

**S.S. Ibragimov, M.S. Mirzayev**

# **FIZPRAKTIKUM (ATOM FIZIKASI)**

**O'quv qo'llanma**

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

**S.S.Ibragimov, M.S.Mirzayev**  
**FIZPRAKTIKUM**  
**(ATOM FIZIKA)**

**60530900 – Fizika**

**sohalarning barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun**  
**(o'quv qo'llanma)**

**“Durdona” nashriyoti**  
**Buxoro - 2023**

UO'K 539.1(075.8)

22.38ya73

I-14

Ibragimov, S.S.

Fizpraktikum (atom fizikasi) [Matn] : o'quv qo'llanma / S.S. Ibragimov, M.S.

Mirzayev, Buxoro: Sadridin Salim Buxoriy, 2023.-112 b.

I. Mirzayev, M.S.

**KBK 22.38ya73**

Mazkur o'quv qo'llanma fizpraktikum (atom fizikasi) kursi bo'yicha mavjud amaliy darsliklardan farqli holda, ushbu o'quv qo'llanma zamonaviy tajriba jihozlari bilan ta'minlangan ishlarning mazmun mohiyati aks ettirilgan va 60530900-Fizika ta'lim yo'nalishlari bakalavr talabalarning bajarishi uchun mo'ljallangan maxsus tajriba ishlari ham keltirilgan. O'quv qo'llanma 60530900-Fizika bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun fizpraktikum (atom fizikasi) fani o'quv dasturiga asosan laboratoriya ishlariga bo'lingan. Har bir laboratoriya ishiga tegishli bo'lgan formulalar va fizpraktikum (atom fizikasi) fani asosiy qonuniyatlarining mazmuni keltirilgan. Ushbu o'quv qo'llanma Fizika bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun mo'ljallangan.

### **Taqrizchilar:**

**O.S. Komilov**

BuxMTI Energetika fakulteti  
fizika kafedrasida dotsenti

**Q.S. Saidov**

Buxoro davlat universiteti Fizika  
kafedrasida fizika-matematika  
fani nomzodi dotsent.

**O'quv qo'llanma Buxoro davlat universitetining 2023-yil 27-iyundagi 354-sonli buyrug'iga asosan nashr etishga ruxsat berilgan. Ro'yxatga olish raqami 354-55.**

**ISBN 978-9910-9797-1-1**

## **ANNOTATSIYA**

Ushbu o'quv qo'llanma oily ta'lim muassasalarining "60530900-Fizika" ta'lim yo'nalishlari bo'yicha tahsil olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. O'quv qo'llanmada xalqaro andozalar hamda yetakchi xorijiy oily ta'lim tashkilotlarida qo'llayotgan namunaviy dasturlar va adabiyotlar asosida "Fizpraktikum (Atom fizikasi)" fanidan tajriba mashg'ulotlarini bajarish tartibi batafsil bayon etilgan. Fanni o'qitishdan maqsad Respublikada texnik soha mutaxassislarining chuqur bilimli va yuqori sahohiyatli, keng fikrlovchi, xorijiy hamkasblari bilan raqobatlashsa oladigan yetuk mutaxassis bo'lishini taminlashdan iborat.

## **АННОТАЦИЯ**

Данное учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений обучающихся по направлениям сферы обучения "60530900-Fizika". В учебном пособии подробно описан порядок проведения экспериментальных занятий по предмету "Физпрактикум (Атомная физика)" на основе международных стандартов, а также типовых программ и литературы, используемых в ведущих зарубежных образовательных организациях. Целью преподавание данного предмета является подготовка высококвалифицированных, инженерно-технических кадров конкурентоспособных зарубежным специалистам.

## **ANNOTATION**

This educational handbook is intended for students of higher educational institutions studying in all areas of the study field "60530900- Physics". The educational handbook describes in detail the procedure for conducting experimental laboratory exercises on "Physical Practicum (Atomic Physics)" on the basis of international standards, as well as standard programs and literature used in leading foreign educational organizations. The purpose of teaching this subject is to train highly qualified engineering and technical personnel who are competitively capable of foreign specialists.

## KIRISH

Fizpraktikum (Atom fizikasi) kursi bo'yicha mavjud amaliy darsliklardan farqli holda, ushbu o'quv qo'llanma zamonaviy tajriba jihozlari bilan ta'minlangan ishlarning mazmun mohiyati aks ettirilgan va 60530900-Fizika ta'lim yo'nalishlari bakalavr talabalarning bajarishi uchun mo'ljallangan maxsus tajriba ishlari ham keltirilgan. Bu ishlarni bajaruvchi bo'lajak muhandis-texnologlar, turli texnologik jarayonlarni xarakterlovchi fizik kattaliklar orasidagi bog'lanishlarni ham sifat, ham miqdor jihatdan aniqlash imkoniyatiga ega bo'ladilar.

Bizning fikrimizcha, bundan quyidagi uch asosiy maqsadga erishish mumkin:

- zerikarli matematik hisoblashlardan talabani ozod etish,
- uning vaqtini tejash,
- topilayotgan fizpraktikum (atom fizikasi) kattalikni yuqori aniqlikda hisoblab, yo'l qo'yiladigan xatoliklarni kamaytirish,
- talabalarni kompyuter bo'yicha olgan nazariy bilimlarini qo'llash borasida ularda amaliy ko'nikmalar hosil qilishdan iboratdir.

Ishlab chiqarish usullari va texnologiyasi, foydalanilayotgan asbob-uskunalar muntazam ravishda takomillashib va yangilanib bormoqda. Eng muhimi, muhandis-texnik va boshqa mutaxassislariga qo'yiladigan talablar sifat jihatdan o'zgarmoqda. Mutlaqo shubhasiz, hozirgi zamonda oily o'quv yurtlarining ta'lim jarayonida yetarlicha keng va chuqur fundamental tayyorgarlik, shuningdek, mustaqil tadqiqot ishlari malakasini olgan bitiruvchilarigina tez yo'l topa bilishlari va muvaffaqiyatli ishlay olishlari mumkin. Bulardan kelib chiqqan holda oliy texnika o'quv yurtlarida fizpraktikum (atom fizikasi) kursining roli va vazifalarini quydagi shaklda ifodalash mumkin:

a) Fizpraktikum (Atom fizikasi)ni o'rganish bitiruvchilarning fundamental tayyorgarligini shakllantirishda va ularda ilmiy dunyoqarashni hosil qilish muhim rol uynaydi.

b) Fizpraktikum (Atom fizikasi) ko'pchilik tabiiy fanlar uchun tayanch fandır.

c) Hozirgi zamon ishlab chiqarishi ixtiyoriy tarmog'ining rivojlanish yo'li fizika bilan nihoyatda chambarchas qo'shilib ketadi. Shuning uchun har qanday ixtisos muhandisi o'zining ishlab chiqarish faoliyatida ilmiy- texnikaviy inqilob yutuqlarini faol va ish ko'zini bilgan holda tadbiq eta olish darajasida fizikani egallash lozim.

Laboratoriya qurilmalari O'zbekiston Respublikasi Prezidenti qaroriga asosan Germaniyaning "LD Didactic GmbH" ishlab chiqarish korxonasida ishlab chiqilgan va O'zbekiston Oliy ta'lim muassalariga yetkazilgan. Ushbu tajriba ishlari Buxoro davlat universiteti "Geliofizika va qayta tiklanuvchi enrgiya manbalari" kafedrasining o'quv jarayonlarida tadbiq etilmoqda va atom fizika faning barcha bo'limlarini o'ziga qamragan holda o'quv jarayoniga qo'llanilmoqda.

## **TAJIRIBA MASHG'ULOTLARI VA ULARNI TASHKIL QILISH USULLARI**

Tajriba mashg'ulotlari nazariya va amaliyotni bog'lovchi, ularning birligini ta'minlovchi asosiy omil bo'lib, talabalarning bilimlarini mustahkamlash bilan bir qatorda o'lchov asboblari bilan ishlash va tajriba o'tkaza bilish ko'nikmalarini shakllantirishda va rivojlantirishda katta ahamiyat kasb etadi. Oliy o'quv yurtlarida o'tkaziladigan tajriba mashg'ulotlarini uch usulda tashkil qilish mumkin: umumiy, aralash va siklli.

**Umumiy usul.** Har bir talaba ma'ruzada o'tilgan mavzuga talluqli muayyan bir ishni bajarish imkoniyatiga ega bo'ladi. Ushbu usul darsni tashkil qilish va o'tkazishni, dars davomida talabalarning faoliyatini boshqarib borishni yengillashtiradi. Umumiy usul tajribada bir xil qurilmalardan bir nechtasi bo'lganda tajriba xonalarining kengaytirilishi va barcha talabalarning bir xil mazmunli va bir tarkibdagi vazifalarni bajara olishiga sharoit tug'dirilishini talab qiladi. Bundan tashqari tajriba ishlarining bir xilligi, qiyin o'zlashtiradigan talabalarning fikrlash qobiliyatini chegaralaydi.

**Aralash usul.** Har bir talaba ma'ruzada o'tilgan yoki o'tilmaganidan qat'iy nazar alohida-alohida tajriba ishlarini bajaradi. Bu ishlarining mazmuni ham, bajarish usuli ham turlicha. Tajriba va ma'ruzada mavzularining bir-biri bilan mos kelmasligi talabalarning tegishli adabiyot bilan mustaqil ishlashga o'rgatadi, fikrlash jarayonlarini aktivlashtiradi.

**Siklli usul.** Bu usulda esa amaliyotga kiritilgan laboratoriya ishlari, umumiy fizika kursining ma'lum bilimlari asosida yoki biron-bir fizik kattalikning turli o'lchash usullarini umumlashtirish yo'li bilan birlashtirilib tashkil qilinadi. Tajriba ishlarining yoki ma'ruza mashg'ulotining matnini moslashtirish tajriba ishlarini birlashtirishda unumli variantlarni qo'llash imkonini beradi. Yuqorida bayon etilgan usullarni tahlil qilish texnika oliy o'quv yurtlarida fizikadan o'tkazilgan tajriba mashg'ulotlarini siklli usulda olib borish maqsadga muvofiqligini ko'rsatadi.

## O'LCHASH XATOLIKLARI HAQIDA TUSHUNCHA

Biz qo'llayotgan o'lchov asboblari va sezgi organlarimizning uncha yaxshi takomillashmagani tufayli har qanday o'lchash natijalari ma'lum bir darajadagina aniqlikka ega bo'ladi. Shuning uchun ham, o'lchash natijalari bizga o'lchanayotgan kattalikning haqiqiy qiymatini emas, taqribiy qiymatigina beradi. O'lchashni o'lchov birligining qanday eng kichik ulushigacha ishonchli bajarish mumkin bo'lsa, ana shu o'lchash natijasining aniqlik darajasi bo'ladi. O'lchash aniqligining darajasi bu o'lchashda ishlatilayotgan asboblarga, o'lchashning umumiy usullariga bog'liq bo'ladi: biron muayyan sharoitda erishilishi mumkin bo'lgan aniqlikdan ham aniqroq natijalar olish uchun urinish vaqtni bekorga sarflash demakdir. Odatda, o'lchanayotgan kattalikning 0,1 prosentigacha aniqlik bilan kifoyalansa bo'ladi. Eng oxirgi natijaning aniqligini oshirish uchun har qanday fizik o'lchashni bir martagina emas, balki tajriba o'tkazayotgan sharoitni o'zgartirmay turib, bir necha marta takrorlash lozim. Haqiqatdan ham biz o'lchashda va sanoqda hamma vaqt ozmi, ko'pmi xatolik qilamiz. Bu xatoliklar ikki sababga ko'ra yuz berishi mumkinligidan, ular ikki guruhga: hamma vaqt bo'ladigan (sistemali) va tasodifiy xatoliklarga bo'linadi.

Sistemali xatoliklar o'lchov asboblarining buzuqligi, o'lchash usulining noto'g'riligini yoki kuzatuvchining biror xatolik qilib qo'yishi natijasida yuz beradi. Ma'lumki, o'lchashni bir necha marta takrorlash, baribir bu xatoliklar ta'sirini kamaytirmaydi. Bu xatoliklarni yo'qotish uchun, o'lchash usuliga tanqidiy ko'z bilan qaray bilish, asboblarga aniq qarab turish va ish bajarishni amalda yaratilgan qoidalarga qattiq rioya qilish kerak.

Tasodifiy xatoliklar esa tajriba o'tkazuvchi har qanday kishining sanoq vaqtida mutlaqo ixtiyorsiz qilib qo'yishi mumkin bo'lgan xatoliki natijasida vujudga keladi. Bu xatoliklarga sezgi organlarimizning uncha yaxshi takomillashmaganligini va o'lchash vaqtida yuz beradigan (oldindan e'tiborga olinishi mumkin bo'lmagan) boshqa ko'pgina hollar sabab bo'ladi. Tasodifiy xatoliklar ehtimollar nazariyasining qonunlariga bo'ysinadi, Demak, biror kattalikni bir marta o'lchanganda olingan natija shu kattalikni haqiqiy qiymatidan



katta bo'lib qolsa, u holda bu kattalikni keyingi o'lchashlardan birining natijasi, ehtimol haqiqiy qiymatda kichik bo'lib chiqishi mumkin. Bunday holda ayni bir kattalikni bir necha marta o'lchash natijasida tasodifiy xatoliklarning kamayishi mutlaqo ravshan, chunki haqiqiy qiymatdan bir tomonga chetlanishlardan ko'proq bo'lishining ehtimoli ortiq emas. Shuning uchun ham, juda ko'p o'lchash natijalarining o'rtacha arifmetik qiymati, o'lchash natijalarining har qaysisidan ko'ra, o'lchanayotgan kattalikning haqiqiy qiymatiga yaqinroq bo'ladi. Faraz qilaylik, ayrim kattaliklarni o'lchash talab etilsin:

Ayrim o'lchashlarning natijalari  $N_1, N_2, N_3, \dots, N_n$  bo'lsin,  $n$  - alohida o'lchashlar soni. U holda bu natijalarning o'rtacha arifmetik qiymati:

$$\bar{N} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n}{n} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n N_n \quad (1)$$

Bu miqdor o'lchanayotgan kattalikning haqiqiy qiymatiga eng yaqin bo'ladi. Har biri alohida o'lchashlarning bu o'rtacha qiymatidan farqi, ya'ni:

$$|\bar{N} - N_1| = \Delta N_1$$

$$|\bar{N} - N_2| = \Delta N_2$$

$$|\bar{N} - N_3| = \Delta N_3$$

.....

$$|\bar{N} - N_n| = \Delta N_n$$

alohida o'lchashlarning absolyut xatolik deyiladi. Bu xatoliklarning ishorasi har xil bo'ladi. Ular musbat, hamda manfiy bo'lishlari mumkin. O'rtacha absolyut xatolikni hisoblash uchun, ayrim xatoliklar son qiymatlarining o'rtacha arifmetik qiymati olinadi.

$$\Delta \bar{N} = \frac{\Delta N_1 + \Delta N_2 + \Delta N_3 + \dots + \Delta N_n}{n}$$

$\frac{\Delta N_1}{N_1}, \frac{\Delta N_2}{N_2}$  nisbatlarga ayrim o'lchashlarning nisbiy xatoliklari deyiladi.

O'rtacha absolyut xatolik ( $\Delta \bar{N}$ ) ning o'lchanayotgan kattalikni o'rtacha arifmetik qiymati ( $\bar{N}$ ) ga nisbati o'lchashning o'rtacha nisbiy xatolik ( $E$ ) deyiladi.

$$\varepsilon = \frac{\Delta\bar{N}}{\bar{N}}$$

Nisbiy xatoliklar foizlarda ifodalanadi:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\bar{N}}{\bar{N}} \cdot 100\%$$

O'lchash kattaliklarni haqiqiy qiymati:

$$N_x = \bar{N} \pm \Delta N$$

Bundan  $N_x$  - ikki qiymat  $\bar{N} + \Delta\bar{N}$  va  $\bar{N} - \Delta\bar{N}$  ga ega deb tushunish yaramaydi.

$N_x$  faqat bir qiymatga egadir (-) va (+) ishoralar o'lchanadigan kattalikning haqiqiy qiymati:

$$\bar{N} + \Delta\bar{N} \text{ va } \bar{N} - \Delta\bar{N}$$

intervalida ekanligini ko'rsatadi, ya'ni

$$\bar{N} + \Delta\bar{N} \leq N_x \leq \bar{N} - \Delta\bar{N}$$

Ehtimollik nazariyasi absolyut xatolik  $N$  topishlikni yanada aniqroq formulasini berib, natijaning  $\Delta N_m$  - ehtimolliги katta deb ataluvchi xatollik tushunchasini beradi.

$$\Delta N_m = \pm 0,6743 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta N_i)^2}{n(n-1)}}$$

Bu holda o'lchanayotgan kattalikning natijalovchi qiymati:

$$N_x = \bar{N} \pm \Delta\bar{N}_m$$

Agar asbobning aniqligi shunday bo'lsaki, har qanday o'lchash sonida ham, asbob bir xil qiymatni ko'rsatsa, u holda xatolikni hisoblashning yuqorida keltirilgan usuli qo'llanilmaydi. Bu holda o'lchash bir marta o'tkazilib, uning natijasi quyidagicha yoziladi:

$$N_x = \bar{N}' \pm \Delta\bar{N}'_{mex}$$

bunda  $N_x$  - izlanayotgan o'lchash natijasi,  $\bar{N}'$  - ikki o'lchashning o'rtacha arifmetik qiymati,  $\Delta N'_{tex}$  - asbob shkalasi bo'limlarini o'rniga teng bo'lgan chegaraviy xatolik. To'g'ridan - to'g'ri o'lchash xatoliklarini quyidagi jadval ko'rinishida rasmiylashtiriladi.

| O'lchashlar<br>soni | $N_i$ | $\Delta N_i$ | $\frac{\Delta \bar{N}}{N} \cdot 100\%$ | $N_x = \bar{N}' + \Delta N_{max}$ |
|---------------------|-------|--------------|--|-----------------------------------|
| 1.                  | $N_1$ | $\Delta N_1$ |  |                                   |
| 2.                  | $N_2$ | $\Delta N_2$ |  |                                   |
| 3                   | $N_3$ | $\Delta N_3$ |  |                                   |
| $N$                 | $N_n$ | $\Delta N_n$ |  |                                   |

## I. FRANK-GERSNING SIMOB BILAN TAJRIBASI - CASSY BILAN O'LCHASH VA BAHOLASH

**Ishning maqsadi:** Frank - Gersning simob trubkasi bilan tajribasini o'rganish.

**Kerakli jihozlar:** Frank - Gers trubkasi uchun rozetka, elektr qizdirgich, 230 V, Frank - Gers ta'minlash manbai, temperatura sensori Ni - Cr - Ni, kabellar juftlari, qizil va ko'k, Windows XP/Vista/7/8.

### NAZARIY TUSHUNCHA

XX asrning boshlanishida musbat va manfiy zaryadlarning ochilishi, manfiy zaryadni olib o'tuvchi zarra-elektron kashf etildi. Musbat zaryadni olib o'tuvchi zarra-musbat zaryad ekanligi o'sha davrdagi barcha olimlarni qiziqtirdi. Atom murakkab zaryadlangan sistema ekanligi, uning o'lchami ekanligi aniqlandi. Shu davrlarda olimlarning oldidagi kun tartibi qilib atomning tuzilishi masalasi qo'yilgan edi. Nazariy fikrlarga ko'ra atomning ikki xil tuzilishi mavjud bo'lib qoldi. Tomson modeli; Rezerfordning planetar modeli.

Tomson modeli. Atomning butun hajmi bo'yicha, qandaydir hajmiy zichlik bo'yicha musbat zaryadlar taqsimlangan. Elektronlar (manfiy zaryadlar) esa bu muhitdagi musbat zaryadlangan elementlar bilan Kulon qonuni bo'yicha o'shanday ta'sir kuchida bo'ladi. Butun hajm bo'yicha bir elektronning atomni tark etishi bilan atomni oldingi muvozonatga qaytarishga intiladi. Buning natijasida elektronning tebranishi yuzaga keladi.

Rezerford modeli. Quyosh sistemasiga o'xshash model bo'lib, markazda musbat zaryadlangan yadro (Quyosh), uning atrofida Kulon kuchi ta'sirida saqlanadigan holda elektronlar (planetalariga o'xshash) aylanma harakat qiladi.

Atomning tarkibiy tuzilishini o'sha davrda faqat tajribalar asosida aniqlashga muvaffaq bo'lishgan. Bunday masalaning yechimini topish uchun o'sha davrdagi olimlar oldida quyidagicha muammo qo'yilgan edi. Atomning butun hajmi bo'yicha elektr zaryadlarning taqsimlanishini asoslash, demak, atomning tuzilishini tajribalar asosida tadqiq qilish zarur edi.

Radiaktiv elementlardan chiqadigan alfa zarra gely atomining yadrosiga teng bo'lgan  $2e$  ( $e$  – elektronning zaryad miqdoriga teng) musbat zaryadga va to'rtta proton massasiga teng bo'lgan zarracha ekanligi aniq bo'lgan edi. Shuning uchun tahlil qilishda alfa zarraning moddada sochilishini uning sochilishidagi differentsial kesim formulasidan foydalanish mumkin bo'ldi (alfa zarraning zaryadi  $Z_1 = 2$  va uning massasi sochiladigan atomlar massasidan bir necha bor kichik bo'lgan shart asosida tahlil qilingan). Masalani yechishda sochiladigan alfa zarralar va sochadigan zarralar (atomlar zaryadi) massalarining o'rniga ikki ta'sir etuvchi zarrachalar sistemasining keltirilgan massasi bilan almashtirish kerak bo'lib qoldi.

Keltirilgan massa. Ikki va undan ortiq zarrali harakatlanuvchi mexanik va aralashgan tizimdagi fizik parametrlarga (massa, inersiya momenti, induktivlik va h.) va uning harakatlanish qonunlariga bog'liq bo'lgan massa taqsimlanishini shartli xarakteristikasi.

Zarralarning kinetik energiyasi  $T = \frac{1}{2}\mu v^2$ ,  $T$  – buyerda tizimning kinetik energiyasi,  $\mu$  – tizimning keltirilgan massasi,  $v$  – tizimning ba'zi bir nuqtasiga tegishli keltirilgan massasiga xarakterli tezlik.

Aniq bir massa va zaryadga ega bo'lgan zarralar oqimi ximiyaviy elementlardan iborat yupqa nishonga yo'naltirilsin, alfa zarralar nishon atomlari bilan to'qnashib turli burchaklarga sochiladi. Sochilgan zarralar-ning sochilish burchaklari maxsus schetchik (qayt qilgich) bilan qayt qilinadi.

Massasi  $m_1$  va  $eZ_1$  zaryadi bo'lgan birinchi nuqtaviy zaryadning harakatini massasi  $m_2$  va  $eZ_2$  zaryadi bo'lgan boshqa ikkinchi nuqtaviy zaryadning (nishon) Kulon maydonida harakatini ko'rib o'tish kerak bo'ladi. Ikkinchi nuqtaviy zaryad massasi birinchi nuqtaviy zaryadning massasidan katta deb qabul qilinsa, ikkinchi nuqtaviy zaryadni qo'zg'almas deb qarash mumkin bo'ladi.

Fizikaning mexanika kursidan ma'lum bo'lgan, Markaziy kuch maydonida (nishon maydonida) harakatlanayotgan zaryadning energiyasi va impuls momenti uchun saqlanish qonunlari asosida quyidagi tenglamalarni keltirish mumkin bo'ladi:

- energiyaning saqlanish qonuni:

$$\frac{m_1(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2)}{2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E = \text{const}, \quad (1.1)$$

- harakat miqdori momentining saqlanish qonuni:

$$-m_1 r^2 \dot{\varphi} = L = \text{const} = m_1 g b, \quad (1.2)$$

buyerde  $g$  – zaryadning cheksizlikka sochilgandagi tezligi;  $b$  – mo'ljallangan masofa (1.1-rasm);  $\dot{r}$  va  $\dot{\varphi}$  – moddiy nuqtaning (alfa zarraning) aylanish radiusi va uning buralish burchagidan vaqt bo'yicha olingan hosilalar.

Bog'liq bo'lmagan yangicha o'zgaruvchi  $\rho = \frac{1}{r}$  kiritib quyidagi ifoda e'tiborga olinsa:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr d\varphi}{d\varphi dt} = \frac{d}{d\varphi} \left( \frac{1}{\rho} \right) \frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{m_1} \frac{d\rho}{d\varphi},$$

unda (1.1.) tenglamadan foydalanib quyidagi differentsial tenglamaga ega bo'lishadi:

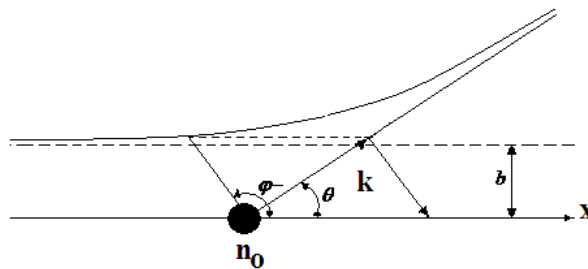
$$\left( \frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = -\frac{2m_1 E}{L} - 2 \frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} \rho - \rho^2.$$

Bu ifodani  $\varphi$  bo'yicha differentsiallab  $\rho$  ni topish uchun ikkinchi tartibli differentsial tenglamaga ega bo'lishadi:

$$\frac{d^2 \rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} = C. \quad (1.3)$$

Tenglama (1.3) ning yechimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (1.4).$$



1.1-rasm. Zaryadlangan zarra (alfa) harakat traektoriyasini aniqlashga doir.

$A$  va  $B$  doimiyliklari quyidagi shartlardan topiladi:  $\varphi \rightarrow \pi$  bo'lganda  $r \rightarrow \infty$ ,  $r \sin \varphi \rightarrow b$ , unda  $A = C$ ,  $B = \frac{1}{b}$  va ifoda (1.4) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{1}{r \sin \varphi} = C \operatorname{ctg}\left(\frac{\varphi}{2}\right) + \frac{1}{b}. \quad (1.5)$$

$r \rightarrow \infty, \varphi \rightarrow \theta$  e'tiborga olinsa, unda sochilish burchagini quyidagicha topish mumkin bo'ladi:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{bC} = \frac{4\pi\varepsilon_0 m_1 \mathcal{G}^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (1.6)$$

Tajribada mo'ljallangan masofani o'lchash juda murakkab bo'lganligi uchun alfa zarracha  $\theta$  dan  $d\theta$  sochilish burchak intervalida noelastik sochilgandagi ko'ndalang differentsial kesimini, ya'ni sochilgan alfa zarralar sonining ( $dN_o$ ) atomga tushayotgan alfa zarralar oqimidagi zarralar soniga ( $N$ ) nisbatini aniqlash maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$d\sigma = \frac{dN_o}{N}. \quad (1.7)$$

Formula (1.6) dan ko'rinadikim, mo'ljallangan masofasi  $b$  va  $b + db$  intervaldagi har qaysi alfa zarrachasi  $\theta$  dan  $d\theta$  burchak oraliqda sochiladi.  $b$  va  $b + db$  mo'ljallangan masofali zarralar soni radiusi  $b$  va  $db$  kengligi bo'lgan xalqali yuzaga tushayotgan zarralar soniga teng bo'ladi deb qabul qilish mumkin:

$$dN_o = N \cdot 2\pi b db. \quad (1.8)$$

Differentsial kesim yuza (1.7) ifodadan kelib chiqib quyidagiga ega bo'ladi:

$$d\sigma = 2\pi b |db| = \pi \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_1 \mathcal{G}^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta. \quad (1.9)$$

Formula (1.8) ni hisobga olgan holda (1.9) bir markazdan sochiladigan alfa zarralar sonini aniqlaydi. Agar sochiladigan markaz  $n$  ta bo'lsa, unda fazoviy burchak  $d\Omega$  bo'yicha sochiladigan alfa zarralar soni quyidagiga teng bo'ladi:

Demak, mo'ljallangan masofaning ortib borishi bilan sochilish burchagi kamayadi ( $|db|$  ning moduli hisobga olinadi). Sochilgandagi ko'ndalang differentsial kesimining oxirgi ifodasi qilib quyidagini yozish mumkin bo'ladi:

$$d\sigma = \frac{1}{4} \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (1.10)$$

buyerde  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta - \theta$  va  $\theta + d\theta$  burchakli konuslar uchlaridagi fazoviy burchak (1.2-rasm).

Formula (1.9) Rezerford formulasi deb qabul qilingan. Buning asosida Rezerford alfa zarralarning ximiyaviy elementlar atomlarida sochilishi tajribasi natijalarini tahlil qildi va atomning tarkibini aniqladi.

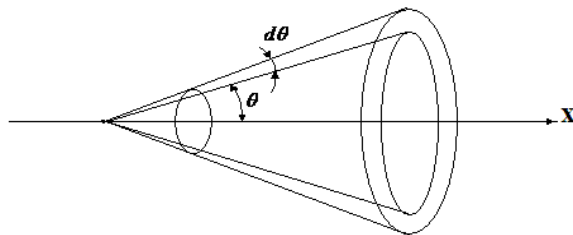
$$dN^{(n)} = nN \left( \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (1.11)$$

buyerde  $Ze$  – sochadigan atom yadrosining zaryadi. Sochilish burchagi  $\theta$  va  $d\theta$  intervada fazoviy burchak  $d\Omega = const$  bo'lganda sochilgan alfa zarralar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN^{(n)} \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) = const. \quad (1.12)$$

Rezerford formulasining soddaroq ko'rinishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{dN}{N} = n \left( \frac{qq_0}{4\pi} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)},$$



1.2-rasm. Rezerford formulasini isbotlash uchun.

bu yerda  $dN - (\theta, \theta + d\theta)$  burchak intervalida sochilgan alfa zarralar oqimi;  $N$  – nishonga tushayotgan alfa zarralar dastasi oqimi,  $q$  – va  $q_0$  – nishonga tushayotgan zarralar va nishon yadro zaryadlari.

Formula (1.10) dagi barcha kattaliklar,  $Z$  dan tashqari tajribalar asosida o'lchanishi mumkin. Shuning uchun bu formula sochiluvchi atomlar uchun  $Z$  lar sonini aniqlashi mumkin.  $Z$  soni Mendeleevning ximiyaviy elementlar davriy



sistemasidagi elementlarning tartib raqamiga teng bo'ladi. Bundan kelib chiqadiki, ximiyaviy elementlar davriy sistemasidagi elementlar atom massasining o'sishi bilan emas, balki atom zaryadining  $Ze$  o'sishi bilan taqsimlanishi ifodalangan. Bundan Rezerford tajribasining birinchi zaruriy xulosasi kelib chiqadi.

Tajribalar natijasidan kelib chiqib alfa zarralar burchak  $\theta = \frac{\pi}{2}$  va undan kattaroq burchakka sochilishi kuzatilgan. Bunday bo'lishiga sabab agar yadrodagi musbat zarralar hajm bo'yicha markazga qaratilgan bo'lsagina alfa zarralar  $\theta = \frac{\pi}{2}$  burchak va undan katta burchakka buriladi. Hajmning chiziqli o'lchami mo'ljallangan masofadan kichik bo'ladi. Mo'ljallangan masofaning chiziqli o'lchami  $b_{max}$  (1.13) formuladan topiladi:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{bC} = \frac{4\pi\varepsilon_0 m_1 \vartheta^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (1.13)$$

$$b_{max} \approx \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 \left( \frac{m_1 \vartheta^2}{2} \right)} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 E_k}, \quad (1.14)$$

buyerde  $E_k$  – alfa zarraning kinetik energiyasi. Rezerford tajribasida alfa zarralarning kinetik energiyasi  $E_k \approx 5M\text{eV}$  bo'lgan. Bunday hollarda  $Z = 8$  bo'lganda (1.14) formuladan  $b_{max} \approx 0,25 \cdot 10^{-12} \text{ sm}$  ga teng bo'ladi. Atomning chiziqli o'lchami  $10^{-8} \text{ cm}$  bo'lganligidan, alfa zarralarni katta burchakka og'gan musbat zarralar atomning kichik maydonida to'planganligidan dalolat beradi. Demak, atomning musbat zarralari uning butun hajmi bo'yicha taqsimlangan bo'lmaydi. Atomning musbat zarralari uning butun hajmi bo'yicha taqsimlangan bo'lsa edi, unda, alfa zarralar katta burchakka og'mas edi. Rezerford tajribasi natijasining ikkinchi xulosasi shundan iboratkim, atomning musbat zarralari uning  $10^{-13} \text{ cm}$  maydonida to'plangan.

Atomning bunday maydoni atomning yadrosi deb nomlanadi. Yadro atrofida elektronlar harakat qiladi. Atomning o'lchami bo'lganligi sobabli elektronning yadrodan uzoqligi ham o'shancha o'lchamda, elektronning massasi atomning

massasiga nisbatan juda kichik. Bu fikrdan kelib chiqadiki, atomning barcha massasi uning yadrosida mujassam-lashgan.

Shunday qilib Rezerford tajribasi atomning planetar modelini tasdiqladi: atomning markazida og'ir musbat zaryadlangan yadro mavjud, uning atrofida Quyosh atrofidagi planetalarga o'xshash, yengil manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi.

#### *Rezerford planetar modelining kamchiligi.*

Rezerfordning atom planetar modeli bo'yicha: atomning markazida og'ir musbat zaryadlangan yadro mavjud, uning atrofida Quyosh atrofidagi planetalarga o'xshash, engil manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi. Yadro atrofida aylanuvchi elektron markazga intilma tezlanish bilan uzluksiz elektromagnit to'lqinlarni nurlashi kerak bo'ladi. O'zining energiyasini nurlanishga sarflagan elektronning orbita radiusi bevosita uzluksiz kamayishi va natijada elektron yadroga tushishi kerak edi. Mumtoz fizika nuqtai nazaridan atomning planetar modeli shaklida bo'lishi umuman mumkin emas edi.

Mumtoz fizika nuqtai nazaridan atomning nurlanish chastotasi elektronning yadro atrofida aylanish chastotasiga mos kelishi kerak, va bu chastota shunday bo'lishi kerakki, atomning asosiy-nurlanish chastotasiga karrali bo'lishi zarur edi. Atomning nurlanish spektrlarining bunday xarakteri atom spektrlarida kuzatiladigan qonuniyatlariga mutloq zid bo'lib chiqdi.

Atomning mumtoz planetar modeli qora jismning nurlanish nazariyasi va atom holatining diskretligi haqidagi Frank-Gers tajribasining xulosalariga zid keladi.

Rezerford tajribalari birinchidan planetar modelni tasdiqladi, ikkinchidan, atomning planetar modelidan kelib chiqib va mumtoz fizikaning tasavvurlaridan foydalangan holda bir qator zamondosh olimlari tajriba faktlarini va qonuniyatlarini tushuntirib berolmadi.

Shular asosida fizikada yangi tassavvurlar kiritilishi zarur bo'lib qoldi. Bunday revolyutsion qadamni N.Bor amalga oshirdi.

### *Bor postulatları.*

1. Stasionarlik sharti. Atomlar uzoq vaqt davomida ( $10^{-8} s$ ) faqatgina aniq, stasionar deb nomlanadigan holatda bo'lishi mumkin. Stasionar holatda bo'lgan atom nurlamaydi (bu postulat bilan mumtoz nazariyaning qo'llanilmasligi tasdiqlanadi). Atomning stasionar holatlari energiyalarining  $E_1, E_2, E_3, \dots$  diskret miqdorlari bilan xarakterlanadi.

