

O‘ZBEKISTON ALOQA VA AXBOROTLASHTIRISH AGENTLIGI
TOSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI

Fizika kafedrası

FIZIKA FANIDAN LABORATORIYA ISHLARI VA USLUBIY
KO‘RSATMALAR

2 - QISM

TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR. ATOM FIZIKASI

Toshkent 2008

Ushbu qo'llanmada fizika fanining "Tebranishlar, to'lqinlar va optika" bo'limlari bo'yicha laboratoriya ishlari va ularni bajarishga oid uslubiy ko'rsatmalar keltirilgan bo'lib, qo'llanma Davlat ta'lim standarti asosida 5521000, 5522700, 5811000, 5520600, 5520700, 5510300, 5521800, 5320200, 5521700, 5521600, 5140900 –yo'nalishlari bo'yicha tayyorlanayotgan mutahassislar-bakalavrlar uchun tegishli na'munaviy dastur va o'quv rejalar asosida ishlab chigilgan. Qo'llanmada umumiy fizikaning yuqorida ko'rsatilgan bo'limlariga oid 9 ta laboratoriya ishlari keltirilgan. Xar bir ishda ishning maqsadi, kerakli asbob va uskunalar, qisqacha nazariy ma'lumotlar, ishni bajarish va hisoblash tartibi va olingan natijalarni kiritish uchun kerakli jadvallar, hamda nazorat savollari berilgan.

Mas'ul muharrir : fizika-matematika fanlari doktori, prof. Abdurahmonov Q.P.

Tuzuvchilar:	dos.	Haydarob Q.H.
	kat.o'qit.	Haitov M.S.
	kat.o'qit.	Xolmedov H.M.
	kat.o'qit.	Turg'unboyeva M.A.

Kompyuter teruvchisi:	Amirova N.A.
-----------------------	--------------

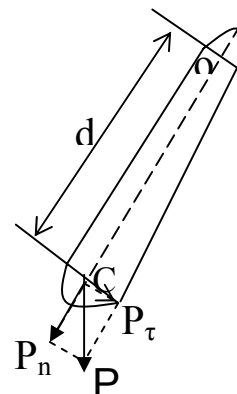
10 - Ish. Fizik va matematik mayatniklarning tebranishlarini o'rganish va erkin tushish tezlanishini aniqlash

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: tebranma jarayonlarni tavsiflovchi fizik kattaliklarni ma'nosini; garmonik tebranishlar qonunlarini va ularning tenglamalarini; ma'lum bir tebranma tizim uchun garmonik tebranishlar differensial tenglamasini tuza olishi.

Kerakli asboblari va uskunalar: fizik va matematik mayatniklar; mashtabli chizg'ich; shtangelsirkul; sekundomer.

Qisqacha nazariy ma'lumotlar

Og'irlik markazidan o'tmagan gorizontal o'q atrofida erkin tebrana oladigan qattiq jismga **fizik mayatnik** deyiladi. M massali A jism (1-rasm) O nuqtaga osib qo'yilgan bo'lsin. Jismning og'irlik markazi C jism osilgan nuqtadan d uzoqlikda joylashgan. Og'irlik kuchi P jismning og'irlik markaziga qo'yilgan deb faraz qilaylik. A jismni muvozanat holatidan α kichik burchakka og'dirib, so'ng qo'yib yuboraylik. U holda jism, og'irlik kuchi P ning tangensial tashkil etuvchisi P_τ ta'sirida muvozanat holat atrofida T ga teng tebranish davri bilan tebranadi. Jismning harakat tenglamasini yechib, tebranish davrini topish mumkin. Haqiqatan, 0 o'qiga nisbatan og'irlik kuchining momenti:



1-rasm

$$M = -Pds \sin \alpha \quad (1)$$

ga teng. Bunday minus ishora, R kuchining siljishga qarama-qarshi yo'nalganligini

ko'rsatadi. Bu moment ta'sirida jism $\beta = \frac{d^2 \alpha}{dt^2}$ ga teng burchak tezlanish oladi.

Aylanma harakat uchun Nyutonning ikkinchi qonunidan

$$\beta = \frac{M}{I} \quad (2)$$

ga teng. Bunda I - jismning aylanish o'qi 0 ga nisbatan inersiya momenti. M ning qiymatini (1) formuladan (2) ga qo'yib va oq'ish burchagi kichik bo'lganda $\sin \alpha \approx \alpha$, deb olinsa,

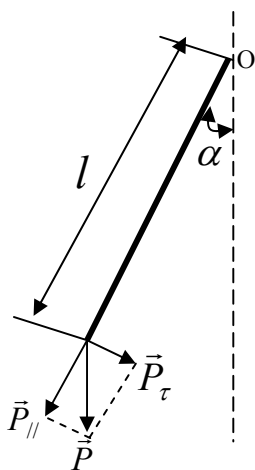
$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\frac{mgd}{I}\alpha \quad (3)$$

tenglama hosil bo'ladi. Bu tenglama oq'irlik kuchi ta'sirida hosil bo'lgan garmonik tebranma harakatni differensial tenglamasidir. Bu tenglamadan siklik chastotani

$$\omega^2 = \frac{mgd}{I}. \text{ Ikkinchidan, } \omega = \frac{2\pi}{T} \text{ yoki } T^2 = \frac{4\pi^2}{\omega^2} \text{ ekanligini eslab,}$$

fizik mayatnikning tebranish davri ifodasini topamiz:

$$T_{\phi} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgd}}, \quad (4)$$



2-rasm

Oq'irligi hisobga olinmasa bo'ladigan darajada kichik va cho'zilmaydigan ipga osilgan moddiy nuqtaga (2-rasm) **matematik mayatnik** deyiladi. Agar shunday mayatnikni muvozanat holatidan kichik burchakka oq'dirilsa, u T tebranish davri bilan tebrana boshlaydi va uni osongina topish mumkin. Moddiy nuqtaning O o'qiga nisbatan inersiya momenti $I = ml^2$ ga teng. Moddiy nuqtaning oq'irlik markazi nuqtaning o'zida bo'lganidan $d = l$ ga teng bo'ladi. Shularni hisobga olib, (4) - formulani quyidagicha yozamiz:

$$T_M = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad (5)$$

(4) va (5) – formulalarni solishtirib, fizik mayatnikda l_k matematik mayatnikning

uzunligi kabi rolni o'ynashini ko'ramiz. Shuning uchun $\frac{I}{md}$ ga **fizik mayatnikning**

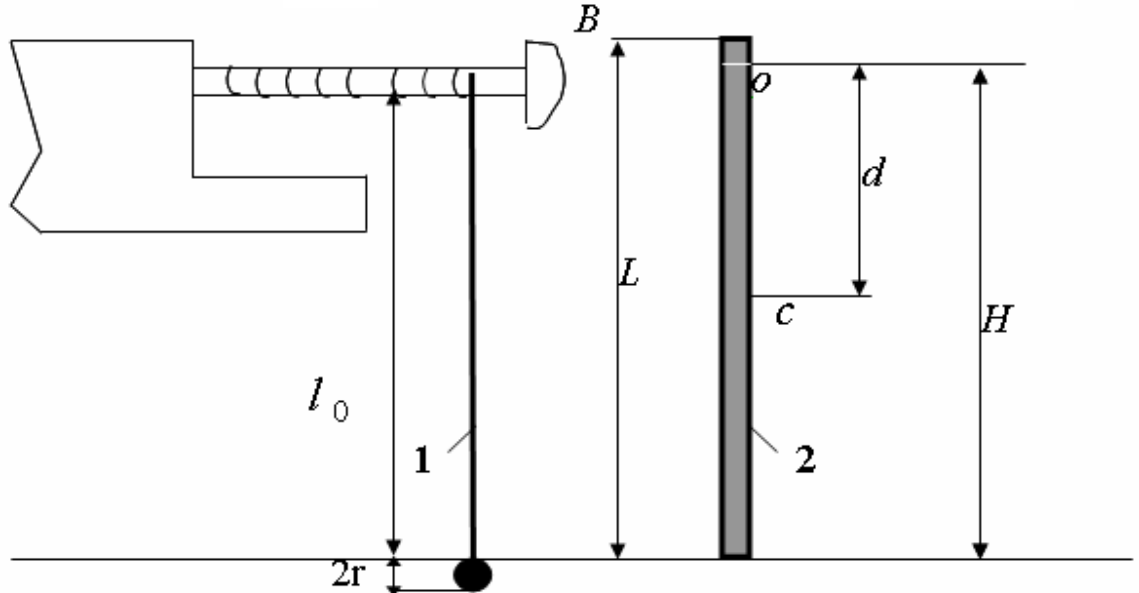
keltirilgan uzunligi deyiladi. Har qanday fizik mayatnik uchun, shunday uzunlikdagi matematik mayatnik tanlash mumkinki, ularning tebranish davrlari birday bo'lsin, u holda

$$l_k = \frac{I}{md} \quad (6)$$

bo'ladi. Demak, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi deb, shunday matematik mayatnikning uzunligiga aytiladiki, fizik va matematik mayatniklarni tebranish davrlari bir-biriga teng bo'ladi.

Qurilmaning tuzilisi va ishini bajarish tartibi

Bu ishda matematik mayatnik bilan fizik mayatniklar (3-rasm) ning sinxron,



3-rasm. (1-matematik, 2-fizik mayatniklar)

ya'ni bir xil davr bilan tebranishiga erishiladi. Shu paytdagi matematik mayatnik uzunligi, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi bo'ladi. Matematik mayatnik sifatida, kronshteyntirqishi-dan o'tgan (3-rasm) ipga osilgan sharcha olingan. B q'altakni aylantirib, ipni uzaytirish va qisqartirish mumkin. Bu ko'ri-nishdagi matematik mayatnikning uzunligi $l = l_0 + r$ bo'ladi, fizik mayatnik sifatida esa L uzunlikdagi bir jinsli silindrik sterjen olingan. Sterjenni oq'irlik markazi C uning o'rtasida joylashgan deb hisoblaymiz.

Shteyner teoremasiga asosan sterjenni aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti:

$$I = I_0 + md^2 = \frac{1}{12}mL^2 + md^2 \quad (7)$$

Bu ifodani (6) ga qo'yib, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligini hisoblash formulasini hosil qilamiz:

$$l_k = \frac{I}{md} = \frac{\frac{1}{12}mL^2 + md^2}{md} = \frac{L^2}{12d} + d \quad (8)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, d va L ni o‘lchab, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi osongina topiladi. Lekin fizik mayatnikning keltirilgan uzunligini tajribada matematik mayatnik uzunligini o‘zgartirib ham topish mumkin.

1. Matematik va fizik mayatniklar muvozanat holatdan kichik burchakka (8°) oq‘dirib, ularning sinxron tebranishiga erishiladi. Keyin matematik mayatnik uzunligi $l = l_0 + r$ hisoblanadi. Xuddi shu uzunlik tajribada aniqlangan, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi bo‘ladi. Tajribani 3-marta takrorlab fizik mayatnik keltirilgan uzunligining o‘rtacha qiymati aniqlanadi.

2. Fizik mayatnik uzunligi L , osilgan nuqtasidan sterjen oxirigacha masofa H o‘lchanib, o‘lchanganlar asosida $d = H - \frac{L}{2}$ topiladi. Topilgan L va d larning qiymatlarini (8) formulaga qo‘yib, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi nazariy hisoblanadi.

3. O‘lchangan va hisoblanganlarni 1-chi jadvalga yozish tavsiya etiladi.

Fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi l_k ning tajribada o‘lchangan qiymati, (8) formula bo‘yicha hisoblangan qiymatiga yaqin bo‘lishi kerak.

1-jadval

Tajribaning tartib raqami	r m	l_0 m	Tajriba asosida l_k , m	L m	H m	d m	Formula bo‘yicha hisoblangan l_k , m
1.							
2.							
3.							
4.							

MATEMATIK MAYATNIK YORDAMIDA ERKIN TUSHISH TEZLANISHINI ANIQLASH

1. Matematik mayatnik ipining uzunligi l_0 ni chizg‘ich bilan, sharchaning diametri d ni shtangensirkul bilan o‘lchab, mayatnik uzunligi $l = l_0 + r$ hisoblanadi.

- Mayatnikni kichik burchak (8°) ga oq'dirib, so'ng qo'yib yuboriladi va sekundomer ishga tushiriladi. Mayatnik 20-30 marta to'la tebrangach, sekundomer to'xtatiladi va tebranishlar soni va tebranishlar uchun ketgan vaqt yozib olinadi.
- Tebranishlar uchun ketgan vaqt (t) ni tebranishlar soni (N) ga bo'lib, tebranish davri (T) aniqlanadi.
- Mayatnik uzunligini o'zgartira borib, tajriba 5 marta takrorlanadi. Tajribada o'lchangan va hisoblangan kattaliklarning qiymatlari 2-jadvalga yozib boriladi.
- Erkin tushish tezlanishini $g = 4\pi^2 \frac{l}{T^2}$ formula bo'yicha aniqlanadi.
- Erkin tushish tezlanishini aniqlashda yo'l qo'yilgan absolyut va nisbiy xatoliklar hisoblanadi.

2-jadval

Tajriba tartib raqami	l_0 m	r m	l m	t s	N	$T=t/N$ s	g m/s^2	$\varepsilon(g)$ %
1.								
2.								
3.								
4.								
5.								

Nazorat uchun savollar

- Tebranma harakat siljish tenglamasi. Tebranish amplitudasi, fazasi, chastotasi, davri, erkin tebranma harakat differensial tenglamasi.
- Tebranma harakat kinematikasi: tezlik va tezlanish.
- Tebranma harakat energiyasi.
- Fizik va matematik mayatniklarni ta'riflang.
- Fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi deb nimaga aytiladi?

Adabiyotlar

- Savelyev I.V. "Umumiy fizika kursi" T.1, Toshkent. "O'qituvchi". 1975.
- Ahmadjonov O. Fizika kursi. T.2. Toshkent, "O'qituvchi" 1985.

11-Ish. So‘nuvchi tebranishlarni o‘rganish va so‘nishning logarifmik dekrementini aniqlash.

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: so‘nuvchi tebranishlarni tavsiflovchi fizik kattaliklar (amplitude, chastota, so‘nuvchi tebranishlar davri, so‘nish koeffitsiyenti, sonish dekrementi, relaksatsiya vaqti, asillik) ni va bu kattaliklar orasidagi o‘zaro boq‘lanishni; biror mehanik tizim uchun so‘nuvchi tebranishlar differensial tenglamasini tuza olishi; yuqorida ko‘rsatilgan kattaliklarni aniqlashni va olingan natijalarni tahlil qilishi.

Kerakli asboblari va uskunalari: Tebranuvchi gurilma; sekundomer; mashtabli chizq‘ich; qo‘shimcha yuklar; tarozi.

Qisqacha nazariy ma‘lumotlar

Tebranuvchi, o‘zaro boq‘langan jismlar to‘plami – tebranuvchi tizim deyiladi. Agar tebranish uzoq davom etsa, tizimga muhitning ta‘siri sezilarli bo‘lib, tebranish amplitudasi vaqt o‘tishi bilan kichrayib boradi. Bunday tebranishlar so‘nuvchi tebranishlar deyiladi. Tebranish sekin so‘nsa va tebranish amplitudasi kichik bo‘lganda, so‘nuvchi tebranishlarni davriy, muhit qarshilik kuchini esa tebranuvchi jism tezligiga proporsional deb hisoblash mumkin:

$$R = -r \frac{dx}{dt}, \quad (1)$$

bu yerda R – qarshilik kuchi, r – esa qarshilik koeffitsiyenti. Tebranuvchi sistemaga kvazielastik kuch

$$F_{\text{квз.эл.}} = -kx \quad (2)$$

ham ta‘sir etganida, so‘nuvchi tebranayotgan sistemani harakat tenglamasini quyidagicha yozamiz:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -r \frac{dx}{dt} - kx.$$

Bu ifodani nolga tenglab m – ga bo‘lsak,

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{r}{m} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0. \quad (3)$$

Belgilashlar kiritamiz:

$$2\beta = \frac{r}{m}, \text{ bundan } \beta = \frac{r}{2m} \quad (4)$$

ga so‘nish koeffitsiyenti deyiladi,

$$\omega^2 = \frac{k}{m} \quad (5)$$

tebranishning tsiklik davriy chastotasi. U holda (3) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$x + 2\beta x + \omega^2 x = 0 . \quad (6)$$

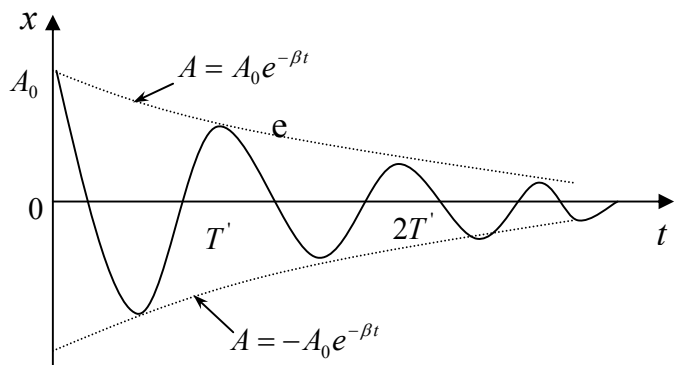
Bu ifoda, so‘nuvchi tebranishning differensial tenglamasi deyiladi. Differensial tenglamalar nazariyasida bu ko‘rinishdagi tenglamani yechimi

$$x = A_c e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (7)$$

ko‘rinishga ega ekanligi isbotlanadi. Bu tenglamadagi ko‘paytma

$$A_t = A_0 e^{-\beta t} , \quad (8)$$

so‘nuvchi tebranishning amplitudasi deb ataladi. U vaqt o‘tishi bilan eksponentsial qonun bo‘yicha kamayadi (1-rasm). Bunda β -so‘nish ko‘effitsiyenti bo‘lib, so‘nuvchi tebranish amplitudasi A_t 2. 718 marta kamayishi uchun kerakli vaqtga teskari kattalik.



