qilib molekulaning to'liq eneorgiyasi

$$E = E_e + (v+1/2)\hbar\omega_v + \frac{I(I+1)}{2I} \hbar^2; \quad (14)$$

Tajriba va nazariya shuni ko'rsatadiki, aylanma sathlar orasidagi masofa tebranma sathlar orasidagi masofadan kichik. Molekulaning energetik sathlar orastidagi masofani joylashishi – rasmda ko'rsatilgan.

Vodorod molekulasida, atomlarning molekulaga brikirish hamda bir atomning elektroni boshqa atomning antiparallel spinli elektroni bilan almashinishida yuz beradi. Bu xil kovalent bog'lanishda antiparallel spinli elektronlar jufti ishtirok etadi. Atomning hamma elektronlari antiparallel spinli juftlarga birlashgan bo'lsa, hech bir elektron boshqa atom bilan birikib molekula hosil qila olmaydi. Bunga inert gazlar misol bo'la oladi. Inert gazlar atomida elektronlar antiparallel spinli juftlarga birlashgan va atomning to'la spini nolga teng. Atomlarni tshldirgan elektron qobiqlari bir-birini

ichiga kira olmaydi. Pauli printsipliga ko'ra har bir holatda faqat bittagina elektron joylashishi sababli bir-biriga kirgan qobiqlardagi elektronlarning ortiq qismi yuqori qismi yuqori holatlarga siqib chiqariladi. Bu esa sistema energiyasining ortib ketishiga va atomlarning o'zaro itarilishiga olib keladi. Atomlar molekulaga birikishida to'ldirilmagan tashqi elektron qobig'i bilan bog'liq bo'ladi. Tashqi elektron qobig'idagi elektronlar soni atomning vodorod atomiga nisbatan valentligini bildiradi. Masalan, metan molekulasida  $CH_4$  to'rt valentli uglerod atomining to'rtta valent bog'lanishi to'rtta vodorod atomining valent bog'lanishi bilan to'yingan. S atomi to'rtta H atomi bilan kovalent bog'lanish tuzadi. Ikki azot atomi uchun uch karrali kovalent bog'lanish bilan  $N \equiv N$  azot molekulasida birikishi mumkin. Getropolyar bog'lanishda

atomlarning molekulaga birikishi valent elektronlarni bir atomdan ikkinchisiga o'tish bilan kuzatiladi. Molekulaga birikkan atomlar zaryadlanib qoladi, zaryadlar soni ularning valentligiga teng bo'la

Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar va ularning fizik tabiati. Vodorod molekulasida. 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 ( $NaCl$ ) molekulasida esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo'la oladi. Molekuladagi atomlar tinimsiz harakat qiladilar, gaz holatdagi modda molekulalari 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 e'tibor 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 tutashtiruvchi 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. 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 yetarli bo'lmaganda, lekin real gazlar, suyuqliklar va ba'zi kristallarning xossalariida muhim rol o'ynaydi. Molekula hosil bo'lishiga olib keladigan ximiyaviy 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. Ionli (geteropolyar) bog'lanishni hosil bo'lishi bilan tanishaylik. Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog'langan. Gologen atomlari tashqi elektron qobig'ini to'lishiga bitta elektron yetishmaydi. 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  $NaCl$  molekulasi hosil bo'lish jarayonini sifat jihatdan tahlil qilaylik. Ishqoriy metall  $Na$  va gologenlar guruhiga kiruvchi  $Cl$  atomlarining elektron qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi mos holda  $1S2S2P63S1$  va  $1S 2S 2P63S23P5$  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  $5,1eV$ . Xlor atomining  $M$  qobig'i batamom to'lishi uchun esa  $3P$  qobiqchada bitta elektron yetishmaydi. Agar elektron bo'lganda edi, xlor atomi uni nisbatan katta ( $3,7eV$ ) energiya bilan tutib turar edi. Demak, bir-biridan yetarlicha uzoq masofada bo'lgan natriy atomidan elektronni xlor atomiga olib berish uchun  $5,1-3,7=1,4eV$  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 haqiqatga yaqin natija kelib chiqadi. 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  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $CO$ ,  $HO$ ,  $CH_4$  kabi molekulalar misol bo'la oladi. Ayni bir xil atomlardan turg'un molekula hosil bo'lishini ion bog'lanish yoki Vander-Vaals kuchlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Vodorod molekulasini uchun kovalent bog'lanishning birinchi kvant nazariyasi V. Gaytler va F. Londonlar tomonidan 1927 yilda yaratildi. Kovalent bog'lanish tabiatini vodorod molekulasi hosil bo'lish misolida sifat jihatdan tushuntirishga harakat qilaylik. Ikki vodorod atomini fikran elektron qobiqlari o'zaro kirishib ketguncha bir-biriga yaqinlashamiz. Asosiy holatda har bir vodorod atomining  $1S$  elektronning 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 atomning  $1S$  qobig'i boshqa atomning elektronini vaqtincha olish hisobiga to'ladi va geliy atomiga o'xshab qoladi. Hosil bo'lgan  $H_2$  molekulasi

kvantlashgan energetik sathlarini aniqlash uchun ikki proton maydonida joylashgan ikki elektron) uchun Shredingerning statsionar tenglamasini yechish talab etiladi.

Bunday sistema uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\Delta_1^2\psi + \Delta_2^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[ E - e^2 \left( \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0, \quad (15)$$

bu tenglamada

$$U = \left[ -e^2 \left( \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right], \quad (16)$$

ifoda vodorod molekulasida ikki proton va ikki elektronning o'zaro ta'sir potentsial energiyasidir. Tenglamadagi  $a$   $r_1$  va  $b$   $r_2$  belgilar molekuladagi birinchi va ikkinchi elektronlarining koordinatasi qatnashgan Lapl'as 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.

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  $N_2$  molekulasi hosil bo'lishda 4,5 eV, ya'ni NaCl molekulasidagiga qaraganda ham ko'proq energiya ajralib chiqadi. Ammo bunday sifatli mulohazalar bilan «spinlarining yo'nalishi bir xil bo'lgan vodorod atomlari turg'un molekula hosil qilishi mumkinmi?» - degan savolga javob berish qiyin. Tajriba va qat'iy nazariy hisoblashlar 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, yaxlit molekula bo'ylab umumlashgandir. Masalan,  $N_2$  molekulasida qo'shni atomlarning uchtdan 2P valent elektronlari umumlashib, 3 juft kovalent bog'lanishlar hosil qilishda qatnashadilar. Metan  $CH_4$  molekulasida esa uglerod atomining L qobig'idagi to'rtta 2S2 2P2 elektronlari juft-juft holda to'rtta vodorod atomlarining elektronlari bilan bog'lanadilar. Olmos, kremniy, germaniy kabi kristallar ham, kovalent bog'lanishga ega.

Turli ximiyaviy bog'lanishdan hosil bo'lgan molekulalar 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 kristalining juda qattiqligida ko'rishimiz mumkin.

Ayrim kristallarda kovalent va ion bog'lanishlar birgalikda ham uchraydi. 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 atomning elektroni yoki ikkinchi atom elektroni degan so'z ma'nosini yo'qotadi. Bunda kvant mexanikasidagi bir xil zarrachalarning farq qilmaslik prinsipi o'rinli bo'ladi. Ikki atomli molekulalarining elektronlarini, tebranma va aylanma harakati energiyasi bilan tanishaylik. Molekula murakkab kvant sistema bo'lib, u molekuladagi elektronlarning harakatini,

atomlarining tebranma va molekulaning aylanma harakatini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi. Bu tenglamaning yechimi juda murakkab bo'lgani uchun odatda uni elektron va yadrolar uchun alohida yechiladi.

Molekulaning energiyasini o'zgarishi asosan uni tashqi qobig'idagi elektronlarning holatini o'zgarishi bilan bog'liqdir. Lekin molekuladagi elektronlarning ma'lum bir turg'un holatida ham molekula yadrolari umumiy inersiya markazi atrofida tebranma va aylanma harakat qilishi mumkin.

Molekulaning energiyasi asosan uch harakatga mos energiyalarning yig'indisiga teng:

$$E \approx E_{el} + E_{teb} + E_{ayl}, \quad (17)$$

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

$E_{el}, E_{teb}, E_{ayl}, eV; = 10^1; \approx 10^{-2} \div 10^{-1}; \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$  ga teng.  $E_{el} \gg E_{teb} \gg E_{ayl}$  tengsizlik o'rinli bo'ladi. 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

$$E_1 = \frac{e^4 m_0}{2h^2} = \frac{h}{2m_0 a_0^2} = -13,6 eV$$

bo'lishini va unda  $a_0 = \frac{h}{m_0 e^2} = 0,529 A^0 \quad (18)$

Bor radiusiga teng ekanligini yuqorida ko'rib o'tganmiz. Molekulaning energiyasi har bir atomdagi elektron energiyalarining yig'indisiga teng. Ikki atomli molekulaning yadrolarining aylanma harakat energiyalarini baholash uchun uni qo'pol holda inersiya momenti  $mr^2$  bo'lgan rotatorga o'xshatish mumkin. Rotator deb, o'zaro bog'langan va biri ikkinchisi atrofida aylanma harakat qiluvchi zarrachalar sistemasiga aytiladi. Molekulaning aylanma harakat energiyasi

$$E_{ayl} = \frac{L^2}{2I_0} \quad (19)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda  $I_0 = hr^2$  bo'lib molekulaning inersiya markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti,  $L$  - molekulaning impuls momenti bo'lib, kvantlangan qiymatlarni oladi:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \quad (20)$$

bu formulada  $l$  - orbital kvant soni, u  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  qiymatlarni oladi. (6) ni hisobga

olsak, (5) quyidagi ko'rinishni oladi.  $E_{ayl} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{I_0} \quad (21)$

(21) formulaga  $V = \frac{\hbar^2}{I_0}$  belgilashni kiritsak, u ancha sodda ko'rinishni oladi:

$$(E_{ayl})l = Vl(l+1) \quad (22)$$

V - molekulaning aylanish doimiysi. Kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga ko'ra qo'shni aylanma sathlar orasida faqat  $\Delta l = \pm 1$  bo'lgan o'tishlarigina bo'lishi mumkin.

$\Delta l = + 1$  shart yorug'lik yutilishiga,  $\Delta l = - 1$  shart yorug'lik sochilishiga mos keladi.

Ikki atomli molekulaning yadrolari muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladilar. Molekuladagi yadro tebranishlariga garmonik tebranishlar deb qarab, uni massali chiziqli garmonik ossilyatorning tebranishlariga o'xshatish mumkin. Biz oldingi

$$5\text{-mavzuda garmonik ossilyatorning energiyasi } E_{teb} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 \quad (23)$$

ifoda bilan aniqlanishini ko'rgan edik. Tebranma kvant soni  $n$  uchun ham tanlash qoidasi bajariladi:  $\Delta n = \pm 1$ . Shunday qilib, yuqoridagi (8) va (9) ifodalarni hisobga olsak, molekulaning to'liq energiyasi

$$E = E_{el} + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + Vl(l+1) \quad (24)$$

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. (10) formuladan ko'rinadiki,  $n$  va  $l$  kvant sonlarining turli qiymatlari bilan aniqlanadigan molekulyar energetik spektr tebranma va aylanma energetik sathlarning sistemasidan iborat. Vodorod molekulasida uchun  $\hbar\omega = 0,547 \text{ eV}$ ,  $V = 0,07 \text{ eV}$ , ya'ni molekulaning tebranma energiyasi, aylanma energiyasidan kattadir. Bunday hol barcha ikki atomli molekular uchun xosdir. Demak, tebranma sathlar bir-biridan bir xil va nisbatan katta oraliqda yotsa, aylanma sathlar esa juda zich joylashgan va  $l$  ortishi bilan siyraklashib boradi. Molekuladagi atomlar (yadrolar) harakatining kvantlanishi molekulaning nurlanish (yutilish) spektrida yaqqol namoyon bo'ladi.

(24) 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 yo'g'on, o'rtacha yo'g'onlikdagi va ingichka chiziqlar bilan ikkita elektron sath uchun tasvirlangan.

Molekulalarning tuzilishi va ularning energiya sathlarining 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  $\pm 1$  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 chiziqli 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 hatto 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 ko'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'rinishga boshlaydi. Molekulalarning aylanma sathlarini mikroto'lqinli radiospektroskopiya usuli bilan o'rganiladi. Bu usulda tekshiriluvchi gaz qamalgan metall naydan (volnovod) chastotasi  $\sim 10^{10}$  Gs 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 ( $1/\lambda \cong 103 \text{ sm}^{-1}$ ) 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 spektroskopiya molekulaning juft orbital soni  $l$  ga mos kelgan energetik sathlar juft termlar va toq  $l$  li sathlar toq termlar deb nomlanadi.  $\text{N}_2$  molekulasida uchun molekulyar termlarning juftligi protonlar spinlarining oriyentatsiyasi bilan uzviy bog'liq bo'lgan quyidagi kvant holatlarni vujudga keltiradi:

a) ortovodorod - yadrolarining spinlari parallel bo'lgan  $\text{N}_2$  molekulasida. Bu holda spin funksiya simmetrik va koordinat funksiyasi antisimmetrik. Shuning uchun ortovodorod orbital kvant soni  $l$  toq termlarda mavjud bo'la oladi xolos. Uning eng quyi energetik holatiga  $l=1$  mos keladi;

b) paravodorod - yadrolarining spinlari antiparallel  $\text{N}_2$  molekulasida. Bu molekula  $l$  juft bo'lgan holatlardagina uchraydi. Paravodorodning eng quyi energetik holatida  $l = 0$ , ya'ni yadrolarning orbital harakati "muzlab qoladi".

#### ***Nazorat savollari:***

1. Energetik zonalar nima?
2. O'ta oquvchanlik xususiyati nimadan iborat?
3. Molekulalar energiyasi tajriba natijalari bilan qanday bog'langanligini izohlang.
4. Molekulalardagi kimyoviy bog'lanishlarning fizik tabiati qanday?
5. Ionli va kovalent bog'lanishlarni misollar orqali tushuntiring.
6. Vodorod molekulasida hosil bo'lishini kvant nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntiring.
7. Vodorod molekulasida uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda yoziladi va undan molekula energiyasi uchun qanday natija olingan?
8. Molekulalarning harakat energiyalari va ularga mos spektrlarni tushuntiring.
9. Yorug'likning kombinatsion sochilishi nimadan iborat?

#### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Kristallarda bog'lanish turlari. Energetik zonalar. O'ta oquvchanlik. Tajriba natijalari.



### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

### **27-mavzu: Molekulalarda yadro tebranma va aylanma harakati haqida tasavvur**

#### **Asosiy savollar:**

#### **Ikki atomli molekulalar holatlarini sistematikasi haqida ba'zi bir ma'lumotlar.**

**Tayanch so'zlar va iboralar:** Molekula, molekulaning bog'lanish energiyasi, Molekulyar termlar. Van-der-Vaals kuchlari, molekulaning tebranma va aylanma harakat energiyasi, ularga mos keluvchi energetik sathlar, tebranish, spektr, minimum, amplituda, harakat, chastota, garmonik tebranish, antigarmonik tebranish, sohalar, dissotsiatsiyalanish, molekulalarning spektri, yorug'likning kombinatsion sochilishi, binafsha va qizil yo'ldosh spektrlar, yorug'likning kombinatsion sochilishini kvant nazariya bilan tushuntirish.

**Molekulyar orbitallar usuli.** Valent bog'lanish usuliga teskari bunda, molekulyar orbitallar usuli avval boshdan molekulani tashqi elektronlar butun molekulaga tegishli bo'lgan sistema kabi qaraladi .Orbitallar alohida atomlar orbitallari emas, balki molekulalar orbitallari hisoblanadi. Molekulalarning mavjudligi atomlar o'rtasidagi elektronlar zichligi konsentratsiyasini ta'minlaydi. Qarama-qarshi yo'nalishli spinga ega bo'lgan ikkita elektronlarning kovalent bog'lanishining hosil bo'lishi molekulyar orbitallar usuli nuqtai nazaridan shunga olib keladiki, bunda qarama- qarshi yo'nalishli spinlar holdagi atom orbitalarining bir-birini qoplashida elektron bulut zichligi oshadi. Bir xil yo'nalishlarga ega bo'lgan spinlarda esa Pauli prinsipiga ko'ra bu yuzaga kelmaydi. Molekulyar va atom orbitallari usullari kombinatsiyasida valent bog'lanish usuli molekula strukturasi tushuntirishga yanada yaqinroq ifodalashga imkon beradi. Born-Oppengeymer yaqinlashishi. Molekulalar fizikasi prinsipial jihatdan atom fizikasidan unchalik farq qilmaydi. Ammo molekulyar ko'rinishdagi oddiy sistema uchun hatto Shredinger tenglamasini analitik yo'l bilan yechish mumkin emas. Bunday oddiy sistema vodorod molekulasi ioni  $+2 H$  , bu ikkita proton va bitta elektrondan tashkil topgan (1-rasm). Nazariy jihatdan molekulyar fizikada vodorod molekulasi ionlari  $+ 2 H$  xuddi atom fizikasidagi vodorod atomi kabi muhim rol

o'ynaydi va shuning uchun hech bo'lmaganda yaqinlashuvchi analitik yechimga ega bo'lish maqsadga muvofiqdir. Yanada murakkabroq molekulalar uchun Shredinger tenglamasining yechimi yanada qiyin hisoblanadi. Shuning uchun molekulyar fizikada atomlarning elektronlari va yadrolari massalarini farqi katta bo'lishiga asoslangan Born-Oppengeymer yaqinlashishidan foydalaniladi. Yadrolar elektronlarga nisbatan sezilarli darajada sekin harakatlanadi va shuning uchun elektronlar harakati holati yadroning molekuladagi oniy joylashishiga mos keluvchi statsionar holat kabi o'rnatiladi. Bu shuni anglatadiki: *vaqtning har bir momentidagi elektronlarning holatini hisoblash uchun atom yadrosini qo'zg'almas deb olish kerak bo'ladi va elektronlarni qo'zg'almas yadroning statsioanr maydonidagi harakatlanishi deb qarash kerak bo'ladi. Natijada, molekulalarning konkret konformatsiyasi uchun yechim hosil bo'ladi.*

Ikki atomli molekulalar uchun konformatsiya yadrolar o'rtasidagi masofalarning farqi bilan xarakterlanadi, ko'p atomli molekulalar uchun esa – yadrolarning o'zaro joylashishi turlari bilan. Har bir konformatsiya uchun molekulalarning potensial energiyasini hisoblash va molekulalarning konformatsiyasini xarakterlovchi parametrlar orqali ifodalash mumkin. Born-Oppengeymer yaqinlashishida vodorod molekulasini  $+2H$  uchun ezilgan Shredinger tenglamasini aniq yechimi

topish mumkin bo'ladi:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b} \right] \right) \psi = 0 \quad (1)$$

Topilgan Shredinger tenglamasini (1) aniq yechimi tajribalar bilan solishtirishda va kvant mexanikani molekulalarga qo'llash darajasini aniqlash imkoniyatini beradi.

Strukturani tasvirlashda valent bog'lanish usuli. Kovalent bog'lanishni ta'minlovchi elektronlarning har bir jufti mos keluvchi atomlar o'rtasidan o'tkazilgan chiziq bilan tasvirlanadi. Masalan, tashqi qobiqni tahlil qilish ko'rsatadiki,  $H_2$ ,  $O_2$  va  $N_2$  molekulalar atomlarida kovalent bog'lanishni hosil qilishda mos holda bir, ikki va uchta elektronlar jufti ishtirok etadi. Bu molekulalarning strukturasi  $H-H$ ,  $O=O$ ,  $N\equiv N$ .

Ikki atomli va atomlar soni undan ko'p bo'lgan molekulalar uchun elektron sathlar tarkibida elektron, tebranma va aylanma sathlar mavjud bo'ladi. Elektron sathlar orasidagi energetik masofa yetarli darajada katta bo'lib, 1-10 eV kattalikni tashkil etadi. Bu sathlar orasida tebranma sathlar joylashgan bo'lib, ular bir-biridan bir xil masofada joylashadi. Tebranma sathlar orasidagi energetik masofa  $10^{-2} - 10^{-1}$  eV kattalikda bo'ladi. Tebranma sathlar orasida esa aylanma sathlar joylashgan.

Ular orasidagi energetik masofa kattaligi  $10^{-5} - 10^{-3}$  eV oralig'ida bo'ladi. Sathlar holatini *termlar* belgilaydi va mos ravishda elektron sathlarni *elektron termlar*, tebranma sathlarni *tebranma termlar* va aylanma sathlarni *aylanma termlar* belgilaydi. Agar molekulaning elektronlari spin kvant soniga ega ekanligini hisobga olsak, tashqi ta'sir natijasida sathlar ikkiga bo'linishi mumkin. Bunday holatlarda dublet termlar hosil bo'ladi deb qabul qilingan. Dublet termlar nafaqat elektron, balki tebranma va aylanma sathlarga ham tegishli bo'ladi. Tebranma termlar kattaligini tebranma sathlar energiyasi bilan aniqlash mumkin. Agar molekula ikki atomli bo'lsa, uning tebranishdagi erkinlik darajasi 1 ga teng bo'ladi va termning energiya kattaligi quyidagicha aniqlanadi:

$$E_{teb} = h\nu \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

bu yerda  $v$ - molekula tebranishini xarakterlovchi garmonik ossillyatorning tebranish chastotasi,  $n$  – esa, tebranish kvant sonlari bo'lib hisoblanadi. Tebranish kvant sonlari  $n=0, n=1, n=2$  va h. butun sonlarni qabul qilishi mumkin. Agar molekula uch va undan ko'p atomlarda iborat bo'lsa, bunday molekulalarning erkinlik darajasi  $f=3N-5$  yoki  $f=3N-6$  mos holda chiziqli va chiziqli bo'lmagan molekulalar uchun bo'lib hisoblanadi. Bu vaqtda tebranma termlarning energiya kattaligi quyidagi yig'indi bilan aniqlanadi:

$$E_{teb} = \sum_{i=1}^f h\nu_i \left( n_i + \frac{1}{2} \right) \quad (3)$$

Xuddi shunday ko'rinishda aylanma sathlar term energiysaini aniqlash mumkin. Agar molekula ikki atomli yoki uch atomdan iborat bo'lib, chiziqli molekula ko'rinishida bo'lsa, term energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\varepsilon_{ayl} = \frac{M^2}{2I} \quad (4)$$

Bu tenglamada  $I$  – molekulaning inersiya momenti va bu moment molekula o'qiga nisbatan aniqlanadi.  $M$  esa molekulaning harakat miqdorining momenti yoki aylanma moment bo'lib hisoblanadi va u quyidagicha topiladi:

$$M^2 = \frac{h}{4\pi^2} j(j+1) \quad (5)$$

Bu yerda  $J$  aylanma kvant sonlar bo'lib,  $0,1,2$  kabi butun sonlarni qabul qila olishi mumkin. 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.

Bu effekt shundan iboratki, biror moddaga (gaz, suyuqlik, shaffof kristall)  $\nu_0$  chastotali monoxromatik yorug'lik tushsa, bu moddada sochilgan yorug'lik spektrida  $\nu_0$  chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik joylashgan qo'shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo'ladi.

Bu qo'shimcha spektral chiziqlarga mos kelgan chastota tushayotgan monoxromatik yorug'lik chastotasi bilan yorug'likni sochayotgan molekulalarning tebranma yoki aylanma o'tishlarida hosil bo'ladigan nurlanishlar chastotalarining ayirmasiga yoki yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu_i' \quad , \quad (6)$$

Kombinatsion sochilish spektridagi chastotasi moddaga tushayotgan yorug'likning chastotasidan kichik bo'lgan chiziqlar qizil yo'ldosh spektrlar, chastotasi  $\nu_0$  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 yorug'likni 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  $\nu_0$  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 molekulani 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 molekulalarning soni, uyg'onmagan molekulalar sonidan ancha kam bo'lsa, binafsha yo'ldosh chiziqlarning intensivligi, qizil yo'ldosh chiziqlarnikidan kichik bo'ladi. Temperatura ortishi bilan uyg'ongan molekulalarning soni ortadi, natijada binafsha yo'ldosh chiziqlar intensivligi ham kuchayadi.

Ko'p atomli molekulalar bir necha tebranish xarakteriga ega bo'lishi mumkin, buning sababi shundan iboratki molekulani tashkil qilgan har bir atom muvozanatda tebranadi.

Agar bir-biri bilan bog'langan N son atom bo'lsa, unda har bir atom 3 ta erkin darajaga ega bo'lib, ham N atomlar 3N erkinlik darajasini tashkil qiladi. Agar N atomni molekulaga biriktirsak, unda har bir atom alohida sistemani tashkil qilgan bitta bog'langan harakatli sistemaga aylanadi.

Kvantsiz sistema, kvantliga aylanadi. Quyidagi harakatlarni tashkil qiladi:

- molekulaning intilish harakati.
- molekulaning aylanma harakati.

Boshqa hamma harakatlar bir-biriga nisbatan ichki molekulyar har xil tebranish. Molekuladagi hamma atomlar 3 ta erkinlik darajada bo'lishi uchun 3 ta tebranish

$$S_{\text{teb}} = 3N - S \text{ molekulyar};$$

Chiziqli molekulalar uchun erkinlik darajasi 5-ta

$S_{\text{chi}}$  chiziqli molekulalar = 5 (3 ta intilma, 2-ta aylanma)

$S_{\text{chi}}$  chizsiz molekulalar = 6 (3 ta intilma, 3-ta aylanma)

$S_{\text{teb}}$  tebranish (chiz-li) = 3 N-5

$S_{\text{teb}}$  tebranish (chiz-siz) = 3 N-6

Molekulada atomlarning tebranishi bir-biriga bog'liq, shuning uchun bir atomning tebranish energiyasi muayyan vaqtdan keyin boshqa atomlar orasida tarqaladi va hamma atomlar tebranadi.

Molekulada atom tebransa, ularning koordinatlari yoki joylanishi o'zgaradi va bu holatda molekulaning og'irlik markazi siljmaydi va molekula aylanmaydi. Har bir atomning joylashishini dekart koordinata sistemasida qayd qilish mumkin. Ammo bu koordinata molekulalar o'zi bilan bog'liq emas. Shuning uchun bir-biri bilan o'zaro ta'sirsiz nuqtalar hosil qilishi mumkin. Qulay koordinatalar bu molekulalar xossalriga asoslangan koordinatalar. Shuning uchun molekulalarning tebranish nazariyasida tabiiy koordinatalar kiritilgan bu yerda 1) q- bu valent masofa o'zgarish koordinatasi; 2) j- burchak o'zgarish koordinatasi tabiiy koordinatasi. Tabiiy koordinata soni tebranish erkinlik darajasi soniga teng. Masalan:  $\text{CH}_4$

jami 10 ta koordinata bo'lishi kerak, ammo amalda 5j bor, chunki molekulaning bir burchagi o'zgarsa, boshqa burchagi ham o'zgaradi. Shuning uchun amalda

$$S_{\text{teb}} = 3 \cdot 5 - 6 = 9.$$

Kuzatilayotgan murakkab molekulaning spektrlari va tebranish dinamikasining bir-biriga bog'lanishini aniqlash uchun ko'rib turgan sistemaga tegishli harakat tenglamasini yozish kerak. Bunday tenglamani tuzish uchun quyidagicha yaqinlashishni yozish kerak. Potensial energiyani hamma koordinatalarining funksiyalari deb nazarga olish kerak.  $U = u(q_1, q_2, q_3, \dots, y_1, y_2, y_3)$ .

Shu funksiyaga muvofiq holat qatoriga  $q_i$  va  $\gamma_i$  yozish kerak.  $k_1$  va  $k_2$ -dinamik koeffitsiyentlar elastik kuch deb ataladi va bu kuchlar valent bog'lanish bo'yicha ta'sir qiladi.  $k_{11}$  va  $k_{21}$ -bular ham elastik kuchlar, valent bog'lanishga ta'sir ko'rsatadi. h-bog'-bog' ta'sirni ko'rsatadi. v-burchak-burchak ta'sirni ko'rsatadi. s-bog'-burchak ta'sirni ko'rsatadi.

Dinamik koeffitsiyentlar molekuladagi kuchlarning taqsimlanishini xarakterlaydi va koeffitsiyentlarni aniqlashning ximiyaviy bog'lanishini o'rganadi. Kinetik energiya: Umumiy ko'rinishda harakat tenglamani yozish kerak.

Bu tenglamalarning umumiy soni erkinlik darajasi soniga teng va bular birgalikda yechiladi. Yechim natijasida tebranish chastotasi, koordinatasi va koeffitsiyentlarning o'zaro bog'lanishlari haqida ma'lumotlar olish mumkin.

Tebranish chastotasi tebranish spektrlari orqali aniqlanadi, demak bundan dinamik koeffitsiyentni aniqlash mumkin. Molekulaning tebranishi valent va deformatsion tebranishlarga bo'linadi.

Valent tebranishda bog'larning uzunligi o'zgaradi, valent burchagi esa o'zgarmaydi. Deformatsion tebranishda valent uzunligi o'zgarmaydi, valent burchaklari o'zgaradi.

Shu tebranish hosil qilgan chastotalari – xarakterli chastota deyiladi -  $\omega_{xar}$  bu bilan molekulaning dinamik koeffitsiyentini aniqlash mumkin.

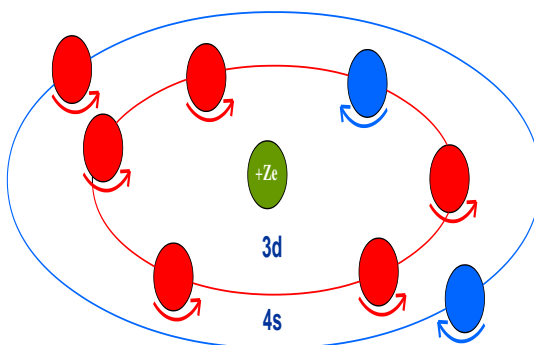
Kombinatsion sochilish hodisasi ko'p atomli murakkab molekulalardagi tebranma va aylanma energetik sathlarni, molekulalarning tuzilishini o'rganishda keng qo'llaniladi. Masalan, neft mahsulotlarining (benzin, yog'lar) tarkibi ana shunday aniqlanadi.

Magnit momentlari noldan farqli bo'lgan atom yoki molekulalar (paramagnit moddaning atom va molekulalari)ning energetik sathlari tashqi magnit maydon ta'sirida bir necha sathchalarga ajraladi.

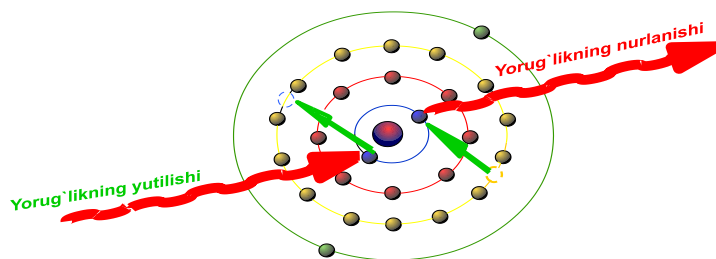
*Zeeman ajralishi* deb yuritiladigan. Tashqi magnit maydon ta'sir qilmaganda ( $H=0$ )  $l=0$ , lekin  $m$  ning qiymatlari  $-1,0$  va  $+1$  bo'lgan uchala sathlarning qiymatlari aynan bir xil, ya'ni  $m$  bo'yicha aynish karraligi 3 ga teng. Lekin tashqi magnit maydon ta'sirida ( $H \neq 0$ ) bu uch sathchalar ajraladi, ya'ni magnit kvant son  $m$  bo'yicha aynish yo'qoladi. Agar atom yuqoriroqdagi sathcha bilan xarakterlanuvchi holatga o'tsa, mazkur energetik sathchalar qiymatlarining farqi bilan aniqlanuvchi

energiyali nurlanish chiqarilishi lozim. Aksincha, quyiroq energetik sathcha bilan aniqlanuvchi holatdagi atom tashqi elektromagnit nurlanish ta'sirida yuqoriroq sathcha bilan xarakterlanuvchi holatga o'tadi. Bunday jarayon amalga oshishi uchun nurlanish kvantining energiyasi energetik sathchalar farqiga teng bo'lishi lozim, albatta. Bu yutilish ***paramagnit rezonans hodisasi*** deb ataladi.

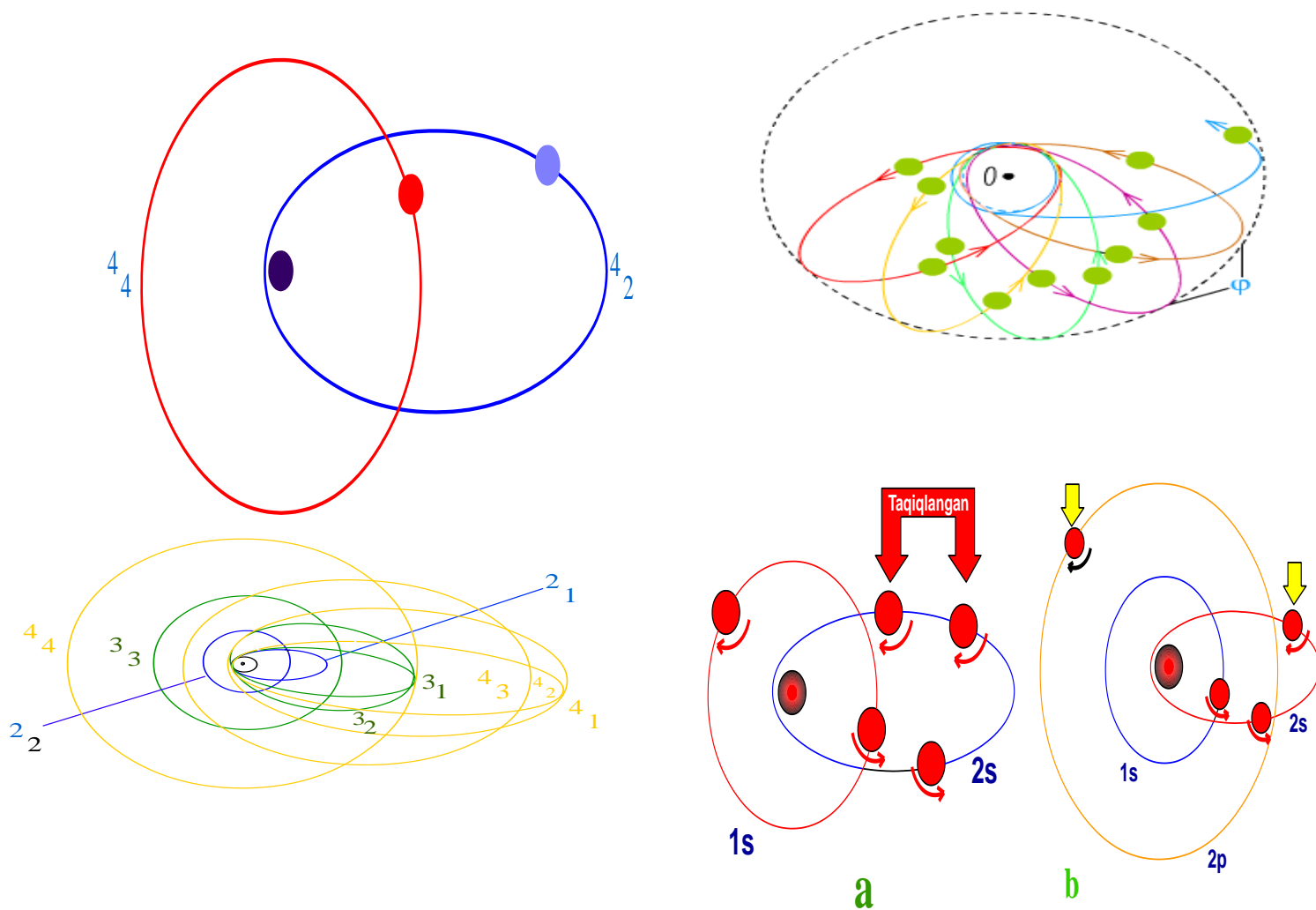
36 rasm



# 37 rasm



Simob atomining yorug'likni yutish va o'zidan yorug'lik chiqarish sxemasi



m	-2	-1	0	1	2		
d						$l=2$	10
P						$l=1$	6
S						$l=0$	2
M-qobiq $n=3$							18
							182

# 41 rasm

# 39 rasm

Gibridizasiya. Atom orbitalarining fazoviy strukturasi valent bog'lanish bilan birgalikdagi kombinatsiyasi ko'p hollarda molekula va molekulyar orbitallar strukturasi to'g'risidagi qanoatlanarli tasavvurlar hosil qilishga imkon beradi. Ammo kimyoviy birikma hosil qilishda atomning elektron qobiqlarida qayta qurish sodir bo'ladi va shuning uchun ximiyaviy birikmadagi atomning valent holati izolyatsiyalangan atomning holatidan farq qiladi. Ba'zan sezilarli darajada. Masalan,  $1s^2$ ,  $2s^2$ ,  $2p^2$  konfiguratsiyaga ega bo'lgan uglerodning izolyatsiyalangan atomi ikki valentlidir. Ximiyaviy birikmalarda u xuddi 4 valentli atom kabi kirishadi va  $CH_4$ ,  $CCl_4$  va hokazo ko'rinishidagi birikmalar hosil qiladi. Bu shuni anglatadiki, uglerod atomidagi 2s va 2p holatlar energiyalari kam farq qiladi va kimyoviy birikma hosil qilishda bu holatlarning 4 valentli elektronlardan iborat superpozitsiyasini yuzaga keltiradi. Bu hodisaga orbitallarning gibridizatsiyasi deb yuritiladi.

Molekulalarda tebranma va aylanma harakat haqida tasavvur. Molekulalarning energetik holatlarini aniqlashda uchta fizikaviy omil mavjuddir:

Molekulalarning to'lig'icha aylanishi.

Molekula atomlarining bir-biriga nisbatan tebranma harakati.

Molekulaning elektron strukturasi o'zgarish.

Energiyaning aylanma sathlari orasidagi masofa juda kichik bo'lib, u  $10^{-3}$  eV tartibga ega va bu holatlar o'rtasidagi o'tishlar to'lqin uzunligi 0,1 mm dan 1 sm gacha bo'lgan nurlanishlarni generatsiya qiladi. Energiyaning tebranma sathlari orasidagi masofa taxminan ikki tartibga katta va 0,1 eV tartibga ega. Bu sathlar orasidagi o'tishlar 1 mkm dan 0,1 mm gacha bo'lgan to'lqin uzunliklarga mos keladi. Valent elektronlar energiyalar sathlari orasidagi masofa bir necha eV ni tashkil qiladi va u spektrning ko'rish va UB qismlarining to'lqin uzunliklariga mos keladi.

Frank-Kondon prinsipi. Molekulalarning tashqi elektronlari energiyasi sathlari o'rtasidagi masofa xuddi atomlarning elektron sathlari orasidagi tartib kabi bo'ladi va bir necha eV ni tashkil qiladi, bu energiyaning tebranma va aylanma sathlari orasidagi masofadan ko'p marta katta. Elektron sathlari orasidagi o'tishlar chastotasi spektrning ko'rish yoki UB qismida yotuvchi fotonlarning yutilishi yoki chiqarilishi bilan bog'langan. Elektron o'tishlar paytida elektron qobiqlarning

konfiguratsiyasi o'zgaradi va demak, yadrolarning ham tebranma, ham aylanma harakatidagi yadrolar o'rtasidagi tortishish kuchi ham o'zgaradi. Shuning uchun, elektronli o'tishda molekulalarning aylanma-tebranma holati ham o'zgaradi va bitta chiziq o'rniga molekulaning aylanma-tebranma spektriga mos keluvchi chastotalar polosasi hosil bo'ladi. Shuning uchun molekulalar spektri polosali nomini olgan. O'z-o'zidan ma'lumki, chiqarish spektri haqidagi bu aytilganlarning hammasi yutilish spektriga ham tegishlidir. Elektron o'tishlar juda tez sodir bo'ladi va molekula tebranishi davrining juda kichik qismini egallaydi. Shuning uchun aytish mumkinki, elektronlar o'tish paytida molekula atomlari elektron o'tish momentida qayerda joylashgan bo'lsa, o'sha joylarda qo'zg'almasdan qoladi. Bu farazni Frank-Kondon prinsipi deb ataydilar. Bu prinsipdan foydalanish molekulalar spektrlarini tahlil qilishni sezilarli darajada soddalashtiradi.

Ikki atomli molekulalar holatlarini sistematikasi haqida ba'zi bir ma'lumotlar. Molekulalarning elektronli holatlari xuddi atomning elektron holatlariga o'xshash klassifikatsiyalanadi. Klassifikatsiya to'g'risida to'liq to'xtalib o'tirmasdan umumiy holda aksial simmetrik molekulalarning eng oddiy holatlarining ba'zi bir momentlarini ko'rsatib o'tamiz. Aksial simmetriya maydonida molekula o'qiga elektron impulsining yig'indi orbital momenti proyeksiyasi saqlanadi va molekulaning elektronli holatlarini bu proyeksiya modulining qiymati bo'yicha klassifikatsiya qilish mumkin, bunda  $h$  birlikda  $0,1,2,3,4,\dots$  qiymatlarni qabul qiladi. Odatda, proyeksiya modulining sonli qiymatlarini ko'rsatish o'rniga bu holatlarni katta grek harflari bilan yozadilar:  $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$ . Elektron holatlarni molekula o'qiga elektronlarning orbital momenti proyeksiyasi qiymatlaridan tashqari hamma elektronlarning yig'indi spini  $S$  bilan ham farqlaydilar. Spin-orbital o'zaro ta'sirni hisobga olmaganda energetik sathlar spin proyeksiyasiga bog'liq bo'lmaydi va aynigan hisoblanadi. Spin-orbital o'zaro ta'sirni hisobga olganda bu buzilish olib tashlanadi va  $2S+1$  yaqin joylashgan energetik sathlar hosil bo'ladi.