2. Kvantlanish sharti. Atomdagi mavjud bo'lgan barcha holatlardan faqatgina orbitasidagi elektronning harakat miqdori momentini (orbital moment)  $h$  Plank doimiysining  $2\pi$  ga bo'linganining butun soniga teng bo'lganlari uchun qo'llaniladi, bu mazmuni quyidagi matematik tenglik bilan ifodalash mumkin:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar; \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.15)$$

3. Chastotalar sharti. Atom bir diskret holatdan boshqa holatga o'tganda nurlaydi. Boshlang'ich holatdagi atomning energiyasi  $E_m$ , oxirgi holatidagi energiyasini, unda boshlang'ich va oxirgi holatlar energiyalarining farqi chastotali foton ko'rinishida nurlagan bo'ladi:

$$E_n - E_m = h\nu. \quad (1.16)$$

Butun son kvant soni deyiladi. Bu erda  $\frac{h}{2\pi} = \hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot c$ , bu shartdan orbita uzunligi kelib chiqadi  $2\pi r = \frac{nh}{m\vartheta} = n\lambda$ . Elektronning to'lqin uzunliklari bor orbitasi bo'yicha butun soncha turg'un to'lqinga o'xshash joylashadi.

(1.15) va (1.16) formulalardan:

$$\frac{m\nu^2}{r} = \chi \frac{Ze \cdot e}{r^2}, \quad (1.17)$$

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar; \quad (1.18)$$

quyidagi munosabatni aniqlash mumkin bo'ladi:

$$r_n = \frac{r^2 m^2 \vartheta^2}{\chi Z e^2 m} = \frac{n^2 \hbar^2}{\chi Z e^2 m} = \frac{n^2 \hbar^2 \varepsilon_0}{\pi m e^2 Z} \quad (1.19)$$

Bundan kelib chiqadi, elektronlarning orbitalari radiuslari butun son ning kvadratiga muttanosib va tanlagan qiymatlarni qabul qiladi, ya'ni har biri aniq qiymatlarga mos keladi. Boshqacha qilib aytganda orbitalar radiusi kvantlangan bo'ladi.

Atom yadrosining massasi elektron massasidan juda katta bo'lganligi sababli yadroni qo'zg'almas deb olib elektron yadro atrofida aylana radiusi  $r$  bo'yicha harakat qiladi deb qarash mumkin bo'ladi.

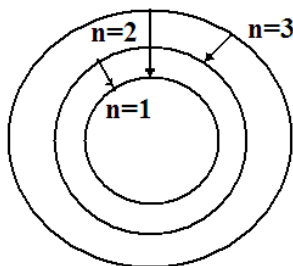
Vodorod atomining ( $Z = 1$ ) birinchi radiusi ( $n = 1$ ) quyidagiga teng bo'ladi:

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e^2m} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}. \quad (1.20)$$

(1.20) ifoda vodorod atomining birinchi bor radiusi deb nomlanadi.

(1.20) ifoda vodorod atomining birinchi bor radiusi deb nomlanadi.

Vodorod atomining aylanma statsionar orbitalarining sxemasi 1.3-rasmda tasvirlangan.



1.3-rasm. Bor aylanma orbitalari va ular orasida o'tishlari sxemasi.

*Bor orbitalarining fizik ma'nosi.*

Yuqorida bayon etilgan fikrlardan kelib chiqib, elektronni qaysidir orbitada qayt qilish ehtimoli atomning shu orbitasi radiusiga bog'liq holda o'zgaradi deb qarash mumkin bo'ladi. Buning uchun vodorod atomining qo'zg'alman holatini ko'rib o'taylik.

Atomni radiusli sfera shaklda deb faraz qilsak, uning atrofida esa  $r + \Delta r$  radiusli sfera mavjud, unda bu sferalar o'rtasida ( $\Delta r$  – kichik katta-lik) qatlam hosil bo'ladi, bu qatlamning hajmi  $\Delta V = 4\pi r^2 \Delta r$  bo'lsin (1.4, b-rasm). Bu qatlamda elektronni qayt qilish ehtimoli ifodaa mutanosib bo'ladi, va maksimumlarga ega bo'lgan uning radiusiga bog'liqligi 1.4, a-rasmda tasvirlangan. Bu maksimum

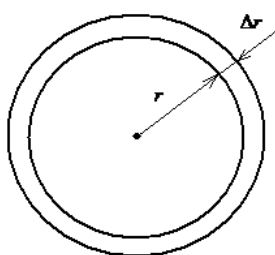
markazdan  $r_1 = 529 \text{ nm}$  masofada joylashgan, ya'ni birinchi bor orbitasining radiusi bilan to'g'ri keladi.

Elektronning atomda bor orbitasi hududida qayt qilish ehtimolligining fazoviy taqsimlanish zichligi maksimal bo'lishini "elektronli bulut" deb nomlashadi.

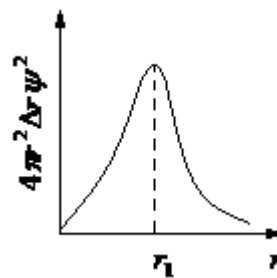
Masala. Vodorod atomida ( $Z = 1$ ) elektron bor orbitasining birinchi va ikkinchi radius-lari va ulardagi elektron tezliklari aniqlansin.

Yadro atrofida aylanma harakatlanayotgan elektron markazga intilma tezlanishga ega bo'lishi kerak, elektronga berilgan bunday tezlanishini elektronning yadro bilan Kulon tortilishi yuzaga keltiradi:

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze \cdot e}{r^2}.$$



a)



b)

1.4-rasm. a) qo'zg'atilmagan atomning yupqa sferik qatlami tasviri; b) elektronni atomning yupqa sferik qatlamda qayt qilish ehtimolligining a Bor radiusiga bog'liqlik egriligi.

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze \cdot e}{r^2}.$$

Bor postulatlarining kvantlanish shartidan kelib chiqib elektronning orbital momenti (harakat miqdori momenti) Plank doimiyligi ( $h$ ) ning  $2\pi$  ga bo'lingan butun soniga teng:

$$mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Bu ikki tenglamadan foydalanib elektronning orbitasining radiusini aniqlash mumkin bo'ladi:

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2 Z}.$$

Bu formuladan foydalanib  $n=1$  bo'lgandagi elektron orbitasining radiusi topiladi:

$$r_1 = \frac{h^2 \varepsilon_0}{\pi m e^2 Z} = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ sm} = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ nm} ,$$

Xuddi shunday hisoblashlarni vodorod uchun borning ikkinchi elektron orbitasining radiusini aniqlash mumkin bo'ladi:

$$r_2 = \frac{n^2 h^2 \varepsilon_0}{\pi m e^2 Z} = n^2 r_1 = 4r_1 = 21,16 \cdot 10^{-9} \text{ sm} = 21,16 \cdot 10^{-9} \text{ nm} .$$

Quyida keltirilgan tenglikdan foydalanib birinchi va ikkinchi orbitalardagi elektronlar tezliklarini aniqlash mumkin:

$$mvr = n\hbar,$$

Bundan  $n=1$  uchun 
$$v_1 = \frac{\hbar}{mr_1} = 2,13 \cdot 10^6 \frac{m}{s} ,$$

$n=2$  uchun 
$$v_2 = \frac{n\hbar}{mr_2} = \frac{2\hbar}{4mr_1} = \frac{v_1}{2} = 1,06 \cdot 10^6 \frac{m}{s} .$$

### *Atomlardagi elektronlar energiyasi.*

Atomdagi har bir elektronning to'la energiyasi elektronning aylan-ma harakat qilgandagi kinetik energiyasi  $E_k$  va elektronning yadroga tortishish natijasida yuzaga keladigan  $W$  potentsial energiyasidan tashkil topgan. Zaryadi  $Ze$  bo'lgan yadrodan  $r$  masofada turgan va  $e$  zaryadi bo'lgan elektronning yadro maydonidagi potentsial energiyasi manfiy bo'ladi:

$$W = -\chi \frac{Ze \cdot e}{r} = -\chi \frac{Ze^2}{r} . \quad (1.21)$$

Orbitada elektronning kinetik energiyasi (1.21) formuladan kelib chiqib quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_k = \frac{mv^2}{2r} = \chi \frac{Ze^2}{2r} . \quad (1.22)$$

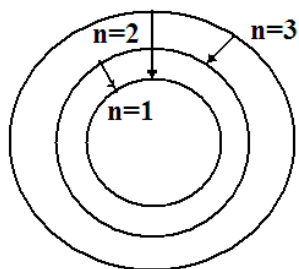
Elektronning orbitadagi to'la energiyasi:

$$E = E_k + W = -\chi \frac{Ze^2}{r} + \chi \frac{Ze^2}{2r} = -\chi \frac{Ze^2}{2r} = -\chi^2 \frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{mZ^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 n^2 \hbar^2} , \quad (1.23)$$

buyerdagi  $n$  – butun musbat son, bosh kvant soni deyiladi. Bu tenglama (elektronning to'la energiyasi) butun songa  $n$  – bog'liq bo'lgan faqat ba'zi bir ruxsat etilgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

Shunday qilib, elektron energiyasi atomda kvantlangan bo'ladi.

(1.23) formula vodorod atomida elektronning stasionar holatidagi energiya sathini aniqlaydi (bunda  $Z = 1$  qabul qilinadi). Vodorod atomida elektronning stasionar holat energiyasining sathi 1.5-rasmda tasvirlangan. Bosh kvant soni  $n = 1$  bo'lgandagi holati atomning eng kichik energiyali sathi deb qabul qilingan, bu holat atomning asosiy energetik sathi deb nomlanadi.



1.5-rasm. Boraylanmaorbitalari va ular orasida o'tishlar sxemasi.



1.6-rasm. Vodorod atomida elektron stasionar holat energiyalar sathi.

(1.23) formulani quyidagi ifodaga tenglashtirish mumkin:

$$E_n = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = \omega \hbar, \quad (1.24)$$

(1.24) formuladan nurlanadigan elektromagnit to'lqin chastotasini aniqlash mumkin:

$$\omega = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \frac{1}{n^2}. \quad (1.25)$$

(1.25) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\omega = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (1.26)$$

buyerdagi  $R = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3}$  ga teng, bu son Ridberg soni bo'lib hisoblanadi.

(1.26) formula ko'rinishi bo'yicha nurlanadigan vodorod atomi chasto-tasi uchun Balmerning umumlashgan empirik formulasi (1.25) bilan vodorod uchun  $Z = 1$  bo'lganda o'xshashligi ko'rinmoqda. Borning elementar kvant nazariyasi asosida (1.26) formula, vodorod atomining spektrini to'g'ri ifodalaydi.

Atomda elektronning energiyasi nolga teng bo'lganda elektron atomdan ketib qolishi mumkin, bunday jarayon atomning ionizatsiyasi deb nomlanadi). Atomni ionizatsiyalash uchun, ya'ni "potensial o'ra" dan elektronni chiqarish uchun, elektronga energiya berish kerak bo'ladi, bu energiya atomdagi elektronning to'liq manfiy energiyasiga teng bo'lishi kerak bo'ladi:

(1.23) formuladagi  $z$  ning ortishi bilan (uning absolyut miqdori kamayadi) energiya ortadi. Elektronning yadrodan uzoqlashishi (matematik,  $r \rightarrow \infty$  bo'lganda) bilan energiya nolga tenglashadi. Unda elektron xuddi tortishish kuchi potensial energiyasiga o'xshash potensial o'rada turganidek tasvirlanadi. Potensial o'rada elektron aniq diskret energetik sathlarda  $E_1, E_2, \dots, E_n$  ma'lum bir vaqtda bo'ladi, xuddi bir gravitatsion potensial o'rada jism o'shancha vaqtda ixtiyoriy energetik sathda bo'lganidek.

Atomda elektronning energiyasi nolga teng bo'lganda elektron atomdan ketib qolishi mumkin, bunday jarayon atomning ionizatsiyasi deb nomlanadi). Atomni ionizatsiyalash uchun, ya'ni "potensial o'ra" dan elektronni chiqarish uchun, elektronga energiya berish kerak bo'ladi, bu energiya atomdagi elektronning to'liq manfiy energiyasiga teng bo'lishi kerak bo'ladi:

$$E_{ion} = -E = \frac{\chi}{2} \frac{Ze^2}{r} = \frac{mZ^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 n^2 \hbar^2} = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (1.27)$$

Vodorod atomidagi elektronga yetarlicha energiya qo'yilsa unda elektron  $n = \infty$  orbitaga o'tadi, ya'ni elektron atomni tark etadi. Buning natijasida atom ionizatsiyalanadi. Buning uchun sarf qilingan energiya ionizatsiya energiyasi



deyiladi. Vodorod atomi uchun  $Z = 1, n = 1$ , holatida ionizatsiya energiyasi (1.23) formulaga asosan quyidagi qiymatga ega bo'ladi:

$$E_{\text{m\u0304na}} = \frac{e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} = 13,6\text{eV}. \quad (1.28)$$

Qo'zg'atilgan atomlar. Stabil atomlarda elektronlar o'ta kichik energetik holatlarda bo'lishadi. Agar atomlarga energiya berilsa, unda elektronlar, qo'shimcha energiyaga ega bo'lishadi va yadrodan uzoqlashgan orbitalarga o'tishadi. Atomlarning bunday holati qo'zg'algan deb nomlanadi. Atomlar qisqa vaqt  $\approx 10^{-8} \text{c}$  oraligida bor postulatining chastotalar shartiga asosan spontan foton chiqarish bilan o'z holatiga, ya'ni stabil holatga qaytishadi.

Aytish joyizki, qo'zg'algan holatda uzoq vaqt qolish qobiliyatiga ega bo'lgan atomlar metastabil atomlar deyiladi.

Bor nazariyasining kamchiliklari. Bor nazariyasi atomdagi ichki hodisalarni tushuntirish uchun zarur bo'ldi. Lekin uning bir qator kamchiliklari mavjud edi: birinchidan bu nazariya mumtoz nazariyadan ham kvant nazariyasidan kelib chiqqan nazariya emas, u yarim mumtoz, yarim kvant nazariyasidir.

Bu nazariya vodorod spektral chiziqlari intensivligini hisoblab bera olmaydi. Metall ishqorlarining spektral chiziqlarida duplet (juft spektr chiziqlari) xarakter borligini tushuntirib bera olmadi (bunday xarakter geliyning spektral chiziqlarida duplet spektral chiziqlar yuzaga kelishini) N.Bor nazariyasi tushuntirib bera olmadi. N.Bor nazariyasi zarralarning difraktsiyasini tushuntirib bera olmadi. N.Bor nazariyasi zarur bo'lishi bilan mumtoz mexanikadan kvant mexanikaga o'tish etapi boshlandi.

Masala. Vodorod atomining ionizatsiya energiyasini aniqlang (elektronni vodorod atomidan uzib olish uchun kerak bo'ladigan minimal energiya).

Vodorod atomida elektronlarning orbitalaridagi to'la energiyasi uning kinetik va potentsial energiyalari yig'indisidan iborat:

$$E = E_k + W = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{2r} = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{me^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}.$$

Vodorodda normal holatda  $Z = 1, n = 1$ , va birinchi orbitada elektronning to'la energiyasi:

$$E_1 = -\frac{me^4}{8\pi\epsilon_0^2 h^2} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2r_1} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_1}.$$

Elektron yadrodan cheksizlikkacha uzoqlashsa uning energiyasi nolga teng bo'ladi, unda elektronni potentsial chuqurlikdan nol sathgacha "ko'tarib olish" uchun ( $E_1$  "chuqurlikda" joylashgan) unga ionizatsiya energiyasini isrof etish kerak bo'ladi  $|E_{ion}| = |-E_1|$ , ya'ni,

$$E_{ion} = 2,18 \cdot 10^{-18} J = \frac{2,18 \cdot 10^{-18}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 13,6 eV.$$

Frank-Gers tajribasining g'oyasi, atomlar energetik holatining dis-kretligini isbotlash bo'ldi. Tezlashtirilgan elektron bilan atom elastik to'qnashsin, energiya elektrondan atomga beriladi. To'qnashishdan keyin elektron turli kinetik energiyaga ega bo'ladi. To'qnashishda atomning ichki energiyasi uzluksiz o'zgaradi, to'qnashishda tezlashtirilgan elektronning turli portsiya energiyasi atomga beriladi, to'qnashishda tezlashtirilgan elektron tomonidan atomga beriladigan energiyani o'lchab keraklixa atomning holati energiyasi farqi to'g'risida xulosa (xotima) qilish mumkin bo'ladi. Frank-Gers tajribasining g'oyasi xuddi shunday xotima qilingan.

Frank-Gers tajribasi qurilmasining sxematik ko'rinishi 1.7-rasmda tasvirlangan. Qizdirilgan katod  $K$  va  $A$  to'r anod o'rtasida  $U$  kuchlanishlar farqi qo'yilgan,  $U$  kuchlanish ostida katodni tark etgan elektronlar  $\approx 130 Pa$  atmosfera bosimida simob bug'lari tezlashtiriladi. Elektronlar harakat qilganda simob atomlari bilan to'qnashadi. To'r  $A$  orqasida  $B$  plastinka joylashtirilgan. To'r  $A$  va  $B$  plastinka orasida tormozlovchi  $U_{mop}$  potentsial qo'yilgan ( $\approx 0,5B$ ). Energiyasi  $\approx 0,5B$ ) dan katta bo'lgan elektronlargina  $B$  plastinkaga borib tegadi, ularning soni ampermetr  $G$  orqali o'tayotgan elektr tokining kuchi bilan o'lchanadi. Tajribada volt-amper xarakteristika o'lchab olinadi (1.7-rasm). Tok kuchining maksimumlari ketma-ketligi bir-biridan bir xil  $\approx 4,9B$  masofada orqada qoladi.

Elektronning energiyasi  $4,9\epsilon B$  dan kichik bo'lganda elektron bilan simob atomlari noelastik to'qnashadi, atomda ichki o'zgarish bo'lmaydi, elektronlar to'r  $A$  dan plastinka  $B$  ga tormozlanish potentsialini yengib o'tadi. Elektronning energiyasi  $4,9\epsilon B$  ga etganda elektron bilan atom elastik to'qnashishda bo'lib atom elektronning barcha energiyasini yutadi, simob bug'lari atomining ichki energetik sathi o'zgaradi, plastinkaga faqatgina elastik to'qnashishda bo'lgan elektronlargina kelib tushadi, potentsiallar farqi  $4,9\epsilon B$  tok kuchi kamayib boradi. Potentsiallar farqi  $9,8B$  bo'lganda elektron bilan simob atomi ikkinchi marotaba elastik to'qnashishda bo'ladi va atomning ikkinchi energetik sathini uyg'otadi. Bunday holatlar simob bug'i atomi sistemasining holati diskret holatda bo'lishini isbotlaydi. Atomlarning energetik holatlarini qo'zg'atish potentsiali rezonans potentsiali deb nomlanadi. O'xshash tajribalar natijalari quyidagi xulosaga olib keldi: atomli tizimlar holati faqatgina diskret o'zgaradi. Demak, atom tiziminining holatini mumtoz mexanika asosida yoritib bo'lmaydi.

1914 yilda, James Frank va Gustav Gerslar simob bug'i orqali o'tayotgan elektronlar uchun energiyaning yo'qolishi aniq "qadamlar" bilan sodir bo'lishini va unga mos keladigan emissiya simobning ultraviolet chizig'ida bo'lishini e'lon qilishdi. Bundan bir necha oy keyinroq, Nils Bor bu hodisa uning atom modelini tasdiqlovchi isbot ekanligini tan oldi. Shunday qilib, Frank - Gerts tajribasi kvant nazariyasini tasdiqlash uchun klassik tajriba hisoblanadi.

Bu tajribada tezlanish beruvchi kuchlanish  $U_2$  ning qiymati 0 dan to 30 V gacha oraliqda o'zgarishi mumkin, boshqaruvchi potentsial  $U_1$  va tormozlovchi kuchlanish  $U_3$  lar esa doimiy holda saqlanadi, va mos keluvchi anod toki  $I_a$  o'lchab olinadi. Bu anod toki, dastlab, tezlashayotgan elektronlarning kinetik energiyasi to setka yaqinidagi simob atomlarini uyg'ongan holatga to'qnashish natijasida o'tkazish uchun yetarli bo'lgan energiyaga ( $E_{Hg} = 4.9 \text{ eV}$ ) tenglashguncha, xuddi oddiy tetroddagi kabi ortib boradi. Ammo, tenglashgan paytda maksimal qiymatga erishib, keyin dramatik ravishda kamayadi, chunki elektronlar simob atomlari bilan to'qnashish natijasida energiyasini yo'qotadi, va

energiyasi  $U_3$  tormozlovchi potentsialni yengish uchun yetarli bo'lmay qoladi.

Tezlanish beruvchi kuchlanish  $U_2$  ning ortib borishi bilan, elektronlar setkadan uzoqroqda bo'lgan simob atomlarini ham uyg'ngan holatga o'tkazish uchun yetarli bo'lgan energiyaga erisha boshlaydi, va anod toki yana orta borib ikkinchi maksimumga erishadi. Simob atomlari bilan to'qnashishda yana energiyasini yo'qotganligi uchun, elektronlar tormozlovchi kuchlanishni yengishga zarur bo'lgan energiyaga yana ega bo'lmay qoladi, anod toki yana kuchli kamayib ketib ikkinchi minimum hosil bo'ladi. Tezlantiruvchi kuchlanishni yana orttirilishi bilan elektronlar elektr maydonidan yana qo'shimcha energiya olishi natijasida yuqoridagi jarayon davriy ravishda takrorlanadi. Simob bug'lari chiqorayotgan nurning to'lqin uzunligini quyidagi formuladan topish mumkin.

$$\Delta E = eU \quad \nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{4,9eV}{h} \quad (1.29)$$

### **Tajriba ishini bajarish tartibi.**

1. Manbaning orqa tomonidagi 4-mm li xavfsiz rozetkaga qizdiruvchi pechni ulang. (Xususan, ulayotganingizda sariq vilka sariq rozetkaga va yashil vilka yashil roztkaga ulanganiga ishonch hosil qiling).

2. Temperatura sensorini "Ni - Cr - Ni" DIN rozetkaga ulang va Frank - Gerts trubkasini manba sistemasining "Frank- Gertz tube" DIN rozetkasiga ulang.

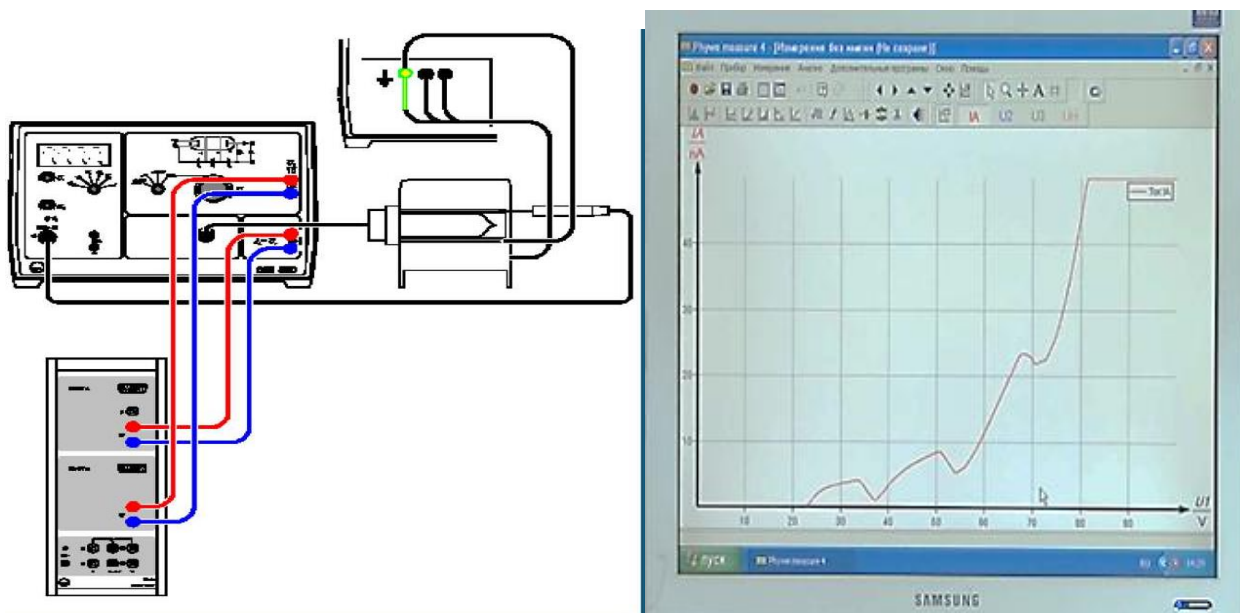
3. Insert the temperatura sensorini qizdiruvchi pechning yopiladigan teshigiga to oxirigacha kiriting va mis tutgichli Frank – Gers trubkasini pechning ichiga siljiting.

4. Operatsion modulni RESET ga qo'ying va manba sistemasini ulang (bir necha sekunddan keyin the simob (Hg) uchun LED indikator yashildan ko'kka o'zgaradi).

5. "Default setting  $9_s = 180 \text{ }^\circ\text{C}$ " ni tekshiring va ishchi temperaturaga yetguncha kuting (LED indikator qizildan yashilga o'zgaradi; temperatura dastlab maksimumga erishadi, va keyin oxirgi temperaturada to'xtaydi).

6. Sensor - CASSY uchun A kirish kuchlanishini anod kuchlanishiga proporsional bo'lgan  $U_A$  chiqishga ulang va and the voltage input B of Sensor-

CASSY uchun B kirish kuchlanishini tezlashtiruvchi kuchlanish uchun  $U_2/10$  chiqishga ulang.



1.7-rasm. Frank - Gersning simob bilan tajribasi sxemasi

7. Boshqarish driving potensialini  $U_i = 1.5 \text{ V}$  va tormozlovchi kuchlanishni  $U_3 = 1.5 \text{ V}$  ga o'rnatib, va Frank - Gers grafigini "Ramp" ishlash rejimida o'lchab oling. Buning uchun knopka O ni bosish bilan o'lchashni boshlang, va o'lchash rejimini "Ramp" ga qo'ying. O'lchash 15 s dan keyin avtomatik ravishda to'xtaydi, keyin o'lchash rejimini RESET ga qo'ying.

8. Agar Frank - Gers grafigi juda ham tik bo'lsa, ya'ni tok o'lchash kuchaytirgichining yuqori chegarasiga  $U_2 = 30 \text{ V}$  dan kichik qiymatlarida erishilib, Frank - Gers grafigining yuqori qismi kesilgan bo'lsa (b):  $U_1$  kuchlanishni grafikning tikligi (d) rasmdagiga mos kelguncha kamaytiring. Agar Frank - Gers grafigi juda ham yotiq bo'lsa, ya'ni anod toki o'lchashning barcha shohalarida 5 nA dan kichik bo'lsa (c):  $U_1$  kuchlanishni grafikning tikligi (d) rasmdagiga mos kelguncha orttiring.

9. Agar Frank - Gers grafigi  $U_1$  kuchlanishni orttirgandan keyin ham yotqligicha qolsa: 9s ning o'rnatilish qiymatini pech temperaturasi uchun potensiometr surg'ichidan foydalanib kamaytiring.

10.  $U_3$  ni optimallashtirish: Tormozlovchi kuchlanish  $U_3$  ning kattaroq qiymati Frank - Gers grafigining maksimum va minimumlarini yaxshiroq

aniqlashga sabab bo'ladi; ammo, shu bilan birga umumiy anod tokining qiymati ham kamayadi. Agar Frank - Gers grafigining maksimum va minimumlari yetarlicha aniq bo'lmasa (d): Alternativ holda dastlab, tormozlovchi kuchlanish  $U_3$  ni, keyin boshqaruvchi potensial  $U_1$  ni (f) rasmda ko'ratilgan shakldagi grafikni olguncha orttiring. Agar Frank - Gers grafigining minimumlari pastki tomondan kesilgan bo'lsa (e): Alternativ holda dastlab, tormozlovchi kuchlanish  $U_3$  ni, keyin boshqaruvchi potensial  $U_1$  ni (f) rasmda ko'ratilgan shakldagi grafikni olguncha kamaytiring. (Frank - Gers ning Hg trubkasi tajribaviy misollarda  $U = 2,58 \text{ V}$ ,  $U_J = 1,95 \text{ V}$  va  $v_S = 180 \text{ }^\circ\text{C}$  parametrlardan foydalanilgan holda o'lchangan.)

11. Anod tokining kuchlanishga bog'liq qiymatlarini jadvalga yozib oling.

| №                  | 1 | 2 | 3 | ... | N |
|--------------------|---|---|---|-----|---|
| U (v)              |   |   |   |     |   |
| U(I <sub>a</sub> ) |   |   |   |     |   |

12. Simob bug'lari chiqarayotgan nurning to'liq uzunligini (1.29) formulaga asosan toping.

13. Simob atomi uchun olingan tajriba natijalari bilan adabiyotdagi natijani solishtiring.

### **Sinov savollari**

1. Nima uchun simob atomidan chiqayotgan nurni ko'z yordamida ko'rib bo'lmaydi.

2. Nima sababdan anod toki maksimumga yetgandan so'ng keskin kamayib ketadi?

3. Frank - Gers tajribasida simob trubkasining temperaturasi nechi gradus bo'lishi kerak?

4. Frank - Gers tajribasidagi tormozlovchi kuchlanish bilan tezlashtiruvchi kuchlanishni tushuntirib bering.

5. Frank - Gers tajribasida elektron simob atomi bilan elastik to'qnashgandan so'ng nima sodir bo'ladi? Elastik to'qnashgandach?

## II. PLANK DOIMIYSINI KOMPAKT O'LGHASH KURILMASI YORDAMIDA ANIQLASH

**Ishning maqsadi:** Elektronlarning kinetik energiyasini yorug'lik chastotasining funksiyasi sifatida o'lchash. Plank doimiysi  $h$  ni aniqlash.

**Kerakli jihozlar:**  $h$  ni aniqlash uchun fotoyacheyka,  $h$  ni aniqlash uchun fotoyacheyka, yuqori bosimli simob lampa, universal drossel elektrometr, kuchaytirgich, o'zgartiriluvchi energiya manbai 12 V AC , kondensator 100 pF, 630 V kalit qo'shgich (NO), bir qutbli qisqichli vilka, multimeter LD - analog 20, ekranli kabel BNC/4 mm, taqsimlash karobkasi , juft kabellar, ulash simlari.

### NAZARIY TUSHUNCHA

Stefan-Bolsman va Vin qonunlarining xulosalaridan kelib chiqib, Kirxgof universal funktsiyasini topish masalasida termodinamik usulni qo'llash aytilgan natijani bermas ekan. Kirxgof universal funktsiyasi elektromagnit to'lqinlarning bir vaqtda chastotaga (to'lqin uzunlikga) va jism haroratiga bog'liqligini nazariy yo'l bilan yechish angliyalik olimlar D.Rele va D.Jinsga to'g'ri qeldi. Ular issiqlik nurlanishi qonuniga statistik fizikaning "energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha bir xil taqsimoti" mumtoz qonunini qo'llagan holda masalaning echimini topishga muvassar bo'ldilar.

O'sha zamon olimlari o'tkazgan tajribalarining natijalarini tahlil qilgan holda absolyut qora jism nurlanishining energetik spektral zichligi formulasini Rele-Jins quyidagicha taklif etdilar:

$$r_{\omega,T} = \frac{2\pi\omega^2}{c^2} kT, \quad (2.1)$$

bu yerda  $k$  – Bolsman doimiysi.

XIX asr oxirlarida olimlar tomonidan o'tkazilgan tajribalar asosida kuzatilgan, jismlarning yuqori haroratlarda isitilishi va ularning qichik chastotali to'lqin uzunliklar intervalida nurlanishlari Rele-Jins tomonlaridan nazariy yo'l bilan taklif etilgan (2.1) formuladan olingan natijalarga deyarli to'g'ri kelmadi, shu jumladan Stefan-Bolsman va Vin qonunlari ham.

Stefan-Bolsman, Vin va Rele-Jins qonunlari jismlarning issiqlik nurlanishi qonunlari bo'lganligi tufayli bir qonunni ifodalovchi formuladan ikkinchi qonunni ifodalovchi formula kelib chiqishi kerak edi, lekin bunday bo'lmadi. Masalan Stefan-Bolsman qonunini Rele-Jins qonunini ifodalovchi (2.1) formuladan aniqlab bo'lmadi.

Issiqlik muvozanat holatida nurlanishning spektral zichligi nurlanish chastotasi (to'lqin uzunligi) va jism temperaturasining universal funksiyasi muammosini mumtoz fizika nuqtai qarashlar orqali yechishga qaratilgan barcha harakatlar omadsiz bo'ldi. Jism nurlanishining - chiziqli garmonik otsilyatorning oddiy misolida nurlanishning muvozanati masalasi "bema'ni" natijaga olib keldi. Issiqlik nurlanishi muammosining boshi berk ko'chaga kirib qoldi

Masalan, absolyut qora jismning yorqinligini topmoqchi bo'lsak, unda ifodadagi  $r_{\omega,T}$  ning o'rniga Rele-Jins formulasini qo'yganimizda quyidagi ifoda yechimiga ega bo'lamiz:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty.$$

Integral ifoda yechimining cheksizlikka teng bo'lishi absurd tushuncha bo'lib qoladi. Ma'lumqi Stefan-Bolsman qonuni bo'yicha esa jismlarning issiqlik nurlanishidagi spektral zichligi  $R_e$  termodinamik haroratning to'rtinchi darajasiga muttanosib, ya'ni  $R_e = \sigma T^4$ . Bunday absurd tushuncha "ultrabinafsha halokati" iborasi bilan nomlanadi.

Absolyut qora jismning nurlanish spektral zichligining jism temperaturasi va nurlanadigan elektromagnit to'lqin chastotasi bilan birgalikdagi bog'lanish formulasi 1900 yilda nemis fizigi M.Plank tomonidan nazariy isbotlandi.

Bu muammoni echish uchun M.Plank mumtoz fizika tasavvurlariga mutlaqo zid bo'lgan o'zining kvant gipotezasiga asoslandi.

Plankning kvant gipotezasi: "Atomli otsilyator tomonidan chiqarilayotgan (yutilayotgan) elektromagnit to'lqinlar o'zining energiyasini uzluksiz emas balki,



to'liqin chastotasiga muttanosib miqdorda bo'lgan alohida portsiyalab (diskret)–kvantlar bilan nurlaydi”.

Plank taklifi bo'yicha elektromagnit to'liqinlar nurlanishi portsiyalar bilan chiqarilsa, unda otsilyator energiyasi aniq diskret miqdorlarni  $\varepsilon_n$  qabul qilishi mumkin, otsilyatordan nurlanayotgan to'liqin energiyasi elementar portsiyalar energiyalarining (faqat aniq diskret energiyasi  $\varepsilon_o = h\nu_o = \hbar\omega_o$ ) butun soniga karrali qiymatlarini qabul qilishi mumkin bo'ladi:

$$\varepsilon = n\varepsilon_o = nh\nu_o = n\hbar\omega_o. (n = 0;1;2;.....) \quad (2.2)$$

bu yerda  $h$  yoki  $\hbar$ –kattaliklar M.Plank doimiysi. Plank doimiysi otsilyator chiqaradigan elektromagnit to'liqinlar portsiya energiyasi  $\varepsilon_o$  bilan nurlanishning chiziqli chastota  $\nu$  o'rtasidagi muttanosiblik koeffisienti bo'lib hisoblanadi. Plank doimiysi  $h$  ning,  $2\pi$  ga bo'linganini ko'rsatadi. Ularning sonli miqdorlari quyidagicha:

$$\hbar = h / 2\pi = (1,05449 \pm 0,00003) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 0,659 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s},$$

$$h = 2\pi\hbar = (6,62559 \pm 0,00015) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 4,21 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

Plank doimiysi eksperimentlar asosida issiqlik nurlanishi qonuni, fotosamara qonuni, uzlukli rentgen spektrlarining qisqa to'liqin uzunlikli chegarasi qonuni va b.q. fizikaviy hodisalar asosida ham aniqlangan.

Plank doimiysi zaruriy universal konstanta, u kvant fizikasida nisbiylik nazariyasidagi yorug'lik tezligiga o'xshash fundamental rol o'ynaydi.

Issiqlik nurlanishida bir vaqtda elektromagnit to'liqinlar chas-totasi hamda jism temperaturasiga bog'liq bo'lgan nurlanishning energetik spektral zichligi uchun formulani mumtoz fizika tassavvurlariga mutlaqo zid bo'lgan faqatginanurlanish energiyasining kvantlanishiga yo'l qo'yilsagina topish mumkin bo'lishini Plank isbot qildi.

