



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



**BUXORO OZIQ-OVQAT VA YeNGIL SANOAT
TEXNOLOGIYASI INSTITUTI**

S.X.Astanov, U.N.Islomov, N.N.Dalmuradova

“UMUMIY FIZIKA” kursining

"TO'LQIN VA KVANT OPTIKASI"

bo'limidan

MA'RUZA MAVZULARINI MUSTAQIL O'RGANISH UCHUN

uslubiy ko'rsatma

BUXORO - 2006

Tuzuvchilar:

S.X.Astanov, U.N.Islomov, N.N.Dalmuradova

Taqrizchilar:

"NGI" kafedrası mudiri prof. Do'stov H.B.

Bux DU "Nazariy fizika va qattiq jismlar fizikasi" kafedrası mudiri

f-m.f.d. Djuraev D.R.

Uslubiy ko'rsatma institut o'quv-uslubiy kengashi tomonidan

"___" _____ 2006 yilda tasdiqlangan. Bayonnoma ___

Uslubiy ko'rsatma "Umumiy fizika" kafedrasining

26 avgust 2006 yildagi majlisida ko'rib chiqildi. Bayonnoma

FIZIKA KURSI

Fizika kursining "To'lqin va kvant optikasi" bo'limidan tuzilgan 3 ta ma'ruza matnlaridan iborat o'quv qo'llanmada, yorug'likning to'lqin, elektromagnit, kvant xossalari bilan bog'liq bo'lgan hodisalar (yorug'lik interferensiyasi, difraksiyasi, dispersiyasi, qutblanishi, yorug'likning sochilishi, chiziqlimas optika elementlari, issiqlik nurlanishi, fotoeffekt, Kompton effektlari) bayon qilingan.

Tarqatma material "Professional oliy ta'lim Davlat Standarti"ga binoan texnika yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash uchun fizikadan o'quv dasturi asosida tuzilgan.

MUNDARIJA

1-MA'RUZA. YORUG'LIKNING TO'LQIN TABIATI.....	4
1. YORUG'LIK TO'LQINLARI. YaSSI VA SFERIK TO'LQINLAR. TO'LQIN FRONTI, TO'LQIN UZUNLIGI, TO'LQIN SONI, FAZAVIY VA GURUHIY TEZLIKLAR.....	4
TO'LQINLAR ENERGIYaSI VA INTENSIVLIGI. FOTOMETRIK KATTALIKLAR VA ULARINING BIRLIKLARI.....	4
FOTOMETRIK KATTALIKLAR VA ULARNING O'LCHOV BIRLIKLARI.....	6
2. YORUG'LIK NURLARINING MONOXROMATLIKLIGI VA KOGERENTLIGI. YORUG'LIK INTENFERENSIYaSI.....	7
YORUG'LIK INTENFERENSIYaSINI KUZATISH USULLARI.....	8
IKKI MANBA BERADIGAN INTERFERENSION MANZARANI HISOBLASH.....	8
YuPQA QATLAMLARDAGI YORUG'LIK INTERFERENSIYaSI.....	9
YORUG'LIK INTERFERENSIYaSINING QO'LLANISHI.....	10
INTERFEROMETRLAR.....	11
3. YORUG'LIK DIFRAKSIYaSI. GYuYGENS - FRENEL PRINSIPI.....	11
FRENEL ZONALARI. FRAUNGOFFER DIFRAKSIYaSI. DIFRAKSION PANJARA.....	12
RENTGEN NURLARI DIFRAKSIYaSI.....	13
GOLOGRAFIYa.....	13
MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:.....	14
ADABIYOtlar.....	14
2 - MA'RUZA. YORUG'LIKNING ELEKTROMAGNIT TABIATI.....	15
1. YORUG'LIK DISPERSIYaSI. NORMAL VA ANOMAL DISPERSIYaLAR.....	15
DISPERSIYaNING ELEKTRON NAZARIYaSI.....	15
BUGER QONUNI.....	17
VAVILOV- ChERENKOV NURLANISHI.....	17
DOPPLER EFFEKTI.....	17
2. YORUG'LIKNING QUTBLANISHI. TABIIY VA QUTBLANGAN YORUG'LIK.....	18
YORUG'LIKNI IKKI DIELEKTRIK ChEGARASIDAN QAYTISHDA VA SINISHDA QUTBLANISHI. BRYuSTER QONUNI.....	19
NURNING IKKILANIB SINISHI. KRISTALLNING OPTIK O'QI.....	20
QUTBLOVCHI PRIZMALAR. MALYuS QONUNI.....	20
SUN'IY OPTIK ANIZOTROPIYa.....	21
QUTBLANISH TEKISLIGINING BURILISHI.....	22
3. YORUG'LIKNING SOChILISHI.....	22
ChIZIQLIMAS OPTIKA ELEMENTLARI.....	22
O'Z - O'ZIDAN FOKUSLANISH.....	23
OPTIK GARMONIKALARNI GENERATSIYaLASH.....	23
MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:.....	24
ADABIYOtlar.....	24
3-MA'RUZA: MUVOZANATLI ISSIQLIK NURLANISHI VA YORUG'LIKNING KVANT XUSUSIYaTLARI.....	25
1. ABSOLYuT QORA JISM NURLANISHIDAGI QONUNIYaTLAR. NURLANISHNING ELEMENTAR KVANT NAZARIYaSI.....	25
2. FOTOEFFEKT VA UNING QONUNLARI.....	29
FOTON.....	30
YORUG'LIK BOSIMI.....	30
KOMPTON EFFEKTI.....	30
3. ELEKTROMAGNIT NURLANISH KORPUKULYaR VA TO'LQIN XUSUSIYaTLARINING BIRLIGI.....	31
MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:.....	31
ADABIYOtlar.....	31