$2S+1$  soni elektron holatlarning multipletliliği deyiladi. Atom elektron holatlarini yozishga o'xshash kabi molekulalarning elektronli holatlari sathlarining multipletliliği holatning harf belgisining chap tomondan yuqori qismiga indeks bilan ko'rsatiladi. Masalan,  $1\Sigma$  va  $1\Pi$  ko'rsatadiki, mos holda  $S=0$  va  $L=0,1$ . vodorod molekulasining asosiy holati  $1\Sigma$  hisoblanadi,  $3\Sigma$  ( $S=1$  parallel spinlar) holatga o'tishda molekula atomlarga bo'linadi.

#### ***Nazorat savollari:***

1. Orbitalar gibridizatsiyasi nima?
2. Born-Oppengeymer yaqinlashishini tushuntiring.
3. Strukturani tasvirlashda valent bog'lanish usuli qanday amalga oshiriladi?
4. Yorug'likning kombinatsion sochilish hodisasi kimlar tomonidan kashf etilgan?
5. Molekulalarda tebranma va aylanma harakat haqida ma'lumot bering.
6. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimadan iborat va uning gipotezasi qanday tajribalarda tasdiqlandi?
7. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlarini tushuntiring.
8. Qanday qilib to'liq xususiyatiga ega bo'lgan mikrozarrachalarning holati to'liq funktsiya orqali ifodalanadi?
9. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasi qanday vazifani bajaradi va qanday ko'rinishlarda yoziladi?



### ***Mavzuga oid muustaqil ish topshiriqlari:***

1. Orbitalar gibridizatsiyasi va Born-Oppengeymer yaqinlashishiga oid qo'shimcha adabiyotlar o'qish.

### ***Mavzuga oid adabiyotlar:***

1. Robert W. Christy, Agnar Pytte. The structure of matter: an introduction to modern physics. New York-Amsterdam. 1965.
2. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b
3. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
4. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s
5. Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G'., Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.
6. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.
7. Mirjalilova M.A. Fizika va elektroikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009

## **I. Amaliy mashg'ulotlarni bajarish bo'yicha uslubiy ko'rsatmalar.**

### **1- mashg'ulot: Issiqlik nurlanish qonunlari**

**Darsning maqsadi:** Talabalarga issiqlik nurlanish qonunlariga doir masalalardan echish usulini o'rgatish.

### **Kerakli materiallar va vositalar:**

1. Atom fizikasidan masalalar to'plam:
    1. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika. t.1,2. M.: Nauka, 1974.
    2. Matveev A.N. Atomnaya fizika, M.: Vo'sshaya shkola, 1989.
    3. Gorbunova O.I., Zaytseva A.M., Krasnikov S.N. Zadachnik-praktikum po obshey fizike. Optika i atomnaya fizika, - M.: Prosvechenie, 1977.
    4. Vol'kenshteyn V.S. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. - T.: O'qituvchi. 1969
    5. Irodov I. Sbornik zadach po atomnoy i yadernoy fizike. - M.: Atomizdat, 1976.
    6. Polvonov S.R., Kanakov Z., Karaxodjaev A., Ro'zimov Sh.M. Atom fizikasidan masalalar tshplami. O'quv qo'llanma. Toshkent. O'zMU, 2006, 76 b.
  2. Mikrokalkulyator, elementning davriy sistemasi, doimiylikni aniqlovchi jadval.
    1. Yer sirtidan kosmosga chiqadigan nurlanishning quvvati  $91 \text{ j/m}^2\text{s}$  ga teng deb qabul qilingan.
      - A) O'sha quvvat bilan nurlanayotgan absolyut qora jismning temperaturasi qancha?
      - B)  $15^\circ \text{C}$  temperaturada (Yer sirtining o'rtacha temperaturasi) o'sha quvvat bilan nurlanayotgan jismning nurlanish koeffitsienti qancha?
- Echish.** Nurlanish quvvati  $R$  ning  $t$  nurlanish vaqtiga nisbati  $F_e$  nurlanish oqimi deb ataladi:

$$F_e = R \cdot t$$

Boshqacha aytganda, nurlanish oqimi vaqt birligida birlik sirtidan chiqayotgan nurlanish energiyasini xarakterlayadi.

$$R_e = F_e / S$$

$$a) R_e = 91 \text{ J} / \text{m}^2 \text{ s} = 91 \text{ Vt} / \text{m}^2$$

$$R_e = \sigma T^4$$

$$T = ?$$

$$R_e / \sigma = T^4$$

$$\sqrt[4]{R_e / \sigma} = T$$

$$T = \sqrt[4]{91 / 5,67 \cdot 10^{-8}} = 2010 \text{ K}$$

2. Qora jismning boshlang'ich temperaturasi  $T_1 = 500 \text{ K}$ . Qizdirilgandan keyin nurlanish 4 marta oshsa, jismning oxirgi temperaturasi nimaga teng bo'ladi

Berilgan

$$T_1 = 500 \text{ K}$$

$$N = R_{e1} / R_{e2} = 4$$

$$T_2 = ?$$

$$T_2 = 705 \text{ K}$$

Echish

$$R_{e1} = \sigma T_1^4$$

$$R_{e2} = \sigma T_2^4$$

$$n = R_{e1} / R_{e2} = T_2^4 / T_1^4$$

2. Quyosh nurlanishi spektral chizig'i maksimal qiymatining to'liq uzunligi  $0,48 \mu\text{m}$ . Quyoshni qora jism deb qarab, uning spektridagi temperaturani toping.

Berilgan

$$\lambda = 0,48 \mu\text{m} = 4,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

$$T = ?$$

$$S = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

Echish

$$T = S / \lambda = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} / 4,8 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 6040 \text{ K}$$

4. Quyosh nurlanish spektral chizig'i maksimal qiymatining to'liq uzunligi  $500 \text{ nm}$ . Quyoshni qora jism deb qarab, 1) Quyoshning nurlanish energiyasi; 2) Quyoshning nurlanish oqim energiyasi; 3) 1 s vaqt ichida quyoshdan chiqayotgan nurlanishning massasini aniqlang.

Berilgan

$$\lambda = 500 \text{ nm}$$

$$c = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

Echish

$$R = \sigma T^4 \quad \lambda = c / T$$

$$r = 6,95 \cdot 10^8 \text{ m}$$

$$R = \sigma (c / \lambda)^4 = 5,67 \cdot 10^{-8} [2,9 \cdot 10^{-3} / 5 \cdot 10^{-7}]^4 (\text{Vt} / \text{m}^2 \text{ K}^4) (\text{m} \cdot \text{K} / \text{m}) = 64 \text{ MVt} / \text{m}^2$$

$$F_e = 4\pi r^2 R = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ Vt}$$

$$E = F_e \cdot t$$

$$E = m c^2$$

$$E = F_e \cdot t$$

$$F_e = m c^2 / t$$

$$M = F_e \cdot t / c^2 = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ Vt} / (3 \cdot 10^8)^2 = 4,3 \cdot 10^9 \text{ kg}$$

### Mustaqil ish topshiriqlari:

Nurlanish va termodinamik muvozanatga doir masalalar echish: [3] 8.11, 8.12 [4] 18.20 [5] 1.9

Vin siljishiga doir masalalar echish: [3] 8.8-8.10 [5] 8.13-8.16

Plank qonuniga doir masalalar echish: [3] 8.14 [3] 1.17.1.20.1.21

**2- amaliy mashg'uloti:** Absolyut qora jism nurlanishini eksperimental aniqlash.

**Darsning maqsadi:** Talabalarga absolyut qora jism nurlanishining eksperimental aniqlash usulini tarixi to'g'risida tushuncha berish.

**Identiv o'quv maqsadi:** Kirxgof, Lummer, Pringteym tajribasini biladi. Kirxgof qonunini fizik mohiyatini biladi. Kirxgof qonunidan kelib chiqadigan 3 ta xulosani o'zlashtirib oladi.

**Kerakli vositalar va materiallar:**

- 1.Gorbunova O.I.,Zaytseva A.M.,Krasnikov S.N. Zadachnik-praktikum po obhey fizike. Optika i atomnaya fizika,- M.:Prosvehenie,1977.
- 2.Volkenshteyn V. S. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami.- T.:O'qituvchi.1969
- 3.Irodov I. Sbornik zadach po atomnoy i yadernoy fizike.-M.:Atomizdat,1976.
- 4.Polvonov S.R., Kanakov Z., Karaxodjaev A., Ro'zimov Sh.M. Atom fizikasidan masalalar tshplami.O'quv qo'llanma.Toshkent.O'zMU,2006, 76b.

1.Masalaning Kirxgof tomonidan qo'yilishi.

2. E (T) va E (T,V) ni aniqlashda boshlang'ich tajribalar

3.Lummer va Pringsteym tajribalari. Eksperimental detallar va natijalari.

4. Eksperimental natijalarni ishlab chiqish.

5. Lummer va Pringsteym tajribalaridan Plank formulasining yuzaga kelishidagi roli.

**Adabiyotlar:**

1.Tartakovskiy P.S. Kvanto' sveta. GIZ. M.-L.,1982.

2.Trig Dj. Reshayushie eksperimento' v sovremennoy fizike, Mir.,1974

3.Maltsev V.M., Celeznev V.A., Andreev V.A. Opticheskoe izlucheniya. Znanie ser. fizika, 8G'1979

4.Litvinov V.S. Roxlin G.N. Teplovo'e istochniki opticheskogo izlucheniya Energiya, M, 1975.

5. Buraklovskiy T. Pizinskiy E. Salyak A. Infkrasno'e izluchateli. Energiya, M. 1978.

6.Savelev I.V.Umumiy fizika kursi.3-t.Optika.Atom va yadro fizikasi.O'qituvchi.T.1986 y.1-bo'lim.

7. Korolyov F.A. Fizika kursi. Optika. Atom va yadro fizikasi. T. O'qituvchi. 1998.

**Mustaqil ish topshiriqlari:**

1. Atom fizikasining bo'limlarini tahlil qiling.

2. Ularning boshqa fanlar bilan munosabati aniqlang.

3.Atomistik ta'limot bosqichlari qanday bo'lganligini izohlang.

4. 19-20- asrda atom tuzilishi to'g'risidagi qarama -qarshiliklar.

[1] □ 194- 197 691- 699 b [2] □ 53 296- 303 b [3] □ 308- 309 299- 303 b

5. Issiqlik nurlanishining klassik nazariyasi.

6.Plank formulasidan foydalanib, Reley-Jins, Stefan-Bol'tsman, Vinning siljishi qanday tushuntiriladi?

7. Kirxgof qonuni tadbqiqiga doir masalalar tuzing.

8. Absolyut qora jism.

1. Absolyut qora jism deb nimaga aytiladi?

2. Absolyut qora jism qonunlarining ta'rifini ayting.

3. Vin qonunlari orqali quyoshning temperaturasi aniqlang. Quyosh nurlanishining maksimal energiyasi to'lqin uzunligini ( $\lambda$ ) 0,47 mkm to'g'ri keladi, uning temperaturasi aniqlang.

A) 6200<sup>0</sup> K      B) 6160<sup>0</sup> K      V) 7000<sup>0</sup> K

[1]      □ 199- 202    703 - 710   b [2]      □ 53-54      296- 303 b [3]      □ 310-313   307– 322 b

### Nazorat topshiriqlari

1. Jismning issiqlik nurlanishi deb nimaga aytiladi?
2. Jismlarni nur chiqarish va nur yutish qobiliyati deb nimaga aytiladi?
3. Absolyut qora jism deb nimaga aytiladi?
4. Kirxgof qonunini ta'rifini ayting.
- 5 Kirxgof qonunining fan va texnikada ishlatilishini aytib bering

[1]      □ 194- 197    691- 699   b [2]      □ 53      296- 303 b [3]      □ 308-309   299– 303 b

6. Absolyut qora jism deb nimaga aytiladi?
7. Absolyut qora jism qonunlarini ta'rifini ayting.
- 8.Vin qonunlari orqali quyoshning temperaturasi aniqlang. Quyosh nurlanishining maksimal energiyasi to'liq uzunligini ( $\lambda$ ) 0,47 mkm to'g'ri keladi.

A) 6200<sup>0</sup> K      B) 6160<sup>0</sup> K      V) 7000<sup>0</sup>.

**3-amaliy mashg'ulot:** Absolyut qora jism nurlanishini eksperimental aniqlash.

**Maqsad:** Talabalarga absalyut qora jism nurlanishining eksperimental aniqlash usulini tarixi to'g'risida tushuncha berish.

**Identiv o'quv maqsadi:** Kirxgof, Lummer, Pringsteym tajribasini biladi.

1. Masalaning Kirxgof tomanidan quyilishi.
- 2.E(T) va E(T,V) ni aniqlashda boshlang'ich tajribalar
- 3.Lummer va Pringsteym tajribalari. Eksperimental detallar va natijalari.
4. Eksperimental natijalarni ishlab chiqish.
5. Lummer va Pringsteym tajribalarining Plank formulasi yuzaga kelishidagi roli.

**1 – laboratoriya ishi:** Stefan-Bol'tsman doimiysini aniqlash.

**Ishni bajarishdan maqsad:** Stefan-Bol'tsman doimiysini aniqlash.

### Nazariy ma'lumotlar

Oksidlanayotgan fosforning nurlanish, gazlardan elektr toki o'tgandagi va elektronlar bilan bombardimon qilingan qattiq jismlarning nurlanishi va boshqa nurlanishiga jmisol bo'la oladi. Har qanday nurlanishda ham energiyaning biror turi nurlanishi energiyasiga aylanadi. Xususan issiqlik nurlanishida nurlanayotgan jism zarralarining xoatik issiqlik harakat energiyasining bir elektromagnit to'liq tarzida tarqaladi. Bu nurlanish absalyut noldan farqli barcha temperaturalarda sodir bo'lib, quyidagi kattaliklar bilan karakterlanadi. Nurlanishning integral sezgirligi vaqt birligidan birlik yuzadan to'liq uzunligining barcha intervalida nurlanayotgan yorug'lik to'liq energiyasidir:

$$R = \frac{E}{S} \quad (1)$$

Nurlanishning manoxramatik differentsial intensivligi biror to'liq uzunligi intervalida vaqt birligida birlik yuzasidan nurlanayotgan energiyadir:

$$r_{\omega} = \frac{dE_{\omega}}{S} \quad (2)$$

Ba'zan bu kattalik nur chiqarish qobiliyati deb ham aytiladi. Nurlanishning integral va manoxramatik intensivliklari orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$R = \int_0^{\infty} r_{\omega} d\omega \quad (3)$$

Jismga,  $\omega, \omega + d\omega$  chastota intervalida tushayotgan energiyasini  $E_{\omega}$  bilan yutilgan va qaytgan energiyalarga mos ravishda  $E'_{\omega}$  va  $E''_{\omega}$  bilan belgilansa, energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$E_{\omega} = E'_{\omega} + E''_{\omega} \quad (4)$$

Bu tenglamani ikki tomonini  $E_{\omega}$  ga teng bo'lib,

$$\frac{E'_{\omega}}{E_{\omega}} + \frac{E''_{\omega}}{E_{\omega}} \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. Bu tenglamada

$$a(\omega, T) = \frac{E'_{\omega}}{E_{\omega}} \quad (6)$$

Kattalik jismning nur yutish qobiliyati bo'lib,  $\omega, \omega + d\omega$  chastotalar intervalidan tushgan nurning qancha qismi yutilganini ko'rsatadi.  $r'(\omega, T) = \frac{E''_{\omega}}{E_{\omega}} \quad (7)$

Kattalik qaytarish qobiliyati deb ataluvchi o'lchamsiz,  $\omega, \omega + d\omega$  chastotalar intervalida tushgan nurning qancha qismi qaytganligini ko'rsatadi. Tushadigan nurlanish energiyasini to'liq yutadigan jism deb ataladi. Bunday jism uchun  $E'_{\omega} = 0$  va  $a(\omega, T) = 1$  bo'ladi. Adibatik qobiq bilan o'ralgan har xil temperaturadagi jismlar sistemasi ma'lum vaqtdan keyin temperaturalari tenglashib muvozanat holatini egallaydi. Bu holatdan jismlar uchun Kixgof quyidagi qonunni tariflaydi: nur chiqarish va yutinish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, yorug'lik to'lqin chastotasi hamda temperaturaning universal funktsiyasidir.

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = f(\omega, T) \quad (8)$$

Binobarin, jism qanday nurni kuchliroq yutsa xuddi shunday nurni ko'proq chiqaradi va aksincha. Absolyut qora jism uchun  $a(\omega, T) = 1$  bo'lib,  $r(\omega, T) = f(\omega, T)$  munosabat o'rinli, demak,  $(f, \omega, T)$  absolyut qora jismning nurini chiqarish qobiliyati. Boshqa jismlar uchun  $r(\omega, T) \neq f(\omega, T)$ ,  $a(\omega, T) \neq 1$ . Nesim fizigi (energiyasi). M. Plank tajribalarini analiz qilib nurlanish energiyasi kvant tarzda chiqadigan degan tamimga asoslangan holda nurlanishning hajmiy zichligi uchun ifodani taklif etdi. Bundan absolyut qora jism nurlanish qobiliyati uchun

$$U(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1}; \quad (9) \quad f(\omega, T) = \frac{c}{4} U(\omega, T) \quad (10)$$

Ifodani yozish mumkin. Bu yerda  $h$ -plank doimiysi,  $k$ -Boltsman doimiysi,  $s$ -yorug'likning vakuumdagi tezligi, (3), (8) va (10) ifodalarga asoslanib,

$$R = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \delta T^4 \quad (11) \quad \text{yoki} \quad R = \delta T^4,$$

ni hosil qilish mumkin. Demak, absolyut qora jismning energetik yoritkvchanligi absolyut temperaturaning 4-chi darajasiga proporsional ekan. Bu Stefan-Boltsman qonuni,

$$\delta = \frac{\pi^2 K^4}{60c^2 h^3} = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{BT}{M^2 K^4}. \quad (12)$$

Kattalik esa Stefan-Boltsman doimiysi deb yuritiladi. Yuqoridagi qonunga ko'ra temperaturasi  $T$ , bo'lgan jismning birlik sirtidan vaqt birligidan  $T_2$  temperaturali muhitga tarqalayotgan energiyasining miqdori.

$$R = R_1 - R_2 = \delta(T_1^4 - T_2^4). \quad (13)$$

Boshqa jismlarning nurlanishi

$$R = A\delta T^4. \quad (14)$$

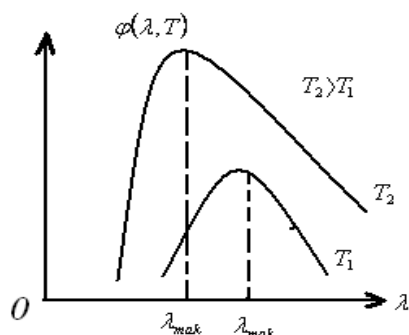
Ifoda ko'rinishda yoziladi. ( $A < 1$  o'lchamsiz kattalik). Kichik chastotalar uchun  $\hbar\omega/KT \ll 1$  munosabat o'rinli bo'lib, Plank formulasi (10) Reley va Djins ifodasiga aylandi:

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} KT. \quad (15)$$

Bu ifoda klassik statfizika nazariyasiga ko'ra energiya, erkinlik darajalari bo'ylab taqsimlanishi, chunonchi har bir elektromagnit to'lqinga ikkita yarim  $KT$  (elektr vektori uchun  $\frac{1}{2}KT$  va magnit vektori uchun  $\frac{1}{2}KT$ ) to'g'ri keladi, qo'yilgan printsipga asosan hosil qilingan edi. Katta chastotalar uchun  $\hbar\omega/KT$  (10) munosabat quyidagi ifodaga aylanadi:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^2}{\pi^2 c^2} e^{-\hbar\omega/KT}. \quad (16)$$

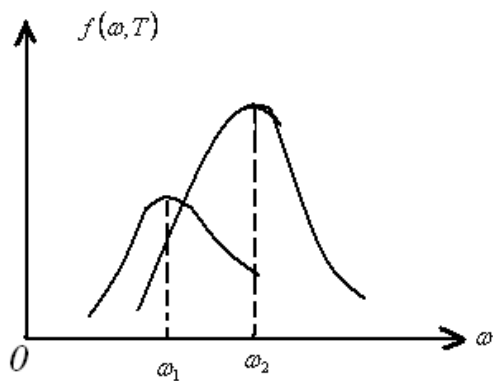
Bu ifodaning amaldagi ahamiyati shundan iboratki, uncha murakkab bo'lmagan matematik almatirishlar qilinganda Vinning siljish qonuni



$$\lambda_m T = b \quad (17)$$

Ifodasini hosil qilish mumkin, ya'ni absolyut jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi to'lqin uzunligining absolyut temperaturaga ko'paytmasi o'zgarmas kattalik. Bu Vin doimiysi deb yuritiladi. Bu qonun jismning temperaturasi ortishi bilan nurlanish energiyasining maksimal qiymati qisqa to'lqin uzunliklar yoki katta chastotalar (1-rasm) tomon

siljishini ko'rsatadi.



1-rasm.

2-rasm.

Issiqlik nurlanish qonunlariga asoslanib turli jismlarning haroratini o'lchash uchun optik pirometrlar yasaladi. U holda cho'g'lanish tolasining T-temperaturasi quyidagi ifodadan aniqlanadi.

$$T = t + 273^0 K = \left( \frac{R_t}{R_0} - 1 \right) \cdot \frac{1}{2} + 273^0 K \quad (18)$$

### Ishning bajarish tartibi

1. O'lchash ko'prigi yordamida lampa cho'g'lanish tolasining xona temperaturasining qarshiligini o'lchang.
2. 2-rasmda ko'rsatilgan sxemaga muvofiq laboratoriya qurilmasini yig'ing.
3. Lampaga berilayotgan kuchlanishni 0 dan 150 Vgacha 5V dan o'zgartirib, lampochkadagi tok kuchi va kuchlanish aniqlang.
4. Har bir o'lchash uchun cho'lg'atish tolasining  $R_l$  qarshiligini qiymatini T-tola temperaturasini temperaturaning to'rtinchi darajasidagi qiymatini va lampa nurlanishini quvvatini W hisoblang.
5. Har bir T-va W uchun  $W/T$  nisbatning hisoblang o'lchamlar va hisoblash natijalarini jadvalga yozing.

1-jadval

$U_{(B)}$	$J_{(a)}$	$R_0$					
0							
10							
20							
30							
40							
50							
60							

W/T nisbatning olingan qiymatlarini taqqoslab, cho'g'lanma lampaning nurlanishini qonunga qanchalik yaqin ekanligi to'g'risida xulosa chiqaring.

Eslatmalar:

1. Lampa tolasining xona temperaturasiidagi qarshiligini o'lchashdagi lampa orqali tok kuchi etarlicha kichik bo'lishi kerak, aks holda tokning qizishi tufayli tola temperaturasi ko'tarilib ketishi mumkin.  
Lampa tolasi qilingan volframning xona temperaturasiidagi qarshilik koeffitsienti taxminan  $\alpha = 6,3 \cdot 10^{-3}$  ga teng. Qizigan holatda lampa tolasining hisoblashdan uning elektr qarshiligi temperatura koeffitsienti taxminan  $\alpha = 4,5 \cdot 10^{-3}$  ga teng deb olish mumkin.
2. Laboratoriya ishini o'zgartirib tok manbai va cho'ntak fonarining 6,3 V li lampadan foydalanib bajarish mumkin. Bunda eng qiyin ish lampa tolasining qarshiligini o'lchash bilan lampa sezgirlarini qizib kemasligi uchun qarshiligini o'lchashda undan o'tayotgan tok qarshiligini, tok kuchi milliampermetrning undan bir o'lchamidan ortiq bo'lmasligi kerak. Stefan-Boltsman qonuni tekshirishda lampochkadan kuchlanishni 5V dan 10V gacha o'zgartirish mumkin.

#### **Nazorat savollari:**

1. Lampaning nurlanish quvvatining o'lchashning yuqorida bayon qilinganda boshqacha metodini tavsiya qiling?
2. Yerda turgan holda quyosh sirtining temperaturasiining qanday o'lchash mumkin?

#### **Adabiyotlar**

1. Detlaf A.A.Yavorskiy B.M. «Fizika kursi» «Atom va yadro fizikasi» Moskva - 1979 yil 3-tom.
2. Korolev F.A «Fizika kursi» «Atmo va yadro fizikasi» Moskva -1974 yil.
3. Savelev I.V. «Umumiy fizika kursi» «Atom yadro fizikasi» 3-tom.
4. Abdullaev A., Niyazov Sh. K., Rahmonov G. T. Umumiy fizika kursi "Atom fizikasi" bo'limidan laboratoriya ishlariga doir o'quv-metodik qo'llanma. Guliston. 2000.43-52 betlar.

**2– laboratoriya ishi:** Tolasi g'oyib bo'luvchi optikaviy pirometr vositasida yuqori temperaturalarni o'lchash.

**Ishning maqsadi:** Stefan-Boltsman qonunini va optikaviy pirometrlar bilan tanishish.

**Kerakli asbob uskunalar va qurilmalar:** Tolasi g'oyib bo'luvchi pirometr, f-4 fotoelement, voltmeter, ampermetr, kinolampa, reostat, yorug'lik filtri, voltmeter.

#### **Nazariy ma'lumotlar**

Yuqori temperaturalarni o'lchash uchun, qizigan jismlarni nurlanishdan foydalanishga asoslangan optikaviy usuldan keng foydalaniladi. Issiqlik nurlanishini o'lchash asosida temperaturalarni aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarni optikaviy pirometrlar deyiladi. Eksperimental fizikaning metodlar bilan temperaturani o'lchash printsipini o'rganuvchi sohani esa optikaviy pirometriya deb ataladi.

Bu vazifaning asosiy maqsadlari: 1) optikaviy pirometrning ishini o'rganish va uning yordamida qizigan jismning (cho'g'lanma lampochka tolasining, unga beriladigan quvvatning, har xil qiymatlarida temperaturasi o'lchash); 2) volframning integral nur



chiqarishning temperaturaga bog'lanishini topish; 3) qattiq jismning temperaturasi o'zgarganda uning optikaviy spektrining o'zgarishini kuzatishdan iborat.

### **Ravshanlik temperaturasini o'lchash printsiplari**

Qizigan jismlarning issiqlik nurlanishi jismlarning temperaturasini o'lchash uchun turli usullarda foydalanilishi mumkin. Ushbu vazifada bu usullardan texnikada eng ko'p tarqalgan faqat bittasigina qo'llaniladi.

Bu metod qizigan jismning ravshanligini ana shu spektral intervaldagi absolyut qora jismning ravshanligi bilan taqqoslashga asoslangandir. Biror temperaturagacha qizdirilgan qora jism berilgan va uning fonida maxsus pirometrik lampochkaning tolasi joylashtirilgan bo'lsin. Biz tola va jismni ularning nurlanish spektrdan muayyan bir to'lqin uzunligidagi spektrlarni ajratadigan yorug'lik filtri orqali qaraymiz (odatda to'lqin uzunligi  $6600 \text{ \AA}$  ga teng nur bo'ladi). Biz lampochkaning tolasini qizitayotgan tokni o'zgartirish yo'li bilan tolaning ko'rinmay qolishiga, cho'g'langan qora jismning fonida g'oyib bo'lib ketishiga erishishimiz mumkin. Mana shu sharoitda tolni cho'g'lantirayotgan tokning qiymatini topamiz. Bu ishni qora jismning qarshilik termometri, termopara va h.k. lar yordamida o'lchalgan temperaturaning bir necha qiymati uchun bajaramiz. Shu yo'l bilan qora jism fonida tola g'oyib bo'lgan paytda qora jism temperaturasining qiymati bilan tolni cho'g'lantirish toki orasidagi muayyan moslik aniqlanadi. Bu esa tola ravshanligining cho'g'lantirish tokiga bog'liqligini temperaturalar shkalasida darajalanganligini bildiradi. Bundan keyin lampochka tolasini, o'z navbatida, termometr sifatida qo'llashimiz mumkin. Haqiqatdan ham biror qizigan jismning foniga qo'yamiz va toladagi cho'g'lantirish tokini o'zgartirib, jismning fonida tolaning g'oyib bo'lishga erishamiz. Faraz qilaylik, bu hol biror tok kuchida sodir bo'lsin. U holda darajalash grafigida foydalanib, qora jismning foydalanilgan toki mos temperaturasini topamiz. Xuddi shunday temperaturada shu jismning fonida ilgari tola g'oyib bo'lgan edi. Agar temperaturasi aniqlanayotgan jismda nurlanish xuddi qora jismdagi kabi sodir bo'lsa, u holda ravshanki, biz uning izlanayotgan temperaturasini topgan bo'lamiz. Agar bu jism qora jismga qaraganda boshqacha nurlanadigan bo'lsa, u holda ko'rsatilgan usulda topilgan temperatura qiymatiga biror tuzatish kiritish lozim bo'ladi.

Haqiqatan ham, biz jism temperaturasining shunday qiymatini topdikki, bunda uning ravshanligi qora jismning shu to'lqin uzunligidagi ravshanligiga teng bo'ladi. Bu jismning butun spektrdagi nurlanish qora jismniki kabi bo'lmaganligi tufayli jismning shu yo'l bilan topilgan temperaturasini uning haqiqiy temperaturasi deb hisoblaymiz olamiz. Bunda bu jismning faqat ravshanlik temperaturasi deb ataluvchi temperaturasini topamiz. Jismning ravshanlik temperaturasi hamma vaqt uning termodinamik temperaturasidan past bo'ladi. Bunga sabab bir xil temperaturada istalgan jismning absolyut qora jismga nisbatan kam nurlanishidir. Demak, berilgan momentda biror qora jism bilan ravshanligi bir xil (muayyan to'lqin uzunligida) istalgan jismning termodinamik temperaturasi shubhasiz, qora jismning temperaturasidan yuqori bo'ladi, ya'ni absolyut qora jismning nurlanishi bo'yicha darajalangan pirometr tolasi yordamida aniqlangan ravshanlik temperaturasidan yuqori bo'ladi.

Ravshanlik temperaturasi bilan termodinamik temperatura orasidagi farq ancha katta bo'lishi mumkin. Masalan,  $1000^{\circ}\text{C}$  temperatura yaqinda volframning ravshanlik temperaturasi termodinamik temperaturadan  $44^{\circ}\text{C}$  past bo'ladi,  $3000^{\circ}\text{C}$  da esa  $327^{\circ}\text{C}$

past bo'ladi. Jismning ravshanlik temperaturasi bilan termodinamik temperaturasi orasidagi bog'lanish

$$\ln E_{\lambda,t} = S_1 |_{\lambda} ( \frac{1}{T_{\text{term}}} - \frac{1}{T_{\text{ravsh}}} ), \quad (1)$$

munosabat orqali aniqlanadi. To'liq uzunligi va temperaturaga bog'liq.  $E_{\lambda,t}$  bo'lgan kattalik istalgan material uchun o'z qiymatiga ega bo'ladi va maxsus tajriba jarayonida oldindan aniqlanadi.  $E_{\lambda,t}$  ning bundan so'ng bizga kerak bo'ladigan volfram uchun qiymati  $6600\text{A}^\circ$  to'liq uzunligida 0,4 ga teng.

(1.1) munosabatdagi S kattalik Plank va Boltsmanning doimiyliklariga va yorug'lik tezligiga bog'liq, ya'ni  $438 \text{ sm. grad.}$ ,  $\lambda$ -yorug'lik to'liq uzunligi (bizning holda  $6600 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$ );  $T_{\text{term}}$ —jismning termodinamik temperaturasi,  $T_{\text{ravsh}}$ —jismning ravshanlik temperaturasi; g'oyib bo'luvchi tolali pirometr bilan bevosita o'lchab topiladi.  $T_{\text{term}}$  qiymati  $T_{\text{ravsh}}$  qiymatiga yaqinligini hisobga olib (1), munosabatni  $\Delta T = -\lambda T^2 \ln E_{\lambda,t} | C_1$ , (2)

ko'rinishda yoza olamiz, bunda  $\Delta T$  pirometr vositasida o'lchab topilgan  $T_{\text{ravsh}}$  — ravshanlik temperaturasiga hamma vaqt qo'shiladigan musbat tuzatish. Shunday qilib,  $T_{\text{term}}$  termodinamik temperaturaning qiymati  $T_{\text{term}} = T_{\text{ravsh}} + \Delta T$ , (3) tenglik bilan aniqlanadi.

**G'oyib bo'luvchi tolali pirometrning tuzilishi.** Amalda jismlarning temperaturasini, ularning ravshanligini qora jism bo'yicha darajalangan tolaning ravshanligi bilan taqqoslash yo'li bilan o'lchash maxsus asboblari — pirometrlar yordamida bajariladi. 1-rasmda o'zining konstruksiyasi jihatidan laboratoriya ko'rish trubasiga o'xshash bo'lgan pirometrning sxemasi tasvirlangan. Pirometrning 1-ob'ekti tekshirilayotgan jismning tasvirini pirometrik lampa tolasi 3 joylashgan tekislikka proektsiyalaydi. Lampa chizmamiz tekisligiga perpendikulyar tekislikdagi kesimi. Yana bir marta 1-rasmda ko'rsatilgan. Bu rasmda lampa ichida uning cho'g'lanish tolasi hosil qilgan tasvirini 5 okulyar orqali ko'radi. Shu okulyarning o'zida yuqorida bir necha marta eslatib o'tilgan 4 qizil yorug'lik filtri joylashgan.

Qizil yorug'lik filtri o'lchashlarda hamma vaqt zarur, ammo bu filtr ob'ektni oq yorug'likda fokuslash qulay bo'lishi uchun pirometr trubasini o'lchash ob'ektiga to'g'rilashda okulyarni ko'rish maydonidan chiqarilishi mumkin. Bu yorug'lik filtrini okulyarning ko'rish maydonidan chiqarish va ko'rish maydoniga pirometr okulyardagi halqani aylantirish bilan amalga oshiriladi.

Pirometrdagi qizil yorug'lik filtrdan boshqa, yana bitta qizg'ish susaytiruvchi yorug'lik filtri bo'lib, bu filtr pirometrning ob'ekti bilan uning lampasi orasidagi nur yo'lga zaruriyat tug'ilgandagina kiritiladi. Bu 2 yorug'lik filtri pirometr trubasining rasmda punktr chiziq bilan ko'rsatilgan. Bu yorug'lik filtri tekshiriladigan jismning temperaturasi  $1400^\circ\text{C}$  dan yuqori bo'lganda uning temperaturasini oldindan susaytirish uchun kiritiladi. Pirometrik lampaning tolasini bundan yuqori temperaturada cho'g'lana boshlaydi, o'z kesimini o'zgartiradi va lampa balonining devorlarini qoraytiradi. Qizigan jismning ravshanligini susaytiruvchi 2 yorug'lik filtri bo'lganda bunday tipdagi pirometr  $2000^\circ\text{S}$  temperaturada ham qo'llanilishi mumkin. Ma'lumki, pirometrni bu qo'shimcha yorug'lik filtri bilan qo'llash uning tolasini qora jism bo'yicha yangi sharoitga moslab darajalash talab qiladi.

Bizning pirometrimiz  $700-1400^\circ\text{C}$  temperatura oralig'ida susaytiruvchi yorug'lik filtrsiz qo'llaniladi, qo'shimcha yorug'lik filtri bilan esa  $1200-1400^\circ\text{C}$  temperatura oralig'ida ishlay oladi. Susaytiruvchi yorug'lik filtrini ulash va o'zish pirometr

trubasining, trubaga o'rnatilgan halqani burish bilan bajariladi. Bu halqani 1400°C yoki 2000°C belgiga o'rnatib, pirometrni u yoki bu diapozantida ishlashga tayyorlash mumkin.

Lampani cho'g'lantirish zanjiriga ulangan milliampermetr bevosita Tselsiy graduslarida darajalangan.

Milliampermetrning tsiferblatida 700°C dan 1400°C gacha va 1200°C dan 2000°C gacha temperatura diapazonni uchun mo'ljallangan shunday ikkita gradus shkalasi bo'lib, bu esa pirometrning susaytiruvchi filtr bilan va bunday filtrsiz ishlashga mosdir. (Milliampermetrda odatdagi, milliampermetrga bo'lingan shkala ham bor, broq bu shkaladan foydalanilmaydi). Pirometrik lampaning cho'g'lanish tolasi uncha katta bo'lmagan maxsus akumulyaatorga ulangan bo'lib, uni boshqa tok manbai bilan almashtirish mutlaqo mumkin emas. Cho'g'lanish tolasining toki, bevosita pirometrning trubasi tagidagi ustunga montaj qilingan reostat bilan boshqariladi. O'lchash paytida reostatning qarshiligi halqa vositasida o'zgartiriladi, bu halqa ham pirometrning trubasi tagiga joylashtirilgan.

Bu mashqda o'lchanadigan ob'ekt xizmatini avtomobil lampalari tipidagi cho'g'lanma lampa spiral bajariladi. Bu lampa spiralining temperaturasi undan o'tayotgan toklarning turli qiymatlarida o'lchanadi. Demak, lampaga berilayotgan tokning turli quvvatlarida o'lchanadi. Lampa pasaytiruvchi transformatoridan foydalanib, ta'minlanadi. Bu transformator 220 v kuchlanishli o'zgaruvchan tok tarmog'iga ulanganida, chiqishga 4 v kuchlanish beradi. Transformatorning qopqog'idagi boshqarish tutqichi hamma vaqt "yarche" vaziyatiga o'rnatiladi. Tekshirilayotgan lampadagi cho'g'lantirish toki o'zaro parallel ulangan 10 va 20 Om qarshiliklari reostat yordamida boshqariladi. Birinchi reostat cho'g'lantirish tokini xonaki boshqarish uchun, ikkinchi reostat esa shu tokning o'zini aniqroq boshqarish uchun xizmat qiladi. Bundan tashqari, lampaning cho'g'lantirish zanjiriga yana ampermetr va tolaga parallel qilib voltmeter ulangan. Asboblarning bunday kombinatsiyasi tekshirilayotgan lampaning spiralidan chiqadigan elektr quvvatini o'lchash imkonini beradi.

Tekshirilayotgan lampani ta'minlash montajining sxemasini qarab chiqishda pasaytiruvchi transformatorning yana kichkina yoritish lampochkasiga xizmat qilishiga diqqatni jalb qilamiz. Bu lampochkaning vazifasi haqidada keyinroq gapiriladi.

**Qurilmani o'lchash uchun tayyorlash.** Qurilma umumiy ko'rikdan o'tkazilgandan so'ng, pirometr reostati jilgichining halqasi (u pirometr trubasining tagida joylashgan) chapdagi eng chetki vaziyatga buriladi, pirometrning cho'g'lanish tolasi zanjirdagi rubilnik yordamida ulanadi. Pirometr tolasini okulyar orqali kuzatib turib, eslatib o'tilgan reostat halqasi soat strelkasi yo'nalishida, pirometrik lampa tolasining sirtmog'i qip-qizil bo'lib, cho'g'languncha asta-sekin aylantiriladi. Asbobning okulyarini bo'ylama siljitib, kuzatuvchi tolani ko'zda fokuslaydi. So'ngra qurilmaning boshqa qismlari o'lchashga tayyorlanayotgan paytda cho'g'lanish tolasining zanjiri rubilnik yordamida uziladi, bunda reostat halqasining vaziyati o'zgartirilmaydi.

Tekshiriladigan lampochkaning zanjiriga ikkala reostatning 10 va 20 Om qarshiliklari to'la kiritiladi. 220 v kuchlanishli rozetkaga shu lampochkaning transformatorlardan kelgan simi ulanadi. Bunda spektroskopning shkalasini yoritadigan qo'shimcha lampochka ham yonadi. Yordamchi 11 trubkaning yoritilishini roslash yo'li bilan spektroskop shkalasi yaxshi ko'rinadigan qilinadi. So'ngra tekshirilayotgan lampochka spiralining cho'g'lanishini kuzatib turgan holda reostat qarshiligi 10 Om ga

kamaytiriladi. Spiral qip–qizil bo'lib cho'g'langandan keyin unga pirometr to'g'irlanadi va pirometrning ob'ektivini siljitib (trubaning oldingi tubusi bilan birgalikda) lampochkaning spirali trubasining okulyarida aniq ko'ringanda fokuslanadi. Pirometrni kuzatiladigan ob'ektga to'g'irlashda ikkala yorug'lik filtrini (trubaning okulyaridagi va tubisidagi filtrlarni) o'zib qo'ygan ma'qul.

Shundan so'ng, pirometrik lampochka qaytadan ulanadi va pirometrik lampochkaning tolasi hamda tekshiralayotgan lampochkaning tolasi yaxshi ko'rinadigan sharoitlar mos tushish yoki tushmaslikgi tekshiriladi. Ob'ektiv va okulyar bundan oldin topilgan vaziyatlar atrofida oz-oz jildirib, kerakli sharoitga erishish mumkin. Praktikumda ishlatilayotgan qurilmada bu shartga rioya qilingan albatta.

**O'lchashlar.** Pirometrning trubasiga ikkala yorug'lik filtri kiritiladi, so'ngra tekshirilayotgan lampochkaning cho'g'lantirish zanjirdagi reostatlardan foydalanib, qurilmadagi jadvalda tavsiya etilgan cho'g'lantirish toki kuchining qiymatlari navbat bilan o'rnatiladi. Tok kuchining qiymatini o'lchash bilan birga, shuningdek, lampa spiralida kuchlanish tushishi ham 0,1 V aniqlikda aniqlash reostatlarining silgichlari surilgandan so'ng 1 – 2 minut o'tgach, tekshirilayotgan lampa zanjirida rejim to'la qaror topganda bajarilishi kerak.