Plank doimiysining ochilishi, va u bilan bog'liq kvantlanish g'oyasi, yangi kvant nazariyasi tug'ilishini boshlab berdi. Fizikani fan sifatida ikki qismga, ya'ni mumtoz fizika va bevosita fundamental konstanta  $\hbar$  bilan bog'liq bo'lgan kvant fizikasiga ajratish mumkin bo'ldi.

Issiqlik nurlanishida bir vaqtda elektromagnit to'liqlar Chastotasi hamda jism temperaturasiga bog'liq bo'lgan nurlanishning energetik spektral zichligi uchun formulani mumtoz fizika tassavvurlariga mutlaqo zid bo'lgan faqatgina nurlanish energiyasining kvantlanishiga yo'l qo'yilagina topish mumkin bo'lishini Plank isbot qildi.

Issiqlik nurlanishining kvant xarakterida ekanligi to'g'risidagi tasavvurlarga va statistik usullarni qo'llagan holda M.Plank Kirxgofning universal funktsiyasini quyidagi formula ko'rinishida bo'lishini nazariy isbotladi:

$$r_{\omega,T} = \frac{2\pi\omega^2}{c^2} \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (2.3)$$

Turli temperaturada va dan gacha chastota intervalida absolyut qora jismlarning nurlanishi spektrlarida energiya taqsimoti tajribalar yo'li bilan olingan natijalar (2.1) formula bilan aniqlangan natijalarga mos keladi.

1900 yil 14 dekabrda nemis fizikasi jamiyati yig'ilishida M.Plank o'zining (2.3) formulasini nazariy isbotlab berdi. Shu kuni kvant fizikasining tug'ilgan kuni bo'lib hisoblandi.

Elektromagnit nurlanishning kichik chastotali intervallari uchun, ya'ni  $h\nu \ll kT$  ( $h\nu$  – kvant energiyasi  $kT$  – issiqlik harakati energiyasidan juda katta miqdorda kichik) bo'lganda M.Plank formulasi Rele-Jins formulasining shakliga to'g'ri keldi. Buni isbot qilish uchun M.Plank formulasidagi eksponentsial funktsiyasini qatorga yoyib ikkita hadi bilan cheklanib, tenglamaning o'ng tomoniga 1 ni qo'shib 1 ayrib quyidagi ifodaga ega bo'lish mumkin bo'ladi:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}, \quad \text{yunda } e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}. \quad (2.4)$$

(2.4) eksponentsial funktsiyani M.Plank formulasiga qo'yganda Rele-Jins formulasi kelib chiqadi:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (2.5)$$

Absolyut qora jismning yorqinligini ifodalovchi formulaga M.Plankning formulasini keltirib qo'yganda quyidagi ifodaga ega bo'lishadi:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu, \quad (2.6)$$

(2.6) ifodaga o'lchamsiz kattalikli o'zgaruvchilar kiritishadi:  $x = \frac{h\nu}{kT}$ ;  $dx = \frac{h}{kT} d\nu$ ,

bundan  $d\nu = \frac{kT}{h} dx$  munosabatni topib olamiz. Bunday munosobatlarni e'tiborga

olgan holda M.Plank formulasi quyidagi ko'rinishda o'zgartiriladi:

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4, \quad (2.7)$$

(2.7) formuladan quyidagini belgilab olamiz:  $\sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$ . Bu

integralning yechimi  $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$  ga teng. Bundan tashqari, (2.7) formulaga  $k, c$  va

$h$  larning son qiymatlarini qo'yganimiz bilan yechim tajriba natijalari bilan to'g'ri keladigan Stefan-Bolsman doimiysi ni aniqlash mumkin bo'ladi.

Nurlanayotgan jismlarning spektral uchastkasidagi yorqinligi (2.7) ifoda ( $R_{\nu,T} = R_{\lambda} \frac{\lambda^2}{c}$ ) va Kirxgof universal funktsiyasining M.Plank formulasi orqali ifodasidan foydalangan holda Vin siljish qonunini ham aniqlash mumkin bo'ladi:

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}, \quad (2.8)$$

bu yerdan

$$\frac{\partial r_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^6 (e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1)} \left( \frac{hc}{kT\lambda} e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 5 \right). \quad (2.9)$$

Birinchi tartibli hosilani nolga tenglashtirgan holda funksiya maksimumga ega bo'lgandagi  $\lambda_{max}$  qiymatini topish mumkin bo'ladi. Unda,  $x = \frac{hc}{kT\lambda_{max}}$  o'zgartirish kiritib quyidagi tenglamaga hosil bo'ladi:

$$xe^x = 5(e^x - 1) = 0. \quad (2.10)$$

Bunday transtsendent tenglamani ketma-ket yaqinlashish usuli bilan olingan yechimi  $x = 4,965$  topiladi. Xuddi shunday,  $\frac{hc}{kT\lambda_{max}} = 4,965$  munosabat ham topiladi, bundan quyidagi ko'paytma aniqlanadi:

$$T\lambda_{max} = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = b, \quad (2.11)$$

Oxirgi bu ifoda Vin siljish qonunining matematik ifodasi bo'ladi.

Universal doimiylar  $h, k$  va  $c$  larni bilgan holda Stefan-Bolsman va Vin doimiyliklarni ( $\sigma$  va  $b$ ) aniqlash mumkin. Ikkinchi tomondan  $\sigma$  va  $b$  larning tajribadan aniqlangan qiymatlarini bilgan holda  $h, k$  larning qiymatlarini hisoblash mumkin bo'ladi (xuddi shunday usul bilan M.Plank doimiysi qiymati birinchi marta topilgan edi).

Shunday qilib, M.Plank formulasi tajriba natijalari bilan mos kelishi bilan birga, u issiqlik nurlanishi qonunlarining barchasini o'z ichiga oladi. M.Plank formulasidan issiqlik nurlanishi qonunlaridagi doimiyliklarni ham hisoblab topish mumkin bo'ladi. Shunidek M.Plank formulasi Kirxgof tomonidan qo'yilgan issiqlik nurlanishi asosiy muammosining to'la yechimi bo'lib hisoblanadi. Aytish joyizki, faqatgina M.Plankning revolyusion kvant gipoteza-si asosida jismlarning nurlanish qonunlari o'z echimini topdi.

Issiqlik nurlanishidan yuzaga kelgan elektromagnit to'lqinlar spektrlari modda atomlari faqatgina planetar model sifatida qaralgandagina uning tashqi qobiqlaridagi elektronlarining harakati tufayli sodir bo'ladi deb tassavur qilsa bo'ladi.

Demak, jismlarning issiqlik nurlanishi sababini quyidagicha talqin qilsa bo'ladi: modda atomlardan tuzilgan, atomning markazida musbat zarralar tashkil

topgan yadro va yadro atrofida har biri o'zining xususiy qobig'iga ega bo'lgan elektronlar harakat qiladi; jumladan qattiq jismlardagi atomlarning tashqi qobig'idagi elektronlar issiqlik ta'sirida harakatga keladi (atomlar tinch holatdan qo'zg'algan holatga o'tadi), natijada atomning ichki energiyasi ortadi va turli uzunlikdagi elektromagnit to'lqinlar nurlaydi (shu jumladan ko'zga ko'rinadigan nurlar ham).

### *Plank doimiysini aniqlashning tajribaviy usuli*

Plank doimiysi  $h$  yoki  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  fizikaning fundamental doimiylaridan biri bo'lib, mikrofizikaviy ob'ektlarning, misol uchun elektronlar va fotonlarning, kvant xarakteristikalarini tavsiflashda ishlatiladi. Shuning uchun, Plank doimiysi ko'p tajribalarda tabiatning kvant xossalari tavsiflashda fundamental doimiy sifatida ishlatiladi.

Plank doimiysini fotoelektrik samara hodisasi yordamida aniqlash mumkin.

Metal sirtidan yorug'lik nurlari yordamida urib chiqarilgan fotoelektronlar soni yorug'lik intensivligidan hamda elektronlarning energiyasi yorug'lik nurlari chastotasidan bog'liq bo'ladi. Bunday tajribalarning natijalari 1905 yilda A.Eynshteyn tomonidan tushuntirib berilgan edi. Bunda A.Eynshteyn yorug'lik "fotonlar" deb ataluvchi zarrachalarning oqimidan tashkil topgan deb faraz qildi, va har bir fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik chastotasiga proporsional bo'lgan individual foton tomonidan urib chiqariladi deb faraz qildi, ya'ni foton energiyasi:

$$E = h\nu \quad (2.12)$$

A.Eynshteyn munosabati, bu jarayon uchun energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Har bir urib chiqarilgan elektron fotonning  $h\nu$  energiyasini atomdan tashqariga olib chiqadi. Fotoelektronlarning metal sirtidan chiqish ishi dan ortiqcha energiya elektron tomonidan kinetik energiya  $E_{kinetik}$  sifatida olinadi:

$$E_{kinetik} = \frac{m_0 v^2}{2} = h\nu - A \quad (2.13)$$

Elektronning chiqish ishi material turiga bog'liq bo'ladi.

Plank doimiysi  $h$  fotoyacheykani monoxromatik yorug'lik (ya'ni, maxsus to'lqin uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik) bilan ekspozitsiyalash yo'li bilan aniqlanishi mumkin va urib chiqarilgan elektronlarning kinetik energiyasi o'lchanishi mumkin. Bunday tajribaning sxematik tasviri 2.1-rasmda keltirilgan.

To'lqin uzunligi bo'yicha filtr  $F$  yordamida hosil qilingan monoxromatik yorug'lik nuri vakuumli shisha kolba ichida joylashtirilgan fotoyacheykaning  $K$  katodiga tushadi. Katoddan uzilib chiqqan fotoelektronlar anodga tomon harakatlanadi, foto-tok shaklida  $I$  o'lchanadi va  $C$  kondensatorni chegaraviy elektrostatik kuchlanish  $U_o$  gacha zaryadlaydi.

Agar fotoelektronlar asta-sekin orttirilib boriladigan manfiy potentsial bilan qaytarilsa fototok mos ravishda kamayib boradi. Fototok qiymati nolga teng bo'lgandagi bu kuchlaishning qiymati  $U_o$  ga chegaraviy kuchlanish deyiladi. Bu kuchlanishda hatto eng kuchsiz bog'langan elektronlar, ya'ni, eng kuchsiz chiqish ishiga ega bo'lgan va shuning uchun eng katta kinetik energiyaga ega bo'lgan elektronlar ham anod kuchlanishini  $E_{kinetik}$  eng olmaydi.

Bu tajribada anod kuchlanishi unga tushuvchi elektronlar bilan  $U_o$  chegaraviy kuchlanishgacha zaryadlanadigan kondensatordan foydalanib hosil qilinadi. Chegaraviy kuchlanish  $U_o$  bu kuchsiz bog'langan elektronlarning kinetik energiyasini hisoblashda foydalanilishi mumkin:

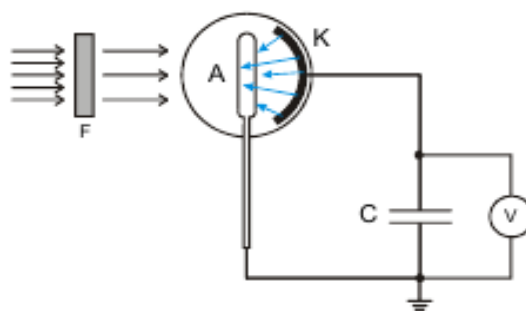
$$eU_o = h\nu - A \quad (2.14)$$

buyrda  $e$  – lementar zaryad (elektronning zaryad miqdori);  $A$  – elektronning metal sirtidan chiqish ishi. Agar tushuvchi yorug'likning chastotasi  $\Delta\nu$  ga ortsa elektronning energiyasi  $h\Delta\nu$  a ortadi.

Chegaraviy kuchlanish fototokni kompensatsiyalashi uchun  $\Delta U_o$  a orttirilishi lozim. Bu holat uchun quyidagi tenglama qo'llaniladi:

$$eU_o = h\Delta\nu \quad (2.15)$$

ya'ni energiya  $h\Delta\nu$  ga ortishi bilanoq  $eU_o$  energiya yo'qotilishi bilan kompensatsiya-lanadi.



2.1-rasm. Fotoelektrik effekt yordamida Plank doimiysini o'lchash uchun qurilmaning sxematik ko'rinishi.

Agar chegaraviy elektrostatik  $U_o$  kuchlanish chastota  $\nu$  ning funktsiyasi sifatida chizilsa (2.15) tenglama qiyaligi quyidagiga teng bo'lgan to'g'ri chiziqni berdi:

$$\frac{\Delta U_o}{\Delta \nu} = \frac{h}{e}. \quad (2.16)$$

Qiyamati ma'lum bo'lgan elementar zaryad uchun (elektron uchun) Plank doimiysi  $h$  funktsiya  $U_o(\nu)$  grafikning qiyaligidan aniqlanishi mumkin.

#### *Foton impulsi*

Chastotasi bo'lgan yorug'lik nuri oqimi jismning sirtiga Perpendikulyar tushayotgan bo'lsin va jism tomonidan yutilsin. Elektrodinamika kursiga asosan, jismning sirtiga yorug'lik tomonidan beriladigan yorug'lik bosimi bu elektromagnit nurlar energiyasining hajmiy zichligiga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Har qanday foton energiyaga ega, fotonlarning konsentratsiyasi  $\frac{w}{h\omega}$ ,  $w$  –yorug'lik energiyasining hajmiy zichligi. Fotonlar jism sirtiga qarab normal chiziq bo'ylab tezlik bilan harakatlanganda, birlik vaqtda birlik yuzaga tushayotgan fotonlar soni  $\frac{cw}{h\omega}$  teng bo'ladi.

Jism tomonidan foton yutilsa foton kvantlari jismga impuls beriladi, boshqacha qilib aytganda jism sirtiga bosim yuzaga keladi.

Yuqoridagi fikrlardan quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

-birinchidan, jism sirtiga normal chiziq bo'yicha tushayotgan fotonning bergan bosimi birlik vaqtda birlik yuza tomonidan yutilgan fotonlar impulslarining yig'indisiga teng. Yig'indi impuls quyidagi ifodaga teng, hamda foton bosimi energiyasining hajmiy zichligiga teng bo'ladi:

$$\frac{pcw}{\hbar\omega} = w,$$

bundan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar k,$$

buyrda  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$  – to'lqin soni,  $\lambda = cT = 2\pi c/\omega$  – yorulik to'lqin uzunligi,  $T = 2\pi/\omega$  – elektromagnit to'lqinning tebranish davri.

-ikkinchidan, ma'lumki foton energiyasi  $E = \hbar\omega = mc^2$ , impuls  $p = mc = \hbar\omega/c$  teng, bundan kelib chiqadiki, foton tinchlikda bo'lishi mumkin emas, uning bo'lishi uchun yorug'lik tezligiga teng yoki unga yaqin tezlik bilan harakatlanishi zarur.

Maksvel nazariyasiga asosan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'lqin shu jismga bosim beradi. Elektromagnit to'lqinlarning jism sirtiga beradigan bosimini quyidagicha izohlash mumkin:

-metalldan tayyorlangan katod sirtiga elektromagnit to'lqinlar perpendikulyar tushganda uning to'lqini elektr  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  magnit maydon kuchlanganliklarining vektorlari metall sirti buylab yo'nalgan bo'ladi, to'lqinning elektr maydoni ta'sirida katod sirtida yaqin joylashgan atomlarining elektronlari elektr maydoniga teskari yo'nalishda harakatga kela boshlaydi, shu vaqtning o'zida elektromagnit to'lqi-nining magnit maydoni tomonidan harakatlanayotgan atomning elektroniga Lorens kuchi ( $F_L$ ) ta'sir qiladi;

-Lorens kuchi yo'nalishi katod sirtiga perpendikulyar ravishda uning ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi, yoritilayotgan katod sirtining birlik yuzasiga ta'sir etadigan Lorens kuchlarining sirdagi yigindisi yorug'lik bosimini harakterlaydi;



-Maksvellning elektrodinamika nazariyasi asosida o'tkazilgan hisoblashlar natijasida yorug'lik bosimi uchun quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$P = w(1 + \rho),$$

bu yrda  $w$  – sirtga tushayotgan elektromagnit to'lqinlar dastasi energiyasining hajmiy zichligi;  $\rho$  -katod sirtining yorug'lik qaytarish koeffisienti;

Yoruglik bosimini aniqlashga doir tajriba qurilmasi quyidaicha tuzilgan 2.2-rasmda sxematik tasvirlangan.

Osongina buriladigan ikkita parrak qanotlari mavjud bo'lib, ulardan biri qoraytirilgan (*I*), ikkinchisi esa yaltiroq (*II*) qilib yasalgan. Bu parrak qanotlarini navbatma-navbat yorug'lik bilan yoritish natijasida hosil bo'ladigan parrakning burilishlari taqqoslanadi. Parrak o'qiga yopishtirilgan kichkina ko'zgudan (*K*) qaytuvchi yorug'lik nurining og'ishiga qarab parrakning buriladiganlik darajasi aniqlanadi. Tajriba natijalariga asosan yorug'likning yaltiroq parrakli qanotiga beradigan bosimi ( $P_{ya}$ ) qora parraklik qanotiga beradigan bosimidan  $P_q$  ikki marta katta bo'lib chiqadi. Bunday natija Maksvellning nazariy xulosasiga mos keldi:

-ideal yaltiroq sirtli parrak uchun sirt qaytarish koeffisienti  $\rho = 1$  teng deb qabul qilingan, unda elektromagnit to'lqinlar bosimi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

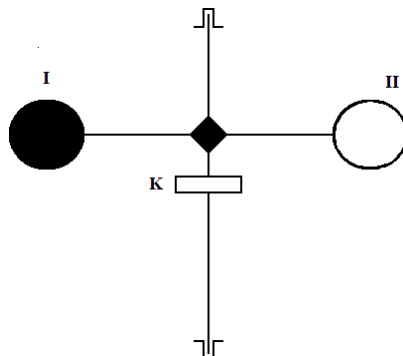
$$P_{ya} = w(1 + \rho) = 2w;$$

-elektromagnit to'lqinlarni to'la yutuvchi qoraytirilgan parrak sirti uchun qaytarish koeffisienti  $\rho = 0$  teng deb qabul qilingan, unda bu sirtga beriladigan yorug'lik bosimi ifodasi  $P_q = w(1 - \rho) = w$  teng bo'ladi.

Shunday qilib, jism sirtiga perpendikulyar tushayotgan elektromagnit to'lqinlarining, bir-biriga perpendikulyar elektr va magnit maydon kuchlanganliglarining vektorlari jism sirtiga tushadi, jism materiali atomlaridagi erkin elektronlar elektr maydoni ta'sirida harakatlanib magnit maydoni ta'sirida Lorens kuchiga ega bo'ladi. Lorens kuchi yo'nalishi jism sirtiga tushayotgan yorug'lik ftoni harakat yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lib ftonning jism sirtiga bosimini yuzaga keltiradi.

### Bote tajribasi.

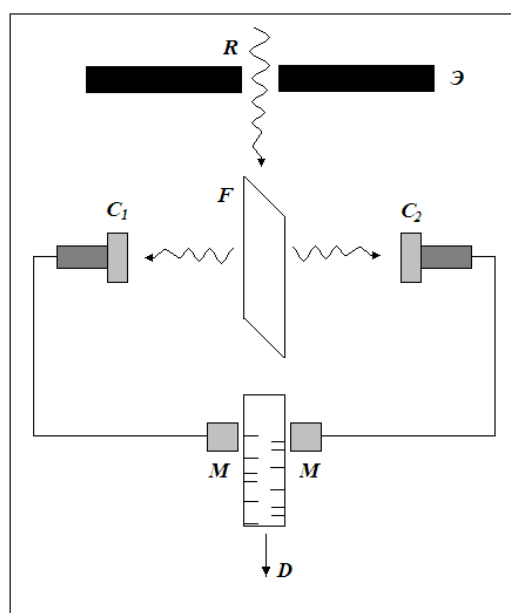
Fotonlarning mavjudligi bevosita B. Bote tajribasida tasdiqlandi. Yupqa metall folga F ikki  $C_1$  va  $C_2$  simmetrik o'rnatilgan hisoblagich o'rtasida joylashtirildi.



2.2-rasm. Yorug'lik bosimini kuzatadigan qurilma sxemasi

Folga rentgen nurlarining zaif nurlari bilan yoritilgan R, uning ta'siri ostida folganing o'zi rentgen nurlarining ikkilamchi manbaiga aylandi (bu hodisa rentgen lyuminessentsiyasi deb ataladi). Birlamchi rentgen nurning past intensivligi tufayli folga chiqaradigan ikkilamchi nurlarining kvantlar soni juda oz miqdorda bo'ladi.

Hisoblagichlarning har biriga ikkilamchi rentgen nurlarining kirib borishi darhol ularni tetiklashga (qayd qilishga) olib keladi ( $10^{-3}$  s kam vaqt ichida) va maxsus mexanizmni faollashtiradi, bunday qo'zg'alishlar doimiy harakt qilib turuvchi D lentaga belgi qo'yadi.



2.3-rasm. Bote tajribasining sxemasi.

Agar nurlanish energiyasi to'liqin tasvirlaridan kelib chiqqan holda barcha yo'nalishlarda teng ravishda taqsimlangan bo'lsa, ikkala hisoblagich ham  $C_1$  va  $C_2$  bir vaqtning o'zida qo'zg'atilishi kerak edi va lentadagi belgilar simmetrik ravishda bir-biriga to'g'ri tushar edi.

Aslida, lentadagi belgilarning mutlaqo tartibsiz joylashuvi kuzatiladi. Buni faqat yorug'lik kvantlari folga  $F$  dan alohida nurlanish harakatlarida chiqib, u yoki bu yo'nalishda uchishi bilan izohlash mumkin bo'ladi.

Shunday qilib, maxsus yorug'lik zarralari energiya va impulsli fotonlarning mavjudligi eksperimental ravishda isbotlandi.

Bu tajribada Plank doimiysi  $h$  fotoelektrik effekt yordamida aniqlanadi.

$$E = h\nu \quad (2.17)$$

Elektronlar metal sirtidan yorug'lik nurlari yordamida urib chiqarilishi mumkin (fotoelektrik effekt). "Fotoelektronlarning" soni yorug'lik intensivligidan bog'liq bo'ladi. Ammo, urib chiqarilgan elektronlarning energiyasi faqat yorug'lik chastotasidan bog'liq bo'ladi. Bu tajribalarning natijalari 1905 yilda Eyinshteyn tomonidan tushuntirib berildi. Bunda  $U$  yorug'lik "fotonlar" deb ataluvchi zarrachalarning oqimidan tashkil topgan deb faraz qildi, va har bir fotoelektron energiyasi chastotaga proporsional bo'lgan individual foton tomonidan urib chiqariladi deb faraz qildi, ya'ni foton energiyasi: "Eyinshteyn munosabati" bu jarayon uchun energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Har bir urib chiqarilgan elektron fotonning  $h\nu$  energiyasini oladi. Chiqish ishi  $A$  dan ortiqcha energiya elektron tomonidan kinetik energiya  $E_{kin}$  sifatida olinadi:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m v^2 = h\nu - A \quad (2.18)$$

Elektronning chiqish ishi material turidan bog'liq bo'ladi.

Plank doimiysi  $h$  fotoyacheykani monoxromatik yorug'lik (ya'ni, maxsus to'liqin uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik) bilan ekspozitsiyalash yo'li bilan aniqlanishi mumkin va urib chiqarilgan elektronlarning kinetik energiyasi o'lchanishi mumkin. 2.3-rasmda bunday tajribaning sxematik tasviri keltirilgan.

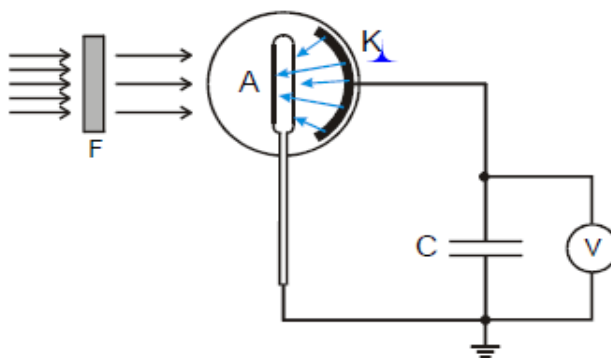
Yorug'lik halqa shaklidagi anod orqali (platina sim) kaliy sirtiga tushadi. Fotoelektronlar anodgacha yetib boradi, va fototok I shaklida o'lchanadi.

Agar fotoelektronlar asta - sekin orttirilib boriladigan manfiy potensial bilan qaytarilsa fototok mos ravishda kamayib boradi. Fototok qiymati nolga teng bo'lgandagi bu kuchlanishning qiymati  $U_0$  ga chegaraviy kuchlanish deyiladi. Bu kuchlanishda hatto eng kuchsiz bog'langan elektronlar, ya'ni, eng kuchsiz chiqish ishiga ega bo'lgan va shuning uchun eng katta kinetik energiyaga  $E_{kin}$  ega bo'lgan elektronlar ham anod kuchlanishini yenga olmaydi.

Bu tajribada anod kuchlanishi tushuvchi elektronlar bilan  $U_0$  chegaraviy kuchlanishgacha zaryadlanadigan kondensatordan foydalanib hosil qilinadi. Chegaraviy kuchlanish  $U_0$  bu kuchsiz bog'langan elektronlarning kinetik energiyasini hisoblashda foydalanilishi mumkin:

$$eU_0 = h\nu - A \quad (2.19)$$

$e$ : elementar zaryad,  $A$ : chiqish ishi



2.4-rasm. Fotoelektrik effekt yordamida Plank doimiysini o'lchash uchun qurilmaning sxematik ko'rinishi. To'lqin uzunligi bo'yicha filtr F yordamida hosil qilingan monoxromatik yorug'lik nuri fotoyacheykaning K katodiga tushadi.

Fotoelektronlar anodga tomon harakatlanadi va C kondensatorni chegaraviy kuchlanish  $U_0$  gacha zaryadlaydi.

Agar tushuvchi yorug'likning chastotasi  $\Delta\nu$  ga ortsa elektronning energiyasi  $h \cdot \Delta\nu$  ga ortadi. Chegaraviy kuchlanish fototokni kompensatsiyalash uchun  $\Delta U_0$  ga orttirilishi lozim. Bu holat uchun quyidagi tenglama qo'llaniladi:

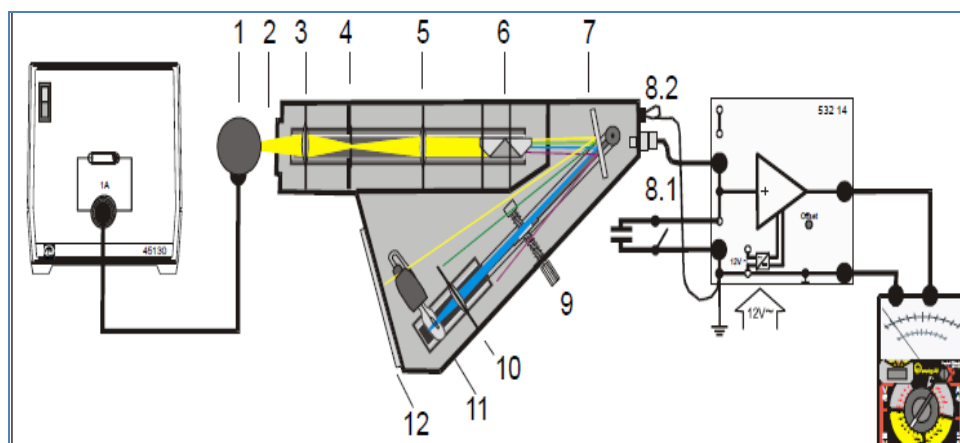
$$e \cdot \Delta U_0 = h \Delta \nu \quad (2.20)$$

ya'ni energiya  $h\Delta\nu$  ga ortishi bilanoq  $eU_0$  energiya yo'qotilishi bilan kompensatsiyalanadi.

Agar chegaraviy kuchlanish  $U_0$  chastota  $\nu$  ning funksiyasi sifatida chizilsa (2.20) tenglama qiyaligi quyidagiga teng bo'lgan tog'ri chiziqni beradi:

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} = \frac{h}{e} \quad (2.20)$$

Qiymati ma'lum bo'lgan elementar zaryad uchun Plank doimiysi  $h$   $U_0(\nu)$  grafikning qiyaligidan aniqlanishi mumkin.



2.5-rasm. Eksperimental qurilmaning sxematik ko'rinishi. 1-yuqori bosimli simob lampasi, 2surgich, 3- yig'uvchi linza, 4-tirqish, 5-tasvirlovchi linza, 6-to'g'ri ko'rish prizmasi,7-oyna,8.1-BNC/4 mm ekranlangan kabel uchun vilka (katod), 8.2-4 mm vilkalar (halqa anod) 9-burovchi ruchka,10-tirqishli diafragma bilan yig'uvchi linza, 11- fotoyacheyka, 12-oyna va pasaytiruvchi surg'ich.

### O'lchash va natijalarni hisoblash

1. 2.5-rasmga asosan qurilmani yig'ing va tok manbaiga ulang.
2. 2.5-rasmga mos tayyorlash: chiqarish oynasining pleksiglass platasining ichki qismini (12) oq qog'oz bilan yoping. (6) to'g'ri korish prizmasini va (10) tirqishli diafragma bilan linzani nur yo'lidan olib qo'ying. "elektr ulashlarni o'rnatish" tavsiflangan elektr ulashlarni bajaring
3. Yuqori bosimli simob lampasini (1) kompakt qurilma asosidan taxminan 5 mm masofada o'rnatib.
4. Yuqori bosimli simob lampasining (1) tasvirini linza (3) bilan tirqish ustida hosil qiling. Lampani va linzalarni to'g'rilang (tirqish tutgichning o'rtasida).

5. Tirqishning tasvirini chiqarish oynasining ustida tasvirini (5) linzani to'g'rilash bilan, agar lozim bo'lsa (7) oynani to'g'rilash bilan hosil qiling.

6. To'g'ri ko'rish prizmasi (6) ni shunday kiringki, yuqori bosimli simob lampasining har ikkala, binafsha chizig'i va sariq chizig'i chiqarish oynasiga to'g'ri tushsin.

6. Fotoyacheykani rozetkaga burab kiring; tirqishli diafragma biriktirilgan linzani nurning yo'liga shunday joylashtiringki spektral chiziq tasviri fotokatod ustida hosil bo'lsin.

7. Xonani qisman qorong'ilashtiring. (10) linza tirqishli diafragmasining tasviri chiqarish oynasida ko'rinadi.

8. Multimetrni qo'shing va 3 V DC diapazonga ornating.

9. Sariq nur uchun chegaraviy kuchlanish  $U_0$  ni aniqlang: buni bajarish uchun (9) ip yordamida buraluvchi ruchkani sariq chiziq chiqarish oynasidan ko'rinadigan qilib to'g'rilang.

10. Agar siz tajribani qorong'ilashtirilmagan xonada o'tkazsangiz (12) chiqarish oynasini qorong'ilashtiruvchi surg'ich bilanyoping.

11. Kondensatorni kalitini pastga bosib, multimetr nolni ko'rsatguncha razryadlang

12. Tajribani qo'shish kalitini ulash bilan boshlang; kondensator chegaraviy kuchlanish  $U_0$  gacha zaryadlanguncha taxminan 30 s dan to 1 min gacha kuting.

13.  $U_0$  uchun o'lchangan qiymatlarni yozib oling. Bu ishlarni yashil, ko'k va binafsha spektral chiziqlar uchun takrorlang.

14. Olingan natijalar asosida quyidagi jadvalni to'ldiring.

| Rang     | $\lambda$<br>Nm | $\nu$<br>THz | $U_0$<br>V |
|----------|-----------------|--------------|------------|
| Sariq    |                 |              |            |
| Yashil   |                 |              |            |
| ko'k     |                 |              |            |
| Binafsha |                 |              |            |

16. Chegaraviy kuchlanish  $U_0$  ning yuqori bosimli simob spektral chiziqlarining chastotasi  $\nu$  dan bog'liqlik grafigini chizing .

17. Plank doimiysini chegaraviy kuchlanishning  $U_0$  qiymatini turli chastotalar uchun o'lchash natijasida aniqlab ( $V$ ) formulaga asosan hisoblang va adabiyotdagi qiymati bilan solishtiring.

### **Sinov savollari.**

1. Fotoeffekt hodisasini tushuntirib bering
2. Fotoeffekt qonunlarini ta'riflab bering.
3. Fotoelement nima? Fotoelementning qanday turlarini bilasiz?
4. To'xtatuvchi potensial nima?

### **III. VODORODNING BALMER SERIYALARIDAN $H_\alpha$ , $H_\beta$ VA $H_\gamma$ LARNING TO'LQIN UZUNLIKLARINI ANIQLASH**

**Tajriba ishining maqsadi:** Ajratish qobiliyati yuqori bo'lgan difraktsion panjara yordamida vodorod atomi spektral chiziqlarini kuzatish. Balmer seriyalaridan  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  va  $H_\gamma$  to'lqin uzunliklarni o'lchah. Ridberg doimiysi  $R_\infty$  ni aniqlash.

**Kerakli asboblari:** Balmer lampasi, Balmer lampalari uchun energiya manbai, Rowland panjarasi kopiyasi, prujina qisqichli tutgich, linzalar, kuzatish ekrani rostlanuvchi tirgich, kichik optik stol, V shakldagi shtativ, leybold ko'ptutgichi, o'lchash lineykasi, 2 m.

### **NAZARIY TUSHUNCHA**

Qattiq jismlar tutash spektrlarni chiqaradi. Gazlar chiziqli va yo'l - yo'l spektrlarga ega.

Chiziqli spektr bir qator qonuniylashtirilgan ravishda joylashtirilgan ko'proq yoki kamroq tor spektral chiziqlardan iborat. Yo'l - yo'l spektrda tutash chiziqlar bir-biriga yaqin joylashgan spektral chiziqlar to'plamiga bo'linadi.

20-asrning boshlariga kelib, gazlarning chiziqli spektrlari atom va molekulyar spektrlardan nurlanishi aniqlandi.

Vodorodning atom spektri vodorod molekularining katta qismi atomlarga tushganda vakuumli vodorod quvurchasida elektr zaryadsizlanishi bilan kuzatilishi mumkin.

Atomning ko'plab spektral chiziqlarining mavjudligi uning ichki tuzilishining murakkabligini ko'rsatadi.

Spektrdagi spektral chiziqning holati to'liq uzunligi  $\lambda$  yoki chastotasi bilan tavsiflanadi  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ . Spektroskopistlar  $\nu$  o'rniga spektroskopik to'liq soni deb ataladigan  $\bar{\nu}$  dan foydalanadilar. Bu vakuumda 1 sm uzunlikdagi to'liqlar soni:  $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ .

Aytish joyizki, bir-biri bilan ta'sir qilmaydigan atomlar qo'zg'atilgandan keyin nurlanadi. Ularning spektrlari alohida ensiz (kambar, tor) spektral chiziqlardan tashkil topadi, va ularni chiziqli spektrlar deb nomlashadi.

Spektral chiziqlarning ko'pligi atomning ichki tuzilishi murakkab ekanligidan dalolat beradi. Atom spektrlarini o'rganish atomning ichki tuzilishini tushunish kaliti bo'lib xizmat qildi. Eng birinchi spektral chiziqlar tartibli joylashgani, so'ngra esa ular chiziqlar seriyalarini hosil qilishi payqaldi.

Vodorod atomining chiziqli spektrlari o'rganilganda (vodorod atomi spektral chiziqlar tasviri 3.1-rasmda keltirilgan).