1-rasm

So‘nish ko‘effitsiyentining qiymatini tebranayotgan jism massasini qo‘shimcha yuk yordamida o‘zgartirish mumkin.

Bir-biridan bir marta to‘la tebranish davriga farq qiluvchi amplitudalar nisbatiga **so‘nish dekrementi deyilad**

$$D = \frac{A(t)}{A(t+T)} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} . \quad (9)$$

Amplitudalar nisbatidan olingan natural logarifmga – so‘nishning logarifmik dekrementi deyiladi:

$$D = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T . \quad (10)$$

Vaqt bo‘yicha bir to‘la tebranish davriga farq qiluvchi amplitudalar bir-biridan oz farq qilganidan, so‘nish ko‘effitsiyentini kam xato bilan aniqlash uchun, bir-biridan n ta davr uzoqdagi amplitudalar o‘lchanadi. Haqiqatdan:

$$\frac{A_0}{A_1} = e^{\beta T} , \quad \frac{A_1}{A_2} = e^{\beta T} , \quad \frac{A_{n-1}}{A_n} = e^{\beta T} .$$

Bu ifodalarni ko‘paytirib, so‘ng logarifmlansa,

$$\frac{A_0}{A_1} \cdot \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{A_2}{A_3} \dots \frac{A_{(n-1)}}{A_n} = (e^{\beta T})^n, \quad \ln \frac{A_0}{A_n} = n \beta T. \quad (11)$$

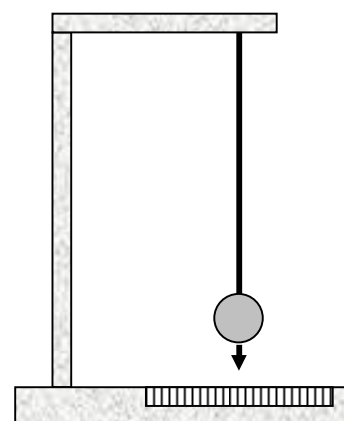
Demak, n – ko‘p bo‘lsa, so‘nish koeffitsiyentini kichik xato bilan aniqlash mumkin.

2. QURILMANING TAVSIFI VA TAJRIBANI O‘TKAZISH TARTIBI

Ishni bajarish uchun 2-rasmda ko‘rsatilgan qurilmadan foydalanish mumkin. Qurilma alyumin trubkaga osib qo‘yilgan 12 sm diametrli kavak sharda iborat bo‘lib, mayatnik uchiga ko‘rsatkich strelka maxkamlangan. Ko‘rsatkich strelka masshtabli shkala bo‘ylab harakatlanib, tebranish amplitudasining o‘zgarishini kuzatish va o‘lchash imkonini beradi.

Tajribani o‘tkazish tartibi quyidagicha bo‘ladi:

1. Tebranuvchi sistemani, qo‘shimcha yuksiz, muvozanat holatdan chiqarib, boshlanq‘ich amplituda A_0 shkala bo‘yicha o‘lchanadi.
2. Sistema qo‘yib yuboriladi va sekundomer ishga tushiriladi.



2-rasm

Tebranish amplitudasi 2-3 bo‘lakka kamayguncha tajriba davom etadi.

Tebranish amplitudasi 2-3 bo‘lakka kamaygach, sekundomer to‘xtatiladi va tebranishning oxirgi amplitudasi A_1 o‘lchanadi.

3. Tajribani kamida ikki boshlanq‘ich amplituda uchun takrorlash kerak.
4. Qo‘shimcha yukchalarni tebranuvchi sistemaga maxkamlab, 1, 2, 3 – da aytilganlar takrorlanadi.
5. Tajriba natijalarini quyida keltirilgan jadvalga yozib borish tavsiya etiladi.
6. Tajribada o‘lchanganlar asosida tebranishning davri, so‘nishning logarifmik dekrementi va so‘nish koeffitsiyenti aniqlansin.
7. So‘nishning logarifmik dekrementini aniqlashda yo‘l qo‘yilgan absolyut va nisbiy xatolik hisoblanadi.

T.r	YUKSIZ						
№	A_0, m	n	t, s	$T=t/N \dots s$	$D = \frac{1}{n} \ln \frac{A_0}{A_1}$	$\beta = \frac{D}{T}$	$\delta (D)$
1.							
2.							
3.							

Yukcha tebranuvchi sistemaga maxkamlangan							
1.							
2.							
3.							

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

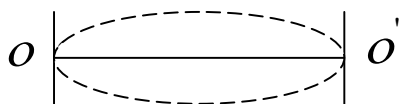
1. So‘nuvchi tebranishni ta’riflang, so‘nish sabablarini tushuntiring.
2. So‘nuvchi tebranishning differensial tenglamasini yozing. So‘nish koeffitsiyentini ta’riflang.
3. So‘nuvchi tebranishning amplitudasini vaqt o‘tishi bilan o‘zgarish qonunini ayting va formulasini yozing. Chizmasini chizib ko‘rsating.
4. So‘nishning logarifmik dekrementini ta’riflang va formulasini yozing.
5. So‘nishning logarifmik dekrementini va so‘nish koeffitsiyentini tajribada aniqlash tartibini bayon eting.

12-Ish. Torning xususiy tebranishini rezonans usuli bilan tekshirish

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: o‘lchash usullari nazariyasini; torning xususiy tebranishlar xossalarini; oberton va garmonika tushunchalarini; turgun to‘lqinlarni hosil bo‘lishi va ularning xossalarini; majburiy tebranishlar nazariyasini va rezonans hodisasini; tajribada hosil bo‘ladigan garmonikalarni ajrata olishni.

Kerakli asboblari va uskunalari: tovush to‘lqinlari generatori, torli qurilma, chizq‘ich, mikrometr, yukchalar, tarozi.

Qisqacha nazariy ma’lumotlar



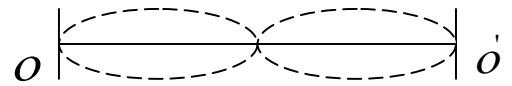
1-rasm

Interferentsiyaning alohida ko‘rinishi – bu turq‘un to‘lqinlardir. Ular ikkita bir-biriga qarama-qarshi yo‘nalishda tarqalayotgan yuguruvchi to‘lqinlarning usnma-ust tushishi natijasida xosil bo‘ladi. Masalan, ikki uchi mahkamlangan ℓ

uzunlikdagi torni olaylik (1-rasm). Agar shu torning ma’lum bir nuqtasini muvozanat holatdan chiqarib so‘ng o‘z holiga qo‘yib yuborilsa, u nuqta elastiklik kuchi ta’sirida garmonik tebranma harakat qiladi. Tebranuvchi nuqtaning energiyasi qo‘shni nuqtalarga uzatilib ularni tebranma

harakatga keltiradi va kichik vaqt o'tgandan keyin torning mahkamlangan nuqtasidan bo'shqa hamma nuqtalari tebrana boshlaydi. Torning barcha nuqtalari birday fazada tebranadi, ya'ni maksimal siljish nuqtalariga bir vaqtda yetib keladi, muvozanat vaziyatlaridan bir vaqtda o'tadi va hokazo. Tebranishning siljishi tebranuvchi nuqta torning qayerdaligiga bog'liq: biz tekshirayotgan torning o'rtasida joylashgan nuqta eng katta siljishga, chetki nuqtalari esa kichik siljishga ega bo'ladi. Tebranish davri esa hamma nuqtalar uchun birday bo'lib, torning tarangligiga va oq'irligiga boq'liqdir (1-rasm). Jismning ichki elastik kuchlar ta'siridagi tebranishiga shu jismning xususiy tebranishi deyiladi. Agar yuqorida aytilgan torning o'rtasidan ham mahkamlab, so'ng tebranishga majbur etilsa (2-rasm) yana garmonik tebranish hosil bo'ladi, faqat o'rtasidagi nuqta tebranmaydi. Bu holda hosil bo'lgan tebranishning davri 1-rasmda hosil bo'lgan tebranish davridan ikki marta kichik bo'ladi.

Agar torning chetki nuqtalaridan tashqari yana ikki nuqtasidan mahkamlansa (teng uch bo'lakka bo'linadigan qilib) (3-rasm), hosil bo'lgan tebranishning davri (1-rasm)da hosil bo'lgan tebranish davridan uch marta kichik bo'ladi (3-rasm).

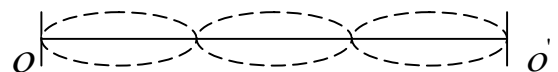


2-rasm

Tebranayotgan jismda (torda), ayrim nuqtalarning qo'zg'almasdan qolishi, qolgan nuqtalarning birday fazada tebranishiga turg'un to'lqin deyiladi. To'lqinning muxitni qo'zq'almas nuqtalariga to'q'ri kelgan yerlarini turq'un to'lqinning tugunlari, eng katta siljishga ega bo'lgan nuqtalariga to'q'ri kelgan yerlarini turq'un to'lqinning do'ngliklari deyiladi.

Ikki qo'shni tugun yoki do'nglik orasidagi masofaga turq'un to'lqinning uzunligi deyiladi.

Yuqorida ko'rilgan misollarimizdan ko'rinadiki, tor uzunligida butun sondagi (1, 2, 3 . . .) to'lqin uzunlikli turq'un to'lqinlar hosil bo'ladi. Tor uzunligida bitta turq'un to'lqin hosil bo'lsa, uni torning asosiy tebranishi yoki asosiy toni deyiladi.



3-rasm

Tor uzunligida bir nechta turq'un to'lqin hosil bo'lsa, ularni torning obertonlari yoki garmonikalari deb yuritiladi (3-rasm).

Agar ixtiyoriy ravishda tebranayotgan torni qisqich yordamida biror nuqtasidan qisilsa, uning hamma garmonikalari qo'shilish natijasida torda murakkab tebranish hosil bo'ladi. Bu holda torning xususiy tebranish davrini aniqlash qiyinlashadi.

Lekin amalda murakkab tebranishning ayrim garmonikasini kiritib olib, so'ng uni tebranish davrini o'lchash usullari mavjuddir. Keng tarqalgan usullaridan biri rezonans hodisasidan foydalanishdir.

Agar xususiy tebranayotgan jismga, mos ravishda davriy o'zgaruvchan kuch bilan ta'sir etilsa, tebranishning amplitudasi orta boshlaydi. Agar majburlovchi kuchning tebranish davri, jismning xususiy tebranish davriga yaqinlashsa, tebranishning amplitudasi eng katta qiymatga intiladi.

Biz ko'rib o'tgan xususiy tebranish, tebranma davrlari $T_0, \frac{T_0}{2}, \frac{T_0}{3}, \dots$, yoki tebranish chastotalari ν_1, ν_2, ν_3 , yoki $\nu_0, 2\nu_0, 3\nu_0, 4\nu_0$, bo'lgan tebranishlarning qo'shilishlaridan iborat. Agar shu tebranuvchi torga davriy o'zgaruvchan kuch bilan ta'sir etilsa, masalan ν_2 ga teng chastota tanlansa, rezonans hodisasi natijasida unga tebranishning $2\nu_0$ – chastotali garmonikasi "javob" bo'ladi. Qolgan garmonikalarning amplitudasi juda kichik bo'lib, ular torning tebranishiga deyarli ta'sir etmaydi. Shunday qilib, davriy ta'sir etuvchi kuchning chastotasini o'zgaitirib, torning xususiy tebranish garmonikalarini ajratib olish mumkin. Rezonans hodisasi paytidagi majburlovchi kuchning chastotasi va torda hosil bo'lgan do'ngliklar soni garmonikaning tartib nomerini va uning chastotasini beradi.

Garmonikaning tartib nomeri torda hosil bo'lgan do'ngliklar soniga teng. Bu laboratoriya ishidan maqsad torning xususiy tebranish chastotasi bilan tarangligi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi nazariy formulani tekshirishdan iborat.

Nazariyadan ma'lumki, turq'un to'lqinning uzunligi har doim "chopar" (берущей) to'lqin uzunligining yarmiga teng.

$$\lambda_t = \frac{\lambda}{2} . \quad (1)$$

Chopar to'lqin uzunligi esa, o'z navbatida tebranishning chastotasi va tarqalish tezligi "c" bilan quyidagicha boq'langan:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} . \quad (2)$$

λ - ning qiymatini (2) formuladan (1) –ga qo'yilsa, torda hosil bo'lgan aniq garmonikali turq'un to'lqinning uzunligini topamiz.

$$\lambda_t = \frac{c}{2\nu_n} . \quad (3)$$

Bunda ν_n , n –nchi garmonikaning tebarinsh chastotasi. Yuqorida aytilganga ko'ra torda butun sonda ifodalangan turq'un to'lqin hosil bo'ladi:

$$\ell = n \lambda_t . \quad (4)$$

(3) va (4) formulalarni birlashtirib n –nchi garmonikaning chastotasini topamiz.

$$\nu_n = \frac{n c}{2 \ell} . \quad (5)$$

Nazariyadan ma'lumki, torda to'lqinning tarqalish tezligi

$$c = \sqrt{\frac{P}{\rho S}} \quad (6)$$

ga teng. Bunda R – torning taranglik kuchi, ρ - esa torning chizirli zichligi, S ning ifodasini (6) dan (5) ga qo'yib, ushbu natijaviy formulani hosil qilamiz.

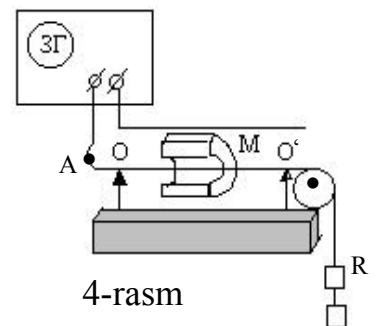
$$v_n = \frac{n}{2\ell} \sqrt{\frac{P}{\rho S}} \quad (7)$$

Laboratoriya ishini maqsadi, shu munosabatni, ya'ni (7) ni tekshirishdan iborat.

ISHNING TAVSIFI

Laboratoriya ishini qurilmasi 4-rasmda keltirilgan. Mis simdan yasalgan torning bir uchi A-da mahkamlangan bo'lib, 00' tayanchga ega.

Torning tayanchlari orasidagi uzunligi l – bo'ladi. Torning ikkinchi uchi blok orqali o'tib, R yuk yordamida taranglashadi. Torning doimiy magnit maydoniga joylashtirib, so'ng undan chastotasi 20 dan 20000 Gs gacha o'zgara oladigan tovush generatori orqali o'zgaruvchan tok o'tkaziladi.



4-rasm

Ma'lumki, magnit maydoniga joylashtirilgan tokli o'tkazgichga Amper kuchi ta'sir etadi. Bu kuch o'tkazgich uzunligiga, o'tkazgichdan o'tayotgan tokka proporsionaldir. Berilgan taranglikdagi tordan o'tayotgan tokning chastotasi sekin orttira borilsa, kichik chastotada tor deyarlik qo'zq'almaydi. Tok chastotasini orttirishi davom ettirilsa, torda hosil bo'lgan tebranishning siljishi orta boradi va ma'lum v_1 chastotada maksimumga erishadi. Shu vaqtda torning o'rtasida do'nglik kuzatiladi. Tok chastotasini yana orttirilsa, torda hosil bo'lgan tebranishning siljishi minimum holatga keladi, chastota $v_2=2v_1$ bo'lganda tebranishning siljishi yana maksimumga erishadi. Bu holda torning o'rtasida tugun hosil bo'ladi, do'ngliklar soni 2-ta bo'ladi (ikkinchi garmonika). Tok chastotasini yana orttirib, torda 3-chi, 4-chi va hokazo garmonikalarni uyq'otish mumkin.