Tok kuchining har bir o'rnatilgan qiymati uchun pirometrda tekshirilayotgan lampa spiralining temperaturasi o'lchanadi. Buning uchun pirometrik lampa tolasining cho'g'lanishi tekshirilayotgan lampa spiralining fonida tola tasviri g'oyib bo'lguncha o'zgartirib turiladi. Shu sharoitda, pirometrik lampa tolasining temperaturasi pirometrning milliampermetri bo'yicha  $10^{\circ}\text{C}$  aniqlikgacha hisoblanadi.

Bu holda ham shuni nazarda tutish kerakki, pirometr lampasining tolasi issiqlik inertsiasiga ega va uni asta – sekin cho'g'lantirish lozim. Temperatura o'lchashni har safar pirometr tolasining cho'g'lanishi o'zgartirilib va tolaning g'oyib bo'lish sharoitini qaytadan topib, kamida uch marta o'lchash lozim. Tekshirilayotgan lampochka spiralining temperaturasini o'lchash bilan birga, spektroskop vositasida spiral, spektrini ham kuzatib borish lozim. O'lchab topilgan temperaturaning har bir qiymati uchun spektroskopning to'lqin uzunliklari shkalasi bo'yicha ko'k spektr chegarasining vaziyati yozib borilishi kerak  $E_{k,j} = \sigma T^4$ . (1)

munosabat o'rinli bo'lishi lozim, bunda  $\sigma$ - Stefan- Boltsman doimiysi. Qora bo'lmagan jismlar uchun  $E$  ning qiymatini  $E = VT^4$ . (2)

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda  $V$  va  $n$  kattaliklar temperaturaning turli oraliqlar uchun turlichadir. Biroq,  $VT^4$  hamma vaqt  $\sigma T^4$  dan kichik, albatta. Keltirilgan o'lchash natijalari o'rganilgan temperaturalar intervalida  $n$  ning qiymatini topish imkonini beradi. Buni quyidagi yo'l bilan amalga oshirish mumkin. Yuqori temperaturada tekshirilayotgan lampaning spiraliga beriladigan  $W$  quvvatning deyarli hammasi nurlanishga sarf bo'ladi, ya'ni  $W=E$ . Shuning uchun (2) va tengliklardan  $\ln w = \lg B + \lg T_{\text{term}}$ , (3)

ifodaga ega bo'lamiz. Tajribada topilgan  $\lg T_{\text{term}}$  ning  $\lg W$  ga bog'lanishini grafik usulda chizib,  $n$  ni hosil bo'lgan grafik chizig'i bilan abtsissa o'qi orasidagi burchak tangenisi sifatida topish mumkin.

Olingan natijalar 1- jadvalga tushiriladi.

### **Ishni bajarish tartibi.**

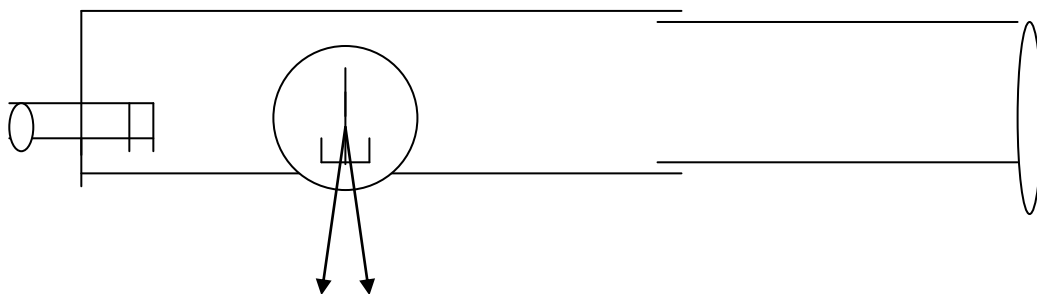
1.1. Qurilmani sxema bo'yicha yig'ing.

1.2. O'rganilayotgan lampaning  $U$  kuchlanishini o'lchang.

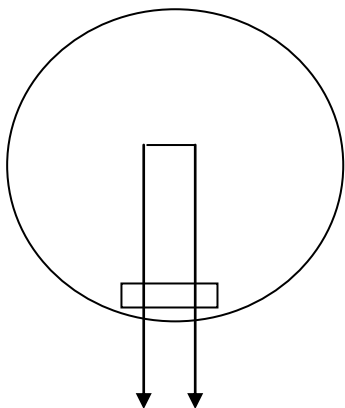
- 1.3. Pirometrdan foydalanib, volfram simning  $T_n^{\circ}\text{C}$  temperaturasi aniqlang.
- 1.4. Tok kuchini mikroampermetrdan foydalanib aniqlang.
- 1.5. Olingan qiymatlardan foydalanib, Stefan-Boltsman doimiysini formula bo'yicha aniqlang.
- 1.6. Olingan qiymatlardan foydalanib, Plank doimiysini aniqlang.
- 1.7. Qiymatlarni jadval ko'rinishda bering.
- 1.8. Absolyut qora jism nurlanishining energiya taqsimot grafigini chizing.

### O'lchashlar natijalarini ishlab chiqish

1. (3) formuladan foydalanib, tolaning o'lchangan ravshanlik temperaturasi bo'yicha, uning termodinamik temperaturasi topiladi. Shuni esda tutish kerakki, pirometr shkalasida temperatura Tselsiy graduslarida ko'rsatilgan, (3) formulada esa tolaning absolyut temperaturasi olingan.
2. Spiralning har qaysi termodinamik temperaturasi qiyamati uchun tekshirilayotgan lampochkaning spiraliga berilgan quvvat  $0,1 \text{ Vt}$  aniqlikkacha hisoblanadi va 1- jadvalga kiritiladi.
3. Lampada sarf qilinadigan quvvat, lampa tolasining termodinamik temperaturasi bog'lanish grafigi chiziladi.
4. Spekrtning ko'rinvchan chegarasi to'lqin uzunligining termodinamik temperaturaga bog'lanish grafigi chiziladi.
5. Volframning integral nur chiqarish qobiliyati uning termodinamik temperaturasi bog'lanishi quyidagicha topiladi. Tajribada absolyut qora jism uchun rivojlantirilgan nurlanishning termodinamik nazariyasi ko'rsatishicha



1-rasm.



1-jadval

T.N	$T_{\lambda}$	$T_{ypm}$	$I_{\kappa\mu 3}$	$I_{\kappa y \kappa}$	$I$	$U$	$T$	$\frac{I_{\kappa y \kappa}}{I_{\kappa \mu 3}}$	$W$	$\sigma$	$\sigma_{\mathcal{M}}$	$\Delta \sigma$
-----	---------------	-----------	-------------------	-----------------------	-----	-----	-----	------------------------------------------------	-----	----------	------------------------	-----------------

1												
2												
3												

### Nazorat savollari

1. Issiqlik nurlanish nima?
2. Absolyut qora jism nurlanish qonuniyatlarini ayting.
3. Pirometr qanday asbob?
4. Pirometrning ishlash printsiplarini tushuntiring.
5.  $\lambda_{\max} = 1/4,97(hc/kt)$  formulasi qaysi qonunni ifoda qiladi?
6.  $4,4 \text{ sm}^2$  bo'lgan lampa tolasi yuzasidan, har bir 1c vaqt ichida  $\text{sm}^2$  yuzadan chiqayotgan nurlanishning quvvatini aniqlang.

### Adabiyotlar

1. G.S. Lansberg. "Optika" Nauka, M.: 1976.
2. G. Ribo. «Opticheskaya pirometriya» G T T I, M.: 1934.
3. «Metodika izmereniya temperatury», 2-tom, IL, M.: 1954.
4. Abdullaev A., Niyazov Sh. K., Rahmonov G. T. Umumiy fizika kursi "Atom fizikasi" bo'limidan laboratoriya ishlariga doir o'quv-metodik qo'llanma. Guliston. 2000.43-52 betlar.
5. Evgrafova N. N., Kagan V. L. Rukovodstvo k laboratorno'm rabotam po fizike. Vo'sshaya shkola. M.: 1970.

### 2-laboratoriya ishi: Fotoeffekt qonunlarini o'rganish

#### I. Kerakli asboblari:

Selenli fotoelement; mikroampermetr; fotometriya qonuniyatlarini o'rganuvchi asbob; tok manbai; voltmeter; ulagich simlar.

#### II. Ishning maqsadi:

1. Fotoeffekt hodisasi va uning qonuniyatlarini o'rganish.
2. Fotoelement sezgirligini aniqlash.

Ish haqida nazariy ma'lumotlar va qurilmaning tavsifi

*Yorug'lik kvanti modda tarkibiga kiruvchi atom bilan to'qnashganda, shu atomdan elektronni urib chiqarishi mumkin. Bunday yo'l bilan chiqarilgan elektron erkin bo'lib qoladi. Bunday elektronlarga fotoelektronlar deb ataladi.*

Yorug'lik kvanti ta'sirida atomdan elektronlarni urib chiqarish hodisasiga fotoeffekt hodisasi deyiladi. Fotoeffekt hodisasi elektr va optik hodisalar o'rtasida o'zaro bog'lanish mavjudligidan kelib chiqadi. Hosil bo'lgan fotoelektronni va shu modda o'rtasida bo'ladigan o'zaro ta'sirga qarab, fotoeffektni quyidagicha turlarga bo'lish mumkin:

1. Urib chiqargan fotoelektron modda atomidan ajralsa-yu, shu moddani to'liq tashlab chiqib ketmasa, bunday hodisaga ichki fotoeffekt deyiladi (kristallik fotoelement).
2. Agar urib chiqarilgan fotoelektron atomidan ajralishi bilan bir vaqtda, shu modda sirtidan to'liq uzilib chiqsa, bunday hodisaga tashqi fotoeffekt deyiladi (gaz to'ldirilgan shisha ballonli fotoelementlar).
3. Agar fotoelektron atomdan ajralsa-yu, ammo shu modda

bilan chegaradosh qo'shni moddaga o'tsa, bunday fotoeffekt berkituvchi (ta'qiqlovchi) qatlamli fotoeffekt deyiladi. Bunday fotoeffekt hodisasi qattiq holdagi yarim o'tkazgichlarda, suyuq elektrolit qatlamlarida yuz berishi mumkin.

Fotoeffekt hodisasini ifodalaydigan asosiy tenglama energiyaning saqlanish qonuniga asoslanadi. Bu tenglama bevosita modda atomi bilan to'qnashadigan yorug'lik kvanti energiyasi  $E_{ph\nu}$  bilan, atomdan urib chiqarilgan elektorni chiqish ishi  $A$  bilan va shu fotoelektronning olgan kinetik energiyasi  $\frac{mv^2}{2}$  orasidagi bog'lanishni belgilaydi. Tenglama quyidagi ko'rinishda bo'ladi

$$h\nu = A + \frac{mV^2}{2}, \quad (1)$$

$\nu$  - tushayotgan yorug'lik nurining chastotasi;  $A$  - elektronning chiqish ishi;  $m$  - elektronning massasi;

$v$  - fotoelektronning olgan maksimal tezligi. Eynshteyn tenglamasi shuni ko'rsatadiki, berilgan modda uchun u quyidagi shartni qanoatlantiradi:  $\nu \geq \frac{A}{h} = \nu_0$ .

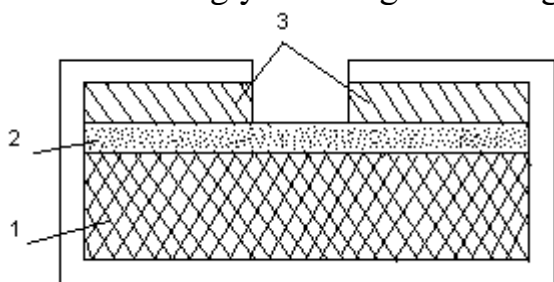
Fotoeffekt hodisasiga asoslanib ishlaydigan asboblarga fotoelement deyiladi. Fotoelementlar o'zlarining tuzilishi va ishlatilishidan ko'zda tutilgan maqsadiga qarab turlicha bo'lishi mumkin. Tashqi fotoeffekt hodisasiga asoslanib ishlaydigan fotoelementlarga, vakuumli yoki gaz bilan to'ldirilgan fotoelementlar deyiladi.

Berkituvchi qatlamga ega bo'lgan fotoelementlar ham mavjud bo'lib, bunda yarim o'tkazgich moddalardan foydalaniladi. Xuddi shunday fotoelementga selenli fotoelement misol bo'la oladi.

Selenli fotoelementda temir plastinka  $M$ -ning sirti selen qatlam  $A$  bilan qoplangan bo'ladi. Buning sirtidan esa yarim tiniq oltin yoki  $S$  - yupqa qatlamli boshqa modda surtiladi. Selen va oltin qatlamlari chegarasida beriktiruvchi  $V$  - qatlam hosil bo'ladi.

Agar oltin qatlami temir plastinka orqali galvanometrغا ulangan bo'lsa, selen qatlamiga yorug'lik kvantlari kelib tushishi natijasida selen atomlaridan fotoelektronlarni urib chiqishi kuzatiladi.

Bu elektronlar berkituvchi qatlam orqali oltin qatlamiga o'tishi mumkin (1-rasm). Buning natijasi elektr zanjirida  $G$  galvanometrda tok paydo bo'lganligini qayd qiladi. Bu tokka fototok deyiladi. Bunday fototokning hosil bo'lish va uning harakterli xususiyati shundaki, elektron (fotoelektron) lar faqat bir tomonga (selen-oltin) harakat qilgani uchun qatlam yopiq hisoblanadi. Shu sababga ko'ra bu qatlam berkituvchi (ta'qiqlovchi) qatlam deyiladi. Bunday fotoelementlar yordamida yorug'likning nurlanishi energiyasini to'g'ridan-to'g'ri elektr tok energiyasi ko'rinishiga o'tkaziladi.



1-rasm. 1( $M$ )-temir plastinka, 2( $A$  va  $S$ )- yarim o'tkazgich qatlam, ( $V$ )-  $A$  va  $S$  qatlam orasida berkituvchi qatlam joylashgan, 3-tok o'tkazuvchi elektrodlar.

### Fotoelement sezgirligini aniqlash

Fotoelementning sezgirligi  $C$  deb, fotoelementda hosil bo'ladigan fototok  $i$  ning kattaligining fotoelementga tushadigan yorug'lik oqimi  $f$  ga bo'lgan nisbatiga aytiladi.

$$C = \frac{i}{f} = \frac{i - i_0}{f}, \quad (1.2)$$

$i$ - fototok kattaligi;  $i_0$ - qorong'ilik toki, formuladagi yorug'lik oqimi,  $f=ES$  ekanligidan foydalanamiz,  $E$ -yoritilganlik,  $S$ -yorug'lik tushadigan yuza. Yoritilganlikni yoritilganlik qonuniyatiga ko'ra aniqlanadi. Agar yorug'lik oqimi fotoelement yuzasiga normal bo'yicha tushadigan bo'lsa, (1.2) formulani quyidagicha ko'rinishda yozamiz:

$$f = \frac{\Phi}{4\pi} \cdot \frac{S}{r^2} = \frac{kN}{4\pi} \cdot \frac{\pi d^2}{4r^2} = \frac{1}{16} \cdot \frac{kNd^2}{r^2}, \quad (1.2a)$$

Bu yerda  $d$ -tirqish diametri;  $k$ -yorug'lik berish qiymati (lampochkaning yorug'lik berish qiymati, uni yorug'lik yutish oqimini yuzasiga nisbati bilan aniqlanadi);  $N$ -lampochkaning yutish quvvati ( $V_t$ );

$r$ - yorug'lik manbai bilan fotoelement orasidagi masofa;  $S$ - fotoelemenni yorug'likka sezgir bo'lgan qismining yuzasi. Bu kattalikni  $d$ -diafragmani o'zgartirish bilan turlicha qilish mumkin. Demak,  $S$  ni diafragma diametri orqali ifodalash mumkin, ya'ni:

Diafragma diametri.  $d \leq d_{sm}$ ;  $S = \frac{\pi d^2}{4}$ . Bundan foydalanib (2) formulani quyidagicha

ko'rinishda ifodalaymiz:

$$C = \frac{4ir^2}{N\pi d^2}, \quad (3)$$

(3) formula fotoelement sezgirligini tajribada aniqlashga imkon beradi.

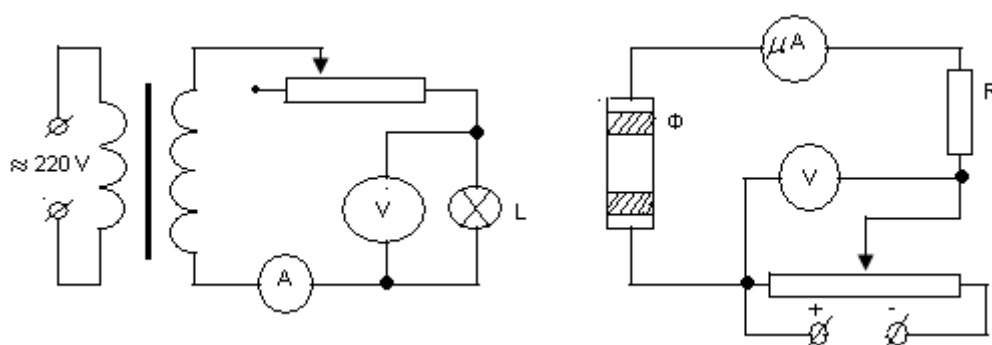
**O'lchash va hisoblash ishlarini bajarish.** Ishni bajarishdan oldin fotometriya qonunlarini o'rganuvchi asbob tuzilishi bilan qisqacha tanishib o'taylik. Asbob gorizontall taglikka o'rnatilgan, ochilish va (yopilish) imkoniyatiga ega bo'lgan metall trubkadan iborat. Bu trubkaning chap tomonida, alohida bo'lgan qismida selenli fotoelement o'rnatilgan. Bu fotoelementning ikkita qutbiga ulangan simlar orqali ikkita kontakt chiqarilgan bo'ladi. Ishni bajarish vaqtida shu ikki kontaktlar juda sezgir mikroampermetrga ulanadi.

Ochilib yopiladigan metall trubkaning ichiga yorug'lik manbai sifatida elektr lampochkasi o'rnatilgan bo'ladi. Bu lampochkani trubka uzunligi chegarasida har tomonga siljitish mumkin. Bunday yorug'lik manbaini fotoelementdan turli xil uzoqliklarga o'rnatish mumkin. U o'z navbatida fotoelement yoritilishining masofaga bog'lanish qonuniyatlarini o'rnatishga imkon beradi. Fotoelement bilan yorug'lik manbai orasidagi masofaning o'zgarishlari metalli trubka ostiga o'rnatilgan va santimetrli shkalaga bo'lingan qismidan aniqlab olinadi. Asbobda o'tkaziladigan barcha tajribalarni bajarishda xonani qorong'i qilishga ehtiyoj yo'q. Chunki shu metalli trubka tashqi tushadigan yorug'liklardan fotoelementni ishonchli himoya qila oladi. Shu sababli tashqi yorug'lik tushib turganida ham tajriba o'tkazish mumkin. Qurilmaning elementar sxemasi 2-rasmda ko'rsatilgan. Optik taglik, unga siljish imkoniyatiga ega bo'lgan yorug'lik manbai qo'yilgan. F-selenli fotoelement; G -mikroampermetr (yoki galvanometr); L-yorug'lik manbai; V-voltmetr; R-potentsiometr; ~ -tok manbai; r-fotoelement bilan yorug'lik manbai orasidagi masofa.

**Ishni bajarish tartibi**



1. Yorug'lik manbai tok manbaiga ulanadi, unga ma'lum bir kuchlanish beriladi. Shu kuchlanishda yonadigan lampochkaning yorug'lik kuchi aniqlanadi (laborant yoki o'kituvchi tomonidan aytiladi).
2. Fotoelement bilan yorug'lik manbai o'zaro ma'lum bir masofaga o'rnatiladi. Masofa shunday tanlanishi kerakki, mikroampermetr strelkali shkalasining yarmidan ko'prog'i og'adigan bo'lsin.
3. Mikroampermetr strelkasiga qarab fototok kattaligi lampochka bilan fotoelement orasidagi r-masofa aniqlab olinadi.
4. Fotoelement diafragmasining diametri d o'lchab olinadi ( $d=2\text{sm}$ ).
5. Fotoelement bilan lampochka oarsidagi masofani juda ozginaga bir necha millimetrdan-santimetrgacha o'zgartirib, i va r lar 5-7 marta takroriy aniqlanadi.
6. Olingan natijalar (3) formulaga quyiladi va har bir r hamda i-ning qiymatlariga mos keladigan S -qiymatlari hisoblab topiladi. Olingan natijalarning barchasi quyidagi jadvalga yoziladi.



2-rasm.Fotoqarshilikning volt-ampere va yorug'lik xarakteristikasini olish sxemasi.

2-jadval.

№	$i, (\mu A)$	$R, (cm)$	$C, \left(\frac{\mu A}{kd}\right)$	$\bar{C}$	$\Delta S$	$\Delta \bar{C} = \bar{C} + \Delta C \cdot \tau$
1.						
2.						
3.						
4.						

### Takrorlash uchun savollar

1. Fotoeffekt hodisasining ochilishi va uning qonuniyatlari haqida gapiring.
2. Fotoeffekt hodisasini nima sababga ko'ra, yorug'likning to'liq tabiati orqali tushuntirib bo'lmaydi?
3. Elektronlar chiqish ishining fizik mohiyatini tushuntiring.
4. Fotoeffektning qizil chegarasini tushuntiring.
5. Ichki va tashqi fotoeffektlarning o'zaro farqi haqida gapiring.
6. Fotorezistor va fotoelementlarda bo'ladigan hodisalarni tushuntiring.
7. Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasi va uning tadbirlari haqida gapiring.
8. Ishning bajarish tartibini tushuntiring.

### Adabiyotlar

1. Moiseeva N.N., Praktikum po kursu obhey fiziki. - Rostov, Rosvuzizdat, 1963.- s.331-337.
2. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi, I tom, - Toshkent, O'kituvchi, -1974. -s.374-380.
- Ripkin S.M. Fotoelektricheskie yavleniya v poluprovodnikax. M.,1963.

3. Abdullaev A., Niyazov Sh. K., Rahmonov G. T. Umumiy fizika kursi "Atom fizikasi" bo'limidan laboratoriya ishlariga doir o'quv-metodik qo'llanma. Guliston. 2000.43-52 betlar

**3-laboratoriya ishi:** Magnetron usuli bilan elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.

**1. Kerakli asboblari:**

2Ts2S markali elektron lampa; milliampermetr; ampermetr; solenoid; uchta reostat; to'g'rilagich; voltmeter; doimiy tok manbai; ikkita kalit va ulagich simlar.

**2. Ishning maqsadi:**

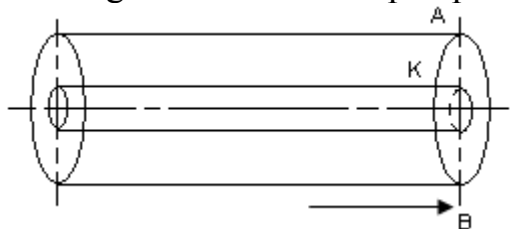
1. Elektronlarning elektromagnit maydonidagi harakat qonuniyatlarini o'rganish;
2. Magnetronning ishlashini o'rganish va shu asosda  $\frac{e}{m}$  ni aniqlash.

**Ishni bajarish usulining nazariyasi va qurilmadan foydalanish tartibi**

Magnetron qizdira oluvchi katoddan, hamda havosi surib olingan shisha ballon ichiga joylashtirilgan ikkinchi anod elektrodan iborat bo'lgan, elektronlar oqimini elektr va magnit maydonida boshqarila olishi mumkin bo'lgan qurilmaga aytiladi.

Magnetron sifatida tsilindrik A anoddan, anod markazidan o'tuvchi to'g'ri K katoddan iborat ikki elektrodli lampadan foydalanish mumkin. Lampaning katod va tsilindrik anod shunday joylashganda, K katod sirtidan uchib chikuvchi elektronlar tashqi magnit maydon yo'qligida A anod tomoniga radiuslar bo'yicha harakat qiladi. Bunday lampaning solenoiddan o'zgaras tok o'tkazsak, bu tok hosil qiladigan tashqi magnit maydoni, anodga uchib boradigan elektronlarga ta'sir qiladi va ularni har bir vaqt momentida elektronlar tezligi vektoriga tik bo'lgan yo'nalishda og'diradi. Bunday og'diruvchi kuch ta'sirida elektronlar harakati yanada murakkab ko'rinishi oladi va ularning traektoriyasi egri chiziq bo'lib qoladi; egri chiziq katodda boshlanib lampaning anodida tugaydi (6-rasm). Elektronlarning V tezligi va V magnit induksiya vektorining qiymati orasida muayyan munosabat mavjud bo'lganida elektronlarning anod tomoniga ketmaydigan bo'lib qoladi va lampada anod toki to'xtaydi. Magnit maydoniga joylashtirilgan ikki elektrodli lampa katodi va anodi orasida harakatlanadigan elektronlarni og'diruvchi kuch Lorents kuchi deyiladi va uning son qiymati quyidagi kattaliklarga bog'liq bo'ladi.  $F=evB\sin\alpha$  . (1)

Bu yerda e-elektron zaryadi; v-elektron tezligi; V-magnit induksiya vektori;  $\alpha$ -v tezlik va V induksiya vektori orasidagi burchakdir. Agar v- tezlik vektori bilan V orasidagi burchak o'zaro perpendikulyar bo'lsa, ya'ni  $\vec{v} \perp \vec{B}$  bo'lsa.  $\sin\alpha=1$  bo'ladi,

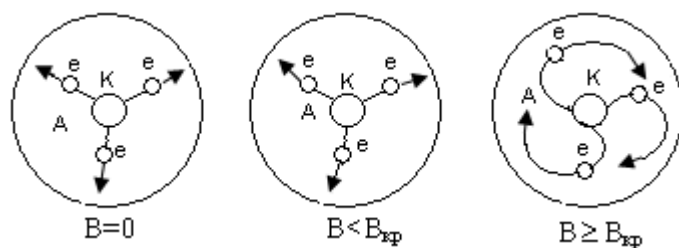


1-rasm.

bunda formula quyidagicha bo'ladi:  $F=evB$ , (2)

Magnit maydonida harakatlanadigan zaryadga ta'sir kuchi hamma vaqt v tezlikka, V magnit induksiya vektoriga perpendikulyar bo'ladi. Magnit maydoni harakatdagi zaryadni faqat maydonga og'diradi, uning tezligini yo'nalishini o'zgartiradi, ammo tezlanish bermaydi va demak, kinetik energiyasini ham o'zgartirmaydi. (2) formuladagi F-Lorents kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasiga ko'ra aniqlanadi. Bu qoidaga ko'ra,

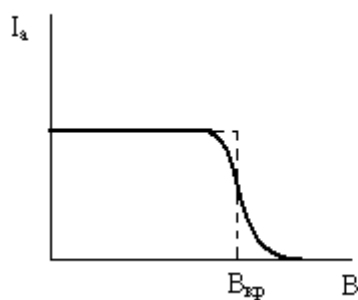
qo'limizning ko'rsatgich barmoqlari zarracha tezligi yo'nalishiga mos keladi. V-magnit induksiya vektori kuch chiziqlari kaftimizga kirayotgan bo'lsa, musbat zaryadli zarracha uchun  $90^\circ$  burchakka ochilgan bosh barmog'imiz ta'sir etuvchi kuch yo'nalishiga (2) mos keladi. Magnit induksiya vektori V-ning ortishi bilan katoddan anodga boradigan elektronlarning traektoriyasi yanada kuchliroq og'a boshlaydi. V-vektorining ma'lum «kritik» qiymatida barcha elektronlar anodga etib bora olmaydi, ya'ni anod toki nolga teng bo'ladi. V-ning «kritik»



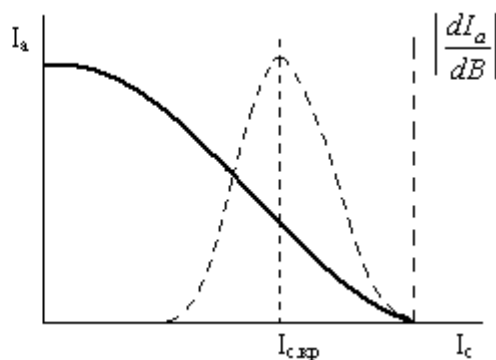
2-rasm.

qiymatiga mos keladigan vaqtdagi solenoiddan o'tadigan tok «kritik» tok deyiladi. Agar V-ning kritik qiymatida elektronlarning tezligini o'zgarmas desak, aylanma harakat

natijasida Lorents kuchiga teng bo'lgan markazidan qochirma kuch ham paydo bo'ladi (2- rasm).



a)  
3-rasm.



b)

$$F = \frac{mV^2}{R}; \quad (3)$$

(2) va (3) formulalarni tenglashtiramiz;

$$eBv = \frac{mv^2}{R}; \quad (4)$$

bu erda, m- elektron massasi; v- harakat tezligi; R- magnit maydonida og'gan elektron traektoriyasining egrilik radiusi. Magnit induksiya vektorining kritik qiymatiga mos keladigan maydon uchun.

$$R = \frac{b-r}{2}; \quad (5)$$

Bunda b-tsilindr anod radiusi, r—katod tolasining radiusi. Bizga ma'lumki, katod tolasida juda ingichka, shu sababga ko'ra uning radiusiga r-ni hisobga olmasligimiz mumkin, u vaqtda (5) formula quyidagicha bo'ladi.

$$R = \frac{b}{2}. \quad (6)$$

(3) va (5) formulalar asosida quyidagini hosil qilish mumkin.

$$\frac{e}{m} = \frac{2v}{bB_{kr}}; \quad (7)$$

elektronlarning tezligi  $v$ -ni topish uchun elektr maydon energiyasi bilan shu maydonda elektron erishgan kinetik energiyasiga tenglashtiramiz:

$$eu = \frac{mv^2}{2}, \quad (8)$$

bundan, 
$$v = \sqrt{2u \frac{e}{m}}, \quad (9)$$

bu tenglamani (4.6) formulaga qo'yamiz va quyidagini hosil qilamiz.

$$\frac{e}{m} = \frac{8u}{B_{kp}^2 \cdot b^2}; \quad (10)$$

Ichiga elektron lampa joylashtirilgan solenoid magnit maydoni hosil qiladi. Uzunligi chekli solenoid tomonidan hosil qilingan magnit maydoni induktsiyasi SI sistemasida quyidagicha ifodalanadi.

$$B = \frac{M_0 M J_e N}{2L} (\cos \beta_1 - \cos \beta_2), \quad (11)$$

bu erda,  $V$ -solenoid o'zining biror nuqtasida bo'lgan magnit induksiya vektori;  $M$ -muhitning magnit kirituvchanligi bo'lib, havo uchun  $M=1$ .  $M_0$ -SI sistemasida vakuumning magnit kirituvchanligi bo'lib,  $M_0=4\pi \cdot 10^{-7}$  gnG'm;  $J_e$ -solenoiddan o'tadigan tok kuchi;  $N$ -solenoiddagi o'ramlar soni,  $L$ -solenoid uzunligi;  $\beta_1$  va  $\beta_2$ -solenoid o'zining biror nuqtasi bilan solenoid ikki chetki nuqtasi orasida hosil bo'lgan burchaklar.

Agar solenoidning uzunlik birligiga mos keluvchi o'ramlar sonini quyidagicha ifodalasak;  $\eta = \frac{N}{L}$ . Bundan (10) formula quyidagicha bo'ladi:

$$B = \frac{M_0 M J_e N}{2} (\cos \beta_1 - \cos \beta_2), \quad (12)$$

(12) formuladagi qavs ichidagi miqdorlarni lampani belgilovchi kattaliklar bilan ifodalasak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{e}{m} = 8u \left( \frac{1}{M_0 J_{kp} n b} \right)^2 \cdot \frac{1}{\left( 1 - \frac{r^2}{b^2} \right)^2}, \quad (13)$$

(9) va (11) formulalardan foydalanib, quyidagini hosil qilamiz:

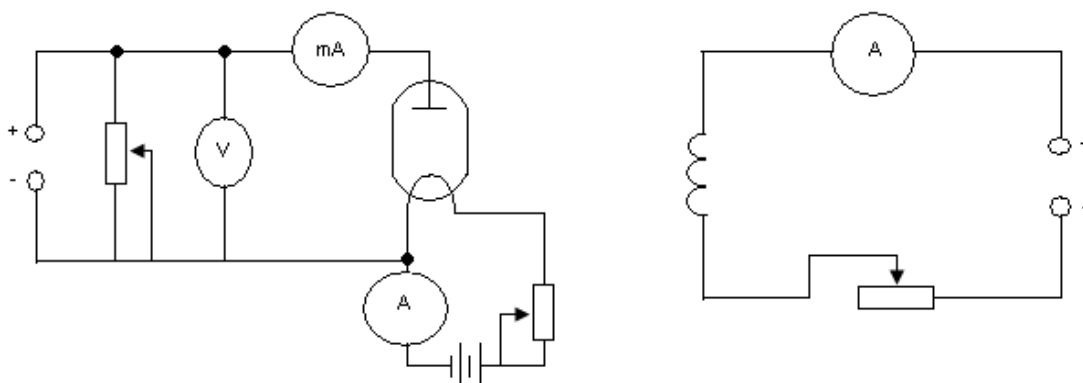
$$\frac{e}{m} = 8u \left( \frac{1}{M_0 J_{kp} n b} \right)^2 \cdot \frac{1}{\left( 1 - \frac{r^2}{b^2} \right)^2}, \quad (14)$$

bu formulada,  $u$ -lampadagi anod kuchlanishining kattaligi;  $J_{kp}$ - $V$ -ning kritik qiymatiga mos keladigan paytdagi solenoiddagi tok kattaligi.  $R$  va  $b$ -lar mos ravishda katod va anod radiuslari. Agar tajriba 2Ts2S lampa bilan bajarilsa,  $r=0,9$  mm va  $b=9,6$  mm ga teng,  $n$ -uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar soni bo'lib,  $n=2,0 \cdot 10^4$  o'ramga teng bo'ladi.

Bunday metodning harakterli xususiyati shundaki, bu metod qo'llanganida elektronning magnit maydonidagi traektoriyasini o'rganish zaruriyati bo'lmaydi. Aksincha  $V$ -ning kattaligi (berilgan  $U$  da) o'zgartirish bilan elektronlarining oldindan berilgan traektoriya buyicha harakat qilishga erishib, bunda elektronlar elektr maydon ta'siriga qaramay, lampa anodiga kela olmaydi. Shunday qilib, tajribaning maqsadi lampadagi toki bilan o'tadigan  $J_s$  tok oasidagi bog'lanish grafigini chizishdan iborat, ya'ni  $J_s$  bilan ( $uqconst$ )  $J_s$  ( $V$ ) dagi tok bog'lanishini olishdan iboratdir. Bu egri chiziqning keskin pasayishi (lampada anod tokining keskin kamayishi) magnetron ishlashining izlanayotgan kritik sharoitiga mos keladi. Demak, (13) formulada ishtirok etadigan kattaliklarni bilganimiz holda  $e/m$  ni hisoblab topishimiz mumkin.

### O'lchash va o'lash natijalarini hisoblash.

O'lchashlar lampa anodida belgilangan kuchlanish va muayyan qizdirish toki (1,75 a da o'rnatishdan hamda solenoiddagi tokning kuchini anod toki to'htaguncha o'zgartirishdan iborat. Diod lampasini sxemasi 4-rasmda ko'rsatilgan. Solenoidni tok manbaiga ulash sxemasi ham 4-rasmda berilgan.



4-rasm.

Agar solenoid uzunlik birligidagi o'ramalar soni noma'lum bo'lsa, magnit maydon induktsiyasini, solenoiddan o'tadigan o'zgarmas tokning kattaligiga ko'ra topish mumkin.

$$B = \mu_0 \mu J_{kp} n. \quad (14)$$

Bu yerda  $n$ -uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar soni. Magnit maydoni induktsiyasining kritik qiymati lampa anod kuchlanishining bir nechta qiymatlari uchun (160,180,200,220 V) topiladi. Bu natijalar asosida bir necha marta lampada tashlama (pasayish) harakteristika topiladi. Shuni nazarda tutish kerakki,  $V_{kr}$ - ning aniq bir qiymatida tashlama harakteristikalar anod tokining vertikal pasayishini bermaydi, balki amalda faqat bu egri chiziqning etarli darajada tik tushishi sodir bo'lib, bu cho'g'lanish tolasidan chiquvchi elektronlar bir xil emasligidir.  $V_{kr}$ -ga mos keluvchi  $J_{kp}$ -ning qiymatini tashlama harakteristikaning tik tushish qismidan olish to'g'ri bo'ladi. Anod kuchlanishining uncha katta bo'lmagan qiymatlarida lampadan (magnit maydoni bo'lmaganda) tok o'tadi. Bu tokni milliampermetr bilan o'lchash lozim bo'ladi. Solenoid kerakli kuchlanish bilan akkumlyatorlar yoki to'g'rilagichlar yordamida ta'minlanadi. Lampadagi anod kuchlanishining uncha katta bo'lmagan qiymatlarida solenoiddan o'tadigan tokning kuchi 1 a dan katta bo'lmaydi. Solenoidning har bir santimetriga to'g'ri keladigan o'ramlar soni 200 taga teng qilib o'ralgandir.

### Nazorat savollari

1. Elektronning to'liq harakteristikasini bering.
2. Atom tuzilishi. Atom tuzilishi haqida Bor-Rezerford modelini tushuntiring.
3. Solishtirma zaryad  $e/m$  ni magnetron metodida aniqlashning fizik asoslari haqida gapiring.
4. Lorents kuchi. harakatdagi zaryadli zarrachaga elektr va magnit maydonining ta'sirlari haqida gapiring.
5. Elektr zaryadini kvantlanishi.
6. Ishni bajarish tartibini tushuntiring.

### Adabiyotlar

1. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi, I tom, Toshkent, O'kituvchi, 1974.
2. Moiseeva N.N. Praktikum po kursu obhey fiziki, Rostovizdat, 1963.
3. Kortnev A.V. i dr. Praktikum po fizike M.Vo'sshaya shkola, 1965,
4. Abdullaev A., Niyazov Sh. K., Rahmonov G. T. Umumiy fizika kursi "Atom fizikasi" bo'limidan laboratoriya ishlariga doir o'quv-metodik qo'llanma. Guliston. 2000.43-52 betlar.

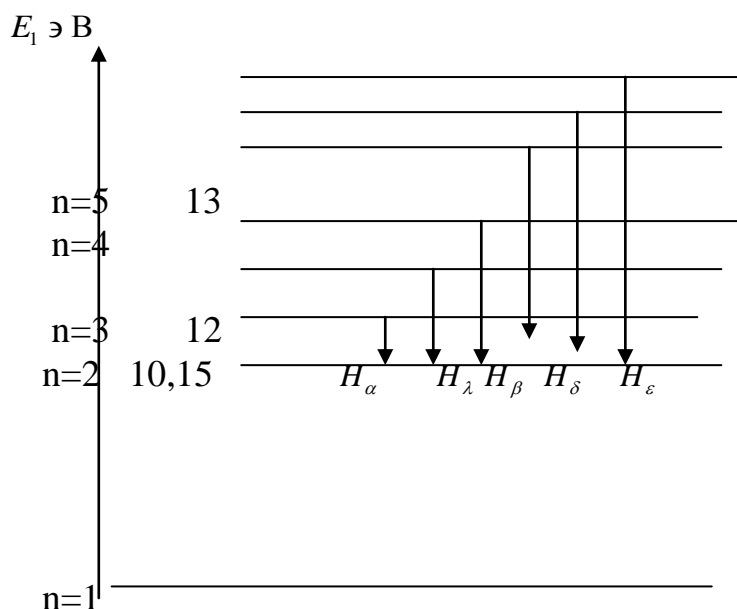
### 3-laboratoriya ishi: Vodorod atomi spektrini o'rganish.

**Ishni bajarishdan maqsad:** Vodorod spektri qonuniyatlarni kuzatish.

**Kerakli asbob va uskunalar:** UM-2 monoxramatori, MIR-2 mikroskopi

### Ishga oid nazariy ma'lumotlar

Atom musbat zaryadli yadro va uning atrofida xarakatlanuvchi elektronlardan iborat. Elektronlar xarakati kvant mexanikasi qonuniyatlari asosida tushuntiriladi. Elektron massasi vodorod atomi massasidan 1873 marta kichik. Uning elektr zaryadi juda kichik. Atomning ichki energiyasi elektronlarning yadro maydonidagi harakati hamda ularning o'zaro ta'siri bilan vujudga keladigan potentsial va kinetik energiyalarining yig'indilardan iborat.



1-rasm.