Elektromagnit 1 sekundagi tebranishlar soni spektr chiziqning chastotalari deb qabul qilingan:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \left( \frac{1}{\text{sek}} \right).$$

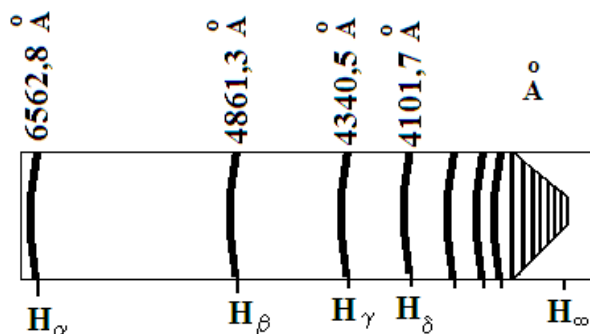
bu yerda  $c$  – bu'shliqdagi elektromagnitlari tezligi;  $\lambda$  – elektromagnit to'liq uzunligi.

Balmer (1885) vodorod atomi spektrida quyidagi qonuniyat borligini qayd qildi. Hozirgi zamon yozuvi belgilanishida u quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\omega = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots, \quad (3.1)$$



bu yerda  $\omega$  – har bir spektr chizikka tegishli tsiklik chastota ( $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ),  $R$  – Ridberg doimiysi:  $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ sek}^{-1}$ .



3.1-rasm. Atomar vodorodning nurlanishdagi chiqarish spektridagi Balmer seriyasi:

$H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}$  -ko'rinuvchi chiziqlar; seriya chegarasi.

Spektroskopiyada spektral chiziqlarning chastotalari bilan emas, balki to'lqin soni deb nomlanadigan bilan xarakterlash qabul qilingan (to'lqin soni qilib bir santimetrdagi to'lqinlar soni qabul qilingan):

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\omega}{2\pi c}, \text{sm}^{-1}$$

buyerde  $\lambda$  – to'lqin uzunligi. To'lqin soni uchun yozilgan Balmer formulasi, quyidagi shaklga ega bo'ladi:

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

buyerde Ridberg doimiysi qiymati quyidagiga teng:

$$\bar{R} = \frac{R}{2\pi c} = 109737,31 \text{sm}^{-1}.$$

Balmer tomonidan vodorod atomi spektrida ko'zga ko'rinadigan 4 ta spektral chiziqlar:  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}$  borligi kuzatildi. Bunday spektral chiziqlar to'lqin uzunliklarining joylashishini tajribalar natijalari asosida quyidagi empirik formula bilan bog'liq ekanligini ko'rsatib berdi:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (3.2)$$

bu yerda  $n = 3, 4, 5, 6$ , va  $B$  – empirik formula konstantasi bo'lib,

$3645,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 3645,6 \text{ \AA}$  uning qiymati ga teng.

Formula (3.2) bilan hisoblangan va spektroskopiyada o'lchangan vodorod atomining Balmer spektral seriya chiziqlari to'lqin uzunliklari 3.1-jadvalda keltirilgan.

3.1-jadval.

Vodorol atomi uchun Balmer spektral chiziqlari to'lqin uzunliklari.

| Chiziq       | Balmer formulasidan hisoblangan,<br>$\overset{\circ}{A}$ | Angestrem bilan o'lchash natijasi,<br>$\overset{\circ}{A}$ | Farq,<br>$\overset{\circ}{A}$ |
|--------------|--|--|-------------------------------|
| $H_{\alpha}$ | 6562,08  | 6562,10  | + 0,02                        |
| $H_{\beta}$  | 4860,80  | 4860,74  | - 0,06                        |
| $H_{\gamma}$ | 4340,00  | 4340,10  | + 0,10                        |
| $H_{\delta}$ | 4101,30  | 4101,20  | - 0,01                        |

Formula (3.1) dan ko'rinadiki,  $(n)$  ning ortib borishi bilan to'lqin sonlaridagi qo'shni chiziqlar orasidagi farqlar kamayib boradi,  $n = \infty$  bo'lganda  $\bar{\nu} = \frac{R}{2^2}$  doimiy qiymatga ega bo'lib qoladi.

Demak, spektral chiziqlar sonining ortib borishi bilan spektral chiziqlar intensivligi kamayib boradi.

Spektral chiziqlarning yig'indisi spektral seriyalar deyiladi.

1920 yilda Yer yuzida mavjud bo'lgan manbalardan foydalanib qo'zg'atilgan vodorod atomining 22 ta spektral chiziqlari tasviri spektroskopda aniqlangan. Shulardan 20 tasi Balmer seriyalari hamda Quyosh xromosferasidagi spektrlar seriyalar chiziqlari bilan solishtirilgan. Shular asosida quyoshda haqiqatda vodorod atomining nurlanishi bo'lishi tasdiqlangan.

Vodorod atomining spektridagi Balmer seriyalaridan tashqari Layman, Pashen, Breket, Pfundalar tomonidan bir qator boshqa spektral seriyalar ham qayd qilingan.

Elektromagnit nurlanishlarning ultrabinafsha to'liqlari sohasi qismida Layman spektral seriyalari qayt qilingan:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 2, 3, 4, 5 \dots) \quad (3.3)$$

Infraqizil to'liqlar sohasi qismida 3 ta seriyalar (Pashen, Breket va Pfunda) qayt qilingan:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 4, 5 \dots) - \text{Pashen spektral seriyasi};$$

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 5, 6 \dots) - \text{Breket spektral seriyasi};$$

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 6, 7 \dots) - \text{Pfundu spektral seriyasi}.$$

Yuqorida keltirilgan Layman, Balmer, Pashen, Breket, Pfunda spektral seriyalarining empirik formulalaridan kelib chiqib vodorod atomi uchun spektrlar seriyalarining Balmer umumlashgan formulasini quyidagicha ifodalash mumkin bo'ladi:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (3.4)$$

buyerdagi  $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \dots$  har qaysi dastlabki spektral seriyada o'zining doimiy miqdoriga ega;  $n$  – bir qator butun sonlar bo'lib  $m$  – dan bir raqamga ortgan butun songa teng deb qabul qilingan  $m = (n - 1)$ . Formula (3.4) Balmerning umumlashgan formulasi deb nomlanadi.

Vodorod atomi uchun spektral seriyalarining spekroskopda o'lchangan va (3.4) formula bilan hisoblangan to'liq uzunliklari 3.2-jadvalda keltirilgan.

3.2.-jadval.

Vodorod atomi uchun spektral seriyalarining spekroskopda o'lchangan va Balmer formulasi bilan hisoblangan to'liq uzunliklari.

| Layman spektral seriyasi $\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ |                                |                                 |                   |
|--|--------------------------------|---------------------------------|-------------------|
| $n$  | $\lambda, \text{Å}$ (o'lchash) | $\lambda, \text{Å}$ (Hisoblash) | $\nu$ (Hisoblash) |
|  |                                |                                 |                   |

|   |        |         |           |
|---|--------|---------|-----------|
| 2 | 1215,7 | 1215,68 | 82258,31  |
| 3 | 1026,0 | 1025,73 | 97491,36  |
| 4 | 972,7  | 972,54  | 102822,94 |

| Balmer spektral seriyasi $\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ |   |  |                          |
|--|---|--|--------------------------|
| $n$  | $\lambda, \text{\AA} (\text{o'lchash})$ | $\lambda, \text{\AA} (\text{Hisoblash})$ | $\nu (\text{Hisoblash})$ |
| 3  | 6562,8473                               | 6562,798                                 | 15233,216                |
|  | 6562,7110                               |  |                          |
| 4  | 4861,3578                               | 4861,327                                 | 20564,793                |
|  | 4861,2800                               |  |                          |
| 5  | 4340,497                                | 4340,466                                 | 23032,543                |
|  | 4340,429                                |  |                          |
| 6  | 4101,7346                               | 4101,738                                 | 25181,055                |
| 7  | 3970,0740                               | 3970,075                                 | 24373,343                |
| 8  | 3889,0575                               | 3889,052                                 | 25702,905                |
| 9  | 3835,397                                | 3835,387                                 | 26065,61                 |
| 10   | 3797,910                                | 3797,900                                 | 2632                     |

| Pashen spektral seriyasi $\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ |   |  |                          |
|--|---|--|--------------------------|
| $n$  | $\lambda, \text{\AA} (\text{o'lchash})$ | $\lambda, \text{\AA} (\text{Hisoblash})$ | $\nu (\text{Hisoblash})$ |
| 4  | 18751,3                                 | 18751,1                                  | 5331,58                  |
| 5  | 12817,6                                 | 12818,1                                  | 7799,33                  |

|    |          |         |          |
|----|----------|---------|----------|
| 6  | 10938,09 | 10938,1 | 9139,84  |
| 7  | 10049,8  | 10049,4 | 9948,13  |
| 8  | 9546,2   | 9546,0  | 10472,74 |
| 9  | 9229,7   | 9229,1  | 10832,40 |
| 10 | 9015,3   | 9014,9  | 11089,69 |
| 11 | 8863,4   | 8862,9  | 11280,03 |

| Breket spektral seriyasi $\bar{\nu} = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2})$ |                      |                                   |                   |
|---|----------------------|-----------------------------------|-------------------|
| $n$   | $\lambda$ (o'lchash) | $\lambda, \text{\AA}$ (Hisoblash) | $\nu$ (Hisoblash) |
| 5   | 4,05 4,05mkm         | 40510,4                           | 2467,75           |
| 6   | 2,63mkm              | 26251,6                           | 3808,26           |

| Pfunda spektral seriyasi $\bar{\nu} = \bar{R}(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2})$ |                      |                                   |                   |
|---|----------------------|-----------------------------------|-------------------|
| $n$   | $\lambda$ (o'lchash) | $\lambda, \text{\AA}$ (Hisoblash) | $\nu$ (Hisoblash) |
| 6   | 7,40mkm              | 74578,0                           | 1340,512          |

*Spektral termalar. Kombinasion printsip.*

Vodorod atomi uchun spektroskoplarda qayt qilingan Layman, Balmer, Pashen, Breket, Pfunda spektral seriyalarining empirik formulalaridan ko'rinib turibiki ulardagi birinchi hadlari keyingi seriya formulalari uchun ikkinchi o'zgaruvchi had sifatida kelmoqda. Masalan, Pashen spektral seriyasidagi empirik formulaning birinchi hadi ( $\frac{\bar{R}}{3^2}$ ) Balmer spektral seriyasi empirik formulasi uchun birinchi o'zgaruvchi had bo'ladi va Layman spektral seriyasi empirik formulasi uchun esa

ikkinchi o'zgaruvchi had bo'ladi. Balmer spektral seriyasi formulasining birinchi hadi Layman spektral seriyasi empirik formulasining ikkinchi o'zgaruvchi hadi bo'ladi.

Balmerning umumlashgan empirik formulasidan ma'lum bo'lmoqdaki,  $m$  – ning ikkita butun sonlari o'rtasidagi hadlar farqi  $(\frac{\bar{R}}{m^2})$  orqali to'lqin sonini ifodalash mumkin bo'ladi. Bunday shakllantirish usuliga kombinasion printsip deyiladi.

Yuqoridagi fikrlardan keyin Balmerning umumlashgan formulasidagi hadlarini quyidagi funktsiyalar bilan ifodalash mumkin bo'ladi:  $T(m) = \frac{\bar{R}}{m^2}$  va  $T(n) = \frac{\bar{R}}{n^2}$ , unda formulani ikkita butun sonlarning (funktsiyalarning) farqi orqali ifodalash mumkin bo'ladi:

$$\bar{\nu} = T(m) - T(n), \nu \quad (3.5)$$

yuqorida keltirilgan formuladagi funktsiyalar  $T(m), T(n)$  – spektral termalar yoki oddiy qilib aytganda termalar deyiladi.

Vodorod atomi uchun barcha termalar sistemasini birta umumlashgan formula  $T = \frac{\bar{R}}{n^2}$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) hosil qilishi mumkin bo'ladi.

Bir spektral seriyaning ikkita spektral chiziqlarining to'lqin soni aniq bo'lsa, ularning farqi ham o'sha atomga tegishli boshqa spektral seriya chizig'ining to'lqin soni bo'ladi, bunday shakllanish kombinasion printsip deb ham aytiladi.

Masalan, Layman spektral seriyasining ikkita spektral chiziqlari to'lqin sonlari berilgan bo'lsin:  $\bar{\nu}_1 = T_1 - T_2$  va  $\bar{\nu}_2 = T_1 - T_3$  bularning farqi quyidagicha:

$$\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = T_1 - T_3 - T_1 + T_2 = T_2 - T_3; \quad \bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = T_2 - T_3$$

bunday to'lqin soni Balmer seriyasining birinchi chizig'i to'lqin soni bo'ladi. Tajriba natijalarini o'lchash asosida olingan qiymatlar:  $\bar{\nu}_1 = 82258,31 \overset{\circ}{\text{A}}$ ;  $\bar{\nu}_2 = 97491,36 \overset{\circ}{\text{A}}$ , bularning farqi  $\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = 15233,05 \overset{\circ}{\text{A}}$ , bu raqam Balmer seriyasining  $n = 3$  bo'lgandagi spektral chiziq to'lqin soniga mos tushadi.

Demak, kombinasion printsip spektral chiziqlar chastotalarining ma'lum bir qonuniyatga bo'ysunishini asoslaydi. Ma'lumki, elektronning birta erkinlik darajasi bo'lsa, u tebranganda bir chastotaga ega bo'ladi, uchta erkinlik darajasiga ega bo'lsa, u uchta chastotaga ega bo'ladi. Vodorod atomining spektral seriyalari chiziqlaridan ma'lum bo'lishicha ular bir qator garmonik chastotalarga ega bo'lishi mumkin.

Kombinasion printsip zarrachalarning yoki atomlarning turli kvant qonuniyatlarini ifodalaydi. Ma'lumki Plank gipotezasi bo'yicha atomlar faqatgina aniq holatda bo'lishi kerak, uning energiyasi qator diskret kattaliklar hosil qilgan bo'ladi. Shunday qilib har qaysi terma aniq energetik holatga javob beradi va bor chastotasi bilan mavjud bo'ladi. Bu chastota nurlanayotgan atomning ikkita statsionar (muvozanat) holatidagi chastotasi bilan aniqlanadi:  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  va  $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ .

Bularni bilgan holda, chastotani  $\nu = \bar{\nu}c$  ifoda bilan almashtirsa bo'ladi. Unda har qaysi to'liq energiyasini unga mos to'liq soni bilan almashtirish mumkin bo'ladi:

$$hc\bar{\nu} = E_n - E_m, \quad (3.6)$$

(3.6) dan quyidagi munosobatlarni yozish mumkin bo'ladi:

$$\bar{\nu} = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc},$$

buyerde  $T(n) = -\frac{E_n}{hc}$ ,  $T(m) = -\frac{E_m}{hc}$ , bulardan  $\bar{\nu} = -[T(m) - T(n)]$  ifoda kelib chiqadi. Minus ishora bu, atomdagi elektronning Kulon maydonidagi energiyasi hisobida bo'lib, u doimo manfiy, lekin spektral termada ishorani musbat qilib olish qulay:

$$\bar{\nu} = T(m) - T(n). \quad (3.7)$$

#### *Vodorod atomining bor modeli va statsionar orbitalar.*

Rezerfordning atom planetar modeli bo'yicha: atomning markazida og'ir musbat  $Ze$  zaryadlangan yadro mavjud, uning atrofida manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi.

N.Borning soddalashgan vodorod atomi planetar modeli bo'yicha quyidagi munosobatni taklif etdt: "Vodorod atomida faqat impuls momenti  $M = n\hbar$

( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) teng bo'lgan elektrongina yadro atrofida aylanma traektoriya bo'yicha harakatlanadi",  $n$ –kvant soni. Bunday munosabat – kvantlanish qoidasi deyiladi. Bunday qoidadan-munosobatdan foydalanib vodorod va vodorodga o'xshash atomlarning stasionar aylanma orbitalarining radiuslari aniqlanadi.

Yadro musbat zaryadlangan  $Ze$  ( $Z$  – atomning tartib raqami), uning atro-fida aylanma orbita bo'yicha elektron aylanma harakat qiladi. Har bir elektron manfiy  $e$  zaryad olib o'tadi. Aylanma traektoriya bo'yicha harakat qilayotgan elektron markazga intilma tezlanishga ega bo'ladi. Bunday tezlanishni elektronga yadro kuchi bilan Kulon kuchining ta'siri yuzaga keltiradi:

$$\frac{mv^2}{r} = \chi \frac{Ze \cdot e}{r^2}, \quad (3.8)$$

buyerdagi  $m$  – elektron massasi;  $r$  – elektronning orbita radiusi;  $\chi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ,  $\epsilon_0$  – dielektrik doimiyligi.

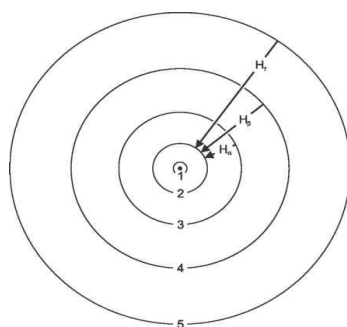
Ma'lumki, zaryadlangan zarraning tezlanishli harakati o'zgaruvchi elektr tokini hosil qiladi. O'zgaruvchi elektr toki fazoda elektromagnit maydon hosil qiladi, bu maydonni hosil qilish uchun elektronning energiyasi kamayishi kerak, oxir-oqibatda elektron yadroga tushishi kerak edi. Haqiqatda bunday bo'lmaydi. Bunday fakti nazariya bilan kelishib olish uchun N. Bor o'tkazilgan tajribalarning natijalari asosida tasdiqlagan, postulatlarini kiritdi.

Atomar vodorod spektri ko'rinish sohasida  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , va  $H_\gamma$  chiziqlarga ega. Bu chiziqlar ultra fiolet sohagacha kengayib ketgan to'liq seriyalar sohasiga tegishli bo'ladi. Balmer 1885 yilda bu seriyalarning chastotalari uchun quyidagi empirik formulani yaratdi:

$$\nu = R_\infty \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m: 3, 4, 5, \quad (3.9)$$

$R = 3.2899 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ : *Ridberg* doimiysi.



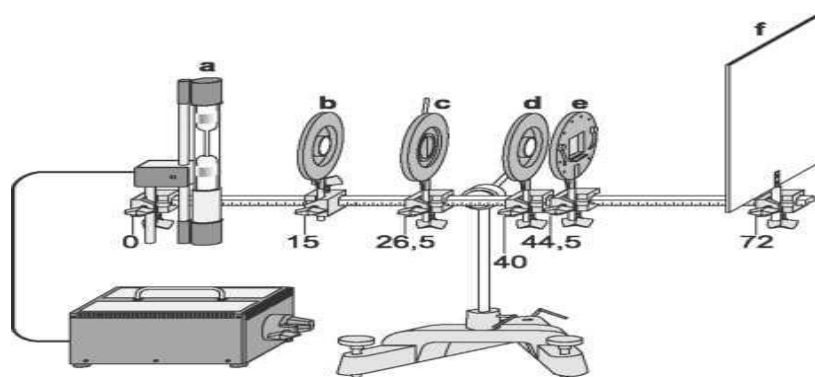


3.2-rasm. Vodorodning Bor atom modeli.  $H_1$ ,  $H_2$ , va  $H_3$  lar Balmer seriyasi o'tishlarining sxematik diagrammasi.

Keyinchalik Balmer formulasi Borning atom modeli asosida tushuntirib berildi (3.2-rasmga qarang). Tajribada suv bug'lari bilan to'ldirilgan Balmer lampasi yordamida chiqarish spektri uyg'ongan holatga o'tkaziladi. Suv molekulari elektr razryadi yordamida uyg'ongan vodorod atomi va gidroksil guruhga ajratiladi.  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  va  $H_\gamma$  larning to'lqin uzunliklari yuqori ajratish qobiliyatiga ega bo'lgan difraksiyon panjara yordamida aniqlanadi. Birinchi tartibli difraksiyon maksimum uchun, to'lqin uzunligi  $\lambda$  va kuzatilish burchagi  $\varphi$  o'rtasidagi munosabat quyidagicha  $\lambda = d \sin \varphi$  (3.9).  $d$ : panjara doimiysi

$$\sin \varphi = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (3.10)$$

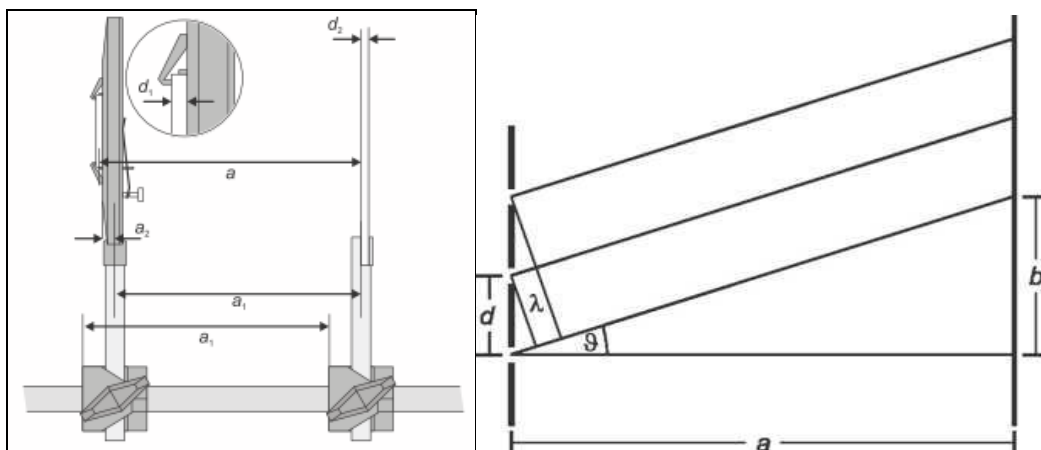
O'lchangan qiymatlar Balmer formulasi (3.4) yordamida hisoblangan chastotaning qiymatlari bilan taqqoslanadi



3.3-rasm. Atomar vodorodning Balmer seriyalarini o'rganish uchun eksperimental qurilma (rasmda optik stol ustida Leybold ko'p tutgichining chap qimi vaziyati ko'rsatilgan) Balmer lampasi, b tasvirlovchi linza  $f = 50$  mm, c rostlanuvchi tirqish, d tasvirlovchi linza  $f = 100$  mm, e difraksiyon panjara, f ekran

### Tajriba ishini bajarish tartibi.

1. Qurilmani 3.3-rasmga ko'rsatilganday yig'ing.
2. Rowland panjarasi kopiyasini yorug'lik yo'liga siljiting
3. Tajriba xonasini to'liq qorong'ilashtiring va yorug'lik o'tishini kuzatish ekraniga to'g'rilang
4. Rostlanuvchi tirqishni to ekranda alohida ajralgan chiziqlar hosil bo'lguncha kichiklashtiring.



3.4-rasm. Rowland panjarasi va kuzatish ekraning batafsil sxemasi

5. Agar lozim bo'lsa, Balmer lampasidan tushayotgan keraksiz yorug'likni karton qog'oz bilan to'sib qo'ying.
6. Ekranda chiziqlarning holatini va nolinci tartibning holatini belgilang.
7. Ekrandagi chiziqlar va nolinci tartib o'rtasidagi masofalar,  $b$  larni o'lchang va jadvalga joylashtiring.
8. Rowland panjarasi va kuzatish ekрани o'rtasidagi masofa  $a$  ni aniqlang jadvalga yozing.
9. Kuzatilgan chiziqlarning to'lqin uzunligi va chastotasini 3.7-formuladan hisoblang
10. (3.9) - formulaga asosan Ridberg doimiysining qiymatini aniqlang. Bunda  $m=3$  da  $\nu_\alpha$ ,  $m=4$  da  $\nu_\beta$ ,  $m=5$  da  $\nu_\gamma$  chastotalarning qiymatlarini olishni unutmang.
11. Chastota va  $(1/4) - (1/m^2)$  ning funksiyasi sifatida grafigini chizing. Chiziqlar va nolinci tartib o'rtasidagi masofalar  $b$  (panjara doimiysi  $d = 1/600$

| Rang            | Chiziq        | $\lambda$ nm | $\nu/THz$ | $\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}$ | B    |      |
|-----------------|---------------|--------------|-----------|-------------------------------|------|------|
|                 |               |              |           |                               | Mm   |      |
|                 |               |              |           |                               | chap | o'ng |
| Qizil           | H $_{\alpha}$ |              |           |                               |      |      |
| biryuza<br>rang | H $_{\beta}$  |              |           |                               |      |      |
| ko'k            | H $_{\gamma}$ |              |           |                               |      |      |

### Sinov savollari

1. Bor postulatlarini tariflang
2. Nurlanishning chizikli spektrini atom nuqtai nazardan qanday tushuntirish mumkin?
3. Spektroskop, spektrograf deb qanday asboblarga aytiladi?
4. Balmer seriyasidan boshqa yana qanday seriyalarni bilasiz?

### IV. ELEKTRONNING SOLISHTIRMA ZARYADINI ANIQLASH.

**Tajriba ishining maqsadi:** Elektronlarning magnit maydonida aylanma orbita bo'ylab og'ishini o'rganish. Magnit maydoni B ni doimiy r radiusli orbitadagi elektronlarni tezlashtiruvchi potensial U ning funksiyasi sifatida aniqlash. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.

**Kerakli jihozlar:** Elektron nur trubkasi, o'lchash qurilmasi va ushlab turgichiga ega bo'lgan Gelmgols g'altagi, trubkaning energiya manbai multimetr LD analog, po'lat lentali o'lchagich, xavfsiz ulash simlari.

### Nazariy tushuncha

Modda atomi to'g'risidagi bilimlar qadim zamonda tug'ilgan. Grek faylasuflari Levklipp (bizning eramizgacha 500 yil oldin), Anaksa-gor (bizning eramizgacha 500-428 yil oldin), Empedokl (bizning eramizgacha 492-432 yil oldin), Demokrat (bizning eramizgacha 460-370 yil oldin), Epikur (bizning eramizgacha 341-270 yil oldin) jismlarning atomlardan tuzilganligi haqidagi bilimlari rivojlanib keldi. Bu sohada Demokratning xizmatlari juda katta, u olam

bo'sh fazodan va cheksiz ko'p bo'linmaydigan moddiyliklardan-jismlardan, zarrachalar-atomlardan iborat deb hisoblangan. Barcha jismlar o'zlarining shakli, holati va taqsimlanishi bilan farq qiladigan atomlardan tuzilgan, atomlarning qo'shilishi va ajralishi natijasida jismlar paydo bo'ladi va yo'qoladi. Demokrat g'oyasining kamchiligi shundaki, u bo'sh fazo mavjud deb hisoblagan. Demokratning bu g'oyasiga Aristotel teskari qarab, moddiylikning uzluksizligi asosida uningcha bo'sh fazo bo'lishi mumkin emas deb qaraydi, yana Aristotel atomlarning bo'linish g'oyasiga ham qarshi chiqdi.

Shunday qilib o'sha zamonda moddiylikning tabiatiga qarab (birinchidan moddiylik bo'linadi va ikkinchidan moddiylikning uzluksiz ekanligidan kelib chiqqan holda) ikki qarama-qarshi g'oyalar paydo bo'ldi.

Atomistika XVII-XVIII asrlarda boshqa barcha fanlarga o'xshash fizikada ham ko'zga ko'rinarli muvaffaqiyatlarga erishdi. Lekin shu davrning buyuk olimlari G.Galiley (1564-1642) va Rene Dekart (1596-1650) atomistikaning tarafdorlari bo'lmadilar. Ularning g'oyalari bo'yicha moddiylik zarrachalardan iborat deb qaradilar. P.Gassendi (1592-1655) demokratning g'oyasini rivojlantirib bo'linmas atomlar orasida bo'sh fazolar mavjud deb tasavvur etdi.

Atomistika. Har qanday modda zarrachalardan-atomlardan tuzilgan, ular o'z navbatida, elektronlar, protonlar va neytronlardan iborat bo'lishi bilan elektr zaryadining miqdori  $e = (1,60210 \pm 0,00002) \cdot 10^{-19} C$  teng bo'lgan elementar zaryadlardan tashkil topgan.

Elementar musbat zaryadlarni turg'un olib o'tuvchisi proton va pozitron bo'lsa, elementar manfiy zaryadlarni olib o'tuvchisi elektron bo'lib hisoblanadi. Kvantlar yoki fotonlar, elektromagnit maydonning elementar zarrachalari bo'lib, ular materiyaning bir shakli sifatida tasvirlanadi.

Moddiylikning atomistik tuzilishi va harakati yo'nalishida M.V.Lomonosovning (1711-1765) buyuk ishlari misol bo'lgan.

XIX asr xalq xo'jaligining keskin rivojlanishi, bug' dvigatellarning yaratilishi, barcha fan sohalarning taraqqiyoti bilan xarakterlanadi.

1811 yilda buyuk Italiyalik fizik-ximik Avogadro (1776-1856), fransuz fizik-ximik Gey-Lyussak (1778-1850) ishlariga tayangan holda bir xil tashqi holatda: haroratda; bir xil hajmda barcha gazlarning molekulari soni bir xil bo'ladi degan kashfiyotlar yaratildi. Shundan keyin atomistik bilim gipotezasidan ilmiy nazariyaga o'tishga to'g'ri keldi, bu esa moddalarning tuzilishi to'g'risidagi bilimlarning boyishiga asos bo'ldi.

XIX asrda moddalarning molekulyar-kinetik nazariyasi, 1827 yilda esa ingliz olimi Broun mikroskopik zarrachalarning uzluksiz xaotik harakatini ixtiro qildi.

1860 yillardan keyin moddalarning molekulyar-kinetik nazariya-ga ta'aluqli tadqiqotlarga bir qancha dunyo olimlarining ilmiy ish-larini va ixtirolarini qo'shsa bo'ladi: nemis fiziklari A.Kryoniga (1822-1879), R.Klauzius (1822-1888); ingliz fiziklari D.Djoul (1818-1889), D.K.Maksvel (1831-1879); avstraliyalik fizik L.Bolsman(1844-1906); polshalik fizik M.Smoluxovskiylar (1872-1917) shular jumlasidandir.

Buyuk rus ximigi D.I.Mendeleyevning (1834-1907) ximiyaviy elementlarning davriy qonunlari yaratilganidan keyin atom to'g'risidagi bilimlar yana boyidi. Bu qonunlar atom va molekular tuzilishining murakkab masalalarini yechishda yo'l boshlovchi bo'lib xizmat qildi.

V.Kruks (1832-1919) va D.D.Tomsonlarning (1856-1940) katod nurlarini kashf qilganlarida ular elektronlar oqimini kashf etganlarini payqab qolishdi. Keyinchalik esa ular tomonidan elektron zaryadi va massasi aniqlandi (solishtirma zaryadi).

1911 - yilda D.D.Tomson tomonidan atom tuzilishi modeli yaratildi. Tomson bo'yicha "atom musbat zaryadlangan shar shaklida bo'lib uning ichida manfiy zaryadlangan elektronlar mavjud". Bunday model noto'g'ri bo'lsa ham, lekin o'sha zamonda moddalarning elektr, optik va boshqa xossalarini tushuntirib berishga qodir bo'lib qoldi.

1896 - yilda fransuz fizigi Anri Bekkerel (1852-1908) radiak-TIV hodisasini yaratdi. Bunday hodisani Per Kyuri (1859-1909) va Mariya Sklodovskaya-Kyuri

(1867-1937) va ingliz fizigi ezerfordlar tekshirib moddalarning asosiy xossalarini va radiaktiv hodisasining sabablarini aniqlashdi. Aniqlashlaricha, bir qator og'ir yadrolar (uran va radiy) ko'zga ko'rinmaydigan nurlarni sochishadi.

$\alpha$ -zarrachalarning azot yadrosi bilan to'qnashganida vodorod atomi yadrosi va proton yuzaga kelishini 1919 - yilda Rezerford aniqladi, bunday hodisa sun'iy ravishda atomlarning bir ko'rinishidan boshqasiga o'tishining boshlanish davri bo'lib qoldi. 1919 - yildan boshlab ingliz fizigi Aston tomonidan izotoplar kashf qilindi, fransuz fiziklari I.Kyuri (1897-1956) va F.Jolio-Kyuri (1900-1958) hamda ingliz fizigi Chadvik neytrinoni kashf qilishdi, bular esa yadro fizikasi fanining kelib chiqishiga asos bo'lib qoldi .

Rezerford tez harakatlanar - zarrachalarni turli elementlarning atomlari bilan to'qnashtirganda tajriba natijalariga qarab xulosa qiladiki, atom barcha massasini o'z ichiga olgan va musbat zaryadga, kichik hajmga ega bo'lgan, uning diametri esa taxminan 10-13 sm ga teng bo'lgan yadroga ega. Atomning bu qismi (yadrosi) atom o'lchamidan yuz ming marta kichik bo'ladi.

Atomning musbat zaryadlangan qismini birinchilardan bo'lib Rezerford yadro deb nomladi. Bunga asosan atomning yadroviy (yoki planetar) modeli yaratildi. Tomson modelini o'zgartirgan, atomning yadroviy modeli hozirgi kungacha atom tuzilishi to'g'risidagi tassavvurlarga asos bo'lib kelmoqda.

Yorug'lik nurlanishining kvant tabiati va yorug'lik jarayonlarning ochilishi yorug'lik tabiatining ikki xil tabiatga ega ekanligiga olib keldi. Lui De-Broylning taxminlariga asosan harakatlanayotgan har bir mikrozarrachaga elektromagnit to'lqin sochilishi to'g'ri keladi. Amerikalik fiziklar Devvison va Djermer 1927 yilda tajribalar asosida elektronlarning difraksiya hodisasini aniqlab zarrachalarning to'lqin tabiatga ega ekanligini tasdiqladilar. Zarrachalar korpuskulyar va to'lqin tabiatga ega ekanligi atomning ichki tuzilishi to'g'risidagi tassavvurlarni yanada yangi nazariyalar bilan boyitdi. Bu sohada kerakli usullar va tadqiqotlar Rossiyaning fiziklariga tegishli: ya..I.Frenkel, V.A.Fok, D. D.Ivanenko, I.E.Tamm, L.D.Landau,A.A.Sokolov, A.S. Davidov va b.q.

Shunday qilib, atom fizikasi XX asrning 20-yillarida fan sifatida shakllana bordi. Buning sababi esa o'sha yillari buyuk ilmiy kashfiyotlarning yuzaga kelishi bo'ldi. Bulardan ba'zilarining qisqa mazmuni quyida keltirilgan.

1874y. - Stoni, Faradey va Avogadro sonlaridan kelib chiqib elementar zarrachaning zaryad miqdori  $e$  va 1891y. "elektron" termini kiritildi.

1888y. - Stoletov fotosamara hodisasini ilmiy asosda tadqiqot qildi.

1895y. – rentgen nurlarining ochilishi bo'ldi.

1900 y.-Plank absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratdi va Plank doimiylik - kiritildi.

1905y.-Eynshteyn fotosamara hodisasini energiya saqlanish qonuniga asosan tushuntirib o'tdi.

1913 y. – Bor bo'yicha atomning planetar modeli yaratildi.

1925-27 yy.- Kvant mexanikasining asosi Gayzenberg, Born, Yordan, Dirak, Pauli, Shredingerlar tomonlaridan yaratildi.

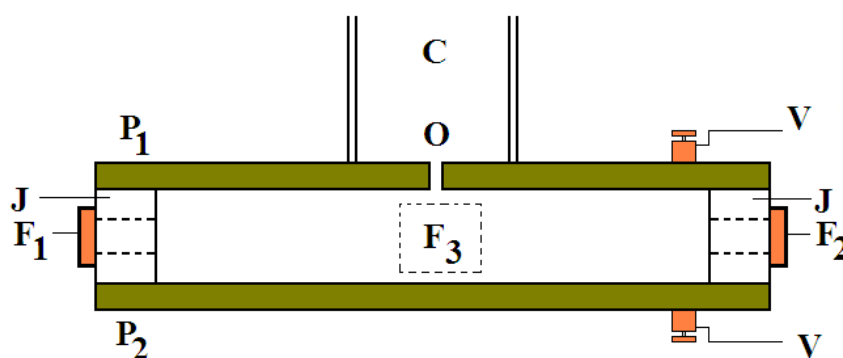
#### *Elektron, uning zaryadi va massasini aniqlash.*

Siyraklashgan gazlarda gaz razryadini tadqiq qilish, hosil bo'ladigan katod nurlarining yuzaga keladigan xossasini aniqlash shuni ko'rsatdiki, manfiy zaryadlangan atomlar odatdagi atomlarga bog'liq bo'lmagan holda erkin holatda yuzaga keladi.