1-MA'RUZA. YORUG'LIKNING TO'LQIN TABIATI

Reja:

1. Yorug'lik to'lqinlari. Yassi va sferik to'lqinlar. To'lqin fronti, to'lqin uzunligi, to'lqin soni, fazaviy va guruhliy tezliklar. To'lqinlar energiyasi va intensivligi. Fotometrik kattaliklar va ularining birliklari.

2. Yorug'lik nurlarining monoxromatikligi va kogerentligi. Yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari. Ikki manba beradigan interferensiyalar manzarani hisoblash. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining qo'llanilishi. Interferometrlar.

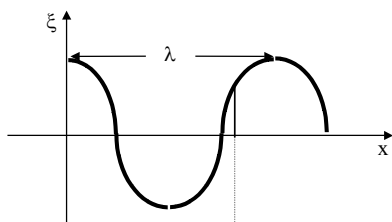
3. Yorug'lik difraksiyasi. Gyuygens-Frenel prinsipi. Frenel zonalari. Fraunhofer difraksiyasi. Difraksion panjara. Rentgen nurlari difraksiyasi. Golografiya.

Tayanch so'z va iboralar: *monoxromatiklik, kogerentlik, yorug'lik interferensiyasi, Yung usuli, Frenel ko'zgulari, Frenel biprizmasi, ikki manbadan interferensiya, qo'shni maksimum (minimum)lar orasidagi masofa, yupqa qatlamlardagi interferensiya, maksimum va minimum shartlari, Nyuton halqalari, optikani ravshanlashtirish, qaytaruvchi qatlamlar, interferometrlar, Linnik interferometri. Yorug'lik difraksiyasi, Gyuygens-Frenel prinsipi, Fraunhofer difraksiyasi, Frenel difraksiyasi, Frenel zonalari, bir tirqishdan difraksiya, ikki va ko'p tirqishlardan difraksiya, maksimum va minimum shartlari, difraksion panjara, Rentgen nurlari difraksiyasi, golografiya, gologramma.*

1. Yorug'lik to'lqinlari. Yassi va sferik to'lqinlar. To'lqin fronti, to'lqin uzunligi, to'lqin soni, fazaviy va guruhliy tezliklar. To'lqinlar energiyasi va intensivligi. Fotometrik kattaliklar va ularining birliklari.

Yorug'lik qator hodisalarda to'lqin xususiyatini nomoyon qiladi. Shuning uchun to'lqinlarga oid ba'zi ma'lumotlarni dastlab yaqqollik uchun mexanik to'lqin misolida ko'rib chiqamiz.