Atom tuzilishi va uning xususiyatlari: nurlanish, fotoeffekt, radioaktivlik hodisalari va ularni tajribada kuzatish yordamida o'rganiladi. Atomlar o'ziga xos chastotali elektromagnit to'lqinlar chiqarishi va yutishi mumkin. Bir – biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan atomlar chiqargan nurlanish alohida – alohida spektral chiziqlardan iborat. Spektrlarni atomlar holatidagi gaz va bug' atomlari vujudga keltiradi. Bu

spektrlar spektral seriyalar deb ataluvchi gruppalariga bo'linadi va ular ma'lum bir qonuniyat asosida tushuntiriladi. Vodorod atomi eng sodda spektral chiziqlarga ega bo'lgani uchun, uni o'rganish ham qulay. Vodorod atomi spektral seriyalardagi chiziqlar to'liq uzunligi Balmer formulasi bilan ifodalanuvchi quyidagi qonuniyatga bo'ysunadi:

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

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

bu yerda,  $\lambda$  -spektral chiziqlarining to'liq uzunligi,  $\nu$  -- spektral chiziqning chastotasi,  $R$ —Ridberg doimiysi,  $n$ - atom nurlangandan keyingi elektronning energetik sathi,  $m$  – nurlanishdan avvalgi elektronning energetik sathi,  $s$ .—yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Vodorod spektrining har bir seriyasiga mos  $n$  ning qiymatlari mavjud bo'lib  $m$ ,  $m=1$  dan  $\infty$  gacha o'zgaradi. Balmer formulasiga asosan vodorod atomining nurlanish spektrini quyidagi seriyalarga bo'lish mumkin (I-rasm). Layman seriyasi, spektrning ultrabinafsha qismi ( $n=1$ ):

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3)$$

Bal'mer seriyasi, spektrning ko'rinuvchi qismi ( $n=2$ ):

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (4)$$

Pashen seriyasi, spektrning infraqizil qismi ( $n=3$ ):

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5)$$

Breket seriyasi, spektrning infraqizil qismi ( $n=4$ ):

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (6)$$

Pfund seriyasi, spektrning infraqizil qismi ( $n=5$ ):

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (7)$$

Atomalarning nurlanish spektrlarining bunday chiziqli tabiati atom istalgan miqdordagi energiyani yutmaydi, balki aniq kvantlangan qiymatlardagi energiyani chiqarishi yoki yutishni bildiradi. Atomlarning diskert energetik holatlarda bo'la olishini ularning energiyasi ma'lum qiymatlarga orttirilganda bu energiyaga mos chastotada nurlana olishini ham tasdiqlaydi.

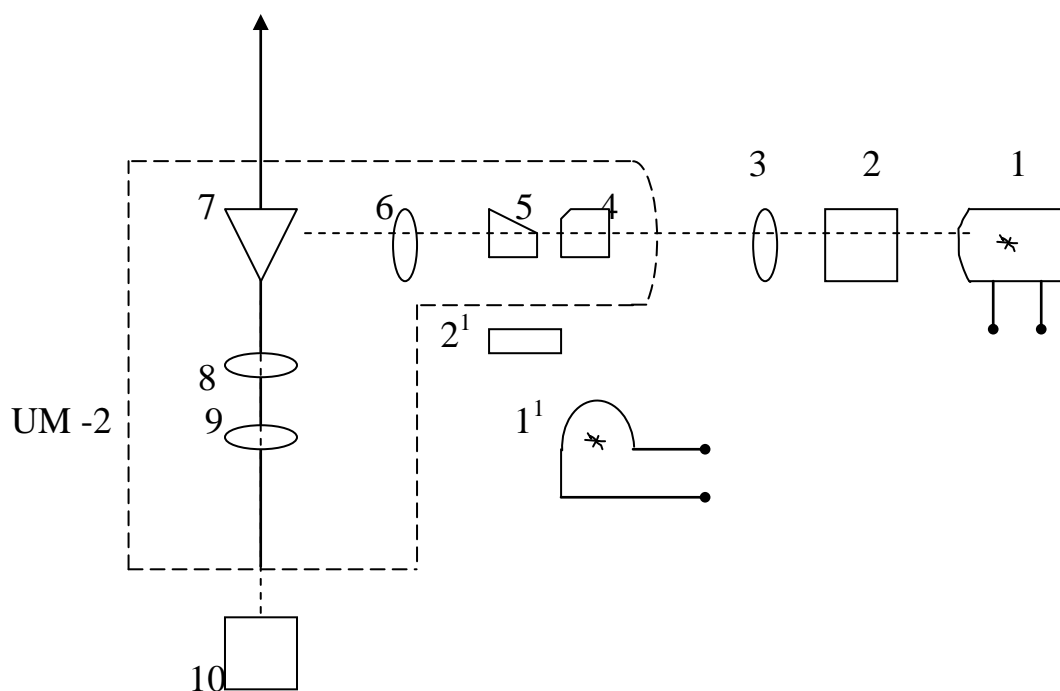
**Tajriba o'tkazish qurilmasining tuzilishi.** Atom holatidagi vodorodning optik spektrni kuzatish uchun 22-rasmda keltirilgan sxemadan foydalaniladi. Bunda I-vodorod lampasi, 2- UM-2 monoxromatorning kirish tirqishi oldiga qo'yiladi. Monoxromator optik spektrlarining ko'zga ko'rinuvchi qismini kuzatish uchun mo'ljallangan, ya'ni Balmer seriyalarini o'rganish mumkin. Spektlarni kuzatishda MIR-2 mikroskopidan foydalanib, ko'z yordamida aniqlanadi.

### **Ishni bajarish tartibi**

1. UM-2 monoxromatori shkalasi simob lampasi yordamida darajalanadi va millimetrli qog'ozga darajalash egriligi chiziladi. Bunda ordinata o'qiga spektral chiziqlarning

to'liq uzunliklari, abtsissa o'qiga monoxromator barabaniga mos keluvchi shkalalar qo'yiladi.

2. Vodorod atomi spektrining Balmer seriyasiga mos keluvchi  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$  lar uchun baraban shkalasi va darajalash egriligidan to'liq uzunliklar aniqlanadi.  $H_\alpha$  - yuqori intensivlikka ega bo'lgan qizil chiziq,  $H_\beta$  - yashil havorang chiziq.  $H_\gamma$  - binafsha ko'k chiziq,  $H_\alpha$  va  $H_\beta$  orasida nisbatan kuchsiz bo'lgan bir qancha qizil – sariq va yashil molekulyar chiziqlarga mos keluvchi chiziq lar joylashgan. 3. Vodorod atomining har bir spektr chizig'i uchun (11-I) yoki (11-2) ifodalardan Ridberg doimiysi aniqlanadi.



2 – rasm.

**UM-2 universal monoxromatorining tuzilishi.** O'rganilayotgan spektral asbob universal prizmalı asbobdir. U spektrometr (tekshiriluvchi yorug'lik oqimining spektridagi to'liq uzunliklarini o'rganish uchun) spektroskop (turli moddalarning nurlanish va yutilish spektrlarini sifatijihatdan vizual kuzatish uchun) va monoxromator (monoxromatlashgan yorug'lik oqimini oluvchi asbob) sifatida ishlatish mumkin. 2-rasm. Monoxromatorning optik sxemasi. Monoxromator uchta asosiy qismdan iborat: nurlarning parallel dastasini shakllantirish uchun ishlatiladigan 3-4 kollimatoridan, murakkab yorug'likni spektrga ajratuvchi 5 prizmalar sistemasidan va spektrlarni kuzatish uchun mo'ljallangan 6-8 ko'rish trubkasidan. 1-manbadan chiqayotgan yorug'lik, 2 kondensator orqali, 3 kollimatorning tirqishi (monoxromatorning kirish tirqishi)da fokuslanadi. Kollimatorning 4-ob'ektivini tirqishdan fokus masofaga joylashgan. Bu esa kollimatoridan sindiruvchi sistemaga tushuvchi yorug'likning parallel dastasini chiqishini ta'minlaydi. Sindiruvchi sistema sifatida doimiy og'ishga ega bo'lgan Abba prizmasi ishlatiladi. Bu uchta prizmadan iborat, ya'ni A sindiruvchi burchaklari (Aq300) teng bo'lgan ikkita to'g'ri burchakli «yarim prizma» dan va o'rtadagi to'liq ichki qaytaruvchi to'g'ri burchakli prizmadan. Prizmadan nurlar tushuvchi nurlarga nisbatan to'g'ri burchak ostida chiqadi. Kiruvchi tirqishdagi tasvirlar ko'rish trubasi 6 ob'ektivini fokal tekisligida hosil bo'ladi. 7

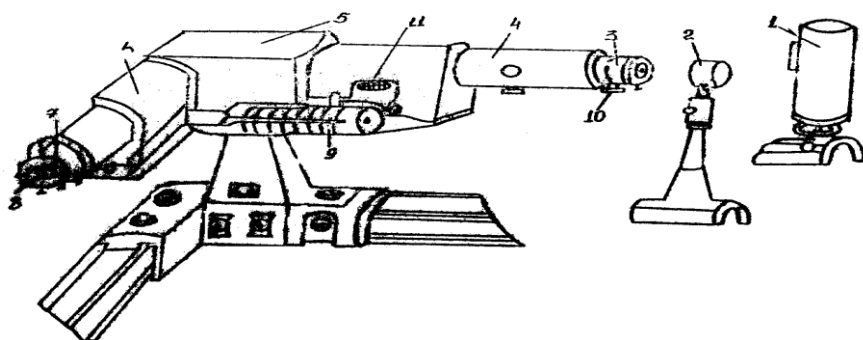


chiquvchi tirqish bu tekislikda joylashgan. 8 okulyar tasvirni kuzatish uchun xizmat qiladi.

Chiquvchi tirqishning tekisligida uchburchakli indeks bo'lib, bu indeks spektral chiziqlar holatini aniqlash uchun xizmat qiladi. 7 chiquvchi tirqishni to'la ochilgan holida asbob monoxromator sifatida ishlatiladi. Kerakli chiziqlar indeksga yoki chiquvchi tirqishga to'g'rilash 9 hisoblash barabani orqali amalga oshiriladi.

Baraban Abba prizmasining aylantiruvchi mexanizmi bilan uzatish sistemasi orqali bog'langan. Barabanni 1 bo'lim 20 ga burilishi prizmani 20 burilishga olib keladi. Monoxromatorning umumiy ko'rinishi 3-rasmda keltirilgan. Monoxromator relsiga mustahkamlangan. Shu relsiga 1 manba va 2 kondensor ham mustahkamlangan. 3 kiruvchi tirqishni eni 10 mikrometrik vint bilan rostlanadi.

Asbob korpusining yon tomonida 11 noniusli shkala joylashgan. Bu shkala kollimator ob'ektivini kiruvchi tirqishga nisbatan joylashishini ko'rsatadi. Baraban va kollimator ob'ektivining shkalalari yoritkichlarga ega. Kuzatish trubkasining indeksi ham yoritkichga ega. Indeksni yorituvchi lampochka ostida uchta yorug'lik filtridan iborat kasseta joylashgan. Indeks qizil, sariq va barg rang yorug'lik bilan yoritilishi mumkin. 8 okulyarning opravasini aylantirib indeks va spektral chiziqlar tasvirini keskinlashtirishga erishish mumkin.



3-rasm. Monoxromator konstruktsiyasi.

UM-2 monoxromator simmetrik sistemadir, ya'ni kollimator ob'ektivining fokus masofasi  $f_1$  ko'rish trubasi ob'ektivining fokus masofasi  $f_2$  ga tengdir ( $f_1 = f_2 = 280\text{mm}$ ).

Yorug'lik manbai sifatida monoxromatorni darajalash uchun simob va neon lampalari ishlatiladi.

### Nazorat savollari

1. Atomning murakkab tuzilishini tasdiqlovchi hodisalarni aytib bering?
2. Rezerford tajribasini tushuntiring.
3. Bor postulatlarini, atomlarning energiya sochishi va yutishini tushuntiring.
4. Atom tuzilishida elektron qobig'i va yadroni izohlab bering.
5. Vodorod atomida elektronlar to'rtinchi statsionar orbitadan ikkinchi orbitaga o'tganda energiyasi  $4,04 \cdot 10^{19}$  J bo'lgan fotonlar chiqadi (vodorod spektrining yashil chizig'i). Spektrning shu chizig'i to'lqin uzunligini aniqlang.

### Adabiyotlar

1. M.A. Xaydarov, O'.Q. Nazarov. Fizikadan laboratoriya ishlari. "O'qituvchi". T.: 1989. 249 – 254 b.

- 2.K.A.Barsukova, Yu.I.Uxanova. "Laboratory praktikum po fizike. "Vo'sshaya shkola" M.: 1988. 270 —272 s.
3. Landsberg G.S. «Optika» M.: Nauka, 1976.
- 4.V.I.Iverenova tahriri osida.Fizikadan praktikum.Elekt va Optika.T.:O'qituvchi.1979.
- 5.I. V. Savelev. Umumiy fizika kursi. III-tom.O'qituvchi.Toshkent. 1976
6. Abdullaev A., Niyazov Sh. K., Rahmonov G. T. Umumiy fizika kursi "Atom fizikasi" bo'limidan laboratoriya ishlariga doir o'quv-metodik qo'llanma. Guliston. 2000.43-52 betlar.

### **5-laboratoriya ishi:** Elektronning chiqish ishini aniqlash.

**Ishning maqsadi:** Bariy oksidli diodning voltamper xarakteristikasidan foydalanib, elektronning chiqish ishini aniqlash.

#### **Qisqacha nazariya**

Bizga ma'lumki, odatdagi temperaturada metall ichidagi erkin elektronlarni o'zida ushlab qoladi. Bu shuni ko'rsatadiki, metall-vakuum chegarasida, elektronning metall dan chiqib ketishiga qarshilik qiluvchi potentsial barer (to'siq) mavjud. Bu to'siqning mavjudligi natijada vakuumga chiquvchi elektronli metall o'ziga tortadi. Natijada vakuumga chiquvchi erkin zaryadlarning taqsimlanishi vujudga keladi. Agarda elektronlarning energiyasi kichik bo'lsa, yuqorida aytib o'tilgan kuch ta'sirida elektronlar metall ichiga qaytadi. Bundan tashqari elektronlar vaqtincha metall dan chiqqanda vakuumda elektr maydoni hosil qiladi, bu maydon elektronning metall dan chiqishiga qarshilik qiladi. Demak, elektronlar metall dan chiqib ketishi uchun  $E_\beta$  minimal energiyaga ega bo'lishi kerak.  $E_\beta$  energiya metallarning tuzilishiga bog'liq bo'ladi, bundan tashqari metall yuzasi qanday holatda ekanligiga qarab, bu bog'lanishlarni umumiy holda elektronning chiqish ishi deb ataladi.

$E_\beta$  chiqish ishi elektronni metall dan bo'shatish uchun foton  $h\nu$  (fotoeffekt) energiyasi bilan elektronni nurlantirish yoki metallni isitish kerak, (termoelektron emissiya) tez harakatlanuvchi elektron bilan bombardimon qilish (ikkilamchi emissiya) tashqi elektr maydoni ta'sirida (sovuq elektron emissiya) va x.z. fotoelektrik effekt, jismdan elektroni uchib chiqishi va nurlanishi hisobiga bo'ladi. Har bir energiyaga ega bo'lgan foton jismda yutilish vaqtida maksimal holda bitta elektronni bo'shatadi va unga qo'shimcha tezlik beradi. Uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{mv^2}{2} = E_e = h\nu - E_\beta$$

Bu erda  $m$  va  $v$  elektronning massasi va tezligi  $E_\beta$ - elektronning chiqish ishi,  $E_e$ - elektronning maksimal energiyasi. Nima uchun ko'pchilik elektronlar bir xil tezlikka ega emas ekanligini tushunish mumkin. Elektronlar turli energiya bilan chiqadi, hatto  $E_e = E_\beta$  bu ish ham tanlanadi va metall sirtini elektron tashlab chiqib ketadi. Elektronlar metallning ichkari qismidan chiqqanda, chiqish ishi ancha katta bo'ladi. Elektronlar faqat fotonlar ta'sirida metallardan ajralib chiqmasdan, balki isitish orqali (terioelektron emissiya) orqali ham chiqishi mumkin. Absolyut nol temperaturadan yuqorida qisman elektronlar yuqori sathini egallaydi, ya'ni Fermi chegarasidan yuqorida bo'ladi. Metallarda temperatura ortishi bilan elektronlarning xaotik harakat tezligi ortadi. Bunday metallardan ajralib chiquvchi elektronlar soni keskin oshadi. Termoelektron emissiya hodisasi elektron lampalarda katodga

qo'shimcha nakal kiritishi bilan amalga oshiriladi. Ikki elektrodli elektron lampalarda termoelektron tok  $U_a$  anod kuchlanishga bog'liq bo'ladi. Termoelektron tok Richardson formulasi orqali ifoda qilinadi.

$$I = A \cdot S \cdot T^2 \exp\left(-\frac{E_\beta}{kT}\right). \quad (1)$$

Bu yerda  $A$ -o'zgarmas kattalik bo'lib, u turli metallar uchun turli qiymatga ega,  $S$ -metallarning yuzasi,  $T$ -absolyut temperatura,  $k$ -Boltsman doimiysi. (1) formulaga termoelektron emissiya deb ataladi. Termoelektron tok  $I$  ning oldida ekvipotentsial ko'paytmaga bo'lganligidan  $E_\beta$  va  $T$  ga kuchli bog'langan. Masalan, volfram uchun 2000-2500<sup>0</sup>K da  $I$  ning qiymati 200 marta ortadi. Chiqish ishi  $E_\beta$  (1) formula orqali  $T_1$  va  $T_2$  temperaturalar uchun hisoblash quyidagicha olinadi.

$$I_1 = A \cdot S \cdot T_1^2 \exp\left(-\frac{E_\beta}{kT_1}\right), \quad (2)$$

$$I_2 = A \cdot S \cdot T_2^2 \exp\left(-\frac{E_\beta}{kT_2}\right). \quad (3)$$

(2) ni (3) ga bo'lib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_\beta(T_2 - T_1)}{kT_1T_2}\right), \quad (4)$$

yoki

$$\frac{I_1}{I_2} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 = \exp\left(-\frac{E_\beta(T_2 - T_1)}{kT_1T_2}\right)$$

(4) ifodani logarifmlab,

$$\ln\left[\frac{I_1}{I_2} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2\right] = -E_\beta \frac{T_2 - T_1}{kT_1T_2}, \quad (5)$$

Bu erda  $E_\beta$  chiqish ishi.

$$E_\beta = -k \frac{T_1T_2}{T_2 - T_1} \ln\left[\frac{I_1}{I_2} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2\right], \quad (6)$$

Chiqish ishini hisoblash uchun  $I_1$  va  $I_2$  ning bir xil kuchlanishda olish kerak. Ikki elektrodli lampaning ikki xil temperaturasi uchun voltamper xarakteristikasini olish (VAX) kerak. 1-rasmda ko'rinadiki  $U_a$  kuchlanishning ma'lum bir qiymatdan so'ng o'zgarmay qoladi. Bu tokning qiymatini to'yinish toki deb ataladi. Turli temperaturalar uchun to'yinish tokining qiymati turlicha.

$I_{n1}$  va  $I_{n2}$  ning qiymati voltamper xarakteristikasidan olinadi,  $T_1$  va  $T_2$  temperatura uchun 1-rasmdan  $AV-I_{n1}$ ,  $AS-I_{n2}$ , teng bo'ladi. Katodning temperaturasi

$$R_t = R_0(1 + \alpha t), \quad (7)$$

formula yordamida aniqlash mumkin. Bu yerda  $R_t$ -t temperaturadagi simning qarshiligi,  $R_0$ -xona temperaturasidagi katodning qarshiligi,  $\alpha$ -temperatura koeffitsienti. Volfram uchun  $\alpha = 0,0051$  bo'lganligidan, katod temperaturasi

$$t = \frac{R_t - R_0}{\alpha R_0}, \quad (8)$$

aniqlanadi.  $R_t$  qarshilik katodning nakalidagi kuchlanishi  $U_A$  va  $I_A$  tok kuchi orqali aniqlanadi:

$$R_t = \frac{U_n}{I_n}. \quad (9)$$

### **Qurilmaning tuzilishi.**

2-rasmda elektronning chiqish ishini tekshiradigan qurilmaning printsipl sxemasi berilgan. Diod shisha balondan va ikkita elektrod: anod va katoddan iborat. Anod tsilindrdan va katod qizdiruvchi toladan iborat. Bizning laboratoriya ishida elektron lampa sifatida 6F5M olingan; katod bariy oksididan tayyorlangan. Qizdiruvchi katod nakali sifatida vol'fram tolasi olingan. Bir xil temperaturada katod bilan nakal temperaturasi o'zaro teng bo'ladi. Shuning uchun  $\alpha = 0,0051$  qabul qilinadi (vol'fram uchun).

Elektron lampa stend ichiga joylashtirilgan. Anod katod va lampaning nakal tolasi doimiy tok stabilizatoriga ulangan bo'ladi.  $U_a, I_a, U_n, I_n$  larni stend yuzasiga joylashtirilgan priborlar yordamida o'zgartirish mumkin. Anod tokining maksimal qiymati 25 mA, nakal tokiniki esa 375 mA anod kuchlanishi 10 V, lampa nakalining tolasi 8 V qurilmaning yuzasidagi kalit yordamida  $U_a$  va  $U_n$  mos ravishda o'zgartiriladi. Qurilmaning ishga tushirishdan avval elektr sxema yaxshilab o'rganiladi. 1-rasm sxemasi o'rganilgandan so'ng o'qituvchi va laborantning ruhsati bilan ish bajarish boshlanadi.

1. Potentsiometrlarning chapki vaziyatini oxirigi holatiga  $U_a$  va  $U_n$  qo'yiladi.
2. Kalit yordamida mos ravishda  $U_n$  va  $I_n$  holatga keltiriladi. Qurilma 50 Gts chastotali 220 V kuchlanish manbaiga ulanadi, stenddagi kalitni «VKL» holatida ulanadi.
3. Nakalning kuchlanishi 2-2,5 V potentsiometr yordamida xosil qilinadi. Lampa kizishi uchun 3-5 minut vaqt ajratiladi.
4. Kalitni yana qaytadan  $U_a$  va  $I_a$  holatdagi qo'yiladi. Potentsiometr yordamida 7-8 V  $U_a$  anod kuchlanish xosil qilinadi. Nakal kuchlanishi  $U_n$  potentsiometr yordamida o'zgartirib 400-500 mA anod toki hosil qilinadi (anod toki uchun shkalaning oxirgi 500 mA, nakal toki esa 500 mA). O'zgarib  $U_n$  qiymatni 2-3 minutdan so'ng olinadi. Kalitlar  $U_n$  va  $I_n$  holatlarga qo'yiladi.  $U_n$  va  $I_n$  larning qiymati olinib, jadvalga kiritiladi.
5. Kalitlar  $U_a$ ,  $I_a$  qo'yilib, potentsiometr  $U_a$  dan anod tokining qiymati  $U_a$  va  $I_a$  10ta nuqta uchun olinadi. 0-7 V atrofida  $U_a$  va  $I_a$  ni ushlab turish kerak. Natijalar jadvalga kiritiladi.
6. 5 banddagi ishlar qaytariladi, anod toki 300-400 mA ga keltiriladi. 6 banddagi ishlar qaytariladi.
7. 5 banddagi ishlar qaytariladi, anod toki 200-300 mA ga keltiriladi. 6 banddagi ishlar qayta bajariladi.
8. Olingan natijalardan foydalanib (jadvalga)  $I_a = f(U_a)$  grafik chiziladi.  $U_{n1} = 7B, U_{n2} = 7,5B, U_{n3} = 8B$  va  $I_1, I_2, I_3$  anodning bir xil qiymati uchun to'yinish toki aniqlanadi. Olingan natijalar 1-jadvalga kiritiladi.
9. (1)-(9) formuladan foydalanib katod nakalidagi temperatura hisoblab topiladi, turli  $U_n$  qiymatlar uchun olingan hisoblash natijalari 1-jadvalga kiritiladi.

10. Katodning nakal temperaturasi asosan  $T_1, T_2, T_3$  va  $I_1, I_2, I_3$  anodning to'yinish tok qiymatidan foydalanib, (6) formulaga asosan bariy oksididan elektronning chiqish ishi hisoblab topiladi.  $E_{\beta}^{1-2}, E_{\beta}^{2-3}, E_{\beta}^{3-1}$  larning qiymati 1-jadvalga kiritiladi.

11. Elektronning o'rtacha chiqish ishi hisoblab topiladi va 1-jadvalga kiritiladi.

1-jadval

U,B	I,mkA	T,K	E,V	E,V	E,V	E,V	E,V
1.							
2.							
3.							

2-jadval

U,V	I,mkA	U,V	I,mkA	U,V	I,mkA	U,V	I,mkA
1.							
2.							
3.							

### Nazorat savollari

1. Chiqish ishining chegarasi qanday aniqlanadi?
2. Recherdson formulasi qanday fizik kattaliklarni o'zaro bog'laydi?
3. Volt-amper xarakteristikasini qanday kattaliklarni bog'laydi?
4. Metallarning chiqish ishi nimalar hisobiga amalga oshiriladi?
5. Chiqish ishi nima?
6. Termo elektron emissiya hodisalarni aytib bering?

### Adabiyotlar

1. M.A. Xaydarov, O'.Q. Nazarov. Fizikadan laboratoriya ishlari. "O'qituvchi". T.: 1989. 249 – 254 b.
2. K.A. Barsukova, Yu.I. Uxanova. "Laboratory praktikum po fizike. "Vo'sshaya shkola" M.: 1988. 270 — 272 s.
3. Landsberg G.S. «Optika» M.: Nauka, 1976.
4. V.I. Iverenova tahriri osida. Fizikadan praktikum. Elektr va Optika. T.: O'qituvchi. 1979.
5. I. V. Savelev. Umumiy fizika kursi. III-tom. O'qituvchi. Toshkent. 1976
6. Abdullaev A., Niyazov Sh. K., Rahmonov G. T. Umumiy fizika kursi "Atom fizikasi" bo'limidan laboratoriya ishlariga doir o'quv-metodik qo'llanma. Guliston. 2000. 43-52 betlar.

### Atom fizika fanidan test

Fan bo'limi	Qiyinlik darajasi	Test topshshirg'i	A javob	B javob	C javob	Muqobil javob
2	1	$U = \frac{1}{2} kx^2$ bo'lgan holda kvant mexanik ostsillyator uchun Shredinter tenglamasini to'g'ri ko'rinishini belgilang	$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{1}{2} kx^2\Psi = E\Psi$	$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{1}{2} \Psi = E\Psi$	$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d\Psi}{dx} + \frac{1}{2} kx^2\Psi = E\Psi$	$\frac{h}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + kx^2\Psi = E\Psi$

2	2	1885 yili Balmer spektrning ko'rinadigan qismida yotuvchi to'rtta chiziqli to'lqin uzunligini ifodalovchi empirik formulasi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}$ n=3,4,5....	$\lambda = B \frac{n^2 - 4}{n^2}$	$\lambda = B \frac{n}{n - 4}$	$\lambda = B \frac{n^2}{n - 2}$
1	2	1925 yilda elektronlar tabiatini tushuntiradigan tamoyil qaysi olim tomonidan berildi	Pauli	Fermi	Shredinger	Dobretsov
1	2	1928 yilda ishqoriy metallar atomlari spektrida birinchi marta o'ta nozik struktura qaysi olimlar tomonidan ko'zlatildi	Terenin va Dobretsov	Ulenbek va Gaudsmen	Pauli va Fermi	Terenin va Ulenbek
1	2	1sm <sup>3</sup> xajmdagi kristallni elementar yacheykalar soni qaysi formula yordamida aniqlash mumkin	Z=pN/nA	$n = \frac{NZ}{M} P$	$n = \frac{N\sigma}{A} \rho$	$n = \frac{N\sigma}{M} P$
2	2	Plank formulasini yozing.	$\varphi(\omega, T) = \frac{h\omega^3}{\tau^2 c^3} \frac{1}{\exp[h\omega/kT] - 1}$	$\frac{1}{\exp(h\omega/kT) - 1}$	$\alpha\omega^3 \varphi(\omega, T) = \alpha\omega^3 \exp(h\omega/kT)$	$\exp(h\omega/kT) = k$
2	2	E <sub>m</sub> xolatdan E <sub>n</sub> xolatga o'tishda chiqariladigan yoki yutiladigan nurlanish chastotasi (ν) qaysi formulada to'g'ri berilgan	$h\nu = E_m - E_n$	$\hbar\nu = E_m - E_n$	$h\gamma = E_m - E_n$	$h\gamma = E_m + E_n$
2	2	Muvozanat nurlanish spektrida energiyaning taqsimlanish formulasi qaysi ko'rinishda o'rinli berilgan	$\rho_\nu = \frac{A_{21} \cdot g_2}{g_1 \beta_{12} e^{h\nu/kT} - \beta_{21} g_2}$	$\rho_\nu = \frac{B_{21} \cdot g_2}{g_1 A_{12} e^{h\nu/kT} - A_{21}}$	$\rho_\nu = \frac{A_{21} \cdot g_1}{g_1 \beta_{12} - \beta_{21} g_2}$	$\rho_\nu = \frac{A_{21} \cdot g_1}{B_{12} e^{h\nu/kT}}$
3	2	nσ –ko'paytma makroskopik kesim deyiladi va uning o'lchov birligi qanday birliklarda o'lchanadi (Hajm birligidagi samarali kesim)	$\frac{1}{cm^3} \cdot cm^2 = \frac{1}{cm}$	$\frac{1}{cm^2} \cdot cm^3 = cm$	$\frac{1}{cm^3} \cdot cm$	$cm^3 \cdot cm^2 = cm^5$
3	2	r <sub>min</sub> -alfa-zarra va yadro markazlari orasidagi minimal masofa qaysi formulada to'g'ri berilgan	$r_{\min} = \frac{4Ze^2}{m_\alpha g^2}$	$r_{\min} = \frac{4Ze^2}{m_e g}$	$r_{\min} = \frac{2Ze}{m_\alpha g^2}$	$r_{\min} = \frac{4Z \cdot e}{m_\alpha g}$
3	2	U-potentsiallar farqida tezlashtirilgan elektronning de-Broyl to'lqin uzunligi qanday ko'rinishga ega	$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}$	$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n eV}}$	$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_h eV}}$	$\lambda = \lambda_0 \frac{h}{\sqrt{2m_e eV}}$
3	2	A.Eynshaynning fotonlar nazariyasi qachon tasdiqlangan	1923y	1925y	1927y	1924y
5	2	Agar turli elektronlar orasida o'zaro ta'sir katta bo'lmasa, bunday hollarda bitta elektron bo'ladi. Demak, bunday hollarda orbital kvant soni ℓ bo'yicha tanlash qoidasi qanday ko'rinishda bo'ladi	$\Delta l = \pm 1$	$\Delta l = \pm 1, \pm 2$	$\Delta l = 0, \pm 1$	$\Delta l = 0, \pm 1$
2	3	Alfa-zarraning sochilishi uchun Rezerford formulasi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\frac{dN}{N} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_\alpha g^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin^2(\Theta/2)}{4 \sin^4(\Theta/2)}$	$\frac{dN}{N} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_\alpha g^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin^2(\Theta/2)}{4 \sin^4(\Theta/2)}$	$\frac{dN_\nu}{N} = nd \left( \frac{4Ze^2}{m_\alpha g^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{1}{\sin^4(0/4)}$	$\frac{dN}{N} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_\alpha g^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{1}{\sin^4(0/4)}$
2	3	Atom sistemasini kuyosh sistemasiga uxshaydi. Nimasi bilan farq qiladi	atomdagi elektronlar uzaro tortishishadi, kuyosh sistemasidagi planetalar kabi	atomdagi elektronlar uzaro tortishishadi, kuyosh sistemasidagi planetalar esa	atomdagi elektronlar uzaro ta'sir kilmaydilar, kuyosh sistemasidagi planetalar uzaro ta'sirlashmaydilar	atom sistemasidagi elektronlar ta'sirlashmaydilar, kuyosh sistemasidagi planetalar uzaro ta'sirlashmaydilar
2	3	Elektron tezligi 0.6c bo'lganda uning massasi qanday o'zgaradi	1,25 marta ortadi	3 marta ortadi	2,5 marta ortadi	1,5 marta ortadi
4	3	Atom spektrida xar bir spektral chiziqli	$\omega = \mathbf{T(m)} \cdot \mathbf{T(n)}$	$\omega = \mathbf{T(m)} + \mathbf{T(n)}$	$\omega = \mathbf{T(m)} \cdot \mathbf{T(n)}$	$\omega = \mathbf{T(m)} - \mathbf{T(n)}$

		hosil bo'lishidagi atom nurlanish chastotasi spektral termlar kombinatsiyasi qaysi ko'rinishidagina to'g'ri				
7	3	Atom holatlarini bildiruvchi lotin harflari qaysi tartibda to'g'ri berilgan	<b>S, P, D, F, G, H</b>	<b>S, P, D, H, F</b>	<b>P, S, D, F, H</b>	<b>D, P, S, F, H</b>
1	1	Atom elektroni birdan ortiq bo'lgan atomlar qanday atomlar deb ataladi	<b>Ko'p elektronli atomlar</b>	<b>Bir elektronli atomlar</b>	<b>Ikki elektronli atomlar</b>	<b>Uch elektronli atomlar</b>
1	1	Atomlarni molekullarga biriktiruvchi kuchlarni ko'rsating.	ionli, kovalent	Ishqalanish, Kulon, gravitatsion	Lorents, markazga intilma, markazdan qochirma	Deformatsiya, elastiklik, noelastiklik
1	1	Atomning to'liq momenti (I) atomning qanday momentlaridan iborat	<b>J=L+S</b> <b>M<sub>L</sub> va M<sub>S</sub></b>	<b>I=L-S</b> <b>M<sub>L</sub> va M<sub>S</sub></b>	<b>I=LxS</b> <b>Ko'paytma</b>	<b>I=LG'S</b> <b>Bo'linma</b>
1	1	Balmer seriyasining odatdagi ko'rinishi qaysi birida to'g'ri berilgan	$\nu = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 3, 4, 5)$	$\nu = R(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}); (n = 3, 4, 5)$	$\nu = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^4}); (n = 3, 4, 5)$	$\nu = R(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 3, 4, 5)$
2	1	Bir jinsli magnit maydonning induktsiyasiga $0 < \alpha < 90$ burchak ostida $\mathcal{G}$ tezlik bilan uchib kirgan elektron qanday traektoriya bo'ylab harakat qiladi	Parabola bo'ylab	Vint chizig'i bo'ylab	Ellips bo'ylab	Aylana bo'ylab
2	1	Bor magnitoni qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c}$	$\mu_B = -\frac{he}{2m_e c}$	$\mu_B = -\frac{e}{2m_e c}$	$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c}$
2	1	Bor magnitoni qaysi o'lchov birliklarda to'g'ri berilgan	$[\mu_B] = \text{эрг} / \text{Гс}$	$[\mu_B] = \text{жоуль} / \text{Гс}$	$[\mu_B] = .H / \text{Гс}$	$[\mu_B] = \text{эрг} / \text{см}$
1	2	Bor magnitoni to'g'ri berilgan ifodani ko'rsating	$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c}$	$\mu_B = \frac{eh}{2\pi m_e c}$	$\mu_B = \frac{eh}{2m_p c}$	$\mu_B = \frac{eh}{2\pi m_p c}$
2	2	Borning chastotalar sharti qaysi ko'rinishda tug'ri	$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}$	$\nu = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc}$	$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}$	$\nu = \frac{E_m^2}{hc} - \frac{E_m^2}{hc^2}$
2	2	Breket seriyasining to'g'ri berilganini ko'rsating	$\nu = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 5, 6, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{4} - \frac{1}{n}); (n = 5, 6, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}); (n = 5, 6, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 5, 6, \dots)$
2	2	Van-der-Vaals kuchlari molekula tuzilishida ishtirok etadimi	ishtirok etmaydi	ishtirok etadi	atomlar hosil qiladi	ionlar hosil qiladi
2	2	Vodorod (H) bilan uran (U) orasida tartib raqamlari (Z) har xil bo'lgan 92 xil elementlar mavjud ekanligi, hali kashf etilmagan elementlar soni qaysi olim tomonidan aytib va isbotlab berildi	Mozeli	Rentgen-Mozeli	J.Tomson-Mozeli	Vulf-Bregg
2	2	Vodorod atomi nurlanishning magnit kvant soni uchun umumiy holda tanlash qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\Delta m_e = 0, \pm 1$	$\Delta m_e = 0, +1$	$\Delta m_e = 0, -1$	$\Delta m_e = 0, \pm 1, \dots$
2	2	Vodorod atomining barcha ma'lum seriyalari qaysi formula bilan to'g'ri ifodalaniladi	$\nu = R(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2})$	$\nu = R(\frac{1}{m} - \frac{1}{n})$	$\nu = R(\frac{1}{m^4} - \frac{1}{n^4})$	$\nu = R(\frac{1}{m^3} - \frac{1}{n^3})$
2	2	Vodorod atomining birinchi orbitasi qaysi formula bilan hisoblanadi	$\alpha_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}$	$\alpha_1 = \frac{h^2}{2\pi m e^2}$	$\alpha_1 = \frac{h^2}{2\pi m e^2}$	$\alpha_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e}$
2	2	Vodorod atomining spektrida Balmer seriyasi bilan bir qatorda, shunga uxshash formula bilan ifodalanadigan boshqa seriyalar ham topildi. Layman spektrining chetki ultrabinafsha qismida kashf qilingan seriya qaysisida tug'ri berilgan	$\nu = R(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 2, 3, \dots)$	$\nu = \frac{R}{2}(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 2, 3, \dots)$	$\nu = \frac{R}{4}(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 2, 3, \dots)$	$\nu = \frac{R}{2}(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 2, 3, \dots)$
2	2	Vodorod izotoplarining mavjudligini va	*Bredj va Mentsel	Bredj va Ridberg	Metsel va	Ridberg va Dirak

		ular tez orada tasdiqlanganligini bashorat qilgan olimlar kimlar			Avogadro	
2	2	Vodorod moldekulasi to'liq funksiyasini fazoviy qismi uchun spinlari anti parallel holatini ko'rsating.	* $\psi_{\uparrow\downarrow} = \psi_B = N_B \left[ \psi_a(r_1) \psi_b(r_2) + \psi_a(r_2) \psi_b(r_1) \right]$	$\psi_{\uparrow\downarrow} \Rightarrow \psi_B = N_B \left[ \psi_a(r_1) \psi_b(r_2) + \psi_a(r_2) \psi_b(r_1) \right]$	$\psi_{\uparrow\downarrow} \Rightarrow \psi_B = N_B \left[ \psi_a(r_1) \psi_b(r_2) + \psi_a(r_2) \psi_b(r_1) \right]$	$\psi_{\uparrow\downarrow} \Rightarrow \psi_B = N_B \left[ \psi_a(r_1) \psi_b(r_2) + \psi_a(r_2) \psi_b(r_1) \right]$
3	2	Vodorodsimon atomlarda bosh kvant soni (p) bir xil va orbital kvant soni (L) turli xil bo'lgan energetik sathlar qanday energiya qiymatlariga ega bo'ladi	*Bir xil energiya qiymatiga	Turli xil energiya qiymatiga	Har xil energiya qiymatiga	Ko'p turli energiya qiymatiga
3	2	Garmonik ostsillyator potentsial energiyasi qaysi birida to'g'ri keltirilgan	$U = \frac{1}{2} kX^2$	$U = \frac{1}{2} k - x^2$	$U = \frac{1}{2} k + x^2$	$U = \frac{1}{2} kx$
3	2	Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\Delta X \cdot \Delta P \geq h$	$\Delta X \cdot \Delta P \leq h$	$\Delta X \cdot \Delta P = h$	$\Delta X \cdot \Delta P = \hbar$
4	2	Yorug'likning kvant nazariyasi kim tomonidan, qachon yaratildi	1905 yilda A.Eynshteyn	1905 yilda M.Plank	1903 yilda G.Gerts	1903 yilda A.G. S
4	2	Ikki atomli gaz molekulasi keltirilgan massasi qanday	$\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$	$\frac{m_1 + m_2}{m_1 - m_2}$	$\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}$	$\frac{m_1 - m_2}{m_1 m_2}$
5	2	Ionlashgan Ne geliyning spektral seriyasi formulasining qaysi ko'rinishdagisi to'g'ri	$\nu = 4R_{ne} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$\nu = 2R_0 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$\nu = 2R \left( \frac{1}{m} - \frac{1}{n} \right)$	$\nu = 4R_{ne} \left( \frac{1}{m} - \frac{1}{n} \right)$
5	2	Ionli bog'lanish qanday amalga oshadi	Atomlar o'rtasida himiyaviy bog'lanish bitta yoki bir nechta kuchsiz bog'langan elektronlarini ikkinchisiga o'tishda birinchi atomning musbat, ikkinchisi manfiy zaryadlanish natijasida o'zaro elektrostatik kuchning vujudga kelishi bilan oshadi	magnit kuchlari ta'sirida vujudga keladi	Lorents kuchlari ta'sirida vujudga keladi	Amper kuchlari ta'sirida vujudga keladi
5	2	Ichki fotosamara hodisasiga qaysi birida to'g'ri izoh berilgan	Elektron metallardan chiqmasdan uning ichida qolsa	Pozitron metallardan chiqmasdan uning ichida qolsa	Elektron metallardan tashqariga chiqsa	Pozitron metallardan tashqariga chiqsa
5	2	Kompton samarasi kaysi ta'rifda to'g'ri berilgan	Rentgen nurlarini qattiq jismlarda erkin elektronlardan sochilishida nurlanishning to'liq uzunligi o'zgarishiga Kompton samarasi deyiladi	Rentgen nurlarini qattiq jismlarda yutilishida nurlanishning to'liq uzunligining o'zgarishi Kompton samarasi deyiladi	Rentgen nurlarini qattiq jismlarda sochilishida nurlanishning to'liq uzunligi o'zgarmay kolishiga Kompton samarasi deyiladi	Rentgen nurlarini qattiq jismlarda yutilishida nurlanishning to'liq uzunligi o'zgarmay kolishiga Kompton samarasi deyiladi
6	2	Kristalga tushayotgan rentgen nurlarining chastotasi bilan sochilgan nurlanishlar chastotasi o'rtasida qanday farq bor	Sochilgan nurlar chastotasi $\nu^1 = c / \lambda^1$ tushayotgan nurlar chastotasidan $\nu = c / \lambda$ kichik	Sochilgan nurlar chastotasi $\nu^1 = c / \lambda^1$ tushayotgan nurlar chastotasidan ( $\nu = c / \lambda$ ) katta	Tushayotgan nurlar chastotasi $\nu^1 = c / \lambda^1$ sochilgan nurlar chastotasidan $\nu = c / \lambda$ kichik	Tushayotgan nurlar chastotasi $\nu^1 = c / \lambda^1$ sochilgan nurlar chastotasidan $\nu = c / \lambda$ bilan taqqoslanadi