Elektron zaryadining diskretligini va uning miqdorini birinchi bo'lib 1911 yilda Milliken aniqladi. 1918 - yilda Milliken tajribasiga o'xshash tajriba asosida yorug'lik ta'sirida metall sirtidan ajralgan elektronlarning zaryad miqdorini A.F.Ioffe aniqladi.

Elektron zaryadini aniqlash uchun mo'ljallangan Milliken tajribasi 4.1-rasmda tasvirlangan kondensatorda amalga oshirilgan. Kondensatorning silliqashtirilgan plastinkalari va izolyatsiyalar bilan ma'lum bir masofada bir-biriga parallel o'rnatilgan. Yuqori plastinka o'rtasida teshik uyilgan, teshik orqali kondensator ichiga silindr ichida joylashtirilgan purkalash asbobi orqali tekshiriladigan moy

tomchisi purkalanadi. Ma'lumki purkalanadigan moy tomchilari elektr zaryadlanadi va kondensator ichiga faqat zaryadlangan moy tomchilari tushib qoladi. Derazacha orqali yorug'lik bilan moy tomchisi yoritiladi, derazacha yorug'lik oqimining chiqishini ta'minlash uchun xizmat qiladi. Shu bilan birga derazacha kondensator ichidagi havoni ionlashtirish hamda moy zaryadini o'zgartirib turish (masalan, rentgen nurlari bilan kondensator ichidagi havoni ionlashtirish) uchun ham xizmat qiladi, derazacha kondensator ichiga kiritilgan moy tomchisini mikroskop bilan kuzatish uchun xizmat qiladi.



4.1-rasm. Milliken kondensatori sxematik tasviri.

Zaryadlangan moy tomchisi gorizontal joylashgan kondensator plastinkalari orasida joylashtirilgan deb tasavvur etiladi. Agar kondensator plastinkalariga elektr maydon qo'yilmasa unda zaryadlangan moy tomchisi vertikal va erkin vertikal pastga tushadi. Moy tomchisining kichikligi tufayli u tekis tushadi, ya'ni uning og'irligi havoning qarshilik kuchi bilan tenglashadi. Stoks qonuniga asosan havoning qarshilik kuchi quyidagi tenglama bilan topiladi:

$$F = 6\pi\eta a v_g, \quad (4.1)$$

Bu yerda  $v_g$  – tomchining tushish tezligi,  $\eta$  – havoning ichki ishqalanish koeffitsienti;  $a$  – moy tomchisining radiusi.

Moy tomchisining radiusini quyidagi tenglama bilan aniqlash mumkin bo'ladi:

$$mg = 6\pi\eta a v_g. \quad (4.2)$$



$P_1, P_2$  - kondensator qoplamalari;  $F_1$  - havoni ionlashtirish derazachasi;  $F_2$  - yoruqlik;  $F_3$  - yorug'lik oqimining chiqish derazachasi;  $J$  - izolyatsiya qoplamalari;  $O$  - kondensator ichiga kiritiladigan tekshiriladigan moy tomchilari uchun teshik;  $C$  - pulverizator kiritilgan silindr;  $V$  - kondensator qoplamalariga qo'yiladigan elektr kuchlanishi beriladigan vintlar.

Haqiqatdan, moy tomchisining zichligini  $\sigma$  bilan, havoning zichligini  $\rho$  bilan belgilasak, unda havoda tushayotgan  $mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \sigma g$  og'irlikdagi moy tomchisiga (sharchasiga) yana bir kuch, Arximed kuchi ta'sir etadi, bu kuch  $mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho g$  teng bo'lib tik yuqoriga yo'nalgan bo'ladi, unda (4.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{4}{3}\pi a^3 (\sigma - \rho)g = 6\pi\eta a v_g,$$

Bu yerdan moy tomchisining radiusini topish mumkin bo'ladi:

$$a = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\eta} \sqrt{v_g}}{\sqrt{(\sigma - \rho)} \sqrt{g}}. \quad (4.3)$$

Kondensator plastinkalarida potentsiallar farqi qo'yilsa, potentsiallar farqi shunday qo'yiladiki, moy tomchisi elektr maydon ta'sirida yuqoriga ko'tarilsin, tomchining yuqoriga ko'tarilish tezligi  $v_u$ , xuddi tomchi tushganga o'xshash tekis ko'tariladi deb tasavvur etiladi va quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$Ue - mg = 6\pi\eta a v_u, \quad (4.4)$$

bu yerda  $U$  - kondensator plastinkalariga qo'yilgan kuchlanish. (4.2) va (4.4) tenglamalardan foydalanib moy tomchisining zaryad miqdorini topish mumkin bo'ladi:

$$e = \frac{6\pi\eta a}{U} (v_g + v_u),$$

Yoki moy tomchisi radiusi (4.3) formula bilan almashtiriladi, tomchi zaryad miqdori ifodasi quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$e = 9\sqrt{2} \frac{\pi \sqrt{v_g} \sqrt[3]{\eta^2}}{E \sqrt{(\sigma - \rho)} \sqrt{g}} (v_g + v_u). \quad (4.5)$$

Kondensator plastinkalari o'rtasidagi havoni ionlashtirish bilan moy tomchisining zaryadini o'zgartirish mumkin bo'ladi. Agar kondensator plastinkalari o'rtasidagi elektr maydon kuchlanishi oldindagidek saqlansa, moy tomchisi tezligi  $v_u'$  ga o'zgaradi, unda quyidagi tenglamaga ega bo'lishadi:

$$e_1 = 9\sqrt{2} \frac{\pi \sqrt{v_g} \sqrt[3]{\eta^2}}{E \sqrt{(\sigma - \rho)} \sqrt{g}} (v_g + v_u'),$$

bu tenglamani (4.5) bilan kombinatsiyalashtirilib, quyidagini topish mumkin bo'ladi:

$$\Delta e = e - e_1 = 9\sqrt{2} \frac{\pi \sqrt{v_g} \sqrt[3]{\eta^2}}{E \sqrt{(\sigma - \rho)} \sqrt{g}} (v_g - v_E'). \quad (4.6)$$

Moy tomchisining zaryadini yuqorida bayon etilgandek, bir necha bor o'zgartirib ko'p marotaba o'lchashlarni amalga oshirish mumkin bo'ladi.

*Elektronning solishtirma zaryadini tajriba usulida aniqlash.*

Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash asosida elektronning elektr va magnit maydonida elektron harakatining tadqiqoti yotadi. Shuni ta'kidlash zarurki, elektr va magnitning ko'ndalang maydonida og'ishi faqat ga bog'liq bo'lmasdan balki, boshqa faktorlarga, jumladan elektronning tezligiga ham bog'liq bo'ladi.

Agar elektron kuchlanganligi  $H = const$  bo'lgan bir jinsli magnit maydoni kuch chiziqlariga ko'ndalang bo'lib harakat qilsa (magnit qutblari bir-biriga parallel va gorizontal joylashgan, og'ish vertikal  $Z$  o'qi bo'yicha bo'ladi), unda asbob doimiyliigi miqdori faqat  $A$  maydon kuchlanganligi  $H$  va elektronning magnit maydoniga kirish nuqtasidan ekrangacha bo'lgan masofa  $l$  ga bog'liq bo'lib qoladi:

-vertikal  $Z$  o'qi bo'yicha og'ish  $Z = A \frac{e}{mv}$  ;

-asbob doimiyisi  $A = a(l - \frac{a}{2})H$ , agar  $l = a$  bo'lsa, unda  $A = \frac{a^2}{2}H$  bo'ladi.

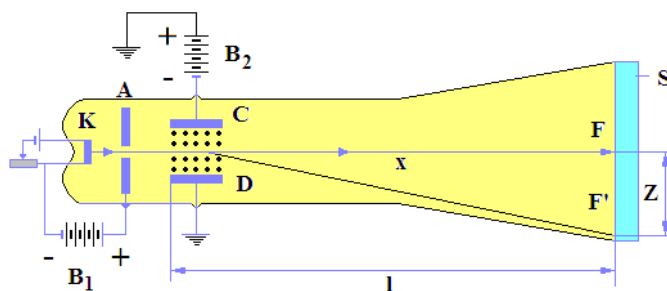
Agar elektron kuchlanganligi  $E = const$  bir jinsli elektrostatik maydon kuch chiziqlariga ko'ndalang bo'lib harakat qilsa (kondensator plastinkalari bir-biriga parallel va ular gorizontal joylashgan bo'lsa og'ish vertikal  $Z$  o'qi bo'yicha

bo'ladi), unda asbobning doimiyligi miqdori  $B$  elektrostatik maydonning kuchlanganligi  $E = const$  va elektronning magnit maydoniga kirish nuqtasidan ekrangacha bo'lgan masofa  $l$  ga bog'liq bo'ladi:

$$\text{-vertikal } Z \text{ o'qi bo'yicha og'ishi } Z = B \frac{e}{m\nu^2};$$

$$\text{-asbob doimiysi } B = b(l - \frac{b}{2})E, \text{ agar } l = b \text{ bo'lsa, unda } B = \frac{b^2}{2}E \text{ bo'ladi.}$$

4.2-rasmda elektronning solishtirma zaryadini  $e/m$  aniqlash asbobning sxematik ko'rinishi keltirilgan. Vakuimli trubkada joylashtirilgan  $K$  katod,  $B_1$  batareya orqali qizdiriladi, elektronlar anodga  $A$  qarab yuboriladi,  $A$  anodda tirqish qo'yilgan, elektronlar shu tirqishdan o'tib flyuorensenzialangan ekranga borib  $F$  iz qoldiriladi.  $A$  va  $F$  orasida elektronlar  $CD$  kondensator plastinkalari o'rtasidan o'tadi, bu plastinkalarga  $B_2$  batareyadan kuchlanish qo'yiladi. Agar  $B_2$  batareya kondensatorga ulansa, unda elektr maydon ta'sirida elektronlar dastasi ekrandagi  $F$  holatdan  $F'$  holatga siljiydi.



4.2-rasm. Elektronning elektrostatik va magnit maydonlarida og'ishidan foydalanib uning solishtirma zaryadini aniqlash usuli sxemasi.

Xuddi shunday kondensator plastinkalari ( $CD$  o'rtasida) o'rtasida magnit maydon hosil qilib elektronlar dastasini siljitishga olib kelinsa va yuqorida keltirilgan formulalardan foydalanib  $e/m$  va  $\nu$  lar aniqlanadi.

Anod bilan katod o'rtasida potentsiallar farqi  $U$  qo'yilsa, unda elektronning tezligi quyidagi tenglama bilan topiladi:

$$\frac{m\nu^2}{2} = \frac{eU}{300}.$$

Demak, kuchlanish ni bilganimiz bilan elektronning tezligini aniqlashimiz mumkin bo'ladi.

Misol. Elektronning magnit maydonida aylanma orbita bo'ylab og'ishini o'rganish uchun magnit maydoni  $\vec{B}$  ni doimiy  $\vec{r}$  radiusli orbitadagi elektronlarni tezlashtiruvchi potensial  $U$  ning funksiyasi sifatida aniqlash mumkin.

Tajriba yo'li bilan elektronning massasi  $m_e$  ni aniqlash juda murakkab bo'ladi. Elektronning solishtirma zaryadini tajribalarda aniqlash esa soddaroq hisoblash mumkin bo'ladi:

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e}. \quad (4.7)$$

Agar elementar zaryad miqdori  $e$  ma'lum bo'lsa (4.7) ifodadan elektronning massasi  $m_e$  ni hisoblash mumkin. Bir jinsli magnit maydoni induksiyasi  $\vec{B}$  da maydonga perpendikulyar ravishda tezlik  $\vec{g}$  bilan harakatlanayotgan elektronga uning tezligi  $\vec{g}$  va magnit maydoni induksiya vektoriga  $\vec{B}$  perpendikulyar bo'lgan  $\vec{F}_l$  Lorens kuchi ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_l = e \cdot \vec{g} \cdot \vec{B}. \quad (4.8)$$

Aylanma traektoriya bo'yicha harakatlanayotgan elektronga markazga intilma kuch ta'sir etadi:

$$\vec{F}_m = m_e \frac{g^2}{r}.$$

Bu kuchlar ta'sirida elektron radiusli orbitada harakatlanadi:

$$e g B = m_e \frac{g^2}{r}, \quad (4.9)$$

Elektronlar elektron nurli trubkasida kuchlanish ostida tezlashtiriladi, shundan kelib chiqib elektronlarning natijaviy kinetik energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin bo'ladi:

$$eU = \frac{m_e g^2}{2}, \quad (4.10)$$

(4.9) va (4.10) ifodalardan kelib chiqib elektronning tezligini quyidagicha aniqlash mumkin bo'ladi:

$$(4.9) \text{ ifodadan} \quad g^2 = \frac{e \mathcal{G} B r}{m_e}, \quad \frac{e}{m_e} = \frac{\mathcal{G}}{B r}, \text{ bundan } \mathcal{G} = \frac{e}{m_e} B r; \quad (4.11)$$

$$(4.10) \text{ ifodadan} \quad e \cdot U = \frac{m_e \mathcal{G}^2}{2} = \frac{m_e}{2} \left( \frac{e}{m_e} B \cdot r \right)^2 = \frac{m_e}{2} \frac{e^2}{m_e^2} B^2 \cdot r^2 = \frac{e^2}{2} \frac{B^2 \cdot r^2}{m_e},$$

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{(B \cdot r)^2}. \quad (4.12)$$

Elektron nurli trubkada past bosimda vodorod molekulari bo'ladi, va ular elektronlar bilan to'qnashganda nur chiqaradi. Bu esa elektronlarning orbitasi bevosita bor bo'lishiga olib keladi, va orbita radiusi lineyka bilan o'lchab olinishi mumkin.

Magnit maydoni Gelmgols g'altaklari juftida hosil qilinadi va u Gelmgols g'altaklaridagi tok kuchi  $I$  ga to'g'ri mutanosib bo'ladi:

$$B = k \cdot I. \quad (4.13)$$

Magnit maydonida harakat qilayotgan elektron orbitasi  $r$  doimiy bo'lib turganda, tezlashtiruvchi potensial  $U$  ning tok kuchi  $I$  dan bog'liqligi (4.12) va (4.13) tenglamalarning shaklini o'zgartirishdan hosil qilinishi mumkin:

$$U = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{1}{2} \cdot r^2 \cdot k^2 \cdot I^2. \quad (4.14)$$

$$\text{Muttanosiblik koefisyenti} \quad k = \mu_o \cdot \left( \frac{4}{5} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{R}, \quad (4.15)$$

Bu yerda  $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vol'ta} \cdot \text{sekund}}{\text{Amper} \cdot \text{metr}}$  magnit doimiyligi; g'altakning radiusi

$r = 150 \text{ mm}$  va g'altak o'ramlar soni  $n = 130$  qiymatlardan foydalanib hisoblanishi, yoki kalibrovka (to'g'rilanishi) grafigi  $B = f(I)$  ni o'lchashlardan foydalanib topish mumkin bo'ladi. U holda elektronning solishtirma zaryadini aniqlash uchun barcha kattaliklar ma'lum bo'ladi.

*Elektronning solishritma zaryadini aniqlash.*

Rentgen spektrlarini o'rganish elektronning solishtirma zaryadini  $\left( \frac{e}{m} \right)$  aniq belgilash uchun ham yangi imkoniyatlar yaratdi. Dispersiyani elektron

nazariyasidan zaif bog'langan elektronlar va etarlicha qattiq rentgen nurlari bo'lgan holda sindirish ko'rsatgichi quyidagicha bo'lishi topildi:

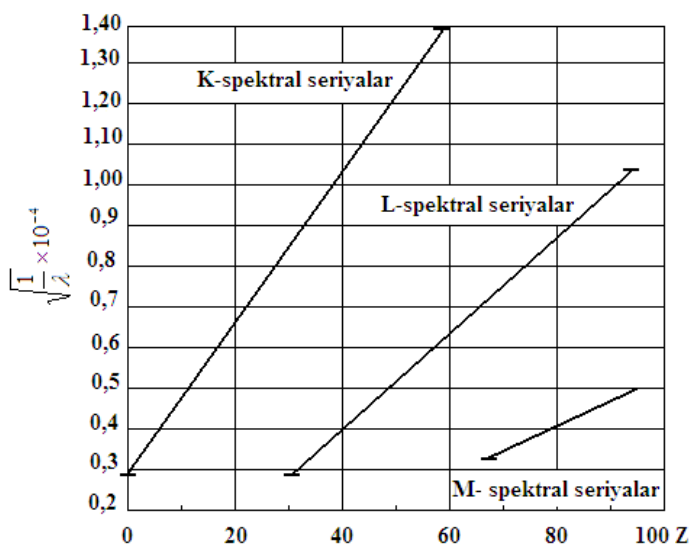
$$\mu = 1 - \frac{ne^2}{2\pi m\nu^2},$$

Bunda  $n - 1, sM^3$ , dagi elektronlar soni va rentgen nurlari chastotasi.

Elektronlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin: atom tartib raqami  $Z$  bo'lgan moddaning bir moldagi elektronlar soni  $N_A Z$  ga teng,  $1sM^3$  dagi elektronlar soni esa:

$$n = \frac{N_A Z}{M} \rho$$

ga teng, bunda  $M$  –atom og'irligi. Agar  $e$  – elektrostatik birlik-larda,  $F$  – Faradey soni, elektromagnit birliklarda ifodalangan bo'lsa, u holda  $N_A e = F$  bo'ladi;  $\nu$  va  $\frac{c}{\lambda}$  bilan almashtirib, yuqorida kelti-rilgan ikki formuladan quyidagi ifodani topish mumkin bo'ladi:



4.3-rasm. Rentgen nuri spektrining barcha seriyalari uchun spektral chiziqlar to'liq uzunliklariga teskari bo'lgan miqdorning kvadrat ildizi bilan atom nomerlari orasidagi bog'lanish.

$$\mu = 1 - \frac{FZ\rho\lambda^2}{2\pi M} \frac{e}{mc},$$

bunda  $\delta = 1 - \mu$  deb belgilab  $\frac{e}{m}$  ni quyidagicha topish mumkin bo'ladi:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi M}{FZ\rho} \frac{\delta}{\lambda^2} CGSM \cdot z^{-1} ,$$

bunda  $\frac{e}{m}$  - solishtirma zaryadni elektromagnit birliklarda aniqlash uchun  $\delta$  ni va rentgen nurlari to'liqining absolyut uzunligini aniq bilish etarli. Ushbu formuladan foydalanib,  $\frac{e}{m}$  uchun quyidagi qiymatini topish mumkin:

$$\frac{e}{m} = (1,7601 \pm 0,0003) \cdot 10^7 CGSM \cdot z^{-1} ;$$

Bu qiymat esa boshqa usullar bilan topilgan qiymatga yaqin bo'ladi.

Tajribaviy yol bilan elektronning massasi  $m_e$  ni aniqlash qiyin. Elektronning solishtirma zaryadini tajribalarda aniqlash esa osonroq hisoblanadi.

$$\mathcal{E} = \frac{e}{m_e} \quad (4.16)$$

Agar elementar zaryad  $e$  ma'lum bo'lsa (4.16) ifodadan elektronning massasi  $m_e$  ni hisoblab aniqlash mumkin. Bir jinsli magnit maydoni  $B$  da maydonga perpendikulyar ravishda  $v$  tezlik bilan harakatlanayotgan elektronga  $F$  Lorets kuchi ta'sir qiladi

$$F = qB\mathcal{G} \quad (4.17)$$

va  $u$  tezlik vektoriga va magnit maydonga perpendikulyar bo'ladi. Markazga intilma kuch (4.4-rasmga qarang)

$$F = m_e \frac{\mathcal{G}^2}{r} \quad (4.18)$$

bu kuchlar ta'sirida elektron  $r$  radiusli orbitada harakatlanadi

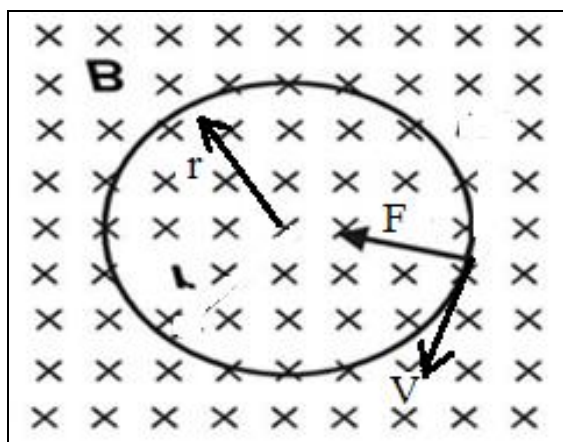
$$\frac{e}{m_e} = \frac{\mathcal{G}}{rB} \quad (4.19)$$

Bu tajribada elektronlar elektron nur trubkasida  $U$  kuchlanish yordamida tezlashtiriladi. Natijaviy kinetik energiya quyidagicha

$$eU = \frac{m_e}{2} \mathcal{G}^2 \quad (4.20)$$

SHunday qilib elektronning solishtirma zaryadi:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{(rB)^2} \quad (4.21)$$



4.4-rasm. Elektronlarning B magnit maydonida Lorens kuchi F tomonidan berilgan r radiusli orbita bo'ylab og'ishi

Elektron nur trubkasida past bosimda vodorod molekulari bo'ladi, va ular elektronlar bilan to'qnashganda nur chiqaradi. Bu esa elektronlarning orbitasini bevosita ko'rinadigan bo'lishiga olib keladi va orbita radiusi lineyka bilan o'lchab olinishi mumkin.

Magnit maydoni Gelmgols g'altaklar juftida hosil qilinadi va u Gelmgols g'altaklaridagi tok I ga to'g'ri proporsional:

$$B = kI \quad (4.22)$$

Magnit maydonida harakat qilayotgan elektron orbitasi r doimiy bo'lib turganda, tezlashiruvchi potensial U ning tok kuchi I dan bog'liqligi (4.21) va (4.22) tenglamalarni shakl o'zgartirishdan hosil qilinishi mumkin

$$\frac{e}{m_e} = \frac{1}{2U} r^2 k^2 I^2 \quad (4.23)$$

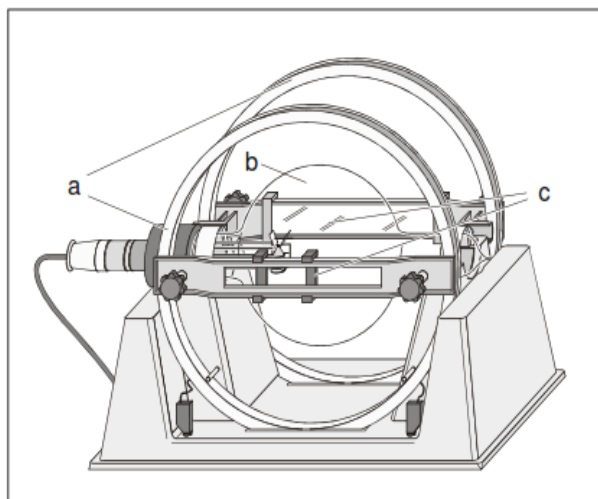
Proporsionallik ko'ffisenti

$$k = \mu_0 \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{R} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \quad (4.24)$$

G'altakning radiusi R=150mm va o'ramlar soni n=130 qiymatlardan foydalanib



hisoblanadi.



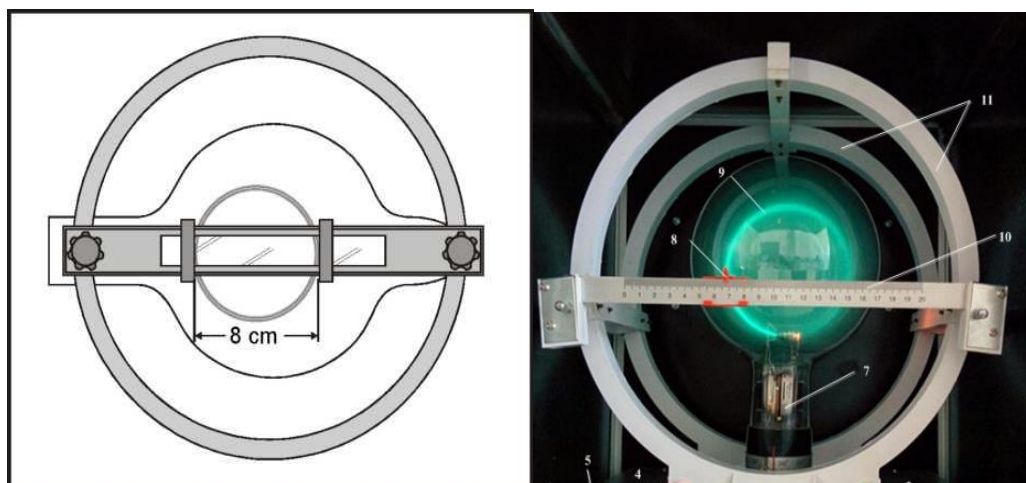
4.5-rasm. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash uchun tajriba qurilmasi.

a) Gelmgoits g'altagi, b) toza nur trubkalari, c) o'lchash asbobi.

### Tajriba ishini bajarish tartibi.

#### 1-mashq

1. Gelmgols g'altaklarini DC energiya manbaiga ulang.
2. Xonani imkon qadar qorong'ulashtiring.
3. Elektron nur trubkasining kuchlanishi 300V ga qo'yib elektron nur trubka ichida elektronlarning aylanma orbita traektoriyasini kuzating (4.5-rasmga qarang)
4. Tezlashtiruvchi potensial U ni 10 V qadam bilan 200 V gacha kamaytirib boring, va elektron nurlarining orbita diametri 8 sm ga teng bo'lgandagi g'altakdagi tok I ni tanlab oling.
5. Tezlashtiruvchi potensial U va g'altak toki I ni quyidagi jadvalga yozib oling.
6. jadvaldagi o'lchangan qiymatlarning grafigini (4.23) tenglamaga muvofiq chizing. Natijaviy grafikning qiyaligi  $\alpha$  ni toping.  $\alpha = \frac{U}{I^2}$



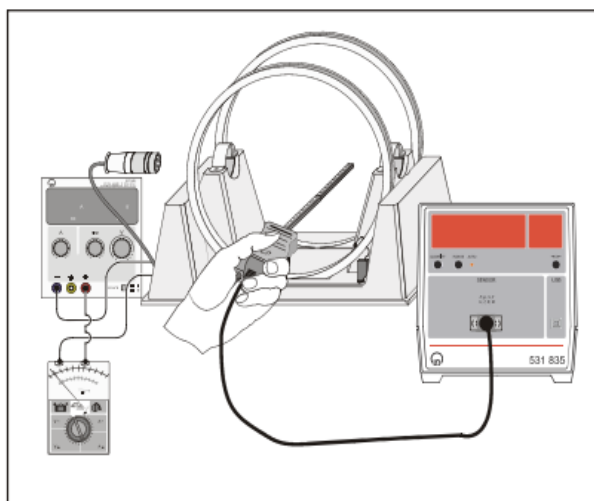
4.6-rasm. O'lchash asbobi bilan orbita diametrini o'lchash

7. (4.23)- formulaga asosan elektronning solishtirma zaryadini toping va olingan natijalar asosida nisbiy va absalyut xatolikni hisoblang va adabiyotdagi qiymati bilan solishtiring.

## 2 - mashq. Magnit maydon induksiyasini o'lchash.

1. Toza nur trubkasiga ulanishlarni va ikki kronshteynning mahkamlash boltlarini bo'shating va ehtiyotlik bilan elektron nur trubkasini chiqarib oling, va uni original korpusiga joylashtirib qo'ying.

2. Gelmgols g'altaklarini qayta yig'ing va ulang



4.7-rasm. Gelmgols g'altaginin magnit maydonini kalibrovka qilish

3. Aksial B-probe ni teslametrga ulang (o'lchash chegarasi 20 mT) va nol nuqtani kalibrovka qiling va Gelmgols g'altaklarining magnit maydoniga parallel ravishda juft g'alaklar markazi tomon siljiting

4. G'altaklardagi tok kuchini 0 dan 3 A gacha 0.5 A qadam bilan orttira boring va B magnit maydonini o'lchang, o'lchangan qiymatlarni yozib oling.

5. Olingan tajriba natijalarini (4.23) formulaga asosan hisoblangan qiymati bilan taqqoslang.

### **Sinov savollari**

1. Zarrachaning solishtirma zaryadi nima deyiladi?

2. Magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadlangan zarrachaga qaysi kuch ta'sir qiladi.

3. Magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadlangan zarrachaning traektoriyasi qanday bo'ladi.

4. Xol datchining vazifasi va ishlash prinsipini tushuntirib bering.

### **V. FOTTOEFFEKT QONUNLARINI O'RGANISH**

**Ishning maqsadi:** Fotoelementning voltamper xarakteristikasini olish va fotoeffekt qonuniyatlarini o'rganish. Fotoeffekt xodisasi va vakuumli fotoelementlar bilan tanishish, fotoeffektning qizil chegarasi va metallardan elektronlarning chiqish ishini aniqlash. Fotoelementlarni o'rganish va ularning sezgirligini aniqlash.

**Kerakli jihozlar:** Yorug'lik manbai, o'zgarmas tok manbai, o'zgaruvchan va o'zgarmas tokka mo'ljallangan voltmetr va ampermetr, vakuumli fotoelement FEU-2, o'lchov lineykasi. 5.1-rasmda ko'rsatilgan sxema bo'yicha yig'iladi. Fotoelement zanjiridagi K kalit uzilgan xolatda bo'lishi kerak. Optik skamyas, o'rnatgichlar, selenli fotoelement, ko'zguli galvanometr, 127 V ga mo'ljallangan etalon cho'g'lanma lampa, tok manbai, masshtabli lineyka. CQB-3 markali fotoelement, 1 mA ga mo'ljallangan mikroampermetr, 30 V ga mo'ljallangan to'g'rilagich (vipryamitel), cho'g'lanma lampa, YM-2 monoxromatori, reostat.

### **NAZARIY TUSHUNCHA**

Elektroskopning metall shari ultrabinafsha nur bilan yoritilib uning razryadlanishi va zaryadlanishiga qarab xulosalar chiqarish bilan fotosamara hodisasini tassavvur etish mumkin bo'ldi (5.1-rasm).

Elektroskopning manfiy zaryadlangan metall shari ultrabinafsha nur dastasi bilan yoritganda elektroskopning razryalanishi yuz beradi (5.1-rasm, b), elektroskopning musbat zaryadlangan metall shari ultrabinafsha nur dastasi bilan yoritganda esa elektroskopning razryadlanishi yuz bermaydi.

Xulosa, elektroskopning manfiy zaryadlangan metall shariga ultrabinafsha nuri tushganda uni o'rab turgan tashqi fazoga shar sirtidan elektronlar (manfiy zaryadlar) chiqariladi, elektroskop razryadlanadi.

Bunday hodisaning, ultrabinafsha nuri tushgan elektroskop metall shari sirtidan elektronlarning tashqi fazoga chiqarish hodisasining miqdoriy xarakteristikasini o'rganish uchun 5.2-rasmda sxematik tasviri keltirilgan qurilma ishlatilgan.

Yuqori vakuum hosil qilingan shisha idishda metaldan tayyorlangan tekis sirtli katod ( $K$ ) va antikatod (anod) ( $A_n$ ) o'rnatilgan bo'lsin, ular o'rtasida elektr potentsiometr ( $R$ ) bilan boshqariladigan va voltmeter ( $V$ ) bilan o'lchanadigan elektr potentsiallar farqi hosil qilinadi. Katod va anod o'rtasida o'tadigan tok kuchini o'lchash uchun ampermetr ( $A$ ) o'rnatilgan (5.2-rasm).

Agar katod nurlantirilmasa unda katod bilan anod o'rtasida elektr toki hosil bo'lmaydi. Agar katod ultrabinafsha nur dastasi bilan yoritilsa, unda katod bilan anod o'rtasida elektr toki yuzaga kelishni ampermetr ko'rsatadi, bunday elektr toki foto-tok deb nomlanadi. Fototok kuchining miqdori potentsiallar farqiga, ultrabinafsha nur oqimining intensivligiga, nurning chastotasiga va katod materialiga bog'liq bo'ladi. Bundan kelib chiqadiki, elektr tokining paydo bo'lishi ultrabinafsha nur bilan katod sirtining yoritilishi natijasida uning sirtidan manfiy zaryadlarning ajralib chiqishi yuzaga keladi (1890 yilgacha bunday manfiy zaryadning tabiati aniq emas edi).

P.Lenard bunday hodisaning natijalaridan kelib chiqib shunday xulosa qiladi.

Katod sirtiga tushgan ultrabinafsha nurlar katod materialidan manfiy zaryadlarni urib chiqaradi, bunday hodisa oddiy qilib aytganda fotosamara deb nomlandi.

Fotosamara hodisasini eksperimental miqdoriy tadqiqot qiladigan qurilmadan (5.2-rasm) olingan natijalar asosida quyidagicha xulosalar qilingan:

-katod sirtiga tushayotgan ultrabinafsha nur energiyasining oqimi zichligi doimiy ( $S = const$ ) bo'lganda ham yorug'lik nurining chastotasi ( $\omega_{chegara}$ ) etarlicha bo'lmaganda fototok yuzaga kelmaydi;

-agar  $S = const$  va yorug'lik chastotasi etarlicha  $\omega = const$  bo'lganda  $I(U)$  bog'lanish 5.4-rasmda egriliklar ko'rinishda tasvirlangan bo'ladi;

-potentsiallar farqining musbat qiymatida fotoelektronlarning katoddan anodga qarab yurishi tezlashtiriladi, potentsiallar farqining manfiy qiymatida esa anod sirtidagi mavjud bo'lgan elektronlarning katodga qarab yurishi hosil qilinishi mumkin (5.6-rasm);

-potentsiallar farqi nol bo'lganda ham katoddan anodga qarab bir muncha elektronlar oqimi yuzaga keladi (anod bilan katod o'rtasida potentsiallar farqi bo'lmaganda ham ultrabinafsha nur ta'sirida katoddan urib chiqarilgan fotoelektronlar katod sirtini qandaydir tezlik bilan tark etib shu tufayli anodga borib yetadilar), potentsiallar farqi nol bo'lganda anodga keladigan elektronlarni to'xtatish yoki yuzaga kelgan fototokni yo'qotish uchun elektr tizimiga  $U_o$  tormozlanish potentsialini qo'yishga to'g'ri keladi;

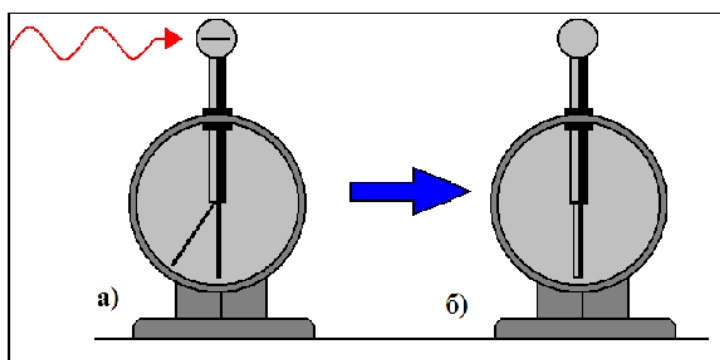
-potentsiallar farqini oshirish bilan fototok to'yinish tokigacha  $I_{to'yinish}$  ortadi (5.3-rasm). Egriliklar tuzilishidan ma'lumki to'yinish toki yorug'lik oqimi zichligining  $I(S)$  o'suvchi funktsiyasi bo'ladi (5.5-rasm). Fototok kuchi yorug'lik chastotasiga funktsional bog'liq bo'ladi  $I(\omega)$  (5.4-rasm). Tormozlanish potentsiali yorug'lik nuri oqimi energiyasi zichligiga ( $S$ ) bog'liq bo'lmaydi, tormozlanish potentsiali yorug'lik nuri chastotasiga ( $\omega$ ) bog'liq bo'ladi  $U_o(\omega)$ , bu bog'lanish o'sivchi chiziq ko'rinishida bo'ladi (5.6-rasm).