TAJRIBANI BAJARISH TARTIBI

1. Torning mahkamlangan uchiga R yuk osib, tarang tortiladi.
2. Tordan o'tayotgan tokning chastotasini generator yordamida o'zgartirib, birinchi, ikkinchi va hokazo garmonikalar uchun rezonans chastotalar aniqlanadi. Topilgan chastotalarning karrali ekanligiga ishonch hosil qilish zarur.

3. Yukni yana ikii marta o'zgartirib, torning tarangligi o'zgartiriladi va tajriba takrorlanadi.
4. Har bir taranglikda torda o'lchangan garmonikalarning rezonans chastotalari bo'yicha birinchi garmonikaning o'rtacha rezonans chastotasi hisoblanadi:

$$\nu_{\text{o'rt}} = \frac{\nu_1 + \frac{1}{2}\nu_2 + \frac{1}{3}\nu_3 + \dots + \frac{1}{n}\nu_n}{n}.$$

5. v o'rtacha, formula (7) bo'yicha n=1 deb hisoblangan chastota bilan solishtiriladi. Buning uchun torning uzunligi va diametrini o'lchab, misning zichligi jadvaldan olinadi.
6. Tajriba natijalari jadvalga yoziladi.

1-jadval

l m	d m	ρ S kg/ m	Taranglik kuchi R, N	Garmonika tartibi	Rezonans ν_n	ν_1 - Q'o'tacha chastota	Formula bo'yicha hisoblangan
				1. 2. 3.			

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

1. Turq'un to'lqin tenglamasini yozing va turq'un to'lqin hosil bo'lish mexanizmini bayon eting.
2. Torning asosiy toni va obertoni deb nimaga aytiladi?
3. Torda to'lqinni tarqalish tezligi formulasini yozing.
4. Torning xususiy tebranishlarini tekshirishda tartib etilgan rezonans usulini tushuntirib bering.
5. Qurilma chizmasini chizing va tushuntirib bering.

13-Ish. Havoda tovushning tarqalish tezligini turq'un to'liqlar usuli bilan aniqlash

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: to'liqlar jarayonlari nazariyasini va ularning asosiy tavsiflarini; tovush to'liqlarini nima ekanligini; to'liqlar superpozitsiyasi nazariyasini; turq'un to'liqlar tavsifini; o'lchash va natijalarni tahlil qilishni.

Kerakli asboblari va uskunalari: tovush to'liqlari generatori; tovush to'liqlarini tarqaladigan va ichiga qo'zq'uvchi porshen o'rnatilgan metal trubka; mashtabli chizq'ich; tovushni eshitish uchun rezina naychasi.

Qisqacha nazariy ma'lumotlar

Muhitning davriy deformatsiyalanishi natijasida hosil bo'lgan to'liqlarimon harakatga tovush to'liqlari yoki qisqacha tovush deyiladi. Tovush to'liqlari faqat elastik muhitlarda hosil bo'ladi va tarqaladi.

Muhit zarrachalarining tebranish chastotalari 1 sekundda taxminan 20 tebranishdan 20000 tebranishgacha bo'lgan intervaldagilari bizning eshitish a'zoimiz – quloq'imizga yetgach, maxsus tovush sezgisini hosil qiladi. Bu ishda tovushni havoda tarqalishini ko'rib chiqamiz.

Nazariyada tovush manbalari va tovush tarqalayotgan elastik muhit zarrachalarining tebranishi garmonik deb hisoblanadi. Shuning uchun tovush manbai tebranishini ushbu tenglama yordamida ifoda etamiz.

$$S = A_0 \sin \omega t, \quad (1)$$

bunda S – tovush manbaining istalgan nuqtasining muvozanat holatdan siljishi, A_0 – tebranishni boshlanq'ich amplitudasi, ω - tebranishning siklik chastotasi va t – vaqt oraliq'i. (1) formulada biz boshlanq'ich vaqt oraliq'ida ($t=0$), tebranuvchi nuqta muvozanat holatda deb olsak ($S=0$), bunday tebranishning boshlanq'ich fazasi nolga teng bo'ladi. Muhitning biror nuqtasidagi tebranishi qo'shni nuqtaga biroz vaqt o'tgandan so'ng yetib keladi. Faraz qilaylik, tovush manбайдan x – oraliq'idagi nuqtaga tovush to'liqlar $\tau = \frac{x}{v}$ vaqt o'tgandan so'ng yetib kelsin (bunda v - tovush to'liqlarining tarqalish tezligi). Natijada muhitning nuqtadagi tebranishi τ vaqtga kechikiadi, lekin nuqtaning tebranish chastotasi, manbaning chastotasi kabi bo'ladi. Muhit nuqtasining siljishi esa $S=A_0 \sin \omega t'$ ga teng bo'ladi. Bunda $t' = t - \tau$ ga teng. t' ni va τ -ning qiymatlarini hisobga olib muhit nuqtasining siljish formulasini quydagicha yozamiz:

$$s = A_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) . \quad (2)$$

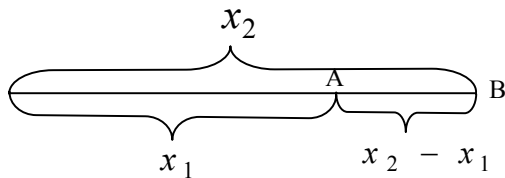
(2) tenglama monoxromatik chopar to‘lqin tenglamasi deyiladi. Bu tenglama yordamida, tovush manbaidan istalgan aniq masofadagi muhit zarrachasining muvozanat holatdan siljishini topish mumkin.

To‘lqin bir vaqtda yetib kelgan nuqtalarning geometrik o‘rni tekislikdan iborat bo‘lsa, to‘lqin yassi deyiladi. Yassi to‘lqin tarqalishida energiya yo‘qolmasa, muhit zarrachasining tebranishi amplitudasi A , manbaning tebranish amplitudasi A_0 – ga teng deb olinadi. Doiraviy yoki siklik chastota odatdagi chastota bilan shunday boq‘langandir:

$$\Omega = 2\pi \omega. \quad (3)$$

Odatdagi chastota ν , tebranish davri T bilan ham boq‘liq:

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (4)$$



1-rasm

(2) formuladan ko‘rinadiki, tovush manbai 0 dan x_1 va x_2 oraliqda joylashgan va masofalar ayirmasi $x_2 - x_1 = 2k\lambda/2$ ga teng bo‘lgan nuqtalar (1-rasm) birday fazada tebranadilar. Ularning muvozanat holatga nisbatan siljishlari ham birday bo‘ladi. Haqiqatan ham A – nuqtaning t – vaqt oraliq‘idagi siljishi:

$$S_A = A \sin \omega(t - \frac{x_1}{v}) = A \sin(\omega t - \frac{\omega}{v} x_1),$$

bo‘lsa, shu vaqt oraliq‘idagi B –nuqtaning siljishi

$$S_B = A \sin \omega(t - \frac{x}{v}) = A \sin(\omega t - \frac{\omega}{v} x_2),$$

lekin

$$x_2 = x_1 + \frac{2\pi v}{\omega}$$

bo‘lganidan

$$S_B = A \sin \omega(t - \frac{x}{v} - \frac{2\pi}{\omega}) = A \sin(\omega t - \frac{\omega}{v} x_1 - 2\pi)$$

bo‘ladi, chunki sinus, davri 2π li davriy funksiyadir. Bir xil fazada tebranuvchi ikki nuqta orasidagi eng yarin masofaga to‘lqin uzunligi deyiladi va λ - bilan belgilanadi. Isbotlanganga asosan $\lambda = \frac{2\pi v}{\omega}$ ga teng. λ - ning qiymatini formula (3) ga qo‘yib:

$$\lambda = \frac{2\pi v}{2\pi \nu} = \frac{v}{\nu} = \nu T \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. Demak, to'liq uzunligi, to'liqni bir tebranish davri T ga teng vaqt oraliq'ida bosib o'tgan masofasiga teng ekan.

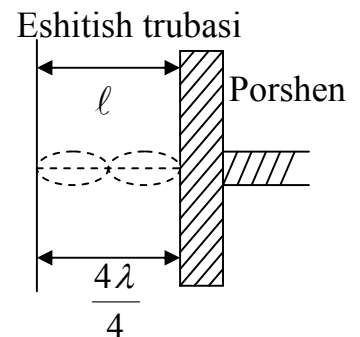
Agar muhit zarrachalarining siljishi to'liqning tarqalish yo'nalishi bo'yicha bo'lsa, to'liq bo'ylama deyiladi. Agar muhit zarrachalarining siljishi to'liqning tarqalish yo'nalishiga perpendikular bo'lsa, to'liq ko'ndalang deyiladi. Havodagi tovush to'liqlari ko'ndalang to'liqlardir.

Tovush to'liqlari biror to'siqni uchratsa, qisman qaytib, qisman ikkinchi muhitga o'tib, unda tarqalishni davom ettiradi. Natijada muhitning har bir nuqtasi manbadan kelgan va to'siqdan qaytuvchi tebranishlarda ishtirok qiladi. Manbadan ixtiyoriy nuqtaga kelgan to'liqni hosil qilgan tebranishning siljishi- (2) formulaga asosan

$$S_1 = A \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = A \sin \left(\omega t - \frac{\omega}{v} x \right),$$

ga teng, to'siqdan qaytgan to'liqning shu nuqtada hosil qilgan siljishi

$$S_2 = A \sin \omega \left(t - \frac{x + 2\ell}{v} \right) = A \sin \left(\omega t - \frac{\omega(x + 2\ell)}{v} \right) \quad (6)$$



bo'ladi. Manbadan tarqalayotgan chopar to'liqqa qaraganda qaytgan to'liq (teskari to'liq) 2ℓ masofani ortiq o'tadi (2-rasm) va siljishga ega tebranishlarning qo'shilishi natijasida ushbu ifoda hosil bo'ladi:

$$S = S_1 + S_2 = 2A \cos \omega \frac{\omega \ell}{v} \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x + \ell}{v} \right). \quad (7)$$

$\omega = \frac{2\pi}{T}$, ekanini eslab,

$$S = 2A \cos \omega \frac{2\pi \ell}{\lambda} \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x + \ell}{v} \right) \quad (7a)$$

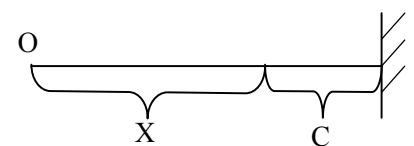
hosil qilamiz. Bu tenglamadan ko'rinadiki:

1) Natijaviy tebranish amplitudasi $2A \cos 2\pi \ell / \lambda$, to'siqdan to'q'ri qaytgan to'liqlar ($\ell=0$) natijaviy tebranish amplitudasi $2A$ ga teng (to'liq zichligi muhit zichligidan kichik to'siqdan qaytadi deb olinganda)

$$\frac{\lambda}{4}; \frac{3}{4}\lambda; \frac{5}{4}\lambda; \dots \text{ yoki } \ell = (2\kappa + 1) \frac{\lambda}{4}$$

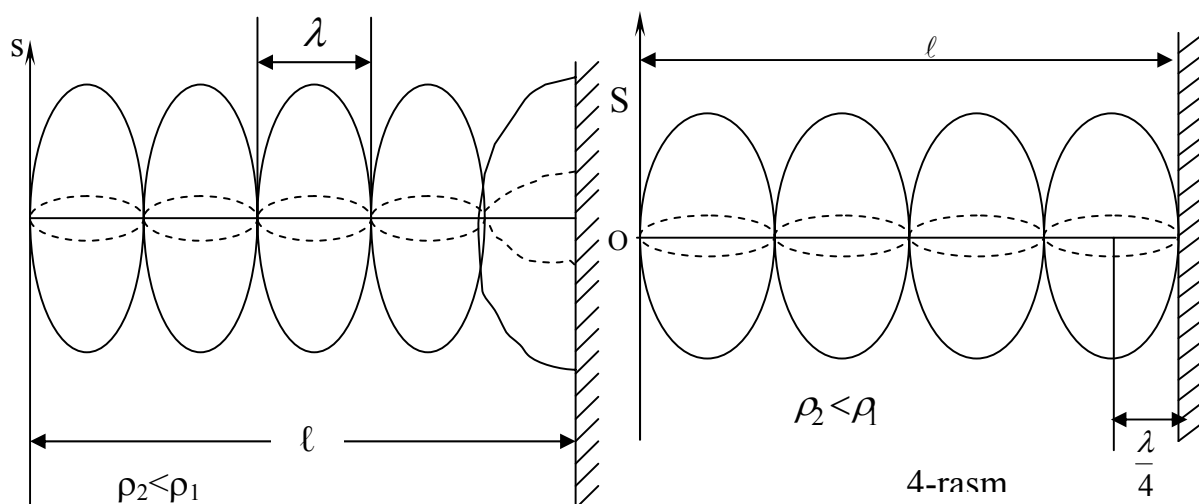
masofalarda natijaviy tebranish amplitudasi nolga teng.

2) Ikki to'liq sirtlari orasida joylashgan muhit



nuqtalari birday faza bilan tebranadilar, chunki (7a) formuladagi $x + \ell$ hamma nuqtalar uchun o'zgarmasdir. Faqat kosinusning ishorasi musbatdan manfiyga o'tganda o'zgaradi.

Bu nuqtalarda uchrashgan to'q'ri va qaytgan to'lqinlarning qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan to'lqinga turq'un to'lqin deyiladi (3-rasm). Natijaviy tebranish amplitudasi nolga teng bo'lgan nuqtalarga turq'un to'lqinning tugunlari deyiladi. Natijaviy tebranish amplitudasi eng katta qiymatga teng nuqtalarni turq'un to'lqinning do'ngliklari deyiladi.



4-rasm

Ikkita tugun yoki do'nglik orasidagi masofaga turq'un to'lqin uzunligi deyiladi. U chopar to'lqin uzunligining yarmiga teng.

Agar to'lqin zichligi kattaroq muhitdan qaytsa, to'siqda tugun hosil bo'ladi, 1-chi do'nglik esa undan $\frac{\lambda}{4}$ ga teng masofada hosil bo'ladi (4-rasm).

Turq'un to'lqinlar hosil qilish usuli bilan tovush to'lqinining uzunligini va muhitda tovushning tarqalish tezligini aniqlash mumkin. (5)-formuladan ma'lumki.

$$v = \lambda \nu \quad (8)$$

yoki

$$v = 2\lambda_t \cdot \nu \quad (8a)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, tovushning tebranish chastotasi va turq'un to'lqinining uzunligi ma'lum bo'lsa, berilgan muhitda tovushning tarqalish tezligini aniqlash mumkin.

ISHNING TAVSIFI

Xavoda tovushning tezligini aniqlash uchun ishlatiladigan qurilma uzunligi 0.5 metr, diametri 4 sm metal trubadan iborat (5-rasm). Trubani bir uchi qoʻzqʻaluvchi metal porshen bilan berkitilgan boʻlib, uning qancha masofaga qoʻzqʻatilganligi masshtab

lineyka bilan oʻlchanadi.

Trubaning ikkinchi uchiga

tovush manbai sifatida telefon

oʻrnatilgan. Telefon tovush

generatori Г3-33 ga ulangan.

Mikrofonga kelayotgan

oʻzgaruvchan tokning

chastotasini tovush generatori

yordamida 20 dan 20000 Gs gacha oʻzgartirish mumkin.

Tovushni generatorga "amplituda" deb yozilgan buragich

yordamida oʻrgatirish mumkin. Trubaga telefondan

tashqari eshitish trubkasi ham oʻrnatilgandir. Telefon

membranasidan tarqalayotgan toʻlqinlar, trubka ichidagi

porshendan qaytadi va chopar toʻlqin bilan qaytgan

toʻlqin uchrashishi natijasida trubka ichida turqʻun

toʻlqinlar hosil boʻladi. Turqʻun toʻlqin tugunlari va

doʻngliklarining qayerda hosil boʻlishi porshenning

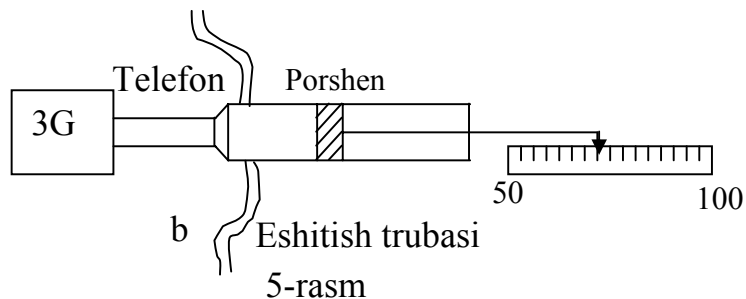
holatiga boqʻliq.