2	3	Kristaldan qaytgan nur interferentsiyasi maksimumlarining vaziyati Bregg- Vulf formulasi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$2d \cos \Theta = n\lambda$	$2d \cos \frac{\Theta}{2} = n\lambda$	$2d \cos^2 \Theta = n\lambda$	$2d \cos^2 \Theta = n\lambda$
4	3	Quyidagi nurlanishning qaysi biri lyuminesentsiyaga tegishli 1) yulduzlarning nurlanishi 2) televizor ekranini nurlanishi 3) kunduzgi lampalar nurlanishi 4) cho'g'lanma lampa nurlanishi	2 va 3	2 va 4	1 va 4	1 va 2
4	3	Ko'p elektronli atomlarda bir xil bosh kvant soniga ( p ) va turli xil orbital kvant soniga ( l ) ega bo'lgan energetik satxlar kaday energiya qiymatlariga ega bo'ladi	<b>Bir xil energiya qiymatiga</b>	<b>Turlicha energiya qiymatiga</b>	<b>Musbat energiya qiymatiga</b>	<b>Manfiy energiya qiymatiga</b>
4	3	Lazer (Mazer) larni ixtiro etgan olimlar nomini aniqlang	Basov, Proxorov, Tauns	Basov, Eynshteyn, Vavilov	Vavilov, Cherenkov, Landau	Cherenkov, Tauns
6	3	Lazerlarni qaerlarda ishlatish mumkin	Uzoq maqsadlardagi radio aloqalarda, kichik hajmlarda yuqori harorat hosil qilishda, meditsinada o'ta nozik jarrohlik ishlarida	Uzoq masofalardagi radio aloqalarda, katta hajmlarda yuqori harorat hosil qilishda	Uzoq masofadagi radioaloqalarda, kichik hajmlarda past harorat hosil qilishda	Katta hajmlarda past harorat hosil qilishda, meditsinada tashhuy qilishda
1	1	Lormor teoremasi formulasi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$O = \frac{e}{2mc} H$	$O = \frac{he}{2m_e c} H$	$O = \frac{e}{2mc} E$	$O = -\frac{e}{2mc} H$
1	1	Majburiy va induktsiyalangan nurlanish qanday holda sodir bo'ladi	Tizim quyiroy energetik holatga biror tashqi ta'sir tufayli majburan o'tganda	Tizim yuqoriroy energetik holatga biror tashqi ta'sir tufayli o'tganda	Tizim yuqoriroy energetik holatga ta'sirsiz o'tganda	Tizim eng yuqoriroy energetik holatga ta'sir natijasiz o'tganda
1	1	Maksvell nazariyasiga asosan yorug'lik bosimi qaysi formulada o'rinli berilgan	$r = \omega(1 + \rho)$	$r = \omega(1 - \rho)$	$r = \omega(\rho)$	$r = \omega\left(\frac{1}{\rho}\right)$
1	1	Massali koeffitsientlar deb ataluvchi koeffitsientlar qaysi formulada to'g'ri keltirilgan	$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho d}$	$I = I_0 e^{\frac{\mu}{\rho} \rho d}$	$I = I_0 e^{\frac{\mu}{d} \rho^2}$	$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{d} \rho^2}$
1	1	Metaldan elektronni ozod qilish uchun unga qanday energiya berish kerak	Unga eng katta potentsial o'ra chuqurligi va kritik satxning kinetik energiyasi orasidagi ayirmaga teng bo'lgan energiya berish kerak	Unga potentsial o'ra chuqurligidan katta bo'lgan energiya berish kerak	Unga kritik satxning kinetik energiyasidan katta energiya berish kerak	Unga potentsial o'ra chuqurligi va kritik satxning kinetik energiyalar yig'indisiga teng energiya berish kerak
2	1	Metallarda elektron emissiya . . .	temperatura ortishi bilan kuchayadi	temperatura ortishi bilan kuchsizlanadi	temperatura ortishi bilan deyarli o'zgarmaydi	Past temperaturalarida ortadi, yuqori temperaturalarida pastaydi
2	1	Mikrozarra xolati de-Broyl yassi to'lqin funktsiyasi orqali qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\Psi(\vec{r}, t) = A \cdot e^{-i/h(Et - \vec{p} \cdot \vec{r})}$	$\Psi(\vec{r}, t) = A \cdot e^{-i(kr - Et)}$	$\Psi(r) = A \cdot e^{-i(kr)}$	$\Psi(r, t) = A \cdot e^{-i(kr - Et)}$
2	1	Mikroob'ektlar bir vaqtning o'zida ham zarra, ham to'lqin xossalriga ega bo'laoladimi	Bir vaqtning o'zida zarra ham to'lqin xususiyatiga ega bo'laoladi	Bir vaqtning o'zida zarra ham to'lqin xususiyatiga ega bo'laolmaydi	Bir vaqtning o'zida zarra xususiyatini namoyon etsa, to'lqin xususiyatini namoyon etolmaydi	Bir vaqtning o'zida zarra xususiyatini ko'rsatsa zarra xususiyatini ko'rsatolmaydi
3	1	Molekulalarining inertsia momenti aniklansin. Kumni chiziklar orasidagi	$1,92 \cdot 10^{-40} \text{ } \text{g} \cdot \text{cm}^2$	$19,2 \cdot 10^{-36} \text{ } \text{g} \cdot \text{cm}^2$	$192 \cdot 10^{-20} \text{ } \text{g} \cdot \text{cm}^2$	$0,192 \cdot 10^{-42} \text{ } \text{g} \cdot \text{cm}^2$

		chastotalar intervali aylanma spektral uchun $\Delta W = 5,5 \cdot 10^{12} C^{-1}$ deb olisin.				
3	1	Molekulaning g'alayonlanmagan holatda birinchi vodorod atomining asosiy holat to'liq funktsiyasini tanlanishini ko'rsating	$\psi_a(1) = \psi_{a100}(\vec{r}_1) \chi_1$	$\psi_u(2) = \psi_{u100}(\vec{r}_2) \chi_2$	$\psi_a(2) = \psi_{b100}(\vec{r}_2) \chi_2$	$\psi_a(2) = \psi_{a100}(\vec{r}_2) \chi_2$
3	1	Molekulaning umumiy energiyasi kuyidagi formulalarning kaysi birida kursatilgan.	$E = E_{\text{электрон}} + E_{\text{айлана}}$	$E = E_{\text{электрон}}$	$E = E_{\text{айлана}}$	$E = E_{\text{тебрана}}$
3	1	Mumtoz mexanikada impuls momentining kvadrati uning koordinata o'qlaridagi proektsiyalari kvadratining yig'inisiga teng ekanligi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$M^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2$	$M^2 = M_x^2 - M_y^2 + M_z^2$	$M^2 = M_x^2 - M_y^2 - M_z^2$	$M^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2$
3	1	Mumtoz fizikadagi ostsillyatordan kvant fizikadagi ostsillyatorning farqi shundaki, kvant ostsillyatorning eng kichik energiyasi ham nolga teng emasligi qaysi formulada o'z aksini to'o'ri topgan	$E_o = \frac{h\omega}{2}$	$E_o = 2h\omega$	$E_o = 2h\sigma$	$E_o = 2h\sigma$
3	1	Mumtoz mexanikada garmonik ostsillyatorning harakat tenglamasi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$F = -kX^2/2$	$F = kX$	$F = k/X$	$F = k \cdot X$
3	1	N.Borning ikkinchi postulatiga binoan nurlanayotgan chiziq chastotasi qaysi formulada to'g'ri keltirilgan	$\omega = E_n / \hbar - E_m / \hbar$	$\omega = E_n / \hbar - E_m / \hbar$	$\omega = E_n / \hbar - E_m / \hbar$	$\omega = E_n / \hbar - E_m / \hbar$
3	1	N.Borning kvant postulotlari qaysi limlarning tajribalarida tasdiqlandi	J. Frank va Gerts	J. Frank va Rentgen	G. Gerts va Ridberg	Mozeli va Frank
3	1	Nozik struktura doimiysi ( $\alpha$ ) qaysi formulada to'g'ri kursatilgan	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$	$\alpha = \frac{e}{2\hbar c}$	$\alpha = \frac{em}{\hbar c}$
3	1	Optik o'tishlarda alohida elektron o'tganda, uning spin kvant soni o'zgarish kerak. Demak, to'liq spin kvant soni qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan.	$\Delta S = 0$	$\Delta S = \pm 1$	$\Delta S = 0, \pm 1$	$\Delta S = +1$
3	1	Optik va rentgen nurlari spektrlarining farqlari nimada	Optik spektrlar murakkab, (bir necha yuzlab chiziqlardan iborat), rentgen nurlari esa oddiy	Optik spektrlar oddiy, rentgen nurlari murakkab, (bir necha yuzlab chiziqlardan iborat)	Optik spektrlar birnecha chiziqlardan, rentgen nurlari spektri esa minglab chiziqlardan iborat	Optik spektrlar juda ko'p, rentgen nurlari spektri esa o'ta murakkab
3	1	Pashen spektrining seriyasi ushbuning qaysi birida tug'ri	$\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 4, 5, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 4, 5, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 4, 5, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 4, 5, \dots)$
3	1	Pikering seriyasi vodorodga emas balki ionlashgan geliya taaluqli ekanligi to'g'risidagi fikr kim tomonidan aytilgan	N.Bor	Pikering	Balmer	Layman
3	1	Pikering seriyasi formulasi qaysi ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\nu = 4R_{\text{He}}(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2}); (n = 2, 3, 4, \dots)$	$\nu = 4R_{\text{He}}(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2}); (n = 2, 3, 4, \dots)$	$\nu = 4R_{\text{He}}(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2}); (n = 2, 3, 4, \dots)$	$\nu = 4R_{\text{He}}(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2}); (n = 2, 3, 4, \dots)$
3	1	Potentsial tush shaffofligi yoki zarraning potentsial tushidan o'tish koeffitsenti qaysi formulada to'g'ri keltirilgan	$D = \exp[-\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m[v(x) - E]} dx]$	$D = \exp[-\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m[v(x) + E]} dx]$	$D = \exp[\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m[v(x) - E]} dx]$	$D = \exp[2 \int_a^b \sqrt{2m[v(x) - E]} dx]$

3	1	Pfund seriyasi mazkur formulalarning qaysi birida to'g'ri	$\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 6, 7, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 6, 7, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 6, 7, \dots)$	$\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}); (n = 6, 7, \dots)$
3	1	Rentgen nurlarining kristaldan sochilish hodisasi fotonlarning kristall atomlaridan erkin elektronlar bilan toqnashuvi qaysi tartibda to'g'ri berilgan;	Tushuvchi foton, nishon elektron, sochilgan elektron va sochilgan foton	Tushuvchi foton, sochilgan elektron, nishon elektron va sochilgan foton	Tushuvchi elektron, sochilgan foton, nishon elektron va sochilgan foton	Tushuvchi foton, nishon elektron, sochilgan elektron va sochilgan foton
3	1	Rentgen nurlari qachon hosil bo'ladi	Tez elektronlar bilan metall plastinkalar bombardimon qilinganda	Sekin elektronlar bilan metall plastinkalar bombardimon qilinganda	Alfa-zarralar bilan metall plastinkalar bombardimon qilinganda	Protonlar bilan metall plastinkalar bombardimon qilinganda
3	1	Rentgen nurlarning moddada sochilishining atom koeffitsienti uchun qaysi formula o'rinli	$\sigma_a = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} Z$	$\sigma_a = \frac{2\pi e^2}{3m^2 c^4} Z$	$\sigma_a = \frac{4\pi e^4}{3m^2 c^2} Z$	$\sigma_a = \frac{4\pi e^4}{5m^2 c^4} Z$
3	1	Simob atomi izolyatsiyalangan, tinch xolatda, $\nu$ chastotali va $\lambda$ - tulkin uzunligiga ega foton chikaradi. Simob atomidan foton chikkanda tezda	elektron chikaradi	ionlashadi	asosiy xolatga utadi	yukori energetik holatga o'tadi
3	1	Sindirish ko'rsatkichi n-hisobga olinganda Vulf-Brett formula-sini umumiy ko'rinishi qanday	$2d\sqrt{n^2 - \cos^2 \Theta} = k\lambda$	$2d\sqrt{(n^2 + \cos^2 \Theta)} = k\lambda$	$2d\sqrt{(n^2 - \cos^2 \Theta)} = k\lambda$	$2d\sqrt{(n^2 + \cos^2 \Theta)} = k\lambda$
3	1	Spektroskopiyada atom tashqi ( valent) elektronlarning holatlari tomoning qanday kvant soni bilan xarakterlanadi	Orbital kvant soni ( $\ell$ )	Bosh kvant soni (n)	Orbital magnit kvant soni ( $m_\ell$ )	Spin magnit kvant soni ( $m_s$ )
3	1	Spin xarakteristikalarini hisobga olmasak, tizimning boshlang'ich va oxirgi holatlari nechta kvant soni bilan aniqlanadi	Uchta ( $n, \ell, m_\ell$ )	Ikkita ( $n, \ell$ )	Bitta ( $n$ )	To'rtta ( $n, \ell, m_\ell, m_s$ )
3	1	Tashqi fotosamara deb nimaga aytiladi	elektronlar metallardan tashqariga ajralib chiqsa	Fotopozitronlar metallardan tashqariga ajralib chiqsa	Fotoelektronlar metallardan tashqariga ajralib chiqsa	Fotoprotonlar metallardan tashqariga ajralib chiqsa
3	1	Tashqi fotosamara uchun Eynshteyn formulasini to'g'ri berilganini ko'rsating	$h\nu = A_q + \frac{m_e g^2}{2}$	$h\nu = A_q + mgh$	$h\nu = A_q - \frac{m_e g^2}{2}$	$h\nu = A_q + E$
3	1	Termoemission samara qachon vujudga keladi	Metalni qizdirish tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish va metall tashqarisiga chiqish uchun etarli bulsa	Metalni qizdirish tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish bulsa	Metalni sovutish tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish bulsa va metallardan tashqariga chikish uchun etarli bulmasa	Metalga yorug'lik tushishi tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish bulsa va metallardan tashqariga chikish uchun etarli bulsa
2	3	Tormozlanishdagi rentgen nurlanish qanday spektr beradi	Tutash	Uzlukli	Tutash va uzlukli	Yalpi
4	3	Tunnel samarasining ta'rif qaysi birida to'g'ri berilgan	Zarralarning potentsial tusiqdan sizib utish xodisasiga Tunnel samarasi deyiladi	Zarralarning potentsial tusiqa balandligidan utishiga tunnel Samarasi deyiladi	Zarralarning potentsial tusiqa balandligidan utishiga tunnel chuqurlik ichida qolib ketishiga tunnel samarasi deyiladi	Og'ir yadrolarning potentsial tusiqa balandligidan sakrash hodisasiga tunnel samarasi deyiladi.

4	3	Tushaetgan va sochilgan rentgen nurlari tulkin uzunliklari farki $\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda$ ning sochilish burchagiga bog'liqligi qaysi formulada to'g'ri berilgan	$\Delta\lambda = 2K \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)$	$\Delta\lambda = 2K \sin^2(\Theta)$	$\Delta\lambda = 4K \sin(\Theta)$	$\Delta\lambda = 4K \sin(\Theta)$
4	3	To'lqin funktsiyaning fazoviy qismi uchun spinlari parallel holatni ko'rsating.	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \psi_A(\vec{r}_1) \psi_A(\vec{r}_2) \right] = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \right]$	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \psi_A(\vec{r}_1) \psi_A(\vec{r}_2) \right] = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \right]$	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \psi_A(\vec{r}_1) \psi_A(\vec{r}_2) \right] = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \right]$	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \psi_A(\vec{r}_1) \psi_A(\vec{r}_2) \right] = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) \right]$
6	3	Ushbularning qaysi birida elektronning solishtirma zaryadi qiymati va birliklari to'g'ri berilgan	$\frac{e}{m} = 1,7601 \cdot 10^{-12} \frac{K\lambda}{\kappa^2}$	$\frac{e}{m} = 1,7601 \cdot 10^{-12} \frac{K\lambda}{\kappa^2 m}$	$\frac{e}{m} = 1,7601 \cdot 10^{-12} \frac{K\lambda}{\kappa^2 m}$	$\frac{e}{m} = 1,7601 \cdot 10^{-12} \frac{K\lambda}{\kappa^2 m}$
1	1	o'yida keltirilgan qaysi formulani rentgen nurlarini moddada sochilishning samarali kesimi deb hisoblash mumkin	$\frac{\sigma_a}{Z} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}$	$\frac{\sigma_a}{Z} = \frac{4\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^2}$	$\frac{\sigma_a}{Z} = \frac{\pi}{2} \frac{e^4}{m^4 c^2}$	$\frac{\sigma_a}{Z} = \frac{\pi}{4} \frac{e^2}{m c^2}$
1	1	Fotodiod va Fototriodning qarshiligi yoritilganligi o'zgarishi bilan qanday o'zgaradi	Juda kuchli kamayadi	Juda kam ortadi	Juda kam kamayadi	Juda kuchli ortadi
1	1	Fotoqarshilikning qarshiligi yoritilganlik o'zgarishi (oshishi) bilan qanday o'zgaradi	Kamayadi	Ortadi	O'zgarishsiz qoladi	Juda kuchsiz ortadi
1	1	Fotosamara hodisasi 1887 yili kim tomonidan ko'zatildi	G.Gerts	A.Eynshteyn	Rentgen	Lebedev
1	1	Fotosamara hodisasi qaysi holda kuzatilgan	Yorug'lik to'lqin uzunligi «Qizil chegaradan» kichik (yorug'lik intensivligi nihoyatda kuchsiz) bo'lgan hollarda	Yorug'lik to'lqin uzunligi «Qizil chegaradan» katta (yorug'lik intensivligi nihoyatda kuchsiz) bo'lgan hollarda	Yorug'lik to'lqin uzunligi «Qizil chegaradan» katta (yorug'lik intensivligi nihoyatda katta) bo'lgan hollarda	Yorug'lik to'lqin uzunligi «Qizil chegaradan» katta (yorug'lik intensivligi nihoyatda katta) bo'lgan hollarda
2	1	Fotosamara hodisasi plastinkaning qanday xossalriga bog'liq	Kimyoviy tarkibi va plastinka sirtining tozaligiga	Kimyoviy tarkibi va plastinka sirtining nosilliligidiga	Biofizik tarkibi va plastinka qanday elementdan tuzilganligiga	Plastinka element raqami (Z) ga, plastinka qalinligiga
2	1	Fotosamara hodisasi ta'rif qaysi birida to'g'ri berilgan	Yorug'lik ta'sirida metall sirtidan elektronlarning ajralib chiqishi	Rentgen nurlari ta'sirida metall sirtidan elektronlarning ajralib chiqishi,	Pozitronlar ta'sirida metall sirtidan elektronlarning ajralib chiqishi,	Protonlar ta'sirida metall sirtidan elektronlarning ajralib chiqishi,
2	1	Fotosamara hodisasida foton bilan elektronning ta'sirlashuvi jarayonida fotonning hv energiyasi qaysi zarraga o'tadi	Elektronga	Protonga	Neytronga	Pozitronga
3	1	Fotosamara hodisasining «qizil chegarasi» qaysi tenglikda to'g'ri berilgan	$h\nu = A q$	$h\nu = A r + \frac{m_e g^2}{2}$	$h\nu = A_q - \frac{m_e g^2}{2}$	$h\nu = A_q - \frac{m_e g^2}{2}$
3	1	Fotosamarada nomoyon bo'ladigan elektronning metaldan chiqishishi qanday ko'rinishda to'g'ri berilgan	$\omega = U_0 - E_k$	$\omega = U_0 - E_k$	$\omega = U_0 / E_k$	$\omega = U_0 E_k$
3	1	Xarakteristik rentgen nurlarini yadro zaryadiga bog'liqligi qaysi olim tomonidan topildi	Mozeli	Vulf-Bregg	Avagadro	Rentgen-Mozeli
3	1	Chadvik qaysi elementlar zaryadlarinig (Z) qiymatlarini topishga muvaffaq bo'ldi	Pt, Ag, Cu	Pt, Au, Zn	Au, Ag, Cu	Pt, Ta, Cu
3	1	Shryodinger statsionar tenglamasi qaysi ko'rinishda to'g'ri keltirilgan	$H\Psi = E\Psi$	$H\Psi = U \Psi$	$H \Psi \rangle E\Psi$	$H\Psi \langle E\Psi$
3	1	Shredinger tenglamasini vaktga boglanishini statsionardagi echimga yozing.	$\psi_n(x, t) = \varphi_n(x) \exp(-i\omega_n t) \neq \psi_n(x)$	$\psi_n = \psi_n(0)$	$\psi_n = \psi_n(0)$	$\psi_n = \psi_n(x=0)$

3	1	Elektron orbital magnit momenti qaysi ifodada to'g'ri o'z aksini topgan	$\mu_{\ell} = -\frac{e}{2m_e c} M_e$	$\mu_{\ell} = +\frac{e}{2m_e c} M_e$	$\mu_{\ell} = \frac{e}{2m_e c} M_e$	$\mu_e = -\frac{e}{2m_e c} m$
3	1	Elektronni nq3 bo'lgan uyg'otilgan holatida joylashgan vodorod atomidan turli energiyali necha foton nurlanishi mumkin	$\beta$	$\alpha$	$\gamma$	$\gamma$ va $\beta$
3	1	Elektronning tezligi yorug'lik tezligining 0,6 qismiga teng bo'lganda uning massasi necha marta o'zgaradi	3 ta	2 ta	Fotonlar energiyasi atom orbitalariga bog'liq emas	1 ta
3	1	Energiya bilan vakt orasidagi noaniklik munosabatini aniklang.	$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$	$\Delta E \geq mc^2$	$\Delta E \geq \frac{3}{2} k\Delta T$	$\Delta P \Delta X \geq \hbar$
3	1	Erkin ikkita vodorod atomidan iborat sistemaning to'liq funksiyasini ko'rsating.	$\psi = N[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)]$	$\psi = N[\psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1)]$	$\psi = N[\psi_a(1)\psi_b(2)]$	$\psi = N[\psi_a(1)\psi_b(2)]$
2	3	Yarim o'tkazgichlarning temperaturasi ortishi bilan _____.	Elektronlar va teshiklar soni birday oshadi	Elektronlar soni ortadi va teshiklar soni kamayadi	Elektronlar soni kamayadi va teshiklar soni ortadi	Elektronlar va teshiklar soni o'zgarmay qoladi
4	3	Alfa parchalanish bu yadroning o'z-o'zidan parchalanishi bo'lib undan ... chiqib ketadi	Geliy atomining yadrosi	Vadarod atoning yadrosi	Faton	Triton
4	3	Atomning massasing ...ta'sirini atom yadrosining massasi tashkil qiladi	99.9	50	82.5	90.8
4	3	Alfa nurlanishlar deb nima aytiladi ?	ikki zarra zaryadlangan nurlari	Tez elektronlar oqimi	Neytral zarralar oqimi	Vadarod musbat ionlar oqimi
6	3	Atom qanday elementar zarralardan tashkil topgan	Elektron praton va neytron	Praton va neytron	Neytron va elektron	praton va pazitron
1	1	Massa atom birligi....ga teng	Uglerod atom massasining 1G'12	Kislarod atom massasining 1G'12	Kislarod atomonig 1G'16	Uglerod atominig massasi1G'16
1	1	Reaksiya effektiv kesimi bu ...	O'zaro ta'sir ehtimolligi	O'zaro ta'sir kuchi	Chiqish chiqish	Chiqish kanallari
1	1	1TeV ... ga teng	$10^{12}$ eV	$10^{10}$ eV	$10^{13}$ eV	$10^{14}$ eV
1	1	Eksprimentda atom yadrosining mavjudliginikim tomonida isbotlangan	Rezerfo'rt	Bekkerl	Kyuri	Tomson
1	1	Alfa zarrasining patensial ta'siridan o'tish kaefsenti quydagi ko'rinishda bo'ladi	$D_{q\ell} = \frac{1}{1G^h} \int_a^b \sqrt{2m(U(r) - E)} dx$	$D_{q\ell} = \frac{1}{2G^h} \int \sqrt{2m(U - E)} dx$	$D_{q\ell} = \frac{1}{2G^h} \int 2b(U - E) dx$	$D_{q\ell} = \frac{1}{2G^h} \int \sqrt{8m/\hbar^2 (U - E)} dx$
2	1	Elektronlar modda orqali o'tganda... sodir	Ionlashish va energiyaning radiatsion yo'qotilishi	Ionizatsiya va poinlar nurlanishi	Fotonlar nurlanishi	Kimyoviy radiatsiya
2	1	Eng kichik energetic holatga ... holat deyiladi	Asosiy	uyg'ongan	radiativlik	Tug'unmas
2	1	Alfa nurlanishlari bu ...	Musbat zaryadlangan og'ir zarralar oqimi	Kvantlar oqimi	Elektronlar oqimi	Energetic neytronlar
3	1	Ushbu munosabat qandey prinsga tegishli $\Delta p_z \Delta z \geq \hbar/2$ , $\Delta \bar{p}_x \Delta x \geq \hbar/2$ , $\Delta p_y \Delta y \geq \hbar/2$	Geyzenberk noaniqlik prinspi	Ridberk noaniqlik prinspi	Shredringer noaniqlik prinspi	Bor noaniqlik prinspi
3	1	Kvant nazaryasiga boshlanishiga asos bo'lgan g'oya	Plank gipotezasi	Shredringer gipotezasi	Enshteyn nisbiylik nazaryasi	Nyuton gipotezasi
3	1	Qizdirilgan modda o'zidan chiqaradigan elektronlar elektromagnit to'liqlar majmuasiga ... deb ataladi	Issikli	nurlanish	Difraksiya	dispersiya
3	1	Ushbu berilgan javoblardan qaysi biri noto'g'ri?	Musbat zaryadlangan zarracha	Atom yadrosi praton va neytronlardan iborat	Atom massasi asosan yadroda to'plangan	Atom katta energiya statsionar holatdan holatga o'tganda yadroning nurlanishi nurlanishi bo'ladi
3	1	Berilgan javoblardan qaysi biri to'g'ri ?	Atom massasi asosan	Electron musbat	Proton manfiy	Neytron zaryadlangan

			yadroda to'plangan yadrodan va uning atrofida elektron qobiqdan iborat	zaryadlangan zarracha	zaryadlangan zarracha	zarracha
3	1	Borning ikkinchi postuloti to'g'ri berilgan javobni toping	Atom katta energiyali statsionar holatdan kichik holatga o'tganda yorug'lik nurlanishi bo'ladi	Atom muayyan energiyaga mos keladigan statsionar holatda yorug'lik chiqaradi	Atom yadrosi praton va neytrondan iborat	Atom massasi asosan yadroda to'plangan yadrodan va uning elektron iborat
3	2	Qora jism nurlanishi uchun .termodinamik temperaturasinining to'rtinchi darajasiga propotsional ushbu tarifga to'g'ri kelgan Stefon bo'lsman qonuning ifodasini ko'rsating	$R = \sigma * T^4$	$R = \sigma * F^4$	$R = \sigma * W^4$	$R = \sigma * Z^4$
3	2	Borning birinchi postulotining to'g'ri berilgan javobni to'ping	Atomning muayyan energiyaga mos keladigan statsionar yoki kvat holatlaridagina bo'ladi, atom statsionar holatlarda yorug'lik chiqaradi	Atom yadrosi praton va neytrondan iborat	Atom massai asosan yadroda to'plangan,yadrodan va uning atrofida elektronqobiqdan iborat	Atom katta energiyali statsionar holatda yadroda to'plangan energiyali holatga o'tganda yorug'lik nurlanishi bo'ladi.
3	2	Stefa bo'lsman doimiysi to'g'ri berilgan javobni ko'rsating	$5.67*10^{-8} \text{ wG}^2(\text{m}^2\text{kg})$	$2.89*10^{-3} \text{ mk}$	$6.626*10^{-34}$	$5.66*10^5 \text{ wG}^2(\text{m}^2\text{kg})$
3	2	Eng kichik elementar zarracha bo'lgan electronning zaryad miqdori va massasi nechiga teng ?	$-1.6*10^{-19} \text{ c}; 9,1*10^{-31} \text{ lp}$	$Q 1,6*10^{-19} \text{ s}; 1.673*10^{-27} \text{ kg}$	$Q 1.6*10^{-17}; 1.66*10^{-31} \text{ kg}$	$-1.6*10^{-17} \text{ c}; 1.671*10^{-31} \text{ kg}$
5	2	Atomni planetar modeli kim tomonidan taklif etilgan ?	E.Rezerford	J.Tomson	Sh.Kulon	I.Nyuton
2	3	Nechinchi yil e.Rezerfort atomning planetar modelini taklif etgan ?	1911	1932	1920	1900
2	3	O'ziga tushayotgan elektromagnit to'g'ri qinining barchasini yutadigan jismga ... deb ataladi	Absolut qora jism	Kulrang jism ko'k jism oq jism		
2	3	Quyda keltirilgan nurlanishning qaysi biri issiqlik nurlanishi	Quyosh nurlanishi	Shimol yog'dusi	Kunduzgi yoritish lampasining nurlanishi	Televizor ekranining nurlanishi
4	3	Moddaning qandey holida nurlanish yo'li bo'ladi	Molekulyap gaz	Syuq	Qattiq jism	Qattiq jism va syuq
7	3	Ultra binafsha (100nm)nurlanish kvant energiyasini infra qizil (10 <sup>4</sup> nm)nurlanish kvanti energiyasiga nisbatini aniqlang	100	500	50	200
1	1	Agar anod kuchlanish roentgen trubkasida 2kw bo'lsa electron tezligi qancha bo'ladi	26.5	0.128	1.3	13.5
1	1	Rentgen nurlanishining maksimal chastotasi 10.8*10 <sup>18</sup> ga teng trubkasi qanday kuchlanishga (kW) ishlamoqda ?	45	4.5	410	144
1	1	Roentgen nurlarining qisqa to'liq chegarasidagi spektr nimalarga bog'liq bo'ladi ?	Anod va katot orasidagi kuchlanishlar	Roentgen trubkasidagi elektronlar soniga	Katotning moddasiga	Anotning nurlanishi
1	1	4*10 <sup>11</sup> m tolqin uzunlikning rengen nurlarining implusining (kg*mG's) toping?	$1.65*10^{-23}$	$1.65*10^{-21}$	$1.75*10^{-27}$	$1.6*10^{-22}$
2	1	Rentgen trubkasining kuchlanishi 40kW bo'lsa roentgen nurlanishining to'liqini uzunligini (m)aniqlansin	$3*10^{-11}$	$6.62*10^{-18}$	$1.4*10^{-11}$	$4*10^{-12}$
2	1	Quyidagi nurlanishlardan qaysi biri eng kichik to'liqin uzunlikga ega	Gamma nurlar	Radio to'liqlar	Ultra binafsha	Infra qizil
2	1	Quyidagi keltirilgan nurlanishlarning qaysi birida difraksiya kuzatiladi: 1) yorug'lik nurlari 2) radio to'liqlar 3) rentgen nurlanishi 4) infra qizil nurlar ?	1,2,3,4	1	1,2	1,3,4
1	2	Quyidagi keltirilgan nurlarning eng kichik	5	1	2	3,4

		to'liq uzunligini aniqlang 1) ultrabinafsha 2) infra qizil 3) ko'rinuvchi 4) radio to'liqlar 5) rentgen				
2	2	Moddalardan elektronlarni ajralib chiqish xodisasi .....deb ataladi.	fotoeffekt	difraksiya	quyiblanish	dispersiya
2	2	Manfiy zaryadlangan plastinkaga elektr yoyi yordamida yoritilsa asta sekin zaryadini yo'qotadi. Agar plastinka va elektr yoyi orasiga ultrabinafsha nurlarni ushlab qoluvchi filtr qo'yilsa qanday tezlik bilan zaryad yo'qoladi?	kamayadi	ortadi	o'zgarmaydi	Turli o'zgarishlar
2	2	Agar tushuvchi nurlanish chastotasi 2 marta ortsa metaldan ajralib chiqayotgan fotoelektriklar soni qanday o'zgaradi?	o'zgarmaydi	2 marta kamayadi	2 marta ortadi	6,63 marta kamayadi
2	2	Agar to'liq uzunligi o'zgartirilmasdan yorug'lik oqimi 4 marta oshirilsa fotoelektronlarning maksimal tezligi qanday o'zgaradi?	o'zgarmaydi	4 marta ortadi	4 marta kamayadi	2 marta ortadi
2	2	Agar tushuvchi nurlanish intensivligi 4 marta kamaysa 1 s ajralib chiquvchi fotoelektronlar miqdori qanday o'zgaradi?	4 marta kamayadi	4 marta ortadi	16 marta kamayadi	o'zgarmaydi
2	2	Fotoeffekt xodisasida ishlatiladigan eynshteyn tenglamasi qanday qonuniyat asosida qo'llanilgan?	Energiyaning saqlanish qonuni	Impulsning saqlanish qonuni	Impuls momentining saqlanish qonuni	Zaryadlarni saqlanish qonuni
2	2	Fotoplastinkaning qorayish darajasi qanday omillar darajasiga bog'liq bo'ladi?	Yorug'lik kvant energiyasiga	Yorug'lik intensivligiga	Ekspozitsiya vaqtiga	Fotoplastinka turiga
2	2	Chug'lanma elektr lampa nurlanishning maksimum energiyasiga mos keluvchi to'liq uzunligi aniqlansin chug'lanma lampa tolasining uzunligi 15 sm va diametri 0,03mm. Lampa istemol qilaotgan quvvat 10Vt. Lampa tolasining yutilish koeffitsienti 0,3 ga teng bo'lgan kulrang jism kabi nurlanadi. Istemol qilinayotgan energiyaning 20 % boshqa jismlarga issiqlik o'zgaruvchanlik va konveksiya orqali uztiladi.	$1,2 \cdot 10^{-6} \text{m}$	$25 \cdot 10^{-12} \text{m}$	$2,5 \cdot 10^{-8} \text{m}$	$2,5 \cdot 10^{-10} \text{m}$
2	2	$\alpha, \beta, \gamma$ nurlar oqimi kuchlanishi berilgan kondensatorning orasidan o'tganda bu nurlarning qaysi biri plastinkaga orasidan og'masdan o'tadi?	$\beta$	$\beta, \alpha$	$\gamma, \beta$	$\alpha$
2	2	Oddiy-masspektrometr elektron energiyasi Eq15 eV ga teng bo'ladi, molekula bilan elektronning to'qnashish vaqtini aniqlang	$5 \cdot 10^{-17} \text{c}$	$4 \cdot 10^{-15} \text{c}$	$4 \cdot 10^{-16} \text{c}$	$4 \cdot 10^{-14} \text{c}$
3	2	70 eVenergiyali ionning hosil bo'lish vaqtini aniqlang	$10^{-17}$	$10^{-16}$	$10^{-15}$	$10^{-14}$
3	2	Rengen nurlari ( $\lambda$ q0.25A <sup>0</sup> )fotoning massasini aniqlang	$8.8 \cdot 10^{-32} \text{kg}$	$3.2 \cdot 10^{-36} \text{kg}$	$1.8 \cdot 10^{-30}$	$1.38 \cdot 10^{-30} \text{kg}$
3	2	Gamma nurlari ( $\lambda = 1,24 \cdot 10^{-2} \text{A}^0$ )fotoning massasini toping	$1.8 \cdot 10^{-30} \text{kg}$	$8.8 \cdot 10^{-32} \text{kg}$	$3.8 \cdot 10^{-30} \text{kg}$	$1.38 \cdot 10^{-30} \text{kg}$
4	2	Fotonga muvofiq keladigan to'liq uzunligi 0.0016A <sup>0</sup> bo'lganda uning energiyasini aniqlang	$1.15 \cdot 10^{-15} \text{J}$	4.5eV	$3.8 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$6.6 \cdot 10^{-34} \text{J}$
4	2	Mass-spektrometrning muxim qismlarini toping	Moddaning kiritish qismi	Ion manbai	Ionlarni ajratish ,spektrni yozish, ionlarini ro'yhatga olish	A,B,C
5	2	YMR spektroskopiya qaysi nurlar chastotasida ishlaydi ?	Radiochastota	Mikro to'liqlik nurlar	Ko'zga ko'rinuvchi nurlar	$\alpha$ -nurlar