Tajriba natijalari asosida xulosa qilindi: birlik vaqtda katod sirtidan urib chiqariladigan elektronlar soni yorug'lik oqimi zichligiga muttanosib.

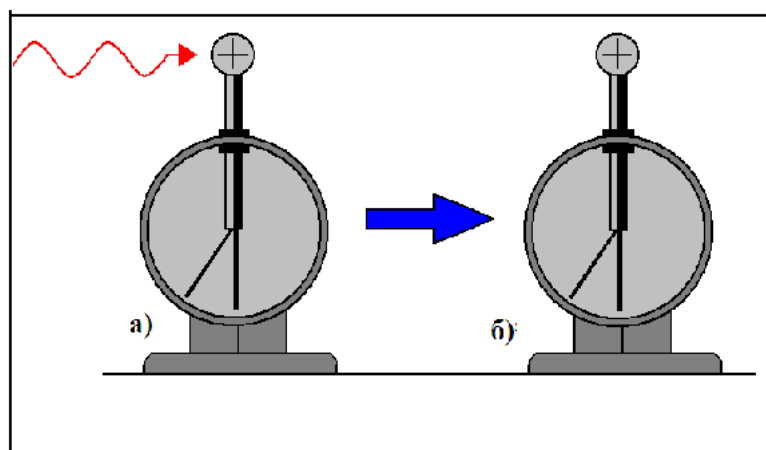
Tormozlanish potentsiali  $U_o$  ta'sirida katod sirtini  $v_{max}$  tezlik bilan tark etgan fotoelektronlar anod sirtiga kelgancha o'zlarining kinetik energiyalarining bir qismini yo'qotadilar. Bunga sabab fotoelektronga ta'sir etadigan tormozlanish potentsialining energiyasi elektronning kinetik energiyasi bilan energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$qU_o = \frac{1}{2} m_e v_{max}^2 \quad (5.1)$$

bu yerda  $m_e$  – elektron massasi,  $q$  – elektron zaryadi. Ta'kidlash mumkinki  $q = -e$  va tormozlanish potentsiali  $U_o$  manfiy, uning  $q$  bilan ko'paytmasi  $qU_o$  musbat qiymatga ega bo'ladi.



Ultrabinafsha nur bilan yoritilgan manfiy zaryadlangan metall shar zaryadsizlanadi.

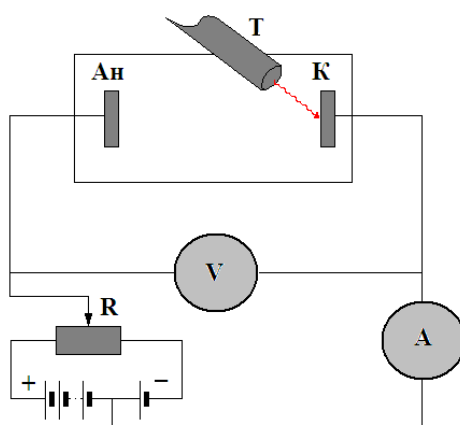


Ultrabinafsha nur bilan yoritilgan musbat zaryadlangan metall shar o'zining zaryadini saq

5.1-rasm. Elektroskopda fotosamara hodisasini kuzatish.

Tormozlanish potentsiali  $U_0$  elektr tizimda (5.2-rasm) mavjud bo'lgan potentsiallar farqini o'lchaydigan voltmetrning ko'rsatgichi bilan to'g'ri kelmaydi, anod va katod materiallari o'rtasidagi potentsiallar farqi bo'yicha konkret ko'rsatgich bilan farq qiladi. Bunday holatni miqdoriy tahlil qilishda albatta inobatga olishga to'g'ri keladi.

Katodni yorug'lik nuri oqimi bilan nurlanishdan boshlab undan fotoelektronlarning ajralish oraliq vaqti  $10^{-9}c$  bo'lishi tajribalar natijalariga asosan aniqlangan.



5.2-rasm. Fotosamara hodisasini eksperimental miqdoriy tadqiqot qiladigan qurilma sxemasi.

Fotosamara hodisasining yuzaga kelish fizikaviy jarayonini quyidagicha tasavvur qilish mumkin bo'ladi:

-katod sirtiga tushayotgan yorug'lik nurining ko'ndalang (elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining ko'ndalang vektorlari) elektromagnit to'lqinlari katod materiali atomlarining elektronlariga ta'sir etadi, natijada ularning majburiy tebranishlar amplitudasini kuchaytiradi. Yetarlicha katta energiyaga ega bo'lgan katod materiali atomlarining elektronlari (o'z o'rinlarini) katodni tark etadilar, ya'ni tashqi fotosamarani yuzaga keltiradilar.

Fotosamara hodisasi uchun keltirilgan tajriba natijalarining bog'lanish egriliklarini (5.3, 5.6-rasmlar) quyidagi mazmundagi xulosalar bilan shakllantirish mumkin bo'ladi.

1. Yorug'likning shunday chegaraviy chastotasi ( $\omega_{uez}$ ) mavjudki, katod materiali uchun ta'luqli chastotadan kichik chastotada yorug'lik nuri oqimi energiyasi zichligiga va katodni yorug'lik bilan nurlash davomiyligiga bog'liq bo'lmagan holda fotosamara hodisasi yuzaga kelmaydi (5.4, 5.4 - rasm).

2. Elektronlar energiyasi 0 dan  $\frac{1}{2}m_e v_{max}^2$  energiyagacha bo'lganda katodni fotoelektron tark etadi, ular yorug'lik oqimi energiyasi zichligi (5.6-rasm) va yorug'lik chastotasiga chiziqli bog'liq bo'lmaydi (5.4-rasm).

3. Qayt qilingan yorug'lik chastotalari birlik vaqtda katoddan urib chiqarilgan elektronlar soni, yorug'lik oqimi energiyasi zichligiga to'g'ri muttanosib (5.5-rasm).

Plankning kvant g'oyasiga (gipotezasi) binoan jismlarning yorug'lik nurlanish energiyasini yutishi yoki chiqarishi jarayonlari uzlukli ravishda yuz beradi. Plankning g'oyasi yorug'likning klassik elektrodinamik nazariyasini tamomila yangi asosga ko'chirish zarurligini ko'rsatdi. Plank g'oyasiga binoan yorug'lik nurlanish energiyasining jismlarda yutilishi va chiqarilishi yangi asosda tushuntirilsa ham, lekin yorug'lik nurlanishining tarqalish jarayonlari hali ham mumtoz nazariya qonunlariga bo'ysunganicha qolgan edi. Plank g'oyasi yorug'likning tabiati haqida hech qanday ma'lumot bermadi.

1905 yili A.Eynshteyn o'zining uchta ishini e'lon qildi: bular-dan biri tashki fotosamaraga oid edi. Bu ishida Eynshteyn Plankning yorug'lik kvantlari nurlanishi g'oyasini yanada olg'a surib, kvant xususiyati aynan yorug'likka tegishli xususiyatdir, deb hisoblashni taklif etdi.

Eynshteynning yorug'lik kvantlari haqidagi g'oyasiga binoan yorug'lik  $h\nu$  energiyaga ega va u yorug'lik tezligida harakat qiluvchi kvantlardan—fotonlardan iboratdir hamda yorug'lik fotonlar tarzida nurlanadi, tarqaladi, yutiladi, ya'ni yorug'lik fotonlar ko'rinishida mavjuddir deb hisobladi.

Fotonlar g'oyasi-Plankning inqilobiy kvantlar g'oyasi mahsuli edi. U kvantlar muammosini yorug'likning portsiyalardan, ulushlardan iboratligini bevosita isbotlash bilan yechishni talab qilar edi.



XX–asr boshlarida yorug'likning klassik to'liq nazariyasi asosi-da tushuntirib bo'lmagan bir qator tajribalar mavjud edi. Fotonlar g'oyasining to'g'riligi shu tajribalarni tushuntirish bilan isbotlandi.

Buning uchun Eynshteyn korpuskulyar xususiyatni xarakterlovchi mexanik energiyaga to'g'ridan–to'g'ri yorug'lik energiyasi aylanishini amalga oshiradigan fotosamara tajribalarining natijalarini isbotladi.

Fotosamara hodisasi bu, yorug'lik ta'sirida qattiq jismlar sirtidan elektronlarning ajralib chiqish hodisasi, bu hodisa birinchi bo'lib 1887 yili g. Gers tomonidan kuzatilgan. Fotosamara hodisasi bo'yicha miqdoriy tekshirishlar V.Galvaks, A. G.Stoletov va P.Lenard tomonlaridan amalga oshirilgan. A.G. Stoletov o'zining tajribasini 5.2-rasmda sxematik ko'rinishda keltirilgan qurilma yordamida amalga oshirgan.

Fotosamara hodisasini tushuntirish uchun 1905 yilda A.Eynshteyn quyidagi holatni tassavvur etib bildi: yorug'lik energiyasining oqimi uzluksiz bo'lmasdan, yorug'lik energiyasining diskret portsiyalari oqimidan iborat bo'ladi, bu portsiyalar kvantlar yoki fotonlar bo'ladi.

Chastotasi  $\omega$  bo'lgan yorug'likka tegishli foton energiyasi, quyidagicha:

$$E = \hbar \omega, \quad (5.2)$$

bu yerda  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} D \cdot s$ .

Foton energiyasi yetarlicha bo'lganda, u metall katodning atomi elektroni bilan to'qnashadi va o'zining barcha energiyasini unga beradi. Energiya etarlicha bo'lganda elektron atomi tomonidan uni saqlovchi kuchni yengib atomni tark etadi. Tabiiykim, bunday jarayonda energiya saqlanish qonuni saqlanadi va quyidagi ifoda ko'rinishida bo'ladi:

$$\hbar \omega = A + \frac{1}{2} m_o v_{\max}^2, \quad (5.3)$$

buyerde  $\frac{1}{2} m_o v_{\max}^2$  - metall hajmida elektronni saqlovchi kuchni yengandan keyingi elektronning bevosita maksimal kinetik energiyasi;  $A$  – elektronning chiqish ishi

(metall hajmida elektronni saqlovchi kuchni yengish uchun elektronning bajargan ishi). Ifoda (5.3) A.Eynshteynning fotosamara uchun tenglamasi deb aytiladi.

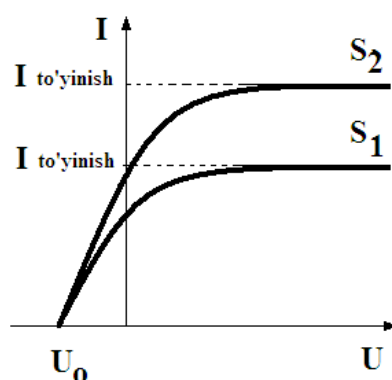
Yuqoridagi va A.Stoletov tajribalarining natijalarini hamda A.Eynshteyn tenglamasini tahlil qilib fotosamara hodisasini quyidagi to'rt qonun bilan shakllantirish mumkin bo'ladi:

I–qonun. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri muttanosib.

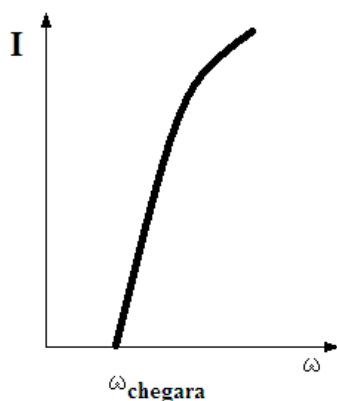
II–qonun. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq emas. Yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o'zgaradi.

III–qonun. Har bir fotokatod materiali uchun biror “qizil chegara” mavjud bo'lib, undan kattaroq to'lqin uzunlikli yorug'lik ta'siridan fotosamara hodisasi yuzaga kelmaydi. Yorug'lik to'lqin uzunligi  $\lambda$  ning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq bo'lmaydi, u faqat fotokatod materialining ximiyaviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq.

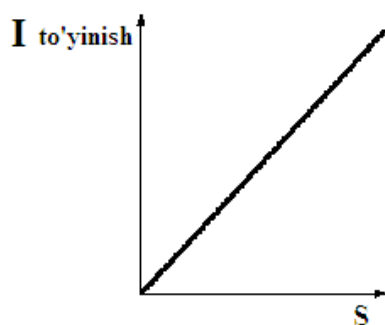
IV–qonun. Yorug'likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning yuzaga kelishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi.



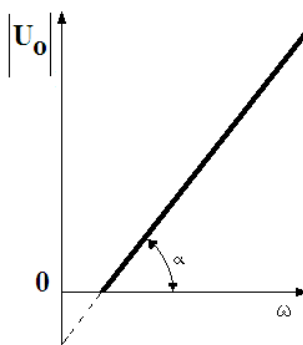
5.3-rasm.  $S = const$  va  $\omega = const$  bo'lganda fototok kuchi  $I$  ning potentsiallar farqiga  $U$  ga bog'llanishi.



5.4-rasm.  $S = \text{const}$  va  $U = \text{const}$  bo'lganda fototok kuchi  $I$  ning chastota  $\omega$  ga bog'lanishi.



5.5-rasm. To'yinish tokining  $I_{\text{to'y}}$  yorug'lik oqimi zichligi  $S$  ga bog'lanishi



5.6-rasm. Tormozlanish  $U_0$  potentsiallar farqini chastota  $\omega$  ga bog'lanishi.

Ichki fotosamara. Yorug'lik fotoni o'zining energiyasini katod metalli atomlaridagi elektronlarga (elektron gaziga) beradi, ya'ni, metall atomlari tarkibidagi erkin elektronlarga beradi, yetarlicha energiyani qabul qilgan bu erkin elektronlar atomni tark etadi. Natijada katod metalli ichida elektronlar erkin holga o'tadi va elektr toki hosil qilish qobiliyatiga ega bo'ladi. Bunday hodisa ichki fotosamara deb nomlanadi.

Tashqi fotosamara: yorug'lik (elektromagnit nurlanishlar) ta'sirida moddalardan elektronlarning nurlanishi (chiqishi) hodisasiga aytiladi.

Vintelli fotosamara: ikkita turli yarim o'tkazgichlar, yoki yarim o'tkazgich va metall kontaktlarini yorug'lik nuri bilan yoritish natijasida ularda elektr yurituvchi kuchning paydo bo'lish hodisasi.

Yadroviy fotosamara. Atom yadrosi qisqa to'lqin uzunlikdagi rentgen nurlari yoki  $\gamma$ -nurlarini yutganda yadrodan nuklonlar (proton yoki neytron) chiqarsa bunday hodisani yadroviy fotosamara deb nomlashadi.

Masala. Ba'zi bir metall sirti to'lqin uzunligi  $\lambda_1 = 0,35mkm$  va  $\lambda_2 = 0,54mkm$  bo'lgan elektromagnit nurlar bilan yoritilganda fotoelektronlarning metall sirtiga chiqishining maksimal tezligi bir-biridan  $\eta = 2$  marta farq qiladi, fotoelektronlarning chiqish ishi  $A$  topilsin.

Yehish. Ikki to'lqin uzunlik uchun Eynshteyn tenglamasini qo'llab quyidagi tenglama sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\hbar\omega_1 = A + \frac{m\mathcal{G}_1^2}{2},$$

$$\hbar\omega_2 = A + \frac{m\mathcal{G}_2^2}{2}$$

buyerdan  $\mathcal{G}_1$  va  $\mathcal{G}_2$  - fotoelektronlarning maksimal tezliklari, shu bilan birga ushbu masalaning berilishicha  $\omega_1 > \omega_2$ ,  $\mathcal{G}_1 > \mathcal{G}_2$ , bo'ladi. Tenglama sistemasidan quyidagi munosobatni tuzamiz:

$$\frac{\hbar\omega_1 - A}{\hbar\omega_2 - A} = \frac{\mathcal{G}_1^2}{\mathcal{G}_2^2} = \eta^2.$$

Bu tenglikni hisobga olib va  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  munosobatni bilgan holda fotoelektronning chiqish ishini quyidagi ifoda bilan aniqlaymiz:

$$A = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_2} \frac{\eta^2 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}{\eta^2 - 1} = 3,04 \cdot 10^{-12} \text{erg} = 1,9\text{eV}.$$

### *Fotosamaraning qo'llanilishi.*

Foto samara hodisasi bu yorug'likni elektr zaryadlari oqimiga aylantiradigan hisoblanadi, shu sababli tasvir elektr signallariga aylantirilib ma'lum bir masofaga uzatiladi. Bunday jaranlar televideniyada qo'llaniladi.

Fotoelektrik samara mexanizmlarni yurguzib yuborish va ularni o'chirish, ko'cha yoritgichlarini va boshqalarni nazorat qilish mumkin bo'lgan asboblarning fotoelementlarini yaratishda ham ishlatiladi. Masalan, baxtsiz hodisalar oldini olish uchun fotoelementlar metro turniketlarida ishlatiladi va ishlab chiqarishda esa, ishchi qo'li xavfli zonada bo'lganda, fotoelementga tushadigan yorug'lik nurini to'sib qo'yadi, natijada mashina yoki boshqa mexanizm to'xtaydi. Bundan tashqari fotosamara aborotlarni, ayniqsa tasvirlar, tovush va disklarni qayt qilishda ishlatiladi.

Fotoelementlar yordamida yorug'lik energiyasi elektr energiyasiga aylantiriladi, ularni elektr energiya hosil qilish uchun ham quyosh batareyalarida qo'llaniladi.

Fotoelementlar tashqi foto samara ta'siriga asoslangan.

Fotoelementlar elektr energiya manbai sifatida ishlatilmasa ham, lekin, turli avtomatika tizimlarida yorug'lik oqimi yordamida elektr zanjirlarini boshqarish uchun ishlatiladi.

Fotoelektrik rele, yorug'lik oqimining fotoelementga tushishiga to'siq bo'lishiga sabab bo'laigan tizim.

Fotoelementlar yordamida tovushlarni kinoplenkada yozish ham amalga oshiriladi.

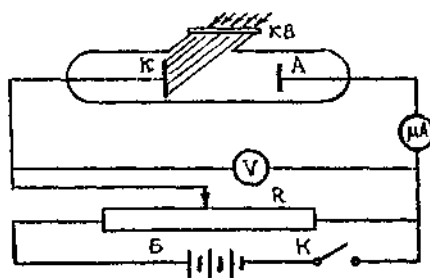
Hafo navigasiyasida, harbiy ishlarda fotoelementlarning infraqizil nurlarga sezgirligi keng qo'llanilmoqda. Ular fotoelektron kuchaytirgichlarda, fotoelektron konvertorlarida (infraqiz nurlanishlarda buyumlarning tasvirlarini hosil qiladi). Fotoelementlarning f.i.k. quyosh nurlari uchun 15% ni tashkil qiladi.

Fotoqarshilik ichki fotosamara hodisasiga asoslangan. Eng sodda foto qarshilik: izolyator plastinka sirtiga yarimo'tkazgich qatlami purkalgan. Unga

yorug'lik tushganda fotoo'tkazuvchanlik paydo bo'ladi va fotoqarshik zanjiriga tok yuzaga keladi.

Tibbyotda qo'llaniladigan asboblarning ishlash printsipti foto samaraga asoslangan elektrovakuumli yoki yarim o'tkazgichli bo'lib fotoelementlar deb nomlanadi: tok kuchining yorug'lik oqimiga bog'liqligini ifodalaydigan fotoelementning asosiy parametri, uning sezgirligi hisoblanadi,  $100 \frac{mkm}{Lm}$ .

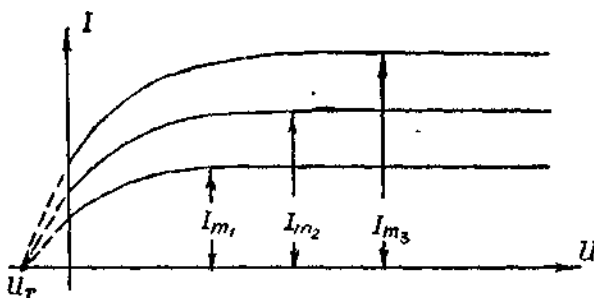
Fotoefekt-yorug'lik ta'sirida jism sirtidan elektronning ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi bo'lib, 1887 yilda G.Gers kuzatgan. Rus fizigi A.G. Stolotov fotoeffekt hodissasini chuqurroq o'rgandi. A.G. Stolotov tajribasining sxemasi 5.1-rasmda keltirilgan. Havosi so'rib olingan ballon ichidagi katod K ning sirtiga monoxromatik nurlar dastasi kvarts "KB" darcha orqali tushadi. Sxemadagi potensiometr P elektrodlar orasidagi kuchlanishning qiymatlarini hamda ishorasini o'zgartirishga yordam beradi.



5.7-rasm. Stolotov tajribasining sxemasi

Voltmetr yordamida kuchlanish, fototok esa galvanometr bilan o'lchanadi.

5.8-rasmda  $F_1$ ,  $F_2$  va  $F_3$  yorug'lik oqimi uchun fototokning anod va katod orasidagi kuchlanishga bog'liqligini ifodalovchi grafik, ya'ni volt-amper xarakteristikasi tasvirlangan. Rasmdan ko'rinishicha kuchlanishning biror qiymatidan boshlab fototok o'zarmay qoladi, ya'ni to'yinadi.



5.8-rasm. Fotoeffektning volt-amper xarakteristikasi

Boshqacha qilib aytganda, fotoelektronlarning barchasi anodga yetib boradi. Fototokning bu qiymati to'yinish toki deb ataladi. Fotokatodga tushayotgan yorug'lik oqimi o'zgartirilsa, to'yinish tokining qiymati ham o'zgaradi. Bu tajribalardan fotoeffektning birinchi qonuni kelib chiqadi. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga tug'ri proporsional. Rasmdan ko'rinadiki anod va katod orasidagi kuchlanish nolga teng bo'lgan holda ham fototok mavjud bo'ladi. Bu shuni ko'rsatadiki kinetik energiyasi katta bo'lgan elektronlar maydon kuchlanganligiga qarshi ish bajaradi va anodga etib borib anod tokini hosil qiladi. Agar elektr maydon yetarlicha kuchli bo'lsa fotoelektronlar anodga etib bormasdan o'z energiyalarini sarflab qo'yadilar. Natijada zanjirdagi fototok to'xtab qoladi. Bu holga mos keluvchi tormozlovchi kuchlanishning qiymati " $U_m$ " to'xtatuvchi kuchlanish deb ataladi. Bu vaqtdagi chegaraviy hol uchun

$$\frac{mv^2}{2} = eU_m \quad (5.4)$$

bu yerdan fotoeffektning ikkinchi qonuni kelib chiqadi: muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'lik emas. Yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o'zgaradi. Fotoeffekt vujudga kelishi uchun tushayotgan fotoning energiyasi Eynshteyn qonuniga bo'ysunadi.

$$\frac{hc}{\lambda} = h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (5.5)$$

Bu yerda,  $h=6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  Plank doimiysi,  $\nu$  - yorug'lik chastotasi,  $\lambda$  - sirtiga tushayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi, A - metall sirtidan elektronning chiqish ishi,  $v$  - fotoelektronlarning maksimal tezligi, m - elektron massasi.

Yorug'lik ta'sirida qattiq va suyuq jismlardan elektronlarning "uzib" chiqarilishi xodisasiga tashqi fotoeffekt deyiladi. Bunday xodisa natijasida zanjirda vujudga keladigan elektr toki fototok deb yuritiladi.

Tajriba yo'li bilan tashqi fotoeffektning quyidagi uchta qonuni aniqlangan:

1. To'yinish fototoki yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsionaldir.

2. Tushayotgan yorug'likning chastotasi berilgan fotokatod moddasi uchun xarakterli bo'lgan minimal qiymatdan katta yoki teng bo'lgandagina fotoeffekt hodisasi yuz beradi. Chastotaning bu minimal qiymati yoki unga mos keladigan to'liq uzunligining maksimal qiymati  $\lambda_0 = \frac{C}{\nu_0}$  fotoeffektning qizil chegarasi deb yuritiladi.

3. Fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi yorug'lik chastotasiga to'g'ri proporsional bo'lib, uning intensivligiga mutlaqo bog'liq bo'lmaydi.

Fotoeffektning ikkinchi va uchinchi qonunlarini yorug'likning elektromagnit to'liq nazariyasi yordamida tushuntirishga urinishlar bir-biriga zid bo'lgan xulosalarga olib keladi.

Fotoeffekt qonunlarini tushuntirishda to'liq nazariyasi oldida turgan bu ziddiyatlar 1905 yilda Eynshteyn tomonidan yaratilgan yorug'likning kvant nazariyasi yordamida bartaraf qilinadi.

Plank g'oyalari rivojlantirib, Eynshteyn yorug'lik nafaqat nurlanishda va yutilishda, balki fazoda tarqalishda ham energiyaning alohida porsiyalari elektromagnit maydon kvantlari sifatida namoyon bo'ladi degan xulosaga keldi. Yorug'lik kvantlari fotonlar deb yuritiladi. Demak, nurlanish har birining energiyasi  $h\nu$  ga teng bo'lgan alohida-alohida zarrachalar fotonlardan iboratdir.

Metallarda sodir bo'ladigan tashqi fotoeffekt hodisasi yorug'likning kvant nazariyasi yordamida quyidagicha tushuntiriladi. Malumki elektron-metalldan chiqishi uchun metall-vakuum chegarasidagi potensial to'siqni yengib o'tishi kerak. Buning uchun elektron A chiqish ishini bajarishi lozim. Metallda elektron tomonidan yutilgan fotonning energiyasi to'laligicha shu elektronga beriladi. Agar  $h\nu > A$  bo'lsa elektron metalldan chiqa oladi. Elektron tomonidan yutilgan fotonning energiyasi elektronning metalldan chiqish ishini bajarishiga va maksimal kinetik energiyaga ega bo'lishiga sarflanadi. Bu protsessning tenglamasi

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (5.6)$$

Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi.



Eynshteynning foton nazariyasi tashqi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntirib beradi. Haqiqatdan, (5.6) tenglamadan fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi, va demak, ularning boshlang'ich maksimal tezligi yorug'likning chastotasi va chiqish ishi  $A$  ga bog'liq bo'lib, yorug'lik intensivligiga bog'liq emasligi kelib chiqadi. Bu fotoeffektning uchinchi qonunini tasdiqlaydi. Eynshteyn tenglamasidan yana shu ko'rinadiki, tashqi fotoeffekt xodisasi faqat  $h\nu \geq A$  bajarilgandagina o'rinli bo'ladi.

Fotoeffekt qizil chegarasini, yani fotoeffekt boshlanadigan eng kichik chastotani  $\nu_0$  bilan birgalikda quyidagini yozamiz.

$$h\nu_0 = A$$

yoki

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (5.7)$$

Demek, fotoeffektning qizil chegarasi faqat elektronning chiqish ishiga, yani metallning ximiyaviy tabiati va metall sirtining xolatigagina bog'liq bo'ladi. Bu esa fotoeffektning ikkinchi qonunini tasdiqlaydi.

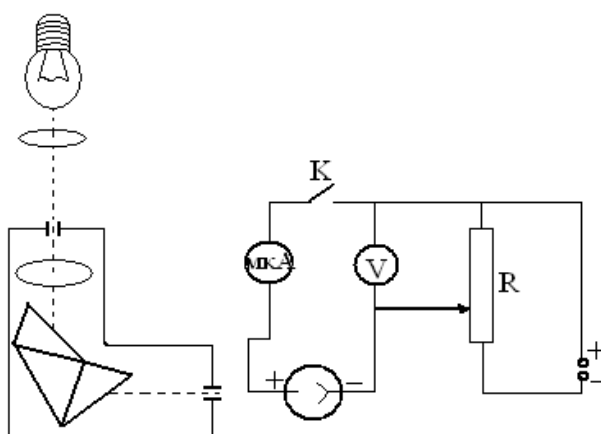
Nihoyat, metal sirtidan birlik vaqt ichida chiqayotgan va fototok kattaligini xarakterlaydigan fotoelektronlarning umumiy soni  $n$  shu vaqt ichida metal sirtiga tushayotgan fotonlar soni  $n'$  ga proporsional ( $n \sim n'$ ) bo'lishi kerak. Fotonlar soni  $n$  bilan esa o'z navbatida yorug'lik intensivligi aniqlanadi. Shunday qilib, fotoeffektning birinchi qonuni isbotlanadi, yani har sekunda metall sirtidan "uchib" chiqayotgan fotoelektronlarning soni yorug'lik intensivligiga proporsionaldir.

#### *Eksperimental qurilmaning tavsifi.*

Bu ishda surma-seziyli katodga ega bo'lgan vakuumli fotoelementdan foydalaniladi. Fotoelement xavosi so'rib olingan sferik shisha balondan iborat bo'lib, uning markazida anod joylashgan. Shisha ballon ichki sirtining yarmi yupqa qatlamli surma, uning ustidan esa yupqa qatlamdagi seziy bilan qoplangan bo'ladi. Surma va seziy birikmasi fotoelement fotokatodi vazifasini bajaradi va bu katod

uchun fotoeffektning qizil chegarasi spektrning ko'zga ko'rinadigan soo'asida yotadi.

Fotoelement quyidagicha ishlaydi. Fotokatodga tekshirilayotgan yorug'lik oqimi yuboriladi. Fotokatodning yoritilayotgan sirtidan yorug'lik tasirida "uchib" chiqayotgan elektronlar fotoelementga tashqi E.Y.K. manbaidan berilayotgan elektr maydoni vositasida tezlanish olib, anodga yetib boradi. Fotoelementni turli xil sochilgan yorug'liklardan himoya qilish uchun u tekshirilayotgan yorug'lik oqimi tushadigan, teshigi bor g'ilofga joylashtiriladi. Fotoelementga tushayotgan yorug'likning tulqin uzunligini o'zgartirish maqsadida VM-2 markali monoxromator xizmat qiladi. 5.9-rasmda tajriba qurilmasining sxemasi keltirilgan bo'lib, u o'z ichiga monoxromatorning optik sxemasi va fotoelement elektr zanjirini oladi.



5.9-rasm. Tajriba qurilmasining sxemasi.

Cho'qlanma lampadan taralayotgan oq yorug'lik kondensator orqali monoxramatorning kirish tirqishiga tushadi. Monoxramator prizmasi oq yorug'likni spektrga ajratadi. Natijada, monoxramatorning chiqish tirqishidan spektrning tor intervalida yotuvchi yorug'lik chiqadi. Pribor markazida joylashgan stolchaga o'rnatilgan prizmani burash yo'li bilan monoxramatorning chiqish tirqishiga spektrning kerakli sohasi yo'naltiriladi. Shunday qilib monoxramatorning chiqish tirqishidan keyin joylashtirilgan fotoelement monoxramatik yorug'likka yaqin bo'lgan yorug'lik bilan yoritiladi.

Monoxramatorning kirish tirqishini yorituvchi oddiy cho'g'lanma lampaning (220V, 100Vt) yassi yoysimon spirali vertikal holda maxsus g'ilofga mahkamlanadi.

Asbobning yorug'likni spektrga ajratuvchi prizmasi joylashtirilgan stolchasini aylantiruvchi baraban graduslarda kalibrlangan bo'lib, gradus bo'linmalardan tulqin uzunlikka maxsus grafik orqali o'tiladi.

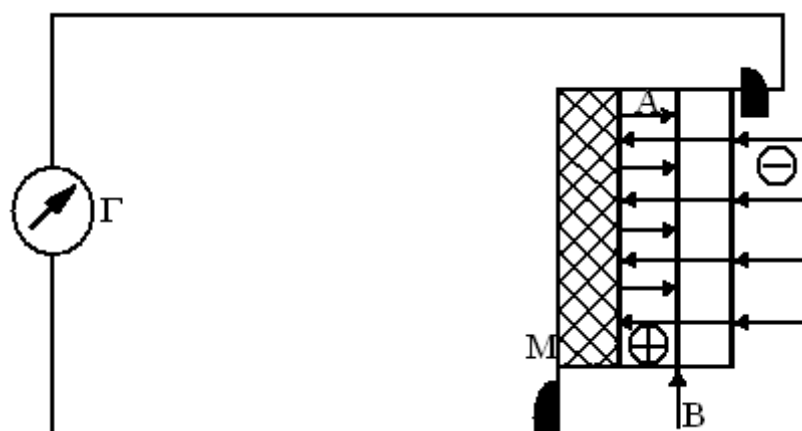
Fotoelementga R reostat yordamida 20 V atrofida kuchlanish beriladi, bu holda u to'yinish fototoki rejimida ishlaydi. Fototok kattaligi mikroampermetr yordamida o'lchanadi.

Yorug'lik kvantlari bazi bir moddalar bilan o'zaro tasirlashib modda atomlaridan elektronlarni "urib" chiqarishi mumkin. Bu elektronlar fotoelektronlar deb, fizikavty hodisa fotoelektrik effekt deb yuritiladi. Fotoeffekt elektr va optikaviy hodisalar o'rtasida bevosita bog'lanish mavjudligi bildiradi. Yorug'lik kvantlari tasirida modda atomlaridan urib chiqarilgan elektronlarning keyingi "taqdiri" ga bag'liq holda fotoeffekt uch turda bo'lishi mumkin. 1) agar fotoelektronlar moddadan tashqariga chiqmasa (moddada erkin elektronlar sifatida harakatlansa) ichki fotoeffekt hodisasi o'rinli bo'ladi; 2) agar fotoelektronlar moddadan butunlay tashqariga (gaz yoki vakuumda) chiqarilsa tashqi fotoeffekt hodisasi o'rinli bo'ladi 3) agar fotoelektronlar turli tipdagi yarimo'tkazgichlarning yoki metal bilan yarim o'tkazgichning kontaktlanish chegarasidan o'tkazilsa, hodisa ventilli fotoeffekt yoki taqiqlangan qatlamdagi fotoeffekt deyiladi.

Tuzilishi va ishlash prinsipi fotoeffekt hodisalariga asoslangan asboblar fotoelementlar deyiladi. Konstruksiyasi va tipiga ko'ra fotoelementlar turli xil bo'ladi va ular texnikada keng ko'llaniladi. Tashqi fotoeffekt xodisasiga asoslanib ishlaydigan vakuumli yoki gaz to'ldirilgan fotoelementlar ventilli fotoeffekt hodisasiga asoslanib ishlaydigan fotoelementlardan farqlnadi.

Bu ishda taqiqlangan qatlamli selenli fotoelementdan foydalaniladi.

Selenli fotoelement (5.10-rasm) selen qatlami A bilan qoplangan M temr plastinkasidan tashkil topgan. Selen qatlami A ustiga esa oltin yoki boshqa bir metalning yarim shaffof qatlami yuritilgan bo'ladi.



5.10-rasm. Selenli fotoelement

Selen va oltin qatlamlari chegarasida taqiqlangan qatlam B hosil bo'ladi. Agar oltin qatlami galvanometr (G) orqali temr plastinkasi bilan ulansa va selen qatlami yoritilsa, uholda yorug'lik kvantlari selen moddasidan elektronlarni "uzib" olib taqiqlangan qatlam orqali oltin qatlamiga o'tkaziladi. Natijada galvanometr zanjirda  $i$  tok hosil bo'lganligini ko'rsatadi. Bu tok fototok deb ataladi. Elektronlar bir plastinkadan ikkinchisiga faqat bir yo'nalish bo'ylab (selendan oltinga qarab) o'tishi mumkin, qarama qarshi yo'nalishi bo'ylab o'ta olmaydi. Taqiqlangan qatlam deyilishi xuddi shunga asoslangan bo'ladi. Bunday fotoelementda yoruo'lik energiyasi bevosita elektr energiyasiga aylanadi.

Fotoelementning sezgirliigi  $\gamma$  deb, fotoelement borayotgan tok kattaligi  $i$  ning tushayotgan yorug'lik oqimiga nisbati bilan xarakterlanadigan kattalikka aytiladi.

$$\gamma = \frac{i}{\Phi} \quad (5.8)$$

sezgirlik lyumenga mikroamperlarda (mkA/lm) o'lchanadi.