To'lqin deganda tebranishlarining muhitda (bunga vakuum ham kiradi) tarqalish jarayoni tushuniladi. Yorug'lik to'lqinining tarqalish yo'nalishi nur deb ixtiyoriy vaqtda tebranishlar yetib kelgan muhit zarralarining geometrik o'rinlari to'lqin fronti deb ataladi. To'lqin frontini tebranish sodir bo'layotgan fazoning qismi va tebranish qali boshlanmagan qismini ajratib turuvchi chegaraviy sirt tarzida tasavvur qilish mumkin. To'lqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbaining shakli va o'lchamlariga bog'liq. **Bir jinsli va izotrop muhitda joylashgan nuqtaviy teboranish manbaidan tarqalayotgan to'lqinlarning fronti sferik shaklda bo'ladi. Bunday to'lqinlar sferik to'lqinlar deyiladi. Agar tebranish manbai tekislik shakliga ega bo'lsa, manbaqa yaqin soxalardagi to'lqinlar yassi to'lqinlar deb ataladi. Tebranish nurqa perpendikulyar bo'lsa, bunday to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlar deyiladi. Yorug'lik to'lqini ham ko'ndalang to'lqindir.**



1.1 rasm.

Muhitning 0 nuqtasiga joylashgan manba $t=0$ dan boshlab $\xi = A \cos \omega t$ garmonik tebranma harakat qilayotgan bo'lsin, bu yerda A , ω -mos ravishda tebranish amplitudasi va chastotasi. Amplituda deb muvozanat vaziyatidan eng katta chetga chiqish kattaligi tushuniladi.

0 nuqtadan x masofa uzoqlikdagi zarraning ixtiyoriy t vaqtdagi siljishi

$$\xi = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) \quad (1.1)$$

u - to'lqinining muhitdagi tarqalish tezligi (1.1-rasm). Bu ifoda yuquruvchi to'lqin tenglamasi deb ataladi.

To'lqin uzunligi deb bir xil fazada tebranayotgan 2 ta eng yaqin nuqtalar orasidagi masofaga aytiladi.

$$\lambda = uT$$

ekanligidan

$$\xi = A \cos \left(\omega t - \omega \frac{x}{u} \right) = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi x}{T u} \right) A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right)$$

Mazkur tenglamadagi $\frac{2\pi}{\lambda}$ ni odatda, k harfi bilan belgilanadi va to'lqin soni deb ataladi. U $\frac{2\pi}{\lambda}$ metr uzunlikdagi kesmada joylashadigan to'lqin uzunliklarining sonini ifodalaydi. Yuqoridagi ifoda

$$\xi = A \cos(\omega t - kx) \quad (1.2)$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglama to'lqin fronti yassi tekislikdan iborat bo'lgan to'lqin uchun o'rinnidir.

Agar muhitda tarqalayotgan to'lqin sferik bo'lsa, tebranish amplitudalari tebranish manbaidan uzoqlikka ($\bar{r}$) teskari proporsional ravishda kamayib boradi:

$$\xi = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr). \quad (1.3)$$

To'lqin tarqalish tezligi u nima ekanligini oydinlashtiraylik. Yassi to'lqin biror t vaqtda tebranish manbaidan x masofa uzoqlikka etib kelsin. Mazkur vaqtdagi to'lqin fronti yassi tekislikdan iborat bo'lib, bu tekislikning barcha nuqtalari bir xil fazada tebranadi. Shu sababli to'lqin frontini bir xil fazalar tekisligi deyish qam mumkin. Fazalar bir xil degani

$$\omega \left(t - \frac{x}{u} \right) = \text{const}$$

demakdir $\omega = \text{const}$ ligidan

$$\left(t - \frac{x}{u} \right) = \text{const}$$

Buni differensiallab

$$u = \frac{dx}{dt} \quad (1.4)$$

ni olamiz. **Demak, to'lqinning tarqalish tezligi fazaning ko'chish tezligini anglatadi. Shuning uchun uni fazaviy tezlik deyiladi.**

Turli chastotali to'liqlar yig'indisini to'liqlar guruhi yoki to'liq "paket" deb ataladi. "Paket"ning tezligi uning tarkibidagi to'liqlarining birortasining tezligiga mos kelmaydi bunday hollarda to'liqlar guruhi maksimumining ko'chish tezligi tushunchasidan foydalaniladi va uni guruh tezlik deb ataladi.

To'liq uzunliklari λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha bo'lgan to'liq "paket" ning guruh tezligi

$$u_2 = u - \lambda \frac{du}{d\lambda} \quad (1.5)$$

bilan aniqlanadi.