5	2	EPR spektrosko'piya qaysi nurlar chastotasida ishlatiladi ?	Mikroto'liqli nurlar	radiochastotalar	Ko'zga ko'rinuvchi nurlar	$\alpha$ -nurlar
5	2	Atom yadrosini mustaxkamligi qanday tushuntiriladi ?	Yadro kuchlari	Elektr kuchlari	Magnit kuchlari	Gravitatsion kuchlari
5	2	Chastotasi $5.5 \cdot 10^{14}$ Hz bo'lgan yashil nurlar energiyasini toping	$3.64 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$36.6 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$366 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$3.66 \cdot 10^{-17} \text{J}$
6	2	Ko'zga ko'rinuvchi nur spektrining eng uzun $\lambda$ q0.76mkm to'liqli uzunligiga mos keluvchi foton energiyasining qiymati aniqlansin	$2.63 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$26.3 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$263 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$2.63 \cdot 10^{-18} \text{J}$
2	3	Ko'zga ko'rinuvchi nur spektrining eng qisqa $\lambda$ q0.4 mkm to'liqli uzunligiga mos keluvchi foton energiyasining qiymatini aniqlang	$5 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$50 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$500 \cdot 10^{-19} \text{J}$	$5 \cdot 10^{-18} \text{J}$
4	3	$2 \cdot 10^{-17} \text{J}$ energiyali fotoning qanday nurga taluqli ekanligini aniqlang	$9.97 \cdot 10^{-9} \text{m}$	$9.97 \cdot 10^{-7} \text{m}$	$9.97 \cdot 10^{-6} \text{m}$	$9.97 \cdot 10^{-3} \text{m}$
4	3	$3 \cdot 10^{-23} \text{J}$ energiyali fotonning qanday nurga taluqli ekanligini aniqlang	$6.65 \cdot 10^{-3} \text{m}$	$5 \cdot 10^{-7} \text{m}$	$6.65 \cdot 10^{-15} \text{c}^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2} \text{m}$
4	3	2.5eV energiyali kvantning chastotasini aniqlang.	$0.6 \cdot 10^{15} \text{c}^{-1}$	$6 \cdot 10^{12} \text{c}^{-1}$	$6 \cdot 10^{10} \text{c}^{-1}$	$6 \cdot 10^{10} \text{c}^{-1}$
6	3	Quyosh nurlarini $\lambda$ q5000 A <sup>0</sup> ga to'g'ri keladi. Absolyut qora jism deb xisoblab yoritilganligi aniqlansin	$64 \text{MwG} \cdot \text{m}^2$	$640 \text{MwG} \cdot \text{m}^2$	$6400 \text{MwG} \cdot \text{m}^2$	$6.4 \text{MwG} \cdot \text{m}^2$
1	1	Quyosh nurlarini maksimal spektr energiya zichligi $\lambda$ q5000 A <sup>0</sup> ga to'g'ri keladi. Absolyut qora jism deb hisoblab energiya oqimini hisoblang	$4 \cdot 10^{26} \text{w}$	$4 \cdot 10^{23} \text{Qw}$	$4 \cdot 10^{20} \text{w}$	$4 \cdot 10^{15} \text{w}$
1	1	Absolyut qora jism uchun Stefan-Bolsman qonuni formulasini ko'rsating. $\delta = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{w}/(\text{m}^2 \text{k}^4)$	$I = \delta T^4$	$I = \alpha T^4$	$I = \alpha \delta T^4$	$I = \delta T^{-1}$
1	1	Anod kuchlanish 50.0 kW bo'lganda rengen trubkasi anod iga yetib bo'layotgan elektron tezligi qanday bo'ladi	400Mm/s	132Mm/s	1.30Mm/s	0.128MmG's
1	1	Elektron nq3 bo'lgan uyg'otgan xolatiga joylashgan vodorod atomidan turli energiyali nechta foton nurlanishi mumkin ?	3	1	2	To'g'ri javob yo'c
1	1	550nm energiyali nurning xona temperaturasiidagi kislorod malekulasining ilgarilanma xarakatidagi kinetik energiyasidan necha marta katta ?	6	36	0.36	0.6
2	1	Yadro sonlarining yo'nalishini o'zgartirishga sarf bo'ladigan energiya .....soxasida bo'ladi?	Radioto'liqlar	Infra qizil	Ultra binafsha	To'g'ri javob yo'c
2	1	Atomning planetar modeli kim tomonidan taklif etilgan.	E.Rezorford	Sh.Kerlon	I.Nyuton	K.Tomson
2	1	Borning birinchi pasto'latining tarifi berilgan javobni toping?	Atom muayyan energiyaga mos keladigan statsionar yoki kvant xolatlaridagina bo'ladi a tom statsionar xolatda nur chiqarmaydi.	Atom massasi asosan yadroda to'plangan	Atom yadro va uning atrofida electron qobiqdan iborat bo'ladi	Atom yadrodan va neytrondan iborat
3	1	Atom yadrosi qanday tuzilgan ?	Proton va neytron	Elektron va proton	Neytron va elektron	Ion va elektron
3	1	Isitilgan modda o'zidan chiqaradigan elektromagnit to'liqlar majmuasiga... deb ataladi?	nurlanish	dispersiya	issiqlik	difraksitsya
5	2	Yorug'likning suniy manbalarini toping.	Elektr lampa, gazli	Chaqmoq fonar	Gulxan	Elektr lampa gulx



			lampa	yonar baliq	yulduzlar yonar baliq	quyosh
5	2	Spektrning ko'zga ko'rinadigan soxasini o'rganishda qanday asboblardan foydalaniladi?	spektrosko'p	telesko'p	mikrosko'p	analizator
5	2	Borning ikkinchi pasto'latini to'g'ri javobini toping?	Atom katta energiyali statsionar xolatdan kichik energiyali xolaga o'tganda yorug'lik nurlanishi bo'ladi?	Atom massasi asosan yadroda to'plangan bo'ladi	Atom yadrosi proton va neytrondan iborat	Atom statsionar xolaga yorug'lik chiqarm
5	2	Elektronning massasi qanchaga teng?	$9,1 \cdot 10^{-31}$ kg	$1,673 \cdot 10^{-27}$ kg	$1,66 \cdot 10^{-31}$ kg	$1,671 \cdot 10^{-27}$ kg
6	2	Eng kichik bo'lgan elementar zarracha elektronning zaryad miqdori qanchaga teng?	$-1,6 \cdot 10^{-19}$ kl	$1,6 \cdot 10^{-19}$ kg	$1,6 \cdot 10^{-17}$ kg	$-1,6 \cdot 10^{-17}$ kg
2	3	Elektronning spini qancha ekanligini ko'rsating?	$\pm 1/2$	1/2	-1/2	1
4	3	Litiy atomida nechta elektron borligini ko'rsating?	3	2	1	4
3	2	Atomning shartli birinchi, ikkinchi uchinchi va to'rtinchi orbitalarida elektron xarakat qilmoqda. Eng katta tezlikka ega bo'lgan orbitani ko'rsating?	1	2	3	4
3	2	Simob atomi izolyatsiyalangan, tinch xolatda, $\nu$ chastotali va $\lambda$ - tulkin uzunligiga ega foton chikaradi. Simob atomidan foton chikkanda tezda	elektron chikaradi	ionlashadi	asosiy xolatga utadi	yukori energetik holatga kutariladi
3	2	Sindirish ko'rsatkichi n-hisobga olinganda Vulf-Brett formula-sini umumiy ko'rinishi qanday	$2d\sqrt{n^2 - \cos^2 \Theta} = k\lambda$	$2d\sqrt{(n^2 + \cos^2 \Theta)}$	$(n^2 - \cos^2 \Theta) = k\lambda$	$\sqrt{(n^2 + \cos^2 \Theta)}$
3	2	Spektroskopiyada atom tashqi ( valent) elektronlarning holatlari tomning qanday kvant soni bilan xarakterlanadi	Orbital kvant soni ( $\ell$ )	Bosh kvant soni (n)	Orbital magnit kvant soni ( $m_\ell$ )	Spin magnit kvant soni ( $m_s$ )
5	2	Spin xarakteristikalarini hisobga olmasak, tizimning boshlang'ich va oxirgi holatlari nechta kvant soni bilan aniqlanadi	Uchta ( n, $\ell$ , $m_\ell$ )	Ikkita ( n, $\ell$ )	Bitta ( n )	To'rtta ( n, e, $m_s$ , $m_\ell$ )
2	3	Tashqi fotosamara deb nimaga aytiladi	elektronlar metalldan tashqariga ajralib chiqsa	Fotopozitronlar metalldan tashqariga ajralib chiqsa	Fotoelektronlar metalldan tashqariga ajralib chiqsa	Fotoprotonlar modda ichidan tashqariga ajralib chiqsa
2	3	Tashqi fotosamara uchun Eynshteyn formulasini to'g'ri berilganini ko'rsating	$h\nu = A_i + \frac{m_e g^2}{2}$	$h\nu = A_i + mgh$	$h\nu = A_i - \frac{m_e g^2}{2}$	$h\nu = A_i + E$
2	3	Termoemission samara qachon vujudga keladi	Metalni qizdirish tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish va metall tashqarisiga chiqish uchun etarli bulsa	Metalni qizdirish tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish bulsa	Metalni sovutish tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish bulsa va metall tashqariga chikish uchun etarli bulmasa	Metalga yorug'lik tushishi tufayli, elektron energiyasi tormozlovchi maydonni engish bulsa va metall tashqarisiga chikish uchun etarli bulsa
4	3	Tormozlanishdagi rentgen nurlanish qanday spektr beradi	Tutash	Uzlukli	Tutash va uzlukli	Yalpi
7	3	Tunnel samarasining ta'rifi qaysi birida to'g'ri berilgan	Zarralarning potentsial tusiqdand ushlab utish xodisasiga Tunnel samarasi deyiladi	Zarralarning potentsial tusiqla balandligidan ushlab utishiga tunnel Samarasi deyiladi	Zarralarning potentsial tusiqla utal olmay potentsial chuqurlik ichida qolib	Og'ir yadrolarning potentsial tusiqla balandligidan sakrash hodisasiga tunnel samarasi deyiladi.

					ketishiga tunnel samarasi deyiladi	
1	1	Tushaetgan va sochilgan rentgen nurlari tulkini uzunliklari farki $\Delta\lambda = \lambda^1 - \lambda$ ning sochilish burchagiga bog'liqligi qaysi formulada to'g'ri berilgan	$\Delta\lambda = 2K \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)$	$\Delta\lambda = 2K \sin^2(\Theta)$	$\Delta\lambda = 4K \sin(\Theta)$	$\Delta\lambda = 4K \sin(\Theta)$
1	1	To'lqin funktsiyaning fazoviy qismi uchun spinlari parallel holatni ko'rsating.	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2) \psi_b(\vec{r}_1) \right]$	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2) \psi_b(\vec{r}_1) \right]$	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2) \psi_b(\vec{r}_1) \right]$	$\psi_{\uparrow\uparrow} = \psi_A = N_A \left[ \psi_a(\vec{r}_1) \psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2) \psi_b(\vec{r}_1) \right]$

## Atom fizikasi bo'yicha olingan bilimlarni nazorat qilishga test sinovidan namunalar

### Glossariy

Atamaning nomlanishi			Atamaning ma'nosi
O'zbek tilida	Ingliz tilida	Rus tilida	
Atom	atom	атом	– "bo'linmas" ma'nosini beradi, mayda zarrachalar iborat bo'lib, u elektron va yadrodan tashkil topadi.
Absolyut	absolute	абсолютный	
Adiabatik	adiabatic	адиабатический	dQ = 0 -gaz tashqaridan hech qanday issiqlik miqdori olmaydi va uni tashqariga bermaydigan jaroyon.
Agregat holat	state of aggregation	агрегатное состояние	moddalarning uch hil holati.
Amplituda; garmonik amplituda	amplituda; amplitude of a harmonic	амплитуда, амплитуда гармоника	Zarrachaning tebranma harakatda maksimumdan og'ishi
Anizotropiya; kristallar anizotropiyasi	anisotropy; crystal anisotropy	анизотропия,анизотропия кристаллов	
Anizotropiya shakli	form anisotropy	анизатропия формы	
Anigilatsiya; pozitronov va elektronlar anigilatsiyasi	annihilation; elektron-positron annihilation	анигиляция; анигиляция позитронов и электрон	zarrachlarning o'zaro almashinishi
Anod; tezlatuvchan anod; fokuslanuvchi anod	anode; accelerating anode; focusing anode	анод; ускоряющий анод; фокусирующий анод	elektron lampalarning elementi
Arifmetika	arithmetics	арифметика	matematika fanining bo'limi.
Argument; kompleks sonning argumenti; hosilaning argumenti; funktsiyaning argumenti	argument; argument of a complex number; argument of a derivative; argument of a function	Аргумент; аргумент комплексного числа; аргументы производной; аргумент функция, аргументы	matematik tushuncha
Bosh kvant soni		Главным квантовым числом	n = 1, 2, 3, .... butun sonlar bilan ifodalanadi
Fazaviy o'tishlar			sistemaning xolatining uzgarishi natijasida moddaning bir fazodan ikkinchisiga aylanishlari
Gramm-atom	gram - atom	грамм- атом	
Gramm-molekula	gramm-olecule, gramm-mol	грамм-молекула	
Termodinamika	thermodynamics	термодинамика	jismlarning fizik xususiyatlarini o'rganadigan fizikaning bo'limi
Termodinamik	thermodynamics	термодинамический	termik muvozanat holatini

parametrlar		параметры	xarakterlovchi parametrlar
Issiqlik harakati miqdori vektori	Momentum vektor thermal	тепловой vektor kolichetva dvijeniya	zarralarning betinim va betartib harakati.
Teplotexnika	thrmotechnics	teplotexnika	issiqlik texnikasi fani
Temperatura	temperature	температура	sistemaning muvozanat holatini tafsiflaydigan parametr.
Termometr	thermometer	termometr	Haroratni o'lchaydigan qurilma
Bir mol	first mol	один мол	uglerod - 12 ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element (masalan, atom, molekula) lardan tashkil topgan moddaning miqdori.
Viskozimetr	viscosimetry	вискозиметр	
Relaksatsiya vaqti	time	Релаксационная времени	muvozanat holatiga qaytib kelish uchun ketgan vaqt
Kvant statistika	quantum statics	квантовая статистика	kvant sistemaning xossalarini o'rganadigan statistika fizikaning bolimi
Kinetik energiya		кинетическая энергия	zarrachaning harakat energiyasi yoki ishi
Kel'vin gradus	degree Kelvin	Градус Кельвина	K-haroratning o'lchov birligi.
Tsel'siy gradus	degree Celsius	Градус Цельсия	$^{\circ}\text{C}$
Issiqlik o'tkazuvchanlik	thermal conductivity	теплопроводность	$\lambda$
Kaloriya	thermal unit	калория	issiqlikning o'lchov birligi
Issiqlik sigimi	thermal capacity	теплоемкость	modda temperaturasini bir Kelvinga oshirish uchun unga berilgan issiqlik miqdori.
Normal sharoit			$0^{\circ}\text{C}$ temperatura ( $T_0 = 273,15 \text{ K}$ ) va 1 atmosfera ( $P_0 = 101325 \text{ Pa}$ ) bosimli sharoiti.
Maksvell qonuni	Maxwell's law	закон Максвелла	$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m_m}{2kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_m v^2}{2kT}} v^2$ molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanish qonuni.
Molekula	molecule	molekula	
Molekulyar	molekulyar	молярный, молярный	
Molyar issiqlik uzatish	molar heat capacity	молярная теплоноситель	
Fazaviy o'tishlar	phase		sistemaning holatining o'zgarishi natijasida moddaning bir fazadan ikkinchisiga aylanishlari
Klapeyron – Klauzius tenglamasi	Klapeyron – Klauzius equation	Уравнение Клапейрон – Клаузиуса	$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T(\mathcal{Q}_2 - \mathcal{Q}_1)}$
Kritik holat	of state	Критический состояния	ikki fazali sistemada qandaydir sharoitlarda fazalar ayni bir xil bo'lib qoladigan holati.
Fermionlarning ximik potentsiali			$\mu$ -ni Fermi sathi yoki Fermi potentsiali deyiladi.
Fluktuatsiya hodisasi			fizik kattaliklar haqiqiy qiymatlarining ularning o'rtacha qiymatidan tasodifiy chetlanishi. nomuvozanatli jarayonlarni organish usuli.
Kinetika			nomuvozanatli jarayonlarni organish usuli.
Gauss taqsimoti			$\mathcal{W}(x) = \left( \frac{\beta}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[ - \left( \frac{\beta}{2} \right) (x - \bar{x})^2 \right]$

Politropa ko'rsatkichi	Politropical a to a power	Политропический степень	$\frac{C - C_p}{C - C_v} = n$
Adiabata ko'rsatkichi	adiabat	adiabata	$\gamma = C_p / C_v$
Broun harakati	Broun of motion	Броунский движения	suyuqlikdagi mayda (kolloid) zarralar uzluksiz, tartibsiz harakati.
Issiqlik almashinuvi			sistema tashqi parametrlarini o'zgartirishi bilan energiya almashish usuli
Makro kanonik taqsimot	Makro canonical distribution	Макро канонический распределения	izolatsiyalangan sistemada barcha mikroholatlarning teng ehtimollik bilan taqsimlanishi
Sistema ichki energiyasi	Internal energy	Внутренний энергия система	sistemaga kiruvchi zarralarning ham potentsial ham kinetik energiyalari yig'indisi
O'rtacha erkin yugurish yo'lini			gaz zarralarining ikki to'qnashuv orasidagi o'tgan masofa.
Diffuziya	diffusion	диффузия	bir turdagi zarralarning ikkinchi turdagi zarralar orasiga kirib borishi
O'lcham	size	размер	$L(x,y,z)$
Kvadratik fluktuatsiyasi yoki dispersiyasi	quadratic of a funkshion	квадратной функция или дисперсия	$(\bar{x} - \bar{x})^2$ ni x kattaligi
Koordinatalar sistemasi	Coordinate system, system of coordinates	Система координат	$A(x,y,z,,t)$
Kvant mexanikasi		Квантовая механика	kvant mexanikasi – klassik mexanika qonunlariga bo'ysunmaydigan hodisalarni o'rganuvchi bo'lim
Hajim	to charge	Ёмкость	$V=a \cdot b \cdot c$ .
Ish		Работа	sistema tashqi parametrlarini o'zgartirishi bilan energiya almashish usuli.
Makroskopik holat	of state	Макроскопический состояния	sistemaning makroskopik (termodinamik) parametrlar bilan aniqlanadigan holati.
Termodinamik parametrlar	thermodynamics a parameter	Термодинамический параметры	termik muvozanat holatini xarakterlovchi parametrlar.
Abagadro qonuni	Avogadro's law	закон Авагадро	22.4 l
Gaz bosimi	Gaz pressure	Давление газа	$P=F/s$ .
To'yingan bug' bosimi	vapour preessure	давления насыщенного пара	

disosatsiya – molekullarni tashkil qilgan atomlarga parchalanishi

issiqlik o'tkazuvchanlik – atomning energiya ko'p bo'lgan joyidan kam bo'lgan joyga qarab ko'chishi

yadroning massa soni – yadrodagi nuklonlar soni yig'indisi

massaning atom birligi – uglerod atomi massasining  $\frac{1}{12}$  qismi qabul qilingan

nuklon – proton va neytronlar yig'indisi

zarra – yorug'likning otonlardan iborat ekanligi

elektron – manfiy zaryadli zarracha

pozitron – musbat zaryadli zarra

vakuum - bo'shliq

fotoeffekt – yorug'lik ta'sirida metallardan elektron ajralib chiqishi

Kompton effekti- fotonlar elektronlar bilan to'qnashganda chastotasining o'zgarishi

elektronning chiqish ishi – elektron zaryadi va kuchlanish maydonining kattaligi

spin - elektronning o'z o'qi atrofida aylanishi,  $s = \pm \frac{1}{2}$

magnit kvant soni -  $\mu = -1, \dots, 0, +1$

orbital kvant soni -  $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$

## Kirish

“Kadriar tayorlash milliy Dasturi”da ko’rsatib o’tilganidek, Fan-yuqori malakali mutaxassis tayorlovchi va ulardan foydalanuvchi, ilg’or pedagogik va axdorat texnologiyalarni ishlab chiquvchi bo’lib, ta’lim va tarbiyaning uzviy bog’liqligi, bu jarayonning har tamonlama kamolt topgan insonni shakllantirishga yo’naltirilgan. Ushbu majmua zamonaviy fizikaning asosiy yo’nalishlaridan bo’lgan atom fizikasi ham amaliy va fundamental ekanligini e’tiborga olgan holda tayorlandi.

Mamlakatimiz o’zining mustaqil taraqqiyoti davomida hayotning barcha soha va tarmoqlarida olamshumul yutuqlarni qo’lga kiritdi, dunyo hamjamiyatidan munosib o’rin egallab, milliy davlatchilik asoslarini mustahkamlab, tom ma’nodagi ozod va suveren mamlakatga aylandi. Oliy ta’lim tizimida yuksak malakali, ijodkorlik va tashabbuskorlik qobiliyatiga ega, kelajakda kasbiy va hayotiy muammolarni mustaqil hal qila oladigan, yangi texnika va texnologiyalarga tez moslanishga layoqatli kadrlarni tayyorlashda ta’lim jarayonini zamonaviy o’quv-metodik majmualar bilan ta’minlana boshladi.

Davlat ta’lim standarti va fan dasturida belgilangan talabalar tomonidan egallanishi lozim bo’lgan bilim, ko’nikma, malaka va kompetensiyalarni shakllantirishni, o’quv jarayonini kompleks loyihalash asosida kafolatlangan natijalarni olishni, mustaqil bilim olish va o’rganishni hamda nazoratni amalga oshirishni ta’minlaydigan, talabaning ijodiy qobiliyatlarini rivojlantirishga yo’naltirilgan o’quv –uslubiy manbalar, didaktik vositalar va materiallar, elektron ta’lim resurslari, o’qitish texnologiyasi, baholash metodlari va mezonlarini o’z ichiga oladigan o’quv-metodik majmualar tayyorlanmoqda.

Fanning o’quv-metodik majmuasi komponentlarining mazmuni Davlat ta’lim standarti asosida tuzilgan fan dasturiga muvofiq, hamda shaxsga yo’naltirilgan, rivojlantiruvchi va mustaqil ta’lim olish texnologiyalari, tamoyillari va talablari asosida ishlab chiqimoqda.

### Fanni o’qitishning kontseptual asoslari

Bilim olish jarayoni bilan bog’liq ta’lim sifatini belgilovchi holatlar: darsni yuqori ilmiy-pedagogik darajada tashkil etilishi, muammoli mashg’ulotlar o’tkazish, darslarni savol-javob tarzida qiziqarli tashkil qilish, ilg’or pedagogik texnologiyalardan va multimedia qo’llanmalardan foydalanish, tinglovchilarni mustaqil fikrlashga undaydigan, o’ylantiradigan muammolarni ular oldiga qo’yish, talabchanlik, tinglovchilar bilan individual ishlash, ijodkorlikka yo’naltirish, erkin muloqotga kirishishga, ilmiy izlanishga jalb qilish va boshqa tadbirlar ta’lim ustuvorligini ta’minlaydi. Ta’lim samaradorligini orttirishda fanlar bo’yicha ta’lim texnologiyasini ishlab chiqishning kontseptsiyasi aniq belgilanish va unga amal qilishi ijobiy natija beradi. Fanni o’qitishning maqsadi va ta’lim berish texnologiyasini loyihalashtirishdagi asosiy kontseptual yondashuvlar quyidagilardan iborat.

**Fanning maqsadi.** Talaba-yoshlarda bilim, ko’nikma va malakalar tizimini tarkib toptirish va shakllantirish.

**Fanni o’qitishning vazifalari.** Maqsadni amalga oshirish uchun quyidagi vazifalarni bajarish tavsiya etiladi:

**Shaxsga yo’naltirilgan ta’lim.** O’z mohiyatiga ko’ra ta’lim jarayonining barcha ishtirokchilarini to’laqonli rivojlanishlarini ko’zda tutadi. Bu esa ta’limni loyihalashtirilayotganda, albatta, ma’lum bir ta’lim oluvchining shaxsini emas, avvalo, kelgusidagi mutaxassislik faoliyati bilan bog’liq o’qish maqsadlaridan kelib chiqqan holda yondoshishga e’tibor qaratishni amalga oshiradi. Har bir talabaning shaxs sifatida kasbiy takomillashuvini ta’minlaydi. Ta’limning markaziga bilim oluvchi qo’yiladi.

**Tizimli yondashuv.** Ta’lim texnologiyasi tizimning barcha belgilarini o’zida mujassam etmog’i lozim: jarayonning mantiqiyligi, uning barcha bo’g’inlarini o’zaro bog’langanligi, yaxlitligi bilim olish va kasb egallashning mukammal bo’lishiga hissa qo’shadi.

**Faoliyatga yo’naltirilgan yondashuv.** Shaxsning jarayonli sifatlarini shakllantirishga, ta’lim oluvchining faoliyatini jadallashtirish va intensivlashtirish, o’quv jarayonida barcha qobiliyat va imkoniyatlarni, tashabbuskorlikni ochishga yo’naltirilgan ta’limni ifodalaydi. Egallangan bilimlarning ko’nikma va malakaga aylanishi, amaliyotda tatbiq etilishiga sharoit yaratadi.

**Dialogik yondashuv.** Bu yondashuv o’quv jarayoni ishtirokchilarining psixologik birligi va o’zaro munosabatlarini yaratish zaruriyatini bildiradi. Uning natijasida shaxsning o’z-o’zini faollashtirishi va o’z-o’zini ko’rsata olishi kabi ijodiy faoliyati kuchayadi. O’qituvchi va talabaning hamkorlikdagi ta’limiy faoliyat yuritishiga zamin yaratadi.

**Hamkorlikdagi ta’limni tashkil etish.** Demokratlik, tenglik, ta’lim beruvchi va ta’lim oluvchi o’rtasidagi sub’ektiv munosabatlarda hamkorlikni, maqsad va faoliyat mazmunini shakllantirishda erishilgan natijalarni baholashda birgalikda ishlashni joriy etishga e’tiborni qaratish zarurligini bildiradi. Ta’lim jarayonida “sub’ekt-sub’ekt” munosabatlari tarkib topadi.

**Muammoli ta’lim.** Ta’lim mazmunini muammoli tarzda taqdim qilish orqali ta’lim oluvchi faoliyatini aktivlashtirish usullaridan biri. Bunda ilmiy bilimni ob’ektiv qarama-qarshiligi va uni hal etish usullarini, dialektik mushohadani shakllantirish va rivojlantirishni, amaliy faoliyatga ularni ijodiy tarzda qo’llashni ta’minlaydi. Muammoli savol, vazifa, topshiriq va vaziyatlar yaratish va ularga echim topish jarayonida ongli, ijodiy, mustaqil fikrlashga o’rgatiladi.

**Axborotni taqdim qilishning zamonaviy vositalari va usullarini qo’llash** - hozirgi axborot kommunikatsiya texnologiya vasitalari kuchli rivojlangan sharoitda ulardan to’g’ri va samarali foydalanish, axborotlarni tanlash, saralash, saqlash, qayta ifodalash ko’nikmalari hosil qilinadi. Bu jarayonda kompyuter savodxonligi alohida ahamiyat kasb etadi.

**O’qitish metodlari va texnikasi.** Ma’ruza (kirish, mavzuga oid, vizuallash), muammoviy usul, keys-stadi, pinbord, paradokslar, loyiha va amaliy ishlash usullari. Interfaol usullarni mavzu mazmuniga mos holda tanlash va ulardan samarali foydalanishga o’rgatadi.

**O'qitish vositalari:** o'qitishning an'anaviy vositalari (darslik, ma'ruza matni, ko'rgazmali qurollar, xarita va boshqalar) bilan bir qatorda – axborot-kommunikatsiya texnologiya vositalari keng ko'lamda tatbiq etiladi.

**Kommunikatsiya usullari:** tinglovchilar bilan operativ ikki yoqlama (teskari) aloqaga asoslangan bevosita o'zaro munosabatlarning yo'lga qo'yilishi.

**Teskari aloqa usullari va vositalari:** kuzatish, blits-so'rov, joriy, oraliq va yakunlovchi nazorat natijalarini tahlili asosida o'qitish diagnostikasi amalga oshiriladi. Ta'lim jarayonida kafolatlangan natijaga erishish ta'minlanadi.

**Boshqarish usullari va tartibi:** o'quv mashg'uloti bosqichlarini belgilab beruvchi texnologik xarita ko'rinishidagi o'quv mashg'ulotlarini rejalashtirish, qo'yilgan maqsadga erishishda o'qituvchi va tinglovchining birgalikdagi harakati, nafaqat auditoriya mashg'ulotlari, balki auditoriyadan tashqari mustaqil ishlarining nazorati ham tartibli yo'lga qo'yiladi.

**Monitoring va baholash:** butun kurs davomida ham o'qitish natijalari reyting tizimi asosida nazorat va tahlil qilib boriladi. Kurs oxirida yozma, og'zaki yoki test topshiriqlari yordamida ta'lim oluvchilarning bilimlari baholanadi.

Zamonaviy fizikaning asosiy yo'nalishlaridan biri bo'lgan atom fizikasi ham amaliy ham fundamental ahamiyatga egadir. Mazkur fanning asosiy maqsadi mikro dunyo fizikasini o'rganishdan iborat. Talabalar atom fizikasini o'rganish jarayonida atom tuzilishi va xususiyatlarini o'rganishadi.

O'shbu fanni o'rganishdan oldin talabalar fizikaning optika kursini o'qigan bo'lishlari kerak. Sababi optik hodisalar moddaning atom tuzilishi bilan uzviy bog'liqlidir. Yshbu o'quv dasturi 40 soatga mo'ljallangan bo'lib, bunda atom fizikasini quyidagi masalalarga asosiy e'tibor qaratiladi: Atom fizikasi fanining tarixi haqida. Atom fizikasida kattaliklar o'lchov birliklari. Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni. Stefan-Bolsman qonuni va Vin siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi. Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari. Rentgen spektrining to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekti. Zarralar va to'lqinlar. 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. Noaniklik prinsipi. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinasion prinsip. Bor postulatlari. Frank va Gers tajribalari. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Kvant mexanikasining asoslari. Kvant mexanikasining asoslari. To'lqin funksiyasi va uning xususiyatlari. Shrodinger tenglamasi. Stasionar va nostasionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari. Operatorlarining xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi. Gamilton operatori. Mikro zarralarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potensial chuqurlik. Garmonik ossilyator. Zarrachalarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Avtoelektron emissiya. Bir elektronli atomlar. Markaziy simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi.  $L^2$ ,  $L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va funksiyalari. O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama. Energiya sathlari. Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital, mexanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektron spini. Elektronning xususiy magnit momenti. Spin garmonik munosabati. O'zaro ta'sirlashmaydigan harakat miqdori momentlarini qushish qoidasi haqida tushuncha. Spin-orbital o'zaro ta'sir. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi. Nozik struktura (Dirak) formulasi. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tish. G'alayonlanishning kvantomexanik nazariyasi asoslari. Aynan o'xshash zarralar. Bozonlar va fermionlar. Pauli prinsipi. Fermi va boze zarralar sistemalari. Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy prinsipi. Atomda hajmiy zaryadning va elektrostatik potensialning taqsimoti haqida tasavvur. Bir elektronli holat. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirish. Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti. Molekulalar. Vodorod molekulasini. Ikki atomli. molekularlar termlar. Ximiyaviy bog'lanish. Mumtoz Bor nazariyasi. Elektromagnit to'lqinlarning korpuskulyar xususiyatlari. Fotosamarasi va uning qonunlari. Kompton samarasi. Plank formulasi. Eynshteyn usulida keltirib chiqarish. Atomdagi harakat miqdori momentlari. Elektronning orbital magnit momenti va boshqalar. Rentgen nurlanish. Rentgen nurlarining turlari va spektri. Rentgen nurlarining sochilishi va yutilishi. Rentgen nurlari spektral chiziqlarining to'lqin uzunligini aniqlash. Ushbu mazkur o'quv dasturini tuzishda asosiy e'tibor eksperimental qurilmalarga va shular asosida olinadigan natijalarga, formulalarga, birliklarga, fizik ma'nolarga qaratildi.

### Ma'ruza

Atom tuzilishi to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishi. Mikrodunyodagi fizik kattaliklar o'lchamlari. Uzunlik. Energiya. Tezlik. Vaqt. Massa. Xarakat miqdori momentlari. Atom tuzilishining modellari. Atom tuzilishining Tomson modeli. Rezerford tajribalari. Alfa zarralarning sochilishi. Rezerford formulasi. Atom tuzilishining Rezerford modeli. Planetar modelning kamchiligi. Yadro zaryadini ulchash. Atom. Vodorod atomi uchun Bor modeli. Bor postulatlari. Yadro xarakatini hisobga olish. Frank va Gers tajribalari. Elastik va noelastik tuqnashuvlar. Spektrlar. Vodorod atomi spektridagi qonuniyalar. Spektral termlar. Kombinatsion tamoyil. Vodorodsimon ionlar spektri. Pikering seriyasi. Qattiq jismlar issiqlik nurlanishi. Kirxgof qonuni. Absolyut qora jism nurlanishi qonunlari. Kvant o'tishlar. Elektromagnit to'lqinlarning korpuskulyar xususiyatlari. Fotosamara. Fotosamara nazariyasi. Kompton samarasi. Rentgen nurlarining xosil qilinishi. Rentgen nurlarining spektrlari. Rentgen nurlarining moddada yutilishi. Rentgen nurlarining moddada sochilishi. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash. Rentgen nurlarining xossalari va ulardan foydalanish. Elektronning orbital mexanik momenti. Elektronning orbital magnit momenti. Elektronning to'liq mexanik va magnit momentlari. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini. Larmor teoremasi. Mikro va makro zarralarning to'lqin xossalari. De-Broyl gipotezasi. De-Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi. Devedson va Jermer tajribalari. Tomson va Tartakovskiy tajribalari. Aniqlik munosabatlari. Mikrozararlarning koordinatalari va impulsini aniqlash. Stasionar va nostasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi. Zarralarning erkin harakati. Zarralarning bir ulchamli potensial o'radagi harakati. Mikrozararlarning potensial to'siqdan o'tishi va qaytishi. Tunnel samarasi. Vodorod atomi. Vodorodsimon atomlar. Ishqoriy metallar atomlari. Kvant sonlari va ularning fizik ma'nosi. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi. Atom energetik sathlari nozik strukturasi. Atom termlari. Atom nurlanishidagi tanlash qoidalari. Oddiy va murakkab Zeeman samaralari. Pashen va Bak samarasi. Shtark samarasi. Ko'p elektronli atomlar tizimi. Ko'p elektronli atomlarda elektron sathlari tuzilishi. Pauli tamoyili. D. Mendelev elementlar davriy tizimining to'ldirilish tartibi.

Molekulalar spektrlari. Molekulalar energiyasi. Kristallarda bog'lanish turlari. Ion bog'lanish. Kovalent bog'lanish. Vodorod bog'lanish. Metall bog'lanish. Relyativistik to'liq tenglamalari. Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni. Stefan-Bolsman qonuni va Vin siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi. Elektromagnit nurlanishlarning korpuskulyar xususiyatlari. Rentgen spektrining qisqa to'liq chegarasi. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekti. Zarralar va to'liqlar. De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'liq xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson tajribalari. De-Broyl to'liqlari. To'liq paketi. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari. Noaniqlik prinsipi. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinatsion prinsip. Bor postulatlar. Frank-Gers tajribalari. Vodorod atomining Bor nazariyasi.

Kvant mexanikasining asoslari. To'liq funksiyasi va uning xususiyatlari. Shryodenger tenglamasi. Stasionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari. Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi. Gamilton operatori. Mikrozarxalarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potensial chuqurlik. Garmonik ossillyator. Zarrachalarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolarning alfa parchalanishi. Avtoelektron emissiya. Bir elektronli atomlar. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shryodenger tenglamasi.  $L^2$ ,  $L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va sathlari. Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi. Ulunbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektron spini. Elektronning xususiy magnit momenti. Spin giromagnit qo'shish qoidasi haqida tushuncha. Spin-orbital o'zaro ta'sir. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi. Nozik struktura (Dirak) formulasi. Klassik fizika va optikaga chegaraviy o'tish. Aynan o'xshash zarralar. Bozonlar va fermionlar. Pauli prinsipi. Fermi va boze zarralar sistemalari. Ko'p elektronli atomlar. Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy prinsipi. r. Bir elektronli holat. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirilish. Rentgen spektrlari. Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti. Atom tashqi kuchlar maydonida. Atom magnit maydonda. Kuchli va kuchsiz maydon Lande faktori. Zeeman va Pashen-Bak effektlari. Elektron paramagnit rezonans. (EPR) atom elektr maydonda. Shtark effekti. Molekulalar. Vodorod molekulyar ioni. Vodorod molekulasi. Kimyoviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar.

#### **Amaliy mashg'ulotlar**

Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni. Stefan-Bolsman qonuni va Vin siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Rentgen spektrining qisqa to'liq chegarasi. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekti. De-Broyl to'liqlari. To'liq funksiyasi va uning xususiyatlari. Shryodenger tenglamasi. Stasionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari. Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi. Gamilton operatori. Garmonik ossillyator. Tunnel effekti. Yadrolarning alfa parchalanishi. Avtoelektron emissiya. Mozli qonuni. Oje effekti. Elektronlar juftlashishi. Ikki atomli molekulalar termalari. Kimyoviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar. Ximiyoviy bog'lanishlarning tuzilishi.

#### **Laboratoriya ishlari**

Fotoeffekt qonunlarini o'rganish. Elektronning chiqish ishini aniqlash. Elektronlar dastasini magnit maydonda fonuslar asosida elektronning solishtirma zaryadni aniqlash. Optik pirometr yordamida Stefan-Bolsman doimiysini aniqlash. Fotoelementning sezgirligini aniqlash. Elektronning chiqish ishi va Plank doimiysini aniqlash. Vodorod atomining spektrini o'rganish.

#### **Mustaqil ish**

Laboratoriya va amaliy mashg'ulotlarga nazariy tayyorgarlik ko'rish. Absolyut qora jism nurlanishi. Atomning Tomson modeli. Rezerford tajribasi. Kompton effekti. Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. De-Broyl to'liqlari. Frank va Gers tajribalari. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Elektronni harakat miqdori momenti. Elektronni magnit momenti. Shtern va Gerlax tajribasi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Elektron paramagnit rezonans. Shtark effekti. Vodorod molekulasi.

### **NAMUNAVIY O'QUV DASTURI ATOM FIZIKASINING ASOSIY XUSUSIYATLARI TO'G'RISIDA**

#### **MA'LUMOTLAR**

##### **Kirish**

Atom fizikasi zamonaviy fizika fanining eng muhim yo'nalishlaridan biri bo'lib, u ham amaliy ham fundamental ahamiyatga egadir. Atom fizikasi fanida modda atom tuzilishi, atomning elektron qobiqlari va uning xususiyatlarini o'rganiladi.

Ushbu dastur atom fizikasi bo'yicha quyidagi bo'limlarni o'z ichiga oladi: issiqlikning nurlanishi, elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari, vodorod atomining Bor nazariyasi, zarralar va to'liqlar, kvant mexanikasining asoslari, bir elektronli atomlar, ko'p elektronli atomlar, atom tashqi kuchlar maydonida, molekulalar.

#### **Fanning maqsad va vazifalari**

Atom fizikasi fanini o'qitishdan maqsad talabalarni:

- issiqlik nurlanishlarining qonunlari, mutloq qora jism tushinchasi va ularning nurlanish spektrlari, materiyaning korpuskulyar-to'liq nazariyasi, fotonlar;
- de-Broyl gipotezasi va zarralarning to'liq xususiyatlari, korpuskulyar-to'liq dualizmi;
- atomning tuzilishi va modellari, atomning elektron qobiqlari tuzilishi, vodorod atomining nurlanish spektrlari;
- noaniqlik prinsipi, Shredingerning stasionar va nostatsionar tenglamalari;
- bir elektronli va ko'p elektronli atomlarning kvant nazariyasi, bir elektronli va ko'p elektronli atomlarga tashqi maydonlarning ta'sirini hisoblash;
- molekulalar va qattiq jismning kvant nazariyasi haqida tushinchalar bilan tanishtirishdan iborat.

Fanning vazifasi talabalarni atom fizikasining turli nazariy va eksperimental masalalarni tahlil etishga, mustaqil fikrlashga, atomning klassik va kvant mexanika asosida tushintirish, atomga tashqi maydonlarning ta'sirlarini o'rganish va eksperiment natijalarini tahlil qilishni o'rganish uchun tayyorlashdan iborat.



## **Fan bo'yicha talabalarning bilim, ko'nikma va malakalariga qo'yiladigan talablar**

Atom fizikasi fanini fanini o'rganish jarayonida bakalavr quyidagilarni bajara olishi lozim:

- issiqlik nurlanishlarining asosiy qonunlarini, mutloq qora jismning nurlanish spektrlarini tushintirish;
- materiyaning korpuskulyar-to'lqin nazariyasi, fotonlar va tashqi, ichki fotoeffekt qonunlarini bilish va laboratoriya ishlarini bajarishda qo'llay bilish;
- de-Broyl gipotezasi va zarralarning to'lqin xususiyatlari, korpuskulyar-to'lqin dualizmini tushintirish, masalalar echishga tadbiriq qilish;
- atomning tuzilishi va modellari, atomning elektron qobiqlari tuzilishi, molekulalarning nurlanish spektrlarini kvant nazariyalarini bilish;
- noaniqlik printsiptini bilish va qo'llay olish; Shredingerning statsionar va nostatsionar tenglamalarini atom masalalari uchun qo'llash;
- ko'p elektronli atomlarning nurlanish spektrlarini bilish; elektron qobiqlarni to'ldirish va elementlarning Mendelev davriy sistemasini tushintirish.

### **Fanning o'quv rejadagi boshqa fanlar bilan o'zaro bog'liqligi va uslubiy jihatdan uzviyligi**

Bu dasturni amalda bajarish uchun talabalar umumiy fizikaning mexanika, molekular fizika, optika bo'limlaridan etarlicha ma'lumot va bilimlarga ega bo'lishlari lozim.

Atom fizikasi umumkasbiy fan hisoblanib, yadro fizikasi, kvant mexanikasi, elektrodinamika, termodinamika va statistik fizika hamda boshqa fanlarni o'rganishda asos bo'lib xizmat qiladi.

### **Fanning ishlab chiqarishdagi o'rni**

Atom fizikasi fani bakalavr yo'nalishining umumkasbiy fanlar turkimiga tegishli bo'lib, atom fizikasi sohasidagi bir qator qonuniyatlarni amaliyotga tadbiriq qilish uchun xizmat qiladi. Ushbu fan bo'yicha talabalar olgan bilim va ko'nikmalari ularning mehnat faoliyatida katta ahamiyatga egadir.

### **Fanni o'qitishda zamonaviy axborot va pedagogik texnologiyalar**

Talabalarning atom fizikasi fanini o'zlashtirishlari uchun o'qitishning ilg'or va zamonaviy usullaridan foydalanish, yangi axborot-pedagogik texnologiyalarni tadbiriq qilish muhim ahamiyatga egadir. Fanni o'zlashtirishda darslik, o'quv-uslubiy majmualar, o'quv-uslubiy qo'llanmalar, ma'ruza matnlari, tarqatma materiallar, elektron darsliklar, internet tarmog'idan, ko'rgazmali materiallardan foydalaniladi.

Ma'ruza va amaliy mashg'ulotlarda mos ravishda ilg'or pedagogik texnologiyalardan foydalaniladi.

### **Fanning uslubiy jihatdan uzviy ketma-ketligi**

Asosiy qismda (ma'ruza) fanni mavzulari mantiqiy ketma-ketlikda keltiriladi. Har bir mavzuning mohiyati asosiy tushunchalar va tezislar orqali ochib beriladi. Bunda mavzu bo'yicha talabalarga DTS asosida etkazilishi zarur bo'lgan bilim va ko'nikmalar to'la qamrab olinishi kerak. Asosiy qism sifatiga qo'yiladigan talab mavzularning dolzarbligi, ularning ish beruvchilar talablari va ishlab chiqarish ehtiyojlariga mosligi, mamlakatimizda bo'layotgan ijtimoiy-siyosiy va demokratik o'zgarishlar, iqtisodiyotni erkinlashtirish, iqtisodiy-huquqiy va boshqa sohalaridagi islohatlarning ustuvor masalalarini qamrab olishi hamda fan va texnologiyalarning so'ngi yutuqlari e'tiborga olinishi tavsiya etiladi.

### **Asosiy qism**

#### **Fanga kirish**

Atom fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari. Atom fizikasi fani. Atom fizikasining tarixi va uning rivojlanish bosqichlari. Mikroduyo o'lchamlari. Doimiylik. Hozirga zamon atomistikasi. Fanning vazifasi. Fanining fizikaning boshqa bo'limlari bilan bog'liqligi. Fanni o'rganishdagi muammolar, uslubiy ko'rsatmalar. Fanni o'rganishda elektron darsliklar va multimediyalardan foydalanish. Internet tizimidan foydalanish va ulardan olinadigan ma'lumotlarni o'rganish xususiyatlari. Predmetlararo bog'lanish. Atom fizikasining fizikaning bo'limlari va boshqa tabiiy fanlarni o'rganishdagi roli.

### **Fanning nazariy mashg'ulotlari mazmuni**

#### **Issiqlikning nurlanishi**

Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni. Stefan-Boltsman qonuni va Vin siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi.

#### **Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari**

Rentgen spektrning qisqa to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt va uning asosiy qonunlari. Fotonlar. Kompton ffekt.

#### **Vodorod atomining Bor nazariyasi**

Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari. Kombinatsion printsipt. Bor postulatlar. Frank va Gerts tajribalari. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari.

#### **Zarralar va to'lqinlar**

De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'lqin xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson-Tartakovskiy tajribalari. De-Broyl to'lqinlari. Noaniqlik printsipti.