Agar eshitish trubkasi bilan porshen orasidagi

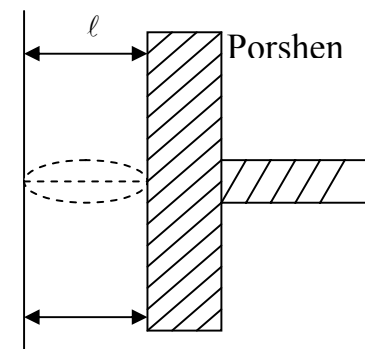
masofa $\ell = 2k \frac{\lambda}{4}$ ga teng boʻlsa, u nuqtada (6-rasmga qarang) turqʻun toʻlqinni

tuguni hosil boʻladi va tovush eshitilmaydi. Agar $\ell = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}$, yaʼni tok sondagi

chorak toʻlqin uzunligiga teng boʻlsa, u nuqtalarda turqʻun toʻlqinning doʻngliklari hosil boʻladi, eshitish trubkasida kuchli tovush eshitiladi.



5-rasm



6-rasm

TAJRIBANI OʻTKAZILISH TARTIBI

1. Trubka ichidagi porshenni eshitish trubkasiga yarim holatga keltiriladi.
2. Tovush generatori (Г3-33) maʼlum bir chastota (mas. 1000 s^{-1}) ga moslanadi.
3. Eshitish trubkasida max kuchli tovush eshitilguncha porshen siljiriladi va porshenning holati yozib olinadi. Porshenni yana surib, tovush maksimumi eshitilayotgan keyingi nuqta topiladi va porshenning shu holati yana yozib

olinadi va hokazo. Keyin porshen orqaga surib avvalgidek nuqtalar yozib olinadi. Porshenning ikki maksimum holati bo'yicha o'rta holat topiladi.

4. Porshenning qo'shni maksimum holatlar o'rasidagi masofalar topiladi.
5. Topilgan ayirmalarning o'rta qiymati hisoblanadi. Topilgan son o'lchanayotgan to'lqin uzunligining yarmiga yoki turq'un to'lqin uzunligiga teng bo'ladi.
6. Ma'lum tebranish chastotasi ν ni va turq'un to'lqin uzunligini (8a) formulaga qo'yib, tovushning berilgan muhitda tarqalish tezligi hisoblanadi.
7. Yuqorida aytilganlar turli chastotalarda takrorlanadi.
8. Tovush tezligi o'lchanayotgan paytdagi havo temperaturasini termometrغا qarab yozib qo'yiladi.
9. Tovush tezligini o'lchashda qilingan absolyut va nisbiy xatoliklar hisoblanadi.
10. O'lchangan va hisoblangan kattaliklar jadvalga yoziladi.

ν_i	№	ℓ_1^I m	ℓ_1^{II} m	$\bar{\ell}_i$ m	$\lambda_t = \frac{\lambda}{2}$	$\nu = \nu_{2\lambda_t}$ m/s	Xatolikni hisoblash
ν_1	1. 2. 3.						
ν_2	1. 2. 3.						
ν_3	1. 2. 3.						

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

1. To'lqinning siljishi, amplitudasi, davri, doiraviy, oddiy chastotasi va fazasini ta'riflang.
2. To'lqin hosil bo'lish jarayonini tushuntiring. Bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlarni ta'riflang va misollar keltiring. Tovush to'lqinlari deb qanday to'lqinlarga aytiladi?
3. To'lqin uzunligini ta'riflang. To'lqin uzunligi, to'lqinning tarqalish tezligi va chastotasi orasidagi boq'lanish formulasini yozing.
4. Yassi to'lqinni ta'riflang. Yassi to'lqin tezligini formulasini yozing.
5. To'lqinlar interferensiyasini tushuntiring.
6. Turq'un to'lqin deb qanday to'lqinlarga aytiladi. Turq'un to'lqinning tugunlari va do'ngliklarining hosil bo'lishini tushuntiring.
7. Turq'un to'lqin usuli bilan tovush tezligini aniqlashni bayoni.

14-Ish. Nyuton xalqalari yordamida yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlash

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida teng qalinlikdagi yorug'lik interferensiya yo'llarini Nyuton xalqalari misolida o'rganishi va shu usuldan foydalanib, yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlashi kerak.

Kerakli asbob va uskunalar: mikroskop; yassi-qavariq linza; yassi parallel shisha plastinka; yorug'lik manbai; mikro shkalali okulyar.

NAZARIY MA'LUMOT

Yorug'liqning interferensiyasi deb, ikkita yoki undan ortiq yorug'lik nurlari uchrashganda bir-birini kuchaytrishi yoki susaytirishi xodisasiga aytiladi.

Lekin har qanday yorug'lik nurlari xam interferensiyalanavermaydi. Yorug'lik interferensiyasi yuz berishi uchun qo'shiluvchi to'lqinlar o'zaro kogerent bo'lishi kerak.

Kogerent to'lqinlar deb, o'zgarmas chastotali va bir xil faza yoki o'zgarmas fazalar farqi bilan tarqaladigan to'lqinlarga aytiladi.

Tekshirishlardan ma'lum bo'ldiki, elektromagnit to'lqinning yorug'lik ta'sirining $\vec{E}$ vektori asosiy faktor xisoblanar ekan. U vaqtda S_1 , va S_2 manbalardan tarqalayotgan o'zaro kogerent to'lqinlar quyidagi ko'rinishga ega bo'lsin:

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega t - k\ell_1) = E_{01} \sin \varphi_1, \quad (1)$$

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega t - k\ell_2) = E_{02} \sin \varphi_2. \quad (2)$$

Bu yerda E_{01} , E_{02} – o'zaro kogerent yorug'lik to'lqinlarining amplitudasi, $\kappa = 2\pi/\lambda$ - to'lqin soni, ℓ_1 va ℓ_2 – yorug'lik to'lqinlarining S_1 , va S_2 manbalaridan kuzatish M nuqtagacha bo'lgan masofa (1-rasm). (1) va (2) yorug'lik to'lqinlari o'zaro kogerent bo'lmaganligidan quyidagi kogerentlik sharti kelib chiqadi (1-rasm)

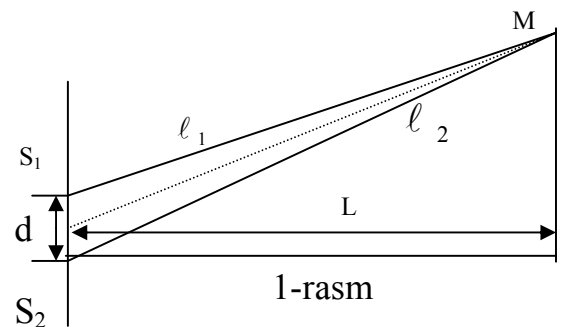
$$\varphi_1 - \varphi_2 = 0,$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const},$$

nuqtada interferensiyalangan yorug'lik to'lqinining elektr maydon kuchlanganligi vektori va uning moduli quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (3)$$



yoki

$$E_2 = E_1^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + E_2^2. \quad (3a)$$

Bundan ikki kogerent yorug'lik to'qlinining fazalar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 + \frac{2\pi}{\lambda}(\ell_2 - \ell_1) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\ell, \quad (4)$$

(3a) va (4) dan quyidagi interferensiyaning kuchayish va susayish sharti kelib chiqadi:

K u c h a y i s h s h a r t i. Ikki kogerent to'qlinlar uchrashganda bir-birini kuchaytirishi uchun ularning fazalar farqi juft π larga yoki optik yo'l farqi juft yarim to'qlin uzunliklariga teng bo'lishi kerak, ya'ni:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= 2\pi m, \\ \Delta\ell &= 2m \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Bu yerda m-interferensiya yo'llarning tartib nomerlari bo'lib, u $m=0, 1, 2, \dots$ qiymatlarini oladi.

S u s a y i s h s h a r t i. Ikki kogerent to'qlinlar uchrashganda, bir-birini susaytirishi uchun ularning fazalar farqi toq π larga yoki optik yo'l farki toq yarim to'qlinlar uzunligiga teng bo'lishi kerak, ya'ni:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= (2m+1)\pi, \\ \Delta\ell &= (2m+1) \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Demak, yorug'lik to'qlinlarining interferensiyalanishida optik yo'l farqi juft yarim to'qlin uzunliklariga mos kelgan nuqtalar maksimum va toqiga mos kelgan nuqtalar esa minimum yoritilgan bo'ladi.

Yorug'likning to'qlin uzunligini aniqlashda shisha plastinka sirtiga qavariq tomoni bilan o'rnatilgan yassi-qavariq linza

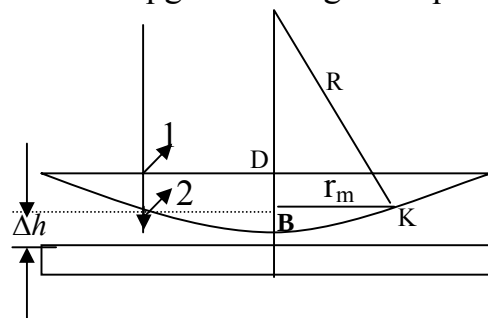
vositasida hosil qilingan Nyuton halqalari deb ataluvchi interferensiya manzarasidan foydalaniladi.

2-rasm

Agar

linzaga

monoxromatik yorug'lik dastasi tushsa, bu havo qatlamining ustki va pastki chegarasidan qaytgan yorug'lik to'qlinlari o'zaro kogerent bo'lganligi uchun interferensiyalashadi (2-rasm). Bunda quyidagi manzara kuzatiladi: markazda qora doq' uning atrofida esa kengligi tobora torayib boruvchi qator konsentrik yorug'lik



2-rasm

va qorong'i halqalar bo'ladi. O'tuvchi yorug'likda esa aksi namoyon bo'ladi: markazdagi doq' yorug', oldingi holdagi yorug' halqalar o'rnida qorong'i halqalar, qorong'i halqalar o'rnida esa yorug' halqalar bo'ladi.

Qaytgan yorug'likda Nyuton xalqalarini xisoblaylik. 2-rasmdagi 2- va 1-nurlarning yo'l farqi quyidagiga teng:

$$\Delta\ell = 2\Delta h + \frac{\lambda}{2}, \quad (5)$$

bunda Δh - xavo qatlamining qalangi, bu qalinlik muloxazalardan (2-rasm) osongina hisoblab topiladi: Δ SVS dan Pifagor teoremasiga asosan:

$$R^2 = r_m^2 + (R + \Delta h)^2 \Rightarrow R^2 = r_m^2 + R^2 - 2R\Delta h + \Delta h^2.$$

Bunda $\Delta h \ll R$ bo'lganli uchun Δh juda kichik bo'lib, uning kvadrati yanada kichik bo'ladi va uni hisobga olmasa ham bo'ladi. U vaqtda (6) dan quyidagini topamiz:

$$2R\Delta h = r_m^2 \Rightarrow \Delta h = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (6a)$$

(6a) ni (5) ga quyilsa, u quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Delta\ell \frac{r_m^2}{2R} + \frac{\lambda}{2} = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (7)$$

(7) ni interferensiyaning kuchayishi sharti (1) bilan tenglashtirilsa

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2},$$

bundan yorug'likning to'liq uzunligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\lambda = \frac{r_m^2}{(m-1)R}. \quad (8)$$

Bu (8) formuladan foydalanib topilgan λ ning qiymati xaqiqiy qiymatga yaqin chiqmaydi, sababi shishaning elastik deformatsiyasi sababli linzaning yassi-plastinkaning bir nuqtada tegib turishiga erishib bo'lmasligidir.

Shuning uchun, m- va n xalqalarning τ_m va τ_n radiuslarini o'lchash natijasida haqiqatga yaqinroq bo'lgan λ ning

$$\lambda = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m-n) \cdot R} = \frac{(r_m - r_n) \cdot (r_m + r_n)}{(m-n) \cdot R}, \quad (9)$$

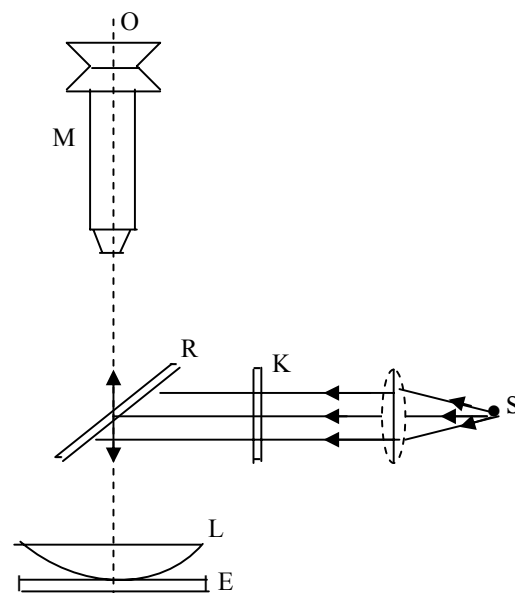
bunda m va n - xalqalarning tartib nomeri.

QURILMANING TAVSIFI

Vazifani bajarishda MBS-9 tipidagi mikroskop (3-rasm) ishlatiladi, undagi O okulyar mikro shkalasining bir bo‘limi nimaga tengligi qurilmada ko‘rsatilgan. L linza yassi E plstinkaga o‘rnatilgan. S manba’dan chiqayotgan yoruq‘lik qavariq linza parallel nurlarga aylantirilib K yorug‘lik filtridan o‘tkaziladi. Bu nurlarning R yarim shaffov linzadan qayitgan qismi L-E tizimda intetfrension manzara- Nyuton halqalarini hosil qiladi. Kuzatuvchi O okulyardan qaraganda Nyuton halqalarini kattalashgan tasvirini kuzatishi mumkin. Halqalar radiusini okulyar shkalasi yordamida o‘lchash mumkin.

R shisha plastinka yoruq‘lik yo‘liga 45° burchak ostida o‘rnatilgan

Yoruq‘lik manbai sifatida asbobdan biror masofada mikroskop yoritgichi bilan birlan bir xil balandlikda o‘rnatilgan yoruq‘lik lampasi olingn. Nurlar yo‘liga qo‘yilgan yoruq‘lik filtrlari yordamida lampa spektridan tegishli monoxromatik yoruq‘lik ajratib olinadi.



Rasm-3

O‘LCHASH VA O‘LCHASH NATIJALARINI XISOBLASH

1. Qurilma yoritiladi va Nyuton halqalari aniq ko‘ringuncha mikroskop fokuslanadi.
2. Okulyar shkalasi yordamida halqaning N_i va N_i' chekka holatlari belgilab olinadi va 1-jadvalga yoziladi.

1-jadval

N_0	N_i	N'_i	ΔN_i	d_{imn}	r_{imn}
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
6.					
7.					
8.					

3. Har bir halqaning diametriga mos kelgan shkala bo'limi $\Delta N_i = N_i' - N_i$ va mm. larda hisoblangan $d_i = S \Delta N_i$ qiymati, hamda halqa radiusi $r_i = d_i/2$ aniqlanadi va 1-jadvalga kiritiladi.
4. 1-jadvaldan m va n - halqalar radiuslarining yiq'indisi ($r_m + r_n$) va ayirmasi ($r_m - r_n$) olinib 2-jadvalga kiritiladi.

2-jadval

№	m	n	$(r_m + r_n)$ mm	$(r_m - r_n)$ mm	λ_i mm	$\langle \lambda \rangle$ m	$\Delta \lambda_i$ mm	$\langle \Delta \lambda \rangle$ mm	δ %
1.	6	1							
2.	7	2							
3.	8	3							
4.	9	4							
5.	10	5							

5. Yoruq'lik to'lqin uzunligi (9)–formula yordamida hisoblab topiladi Shuningdek o'lchash hatoliklari ham hisoblanadi. Olingan natijalar 2-jadvalga yoziladi.

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

1. Yoruq'lik interferensiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Interferensiyaning kuchayish va susayish sharti qanday?
3. Kogerent to'lqinlari deb qanday to'lqinlarga aytiladi? To'lqinlarning kogerentlik sharti yozilsin.
4. Nyuton halqalarini kuzatish usuli va yoruq'lik to'lqin uzunligini hisoblash tushuntirilsin.

15-Ish. Difraksion panjara yordamida yoruq'likning to'liq uzunligini aniqlash

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: Fraungofer difraksiyasi nazariyasini, maksimum va minimumlik shartlarini tushuntira olishi, difraksion panjara formulasi yordamida yoruq'lik to'liq uzunligini aniqlay bilishi.

Kerakli asbob va uskunalar: spektrogoniometr; kuzatuvchi trubka; okulyar; yoruq'lik manba'i.