To'liqning muhitda tarqalish jarayonida energiyaning tarqalishi ham sodir bo'ladi. Elementar ΔV hajmdagi to'liq energiya kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iboratdir

$$W = E + U = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) \Delta V.$$

Bu ifodaning ΔV hajmga nisbati - muhitning birlik hajmida mujassamlashgan energiyadir. U energiya zichligi deb ataladi

$$w = \frac{W}{\Delta V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{u} \right). \quad (1.6)$$

Sinus kvadratining o'rtacha qiymati $1/2$ ga teng bo'lganligi uchun to'liqning ixtiyoriy nuqtasidagi energiya zichligining vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati

$$w_{o'r} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

bo'ladi.

To'liqning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar ravishda joylashtirilgan S sirt orqali 1s. davomida ko'chib o'tadigan energiya miqdori bilan xarakterlanuvchi kattalik energiya oqimi deyiladi. Energiya oqimi skalyar kattalik bo'lib, u quvvat birliklarida, SI da vattlarda o'lchanadi. To'liqning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan $1m^2$ yuzli sirt orqali 1s. davomida ko'chib o'tadigan energiya miqdorini energiya oqimining zichligi deb ataladi.

Energiya oqimining zichligi

$$\vec{j} = \omega \vec{u}$$

Bu $\vec{j}$ vektorini Umov vektori deb ataladi. Uning absolyut kattaligi bo'yicha o'rtacha qiymati

$$I = j_{o'r} = \frac{\rho A^2 \omega^2}{2}$$

to'liq intensivligi deb ataladi.

Demak, to'liq intensivligi - to'liq o'zi bilan birgalikda "eltayotgan" energiya oqim zichligining o'rtacha qiymatidir. U Vt/m^2 hisobida o'lchanadi.

Yorug'lik chastotasi x o'qi yo'nalishida tarqalayotgan $v = (0,75 \div 0,40)$ Gs oraliqda, yoki vakuumdagi to'liq uzunligi $\lambda_0 = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6} m$ intervalda bo'lgan elektromagnit to'liqlardir. Yassi monoxromatik yorug'lik elektr va magnit maydon kuchlanganlik vektorlarining o'zaro perpendikulyar tebranishlari

ko'rinishida ifodalanadi: $\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$, $\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$. **Yorug'lik intensivligi muhitning sindirish ko'rsatkichi n va to'lqin amplitudasining kvadrati E_m^2 ga proportsional: $I = \frac{c}{4\pi} n E_m^2$. $\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}]$ - Umov-Poyting vektori.**

FOTOMETRIK KATTALIKLAR VA ULARNING O'LCHOV BIRLIKLARI

Biror sirtidan o'tayotgan yorug'lik nurlanishini elektromagnit to'lqinning shu sirt orqali 1s da olib o'tgan energiya miqdori, ya'ni shu sirt orqali nurlanish quvvati W bilan xarakterlash mumkin. **Nurlanishning bu energetik xarakteristikasi yorug'likning energiya oqimi deyiladi. Yorug'lik oqimining birligi lyumen (lm)dir.**

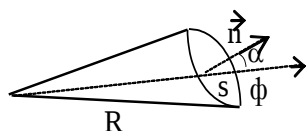
Yorug'likning nuqtali manbalarini xarakterlash uchun yorug'lik kuchi I ishlatiladi. Yorug'lik kuchini manba nurlanishining fazaviy burchak birligiga to'g'ri keladigan yorug'lik oqimi tarzida aniqlanadi

$$I = d\Phi/d\Omega$$

Fazaviy burchakning o'lchov birligi steradian (fazaviy radian) birlik radiusli sferada birlik yuza hosil qilgan burchakdir. Ravshanki, yorug'lik manbai atrofida butun fazoni qoplaydigan fazaviy burchak 4 steradian bo'ladi: $\Omega = 4\pi$. Shuning uchun izotrop manba uchun

$$I = \Phi/4\pi$$

Yorug'lik kuchining birligi kandela (kd) dir.



1.2-rasm.

Sirlarni yoritishni miqdoriy baholash uchun yoritilganlik tushunchasi kiritiladi. **S sirtining E yoritilganligi deb shu sirtga tushayotgan Φ yorug'lik oqimining bu sirt kattaligiga nisbatiga aytiladi.** Boshqacha aytganda, yoritilganlik sirt birligiga tushayotgan yorug'lik oqimiga tengdir:

$$E = \Phi/S$$

Agar sirtning chiziqli o'lchamlari yorug'lik manbaigacha bo'lgan masofagacha nisbatan kichik bo'lsa

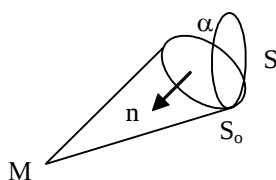
$$E = I \cos \alpha / R^2$$

Yoritilganlik birligi lyuks (lk) dir.