#### **Kvant mexanikasining asoslari**

To'lqin funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi. Fizik kattaliklarning operatorlari. Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari.  $L^2$ ,  $L_z$  operatorlari,

Gamilton operatori. Mikrozarralarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potentsial chuqurlik. Chiziqli garmonik ostsillyator. Zarrachalarning potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolar  $\alpha$ -parchalanishi. Avtoelektron emissiya.

### **Bir elektronli atomlar**

Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi. ularning xususiy qiymatlari va funktsiyalari. O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama. Energiya sathlari. Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi. Ulenbek va Gaudsmit gipotzasi. Elektronning spini. Elektronining xususiy magnit momenti. Spin giromagnit munosabati. Spin-orbital o'zaro ta'sir. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi.

### **Ko'p elektronli atomlar**

Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy printsipi. Aynan o'xshash zarralar. Bozonlar va fermionlar. Pauli printsipi. Atom elektron qobiqlarini elektronlar bilan to'ldirish va Mendelev davriy sistemasi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti.

### **Atom tashqi kuchlar maydonida**

Atom magnit maydonda. Zeeman va Pashen-Bak effektlari. Elektron paramagnit rezonans (EPR). Atom elektr maydonda. Shtark effekti.

### **Molekulalar**

Vodorod molekulyar ioni. Vodorod molekulasi. Ikki atomli molekularlar termlari. Ximiyaviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar. Qattiq jism va uning tuzilishi.

### **Amaliy mashg'ulotlarni tashkil etish bo'yicha ko'rsatma va tavsiyalar**

Talaba amaliy mashg'ulotlarda misol va masalalar echadi. Amaliy mashg'ulotlarda echiladigan misol va masalalar quyidagi printsiplarga asosan tanlanadi: tipik misol va masalalarni echishga malaka hosil qildiruvchi, fanning mohiyatini anglatuvchi va mavzular orasidagi bog'liqlikni ifodalovchi ma'lum miqdordagi misol va masalalar tanlanadi.

### **Amaliy mashg'ulotlar taxminiy tavsiya etiladigan mavzular**

1. Issiqlik nurlanishi. Kirxgof qonuni. Stefan-Boltsman qonuni va Vin siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi.
2. Fotonlar. Rentgen spektrining qisqa to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt va uning asosiy qonunlari. Fotonlar. Kompton effekt.
3. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Bor postulatlari. Vodorod atomining Bor nazariyasi.
4. Zarralar va to'lqinlar. De-Broyl to'lqinlari. Noaniqlik printsipi.
5. Kvant mehanikasining asoslari. Shredinger tenglamasi. Elektronning spini. Elektronining xususiy magnit momenti. Spin giromagnit munosabati. Spin-orbital o'zaro ta'sir. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi.
6. Bozonlar va fermionlar. Pauli printsipi. Fermi va boze zarralar sistemalari. Bir elektronli holat. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirish. Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti.
7. Vodorod molekulasi. Ikki atomli molekularlar termlari. Ximiyaviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar.

Amaliy mashg'ulotlarni tashkil etish bo'yicha kafedra professor-o'qituvchilari tomonidan ko'rsatma va tavsiyalar ishlab chiqiladi. Ma'ruza mashg'ulotlarida olgan bilim va ko'nikmalarni misol va masalalar echish bilan mustahkamlaydilar hamda yanada boyitadilar. Bunga jamoa bo'lib mashq qilish yo'li bilan va mustaqil ishlash yo'li bilan erishiladi. Mustaqil ishlashda darsliklarni, o'quv qo'llanmalarni, uslubiy qo'llanmalarni, tarqatma va ko'rgazmali ashyolarni ahamiyati kattadir.

### **Laboratoriya ishlarini tashkil etish bo'yicha ko'rsatmalar**

Ushbu mashg'ulot turi o'quv dasturidagi bo'limlarga tegishli laboratoriya ishlarini bajarish, atom fizikasiga oid laboratoriya qurilmalari bilan bevosita tanishish, natijalar olish, tajriba natijalarini ishlarini qayta ishlash, natijalarni tahlil qilish va tegishli xulosalar chiqarish orqali amalga oshiriladi.

Laboratoriya ishlari mavzulari:

1. Fotoeffekt qonunlarini o'rganish.
2. Tez elektronlarni moddada sochilishi.
3. Frank va Gerts tajribasi.
4. Magnetron usuli bilan elektronni solishtirma zaryadini aniqlash.
5. Elektronning chiqish ishini aniqlash.
6. Stefan-Boltsman doimiysini aniqlash.
7. Vodorod atomining optik spektrini o'rganish.
8. Gamma-kvantlarni moddalarda yutilishini o'rganish.
9. Kompton effektini kuzatish.

### **Mustaqil ta'limni tashkil etishning shakli va mazmuni.**

«Atom fizikasi» fanini o'rganuvchi talabalar auditoriyada olgan nazariy bilimlarini mustahkamlash va ilmiy-texnik jarayonlardagi amaliy masalalarni echishda ko'nikma hosil qilish uchun mustaqil ta'lim tizimiga asoslanib, kafedra

o'qituvchilari rahbarligida, mustaqil ish bajaradilar. Bunda ular qo'shimcha adabiyotlarni o'rganib hamda Internet saytlaridan foydalanib referatlar va ilmiy dokladlar tayyorlaydilar, amaliy mashg'ulot mavzusiga doir uy vazifalarini bajaradilar, ko'rgazmali qurollar va slaydlar tayyorlaydilar.

Talaba mustaqil ishni tayyorlashda muayyan fanning xususiyatlarini hisobga olgan holda quyidagi shakllardan foydalanishga tavsiya etiladi.

- \* darslik va o'quv qo'llanmalar bo'yicha fan mavzularini o'rganish;
- \* amaliy mashg'ulotlarga tayyorgarlik ko'rish;
- \* laboratoriya mashg'ulotlariga tayyorgarlik ko'rish va olingan natijalarni qayta ishlash;
- \* talabaning o'quv-ilmiy-tadqiqot ishlarini bajarish bilan bog'liq bo'lgan fanlari bo'limlari va mavzularni chuqur o'rganish;
- \* tarqatma materiallar bo'yicha ma'ruzalar qismini o'zlashtirish;
- \* komp'yuter texnologiyalari tizimlari bilan ishlash;
- \* maxsus adabiyotlar bo'yicha referat va konspektlar tayyorlash;

\*talabaning o'quv-ilmiy-tadqiqot ishlarini bajarish bilan bog'liq bo'lgan adabiyotlar, monografiya va ilmiy to'plamlarni chuqur o'rganish;

- \* interaktiv va muammoli o'qitish jarayonida faol qatnashish;
- masofaviy (distatsion) ta'limni tashkil etishda qatnashish  
Absolyut qora jism nurlanishi.

#### **Tavsiya etiladigan mustaqil ishlarning mavzulari**

1. Atomning Tomson modeli. Rezerfod tajribasi.
2. Kompton effekti.
3. Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari.
4. De-Broyl to'liqlari.
5. Frank va Gerts tajribalari.
6. Vodorod atomining Bor nazariyasi.
7. Elektronni harakat miqdori momenti.
8. Elektronni magnit momenti. Shtern va Gerlax tajribasi.
9. Xarakteristik rentgen nurlanish.
10. Elektron paramagnit rezonans.
11. Vodorod molekulas.

#### **Dasturning informatsin –metodik ta'minoti**

Mazkur fanni o'qitish jarayonida ta'limning yangi zamonaviy pedagogik va kompyuter texnologiyalaridan keng foydalaniladi. Mazkur fan bo'limlariga tegishli ma'ruza darslarida, zamonaviy kompyuter texnologiyalari, ya'ni elektron darsliklar, prezentatsiyalar, animatsion materiallar qo'llaniladi. Pedagogik texnologiyalardan quyidagilarni qo'llash mumkin: modellash, aqliy hujumlar, tanqidiy tafakkur, debatlar, modulyatsiyalangan ma'ruza, bumerang, klaster, fikrlay olasanmi? va h.k.

Quyidagi saytlardagi elektron darsliklar va internet materiallaridan foydalanish tavsiya etiladi:

#### **Foydalaniladigan adabiyotlar ro'yxati**

##### **Asosiy adabiyotlar**

1. Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlof, 2013. - 416 b.
2. Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT;Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.
3. Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s.
4. Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.

##### **Qo'shimcha adabiyotlar**

1. Korniyushkin Yu.D. Osnovo' sovremennoy fiziki (Kvantovaya mexanika, fizika atomov i molekul, fizika tverdogo tela, yadernaya fizika) Uchebnoe posobie. Sankt-Peterburg, 2005, 326 s.
2. I. A. Anihenko, A. A. Zadernovskiy, M. M. Zverev, T. Yu. Lyubeznova, B. V. Magnitskiy, Yu. K. Fetisov. Optika i atomnaya fizika, Uchebnoe posobie, Moskva 2002, 67 s.
3. Polvonov S.R., Kanokov Z., Karaxodjaev A., Ruzimov Sh.M. Atom fizikasidan masalalar to'plami. O'quv qo'llanma. T.: O'zMU, 2006. - 75 b.
4. Kanokov Z., Karaxodjaev A., Nariddinov K., Polvonov S.R. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O'quv qo'llanma. T.: O'zMU, 2006.-148b.
5. Mateev A.N. Atomnaya fizika, M.: Vo'sshaya shkola, 1989. -
6. Irodov I. E. Sbornik zadach po atomnoy i yadernoy fizike. uch. pos. M.: Atomizdat, 1971. - 216 s.
7. Goldin L.L., Novikova G.I. Vvedeniya v kvantovuyu fiziku: Ucheb. rukovodstvo. M.: Nauka, 1988. – 328 s.
8. Milantev V.P. Atomnaya fizika, M.: Izd-vo Universiteta drujba narodov, 1999.- 373 s.

### Internet va Ziyonet saytlari:

1. <http://www.phys.msu.ru>
2. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
3. <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>

#### Saytlar

1. [www.physicon.ru](http://www.physicon.ru) - "Atomnaya fizika na komp'yutere"
2. [www.cultinfo.ru/fulltext/1/1/008/077/561.htm](http://www.cultinfo.ru/fulltext/1/1/008/077/561.htm)
3. [www.enp.edu.ru](http://www.enp.edu.ru)
4. [www.ziynet.uz](http://www.ziynet.uz) - O'zbekiston axborot ta'limi tarmog'i
5. [www.edu.uz](http://www.edu.uz) - Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi portali
6. [www.ref.uz](http://www.ref.uz) - Referatlar kolleksiyasi
7. [www.guldu.uz](http://www.guldu.uz) - Guliston davlat universiteti
8. [www.gduportal.uz](http://www.gduportal.uz) - Guliston davlat universiteti ichki axborot ta'limi tarmog'i portali
9. X.Guld, Ya.Tobochnik.Kompyuternie modelirovanie v fizike. Chast 1.349 str.
10. X.Guld, Ya.Tobochnik.Kompyuternie modelirovanie v fizike. Chast 2.399 str.

#### Multimediya vositalari va taqdimotlar ro'yhati.

1. Atom fizikasi bo'limlaridan tayyorlangan animatsion multimediya vositalari.
2. Skaner qilingan darslik va o'quv qo'llanma.
3. Atom fizikasi bo'limi bo'yicha taqdimotlar.
4. Ma'ruza mavzulari bo'yicha taqdimotlar.

**"TASDIQLAYMAN"**

GulDU rektori v.b.  
N.Barakaev

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2015 y.

## Atom fizika fani bo'yicha ishchi o'quv dasturi

- **100000** - TA'LIM  
- **140000** - TABIIY FANLAR;  
- **5140200** - FIZIKA

Umumiy o'quv soati	– 236
Shu jumladan:	
Ma'ruza	– 40
Amaliyot mashg'ulotlari	– 36
Laboratoriya	– 58
Mustaqil ta'lim ishi soati	– 102

GULISTON – 2015 y.

Atom fizika fanining namunaviy o'quv dasturi, ishchi o'quv dasturi va "Fizika" bakalavriat ta'lim yo'nalishi namunaviy o'quv rejasiga muvofiq ishlab chiqildi.

**Tuzuvchilar:**

**Abdullaev A.** – GulDU "Fizika" kafedrası dotsenti, texnika fanlari nomzodi, dotsent \_\_\_\_\_ (imzo)

**Niyozov Sh.K.** – GulDU "Fizika" kafedrası mudiri, texnika fanlari nomzodi, dotsent \_\_\_\_\_ (imzo)

**Davlatov O' .** – GulDU "Fizika" kafedrası dotsenti, fizika- matematika fanlar nomzodi, dotsent \_\_\_\_\_ (imzo)

**Goimnazarov Q.** – GulDU "Fizika" kafedrası o'qituvchisi  
\_\_\_\_\_ (imzo)

**Komilov M.** – GulDU "Fizika" kafedrası o'qituvchisi  
\_\_\_\_\_ (imzo)

**Taqrizchi:** Raxmonov .G'.T. O'ZMU dotsent, fizika-matematika fanlar nomzodi  
\_\_\_\_\_ (imzo)

Fanning ishchi o'quv dasturi "Fizika" kafedrasining 2015 yil "28" avgustdagi 1 - sonli majlisida ko'rib chiqilib, fakultet Ilmiy-uslubiy Kengashida ko'rib chiqish uchun tavsiya qilindi.

**Kafedra mudiri:**

**dots. Niyozov Sh.K.**

Fanning ishchi o'quv dasturi " Fizika- matematika " fakulteti Ilmiy-uslubiy Kengashining 2015 yil "28"avgust dagi 1 - sonli majlisida tasdiqlandi.

**Fakultet Ilmiy-uslubiy**

**Kengashi raisi:**

**dots. Sh.Ashirov**

**Kelishildi:**

**O'quv ishlari bo'yicha prorektor**

**dots. N.R.Barakaev**

## Kirish

Oliy ta'lim tizimida yuqori malakali, ijodkorlik va tashabbuskorlik qobiliyatiga ega, raqobatbardosh, mustaqil fikrlash va fizikaviy masalalarning echish metodlarini egallagan, zamonaviy pedagogik texnologiyalarni ta'lim jarayoniga tatbiq eta oladigan kadrlarni tayyorlashda ta'lim jarayonini o'quv adbiyotlari, shu jumladan zamonaviy o'quv-metodik majmualar bilan ta'minlash hamda ta'lim jarayoniga AKT ni keng tatbiq etish muhim ahamiyatga ega.

**Atom fizika fanidan O'quv-metodik majmua (O'MM)** – davlat ta'lim standarti va fan dasturida belgilangan, talabalar tomonidan egallanishi zarur bo'lgan bilim, ko'nikma, malaka va kompetentsiyalarni shakllantirishni, o'quv jarayonini kompleks loyihalash asosida kafolatlangan natijalarni olishni, mustaqil bilim olish va o'rganishni hamda nazoratni amalga oshirishni ta'minlaydigan, talabalarining ijodiy qobiliyatlarini rivojlantirishga yo'naltirilgan o'quv – uslubiy manbalar, didaktik vositalar va materiallar, elektron ta'lim resurslari, o'qitish texnologiyasi, baholash metodlari va mezonlarini o'z ichiga oladi.

### 1.1. Fanning maqsadi va vazifalari:

«Atom fizika» fanini o'qitishdan maqsad, 5140200 «Fizika» bakalavr ta'lim yo'nalishi malakaviy tavsifnoma talablariga binoan talabalarda, o'zi tanlagan ta'lim yo'nalishi bo'yicha fizikaviy bilim, ko'nikma va malakalarni shakllantirish, fizikaning turli sohalari, shu jumladan ta'lim tizimi, fan yo'nalishida faoliyat yuritishida zarur bo'ladigan umumiy fizika bo'yicha bilim va ko'nikmalarni o'rgatishdir;

*«Atom fizika» fanining vazifasi 5140200-«Fizika» bakalavriat ta'lim yo'nalishi talabalarini umumiy fizikaning asosiy kurslaridan biri bo'lgan Atom fizika erishgan yutuqlar fan va texnikaning turli sohalari, masalan, atmosferada yuz beradigan xodisalarni tushuntirishda va o'rganishda, atom va molekular orasidagi bog'lanishlar bilan bog'liq sohalarda, biologiyada – tirik organizmlardagi rentgen nurlanishi bilan bog'liq bo'lgan jarayonlarni o'rganishda, turli parametrga ega bo'lgan aralashmalar va qotishmalar o'rganishda elektron paramagnit rezonans energetikada, kimyoda, statistik xarakterga ega bo'lgan jarayonlarni tahlil qilishda va boshqa ko'pgina sohalarda ishlatilishi mumkin. Atom fizika asosida yotuvchi fizikaviy eksperimental faktlar va uning yaratilishi hamda paydo bo'lishiga eng ko'p hissa qo'shgan olimlar tomonidan qilingan ishlar bilan tanishtirish, tahlil qilish va tatbiq etish yo'llari ko'rsatish hisoblanadi. Ushbu kursni o'qitishda qo'yilgan asosiy maqsadlardan biri yuqoridagi nazariy va amaliy usullardan foydalanish va ularni qo'llashni o'rgatishdan hamda talabalarda shu sohada bilim va malakalarini shakllantirishdan iborat.*

*Atom fizika kursini o'rganish yakunida talabalar ko'p zarrachali mikroskopik sistemalar asosida yotuvchi qonuniyatlar, turli jarayonlarda atomlarning ichki energiyasining o'zgarishini, bajargan ishni olgan yoki bergan issiqlik energiyasining spektral miqorini hisoblab topa olishi ularning u yoki bu sharoitga mos keluvchi issiqlik qiymatlarini hisoblab topa olishi, turli hil sistemalar uchun taqsimotlar va ularni tatbiq etishni o'rganadilar va shu sohada tushuncha, bilim va ko'nikmalarga ega bo'ladilar.*

### 1.2. Fanni o'zlashtirgan talabaning malakaviy darajalari

Fanni o'zlashtirgan talabalar:

- atom va molekular bo'ysunadigan qonunlar kvant mexanikasi qonunlari bo'lsada, jismlarning ko'pchilik xossalari atom va molekularlarning kvant tabiati bilan bog'liq ekanligi, ularda atom va molekularlarning haddan tashqari ko'p sonli ekanligi bilan bog'liq ekanligini o'rganadi;-issiqlik nurlanish qonunlarining holat parametrlarini hisoblaydi;-elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xossalari hisoblay oladi; - Stefan-Boltsman qonuni va Vin siljish qonuni; - tashqi fotoeffekt; - fotonlar; -Kompton effekti.

**-Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari.** Rentgen spektrning qisqa to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekt qonunlari, issiqlik mashinalarining ishlash printsiplari va ularda maksimal foydali ish olish shartlarini yaxshi o'zlashtirib oladilar;

#### **Zarralar va to'lqinlar**

- 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 printsiplari.Zamonaviy elektron mikroskoplar va ularning qo'llanilishi

#### **Vodorod atomining Bor nazariyasi**

- Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari.  
- Kombinatsion printsiplari. Bor postulatlari. Frank va Gerts tajribalari

#### **Kvant mexanikasining asoslari**

-To'lqin funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari ; -Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funktsiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi.Gamilton operatori;- Mikrozararlarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potentsial chuqurlik;-Garmonik ostsillyator. Zarrachalarning potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolar  $\alpha$ -parchalanishi. Avtoelektron emissiya.

#### **Bir elektronli atomlar**

-Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi.  $L^2$ ,  $L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va funktsiyalari.O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama. Energiya sathlari. Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi. Ulenbek va Gaudsmit

gipotzasi. Elektronning spini. Elektronining xususiy magnit momenti. Spin giromagnit munosabati. Spin-orbital o'zaro ta'sir. Vodorod atomi spektrining nozik strukturasi.

**Ko'p elektronli atomlar.** Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy printsiplari. Aynan o'xshash zarralar. Bozonlar va fermionlar. Pauli printsiplari. Atom elektron qobiqlarini elektronlar bilan to'ldirish va Mendeleev davriy sistemasi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti.

**Atom tashqi kuchlar maydonida.** Atom magnit maydonida. Zeeman va Pashen-Bak effektlari. Elektron paramagnit rezonans (EPR). Atom elektr aydonida. Shtark effekti.

**Molekulalar.** Vodorod molekulyar ioni. Vodorod molekulasini. Ikki atomli molekularlar termlari. Kimyaviy bog'lanish. Kovalent va ion bog'lanishlar. Qattiq jism va uning tuzilishi. O'lchov asboblari to'g'ri foydalanishini, laboratoriya ishlarni mustaqil bajarishini, natijalarni hisoblashni va olingan natijalarni tahlil qilishni, uni to'g'ri tadbiq etishni to'liq o'rganadilar.

#### Fanning o'quv rejasidagi boshqa fanlar bilan bog'liqligi:

Atom fizika fanini chuqur o'zlashtirish, nazariy va amaliy masalalar echishni o'rganish qator fundamental fanlarning o'rganilish natijalariga asoslanadi;

Matematik tahlil, ehtimollar nazariyasi, mexanika, informatika, kimyo va boshqalar;

Oliy matematika fanining differentsiallar, integrallar, vektor va tenzor analiz, ehtimollar nazariyasi, differentsial tenglamalarni hisoblash usullari, matematik fizika metodlari fanining tenglamalarni echish metodlari;

Umumiy fizikaning mexanika, elektr va magnetizm, atom fizikasi, yadro fizikasi bo'limlari va nazariy fizikaning nazariy (klassik) mexanika, elektrodinamika, kvant mexanika bo'limlari bilan uzviy bog'langan.

#### Fanning ishlab chiqarishdagi o'rni

Atom fizikadan olgan bilimlari o'rta maktab, akademik litsey va kasb-hunar kollejlari dars berish jarayonida yordam beradi. Shuning uchun bu fan asosiy umumkasbiy fanlardan biri bo'lib, umumiy fizika kursining ajralmas bo'g'inidir.

#### Fanni o'qitishda pedagogik va axborot texnologiyalaridan foydalanish

Fanni o'qitishda zamonaviy pedagogik texnologiyalar asosidagi interfaol usullardan foydalaniladi, talabalarning bilimi reyting nazorati tizimiga asoslanib aniqlanadi, nazorat qilinadi, baholanadi. Talabalarga ushbu fanni o'rganishda kompyuter texnologiyalaridan, Internet ma'lumotlaridan, zamonaviy pedagogik texnologiyalar asosida tayyorlangan "Atom fizika" o'quv- metodik majmuasidan va "Atom fizika" dan masalalar to'plami metodik qo'llanmasi, "Atom fizika" dan fizik praktikum hamda kafedrada tayyorlangan test savollari to'plami va masalalar echish metodik qo'llanmalarining elektron variantlaridan foydalanish tavsiya etiladi.

**Atom fizika fanida o'qitiladigan mavzular va ular bo'yicha mashg'ulot turlariga ajratilgan o'quv soatlarining taqsimoti**

T/r	Fanning bo'limi va mavzusi, ma'ruza mazmuni	O'quv soatlarining mashg'ulotlar turlari bo'yicha taqsimoti				
		Jami	Ma'ruza	Amaliy mashg'ulot	Laboratoriya mashg'ulotlar	Mustaqil ish
	<b>1-bob : Issiqlikning nurlanishi.</b>					
1.	Kirish. Atom fizikasi predmeti. Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni.	12	2	-	4	6
2.	Stefan-Boltsman qonuni va Vinning siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi.	14	2	2	4	6
	<b>2-bob:Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari.</b>					
3.	Rentgen spektrining qisqa to'lqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekt.	13	2	2	4	5
	<b>3-bob: Zarralar va to'lqinlar</b>					
4.	De-Broyl gipotezasi.Zarralar to'lqin xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson tajribalari. De-Broyl to'lqinlari.	13	2	2	4	5
5.	To'lqin paketi. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari. Noaniqlik printsiplari.Zamonaviy elektron mikroskoplar va ularning qo'llanilishi.	13	2	2	4	5
	<b>4-bob:Vodorod atomining Bor nazariyasi.</b>					
6.	Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari.	13	2	2	4	5
7.	Kombinatsion printsiplari. Bor postulatlarini. Frank va Gerts tajribalari.	13	2	2	4	5
	<b>ON</b>					

	<b>5-bob:Kvant mexanikasining asoslari</b>					
8.	To'liqin funksiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari	13	2	2	4	5
9.	Operatorlarning xususiy qiymatlari va xususiy funksiyalari. Fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati va dispersiyasi. Gamilton operatori.	13	2	2	4	5
10.	Mikrozarralarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potentsial chuqurlik. Garmonik ostsillyator. Zarrachalarning potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolar $\alpha$ -parchalanishi. Avtoelektron emissiya.	11	2	2	2	5
	<b>6-bob: Bir elektronli atomlar</b>					
11.	Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi. $L^2$ , $L_z$ operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va funksiyalari. O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama. Energiya sathlari.	13	2	2	4	5
12.	Kvant sonlari. Vodorod atomi. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi.	11	2	2	2	5
13.	Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektron spini. Elektronining xususiy magnit momenti. Spin giromagnit munosabati. O'zaro ta'sirlashmaydigan harakat miqdor momentlarni qo'shish haqida tushuncha	13	2	2	4	5
14.	Spin-orbital o'zaro ta'sir. 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 printsipti. Fermi va Boze zarralar sistemalari.	11	2	2	2	5
	<b>ON</b>					
	<b>7-bob: Ko'p elektronli atomlar</b>					
15.	Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy printsipti. Atomda hajmiy zaryadning va elektrostatik potentsialining taqsimoti haqida tasavvur.	13	2	2	4	5
16.	Bir elektronli holat. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirish.	11	2	2	2	5
	<b>8-bob: Rentgen spektrlari</b>					
17.	Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti. Zamonaviy rentgen difraktometrlari va ularning qo'llanilishi.	11	2	2	2	5
	<b>9-bob: Atom tashqi kuchlar maydonida</b>					
18.	Atom magnit maydonda. Kuchli va kuchsiz maydon. Lande faktori. Zeeman va Pashen-Bak effektlari.	9	2	2	-	5
19.	Elektron paramagnit rezonans. (EPR) atom elektr maydonda. Shtark effekti.	9	2	2	-	5
	<b>10-bob. Molekula.</b>					
20.	Atomlar orasidagi boglanishlar. Molekula spektri.	7	2	-	-	5
	<b>ON</b>					
	<b>YaN</b>					
	<b>Jami</b>	<b>236</b>	<b>40</b>	<b>36</b>	<b>58</b>	<b>102</b>

#### O'quv materiallari mazmuni:

2.1.1 Atom fizika o'quv faniga kirish (2 soat). Kirish. Atom fizikasi predmeti. Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni. [A4.5-15; q5.9-13; A3. Q3 10-18. Q2.138-140.].

2.1.2. Stefan-Boltsman qonuni va Vinning siljish qonuni. Reley-Jins qonuni. Plank gipotezasi. Plank formulasi (2-soat). [A4. 23-27 ; q5.241-244 ; A3.; Q3. 19-26 Q2.].

2.1.3. Rentgen spektrning qisqa to'liqin chegarasi. Tashqi fotoeffekt. Fotonlar. Kompton effekt (2 soat). [A4.27-34; q5. 307-312; A3. Q3. 27-32 Q2 ]

2.1.4. De-Broyl gipotezasi. Zarralar to'liqin xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson tajribalari. De-Broyl to'liqlari (2 soat). [A4. 44-55 ; q5. 41,43,297; A3.; Q3.32-52 Q2.140-145; ].

2.1.5. To'liqin paketi. De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari. Noaniqlik printsipti. Zamonaviy elektron mikroskoplar va ularning qo'llanilishi (2 soat). [A4. 64-68 ; q5. 35-37 ; A3; Q3.72-77 Q2.145-150 ]

2.1.6. Vodorod atom spektridagi qonuniyatlar. Tomson atom modeli. Rezerford tajribalari (2 soat). [A4. 69-76 ; q5.28-33 ; A3.; Q3.77-84 Q2].



- 2.1.7.** Kombinatsion printsiplari. Bor postulatlari. Frank va Gerts tajribalari (**2 soat**). [A4.30-63 ; q5. 37-41 ; A3. ; Q3.73-82 Q2 152-155].
- 2.1.8.** To'liq funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari (**2 soat**). [A4. 47-53 ; q5. 434-439 ; A3. Q3.84-92 Q2.182-192 ].
- 2.1.9.** To'liq funktsiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi. Statsionar va nostatsionar holat. Ehtimollik zichligi va ehtimollik zichligining oqimi. Fizik kattaliklarning operatorlari (**2 soat**). [A4.65-67,47-53 ; q5.275,312 ; A3. Q3.100-104. Q2 188-192].
- 2.1.10.** Mikrozararlarning erkin harakati. To'g'ri burchakli potentsial chuqurlik. Garmonik ostsillyator. Zarrachalarning potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti. Yadrolar  $\alpha$ -parchalanishi. Avtoelektron emissiya (**2 soat**). [A4. 93-98,53-54 ; q5. 279,306; A3. Q3.104-107 Q2 ]
- 2.1.11.** Markaziy-simmetrik maydon potentsiali. Shredinger tenglamasi.  $L^2$ ,  $L_z$  operatorlari, ularning xususiy qiymatlari va funktsiyalari. O'zgaruvchilarni ajratish. Radial tenglama. Energiya sathlari (**2 soat**). [A4.98-105,102-104 ; q5.69-73 ; A3. Q3. 134-139 Q2. 168-171 ].
- 2.1.12.** Kvant sonlari. vodorod atomi. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari. Bor magnetoni. Shtern va Gerlax tajribasi (**2 soat**). . [A4.142-155,105-110 ; q5.78-80 ; A3.; Q3. 134-136 Q2 ].
- 2.1.13.** Ulenbek va Gaudsmit gipotezasi. Elektron spini. Elektronining xususiy magnit momenti. Spin giromagnit munosabati. O'zaro ta'sirlashmaydigan harakat miqdor momentlarni qo'shish haqida tushuncha (**2 soat**). [A4.167-174,102-106 ; q5. 69-73 ; A3. Q3. 136-137 Q2. 158-161].
- 2.1.14.** Spin-orbital o'zaro ta'sir. 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 printsiplari. Fermi va Boze zarralar sistemalari (**2 soat**). [A4.174-184,110-114 ; q5. 67-69 ; A3.; Q3. 145-151 Q2. 175-182 ].
- 2.1.15.** Ko'p elektronli atomlarni tavsiflash umumiy printsiplari. Atomda hajmiy zaryadning va elektrostatik potentsialining taqsimoti haqida tasavvur (**2 soat**). [A1. 185-194,142-151 ; q5. 326-336 ; A3.; Q3. 320-323 Q2. ].
- 2.1.16.** Bir elektronli holat. Atom holatlarini elektronlar bilan to'ldirish (**2 soat**). [A1. 194-199,154-186 ; q5. 347-349 ; A3. ; Q3. 324-329 Q2.192-195 ].
- 2.1.17.** Atomdagi ichki elektronlar o'tishi. Xarakteristik rentgen nurlanish. Mozli qonuni. Oje effekti. Zamonaviy rentgen difraktometrlari va ularning qo'llanilishi (**2 soat**). [A1.199-207,267-268, 295-298;q5. 88-97; A3.; Q3.161-171Q2.206-220].
- 2.1.18.** Atom magnit maydonda Kuchli va kuchsiz maydon Lande faktori. Zeeman va Pashen-Bak effektlari (**2 soat**). [A1.207-211,308-311; q5. 126-131 ; A3. Q3. 176-188 Q2.223-228 ].
- 2.1.19.** Elektron paramagnit rezonans. (EPR) atom elektr maydonda. Shtark effekti (**2 soat**). [A1. 217-225,226-229 ; q5. 510-519 ; A3. Q3. 200-210 Q2. 236-242 ].
- 2.1.20.** Elektron paramagnit rezonans. (EPR) atom elektr maydonda. Shtark effekti (**2 soat**). [A4.238-248,235-244; q5.371-374; A3. Q3.215-229 Q2. 239-242 ].

Jami: 40 soat.

## 2.2 Amaliy mashg'ulotlar mazmuni:

### 2.2.1.Atom fizika.

- 2.2.1.** Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni(4-coat). [A4.61-65; A5.82-86; A3. Q1. 5-6, 19-21 ; ].
- 2.2.2.** Stefan-Boltsman qonuni va Vin siljish qonuni (**4-soat**). [A4. 63-65 ; A5. 86-89; Q1.; ].
- 2.2.3.** Rentgen spektrining qisqa to'liq chegarasi.Tashqi fotoeffekt.Fotonlar.Kompton effekt (**4 soat**). [A4.68-70; A5.90-92; Q1. 9-15; ].
- 2.2.4.** De-Broyl gipotezasi.Zarralar to'liq xususiyatlari. Devisson-Jermer va Tomson tajribalari. De-Broyl to'liqlari (**4 soat**). [A4.; A5. 15-17; Q1.; Q2. 7-11; ].
- 2.2.5.** Shredinger tenglamasi (**2 soat**). [A4. 77-78; A5. 26-28;A3.15-19; Q1. ; Q2. 12-14,24-30. ].
- 2.2.6.** Statsionar holat (**2 soat**). [A4.78-80 ; A5.; A3.7-10; Q1. ;Q2.43-45; ].
- 2.2.7.**Nostatsionar holat (**2 soat**). [A4.78-80; A5.37-39; A3.19-23; Q1. ;Q2.47-51; ].
- 2.2.8.** Avtoelektron emissiya. Mozli qonuni hi (**4 soat**). [A4. 85-86; A5.46-50;Q1.;Q2.56-70; ].
- 2.2.9.** Yadrolar  $\alpha$ -parchalanis . Oje effekti(2 soat). [A4.86-87.; A5. 40-45 ;A3.12-19 Q1.; Q2.52-56; ].
- 2.2.10.**Fermi - Dirak va Boze – Eynshteyn statistikasi to'g'risida tushuncha. (**4 soat**). [A4. ; A5.; A3. 51-55 ; Q1. ;Q2.71-82 ].
- 2.2.11.** Ikki atomli molekularlar termlari (**2 soat**). [A4.82-83; A5.54-55 ; Q1. ; Q2. 86-90; ].
- 2.2.12.** Valentlik (**4 soat**). [A4.85-86; A5. 60-63 ; Q1. ; Q2. 90-110; ].

Jami: 36 soat.

## 2.3. Laboratoriya mashg'ulotlar mazmuni:

### 2.3.1.Atom fizika.

- 2.3.1.** Fotoeffekt qonunlarini o'rganish ( **6-soat**) [A6.11-26; A5.82-86; A3. Q1. 5-6, 19-21 ; ].
- 2.3.2.** Tez elektronlarni moddada sochilishi ( **6-soat**) [A6.174-180 ; A5. 86-89; Q1.; ].
- 2.3.3.** Magnetron usuli bilan elektronni solishtirma zaryadini aniqlash (**6-soat**). [A6.68-70; A5.90-92; Q1. 9-15; ].
- 2.3.4.** Elektronning chiqish ishini aniqlash (**8- soat**) [A6.194-199; A5. 15-17; Q1.; Q2. 7-11; ].
- 2.3.5.** Stefan-Boltsman doimiysini aniqlash (6- **soat**). [A6. 77-78; A5. 26-28;A3.15-19; Q1. ; Q2. 12-14,24-30. ].
- 2.3.6.** Vodorod atomining optik spektrini o'rganish (**6- soat**). [A6.188-194 ; A5.; A3.7-10; Q1. ;Q2.43-45; ].
- 2.3.7.** Kompton effekti (**8-soat**). [A6.78-80; A5.37-39; A3.19-23; Q1. ;Q2.47-51; ].

**2.3.8.** Frank-Gerts tajribasini o'rganish (2 soat). [A6.199-203.; A5. 40-45 ;A3.12-19 Q1.; Q2.52-56; ].

**23.9.** Frank-Gerts tajribasini o'rganish (**4 soat**). A6.243-249; A5.46-50;Q1.;Q2.56-70; ].

**2.3.10.** Gama kvantlarni moddada yutilishini organish (**4- soat**). [A6.203-211 ; A5.; A3. 51-55 ; Q1. ;Q2.71-82 ].

**Jami: 58 soat.**

## 2. Mustaqil ta'limni tashkil etishning shakli va mazmuni

Fan bo'yicha ma'ruza, amaliy mashg'ulotlardan talabalar uchun mustaqil ishlar to'plami tayyorlanadi, to'plamda ma'ruza va amaliy mashg'ulat, laboratoriyalar bo'yicha mustaqil ish toshiriqlari va ularni bajarish uchun ko'rsatmalar hamda har bir mavzu bo'yicha topshirish muddatlari ko'rsatiladi. Ma'ruza va amaliy mashg'ulot, laboratoriyalar uchun "Atom fizika" fanidan o'quv-metodik majmua va masala echish bo'yicha metodik ko'rsatmalar tayyorlangan. Ma'ruza, amaliy va laboratoriya mashg'ulotlarda berilgan materiallarni talabalarga ushbu materiallardan foydalanish tavsiya etaladi.

Talabani fanni mustaqil tarzda qanday o'zlashtirganligi joriy, oraliq va yakuniy nazoratda o'z aksini topganligi uchun talabalar bilimni baholash va nazorat qilish bo'yicha reyting tizimida mustaqil ishlarga alohida ball ajratilmaydi, chunki mos ballar JN, ON va YaN larga ajratilgan ballar tarkibiga kiritilgan. Mustaqil uchun fan bo'yicha jami 102 soat ajratilgan. Ushbu soatlar taxminan quyidagi tartibda taqsimlanadi:

- Adabiyotlar va ma'ruza konspekti bo'yicha mavzularga tayyorlanish – 26 soat.
- Amaliy mashg'ulotlar bo'yicha uy vazifasi sifatida berilgan masalalarni echish va topshirish – 26 soat.
- Laboratoriya mashg'ulotlar bo'yicha uy vazifasi sifatida berilgan topshiriqlar xisobotini yozish va topshirish –26 soat.
- ON va JN lar variantlariga mustaqil ish mavzulari bo'yicha tayyorlanish 24 soat.

Amaliy mashg'ulotlarda nazariy bilimlar mavzuga oid masalalar echish orqali mustahkamlanadi. Auditoriyada ishlangan masalalar talabalar tomonidan qayta ishlab ko'riladi va shunga o'xshash masala echilib mustahkamlanadi va uyga mustaqil ish sifatida berilgan masalalar talabalar tomonidan mustaqil ishlanib belgilangan muddatlarda topshiriladi

Ma'ruza va amaliy mashg'ulotlarni qoldirgan talabalar qoldirilgan ma'ruza mavzusi bo'yicha materiallarni konspekt daftariga yozadi, mashg'ulot o'tkazilgan sana va qoldirilgan ma'ruza mavzusini qo'yib konspekt qiladi va o'qituvchining og'zaki suhbatidan o'tadi. Amaliy mashg'ulotlarni qoldirgan talabalar qoldirilgan amaliy mashg'ulot mavzusi bo'yicha masalalarni masala echish daftariga yozadi, mashg'ulot o'tkazilgan sana va qoldirilgan amaliy mashg'ulot mavzusini qo'yib masalalarni echimini to'liq yozadi va o'qituvchiga masalani echishni to'la tushuntirib, suhbatdan o'tadi. Suhbat natijasi baholanadi va hisobga olinadi. Qoldirilgan ON va YaN lar belgilangan tartib bo'yicha topshiriladi.

## 2.4. Talabalar mustaqil ta'limining mazmuni va hajmi

(Ma'ruza va amaliy mashg'ulot)

Ishchi o'quv dasturining mustaqil ta'limga oid bo'lim va mavzulari	Mustaqil ta'limga oid topshiriq va tavsiyalar	Bajarilish muddatlari	Hajmi (soatda)
Absolyut qora jism nurlanishi.	Absolyut qora jism nurlanishi. Kovakda muvozanat nurlanish. Kirxgof qonuni. Stefan-Boltsman qonuni va Vin siljish qonuni o'rganish va masalalar echish bo'yicha toshiriqlarni bajarish. Bu mavzular atom fizikaning asosiy mavzulari, talabalar mavzularni adabiyotlar asosida o'rganishi va konspekt qilishi hamda asosiy maqsadni hamda masalalar echishga oid ko'nikmalarni shakillantirishlari zarur.	1-5- haftalar	88
Atomning Tomson modeli. Rezerfod tajribai. Kompton effekti	Atomning Tomson modeli. Rezerfod tajribai. Kompton effekti oid ko'rgazmalarni shakillantirish	1-5- haftalar	88
De-Broyl to'liqlari. Frank va Gerts tajribalari	Frank va Gerts tajribalarini o'rganish	6-hafta	88
Vodorod atomining Bor nazariyasi. Elektronni harakat miqdori momenti. Elektronni magnit momenti.	Vodorod atomining Bor nazariyasi. Elektronni harakat miqdori momenti. Elektronni magnit momenti o'rganish.	7-hafta	88
Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari.	Fotoeffekt qonunlari o'rganish.	8, 9 –10 haftalar	88
De-Broyl to'liqlari Shtark effekti. Shtern va Gerlax tajribasi. Xarakteristik rentgen nurlanish.	De-Broyl to'liqlarini o'rganish	11, 13- 14, 15 haftalar	5/5
Vodorod molekulas. Elektron paramagnit rezonans. Vodorod molekulas	Vodorod molekulas. Elektron paramagnit rezonansxodisasini o'rganish.	16-18 -haftalar	6/6
	Jami:		102

## 4. Reyting baholash tizimi

#### 4.1. Reyting nazorati jadvali

Nazorat turi	Reyting baholashlar			Jami	Saralash bali
	1	2	3		
JN ( 40 %) shu jumladan	40	42	42	124	68
JN (amaliy mashg'ulot)	10	10	10	30	17
JN (laboratoriya mashg'uloti)	30	32	32	94	51
ON (30 %)		45	48	93	51
YaN (30 %)				93	51
Jami:				310	170

#### KUZGI SEMESTR

№			Sentyabr				oktyabr				noyabr				dekabr				Yanvar					
			2 -6	8-13	15-20	22-27	29-4	6-11	13-18	20-25	27-1	3-8	10-15	17-22	24-29	1-6	8-13	15-20	22-27	29-3	5-10	12-17	19-24	
			18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	
1	JN 40%	Lab.																						
		Mustaqil ta’lim																						
		Amaliyot					10					10						10						30
		Mustaqil ta’lim					3					3						4						10
2	ON 30%									12								12					24	
		Mustaqil ta’lim									3							3						6
3	YaN – 30%																					30	30	
	Jami		13				28				29												30	100
	Jami Gp bo’vicha		13				30				70								3 0					100

Baho	5	4	3	2
Reyting	86-100	71-85	55-70	< 55
Fanni o'zlashtirish ko'rsatkichlari	169-196	139-167	108-137	<108

**Eslatma:** “Atom fizika” fanining o'quv hajmi 236 soatni tashkil etadi va “Fizika” bakalavriat ta'lim yo'nalishida faqat 5 semestrda o'qitiladi. Fan koeffitsienti esa 2,36 bo'ladi. Fan bo'yicha o'zlashtirishni aniqlashda talaba to'pagan bali 2,36 ga ko'paytiriladi va butungacha yaxlitlab olinadi.