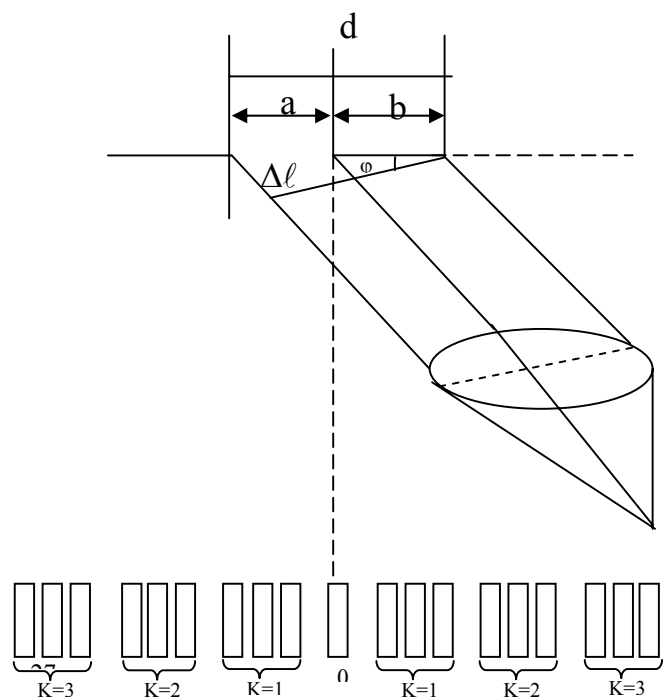
Qisqacha nazariy ma'lumotlar

Bu ishda spektrogoniometr yordamida difraksiya burchagini bevosita o'lchash yo'li bilan difraksion panjaraning doimiysi va yoruq'likning to'liq uzunligi aniqlanadi. Bundan tashqari, panjaraning burchak dispersiyasi hamda uning ajrata olish qobiliyati haqida tushuncha beriladi.

Difraksion panjara deb, biror tabiatli to'liqning tarqalishiga ta'sir etuvchi har qanday davriy (yoki davriylikka yaqin) tuzilmaga aytiladi. Eng sodda difraksion panjara shisha plastinkadan iborat bo'lib, uning ustiga bo'lish mashinasi yordamida bir qator parallel chiziqlar chizilgan. Amalda chiziqlar to'siq vazifasini bajaradi. O'qitish amaliyotida shisha difraksion panjaralardan tashqari replikalar deb yuritiluvchi metal panjaralardan jelatinda izlar nusxalar qoldirish yo'li bilan hosil qilinadi. Sinib qolmaslik uchun jelatin nusxalar ikkita yassi parallel shisha plastinka orasiga qo'yiladi. Keyingi vaqtda darslarda tekkan va ishlatilgan fotoplastinkalardan osongina tayyorlanadigan panjaralardan foydalana boshlandi. Bu plastinkalarning ustidan bo'lish mashinasining keskichi vositasida ehtiyotkorlik bilan foto emulsiya qatlami olib tashlandi.

Yoruq'lik tinik uchastkalarining eni a , xira uchastkalarining eni b bo'lgan shaffof difraksion panjaraga normal tushayotganda asosiy maksimumlarga yo'nalish

$$\kappa\lambda = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi ,$$



1-rasm

tenglikdan aniqlanadi, bundan

$$d = \frac{\kappa \lambda}{\sin \varphi}, \quad (1)$$

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{\kappa}, \quad (1a)$$

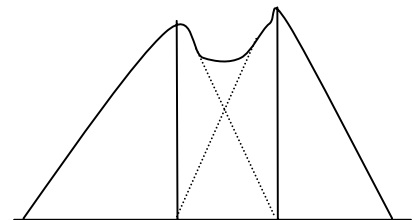
bunda φ - difraksiya burchagi, λ - yorug'likning to'liq uzunligi, κ – spektr tartibi $\kappa=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. $d=(a+b)$ panjara doimiysi. $\kappa=0$ bo'lganda hamma to'liq uzunliklar uchun maksimumlik sharti bajariladi, ya'ni $\kappa=0$ bo'lganda markaziy yorug'lik polosasi kuzatiladi. κ ning boshqa hamma qiymatlarining ikki xil ishorali bo'lishi spektrlarning markaziy yorug'lik polosasining o'ng va chap tomonlarida simmetrik joylashgan qo'himcha polosalar hosil bo'ladi (1-rasm).

Panjara yordamida hosil qilish mumkin bo'lgan spektrlarning eng katta soni

$$\kappa \leq \frac{d}{\lambda}, \quad (2)$$

munosabatdan aniqlanadi.

Difraksion panjaraning asosiy tavsifi uning ajrata olish qobiliyati va dispersiyasidir (2-rasm).



2-rasm

Panjaraning ajrata olish qobiliyatini Reley shartidan foydalanib hisoblash mumkin. Reley shartiga binoan, ikkita monoxromatik spektral chiziqdan birining bosh maksimumi unga eng yaqin ikkinchi chiziqning minimumi o'rniga tushgan holda bu ikki chiziq bir-biridan ajraladi, ya'ni yakka-yakka ko'rinadi. Bu (2-rasm) shartdan panjaraning ajrata olish qobiliyati

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \kappa N \quad (3)$$

ekanligi kelib chiqadi, bunda N panjaradagi chiziqchalar soni. Panjaraning ajrata olish qobiliyatini oshirish uchun N ning qiymatini oshirish kerak, chunki κ spektr tartibi kichik sonidir.

Dispersiya ikkita spektr chiziq orasidagi burchak qiymatining shu chiziqlarning to'liq uzunliklari farqiga nisbati

$$D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} \quad (4)$$

bilan aniqlanadi, bunda λ angstremlarda (Å) ifodalangan.

Panjaraning burchak dispersiyasini (1) formulani differensiallash bilan topamiz.

$$D = \frac{\kappa}{d \cos \varphi}. \quad (5)$$

Oq'ish burchagi kichik bo'lganda panjaraning dispersiyasi o'zgarmas bo'ladi, $\partial \varphi$ esa $\partial \lambda$ ga proporsionaldir. Shu sababli difraksion spektrlarni shisha prizmalar yordamida hosil qilingan spektrlardan farq qilish uchun, ular ba'zan "normal

spektrlar" deb ham ataladi. Shisha prizmalar yordamida hosil qilinadigan spektrlarda burchak dispersiya spektrning qizil qismida binafsha qismidagiga qaraganda kam bo'ladi.

1-MASHQ. PANJARANING DOIMIYSINI ANIQLASH

Ko'rish trubasi biron tomonga, masalan, chap tomonga simob spektrida birinchi yashil chiziq'i ($\lambda=546$ nm) ko'ringuncha buriladi. Unga truba to'q'rilanadi va hisoblash o'tkaziladi. Trubani shu tomonga burashni davom ettirib, huddi shu chiziqning o'zi ikkinchi tartibli spektrda topiladi va unga truba to'q'rilanib, yana hisoblash o'tkaziladi. Spektrning tartibi ortgan sari uning ravshanligi kamaya boradi.

Trubani teskari tomonga burib, nolinchi maksimumning o'ng tomoniga huddi shu xil to'q'rilashlar va hisoblashlar o'tkaziladi.

Kuzatishlardan K ning tegishli qiymatlari uchun topilgan φ burchak qiymatlarini (1) formulaga qo'yib, berilgan panjaraning doimiysi hisoblab topiladi.

II-MASHQ. SPEKTRAL CHIZIQLARNING NOMA'LUM TO'LQIN UZUNLIKLARINI ANIQLASH

Doimiysi ma'lum bo'lgan panjarani spektrometr stolchasiga, simob lampasini tirqish oldiga o'rnatib, spektrometrning ko'rish trubasidagi krest nolinchi maksimumga to'q'rilanadi va burchakni hisoblab topiladi. Ko'rish maydonida birinchi tartibli spektrning kerakli chiziqlari paydo bo'lguncha ko'rish trubasi biron tomonga buriladi. Krestni ularga navbati bilan to'q'rilab, burchak hisoblashlar o'tkaziladi. Trubani burishni davom ettirib, ikkinchi tartibli spektrning chiziqlari topiladi va hokazo. Nolinchi maksimumdan ikkinchi tomonga ham huddi shunday o'lchashlar o'tkaziladi.

Panjara doimiysining qiymatini va kuzatishlardan topilgan K ning mos qiymatlariga tegishli φ burchak qiymatini (1a) formulaga qo'yib, tekshirilayotgan spektr chiziqlarning to'lqin uzunliklari topiladi.

1-iadval

	K	Rang	φ
Chap	3	S Y B	
	2	S Y B	
	1	S Y B	
	0		
O'ng	1	B Y S	
	2	B Y S	
	3	B Y S	

2-jadval

K	Og'ish burchagi			Yashil		
	chap φ'	o'ng φ''	o'rta $\langle\varphi\rangle$	λ_{ann}	D_{nm}	$\langle d \rangle_{nm}$
1				546_{nm}		
2						
3						

3-jadval

Yorug'lik	K	Og'ish burchagi			$\langle d \rangle_{nm}$	λ_i nm	$\langle \lambda \rangle_{nn}$
		φ'	φ''	$\langle \varphi \rangle$			
Binafsha	1						
	2						
	3						
Sariq							

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

1. Difraksiya hodisasi va uning hosil bo'lish sharti.
2. Gyuygens-Frenel prinsipi.
3. Sferik To'lqin frontli yorug'likning difraksiyasi-Frenel difraksiyasi.
4. Yassi to'lqin fronti (parallel) yorug'lik nurlarining difraksiyasi – Fraunhofer difraksiyasi.
5. Difraksion panjara va uning doimiysi.
6. Ishdan maqsad.

16-Ish. Malyus qonunini o'rgavnish

Ishdan maqsadi. Polyarizator va analizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligining polyarizator va analizator optik o'qlari orasidagi burchakka boq'liqligini tajribada tekshirishdan iborat.

Kerakli asboblari va uskunalari: yorug'lik manbai, polyarizator va analizator o'rnatilgan optik qurilma, analizatorning burilish burchagini o'lchovchi moslama.

YORUQ'LIKNING QUTIBLANISHI. QUTIBLANMAGAN (TABIY) VA QUTBLANGAN YORUQ'LIK NURLARI

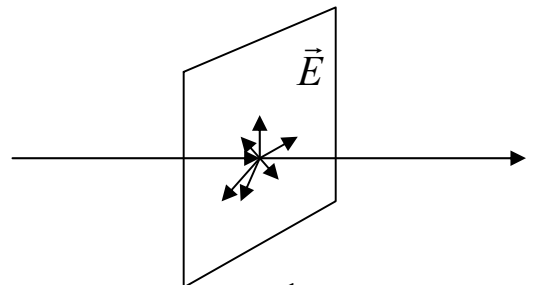
Maksvel sof nazariya asosida elektromagnit to'liqning mavjudligini ko'rsatib berdi va shuningdek, bu to'liqlarning vakuumda tarqalish tezligi yoruq'likning tezligi $C=3 \cdot 10^8$ m/s ga teng ekanligini aniqladi. Shunga asoslanib, Maksvel yoruq'lik elektromagnit to'liqdan iborat, nazariyasini yaratdi. Bundan tashqari, elektromagnit to'liqdan iborat, nazariyasini yaratdi. Elektromagnit to'liqlarning ko'ndalang to'liq ekanligi Maksvel nazariyasidan bevosita kelib chiqadi.

Gers xosil qilgan elektromagnit to'liqlar tarqalganda yoruq'lik to'liqlariga xos bo'lgan: qaytish, sinish, interferensiya, difraksiya qutblanish va boshqa xossalarga ega bo'lishi isbotlandi. Bu esa yoruq'likning elektromagnit to'liq nazariyasi ob'yektiv nazariya ekanligini butkul isbotlab berdi.

Yoruq'lik ko'ndalang elektromagnit to'liqdan iborat bo'lib, $\vec{E}$ vektorning xosil qilgan to'liqini ko'zning to'r pardasiga yoki fotoemulsiyaga ta'sir qiladi. Binobarin, yoruq'lik to'liqini deyilganda, faqat $\vec{E}$ vektor xosil qilgan to'liq tushuniladi (magnit ta'sir elektr ta'sirga nisbatan juda kichik).

Yoruq'lik to'liqini $\vec{E}$ vektorning yo'nalishiga qarab qutblangan va qutblanmagan yorug'lik to'liqlariga bo'linadi.

Tarqalish yunalishiga perpendikular bo'lgan barcha yo'nalishda $\vec{E}$ vektori tebranishi teng ehtimolli bo'lib, yoruq'lik to'liqini qutblanmagan, unga tabiiy yoruq'lik to'liqini deyiladi (1-rasm).

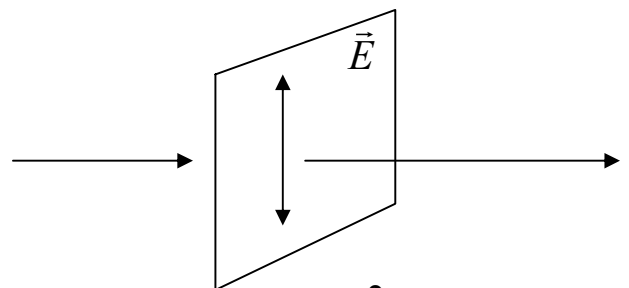


1-rasm

Xuddi shuningdek, odatdagi yorug'lik manbaidan chiqayotgan yoruq'lik nuri xam qutblanmagandir.

Qutblanmagan yoruq'lik nurlari nikoli prizmasi, turmalin plastinkasi va polyarodlardan o'tganda yassi-qutblangan yoruq'lik nuriga aylanadi.

Yassi-qutblangan yoruq'lik nuri deb, $\vec{E}$ tebranish amplitudasi vaqt bo'yicha bir tekislikda yotgan to'liqlarga aytiladi (2-rasm).



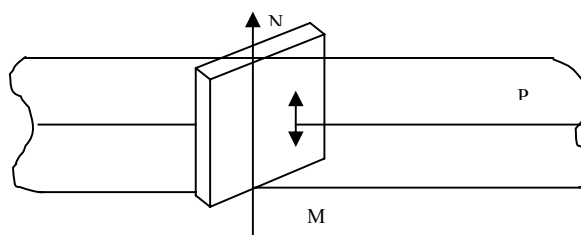
2-rasm

Qutblangan nur $\vec{E}$ vektor va yoruq'lik to'liqining tarqalish tezligidan o'tuvchi tekislikka qutblanish tekisligi deyiladi (3-rasm).

Tabiiy yorug'likni qutblashga imkon beruvchi qurilmaga polarizator deyiladi.

Yorug'likning qutblanganligi va qutblanmaganligini taxlil qilishda foydalaniladigan qurilmaga analizator deyiladi.

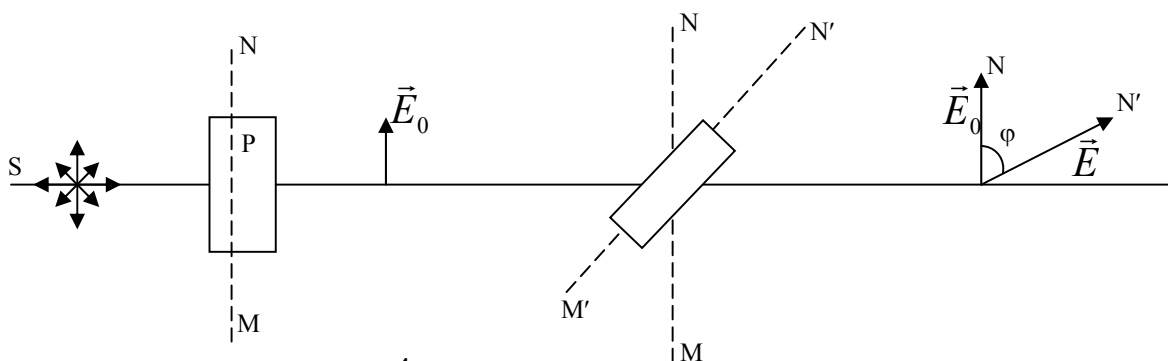
Bir vaqtning o'zida yorug'likni qutblovchi qurilmaning o'zidan xam polarizator, xam analizator sifatida foydalanish mumkin.



3-rasm

MALYUS QONUNI

Agar polarizator (P) dan chiqayotgan, amplitudasi $\vec{E}$ bo'lgan yassi-qutblangan yorug'lik nuri analizator (A) ga tushayotgan bulsin (4-rasm) RASM.



4-rasm

4-rasmdagi chizmada MN va M' N' - lar polarizator (P) va analizator (A)ning qutblanish tekisliklari bo'lib, ular orasidagi burchak φ ga teng bo'lsin. U vaqtda analizatordan o'tgan yorug'lik to'liqning amplitudasi $\vec{E}$ quyidagiga teng bo'ladi;

$$E = E_0 \cos \varphi . \quad (1)$$

Yorug'likning intensivligi I tebranishlar amplitudasi $\vec{E}$ ning kvadratiga to'g'ri proporsionaldir:

$$I = kE^2 \quad (2)$$

U vaqtda (1) ni kvadratga ko'tarib, K-proporsionallik koeffitsiyentiga ko'paytirib yuborilsa:

$$kE^2 = kE_0^2 \cos^2 \varphi . \quad (3)$$

Buni (2) ga asosan quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (4)$$

bunda I_0 -analizatorga tushuvchi yassi-qutblangan yorug'lik nurining intensivligi.