Formula (5.8) dan  $\Phi$  ni  $E \cdot S$  bilan,  $E$  ni esa  $I/r^2$  bilan almashtirib quyidagini olamiz.

$$\gamma = \frac{i}{\Phi} = \frac{i}{ES} = \frac{i \cdot r_0^2}{IS} \quad (5.9)$$

Bu yerda

-  $E = I/r^2$  - yorug'lik oqimi fotoelement sirtiga normal tushayotgan holdagi fotoelement sirtining yoritilganligi;

-  $I$  - cho'g'lanma lampaning yorug'lik kuchi;

-  $r_0$  - yorug'lik manbai va fotoelement orasidagi masofa;

-  $S$  - fotoelementning yorug'likni sezadigan qatlamining yuzasi. Bu yuza fotoelement diafragmasi yuzasiga teng bo'ladi.

Agar  $D$  diafragma diametri bo'lsa, u holda

$$S = \frac{1}{4} \pi D^2$$

(5.9) ifodaga  $S$  ning qiymatini qo'yib fotoelement sezgirligini aniqlashga imkon beradigan formulani hosil qilamiz.

$$\gamma = \frac{4i * r_0^2}{\pi D^2} \quad (5.10)$$

### 1-mashq

1. Yorug'lik manbaiga reostat orqali 30 V kuchlanish bering.
2. Fotoelementni yorug'lik manбайдan 15 sm uzoqlikda o'rning.
3.  $R$  qarshilik orqali 10 V oralig'ida, fotoelementning anodi va katodi orasidagi kuchlanish tushishini o'zgartirib borib, milliampermetr orqali fototokning qiymati  $I_F$  ni o'lchab boring.

4. Fotoelementni yorug'lik manбайдan 30, 45 sm masofaga qo'yib, tajribani takrorlang.

5. Olingan natijalarni quyidagi jadvalga yozing.

|       |   |    |    |    |    |    |    |    |    |    |     |
|-------|---|----|----|----|----|----|----|----|----|----|-----|
| $U_a$ | 0 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
| $I_F$ |   |    |    |    |    |    |    |    |    |    |     |

6. Jadval asosida abtsissa o'qi bo'yicha  $U_a$  qiymatini va ordinata o'qi bo'yicha fototokning qiymati  $I_F$  ni qo'yib fotoelementning voltamper xarakteristikalarini chizing.

7. Grafikni interpolyasiyalash yo'li bilan  $V_g$  to'xtatiluvchi potensialning qiymatini aniqlang.

8. (5.6) formuladan foydalanib fotoelektronlarning tezligini aniqlang.

9. (5.7) foydalanib katod materiali uchun elektronlarning chiqish ishini aniqlang.

## **2-mashq**

Monoxromator kirish tirqishining zatvori yopilgan xolda (buning uchun zatvor “zakr” xolatiga keltiriladi) yoritgich lampa yoqiladi.

Monoxromator kirish va chiqish tirqishlarining kengligi 0,5 mm ga teng qilib olinadi.

Kondensator ko'ndalang tutg'ichini siljitib, kirish tirqishi markazida ravshan yorug' dog' hosil qilinadi.

Monoxromator barabani 24500 bo'linmaga o'rnatiladi. Bu to'lqin uzunlikning taxminan 5500 Å gamos keladi. Ishlatilayotgan fotoelement fotokatodining maksimal sezgirligi ayni shu to'lqin uzunligidagi yorug'likka to'g'ri keladi.

Mikroampermetr shkalasining pereklyuchateli 1 mA xolatiga o'tkaziladi.

Uqituvchi yoki laborant kuzatuvchi ostida to'g'rilagich va mikroampermetrning shulali kursatgichi shnurlari tok manbaiga ulanadi.

Reostat yordamida kuchlanish kattaligini 20 V ga yetkazib, fotoelement zanjiridagi K kalit ulanadi.

Monoxromator kirish tirqishi zatvori ochilib, mikroampermetr shulali ko'rsatgichining og'ishi kuzatiladi. Tirqish kenglagi bir oz o'zgartirilib, bu og'ish 50-60 bo'linmaga yetkaziladi.

Monoxromatorning barabani astalik bilan aylantirilib mikroampermetrning ko'rsatishi kuzatilib boriladi. Baraban monoxromator tirqishidan chiqayotgan yorug'lik to'lqin uzunligi ortib boradigan yo'nalishda aylantiriladi. Baraban gradus bo'linmasining ortishi yorug'lik to'lqin uzunligini ortishini ko'rsatadi. To'lqin uzunligi ortgan sari fototok kuchi kamayib boradi va uning 12-15 marta kamayishi fotoeffekt xodisasining to'xtaganligini bildiradi. Fototok kuchining bunday kamayishiga to'g'ri keluvchi barabanning ko'rsatishi yozib olinadi va grafikdan to'lqin uzunligi aniqlanadi.

Shu yo'l bilan aniqlangan yorug'likning to'liq uzunligi berilgan fotokatod uchun fotoelementning qizil chegarasi bo'ladi.

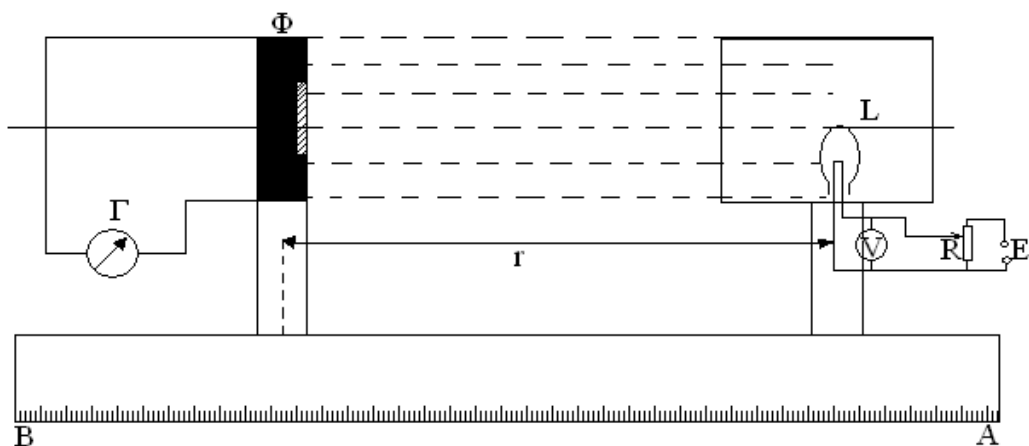
Baraban ko'rsatishini boshlang'ich xolati 24500 ga qaytarish yo'li bilan fotoeffekt qizil chegarasi bir necha bor aniqlanadi va har safar grafikdan topilib, uning o'rtacha qiymati hisoblanadi.

(5.6) formula yordamida elektronlarning chiqish ishi hisoblanadi va elektronvoltlarda ifodalanadi.

Barcha asboblari to manбайдan uziladi. Mikroampermetr shkalasining pereklyuchateli "arretir" xolatiga o'tkazilib, astalik bilan maxsus g'ilofga joylashtirilib qo'yiladi.

### 3-mashq

5.11-rasmda ko'rsatilgan sxema tuziladi. Rasmda Б A- optik skamyaya,  $\Phi$ - $\Theta$  diafragma selenli fotoelement,  $\Gamma$ - ko'zguli galvanometr, Л-cho'g'lanma lampali yoritgich, E-tok manbai,  $r_0$ - lampadan fotoelementgacha bo'lgan masofa, R- potensiometr. Cho'g'lanma lampaning nurlanayotgan tolasini fotoelement markazi bilan bir xil balandlikda o'rnatilishi kerak.



5.11-rasm. Tajriba qurilmasining sxemasi.

1. Cho'g'lanma lampani tok manbaiga ulashdan avval fotoelement diafragmasini to'la ochilgan holda galvanometr shkalasini bahosini bilib, uning nol nuqtasi  $i_0$  aniqlanadi.

2. Lampaga 127 V kuchlanish beriladi va bu kuchlanish R reostat yordamida doimiy ushlab turiladi (127 V kuchlanishda lampa beradigan yorug'lik kuchi 10 Kd ga teng bo'ladi).

3. Fotoelement va yorug'lik manmai bir-biridan shunday masofada o'rnatiladiki, galvometr ko'rsatishi shkalaning yarmidan ko'proq bo'lsin.

4. Fotoelement qoppog'i ochilib fototok kattaligi  $i$  va masofa  $r_0$  lar aniqlanadi. Lampadan tushayotgan yorug'lik hosil qilayotgan fototok kuchi quyidagiga teng bo'ladi.

$$i' = i - i_0$$

5. Fotoelement diafragmasi diametri  $D$  o'lchanadi.

6. O'lchashlar  $r_0$  masofani bir oz o'zgartirib 3 marta takrorlanadi.

7. yuqoridagi formulaga  $r^1$  va  $r_0$  larning har bir tajribada topilgan qiymatlari qo'yilib, gammaning 3 ta qiymati o'isoblanadi.

Tajribada olingan va hisoblangan barcha kattaliklar quyidagi jadvalga yoziladi.

| $I_0$ | $i$ | $i'$ | $r_0$ | $\gamma$ | $\gamma'$ | $\Delta\gamma$ | $\frac{\Delta\gamma}{\gamma' * 100\%}$ |
|-------|-----|------|-------|----------|-----------|----------------|--|
|       |     |      |       |          |           |                |  |
|       |     |      |       |          |           |                |  |

### SINOV SAVOLLARI

1. Fotoeffekt hodisasi nima va uning qonunlarini tushuntiring.
2. Ichki va tashqi fotoeffekt hodisasini farqi nimada?
3. Eynshteyn tenglamasini yozing va tushuntirib
4. Tashqi fotoeffekt qonunlarini tariflang
5. Fotoeffektning qizil chegarasi nima
6. Eynshteyn kvant nazariyasi bo'yicha fotoeffekt tabiatini, qonunlarini tushuntiring
7. Vakuumli fotoelement qanday tuzilgan



8. Fotoeffekt qizil chegarasini aniqlash uchun qo'llanadigan qurilmani tushuntiring.

9. Fotoeffekt qonunlarini tariflangva ularni Eynishteyn tenglamasi yordamida tariflang.

10. Fotoeffekt turlarini tariflang.

11. Taqiqlangan qatlamli fotoelementning tuzilish prinsipini tushuntirining.

12. Fotoelementning sezgirligi nima.

13. Fotoelementning sezgirligini aniqlashga imkon beruvchi tajriba sxemasini tushuntirining.

## VI. STEFAN-BOLSMAN DOIMIYSINI ANIQLASH

**Ishdan maqsad:** Optikaviy pirometr yordamida yuqori tempraturalarni o'lchash va Stefan-Bolsman doimiyligini aniqlash.

**Kerakli asbob va jihozlar.** Optikaviy pirometr, chug'lanma lampa, 5A ga mo'ljallangan voltmetr, reostat, avtotransformator, kalit.

### Ishning qisqacha nazariyasi

Elektromagnit nularni chiqaruvchi manbaaning tabiatiga qarab nurlanishlar bir necha turlarga bo'linadi. Jumladan, issiqlik yoki jismga issiqlik berish bilan uning elektromagnit to'liqlar nurlanishi issiqlik nurlanishi va b.q.

Kundalik tajribalarning ko'rsatishicha, etarlicha yuqori haroratgacha qizdirilgan qattiq jismlar cho'g'lanadi, ya'ni ular ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik chiqaradilar. Ancha past temperaturalarda ham qattiq jismlar nurlanadi, lekin ular chiqaradigan yorug'lik inson ko'ziga sezilmaydi, ular infraqizil nurlar ko'rinishida nurlaydilar, umumiy qilib aytganda jismlar, ayniqsa qattiq jismlar isitilganda issiqlik energiyasini chiqaradilar.

Uzun to'liqlik infraqizil nurlarni nazarda tutmagan holda jismlar etarlicha yuqori haroratgacha qizdirilganda cho'g'lanadilar, ya'ni ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik chiqaradilar, bunday hodisalarni "issiqlik nurlanishi" deb atashadi.

Faraz qilaylik har xil temperaturagacha qizdirilgan bir nechta jism mavjud bo'lsin, ular ideal qaytaruvchi devorli qobiq bilan qo'rshab olingan kovakda

joylashtirilgan bo'lsin. Agar bu kovak ichi absolyut vakuum bo'lsa ham uning ichidagi jismlar bir-birlari bilan bevosita o'zlarining chiqarayotgan elektromagnit nurlanishlari bilan energiya almashinadilar.

Issiqlik nurlanishi amalda doimo muvozanat holatida bo'ladigan yagona nurlanish ko'rinishidir. Vaqt o'tishi bilan jism va nurlanish o'rtasida uzluksiz energiya almashinishi tufayli muvozanat holati yuzaga keladi, ya'ni jism birlik vaqt ichida qancha energiya (har qanday nurlanishdagi energiya) chiqarsa u shuncha energiya yutadi.

Ideal qaytaruvchi devorli qobiq bilan qurshalgan kovak ichida issiqlik muvozanati qandaydir sabablarga ko'ra buzilgan bo'lsin, unda jism energiya yutishiga nisbatan ko'proq energiya nurlaydi. Agar birlik vaqtda jism issiqlik yutishiga nisbatan qo'proq nurlasa (yoki teskari hodisa bo'lsa), unda jismning harorati kamayadi (oshadi), natijada nurlanayotgan jismning energiya miqdori kamayadi (oshadi), bunday o'zgarishlar jism issiqlik muvozanatida bo'lguncha davom etadi.

Yorug'likni qaytaruvchi devor qobig'i elipsoida shaklida deb qabul qilsakda, unda nurlanadigan ikki jism elipsoidaning fokuslarida, ya'ni 1 va 2 nuqtalarda joylashtirilgan bo'lsin. Optikadagi nazariyalarga asosan 1 jismdan chiqarilgan elektromagnit nurlar 2 jisimga borib tegadi, 2 jismdan chiqarilgan elektromagnit nurlar esa 1 jisimga borib tegadi (6.1-rasm).

Keplerning 2-qonuniga asosan elipsoidaning bir fokus nuqtasida Quyosh tursin, elipsoida traektoriyasi bo'yicha esa uning planetalaridan biri aylanadi deb qarasa, unda har qaysi planeta Quyosh markazidan o'tuvchi tekislikda elipsoida traektoriyasini hosil qiladi. Planetaning aylanish radius vektorini vaqt o'tishi bilan ma'lum bir sirt tekisligi yuzasini hosil qiladi, bu sirt yuzasi Kepler qonuni bo'yicha planetaning harakatlanish vaqtiga muttanosib bo'ladi.

Keplerning 2-qonuniga o'xshatma qilib har bir jismdan (elipsoidaning 1 va 2 fokuslaridagi nuqtalardan) nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlar bir-birlariga borib etganча ketgan vaqtni bir xil deb qabul qilish mumkin bo'ladi.

Aniq bir xil temperaturada jismlar nurlanishining vaqt bo'yicha o'zgarmas holati nurlanishning termodinamik muvozanatda bo'lishini anglatadi. Bunday holatni termodinamik muvozanat holati yoki qora nurlanish deb aytishadi.

Ixtiyoriy bir xil vaqtda jismlar tomonidan nurlanayotgan energiya yutilayotgan energiyaga teng bo'lsa, fazoda jismlar o'rtasida nurlanish energiyasining zichligi berilgan temperaturada aniq bir qiymatga ega bo'ladi, bunday holatni ham termodinamik muvozanat holati deb aytish mumkin.

Yuqoridagi fikrlardan kelib chiqib: issiqlik muvozanatidagi jismlardan nurlanayotgan yoki yutilayotgan elektromagnit to'lqinlar energiyasining oqimi jismlarning konkret bir xossasiga bog'liq bo'lmaydi.

Prevo qonuni: har bir jismning nurlanishi (nur yutishi) uning atrofidagi to'g'ri kelgan jismlarning temperaturalariga bog'liq bo'lmasdan, jismning xususiy temperaturasiga bog'liq bo'ladi, issiqroq jismlar soviy boshlaydi, chunki ular o'zining atrofidagi jismlardan energiya olayotganlariga nisbatan ko'proq energiya chiqaradilar, sovuqroq jismlar esa isiydi, chunki ular issiqlik energiyasi berayotgan jismlarga nisbatan ko'proq energiya oladilar.

Bunday issiqlik berish yoki chiqarish jarayonlari kovak ichidagi barcha jismlar bir xil haroratga erishgancha, ya'ni kovak ichida termodinamik muvozanat holat vujudga kelgancha davom etadi. Kovak ichidagi fazo har doim nurli energiyaga to'lgan bo'ladi. Demak, jismlar birlik vaqtda qancha energiya bersa yoki chiqarsa, ular shuncha energiya yutadi yoki chiqaradi, nurlanish zichligi esa ular orasidagi fazo orqali berilgan haroratga mos keluvchi biror muayyan kattalikka ega bo'ladi.

Shunday qilib, issiqlik ta'sirida jismlarning elektromagnit to'lqinlar nurlanishiga issiqlik nurlanishi deb aytish joyiz bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi tabiatda eng ko'p tarqalgan fizikaviy Hodi-salardandir, ular asosan jism atomlari yoki molekulalarining issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan, atom va molekulalarning ichki energiyasi hisobidan yuzaga keladigan hodisadir. Bunday hodisa barcha jismlarga (qattiq, suyuq va gaz) xos bo'lib, ularning haroratidan katta bo'lsagina shunday bo'ladi.

Jismlarning issiqlik nurlanishidan chiqargan elektromagnit to'liqlarining chastotalari tutash spektrlar iborat bo'lib uning Maksimumi holati jism temperaturasi bog'liq bo'ladi.

Jismlar yuqori temperturada qisqa elektromagnit to'liqli: ko'zga ko'rinuvchi; ultrabinafsha, past haroratda uzun to'liqli: infraqizil elektromagnit to'liqlarni nurlaydi.

Issiqlikdan nurlanayotgan, to'liq uzunligi  $\lambda$  va  $\omega$  chastotasi bo'lgan elektromagnit to'liqlarning miqdoriy fizik kattaligiga jismlar nurlanishidagi spektral zichligi deyiladi. Jismlarning nurlanish spektral zichligi elektromagnit to'liq energiyasining taqsimotini xarakterlaydi..

$$dW_{\omega, \omega+d\omega}^{nurl} = R_{\omega} d\omega \quad \text{ёки} \quad dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}^{nurl} = R_{\lambda} d\lambda. \quad (6.1)$$

Jismlarning muvozanatli nurlanishida spektral zichlik faqat to'liq chastotasi yoki uning uzunligiga emas, balki jism temperaturasi ham bog'liq bo'lgan universal funktsiya bo'ladi. Shuning uchun jismlarning nurlanishi spektral zichligini bundan keyin  $R_{\lambda}$  yoki  $R_{\omega}$  bilan belgilamasdan  $R_{\omega, T}$  yoki  $R_{\lambda, T}$  bilan belgilash mumkin bo'ladi.

(6.1) formuladan kelib chiqib  $R_{\omega, T}$  ni berilgan temperaturada jismning birlik yuzasidagi ma'lum bir chastotalar (to'liqlar) Intervalidagi elektromagnit nurlanish quvvati deb qarab uni quyidagi ifoda bilan aniqlash mumkin bo'ladi:

$$R_{\omega, T} = \frac{dW_{\omega, \omega+d\omega}^{nurl}}{d\omega}, \quad (6.2)$$

bu erda  $R_{\omega, T}$  ning o'lchov birligi,  $\frac{J}{(m^2 \cdot s)}$ .

Elektromagnit nurlarning spektral zichligi uning to'liq uzunligining funktsiyasi orqali ham ifodalanadi:

$$\omega = \frac{c}{\lambda}, d\omega = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \quad \text{yoki} \quad d\lambda = -\frac{\lambda^2}{c} d\omega \quad \text{bo'lganligi uchun,}$$

$$dW_{\omega, \omega+d\omega}^{nurl} = R_{\omega, T} \cdot d\omega = R_{\omega, T} \cdot \frac{\lambda^2}{c} d\omega. \quad (6.3)$$

Yuqoridagi ifodadagi minus ishorasining qo'yilishiga sabab, nurlanayotgan elektromagnit to'liqlar chastotasining ortib borishi bilan to'liq uzunlikning kamayishidir. Soddashtirish uchun keyinchalik hisoblashlarda minus ishorasini qo'ymasa ham bo'ladi.

Demak, elektromagnit to'liqlar nurlanayotgan jismlarning spektral zichligi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$R_{\omega,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (6.4)$$

Har bir uchastkadagi spektral zichligini  $R_{\omega,T}$  bilgan holda nurlanishning integral spektral zichligini aniqlasa bo'ladi:

$$R_{\omega,T} = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu. \quad (6.5)$$

Jismlar sirtiga elektromagnit nurlar tushganda ularning shu nurlarni yutish qobiliyati bilan ham xarakterlasa bo'ladi:

$$A_{\omega,T} = \frac{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{yutish}}{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{nurl}}, \quad (6.6)$$

(6.6) formula jismga tushayotgan elektromagnit to'liqlar energiyasining qancha qismi jismning birlik vaqtda, birlik kesim yuzasi tomonidan yutilish qobiliyatini anglatadi. Yutish qobiliyatini ifodalovchi kattalik ham o'lchamsizdir.

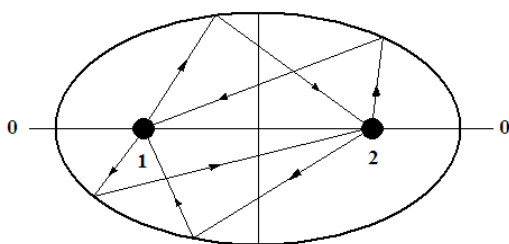
Jismlarning elektromagnit to'liqlar nurlanishning spektral zichligi ( $R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$ ) va ularning yutish qobiliyat ( $A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{yutish}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{nurl}}$ ) jismlarning termodinamik tabiatiga (haroratiga) bog'liq bo'lgan fizik kattaliklar deb hisoblansada shular asosida jismlar elektromagnit to'liqlarni nurlaganda yoki yutganda ular turli chastotalar (to'liqlar) bilan nurlanadi yoki nurlarni yutishadi. Bu asosiy ikki fizik kattaliklar keltirilgan termodinamik temperaturaga  $T$  va chastotaga  $\omega$  ta'luqli bo'ladi. Shuning uchun bu ikki fizik kattaliklarni,  $R_{\omega,T}$ -nurlanishning spektral zichligi va  $A_{\omega,T}$ -spektral yutish qobiliyati deb nomlashadi.

Ixtiyoriy temperaturada turli chastotali (to'liqli) elektromagnit nurlarni to'liq yutish qobiliyatiga ega bo'lgan jismlarni "absolyut qora jism" deb qaraladi.

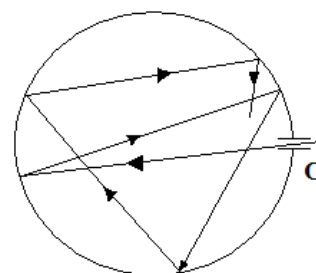
Absolyut qora jismlarning turli chastotali va turli haroratli nurlanishlarni yutish qobiliyatini aynan birga teng ravishda qabul qilish mumkin bo'ladi, ya'ni  $A \equiv 1$ .

Aytish joyizki, absolyut qora jism tabiatda mavjud emas, lekin ba'zi bir materiallar: qorakuya, platinali qora kuya, qora Baxmal va boshqalar, ma'lum bir chastota intervalida o'zlarining yutish qobiliyatlari bilan absolyut qora jismlarga yaqin bo'ladi.

Absolyut qora jismning ideal modelini quyidagicha tassavur qilish mumkin bo'ladi: uncha katta bo'lmagan tirqishli, ichki qismi (devori) qoraytirilgan yopiq kovak berilgan bo'lsin (6.2-rasm), yopiq kovakning tirqishidan o' kovak ichiga tushgan yorug'lik nuri qo'p marotaba qovak devorlaridan qaytib, bora-bora o'zining intensivligini yo'qotadi. Tajribalarning qo'rsatishicha kovak tirqishining o'lchami (diametri) kovak o'lchamining (diametri) 0,1 qismiga teng bo'lganda kovak ichiga kirgan barcha chastotali elektromagnit nurlar kovakda to'liq yutiladi deb qaraladi.



6.1-rasm. Elipsoida shakldagi qaytaruvchi devorli qobiq.



6.2-rasm. Absolyut qora jismning ideal modeli

*Kirxgof qonuni.*

Kirxgof, termodinamikaning ikkinchi qonuniga tayanib va izolya-tsiyalangan jismlar sistemasida muvozanatdagi nurlanish shartini tahlil qilgan holda, issiqlik nurlanishining spektral zichligi -  $R_{\omega,T}$  va jismlarning spektral yutish qobiliyati -  $A_{\omega,T}$  orasida miqdoriy bog'liqlik borligini aniqladi.

Kirxgof qonuni: issiqlikdan nurlanishning spektral zichligi nurlanishning spektral yutish qobiliyatiga nisbati jismning tabiatiga bog'liq bo'lmasdan, u barcha jismlar uchun elektromagnit to'lqinlar chastotasi (to'lqin uzunligi) va jism haroratining universal funksiyasi bo'ladi.

Issiqlik muvozanati holatidagi nurlanishda spektral zichlik  $R_{\omega,T}$  nurlanish chastotasi  $\omega$  (to'liqin uzunligi) va jism temperaturasining  $T$  universal funksiyasini  $r(\omega,T)$  anglatadi. Issiqlik nurlanishi nazariyasining asosiy muammosi aynan bu funktsiyani topishga qaratilgan.

Yuqorida aytilganlarga asosan universal funktsiyaning matematik ifodasini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{R_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = r_{\omega,T}. \quad (6.7)$$

Absolyut qora jismlar uchun  $A \equiv 1$  bo'lganligidan quyidagi munoso-batni keltirish mumkin bo'ladi:

$$\frac{R_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = \frac{R_{\omega,T}}{1} = r_{\omega,T}, \quad R_{\omega,T} = r_{\omega,T}. \quad (6.8)$$

Bundan kelib chiqadi: Kirxgofning universal funksiyasini absolyut qora jism uchun nurlanishning spektral zichligi deb qarash mumkin.

Kirxgof qonuniga asosan bir xil chastota va bir xil temperaturalarda: spektrning ixtiyoriy qismida barcha jismlarning nurlanish spektral zichligi absolyut qora jism nurlanishi spektral zichligidan doimo kichik bo'lishi kelib chiqadi, ya'ni  $A_{\omega,T} < 1$  bo'lganidek  $R_{\omega,T} < r_{\omega,T}$  bo'ladi.

Kirxgof qonunidan quyidagi xulosa kelib chiqadi: agar jism biror bir chastotali elektromagnit to'liqinni yutmasa, unda bu jism shu elektromagnit to'liqinni nurlamaydi, ya'ni  $A_{\omega,T} = 0$ ,  $R_{\omega,T} = 0$ , bo'ladi.

Kirxgof qonunini qo'llagan holda jism nurlanishining spektral zichligi ifodasiga quyidagicha matematik shakl berish mumkin bo'ladi:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\omega,T} d\omega \quad \text{bo'lganidek} \quad R_T = \int_0^{\infty} A_{\omega,T} r_{\omega,T} d\omega. \quad (6.9)$$

Kulrang jismlar uchun nurlanish spektral zichligining ifodasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$R_T^k = A_T \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega = A_T R_e, \quad (6.10)$$

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega, \quad (6.11)$$

bu erda  $R_e$  – absolyut qora jism nurlanishining spektral zichligi (faqat jism haroratiga bog'liq bo'ladi).

Kirxgof qonuni jismlarning nurlanish tabiatini aniqlashga kriteriya bo'lib xizmat qildi.

### *Stefan-Bolsman va Vin siljish qonuni.*

Kirxgof qonunidan kelib chiqib, absolyut qora jismning nurlanish spektral zichligi  $R_{\nu,T}$  Kirxgof universal funksiyasi bo'ladi ( $R_{\nu,T} = r_{\nu,T}$ ), shuning uchun ham universal funktsiyaning elektromagnit to'lqin chastotasi va jism haroratiga yaqqol bog'liqligini topish issiqlik nurlanishi nazariyasining asosiy masalalaridan biri bo'lib qoldi.

Avstraliyalik fizik y.Stefan 1879 yilda barcha dunyo olimlari tomonidan o'tkazilgan tajriba natijalarini tahlil qilgan holda va L.Bolsman 1884 yilda termodinamik usullarni qo'llagan holda Kirxgof universal funktsiyasining elektromagnit to'lqin chastotasiga va jism temperaturaga bog'liqlik masalasini qisman echib, jismlar-ning nurlanish spektral zichligining  $R_{\nu,T}$  nurlanayotgan jism temperaturasi bog'liq ekanligini quyidagi ko'rinishdagi empirik formula bilan aniqlashni taklif etishadi:

$$R_e = \sigma T^4, \quad (6.12)$$

ya'ni, absolyut qora jismning nurlanishidagi spektral zichligi uning termodinamik temperaturasi to'rtinchi darajasiga muttanosib. Bunday munosabat  $\sigma$  – Stefan-Bolsman qonuni deb nomlandi. Bu ifodadagi Stefan-Bolsman doimiysi bo'lib uning tajribalar asosida aniqlangan qiymati  $5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Bm}{M^2 K^4}$  ga teng.



Absolyut qora jismlar spektral tizimiga nisbatan nurlanish spektral zichligining ( $R_e$ ) bir vaqtda jism temperaturasi ( $T$ ) hamda elektromagnit to'liqin chastotasiga bog'liqligini Stefan-Bolsman qonuni javob berolmadi.

Masala. Absolyut qora jismning nurlanish quvvati  $N = 34kVt$ . Agar absolyut qora jismning sirt yuzasi  $S = 0,6m^2$  ga tengligi aniq bo'lsa, bu jismning temperaturasi topilsin.

Echish: Absolyut qora jismning nurlanish quvvati:

$$N = \sigma T^4 S.$$

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Vt}{m^2 \cdot K}$  -Stefan-Bolsman doimiyligi. Jism temperaturasi

quyidagicha aniqlash mumkin bo'ladi:

$$T = \sqrt[4]{\frac{N}{\sigma S}} = 1000 K .$$

Masala. Qotgan qo'rg'oshin qanday energetik yorqinlikga ega? Berilgan temperaturada qo'rg'oshin energetik yorqinligining absolyut qora jism yorqinligiga nisbati  $k = 0,6$  .

Echish: qotgan qo'rg'oshin kulrang jismga o'xshash o'zini tutadi. Stefan-Bolsman qonuni bo'yicha kulrang jismlar uchun:

$$R_T^k = k\sigma T^4 = 4,4 \frac{kVt}{m^2}.$$

Bu yerda  $k$  – berilgan temperaturada qo'rg'oshin energetik yorqinligining absolyut qora jism yorqinligiga nisbati yoki qoralanish koeffisienti;  $T = 600 K$  qo'rg'oshinning erish temperaturasi;

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Vt}{m^2 \cdot K}.$$

Quyosh temperaturasi. Quyoshni absolyut qora jism deb qarab, yer atrofida birlik yuzaga to'g'ri keladigan energiyasini baholash mumkin. Yer bilan Quyosh o'rtasidagi masofa  $r$  bir astronomik birlik (a.b.) deb qabul qilinsa, unda uning miqdori quyidagiga teng bo'ladi:  $r = 1a.b. = 1.495979 \cdot 10^{13}$  sm. Quyosh yorqinligini  $r$  radiusli sfera yuzasiga bo'linsa, (yoki yer atmosferasi sirti yuzasiga

bo'linsa) atmosferaning yuqori qismiga tushayotgan yer bilan Quyosh o'rtasidagi o'rtacha masofadagi barcha nurlarni nurlanish oqimi quyidagicha topiladi:

$$f = \frac{R_{\odot}}{4\pi r^2} = 1.36 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2 \cdot \text{s}} = 1.36 \frac{\text{kVt}}{\text{m}^2},$$

bu yerda  $R_{\odot}$  -Quyoshning yorqinligi.

Hozirgi vaqtda planetamizda yashovchi har bir kishiga sarf qilinadigan o'rtacha statistik energiya isrofi bir necha kilovatni tashkil qiladi. Bir necha kvadrat metrli quyosh batareyalar, bir kishiga qeraklicha energiyaga muhtojligini qondira oladi degan tasavvurga kelish mumkin. Lekin quyosh batareyalarining past samaradorligi (nazariy hisob-lashlar bo'yicha ularning f.i.k. 40% ni, seriyali ishlab chiqariladigan fotoelementlar esa 10% tashkil etadi), ob-havoning o'zgarib turishi, kunlik ish rejimining bo'lmasligi, katta maydonlar qorong'ilanishining ekologik izi va ularning xo'jalik aylanishidan chiqishi, bularning hammasi quyosh energetikasining kelajagini tubdan muammolik qilib qo'ymoqda.

$$\sigma T_{\oplus} \left( \frac{R_{\odot}}{r} \right)^2 \cdot \pi R_{\oplus} \cdot (1 - A_{\omega, T}) = \sigma T_{\odot} \cdot 4\pi R_{\odot}^2,$$

bu yerda  $T_{\oplus}$  – Quyosh temperaturasi. Bu formuladan yer haroratini aniqlash formulasini keltirish mumkin bo'ladi:

$$T_{\oplus} = T_{\odot} \left[ \frac{1 - A}{4} \left( \frac{R_{\odot}}{r} \right)^2 \right]^{\frac{1}{4}}.$$

Shunday qilib Quyosh tomonidan qizdirilayotgan yerning haroratini aniqlashda erning radiusi zarur bo'lmasdan qolib yer bilan Quyosh o'rtasidagi masofa kerak bo'ladi u katta rol o'ynaydi. Ma'lum bo'lgan kattaliklarning qiymatlarini qo'yib yerning haqiqiy haroratini darajalash mumkin bo'ladi:

$$T_{\oplus} = \frac{T_{\odot}}{23} \approx 258K = -15^{\circ}C.$$

Haqiqatdan yerning ob-havosi juda yumshoq bo'ladi. Yerning o'rtacha harorati 18°C ni tashkil qiladi, buning sababi Parnikli effektdir.

Parnikli effekt bu atmosfera quyisini Yer sirtining nurlanishi hisobida isitilishidir. Yer sirti uzun to'liq nurlanishi oqimining atmosfera tomonidan yutishi natijasida isiydi, o'z navbvtida Yerning sirti isitiladi [1,5].

Haqiqatdan yerning ob-havosi juda yumshoq bo'ladi. Yerning o'rtacha harorati  $18^{\circ}\text{C}$  ni tashkil qiladi, buning sababi parnikli effektdir.

Masala. Quyosh qancha quvvatli nurlanishga ega? Quyoshning nurlanishini absolyut qora jismning nurlanishiga yaqin deb hisoblang. Quyosh sirtining temperaturasi  $T_{\otimes} = 5800\text{ K}$ .