#### 4.2. JNni baholash mezonlari

Termodinamika va statistik fizika fani bo'yicha joriy baholash talabani amaliy mashg'ulotlaridagi o'zlashtirishini aniqlash uchun qo'llaniladi. JN har bir amaliy mashg'ulotlarida so'rov o'tkazish, savol va javob, masalalarni mustaqil ishlash topshiriqlarini bajarish va himoya qilish kabi shakllarda amalga oshiriladi. Talabaga JN da butun ballar qo'yiladi.

#### Talabani amaliy mashg'ulotlarni o'zlashtirish darajasi quyidagi mezon asosida aniqlanadi

Baholash ko'rsatkichi	Baholash mezonlari	reyting bali
A'lo, 86-100%	Fan bo'yicha nazariy materiallarni o'zlashtirgan. Masalalarni mohiyatiga to'liq tushungan holda mustaqil echadi. Berilgan savollarga to'liq javob beradi. Auditoriyada masalalar echish jarayonida faol qatnashadi. O'quv tartib intizomiga to'liq rioya qiladi. Topshiriqlarni namunal rasmiylashtirgan.	4
Yaxshi, 71-85%	Etarli nazariy bilimga ega. Topshiriqlarni echgan. Berilgan savollarga etarli javob beradi. Masalaning mohiyatini tushunadi. O'quv tartib intizomiga to'liq rioya qiladi.	3

Qoniqarli, 55-70%	Topshiriqlarni echishga harakat qiladi. Berilgan savollarga javob berishga harakat qiladi. Masalaning mohiyatini chala tushungan. O'quv tartib intizomiga rioya qiladi.	2
Qoniqarsiz 0-54%	Talaba amaliy mashg'ulot darsi mavzusiga nazariy tifyorlanib kelmasa, mavzu bo'yicha masala, misol va savollariga javob bera olmasa, darsga sust qatnasha bilim darajasi qoniqarsiz baholanadi.	1

#### 4.3. ONni baholash

Oraliq nazorat "Atom fizika" fanining bir necha mavzularini qamrab olgan bo'limi (boblari) bo'yicha, tegishli nazariy va amaliy mashg'ulotlar o'tib bo'lingandan so'ng yozma ish (yoki test) shaklida amalga oshiriladi. ON ning maqsadi talabalarning tegishli fanning tegishli bo'limlari bo'yicha o'quv materiallarini o'zlashtirganligi yoki shu bo'limlar bo'yicha o'quv muammolarini echish ko'nikmalari va malakalari aniqlanadi. O'quv yilining 1-semestrda 2-ta ON o'tkazish rejalashtirilgan bo'lib 24 balidan iborat. ON nazorat ishlari yozma ish va test usulida o'tkazilishi nazarda tutilgan, yozma ish va test savollari ishchi o'quv dasturi asosida tayyorlanadi. ON bo'yicha olinadigan testlar fan o'qituvchisi tomonidan tayyorlanadi, zarur hollarda kafedra mudiri rahbarligida tashkil etiladi va kafedrada o'quv yilining oxirigacha saqlanadi.

#### 4.4. YaNni baholash

Yakuniy nazorat "Atom fizika" fanining barcha mavzularini qamrab olgan bo'lib, nazariy va amaliy mashg'ulotlar o'tib bo'lingandan so'ng yozma ish (yoki test sinovi) shaklida amalga oshiriladi. YaN ni o'tkazishdan maqsad talabalarning fan bo'yicha o'zlashtirish ko'rsatkichlari, ya'ni bilim darajasi yoki muammolarni echish ko'nikmalari va malakalari aniqlash hisoblanadi. YaN nazorat ishlari test usulida ham o'tkazilishi nazarda tutilgan, test savollari fan o'qituvchisi tomonidan ishchi o'quv dasturi asosida tayyorlanadi. ON va JNlarga ajratilgan ballarning 55% dan past ball to'plagan talabalar fanni o'zlashtirmagan deb hisoblanadi va YaNga kiritilmaydi. YaNni topshirish natijasida fanga ajratilgan reyting balining (100 ballik tizimda) 55 % dan past ball to'plagan talabalar o'zlashtirmagan deb hisoblanadi va o'zlashtirmagan talabalarga YaN ni qayta topshirish imkoniyati beriladi. YaN bo'yicha olinadigan yozma ish variantlari (test variantlari) fan o'qituvchisi tomonidan kafedra mudiri rahbarligida tuziladi va tegishli tartibda dekanatlarga topshiriladi.

#### Test usulida YaN ni baholash mezonlari:

YaN test shaklida ham o'tkazilishi mumkin va talabaning javoblari 30 ballik tizimda baholanadi. Bunda test savoliga 1,0 ball ajratilgan, test topshirish natijasi to'g'ri javoblar soni bilan aniqlanadi va talabaning YaN da to'plagan ballari aniqlanadi. Agar YaN dan test kompyuter dasturi asosida qabul qilinsa, test topshirish natijalari kompyuter dasturi asosida aniqlanadi va shu asosda YaN qaydnomasi rasmiylashtiriladi.

### 5.INFORMATSION-USLUBIY TA'MINOT

#### 5.1. ASOSIY ADABIYOTLAR

№	Muallif, adabiyot nomi, turi, nashriyot, yili, xajmi	Kutubxonada mavjud nusxasi
1.	Axmedova G., Mamatqulov O.B., Xolbaev I. Atom fizikasi. O'quv qo'llanma. T.: Istiqlol, 2013. - 416 b.	4
2.	Sivuxin D. V. Obhiy kurs fiziki. Ucheb. posobie: Dlya vuzov. V 5 t. T. V. Atomnaya i yadernaya fizika. M.: FIZMATLIT;Izd-vo MFTI, 2002.- 784 s.	2
3.	Yu.N.Kolmakov, Yu.A.Pekar, L.S.Lejneva, V.A.Semin, Osnovo' kvantovoy teorii i atomnoy fiziki, Ucheb. posobie, Tula, 2003. - 144 s	6
4.	Shpolskiy E.V. Atomnaya fizika, v 2 t. T.1. Vvedenie v atomnuyu fiziku. M.: Nauka, 1984. - 552 c. T.2. Osnovo' kvantovoy mexaniki i stroenie elektronnoy obolochki atoma. M.: Nauka, 1984. - 438 c.	6
5.	Nasriddinov K.R., Parsoxonov A.G', Mansurova M.Yu. "Atom fizikasi", O'quv qo'llanma, Nizomiy nomidagi Toshkent Davlat pedagogika universiteti, Toshkent- 2006, Ziyonet.uz.	1
6	Mirjalilova M.A. Fizika va elektrokaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 1-qism (O'quv qo'llanma), Toshkent, ToshDTU, 2009	10

#### 5.2. QO'SHIMCHA ADABIYOTLAR

№	Muallif, adabiyot nomi, turi, nashriyot, yili, xajmi	Kutubxonada mavjud nusxasi
1.	Kornyushkin Yu.D. Osnovo' sovremennoy fiziki (Kvantovaya mexanika, fizika atomov i molekul, fizika tverdogo tela, yadernaya fizika) Uchebnoe posobie. Sankt-Peterburg, 2005, 326 s.	2
2.	A. Anihenko, A. A. Zadernovskiy, M. M. Zverev, T. Yu. Lyubeznova, B. V. Magnitskiy, Yu. K. Fetisov.	2

	Optika i atomnaya fizika, Uchebnoe posobie, Moskva 2002, 67 s.	
3.	Polvonov S.R., Kanokov Z., Karaxodjaev A., Ruzimov Sh.M. Atom fizikasidan masalalar to'plami. O'quv qo'llanma. T.: O'zMU, 2006. - 75 b.	4
4.	Kanokov Z., Karaxodjaev A., Nariddinov K., Polvonov S.R. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O'quv qo'llanma. T.: O'zMU, 2006.-148b.	2
5.	Mateev A.N. Atomnaya fizika, M.: Vo'sshaya shkola, 1989. -	10
6.	Irodov I. E. Sbornik zadach po atomnoy i yadernoy fizike. uch. pos. M.: Atomizdat, 1971. - 216 s.	1

### **.3. TAVSIYA QILINADIGAN QO'SHIMCHA ADABIYOTLAR VA AXBOROT MANBALARI**

№	Muallif, nomi, turi, yili, hajmi, saqlanish joyi, elektron adresi	
1.	<a href="http://www.physicon.ru">www.physicon.ru</a>	
2.	<a href="http://www.cultinfo.G'fulltextG'1G'008G'077G'561G'htm">www.cultinfo.G'fulltextG'1G'008G'077G'561G'htm</a>	
3.	<a href="http://www.enG'edu.ru">www.enG'edu.ru</a>	
4.	<a href="http://G'G'www.ziynet.uzG'-O'zbekistonaxborot.ta'lim.tarmog'i">http://G'G'www.ziynet.uzG'-O'zbekistonaxborot.ta'lim.tarmog'i</a>	
5.	<a href="http://G'G'www.edu.uzG'-Oliyvaorta.maxsus.ta'lim.vazirligi.portali">http://G'G'www.edu.uzG'-Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi portali</a>	
6.	<a href="http://G'G'www.guldu.uzG'-GulistonDavlatUniversiteti.sayti">http://G'G'www.guldu.uzG'-Guliston Davlat Universiteti sayti</a>	
7.	<a href="http://G'G'www.gduportal.uzG'-GulistonDavlatUniversiteti.ichki.axborot.ta'lim.portali">http://G'G'www.gduportal.uzG'-Guliston Davlat Universiteti ichki axborot ta'lim portali</a>	

#### **Darsning xronologik xaritasi: 80 minut**

1. Darsni tashkil qilish. 2 minut.
2. Davomatni tekshirish. 2 minut.
3. Atom fizikasi fanidan o'tiladigan mavzular ishchi dasturi bilan qisqacha tanishtirish. 4 minut.
4. Atom fizikasi fanining oldingi o'rganilgan umumiy fizika kurslaridan farqi va umumiylik tomonlarini bayon qilish. 5 minut.
5. Atom fizikasi kursini o'rganishda foydalaniladigan adabiyotlar, ma'ruza matnlari bulardan foydalanish usullari. (Ma'ruza matnda har bir mavzular uchun reja, tayanch so'zlar, adabiyotlarga ko'rgazmalar, nazorat savollar keltirilganligini alohida ta'kidlash). 5 minut.
6. Yangi mavzuni bayon qilish. Atom fizikasining yaratilishi va rivojlanish bosqichlari. Atomning tarkibi, atomning asosiy xususiyatlarini bayon etish, atom fizikasi fani yutuqlarining qo'llanishi va yechimi muhim bo'lgan muammolarini bayon qilish. 55 minut.
7. O'tilgan mavzu bo'yicha savol-javoblar. 7 minut.

### **O'quv mashg'ulotida ta'lim texnologiyasi modeli**

Vaqt: 80 min. Talabalar soni: 48 ta. Ma'lumotli kirish - ma'ruzasining texnologik xaritasi

**“Atom fizikasi fanining asosiy maqsadi”** mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining

#### **TEXNOLOGIK XARITASI**

T/r	Bajariladigan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
-----	------------------------------	-------------------------	------

<b>Dars maqsadi</b> ( <i>O'quv mashg'ulot maqsadi</i> ): O'quv fani to'g'risida umumiy tasavvurlarni berish			
1. Atom fizikasidagi asosiy tushunchalar va vazifalari xaqida tushuncha beriladi.			
2. Kvant nazariyasi asoslari tushuntiriladi.			
<b>Identiv o'quv maqsadlar:</b>			
1-bosqich	1. Atom fizikasi fanining predmeti haqida malumot bera oladi.	O'qituvchi	(10 daq.)
	2. Atom fizikasi fanining boshqa fanlar bilan bog'liqligini izohlay oladi.		
	3. Atom fizikasi fanidagi asosiy tushunchalar: modda, jism va energiya haqida ma'lumot beriladi. 1.1 Mavzuning nomi, maqsad va kutilayotgan natijalarni yetkazadi. Taqdimot bo'yicha ekranga fanning tuzilmaviy-mantiqiy chizmasini chiqaradi, mavzularning o'zaro aloqasini yoritadi, ularga qisqa tavsif beradi, fan miqyosida bajariladigan uslubiy va tashkiliy ishlar xususiyatlarini tushuntiradi. Reyting-nazorat tizimi, joriy, oraliq, va yakuniy nazoratni baholash mezonlari bilan tanishtiradi. Mavzu bo'yicha asosiy tushunchalarni; mustaqil ishlash uchun adabiyotlar ro'yxatini aytadi.		
2-bosqich	1.2. Birinchi o'quv mashg'ulot mavzusi, maqsad va o'quv faoliyat natijalarini aytadi.	O'qituvchi-talaba	(20 daq.)
	1.3. Mavzuni mustahkamlash uchun savollarni beradi		
	Tinglaydilar, yozib oladilar.		
3-bosqich	2.1. Mavzu bo'yicha ma'ruza matnini tarqatadi va uning rejasi, asosiy tushunchalar bilan tanishishni taklif qiladi.	O'qituvchi-talaba	(30 daq.)
	2.3. Berilgan savollar asosida javoblar berilib umumiy xulosalar chiqariladi.		
	2.4 Talabalar bilan birga fanga taaluqli bo'lmagan va qaytariluvchi ma'lumotlarni ochib tashlaydi, muhim asosiy tushunchalarni (Pinbord) kiritadi.		
4-bosqich	Tinglaydilar, yozib oladilar <b>Asosiy tushunchalar:</b> Atom, jism, texnika, energetika, materiya, elektr, yorug'lik, to'lqin, zarra, dualizm, elektron-pozitron, vakuum, kvant mexanikasi, noaniqlik munosabatlari, statika, energiya, massa, harakat miqdori.	O'qituvchi-talaba	(10 daq.)
	<b>Dars shakli</b> ( <i>O'quv mashg'ulotining shakli</i> ): Ma'lumotli kirish - ma'ruza		
	<i>Ta'lim usullari</i> Ma'ruza minbari		
5-bosqich	<i>Ta'limni tashkillashtirish shakli</i> Jamoaviy	O'qituvchi-talaba	(10 daq.)
	<i>Ta'lim vositalari</i> Ma'ruza matni, kompyuter, namoyish vositalari, plakatlari, taqdimotlar		
	<i>Ta'lim berish sharoiti</i> Texnik vositalar bilan jihozlangan xona		
<b>Metod va usullar</b>			
Og'zaki bayon, munozara, taqdimot, muammoli savollar, blits so'rov.			
<b>Guruhda ishlash.</b> 3.1. Mavzu bo'yicha yakun yasaydi, qilingan ishlarning kelgusida kasbiy faoliyatidagi ahamiyatiga talabalar e'tiborini qaratadi.			
3.2 O'tilgan darsni mustahkamlash uchun foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati keltiriladi.			
3.3. Mustaqil ish uchun topshiriq beradi va uning baholash mezonini bilan tanishtiradi.			
O'zo'zini, o'zaro baholashni o'tkazadilar.			
1-bosqich	Topshiriqni yozadilar	O'qituvchi-talaba	(30 daq.)
	1. Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish.		
	2. Talabalarning faolligini oshirish.		
2-bosqich	3. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash.	O'qituvchi-talaba	(10 daq.)
	4. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash.		
	Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.		
<b>Mustahkamlash va baholash uchun savollar:</b>			
<i>O'quv faoliyat natijalari:</i> 1. Atom tuzilishining murakkabligi.			
2-bosqich	2. Atom fizikasi fanining tarixi haqida ma'lumot.	O'qituvchi-talaba	(10 daq.)
	3. Atom tuzilishining murakkabligini tasdiqlovchi hodisalar.		
<b>Yakuniy xulosalar chiqarish.</b>			
3-bosqich	• Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.	O'qituvchi-talaba	(10 daq.)
	• O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.		
	• O'z fikrini va guruh fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.		

**Issiqlikning nurlanishi” mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining**  
**TEXNOLOGIK XARITASI**

T r	Bajariladigan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
1-bosqich	<b>Dars maqsadi:</b> 1. Issiqlik nurlanishi xaqida tushuncha beriladi.	O'qituvchi-talaba	(10 daq.)

	2. Absolyut qora jismni tushuntiriladi.		
	3. Issiqlik nurlanishi turlarini biladi va Kirxgof qonunlari tushuntiriladi.		
	4. Issiqlik nurlanishining klassik nazariyasini xaqida tushuncha beriladi.		
	<b>Identiv o'quv maqsadlar:</b>		
	1. Jismning nur sochish va nur yutish qobiliyatini biladi; 2. Kirxgof qonunlarini biladi;		
	3. Stefan-Boltsman qonuni aytib bera oladi; 4. Vining siljish qonunlarini aytib bera oladi;		
	5. Plank formulasini keltirib chiqara oladi; 6. Jismning issiqlik nurlanishi deb nimaga		
	aytilishini biladi; 7. Absolyut qora jism to'g'risida tasavvurga ega.		
	1.1 Mavzuning nomi, maqsad va kutilayotgan natijalarni yetkazadi. Taqdimot bo'yicha		
	ekranga fanning tuzilmaviy-mantiqiy chizmasini chiqaradi, mavzularning o'zaro aloqasini		
	yoritadi, ularga qisqa tavsif beradi, fan miqyosida bajariladigan uslubiy va tashkiliy ishlar		
	xususiyatlarini tushuntiradi. Reyting-nazorat tizimi, joriy, oraliq, va yakuniy nazoratni		
	baholash mezonlari bilan tanishtiradi. Mavzu bo'yicha asosiy tushunchalarni; mustaqil		
	ishlash uchun adabiyotlar ro'yxatini aytadi.		
	1.2. Ikkinchi o'quv mashg'ulot mavzusi, maqsad va o'quv faoliyat natijalarini aytadi.		
	1.3. Mavzuni mustahkamlash uchun savollarni beradi. Tinglaydilar, yozib oladilar		
	2.1. Mavzu bo'yicha ma'ruza matnini tarqatadi va uning rejasi, asosiy tushunchalar bilan		
	tanishishni taklif qiladi.		
	2.3. Berilgan savollar asosida javoblar berilib umumiy xulosalar chiqariladi.		
	2.4 Talabalar bilan birga fanga taaluqli bo'lmagan va qaytariluvchi ma'lumotlarni ochib		
	tashlaydi, muhim asosiy tushunchalarni (Pinbord) kiritadi.		
	Tinglaydilar, yozib oladilar. <b>Asosiy tushunchalar:</b> Issiqlik nurlanishi, absolyut qora jism,		
	Stefan-Bolsman qonuni, Vinning siljish qonuni, Reley-Jins formulasi, Plank formulasi	O'qituvchi-	(10
2-bosqich	<b>Dars shakli</b> ( <i>O'quv mashg'ulotining shakli</i> ): - ma'ruza	talaba	daq.)
	<i>Ta'lim usullari</i> Ma'ruza minbari		
	<i>Ta'limni tashkillashtirish shakli</i> Jamoaviy		
	<i>Ta'lim vositalari</i> Ma'ruza matni, kompyuter, namoyish vositalari, plakatlar, taqdimotlar		
	<i>Ta'lim berish sharoiti</i> Texnik vositalar bilan jihozlangan xona		
	<i>Monitoring va baholash</i> Tezkor - so'rov.		
	<b>Metod va usullar</b>		
	Og'zaki bayon, munozara, taqdimot, muammoli savollar, blits so'rov		
	<b>Guruhda ishlash.</b> 3.1. Mavzu bo'yicha yakun yasaydi, qilingan ishlarning kelgusida		
	kasbiy faoliyatidagi ahamiyatiga talabalar e'tiborini qaratadi.		
	3.2 O'tilgan darsni mustahkamlash uchun foydaniilgan adabiyotlar ro'yxati keltiriladi.		
	3.3. Mustaqil ish uchun topshiriq beradi va uning baholash mezoni bilan tanishtiradi.		
	3.4. O'zo'zini, o'zaro baholashni o'tkazadilar. Topshiriqni yozadilar		
3-bosqich	5. Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish.	O'qituvchi-	(30
	6. Talabalarining faolligini oshirish.	talaba	daq.)
	7. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash.		
	Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash. Savol		
	berishga va unga javob berishga o'rganish.		
	O'quv faoliyat natijalari: <b>Mustahkamlash va baholash uchun savollar</b>		
	Nurlanishning qanday turlarini bilasiz?		
	Qanday qilib issiqlik nurlanishi yuzaga keladi?		
	Jismning issiqlik nurlanishi deb nimaga aytiladi?		
4-bosqich	Jismlarni nur chiqarish va nur yutish qobiliyati deb nimaga aytiladi?	O'qituvchi-	(20
	Absolyut qora jism deb nimaga aytiladi?	talaba	daq.)
	Kirxgof qonunini ta'rifini ayting.		
	Kirxgof qonunining fan va texnikada ishlatilishini aytib bering.		
	Qanday qilib issiqlik nurlanishi yuzaga keladi?		
	<b>Yakuniy xulosalar chiqarish.</b>		
5-bosqich	• Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.	O'qituvchi-	(10
	• O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.	talaba	daq.)
	• O'z fikrini va guruh fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.		

**“Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari”** mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining  
**TEKNOLOGIK XARITASI**

Vaqt: 80 min. Talabalar soni: 48 ta

Ma'lumotli kirish - ma'ruzasining texnologik xaritasi

Ish Faoliyat mazmuni bosqichlari va vaqti ta'lim beruvchi ta'lim oluvchilar

T/r	Bajariladagan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
	<p>O'quv mashg'ulotiga kirish</p> <p>1.1 Mavzuning nomi, maqsad va kutilayotgan natijalarni yetkazadi. Taqdimot bo'yicha ekranga fanning tuzilmaviy-mantiqiy chizmasini chiqaradi, mavzularning o'zaro aloqasini yoritadi, ularga qisqa tavsif beradi, fan miqyosida bajariladigan uslubiy va tashkiliy ishlar xususiyatlarini tushuntiradi. Reyting-nazorat tizimi, joriy, oraliq, va yakuniy nazoratni baholash mezonlari bilan tanishtiradi. Mavzu bo'yicha asosiy tushunchalarni; mustaqil ishlash uchun adabiyotlar ro'yxatini aytadi.</p> <p>1.2. Uchinchi o'quv mashg'ulot mavzusi, maqsad va o'quv faoliyat natijalarini aytadi.</p> <p>1.3. Mavzuni mustahkamlash uchun savollarni beradi. Tinglaydilar. Yozib oladilar.</p> <p><b>Dars maqsadi:</b></p> <p>1. Talabalarga elektromagnit to'lqinlarning korpuskulyar xususiyatlari haqida tushuncha beriladi. <i>O'quv mashg'ulot maqsadi:</i> O'quv fani to'g'risida umumiy tasavvurlarni berish</p>		
1-bosqich	<p><b>Identiv o'quv maqsadlar:</b></p> <p>1. Fotoeffekt haqida umumiy tushunchaga ega. 2. Eynshteyn formulasini yoza oladi.</p> <p>3. Elektronlarning metallardan chiqish ishini aniqlash formulasini biladi. 4. Eynshteyn formulasini yoza oladi. 5. Elektronlarning metallardan chiqish ishini aniqlash formulasini biladi. <i>Pedagogik vazifalar:</i></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Anod nurlari.</li> <li>- Fotoeffekt hodisasi.</li> <li>- Fotoeffekt hodisasini tasdiqlovchi tajribalar.</li> <li>- Fotoeffektning Eynshteyn nazariyasi.</li> <li>- Fotoeffekt hodisasi.</li> <li>- Kompton effekt.</li> </ul> <p>2.1. Mavzu bo'yicha ma'ruza matnini tarqatadi va uning rejasi, asosiy tushunchalar bilan tanishishni taklif qiladi. 2.3. Berilgan savollar asosida javoblar berilib umumiy xulosalar chiqariladi. 2.4 Talabalar bilan birga fanga taluqli bo'lmagan va qaytariluvchi ma'lumotlarni ochib tashlaydi, muhim asosiy tushunchalarni (Pinbord) kiritadi. Tinglaydilar, yoziboladilar.</p> <p><b>Asosiy tushunchalar:</b> Kvant, mikrozarra, nisbiylik nazariyasida, relyativistik, relyativistik bo'lmagan, chegaraviy mezon, Plank doimiysi, koordinata, impuls, harakat miqdori momenti, aniqaslik munosabati, fotoeffekt, foton, elektron, fotoelement, fotoeffektning qizil chegarasi, elektron emissiya, dinod, energiya va impulsning saqlanish qonuni, absolyut qora jism, qaytarish koeffitsienti.</p> <p><i>O'quv mashg'ulotining shakli.</i> Ma'lumotli kirish - ma'ruza.</p> <p><i>Ta'lim vositalari</i> Ma'ruza matni, kompyuter</p> <p><i>Ta'lim usullari</i> Ma'ruza minbari, Demonstratsion qurilma, komp'yuter va taqdimot</p> <p><b>Metod va usullar</b> <i>Ta'limni tashkillashtirish shakli</i> Jamoaviy</p> <p><i>Ta'lim berish sharoiti</i> Texnik vositalar bilan jihozlangan xona</p> <p>Monitoring va baholash Tezkor - so'rov. Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish. Talabalarning faolligini oshirish. Suhbat, muloqat va munozara. <i>O'quv mashg'ulotining tuzilishi</i></p> <p>1. O'quv kursi va mashg'ulot mavzusiga kirish</p> <p>2. Bilimlarni faollashtirish - aqliy hujum</p> <p>3. Ma'ruza matnini tarqatish</p> <p>4. Asosiy atamalarni aniqlash-pinbord.</p> <p>3.1. Mavzu bo'yicha yakun yasaydi, qilingan ishlarning kelgusida kasbiy faoliyatidagi ahamiyatiga talabalar e'tiborini qaratadi.</p> <p>3.2 O'tilgan darsni mustahkamlash uchun foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati keltiriladi.</p> <p>3.3. Mustaqil ish uchun topshiriq beradi va uning baholash mezonlari bilan tanishtiradi.</p> <p>O'zo'zini, o'zaro baho-lashni o'tkazadilar.</p> <p>Topshiriqni yozadilar. Talabalar bilimini faollashtirish uchun tezkor savollar</p>	O'qituvchi talaba	(10 daq.)
2-bosqich	<p>1. Fotoeffekt hodisasi qanday kashf etildi?</p> <p>2. Fotoeffekt hodisasini tasdiqlovchi qanday tajribalar bor?</p> <p>3. Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi qanday bo'ladi?</p> <p>4. Stoletoy tajribalari ?</p> <p>5. Fotoeffekt hodisasidan qayerlarda foydalanish mumkin?</p> <p>6. Kompton effekt fotoeffektdan qanday farq qiladi?</p> <p><b>G uruhda ishlash</b></p> <p>1. Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish.</p> <p>2. Talabalarining faolligini oshirish.</p> <p>3. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash.</p> <p>4. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash.</p>	O'qituvchi talaba	(40 daq.)
3-bosqich	<p>1. Fotoeffekt hodisasi qanday kashf etildi?</p> <p>2. Fotoeffekt hodisasini tasdiqlovchi qanday tajribalar bor?</p> <p>3. Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi qanday bo'ladi?</p> <p>4. Stoletoy tajribalari ?</p> <p>5. Fotoeffekt hodisasidan qayerlarda foydalanish mumkin?</p> <p>6. Kompton effekt fotoeffektdan qanday farq qiladi?</p> <p><b>G uruhda ishlash</b></p> <p>1. Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish.</p> <p>2. Talabalarining faolligini oshirish.</p> <p>3. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash.</p> <p>4. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash.</p>	O'qituvchi talaba	(10 daq.)



5.Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.

**Mustahkamlash va baholash uchun savollar:**

*O'quv faoliyat natijalari:* 1. Atom tuzilishining murakkabligi.

2. Atom fizikasi fanining tarixi haqida ma'lumot.

3. Atom tuzilishining murakkabligini tasdiqlovchi hodisalar.

Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash.Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash.Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.O'z fikrini va guruh fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.

4-bosqich

1. Anod nurlari.

2. Qizdirilgan metallar o'zlaridan elektronlar chiqaradi.

3. Fotoeffekt hodisasining kashf etilishi.

4. Fotoeffekt hodisasini tasdiqlovchi tajribalar.

5. Fotoeffektning Eynshteyn nazariyasi.

6. Stoletov tajribalari.

7. Fotoeffekt hodisasidan foydalanish.

8. Kompton effekt

**Yakuniy xulosalar chiqarish.**

5-bosqich

- Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.

- O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.

- O'z fikrini va guruh fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.

O'qituvchi-  
talaba

(10  
daq.)

O'qituvchi-  
talaba

(10  
daq.)

**Zarralar va to'liqlar" mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining  
TEKNOLOGIK XARITASI**

T/r	Bajariladagan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
1- bosqich	<p><b>Dars maqsadi:</b></p> <p>1. Talabalarni to'liqlar va zarrachalar xususiyati to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va De-Broyl to'liqlari haqidada tushuncha berish.</p> <p><b>Identiv o'quv maqsadlari:</b></p> <p>1. De-Broyl gipotezasini biladi.</p> <p>2. To'liqlarning guruhii va fazaviy tezliklarini farqlaydi.</p> <p>3. Devis-Jermer va Tomson-Tartakovskiy tajribalarining mohiyatini biladi.</p> <p><b>Asosiy tushunchalar</b></p> <p>Foton, foton impulsi, kinetik energiya, nisbiylik nazariyasi, zarrachaning chastotasi, to'liqlar soni, guruhii, fazaviy tezliklar, dispersiya, kristall, elektron, Vulf-Breg qonuni, Rentgen nurlari, yorug'likning tushishi va qaytish qonuni, ehtimollik,elektronlar difraktsiyasi, mikrozarralar, noaniqlik munosabati.</p> <p><b>Dars shakli</b></p> <p>Ma'ruza-suhbat va o'zaro muloqat qilish asosida dars o'tish.</p> <p><b>Vositalar</b></p> <p>Maruza matni, majmua, plakatlar, multimediya vasitalari</p> <p><b>Metod va usullar</b></p> <p>Muommoni qo'yish va uni suhbat asosida tushuntirish</p> <p><b>Guruhda ishlash</b></p> <p>Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish.</p> <p>Talabalarning faolligini oshirish.</p> <p>Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash.</p> <p>Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash.</p> <p>Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.</p>	O'qituvchi	
2- bosqich	<p><b>Mustahkamlash va baholash uchun savollar:</b></p> <p>1. Berilgan muhitda elektron yorug'lik tezligidan katta tezlik bilan harakatlana oladimi?</p> <p>2. Elektron va protonning tinchlikdagi massasini aniqlang.</p>	O'qituvchi i talaba	
3- bosqich		O'qituvchi i talaba	
4- bosqich		O'qituvchi i talaba	

5- bosqich		<b>Yakuniy xulosalar chiqarish</b> <ul style="list-style-type: none"><li>Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.</li><li>O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.</li><li>O'z fikrini va guruhg' fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.</li></ul>	O'qituvchi talaba
<b>“Vodorod atomining Bor nazariyasi”</b> mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining TEXNOLOGIK XARITASI			
T/r	<b>Bajariladagan ishlar mazmuni</b>	<b>Amalga oshiruvchi shaxs</b>	<b>Izoh</b>
1- bosqich	<b>Dars maqsadi:</b> 1. Talabalarga atom tuzilishi, atomning planetar modeli va uning kamchiligi haqida tushuncha berish. <b>Identiv o'quv maqsadlar:</b> 1. Atom tuzilishini biladi. 2.Vodorod atom spektridagi qonuniyatlarini formulasini biladi. 3.Tomson atom modeli kamchiliklarini biladi. 4.Rezerford tajribalarini nima maqsadda o'tkazilganligini biladi. 5 Kombinatsion printsip va. Bor postulatlarini izohlay oladi 6.Frank va Gerts tajribalarini mohiyatini tushunadi.	O'qituvchi	
2- bosqich	<b>Dars shakli</b> Ma'ruza <b>Vositalar</b> Demonstratsion qurilmalar, taqdimot va komp'yuter <b>Metod va usullar</b> Suhbat, munozara va tushuntirish <b>Guruhda ishlash</b> 8. Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish. 9. Talabalarining faolligini oshirish. 10. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash. 11. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash. Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.	O'qituvchi Talaba	
3- bosqich	<b>Mustahkamlash va baholash uchun savollar:</b> 1.Berilgan muhitda elektron yorug'lik tezligidan katta tezlik bilan harakatlana oladimi? 2. Elektron va protonning tinchlikdagi massasini aniqlang.		
4- bosqich	<b>Yakuniy xulosalar chiqarish.</b> <ul style="list-style-type: none"><li>Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.</li><li>O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.</li><li>O'z fikrini va guruh fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.</li></ul>	O'qituvchi Talaba	
5- bosqich			

**“Bir elektronli atomlar”** mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining  
TEXNOLOGIK XARITASI

TG'r	Bajariladagan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
	<b>Dars maqsadi:</b> Talabalarni <b>Bir elektronli atomlar</b> to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va elektron spini hamda elektronning xususiy magnit momenti haqidada tushuncha berish. <b>Identiv o'quv maqsadlari:</b> 1. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlarini biladi. 2. Bor magnetoni formulasini yoza oladi. 3. Shtern-Gerlax tajribasini aytib bera oladi. 4. Ulenbek-Gudsmi gipotezasi biladi. 5. Elektron spini formulasini yoza oladi. 6. Elektronning xususiy magnit momentini aytib bera oladi. <b>Asosiy tushunchalar</b> Harakat miqdori momenti, kvantlanish, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. gidromagnit, magnitomexanik, spini. <b>Dars shakli</b> Ma'ruza-suhbat va o'zaro muloqat qilish asosida dars o'tish. <b>Vositalar</b> Maruza matni, majmua, plakatlar, multimediya vasitalari <b>Metod va usullar</b> Muommoni qo'yish va uni suhbat asosida tushuntirish <b>Guruhda ishlash</b> Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish. Talabalarining faolligini oshirish. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash. Savol berishga va unga javob berishga o'rganish. <b>Mustahkamlash va baholash uchun savollar:</b> 1. Orbital kvant soni nima? 2. Orbital magnit momenti nima? 3. Elektron spini nimaga teng? 4. Shtern-Gerlax tajribasini izohlang. <b>Yakuniy xulosalar chiqarish</b> <ul style="list-style-type: none"> <li>Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.</li> <li>O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.</li> <li>O'z fikrini va guruh fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.</li> </ul>	O'qituvchi	
1-bosqich			
2-bosqich		O'qituvchi talaba	
3-bosqich		O'qituvchi	
4-bosqich		O'qituvchi talaba	
5-bosqich			

**Ko'p elektronli atomlar”** mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining  
TEXNOLOGIK XARITASI

TG'r	Bajariladagan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
	<b>Dars maqsadi:</b> Talabalarni <b>Murakkab atomlar</b> to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va umumiy tushuncha berish. <b>Identiv o'quv maqsadlari:</b> 1. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlarini biladi. 2. Bor magnetoni formulasini yoza oladi. 3. Shtern-Gerlax tajribasini aytib bera oladi. 4. Ulenbek-Gudsmi gipotezasi biladi. 5. Elektron spini formulasini yoza oladi. 6. Elektronning xususiy magnit momentini aytib bera oladi.	O'qituvchi	
1-bosqich			

**Asosiy tushunchalar**

Harakat miqdori momenti, kvantlanish, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. gidromagnit, magnitomexanik, spini.

**Dars shakli**

**2-bosqich** Ma'ruza-suhbat va o'zaro muloqat qilish asosida dars o'tish.

O'qituvchi talaba

**Vositalar**

Maruza matni, majmua, plakatlar, multimediya vasitalari

**Metod va usullar**

Muommoni qo'yish va uni suhbat asosida tushuntirish

**Guruhda ishlash**

**3-bosqich** Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish. Talabalarining faolligini oshirish. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash. Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.

O'qituvchi

**Mustahkamlash va baholash uchun savollar:**

**4-bosqich** 1. Atomning nozik strukturasi nima?  
2. Atom spektr chiziqlarining tabiati qanday tushuntiriladi?  
3. Termlarning multipletligi qanday tushuntiriladi?  
4. Pauli printsiplari nima tushuntiradi?  
5. Murakkab atomlarning elektron qobig'i qanday tushuntiriladi?  
6. Mendeleev davriy sistemasiga joylashgan elementlarni qanday tushuntiriladi?

O'qituvchi talaba

**Yakuniy xulosalar chiqarish**

**5-bosqich**

- Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.
- O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.
- O'z fikrini va guruh' fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.

## Atom tashqi magnit maydoni va elektr maydonida " mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining TEKNOLOGIK XARITASI

TG'r	Bajariladigan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
<b>1-bosqich</b>	<b>Dars maqsadi:</b> Talabalarining Atomning tashqi magnit maydoni va elektr maydonida to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va umumiy tushuncha berish. <b>Identiv o'quv maqsadlari:</b> 1. Zeemanning normal effektini tabiatini aytib bera oladi. 2. Zeemanning normal va anomal effekti formulasini yoza oladi. 3. Paschen-Bak effektini biladi. 4. Stark effektining formulasini biladi.	O'qituvchi	
<b>2-bosqich</b>	<b>Asosiy tushunchalar</b> Harakat miqdori momenti, kvantlanish, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. gidromagnit, magnitomexanik, spini. <b>Dars shakli</b> Ma'ruza-suhbat va o'zaro muloqat qilish asosida dars o'tish. <b>Vositalar</b> Maruza matni, majmua, plakatlar, multimediya vasitalari <b>Metod va usullar</b> Muommoni qo'yish va uni suhbat asosida tushuntirish <b>Guruhda ishlash</b>	O'qituvchi talaba	
<b>3-bosqich</b>	Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish. Talabalarining faolligini oshirish. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash. Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.	O'qituvchi	

### Mustahkamlash va baholash uchun savollar:

4-bosqich	1. Pauli printsipi nimani tushuntiradi?	O'qituvchi talaba
	2. Murakkab atomlarning elektron qobig'i qanday tushuntiriladi?	
	3. Mendeleev davriy sistemasiga joylashgan elementlarni qanday tushuntiriladi?	
5-bosqich	<b>Yakuniy xulosalar chiqarish</b>	
	• Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.	
	• O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.	
	• O'z fikrini va guruh' fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.	

### “Molekulalar» mavzusi bo'yicha nazariy (ma'ruza) mashg'ulotining TEXNOLOGIK XARITASI

TG'r	Bajariladigan ishlar mazmuni	Amalga oshiruvchi shaxs	Izoh
1-bosqich	<b>Dars maqsadi:</b> Talabalaritng <b>Molekulalar</b> to'g'risidagi fikr doiralarini kengaytirish va umumiy tushuncha berish.	O'qituvchi	
	<b>Identiv o'quv maqsadlari:</b> 1.		
2-bosqich	<b>Asosiy tushunchalar</b> Harakat miqdori momenti, kvantlanish, orbital kvant soni, manit kvant soni, aynish darajasi, orbital harakat miqdori, orbital magnit momenti. gidromagnit, magnitomexanik, spini.	O'qituvchi talaba	
	<b>Dars shakli</b> Ma'ruza-suhbat va o'zaro muloqat qilish asosida dars o'tish.		
	<b>Vositalar</b> Maruza matni, majmua, plakatlari, multimediyasi vasitalari		
	<b>Metod va usullar</b> Muommoni qo'yish va uni suhbat asosida tushuntirish		
3-bosqich	<b>Guruhda ishlash</b> Mavzuni qisqa vaqt ichida talabalar tomonidan o'zlashtirishini yo'lga qo'yish.	O'qituvchi	
	Talabalarning faolligini oshirish. Bir mashg'ulot davomida ko'pchilik talabalarni baholash. Talabalar tomonidan yozma axborotni mustaqil o'rganish uni xotirada saqlash. Savol berishga va unga javob berishga o'rganish.		
4-bosqich	<b>Mustahkamlash va baholash uchun savollar:</b> 1. Vodorod atomining asosiy holatdagi energiyasi necha eV ga teng? 2. Vodorod atomi qanday spektral seriyalar qabul qiladi?	O'qituvchi talaba	
	<b>Yakuniy xulosalar chiqarish</b>		
5-bosqich	• Talaba matn bilan darslikdan mustaqil ishlashni o'rganadi.		
	• O'z fikrini ravon bayon qilaoladi.		
	• O'z fikrini va guruh' fikrini tahlil qilib bir echimga keladi.		