(4)-ifoda Malyus qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi.

Polyarizator va analizatoridan o'tgan yorug'likning intensivligi polyarizator va analizator qutblanish tekisliklari (MN va M'N') orasidagi burchak kosinusining kvadratiga to'g'ri proporsionaldir.

Malyus qonunidan ko'rinadiki, polyarizatorga nisbatan analizator burilganda yorug'likning intensivligi noldan I_0 gacha o'zgaradi.

YORUQ'LIKNING IKKI DIELEKTRIK CHEGARASIDAN QAYTISH VA SINISHIDA QUTBLANISHI. BRYUSTER QONUNI.

Qutblanmagan (tabiiy) yorug'lik ikki dielektrik chegarasidan qaytgan va o'tgandagi qutblanishini tajriba asosida tekshirgan Bryuster o'z qonunini ta'riflaydi:

Ikki dielektrik chegarasiga yorug'likning tushish burchagining tangensi ikki muxitning nisbiy sindirish ko'rsatgichiga teng bo'lganda qaytgan nur to'liq qutblanib, sindirish qisman qutblanar ekan (5-rasm),

ya'ni: $\operatorname{tg} i_b = n$.

Bu yerda i_b – to'la qutblanish (Bryuster) burchagi, n ikki muxitning nisbiy sindirishini

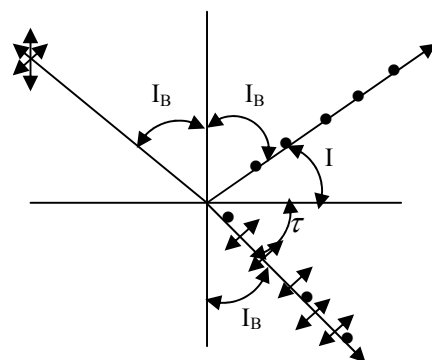
kursatgich Yorug'likning sinish qonuni $n = \frac{\sin i_b}{\sin r}$

ni (4) bilan taqqoslansa, quyidagi kelib chiqadi:
 $i + \tau = 90^\circ$.

Demak, ikki dielektrik chegarasidan qaytgan yorug'lik to'liq qutblanganda, qaytgan va singan nurlar orasidagi burchak 90° ga teng bo'lishi kerak.

Shunday qilib, ikki dielektrik chegarasi yoki dielektrik bilan vakuum chegarasi polyarizator (qutblagich) bo'la olar ekan.

Nurning tushish burchagidan qat'inazar singan nur qisman qutblanadi. Shuning uchun xam cheksiz ko'p yomq'ir tomchilardan sinib o'tgach kamalak ko'rinishidagi yorug'lik xam qutblangandir.



5-rasm

Qurilma va tajribaning tavsifi

(Bu ishni bajarishdan oldin "Yoruq'likning qutblanishi"dan iborat qisqacha nazariya bilan tanishib chiqish kerak).

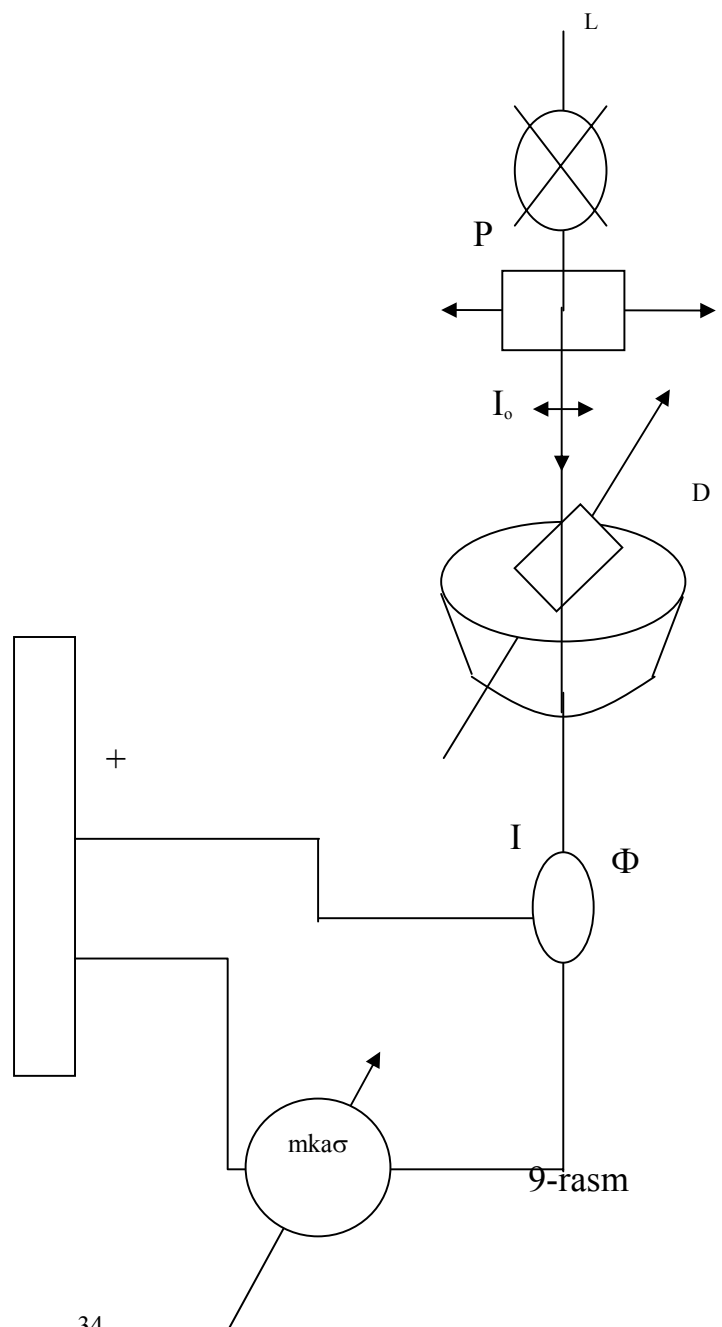
Malyus qonuniga binoan, polyarizator va analizator o'tgan yoruq'likning intensivligi polyarizator va analizator qutblanish tekisliklari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga to'q'ri proporsionaldir.

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (5)$$

Qurilmaning chizmasi 9-rasmda tasvirlangan. Unda L – lampochkadan chiqayotgan yoruq'lik nuri, qo'zq'almas P – polyarizator o'tganda qutblanadi va nur o'tgan o'q atrofida erkin aylana oladigan A analizatorga tushadi. Analizator maxkamlangan D diskning shkalasidan A analizatorning burilish burchagi φ - ni o'lchash mumkin. Polyarizator va analizator o'tgan yoruq'lik nuri Φ fotoelementga tushadi.

To'q'rilagichga ulangan fotoelementda hosil bo'lgan fototokning qiymati mikroampermetr (mkA) bilan o'lchanadi. Fotoeffekt qonuniga binoan fototokning qiymati yoruq'likning intensivligi I ga proporsionaldir, ya'ni $I_\phi = \kappa I$.

U vaqtda fototok I_ϕ ham $\cos^2 \varphi$ ga proporsional bo'ladi. Agar I_ϕ fototokning $\cos^2 \varphi$ ga boq'lanish grafigi chizilsa, bunday boq'lanish koordinata boshidan o'tuvchi to'q'ri chizirdan iborat bo'ladi.



O'lchash va o'lchash natijalarini xisoblash

1. Fototok I_f ning analizatorning burilish burchagi φ ga boq'lanishini har 10° dan oralatib, 0° dan to 360° gacha o'lchanadi.
2. Burilish burchak kosinusining absolyut qiymati $|\cos\varphi|$ ga mos kelgan fototoklar I_f ning va ularning o'rtacha $\langle I_f \rangle$ qiymatlari quyidagi jadvalga yoziladi. Jadvaldagi gorizontal burchaklar, masalan 60° , 120° , 240° va 300° ga mos kelgan $|\cos\varphi|=0.5$ ga teng bo'ladi.
3. Jadvaldagi xisoblash natijalariga asosan q'rtacha fototok $\langle I_f \rangle$ ning $\cos^2\varphi$ ga boq'lanish $I=f(\cos^2\varphi)$ grafigi chiziladi.

O'lchash va xisoblash jadvali

φ°	I_ϕ mкA	φ°	I_ϕ mкA	φ°	I_ϕ mкA	φ°	I mкA	$\langle I_\phi \rangle$	$\cos\varphi$	$\cos^2\varphi$
0		180				360				
10		170		190		350				
20		160		200		340				
30		150		210		330				
40		140		220		320				
50		130		230		310				
60		120		240		300				
70		110		250		290				
80		100		260		280				
90				270						

17-Ish. Stefan-bolsman va plank doimiylarini aniqlash

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: issiqlik nurlanish asosiy tavsiflarini tariflashni va issiqlik nurlanish qonunlari mohiyatini.

Kerakli asboblari va uskunalari: optic pirometr; temperaturasi aniqlanishi kerak bo'lgan qizdirilgan volfram plastinka; ampermetr; voltmeter; o'zgarmas tok manbai.

Issiqlik nurlanishining qisqacha nazariyasi

Qizdirilgan modda atomlari va molekulalarining tartibsiz issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan elektromagnit nurlanishlariga issiqlik yoki temperaturali nurlanish deyiladi. Bu nurlanishlar temperaturasi absolyut nol (OK) dan farqli bo'lgan barcha jismlarda kuzatilib, ular jismning temperaturasiga kuchli boq'liq bo'ladi.

Barcha qizdirilgan qattiq va suyuq moddalarning issiqlik nurlanishi tutash spektr beradi. Spektrda energiya taqsimoti ham temperaturaga boq'liq bo'lib, past temperaturada issiqlik nurlanishi asosan infraqizil ($\lambda=5\cdot 10^{-4}$ m dan $\lambda_q=8\cdot 10^{-7}$ m gacha) nurlanishdan, yuqori temperaturalarda esa, ko'zga ko'rinadigan ($\lambda=8\cdot 10^{-7}$ m dan $4\cdot 10^{-7}$ m gacha) va ultrabinafsha ($\lambda=4\cdot 10^{-7}$ m dan $\lambda_p=10^{-9}$ m gacha) nurlanishlar hosil bo'ladi.

Issiqlik nurlanishga oid qonunlarni bayon qilishdan oldin nurlanish va uning jism bilan ta'sirlanishini tavsiflovchi ba'zi kattaliklarni qarab chiqaylik.

1. Nurlanishning oqimi deb, vaqt birligi ichida yuza orqali o'tayotgan nurlanish energiyasiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\Phi = \frac{dW}{dt}, \quad (1)$$

bunda dW berilgan yuza orqali dt vaqt ichida o'tgan nurlanish energiyasi.

2. Jismning issiqlik nurlanishi energetik yorqinlik yoki integrall nurlanish qobiliyati deb ataluvchi R kattalik bilan ham tavsiflanadi. Jismning nurlanish qobiliyati deb birlik yuzadan vaqt birligi ichida chiqayotgan nurlanish energiyasiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$R_T = \frac{dW}{Sdt}. \quad (2)$$

3. Jismning spektral nurlanish qobiliyati $R_{\nu,T}$ yoki $R_{\lambda,T}$ deb nurlanish qobiliyatining chastotasi yoki to'liq uzunligining bir-birligi oraliq'iga mos kelgan nurlanish qobiliyatiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$R_{\nu,T} = \frac{dR_T}{d\nu}, \text{ yoki } R_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda}, \quad (3)$$

(13.3) dan integral nurlanish qobiliyati dR_T quyidagiga teng bo'ladi:

$$dR_T = R_{\nu,T} d\nu = R_{\lambda,T} d\lambda. \quad (4)$$

Spektral nurlanish qobiliyatlari $R_{\nu,t}$ va $R_{\lambda,t}$ larning o'zaro boq'lanishi $\lambda = \frac{c}{\nu}$ ni differensiallab aniqlash mumkin

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu, \text{ yoki } |d\lambda| = -\frac{c}{\nu^2} d\nu, \quad (5)$$

(13.5) ni (13.4) ga qo'yilsa, quyidagi hosil bo'ladi:

$$R_{\nu,T} = -\frac{c}{\nu^2} R_{\lambda,T}, \quad R_{\lambda,T} = -\frac{\nu^2}{c} R_{\nu,T}, \quad (6)$$

bunda $c=3 \cdot 10^8$ m/s - elektromagnit to'lqinning vakuumdadi tarqalish tezligi.

4. Jismning integral nur yutish qobiliyati deb, jism yutgan yoruq'lik energiyasi DW_{Yut} ning shu jismga tushayotgan yoruq'lik energiyasi dW_{tush} ga bo'lgan nisbatiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

$$A = \frac{dW_{yut}}{dW_{tush}}. \quad (7)$$

Jismning nur yutish qobiliyati o'lchamsiz kattalikdir. Jismning nur yutish qobiliyati chastota (to'lqin uzunligi) ga boq'liq bo'lganligi uchun, u spektral nur yutish qobiliyati $A_{\nu,t}$ yoki $A_{\lambda,t}$ bilan ham tavsiflanadi: jismning spektral nurlanish qobiliyati deb, to'lqin chastotasi $d\nu$ yoki to'lqin uzunligi $d\lambda$ intervaldagi nur yutish qobiliyatiga aytiladi:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{yut}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}, \text{ yoki } A_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}^{yut}}{dW_{\lambda,\lambda+d\lambda}}. \quad (8)$$

Ta'rifga binoan jismning nur yutish qobiliyati birdan katta bo'lishi mumkin emas.

5. Tushayotgan yoruq'lik energiyasini, ixtiyoriy temperaturada, butunlay yutadigan jismlarga **absolyut qora jismlar** deyiladi. Boshqa jismlardan farqli ravishda absolyut qora jismning spektral nurlanish va nur yutish qobiliyatlarini mos ravishda $r_{\lambda,t}$, $r_{\nu,t}$ va $a_{\nu,t}$, $a_{\lambda,t}$ kichik harflar orqali belgilaymiz. Ta'rifga binoan absolyut qora jismning nur yutish qobiliyati 1 ga tengdir, ya'ni

$$a_{\nu,T} = a_{\lambda,T} = 1 . \quad (9)$$

Tabiatda absolyut qora jismlar mavjud emas. Qurum yoki platina qorasi uchun nur yutish qobiliyati, faqat koʻzga koʻrinadigan toʻlqin uzunligi intervalida birga yaqin. Oʻz xususiyatlari bilan absolyut qora jismga juda ham yaqin boʻlgan qurilma yasash mumkin. Bunday qurilma juda kichik teshikka ega boʻlgan sferadan iboratdir (1-rasm). Nur teshik orqali qurilma ichiga kirib, nur chiqib ketguncha sferaning ichki sirtidan juda koʻp marta qaytadi. Har bir qaytishda energiyaning bir qismi yutila boradi, natijada barcha chastotali hamma nurlar shu sfera ichida yutiladi. Shuning uchun ham, bunday qurilmaga absolyut qora jism modeli deyiladi. Absolyut qora jism tushunchasi bilan bir qatorda kul rang jism tushunchasi amaliy qoʻllanishga ega. Kul rang jism deb, nur yutish qobiliyati barcha chastotalar uchun bir va birdan kichik boʻlib, temperaturaga, jism moddasiga va uning sirtiga boqʻliq boʻlgan jismga aytiladi. Shunday qilib, kul rang jismning nur yutish qobiliyati quyidagiga teng:

$$A_{\nu,T}^{kul.r} = A_T = const < 1 . \quad (10)$$

KIRXGOF QONUNI

Tekshirishdan maʼlum boʻldiki, ixtiyoriy jismning nurlanish va nur yutish qobiliyati oʻrtasida aniq boqʻlanish mavjud ekan. Jismlarning nurlanish qobiliyati $R_{\nu,t}$ qancha katta boʻlsa, uning nur yutish qobiliyati $A_{\nu,t}$ ham shuncha katta boʻlib, ularning nisbati oʻzgarmas qoladi, yaʼni

$$\left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \right)_1 = \left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \right)_2 = \left(\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \right)_3 = \dots = const , \quad (11)$$

bunda 1, 2, 3, va x.k. indekslar turli jismlarga tegishlidir. (13.11) dan absolyut qora

jism ($a_{\nu,t}=1$) uchun $\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}$ bilan tenglashtirilsa, quyidagi tenglama kelib chiqadi.

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = r_{\nu,T} = f(\nu, T) . \quad (12)$$

Bu tenglama Kirxgof qonunining matematik ifodasi boʻlib, u quyidagicha taʼriflanadi: Har qanday jismning nurlanish qobiliyatini nur yutish qobiliyatiga boʻlgan nisbati jismlarning tabiatiga boqʻliq boʻlmay, shu sharoitdagi absolyut qora

jismning nurlanish qobiliyatiga teng bo'lib chastota va temperaturaning universal funksiyasidir.