Nurlanishi absolyut qora jismning nurlanishiga yaqin deb hisoblab Quyosh nurlanishi quvvati Stefan-Bolsman qonuniga asosan quyidagicha ifodalanadi:

$$N = \sigma T^4 S,$$

bu yerda Quyosh sirtining yuzasi:

$$S = 4\pi R_c^2.$$

$R_c = 6,96 \cdot 10^8\text{ m}$  – Quyosh radiusi. Oxirgi ikki munosobatdan kelib chiqib Quyosh nurlanishining quvvatini aniqlash ifodasiga ega bo'linadi:

$$N = 4\pi\sigma T^4 R_c^2 = 3,9 \cdot 10^{26}\text{ Vt}.$$

XIX asrning oxirlarida dunyo olimlari tomonidan jismlarning issiqlikdan nurlanishi borasida o'tkazilgan tajribalarning natijalari asosan elektromagnit nurlar chastotasi va to'liq uzunligining quyidagi munosobatidan bo'lishidan kelib chiqib quyidagi ifodani yozish mumkin:

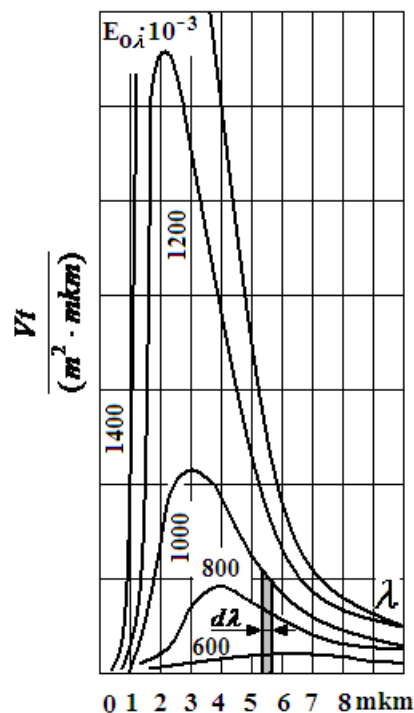
$$r_{\omega,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T}.$$

$$(r_{\omega,T} = r_{\lambda,T}(\lambda, T)).$$

Bundan kelib chiqib 6.3-rasmdagi egriliklarning tuzilishidan ko'rinadiki, turli temperaturalarda absolyut qora jism nurlanish spektrida energiya taqsimoti bir xildabo'lmasligi kelib chiqadi. Barcha egriliklar maksimumlardan iborat, chiziqslarning xarakteriga qarab haroratning ortib borishi bilan egriliklar maksimumlari qisqa to'liq uzunlik tomonga qarab siljigan. Bu egriliklar bilan abtsissa o'qi orasida hosil bo'lgan yuza, absolyut qora jismning nurlanish spektral zichligi bilan muttanosib bo'ladi. Shularga asosan nemis fizigi V.Vin (1864-1928)

termodinamika va elektrodinamika qonunlariga tayangan holda Kirxgof universal funksiyasining ( $r_{\omega,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T}$ ) maksimumiga tegishli to'liq uzunlikning ( $\lambda_{max}$ ) jism temperaturasi bog'liqligini aniqladi va bu jarayonlarni qonunlashtirdi.

Vin siljish qonuni: absolyut qora jismning nurlanish spektral zichligi maksimumiga to'g'ri keladigan to'liq uzunlik uning termodinamik haroratiga teskari muttanosib.



6.3-rasm. M.Plank qonuni bo'yicha absolyut qora jismning elektromagnit to'liqlari nurlanish oqimi spektral zichligining intensivligi.

Vin siljish qonunining matematik ifodasini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$\lambda_{max} = -\frac{b}{T}, \quad (6.13)$$

bu yerdagi  $b$  – Vin doimiysi bo'lib, uning qiymati tajribalar asosida quyidagiga tengligi aniqlangan  $b = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ M} \cdot \text{K} = T\lambda_{max}$ . Minus ishoraning qo'yilishi temperaturaning ortib borishi bilan nurlanish to'liq uzunlikning kamayib borishini anglatadi.

Vin siljish qonuni deyilishiga sabab jism haroratining ortib borishi bilan  $r_{\omega,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T}$  – Kirxgof universal funktsiyasining maksimumi qisqa to’lqin uzunlik tomoniga siljishi bo’ladi. Vin siljish qonuni bo’yicha jism haroratining pasayishi bilan uning nurlanish spektrlari uzun to’lqinli elektromagnit nurlarni hosil qiladi.

Stefan-Bolsman va Vin qonunlari issiqlik nurlanishi naza-riyasida muhim rol o’ynasalar ham, ular xususiy qonunlar bo’lib hisoblansalar ham, ular jismlarning turli temperaturalarida nurlangan elektromagnit to’lqinlar chastotalari bo’yicha energiya taqsimotining umumiy manzarasini tasvirlab berolmaydi.

Masala. Absolyut qora jismning nurlanish quvvati  $N = 10\kappa Bm$ . Nurlanishning energetik spektral zichligi maksimumi  $\lambda = 700nm$  to’lqin uzunlikka to’g’ri kelsa jism nurlanayotgan sirtning yuzasi  $S$  aniqlansin.

Absolyut qora jismning nurlanish quvvati (Stefan Bolsman qonuni bo’yicha) quyidagiga teng bo’ladi:

$$N = \sigma T^4 S$$

Vin qonuniga asosan jismning absolyut temperaturasi quyidagicha aniqlanadi:

$$T = \frac{b}{\lambda_{\max}}$$

Bu ikkita formuladan kelib chiqib quyidagiga ega bo’lamiz:

$$N = \sigma S \left( \frac{b}{\lambda_{\max}} \right)^4,$$

bu yerdan jismning nurlanish sirti yuzasi quyidagiga tenglashadi:

$$S = \frac{N}{\sigma} \cdot \left( \frac{\lambda_{\max}}{b} \right)^4 = 6\text{sm}^2.$$

### *Optik pirometriya. Yorug’lik manbalari.*

Issiqlik nurlanish qonunlari, asosan jismlar qizdirilganda o’z-o’zidan yorug’lik chiqaradigan (yulduzlar) jismlarning temperaturalarini aniqlashda qo’llaniladi. Jismlar nurlanishi spektral zichligining temperaturaga bog’liqligini qo’llagan holda jismning yuqori temperaturasini aniqlash usuliga optik pirometriya deyiladi.

Elektromagnit to'liqlar spektrlarining optik intervalida issiqlik nurlanishi intensivligiga qarab isitilgan jism temperaturasi o'lchash uchun qaratilgan asboblari pirometrlar deb nomlanadi.

Issiqlik nurlanishi qonunlarining qaysi birini qo'llagan bilan jismlarning temperaturalarini aniqlashga bog'liq bo'lganlarni quyidagicha nomlash mumkin bo'ladi: radiasion, rangli va ravshanlik temperaturasi.

“Radiasion” temperatura. Tekshirilayotgan jismning yorqinligi qayt qilinadi va Stefan-Bolsman qonuniga asosan uning radiasion temperaturasi hisoblanadi:

$$T_r = \sqrt[4]{R_T / \sigma}.$$

Bu temperatura absolyut qora jismning shunday temperaturasi, uning nurlanish spektral zichligi  $R_e$  tekshirilayotgan jism nurlanish spektral zichligiga  $R_T$  teng bo'lsin.

Jismning radiasion temperaturasi  $T_r$  doimo uning haqiqiy temperaturasidan  $T$  kichik bo'ladi. Buni isbot qilish uchun faraz qilamiz, tekshirilayotgan jism kulrang bo'lsin. Unda, (6.12) va (6.20) formulalarni qo'llagan holda quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$R^k_T = A_T R_e = A_T \sigma T^4.$$

Ikkinchidan,

$$R^k_T = \sigma T_r^4.$$

Bu ifodalarni bir-biriga taqqoslash bilan quyidagi munosabatni hosil qilish mumkin bo'ladi:

$$T_r = \sqrt[4]{A_T T}.$$

Agar  $A_T < 1$  bo'lsa, unda  $T_r < T$  bo'ladi, ya'ni jismning haqiqiy temperaturasi radiasion temperaturasidan doimo katta bo'ladi.

“Rangli” temperatura. Kulrang jismlar uchun nurlanishning spektral zichligi:

$$R_{\lambda,T} = A_T r_{\lambda,T},$$

bu yerda  $A_T = \text{const} < 1$ . Xuddi shunday kulrang jism nurlanishining spektral chiziqlarida energetik taqsimlanish o'shanday temperaturada absolyut qora jism

nurlanishida spektral chiziqlar energetik taqsimlanishicha bo'ladi. Shuning uchun kulrang jismlar uchun Vin qonuni (6.13) formulasini qo'llash mumkin bo'ladi, ya'ni tekshirilayotgan jismning nurlanish spektral zichligining  $R_{\lambda,T}$  maksimumiga to'g'ri keladigan to'liq uzunligini  $\lambda_{max}$  ni bilgan holda, uning temperaturasi aniqlanadi:

$$T_{rang} = \frac{b}{\lambda_{max}}$$

Bu temperatura "rangli" temperatura deb nomlanadi. Kulrang jismlar uchun rangli temperatura haqiqiy temperaturasi bilan to'g'ri keladi. Bunday usul bilan Quyosh ( $T \approx 6500 K$ ) va yulduzlar sirtlaridagi temperaturalar aniqlangan.

"Ravshanlik" temperaturasi. Ravshanlanlik temperaturasi  $T_{ravsh}$  – absolyut qora jismning aniq to'liq uzunligida nurlanish spektral zichligi tekshirilayotgan jism nurlanish spektral zichligiga teng bo'lgandagi temperaturaga aytiladi, ya'ni

$$r_{\lambda,T_{ravsh}} = R_{\lambda,T}, \quad (6.14)$$

bu yerda  $T$  – jismning haqiqiy temperaturasi. Nurlanishda tekshirilayotgan jismda  $\lambda$  to'liq uzunligi bo'yicha Kirxgof qonuni (6.9) bo'yicha quyidagicha edi:

$$\frac{R_{\pi,T}}{A_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T},$$

yoki, (6.8) ifodani e'tiborga olgan holda quyidagi munosabatga ega bo'lishadi:

$$A_{\lambda,T} = \frac{r_{\lambda,T_{ravsh}}}{r_{\lambda,T}}. \quad (6.15)$$

Qora bo'lmagan jismlar uchun  $A < 1$  bo'lsa, unda  $r_{\lambda,T_{ravsh}} < r_{\lambda,T}$  bo'ladi, xuddi shunday  $T_{ravsh} < T$ , ya'ni jismning haqiqiy temperaturasi ravshanlik temperaturasidan doimo katta bo'ladi.

Odatda "Ravshan" pirometr sifatida unda metall dan tayyorlangan ipi cho'g'lanib ekranda uning saviri (ekranlashtirilgan panjarasi) ko'rinmasdan qoladigan pirometr ishlatiladi, pirometrning cho'g'lanadigan metall ipi shunday tanlab olinadiki, unda nurlanishning (6.14) sharti  $r_{\lambda,T_{ravsh}} = R_{\lambda,T}$  bajarilsin. Bunday shart bajarilganda pirometr ipining tasvirini cho'g'lanayotgan jism sirti fonida ajratib bo'lmasin, ip xuddi bir ko'zdan "yo'qoladi" qanday bo'ladi. Absolyut qora

jismga nisbatan milliampermetrning darajalanshida foydalanilgan holda ravshanlangan temperaturani aniqlash mumkin bo'ladi.

Issqlik nurlanishida yuzaga kelgan elektromagnit to'lqin uzunligida jismning nurlarni yutishga qodirligini  $A_{\lambda,T}$  ni bilgan holda, "ravshanlangan" temperaturasi qarab haqiqiy temperaturasini aniqlash mumkin bo'ladi. Unda M.Plankning formulani quyidagi shaklda ifodalash mumkin bo'ladi:

$$r_{v,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}. \quad (6.16)$$

(6.15) ni e'tiborga olgan holda (6.16) formula quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$A_{\lambda,T} = \frac{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T_{ravsh}}} - 1},$$

ya'ni, jismlar elektromagnit to'lqinlarni yutishga qoldirli  $A_{\lambda,T}$  aniq bo'lganda tekshirilayotgan jismning temperaturasini aniqlash mumkin bo'ladi.

#### *Optik pirometriya. Yorug'likning issqlik manbalari*

Issqlik nurlanishi qonunlari, qizdirilgan va o'z-o'zidan yorug'lik chiqaradigan (yulduzlar) jismlarning temperaturalarini aniqlashda qo'llaniladi. Jismlar yoritilganligi spektral zichligining temperaturaga bog'liqligini qo'llagan holda jism temperaturasini aniqlash usuliga optik pirometriya deyiladi.

Yorug'lik spektrlarining optik diapazonida issqlik nurlanishining intensivligiga qarab isitilgan jism temperaturasini o'lchash uchun qaratilgan asboblari pirometrlar deb nomlanadi.

Issqlik qonunlarining qaysi birini qo'llagan holda jismning temperaturasini aniqlashga bog'liq holda: radiatsion, rangli va ravshanlik temperaturalariga ajratish mumkin.

*1. Radiatsion temperatura.* Bunday holda tekshirilayotgan jismning yorqinligi qayt qilinadi va Stefan-Bolsman qonuniga asosan uning radiatsion temperaturasi hisoblanadi:



Bu absolyut qora jismning shunday temperaturasi, uning yorqinligi  $R_e$  tekshirilayotgan jism yorqinligiga  $R_T$  teng bo'lsin.

Jismning radiatsion temperaturasi  $T_p$  doimo uning haqiqiy temperaturasidan  $T$  kichik bo'ladi. Buni isbot qilish uchun faraz qilamiz, tekshirilayotgan jism kulrang bo'lsin. Unda, (6.14) va (6.15) ifodalarni qo'llagan holda quyidagini yozish mumkin:

$$R^k_T = A_T R_e = A_T \sigma T^4.$$

Ikkinchi tomondan,

$$R^k_T = \sigma T_p^4.$$

Bu ifodalarni solishtirish bilan quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$T_p = \sqrt[4]{A_T T}.$$

Agar  $A_T < 1$  bo'lganligi uchun,  $T_p < T$  bo'ladi, ya'ni jismning haqiqiy temperaturasi radiatsion temperaturasidan doimokatta bo'ladi.

2. *Rangli temperatura.* Kulrang jismlar uchun yorqinlikning spektral zichligi

$$R_{\lambda,T} = A_T r_{\lambda,T},$$

bu yerda  $A_T = \text{const} < 1$ . Xuddi shunday kulrang jism nurlanish spektrida energiya taqsimlanishi o'shanday temperaturada absolyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimlanishicha bo'ladi. Shuning uchun kulrang jismlar uchun Vin qonunini qo'llaymiz, ya'ni tekshirilayotgan jismning yorqinlik spektral zichligining  $R_{\lambda,T}$  maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligini  $\lambda_{max}$  bilgan holda, uning temperaturasini aniqlash mumkin

$$T_{\text{panz}} = \frac{b}{\lambda_{max}}.$$

Bu temperatura rangli temperatura deb nomlanadi. Kulrang jismlar uchun rangli temperatura haqiqiy temperatura bilan to'g'ri keladi. Bunday usul bilan Quyosh ( $T \approx 6500 K$ ) va yulduzlar sirtlarining temperaturalarini aniqlanadi.

3. *Ravshanlik temperaturasi.* Ravshanlangan temperaturasi  $T_{\text{pasuu}}$  – aniq to‘lqin uzunligida absolyut qora jismning yorqinligi spektral zichligi tekshirilayotgan jism yorqinligi spektral zichligiga teng bo‘lgandagi temperaturaga aytiladi, ya’ni

$$r_{\lambda,T \text{ pasuu}} = R_{\lambda,T} \quad (6.17)$$

buyerde  $T$  – jismning haqiqiy temperaturasi. Tekshirilayotgan jismda  $\lambda$  to‘lqin uzunligida Kirxgof qonuni bo‘yicha

$$\frac{R_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T},$$

yoki, (6.17) e‘tiborga olgan holda,

$$A_{\lambda,T} = \frac{r_{\lambda,T \text{ pasuu}}}{r_{\lambda,T}}. \quad (6.18)$$

Qora bo‘lmagan jismlar uchun  $A < 1$  bo‘lsa, unda  $r_{\lambda,T \text{ pasuu}} < r_{\lambda,T}$  bo‘ladi, xuddi shunday  $T_{\text{pasuu}} = T$ , ya’ni jismning haqiqiy temperaturasi ravshanlangan temperaturasidan doimo katta bo‘ladi.

Odatda ravshan pirometr sifatida ipi yo‘qoladigan (ko‘rinmaydigan) pirometr ishlatiladi. pirometrning cho‘g‘lanadigan ipi shunday tanlab olinadiki, unda shart  $r_{\lambda,T \text{ pasuu}} = R_{\lambda,T}$  bajarilsin. Bunday shart bajarilganda pirometr ipining tasvirini cho‘g‘lanayotgan jism sirti fondida ajratib bo‘lmasin, ip xuddi bir ko‘zdan “yo‘qoladi” ganday bo‘ladi. Absolyut qora jismga nisbatan milliampermetr bilan darjalangandan foydalangan holda ravshanlangan temperaturani aniqlash mumkin.

To‘lqin uzunligida jismning yutish qobiliyatini  $A_{\lambda,T}$  bilgan holda, ravshanlangan temperaturaga qarab haqiqiy temperaturani aniqlash mumkin. M.Plank formulasini boshqa shaklda yozish mumkin

$$r_{\nu,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (6.19)$$

(6.19) ifodani e‘tiborga olgan holda (6.18) quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$A_{\lambda,T} = \frac{\frac{hc}{e^{k\lambda T} - 1}}{\frac{hc}{e^{k\lambda T_{ppa6}} - 1}},$$

ya'ni, yutish qobiliyati  $A_{\lambda,T}$  aniq bo'lganda tekshirilayotgan jismning temperaturasi aniqlash mumkin bo'ladi.

4. *Yorug'likning issiqlik manbalari.* Cho'g'langan jismlarning yoritilishidan yorug'lik manbalari yaratishda qo'llaniladi. Bulardan birinchilari cho'g'lanma lampalar va yoyli lampalar hisoblanib, ular russ olimlari 1873 yilda A.N.Lodigin va 1876 yilda P.N.Yablochkovlar tomonidan ixtiro qilingan.

Birinchi qarashda, ayusolyut qora jism yorug'likning eng yaxshi issiqlik manbai bo'lishi kerak, chunki ixtiyoriy to'lqin uzunlikda uning yorqinlik spektral zichligi olingan xil temperaturada qora bo'lmagan jismlar yorqinliklaridan katta bo'ladi. Lekin bunday emas ekan, ba'zi bir jismlar uchun, masalan selektiv issiqlik nurlanishiga ega bo'lgan volfram uchun ko'rinadigan nurlanish spektri qismiga to'g'ri keladigan energiya miqdori absolyut qora jismlardan ko'proq bo'ladi. Shuning uchun yuqori erish temperaturasiga ham ega bo'lgan volfram lampalar ipini tayyorlashda eng yaxshi material bo'lib hisoblanadi.

Vakuimli lampalarda volframli iplarning temperaturasi 2450 K oshmasligi kerak, chunki bundan yuqori temperaturada uning keskin changlanuviyuzaga keladi. Bunday temperaturada volframning maksimum nurlanishi  $\approx 1,1\mu\text{m}$  to'lqin uzunlikka to'g'ri keladi, bunday to'lqin uzunlik inson ko'zining maksimum sezgirligidan ( $\approx 0,55\mu\text{m}$ ) juda uzoq.. Lampa ballonlari  $\approx 50\text{kPa}$  bosim ostida inert gazlar bilan (masalan, azot qo'shimcha qo'shilgan kripton va ksenon gazlari aralashmasi) to'ldirilgan bo'lsa lampa volfram iplarining temperaturasi 3000 K gacha oshiradi, bunday o'zgartirishlar nurlanishning spektral tarkibni yaxshilashga olib keladi. Lekin yorug'lik berish o'zgarmaydi, chunki volfram ipi bilan gaz aralashmasi o'rtasida issiqlik o'tkazuvchanlik va konveksiya tufayli issiqlik almashinuvi qo'shimcha energiya yo'qolishini yuzaga keltiradi. Issiqlik almashinuvi hisobidagi energiya yo'qolishini kamaytirish va yorug'lik berishni oshirish uchun volfram iplar spiral shaklida tayyorlanadi, spiralning alohida

o'ramlari bir-birlarini isitib turadi. Yuqori temperaturada spiral atrofida gazning qo'zg'almas gaz qatlami paydo bo'ladi va konveksiya tufayli yuzaga keladigan issiqlik almashinuvi yo'qoladi. Cho'g'lanma lampalarning energetik f.i.k. 5% dan oshmaydi.

Moddalar qizdirilganda o'zlaridan nur chiqarish hodisasiga issiqlik nurlanishi deyiladi. Bu hodisa moda zarrachalarining issiqlik xarakati tufayli sodir bo'lib, modda tempraturasi  $T$  ga bog'liqdir. Tempraturaning o'zgarishi bilan nurlanish intensivligi va spektral tarkibi o'zgarib boradi.

Issiqlik nurlanishining asosiy xarakteristikalaridan biri energetik yorituvchanlik  $R_T$  bo'lib, bu kattalik qizdirilgan jism birlik yuzasidan birlik vaqt ichida barcha yo'nalishlar bo'ylab nurlanayotgan elektromagnit energiya miqdori bilan o'lchanadi.

$$R_T = \frac{W}{t * S} = \frac{N}{S} \quad (6.20)$$

Bu yerda:  $W$ - nurlanish energiyasi,  $S$ - nurlanuvchi sirt yuzasi,  $N$ - nurlanish quvvati.

Stefan-Bolsman qonuniga asosan absolyut qora jism energetik yorituvchanligi  $R_T$  shu jism absolyut tempraturasining turtinchi darajasiga to'g'ri proporsionaldir.

$$R_T = \sigma * T^4 \quad (6.21)$$

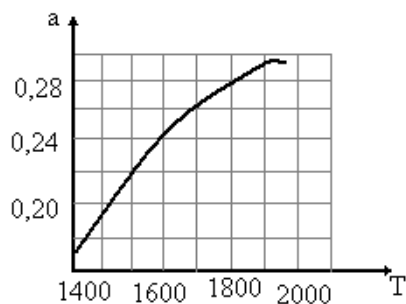
Bu ifodada  $\sigma$  – Stefan-Bolsman doimiyligi,  $T$ - absolyut tempratura Qora bo'lmagan jismlar uchun esa qonun quyidagicha yoziladi.

$$R_T = a_T * \sigma * T^4 \quad (6.22)$$

Bunda  $a_T$ - bir xil tempraturada jismlarning energetik yorituvchanligining absolyut qora jism energetik yorituvchanligiga nisbati hisoblanadi. Bu nisbat birdan kichik va tempraturaga bog'lik. Birinchi rasmda volfram uchun  $a_T$  ning tempraturaga bog'liklik grafigi keltirilgan.

Odatda tajribalarda qizdiriladigan jism sifatida cho'g'lanma lampaning volframdan yasalgan tolasidan foydalanish qulaylik tug'diradi. Bu xolda  $S$  sirtli

tolani qizdirishga sarf bo'ladigan quvvatning (tok quvvati JU) qariyb barchasi o'rab turgan fazaga issiqlik nurlanishi sifatida uzatiladi.



Boshqacha aytganda bu quvvat nurlanishga teng bo'ladi. Shuning uchun (6.20) va (6.22) formulalarni etiborga olib quyidagi ifodani yozish mumkin.

$$\frac{IU}{S} = a_T \sigma^* T^4 \quad (6.23)$$

Bu tenglama Stefan-Bolsman doimiyligini tajribada aniqlashga imkon beradi.

$$\sigma = \frac{IU}{a_T T^4 S} \quad (6.24)$$

(6.24) ga kiruvchi barcha kattaliklarni tajribada o'lchash mumkin.

### Qurilmaning tuzilishi.

Ushbu ishda issiqlik nurlanishi bilan o'tkaziladigan tajribalarda o'lchamlari  $5 \times 9 \text{ mm}^2$  bo'lgan to'g'ri burchak shaklidagi volfram tolali cho'g'lanma lampa qo'llaniladi. Nurlanadigan sirt yuzasi  $S=210 \text{ mm}^2$  lampaga avtotransformatordan o'zgaruvchan kuchlanish beriladi. Zanjirdagi tok reostat yordamida o'zgartiriladi. Volfram tolani qizdirish uchun zarur bo'lgan elektr quvvati voltmetr va ampermetr yordamida aniqlanadi.

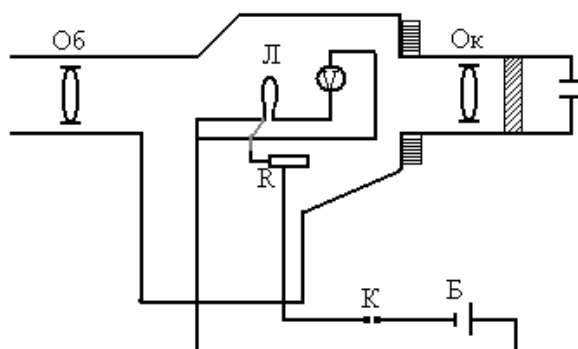
Cho'g'lanma lampa tolasining temperaturasi optik prometr yordamida o'lchanadi. Optik prometr fokusida yoysimon tolali etalon cho'g'lanma lampa L joylashgan ko'rish trubasidan tashkil topgan. (6.4-rasm) Ko'rish trubasi nurlanish manbaiga to'g'irlanadi. (ushbu ishda nurlanish manbai bo'lib lampaning to'g'ri burchakli volfram tolasini xizmat qiladi)

Pirometrning obektivi O6 ni siljitib, tekshirilayotgan volfram tolaning (spiralning) etalon lampa II tolasini tekisligida yorituvchi tasvirini hosil qilish mumkin. Etalon lampa tolasining va tekshirilayotgan volfram tolasining spiral aniq

tasvirlarini olish uchun Ok okulyar siljtiladi. Etalon lampa K kalit orqali B batareyaga ulanadi. Tolaning qizdirilishi pirometrning old qismida joylashgan r halka vositasida R reostat orqali taminlanadi.

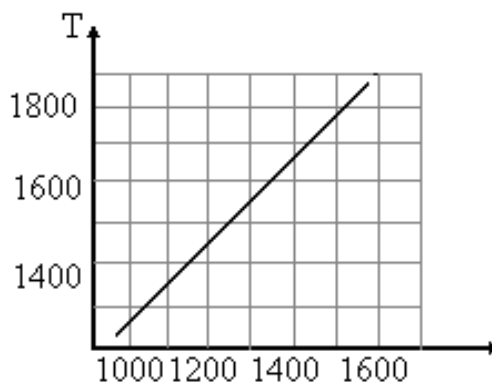
Tolaning temperaturasi Selsiy shkalasi buyicha darajalangan voltmeter yordamida o'lchanadi.

Qizdirilgan jism temperaturasi o'lchashda pirometr etalon lampasiga berilayotgan tok bu lampa tolasi ravshanligi qizdirilayotgan jism ravshanligi bilan bir xilda bo'lgunga qadar o'zgartiriladi (etalon lampa tolasi yoyining yuqori qismi volfram tolali spiral tasviri fonida ko'rinmay qolishi kerak).



6.4-rasm. Qurilmaning sxematik ko'rinishi.

Prometr shkalasidan jismning ravshanlik temperaturasi deb ataladigan  $T_r$  temperaturasi yozib olinadi. Jismning ravshanlik temperaturasi  $T_r$  bilan haqiqiy temperaturasi orasidagi bog'lanish 6.5-rasmda ko'rsatilgan bo'lib bu bog'lanish yordamida  $T_r$  ning o'lchab olingan qiymatlariga qarab volframning  $T$  temperaturasi aniqlanadi.

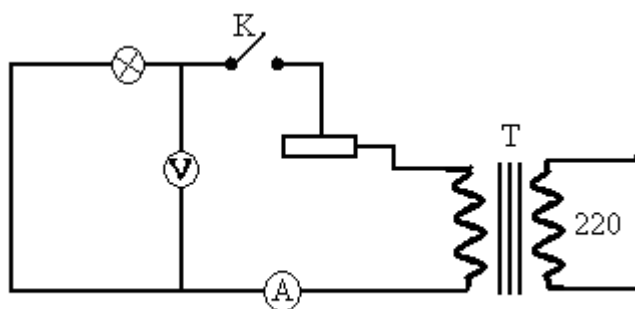


6.5-rasm. Jismning ravshanlik temperaturasi bilan haqiqiy temperaturasi orasidagi bog'lanish

## Ishni bajarish tartibi

Volfram tolali lampa 6.4-rasmda ko'rsatilgan elektr zanjiriga ulanadi. Optik prometr o'lchashlar o'tkazish uchun tayyorlanadi, buning uchun quyidagilar bajariladi.

1. Pribor strelkasi «nol» holatga keltiriladi;
2. Kalit K ning ochiq holatida r halka chapga oxirigacha buralib, pirometr reostati to'la qarshilikka qo'yiladi;
3. Pirometr o'tkazgichlari B batareya qutblariga ulanadi;



4. Ok okulyar tubusi siljutilib spiralning aniq tasviri hosil qilinadi.

Tekshirilayotgan lampaga o'qituvchi ko'rsatmasiga binoan malum kuchlanish beriladi. Pirometrning O6 obektivini qizdirilgan lampa spiraliga yo'naltirilib va obyektiv tubusini siljitib spiralning aniq tasviri hosil qilinadi. Bu tasvir piroyetr tolasi tekisligida yotgan bo'lishi kerak. Okulyar oldida ko'zni biroz siljitib, bu shartni bajarilishini tekshirish mumkin. Agar bunda tola proyeksiyasi spiral tasviriga nisbatan siljimasa u to'g'ri o'rnatilgan bo'ladi.

Volfram spirali ravshanlik temperaturasi o'lchanadi. Buning uchun r reostat halqasini aylantirish yo'li bilan etalon lampa tolasining ravshanligi shu qadar o'zgartiriladiki, prometr lampasining tolasi yoyining yuqori qismi qizdirilgan to'g'ri burchakli spiral fonida ko'rinmay qolsin. Shu holatda pirometr shkalasidan temperatura ( $t_{\text{r}}^{\circ}\text{C}$ ) yozib olinadi. Bu temperatura absolyut temperatura shkalasiga o'tkazilib ( $T_{\text{r}}=t_{\text{r}}+273^{\circ}$ ) yuqoridagi rasmdan foydalanib ayni temperatura uchun T aniqlanadi.

Sung 6.5-rasmdan foydalanib ayni temperatura uchun  $a_T$  koeffitsiyent aniqlanadi.  $T$ ,  $a_T$ ,  $I$  va  $U$  larning tajribada o'lchanilgan qiymatlarini 4-formulaga qo'yib  $\sigma$  hisoblanadi.

O'lchashlar kuchlanishning turli qiymatlarida 5-6 marotaba takrorlanadi. Bunda lampadagi tok kuchi 3,5 A dan to 5 A gacha o'zgartiriladi.

O'lchash va hisoblashlar natijasida  $T_a$ ,  $\sigma$ ,  $T$ ,  $a_T$ ,  $I$  va  $U$  larning olingan qiymatlari jadvalga yoziladi, hamda absolyut va nisbiy xatoliklar hisoblanadi.

### **Nazorat savollari.**

1. Issiqlik nurlanishining muvozanatlik xossasini tushuntiring.
2. Issiqlik nurlanishining asosiy qonunlarini tariflang va tushuntiring.
3. Absolyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimoti (Vin qonuni, Reley-4. Jins formulasi, Plank formulasi) haqida gapirib bering.
5. Yo'qolib boruvchi tolali optikaviy prometrning tuzilishi va ishlash prinsipi qanday.



## ILOVALAR

I. Ilova

### FIZIK KATTALIKLAR JADVALI

#### 1. Asosiy fizik doimiylar

| Fizik kattaliklar                             | Son qiymati  |
|---|--|
| Stefan-Bolsman djimiysi, $\tau$               | $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt}/(\text{m}^2 \cdot \text{k})^4$        |
| Plank doimiysi, $h$                           | $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ j/s}$                                    |
| Elektronning zaryadi, $e$                     | $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ kl}$                                    |
| Elektronning tinch holatdagi massasi, $m$     | $9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ m.a.b.}$ |
| Protonning tinch holatdagi massasi, $m_p$     | $1,672 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,00759 \text{ m.a.b.}$           |
| Neytronning tinch holatdagi massasi, $m_n$    | $1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,00899 \text{ m.a.b.}$           |
| Yorug'likning vakuumga tarqalish tezligi, $c$ | $3,00 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  |

II. Ilova

#### 2. Neon spektridagi chiziqlarning to'lqin uzunliklari

| Chiziqlarning rangi<br>va vavaziyati                      | To'lqin uzunligi; $\lambda$ |
|---|-----------------------------|
| Ravshan qizil   | 6400                        |
| Yaqin ikki chiziqning                                     | 6140                        |
| Sariq   | 5250                        |
| Ravshan yashil  | 5760                        |
| Yashil  | 5400                        |
| Yashil bir xil uzoqlikdagi bitta<br>chiziqning o'ngdagisi | 5080                        |
| Ko'k yashil   | 4340                        |

**3. Elektronlarning metallar va qotishmalardan chiqish ishi, eV.**

|                               |                   |
|-------------------------------|-------------------|
| Volfram ..... 4,5             | Kumush ..... 4,74 |
| W+C <sub>B</sub> ..... 1,6    | Litiy ..... 2,4   |
| W+Th ..... 2,63               | Natriy ..... 2,3  |
| Pt+ C <sub>B</sub> ..... 1,40 | Kaliy ..... 2,0   |
| Platina ..... 5,3             | Seziy ..... 1,9   |

## FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Polvonov S.R., Sh.M. Ruzimov, M.I. Mamajusupova. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. T. "UNIVERSITET", 2020. - 120 b.
2. Канокков З., Караходжаев А.К., Насриддинов К.Р., Полвно в С Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Университет. Т.-2002.-148 б.
3. Бояркина А.Н., Гончарова Н.Г. и др. Практикум по ядерной физике. М.: Изд-во Московского ун-та, 1988. - 199 с.
4. Polvonov S.R., Kanokov Z., Ruzimov Sh.M. Atom va yadro fizikasidan masalalar to'plami. T. "UNIVERSITET", 2017. - 200 b
5. Muminov T.M., Xoliqov A.B., Xolmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009. -288 b.
6. Тешабоев К.,Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. -Т.:Укитувчи, 1992.
7. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика:Учебник.В 3-х тт. Т.
8. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер,- СПб.:Изд-во «Лань».2009.-384 с.
9. Худсон Д. Статистика для физиков. Пер. С англ. М.: Мир, 1967.-292 с.
10. Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антоньева Н.М. и др. Практикум по ядерной физике, М. :Высшая школа, 1975,- 197 с.

## MUNDARIJA

|   |     |
|---|-----|
| Kirish.....   | 5   |
| Tajriba mashg'ulotlari va ularni tashkil qilish usullari.....   | 7   |
| O'lchash xatoliklari haqida tushuncha.....  | 8   |
| 1. Frank-Gersning simob bilan tajribasi - CASSY bilan o'lchash va baholash.....                                   | 12  |
| 2. Plank doimiysini kompakt o'lchash kurilmasi yordamida aniqlash.....  | 31  |
| 3. Vodorodning Balmer seriyalaridan $H\alpha$ , $H\beta$ va $H\gamma$ larning to'lqin uzunliklarini aniqlash..... | 47  |
| 4. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.....   | 59  |
| 5. Fottoeffekt qonunlarini o'rganish.....   | 75  |
| 6. Stefan-Bolsman doimiysini aniqlash.....  | 97  |
| Ilovalar.....   | 121 |
| Foydalanilgan adabiyotlar.....  | 123 |

**S.S. Ibragimov, M.S. Mirzayev**

**FIZPRAKTIKUM  
(ATOM FIZIKASI)**

**60530900 – Fizika**  
**sohalarning barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun**  
**o'quv qo'llanma**

|                         |                      |
|-------------------------|----------------------|
| <i>Muharrir:</i>        | <i>A. Qalandarov</i> |
| <i>Texnik muharrir:</i> | <i>G. Samiyeva</i>   |
| <i>Musahhih:</i>        | <i>Sh. Qahhorov</i>  |
| <i>Sahifalovchi:</i>    | <i>M. Bafoyeva</i>   |

Nashriyot litsenziyasi AI № 178. 08.12.2010. Original-maketdan bosishga ruxsat etildi: 01.08.2023. Bichimi 60x84. Kegli 16 shponli. «Times New Roman» garn. Ofset bosma usulida bosildi. Ofset bosma qog'oz. Bosma tobog'i 7,0. Adadi 100. Buyurtma №412.

“Sadridin Salim Buxoriy” MCHJ  
“Durdona” nashriyoti: Buxoro shahri Muhammad Iqbol ko'chasi, 11-uy.  
Bahosi kelishilgan narxda.

“Sadridin Salim Buxoriy” MCHJ bosmaxonasida chop etildi.  
Buxoro shahri Muhammad Iqbol ko'chasi, 11-uy. Tel.: 0(365) 221-26-45