Shunday qilib, Kirxgofning $f(\nu, T)$ universal funksiyasi absolyut qora jismning nurlanish qobiliyati $r_{\nu, T}$ ning o'zginasidir. Binobarin, bu universal funksiya $f(\nu, T)$ ning ko'rinishi aniqlangandagina, absolyut qora jismning nurlanish qonuniyati masalasi hal qilingan bo'ladi. Kirxgof qonuni (12) bajarilmaydigan holda nurlanish issiqlik nurlanishi bo'la olmaydi.

STEFAN-BOLTSMAN QONUNI

Kirxgof universal funksiyasi $f(\nu, T)$ ning ko'rinishini nazariy keltirib chiqarishdagi urinishlar uzoq vaqt masalaning umumiy yechimini bera olmadi. Avstraliyalik fiziklardan I.Stefan tajriba natijalariga va L.Boltsman esa termodinamik mulohazalarga asoslanib, xususiyl holda, absolyut qora jismning integral nurlanish qobiliyati uchun quyidagilarni topdilar:

$$r_T = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu = \sigma T^4, \quad (13)$$

bu yerda σ - Stefan-Boltsman doimiysi bo'lib, uning qiymati quyidagiga teng

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} BT / M^2 K, \quad (13a)$$

T-absolyut temperatura. temperatura. Absolyut qora jismning integral nurlanish qobiliyati bilan absolyut temperatura orasidagi (13) munosabat Stefan-Boltsman qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi:

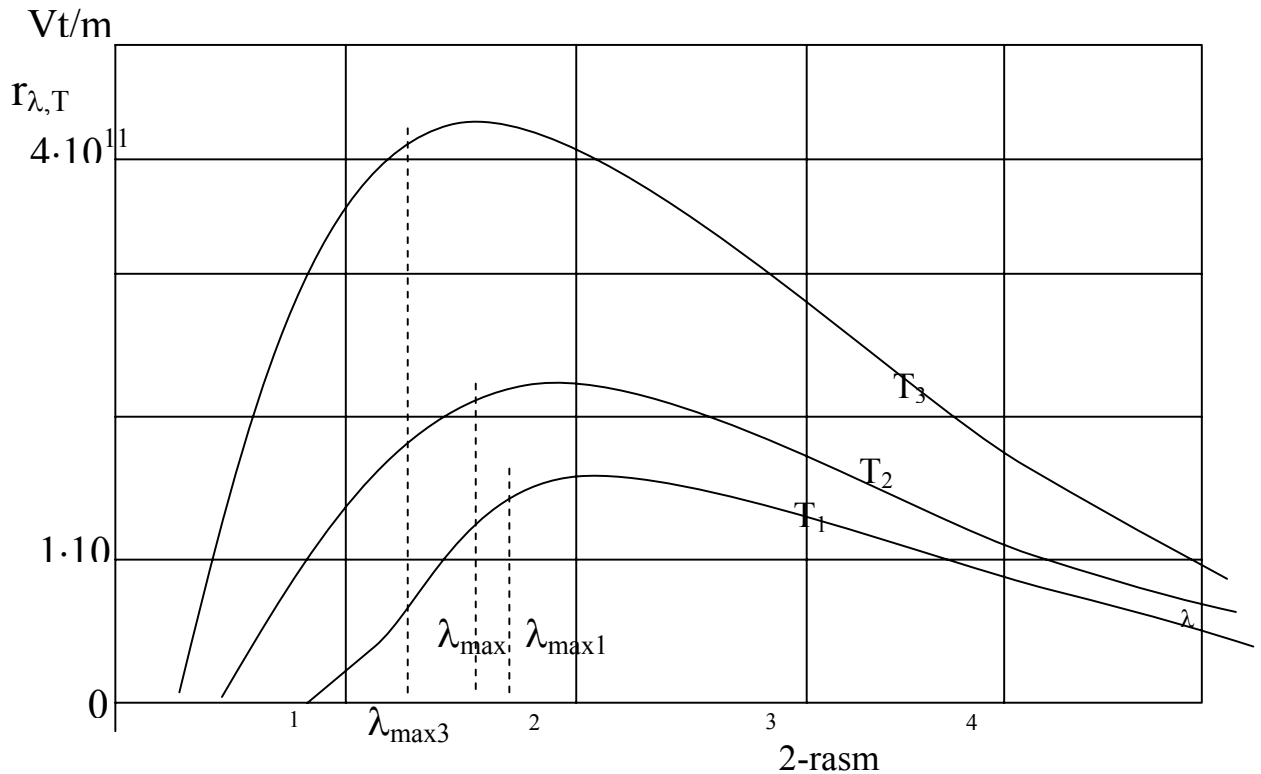
absolyut qora jismning integral nurlanish qobiliyati absolyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsionaldir.

VIN QONUNI

Absolyut qora jismning spektral tavsifi, - ya'ni nurlanish qobiliyati $r_{\nu, T}$ - ning to'liq uzunligi λ ga boq'lanish izotermalari ($T_1 < T_2 < T_3$) 2-rasmda keltirilgan. Tajriba asosida aniqlangan bu egri chiziqlar asosida quyidagi xulosalar kelib chiqadi.

1. Absolyut qora jismning spektral tavsifi uzluksizdir.
2. Har bir temperaturaga tegishli spektral tavsif egri chiziq'ida aniq maksimum mavjud bo'lib, u temperatura oshgan sari qisqa to'liq uzunlik sohasiga siljiydi

(2-rasm).



Nemis fizigi Vin (1864-1928), absolyut qora jismning spektral tavsifiga termo va elektrodinamika qonunlaridan foydalangan holda quyidagi qonunni yaratdi: absolyut qora jismning spektral tavsifining maksimumiga mos kelgan $\lambda_{\max}$ to'liq uzunligi absolyut temperaturasiga teskari proporsional bo'lib, temperatura ortgan sari qisqa to'liqlar sohasi tomon siljib boradi, ya'ni:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (14)$$

bu yerda b - Vin doimiysi deb ataladi, uning son kiymati quyidagiga teng:

$$b = 0,28979 \cdot 10^{-2} \text{ m.K} \quad (14a)$$

Bu qonunni keyinchalik Vin qonuni deb ataldi.

PLANK FORMULASI

Klassik fizika qonunlariga tayanib, absolyut qora jism spektral nurlanish qobiliyati $r_{\nu,t}$ ning tajriba bilan mos keluvchi ifodasini topishdagi muvaffaqiyatsizliklarining sababi - klassik nazariya zaminida kamchiliklarning mavjudligidir.

1900 yilda nemis fizigi M.Plank klassik nazariyaga zid bo'lgan gipotezasini yaratib, absolyut qora jism spektral nurlanish qobiliyati $r_{\nu,T}$ ning tajriba natijasiga aniq mos kelgan ifodasining topishga muvaffaq bo'ldi.

Plank gipotezasining mohiyati quyidagidan iboratdir: Jismning nurlanishi uzluksiz bo'lmasdan alohida ulushlar-kvantlar sifatida chiqariladi. Har bir yorug'lik kvantining energiyasi ε_0 yorug'lik chastotasi ν ga proporsionaldir, ya'ni:

$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (5)$$

bunda h - Plank doimiysi bo'lib, uning son qiymati quyidagiga tengdir

$$h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}. \quad (15a)$$

Shunday qilib, nurlanishlarning ulushlar-kvantlar ko'rinishida sodir bo'lishi ossillyatorlarning chiqargan yorug'lik energiyasi ε , yorug'lik kvanti energiyasi ε_0 ning karrali qiymatiga teng, ya'ni

$$\varepsilon = n\varepsilon_0 = nh\nu (n = 0,1,2,\dots) \quad (16)$$

U vaqtda ossillyator nurlanish kvantining o'rtacha energiyasi $\langle \varepsilon \rangle$ energiyaning diskret qiymati orqali quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}, \quad (16a)$$

bunda K - Boltsman doimiysi, T - absolyut temperatura.

Binobarin, absolyut qora jismning spektral nurlanish qobiliyati, quyidagi ko'rinishga keladi chiqadi:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}. \quad (17)$$

Bu formula Plank formulasi deb ataladi. Bunda ν - nurlanish chastotasi, c - yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi, K - Boltsman doimiysi, h - Plank doimiysi, T - absolyut temperatura.

Plank formulasidan foydalanib, absolyut qora jism nurlanishining empirik ravishda aniqlangan barcha qonunlarini hosil qilish mumkin. (17) ni chastota ν bo'yicha 0 dan ∞ gacha integrallasak:

$$r_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi\nu^2 h\nu}{c^2 e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4. \quad (18)$$

Bu ifodadan Stefan-Boltsman doimiysi σ quyidagiga teng ekanligi kelib chiqadi:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}. \quad (19)$$

Bunda , Boltsman doimiysi $K=1.32 \cdot 10^{-23}$ J/k, Plank doimiysi $h=6.625 \cdot 10^{-34}$ J.s .

$c=3 \cdot 10^3$ m/s - yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi.

STEFAN-BOLTSMAN VA PLANK DOIMIYLARINI ANIQLASH

Kerakli asbob va materiallar.

1. Optik pirometr. 2. Sirti oksidlangan nikel plastinka. 3. Ampermetr. 4. Voltmetr.
5. Reostat. 6. Mikrometr. 7. Tok manbai. 8. Kalitlar.

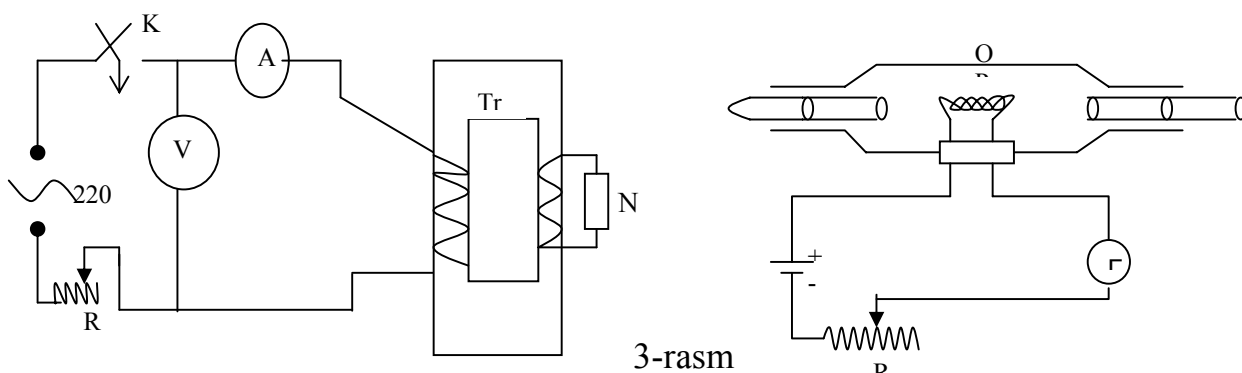
Ishning maqsadi:

Temperaturali nurlanish hodisasiga asoslangan optik pirometrning tuzilishi va ishlash prinsipi bilan tanishish, uning yordamida nurlanuvchi jism absolyut temperaturasini o'lchab, Stefan-Boltsman doimiysini aniqlashdan iborat.

Bu ishda absolyut qora jismning integral nurlanish qobiliyati r ni va absolyut temperaturasi T ni tajribada o'lchab, Stefan-Boltsman qonunini ifodalaydigan (18) formuladan foydalanib r_T ning qiymati topiladi.

$$r_T = \sigma T^4 . \quad (18a)$$

Shu maqsadda 3-rasmda tasvirlangan chizma



bo'yicha zanjir tuziladi. Bu jism, sirti oksidlangan nikel (Ni) plastinka bo'lib, uning nurlanishi absolyut qora jismlar qatnashiga yaqindir.

Yupqa nikel (Ni) plastinkasi tok transformatoriga ulangan bo'lib, transformatorning F.I.K. $\eta=1$ bo'lganligi uchun, plastinkaning nurlanish quvvati

$$N=IU . \quad (20)$$

Bundagi I va U lar ampermetr hamda volmetrning ko'rsatishidan olinadi.

U vaqtda tasmaning birlik yuzasidan vaqt birligi ichida sochilgan nurlanish energiyasi, ya'ni plastinkaning integral nurlanish qobiliyati quyidagiga tengdir:

$$R_T = \frac{dW}{Sdt} = \frac{Ndt}{Sdt} = \frac{N}{S} = \frac{IU}{S} , \quad (21)$$

bunda S - plastinkaning nurlanish yuzasi bo'lib, u taxminan plastinka ikki yuzasining yiq'indisiga tengdir.

$$S = 2a\epsilon.$$

Bunda a - plastinkaning kengligi, b - esa uzunligidir.

U vaqtda (21) formula quyidagi ko'rinishga keladi.

$$R_T = \frac{IU}{2a\epsilon}. \quad (21a)$$

Ikkinchi tomondan Stefan-Boltsman qonuni (13) ga binoan, absolyut qora jismning biror muhitdagi integral nurlanish qobiliyati r_T quyidagiga teng bo'ladi:

$$r_T = \sigma(T^4 - T_0^4), \quad (22)$$

bunda T_0 - atrofdagi muhit (xona)ning temperaturasi: T - esa cho'q'langan plastinkaning temperaturasi.

Nikel plastinka absolyut qora jismdan qoralik darajasi bilan farq qiladi, ya'ni:

$$R_T = \alpha(T)r_T, \quad (23)$$

bunda $\alpha(T)$ - jismning qoralik darajasi yoki qoralik koeffitsiyenti deyiladi. Nikel oksidi uchun temperaturaning $(800-1400)^\circ\text{C}$ oralig'ida $\alpha(T)=0.85$ ga teng ekan. (13.21a) va (13.22) ni (13.23) ga qo'yilsa

$$\frac{IU}{2a\epsilon} = \alpha(T)\sigma(T^4 - T_0^4).$$

Oxirgi ifodadan Stefan-Boltsman doimiysini aniqlash formulasi kelib chiqadi.

$$\sigma = \frac{IU}{2\alpha(T)a\epsilon(T^4 - T_0^4)}. \quad (24)$$

Bu formuladagi $\alpha(T)$, a , b larni bilgan holda T va T_0 larni tajribada aniqlab, σ hisoblab topiladi.

Stefan-Boltsman doimiysi σ ning qiymatini bilgan holda, (19) formuladan Plank doimiysi h ni quyidagi formuladan hisoblab chiqariladi:

$$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 \kappa^4}{15c^2 \sigma}}. \quad (25)$$

Ishni bajarish tartibi

1. STEFAN-BOLTSMAN DOIMIYSINI ANIQLASH

1. Nikel plastinkaning berilgan qoralik koeffitsiyenti $\alpha(T)$ ni, xonaning harorati T_0 ni va plastinkaning eni " a " ni, uzunligi " b " ni o'lchab, ularning qiymatlari 1-hisoblash jadvaliga kiritiladi.
2. 13.3-rasmda keltirilgan ish chizmasi bo'yicha elektr zanjir tuziladi.

3. Optik pirometr (O.P.) cho‘q‘langan nikel plastinkaning temperaturasi o‘lchashga tayyorlab qo‘yiladi.
4. Elektr zanjir chizmasi tekshirilgandan keyin, K kalit ulanadi va R reostat yordamida plastinkaga zarur bo‘lgan tok berilib, voltmetr va ampermetrning ko‘rsatishi qayd qilinib, ular 1-hisoblash jadvaliga yoziladi.
5. Cho‘q‘langan plastinkaning haroratini o‘lchash uchun optik pirometr (O.P.) lampa tolasining va plastinkaning nurlanish ravshanligi bir xil bo‘lganda, pirometrning ko‘rsatishi plastinkaning temperaturasi bilan bir xil bo‘lib, uning qiymati ham 1-hisoblash jadvaliga kiritiladi.
6. O‘lchab olingan kattaliklardan foydalanib, har bir T, U, I lar uchun (24) formuladan Stefan-Boltsman doimiysi σ ning qiymati hisoblanib, uning o‘rtacha qiymati $\langle \sigma \rangle$ topiladi va 1-hisoblash jadvaliga kiritiladi.
7. O‘lchashda qo‘yilgan absolyut σ hamda nisbiy δ % hatoliklar hisoblab chiqiladi, ular 1-jadvalga yoziladi.

1-jadval

T.r. №	I	U	t	T	σ	$\langle \sigma \rangle$	$\Delta \sigma$	$\langle \Delta \sigma \rangle$	δ
	A	v	s	K	$Vt / m^2 K^4$				%
1.									
2.									
3.									
4.									
5.									

2. PLANK DOIMIYSINI ANIQLASH

1. Plank doimiysini hisoblashda zarur bo‘lgan Boltsman doimiysi K ning va yoruq‘likning bo‘shliqdagi tarqalish tezligi c ning qiymatlari 2-hisoblash jadvaliga yoziladi.
2. Aniqlangan Stefan-Boltsman doimiysi σ ning topilgan qiymatlari 1-jadvaldan olinib, yana bir bor 2-jadvalga yoziladi.
3. Boltsman doimiysi K ni va yoruq‘lik tezligi c ni bilgan holda, tajribadan aniqlangan har bir σ ning qiymati uchun (25) formuladan Plank doimiysi h hisoblab chiqiladi va o‘rtacha qiymati $\langle h \rangle$ topiladi.
4. Xisoblashda yo‘l qo‘yilgan absolyut Δh , o‘rtacha absolyut $\langle \Delta h \rangle$ va nisbiy xatoliklar δ % hisoblab topiladi va 2-hisoblash jadvaliga kiritiladi.

2-jadval

T.r. №	$K=1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	h	$c=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Δh	$\langle \Delta h \rangle$	$\delta\%$
	σ $\text{Wt/m}^2\text{K}^4$	J·S				%
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

1. Issiqlik (termoparali) nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi?
2. Issiqlik nurlanishi qanday spektrni beradi?
3. Nurlanish oqimi deb nimaga aytiladi?
4. Jismning issiqlik nurlanishining energetik yorqinligi yoki integral nurlanishning qobiliyati deb nimaga aytiladi? Spektral nurlanish qobiliyati deb-chi?
5. Jismning integral nur yutish qobiliyati deb nimaga aytiladi? Spektral nur yutish qobiliyati deb-chi?
6. Absolyut qora jism deb nimaga aytiladi? Kulrang jism deb-chi?
7. Kirxgof qonunini ta'riflab, uning matematik ifodasini yozing.
8. Absolyut qora jism nurlanishining empirik Stefan-Boltsman va Vinning siljish qonunlarini ta'riflang?
9. Pirometrning tuzilishi va uning elektr hamda optik chizmasini chizib, ishlash prinsipi tushuntirib berilsin.
10. Plank gipotozasining mohiyati qanday?
11. Plank formulasini yozib, uni izohlab bering.
12. Plank formulasidan Stefan-Boltsman va Vinning siljish qonunlari qanday kelib chiqadi?

18-Ish. Tashqi fotoeffekt qonunlarini o'rganish

Ishdan maqsad. Talaba laboratoriya ishini bajarishi natijasida quyidagilarni bilishi kerak: fotoelektr effect qonuniyatlarini, yorug'likning kvant hususiyatlariga asosiy tushunchalarni, tashqi fotoeffekt qonunlarini tushuntira olishni.

Kerakli asboblari va uskunalari: fotoelement, o'zgarmas tok manbai, voltmeter, milliampermetr, reostat, yorug'lik manbai, svetofiltrlar, mashtabli chizg'ich.

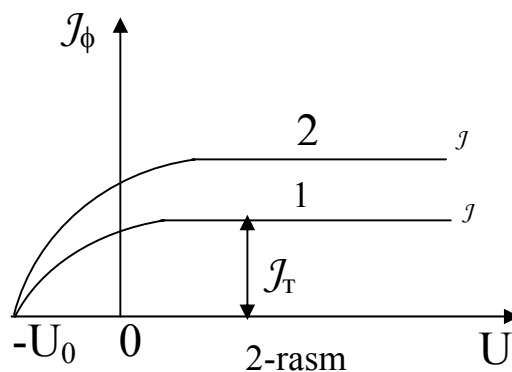
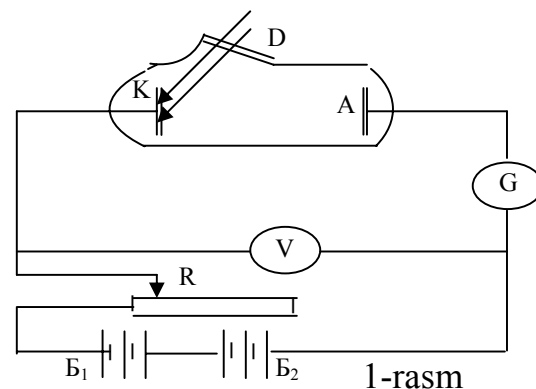
Qisqacha nazariy ma'lumotlar

Elektromagnit nurlanish ta'siri natijasida moddalardan elektronlarning ajralib chikishi xodisiga tashqi fotoeffekt deb ataladi.

Tashqi fotoeffekt qonunlarini o'rganish uchun 1-rasmda ko'rsatilgan qurilmadan foydalaniladi. Xavosi so'rib olingan trubaga ikki elektrod: anod va katod joylashtiriladi. Katodga tekshirilishi lozim bo'lgan metal qoplanadi va D tirqish orqali monoxromatik elektromagnit nurlar bilan yoritiladi. Anod va katod orasidagi potentsiallar farqi R potentsiometr orqali boshqarilib, V voltmeter yordamida o'lchanadi. Fototok galvanometr bilan o'lchanadi.

Fotoeffektning asosiy xarakteristikasi j fototok anod va katod orasidagi potentsiallar farqiga bo'qliqdir (2-rasm). Bu bogliqligini fotoeffektning volt-amper xarakteristikasi deb ataladi. j_1 va j_2 yoritilayotgan yorug'lik nurining intensivligidir. 2-rasmni talqin qilish natijasi shuni ko'rsatadiki, qandaydir kuchlanishda I fototok to'yinishiga erishiladi, ya'ni katoddan chiqayotgan barcha elektronlar anodga kelib tushadi. To'yinish toki shuni ko'rsatadiki, birlik vaqtida elektronlarning ajralib chiqishi chegaralangandir. Rasmning egri qismi katoddan elektronlar xar xil tezlikda uchib chiqishini bildiradi.

Elektronlarning uchib chiqishini to'xtatish uchun tormozlovchi elektr maydon xosil qilish kerak bo'ladi, yoki anodga manfiy kuchlanish beriladi. Rasmdagi 2- egri chiziq yorug'lik nurini intensivligi oshishi natijasida, elektronlarni birlik vaqtida



4. Fotoeffekt yoruglik tushgan ondayoq boshlanadi, ya'ni u inersiyasiz hodisadir.

Klassik to'liqning fizikasi yordamida faqat Stoletov qonunini tushuntirish mumkin. Fotoeffektning inersizligini, elektronlarning tezligi va kinetik energiyalari tushayotgan yorug'lik intensivligiga boq'liq emasligi va tushayotgan yorug'lik chastotasi ortishi bilan qizil chegara mavjudligini klassik fizika qonunlari tushuntirib bera olmaydi. Klassik nazariyaga ko'ra metalda ushlab turuvchi potensial to'siqdan o'ta oladigan holda keladi, ya'ni chiqish ishini bajaradi. Demak, fotoelektron energiyasi tushayotgan yorug'lik intensivligiga to'q'ri boq'liq bo'lishi kerak edi. Tajriba ko'rsatadiki, tormozlovchi potensial va fotoelektronlar energiyasi intensivlikka boq'liq bo'lmay, tushayotgan yorug'lik chastotasiga boq'liqdir.

1905 yili A.Eynshteyn fotoeffektni nazariy tushuntirib berdi. U elektromagnit kvantlarning (fotonlar) mavjudligini belgilovchi gipotezaga asoslanadi. Tushayotgan yorug'lik nurini elektromagnit to'liqlari deb qaramasdan, ularni zarrachalar kvanti yoki fotonlar deb belgiladi. Zarrachaning tezligi yorug'likni vakuumdagi tezligiga tengdir. Kvant energiyasi $E=h\nu$ bo'lib, Plank doimiysi $h=6.62\cdot 10^{-34}$ J.S ga teng. Energiya va massa orasidagi boq'liqlikdan foton massasi

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \text{ va impulsi } P = mc = \frac{h\nu}{c}.$$

Yorug'lik oqimidagi zarrachalar konsentratsiyasi yorug'lik intensivligiga boq'liqdir.

Yorug'lik kvanti modda bilan ta'sirlashishi natijasida o'z energiyasini modda elektroniga beradi. Har bir kvant bitta elektronni urib chiqaradi. Elektron $E=h\nu$ foton energiyasini agar uning energiyasi yetarli darajada katta bo'lsa, metaldan otilib chiqib, chiqish ishini bajaradi.

Elektrondagi qolgan energiya unga kinetik energiya berishga sarflanadi.

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}. \quad (2)$$

(2) tenglama fotoelektrik effekt uchun Eynshteyn tenglamasi deb ataladi. Elektronlarni moddadan chiqarib olish uchun, unga berilgan eng kichik energiya chiqish ishi deb ataladi. (2) tenglama barcha tajribalar natijalariga mos keladi.

O'zgarmas chastotali tushayotgan yorug'lik nurining intensivligi fotonlar konsentratsiyasiga mos ravishda o'zgaradi. Shuning uchun fototok nurlanish intensivligiga proporsional ravishda o'zgaradi (fotoeffektning I-qonuni). Agar nurlanish intensivligi juda yuqori bo'lmasa, har bir foton bittadan elektron urib chiqaradi. Bu holatda elektron tezligi va energiyasi foton energiyasiga va chastotasiga boq'liq bo'ladi (fotoeffektning ikkinchi qonuni). (2) tenglamadan

$\nu < \nu_0 = \frac{A}{h}$ holda Eynshteyn tenglamasi maʼnoga ega boʻlmaydi. Bu fotoeffektning qizil chegarasi mavjudligini tushuntiradi (fotoeffektning III-qonuni).

Tashqi fotoeffekt vujudga kelishi uchun quyidagi tenglik bajarilishi kerak:

$$\nu \geq \nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (3) \quad \text{yoki} \quad h\nu \geq A. \quad (4)$$

Yaʼni tushayotgan kvant energiyasi chiqish ishidan yuqori boʻlishi kerak.

Tushayotgan yorugʻlikning toʻlqin uzunligi uchun

$$\nu \leq \nu_0 = \frac{hc}{\lambda}, \quad (5)$$

Tenglama oʻrinlidir: Metallar uchun chegaraviy chastota $\nu_0 = \frac{A}{h} \approx 10^{15}$ Gs. Bu chastota elektromagnit toʻlqinlarining koʻrinish optik diapazoniga toʻqʻri keladi, shuning uchun fotoeffekt yorugʻlik nurining koʻrinish diapozonidan boshlab vujudga keladi.

Fotoeffektning inertsizligi (IV-qonuni), foton oʻz energiyasini elektron bilan toʻqnashgan ondayoq berishi bilan isbotlanadi.

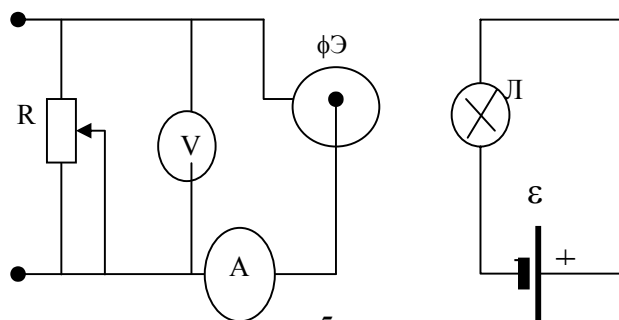
FOTOELEMENTNING VOLT-AMPER XARAKTERISTIKASINI OLISH VA STOLETOV QONUNINI TEKSHIRISH

Ishning maqsadi.

Talaba laboratoriya ishini bajarish natijasida, fotoelektrik effekt qonuniyati, yorugʻlikni kvant tushunchasini bilish, tashqi fotoeffekt qonunlarini tushuntirish, elektromagnit toʻlqinlari modda bilan taʼsirlanganda diskret xarakterga ega boʻlishini oʻrganishi lozim.

QURILMANING TAVSIFI

Tashqi fotoeffektning oʻrganish uchun vakuumli Surma-seziy fotoelementdan foydalaniladi. U shisha ballondan iborat boʻlib, uning ichki sirtining bir tomoniga seziy bugi bilan ishlangan surma ratlami surtilgan va havosi soʻrib olingan. Bu qatlam katod vazifasini bajaradi. Anod doiraviy shaklda boʻlib ballon markaziga joylashtirilgan. Bu fotoelementning qizil chegarasi elektromagnit toʻlqinlarining koʻrinish diapozoniga joylashgan. Anod va katod orasida potensiallar farqi hosil



qilinadi. Fotoelement yoritilmaganda zanjirda tok bo'lmaydi. Katod yoritilganda, undan elektronlar o'tilib chiqib, anod tomon harakat qiladi, natijada zanjirda fototok hosil bo'ladi. Fotoelementning asosiy xarakteristikasi uning Volt-amper xarakteristikasidir, ya'ni u fototok bilan katod va anod orasidagi U potentsiallar farqi orasidagi boq'lanish. Bu xarakteristikani o'rganish uchun 5-rasmdagi zanjir yiq'iladi. Fotoelement va yorug'lik manbai optik o'rindiqqa bir-biriga nisbatan suriladigan qilib joylashtiriladi. Yorug'lik manbai-oddiy cho'q'lanma elektr lampasidir.

ISHNING BAJARILISH TARTIBI VA O'LCHASH NATIJALARINI XISOBLASH

1. Fotoelement va yorug'lik manbai ma'lum (60 sm) masofada joylashtiriladi.
2. Qurilma yoqilib (o'zgarmas masofada), R reostat yordamida U kuchlanish o'zgartirilib J fototok o'lchanadi. O'lchangan J va U jadvalga yoziladi. O'lchash J_t to'yinish toki hosil bo'lguncha olib boriladi.
3. Kuchlanishni kamaytirib, yana oldingi kuchlanishlar uchun J fototok o'lchanadi.
4. Shu o'lchash yana ikki masofa uchun bajariladi.
5. O'lchangan natijalar asosida Φ oqim o'zgarmas holi uchun $J=f(U)$ grafigi Φ oqimni uchta qiymati uchun $J=f(U)$ bir chizmada chiziladi.
6. O'lchashlar natijasidan $J=f(\Phi)$ grafigi chiziladi. Buning uchun yorug'lik oqimi o'zgarmas quvvatli lampochkalarda fotoelement va yorug'lik manbai orasidagi masofa ℓ orqali belgilanadi. $\Phi \sim \frac{1}{R^2}$ dan , demak $J=f(\frac{1}{R^2})$ tenglama orqali $J=f(\Phi)$ grafigi chiziladi.

1-jadval

N_0	Masofa ℓ_1		ℓ_2		ℓ_3	
	U_o	J_f	U_o	J_f	U_o	J_f
1						
2						
3						

TEKSHIRISH UCHUN SAVOLLAR

1. Fotoeffekt hodisasini tushuntiring.
2. Fotoeffekt hodisasining klassik fizika tushuntira olmasligini, izohlang.
3. Fotoeffekt qonunlarini o'rganuvchi qurilmani tushuntiring.
4. Fotoeffekt qizil chegarasi nima?
5. Nima uchun fotoelektronlarning maksimal energiyasi katodga tushayotgan nurlanish oqim zichligiga boq'liq emas? Fotoelektronlarning maksimal tezligi qanday o'lchanadi?
6. Fotoeffektning asosiy qonunlarini ta'riflang. Fotoeffektning qaysi qoidalari klassik fizika qonunlari asosida tushuntirib bo'lmaydi? Bu qonunlar, nurlanishni, kvant nazariyasi asosida qanday izohlanadi?
7. Chiqish ishi nima, u nimalarga boq'liq?
8. Stoletov qonunlari tajribada qanday tekshiriladi? Volt-amper xarakteristikasini tushuntiring?

ADABIYOTLAR

1. Savelev I.V. "Umumiy fizika kursi". 3-tom "O'qtuvchi". Toshkent, 1976.
2. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi "O'qtuvchi". Toshkent, 1970.
3. Bekjonov R.B. Atom va yadro fizikasi. "O'qtuvchi", Toshkent, 1972.
4. Axmadjonov O. Fizika kursi. 3-tom. "O'qtuvchi", Toshkent, 1989.
5. Umumiy fizika kursidan praktikum. Prof. P.K. Xabibullaev tahriri ostida. "O'qtuvchi", Toshkent, 1982.

«Fizika fanidan laboratoriya ishlari va uslubiy‘ ko‘rsatmalar» 2-qism. Tebranishlar va to‘lqinlar. Atom fizikasi. uslubiy‘ ko‘rsatma «Fizika» kafedrasining majlisida muhokama etildi (2008- y., 14-aprel, 36 – sonli bayonnoma) va TATU ilmiy – uslubiy kengashi tomonidan nashr qilishga tavsiya etildi (2008-y., 17-aprel,. 8 - sonli bayonnoma).

Mas’ul muharrir: prof. Abdurahmonov K.P.

Tuzuvchilar: dos. Haydarob Q.H.
kat.o‘qit. Haitov M.S.
kat.o‘qit. Xolmedov H.M.
kat.o‘qit. Turq‘unboyeva M.

Kompyuter teruvchishi: Amirova N.A.

Muharrir: G.Karimova