Yorug'lik manbai S ning B rashanligi bu manbaning ko'rinuvchi sirtining yuza birligidan chiqayotgan yorug'lik kuchi bilan o'lchanadi

$$B = I/S_0 = (I/S) \cos \alpha.$$

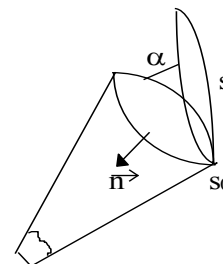
Ravshanlik birligi kd/m^2 dir.



1.3-rasm.

2. YORUG'LIK NURLARINING MONOXROMATLILIGI VA KOGERENTLIGI. YORUG'LIK INTENFERENSIYASI

O'zqarmas chastotali (to'lqin uzunlikli) va o'zqarmas amplitudali to'lqin monoxromatik to'lqin deb ataladi. Ikki yoki undan ortiq to'lqinlarning tebranish chastotasi bir xil va faza farqlari doimiy bo'lsa, bunday to'lqinlar kogerent to'lqinlar deb ataladi.



Yorug'lik to'lqinini tavsiflash uchun garmonik tebranishlarning $x = A \cos(\omega t + \varphi)$ ko'rinishdagi teglmasidan foydalanamiz. Bu yerda x - deganda E , H tushiniladi. Aytaylik, ikki monoxromatik kogerent $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ va $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$ to'lqinlar bir birining ustiga tushsin. Natijaviy tebranish amplitudasi

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

To'lqinlar kogerent bo'lganligi uchun $I \sim A^2$ va

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Fazoning $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ shart bajariladigan nuqtalarida $I > I_1 + I_2$ bo'ladi. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$ bo'lgan nuqtalarda $I < I_1 + I_2$. Shunday qilib, 2 (yoki bir nechta) kogerent yorug'lik to'lqinlari ustma-ust tushganda, fazoda yorug'lik oqimlarining qayta taqsimlanishi ro'y beradi va natijada intensivlikning bir joyda maksimumi boshqa joyda minimumi kuzatiladi. **Bu hodisa yorug'lik intenferensiyasi deb ataladi.**

Kogerent bo'lmagan to'lqinlar uchun $\varphi_2 - \varphi_1$ uzluksiz o'zgarib turadi va shuning uchun $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ ning vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati nolga teng va natijaviy to'lqinning intensivligi hamma yerda bir xil bo'ladi. va $I_1 = I_2$ bo'lganda $I = I_1$ bo'ladi (kogerent to'lqinlar uchun bu holda maksimumda $I = 4 I_1$, minimumlarda $I = 0$).

Kogerent yorug'lik to'lqinlari olish uchun 1 ta manba nurlantirayotgan to'lqinni 2 ga bo'lish usuli ishlatiladi. Bunda to'lqinlar turli optik yo'lni o'tganlaridan so'ng qo'shiladilar va intenferension manzara kuzatiladi.

Aytaylik, 0 nuqtada to'lqin ikkita kogerent to'lqinga ajratilyapti. Intenferension manzara kuzatilayotgan M nuqtaga borguncha n_1 sindirish ko'rsatkichli muhitda birinchi to'lqin S_1 yo'l o'tdi, ikkinchi to'lqin n_2 sindirish ko'rsatkichli muhitda S_2 yo'l o'tdi. Agar 0 nuqtada tebranish fazasi ωt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'lqin $A_1 \cos \omega(t - S_1/v_1)$, ikkinchi to'lqin $A_2 \cos \omega(t - S_2/v_2)$, ni vujudga keltiradi; bu yerda $v_1 = s/n_1$, $v_2 = s/n_2$ - birinchi va ikkinchi to'lqinlarning fazaviy tezliklari.

Ikki kogerent to'lqinlar uchun faza farqi:

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

(λ_0 -vakuumdagi to'lqin uzunligi). **Yo'lning geometrik uzunligi S ning muhit sindirish ko'rsatkichi n ga ko'paytmasi yo'lning optik uzunligi L , $\Delta = L_2 - L_1$ esa yo'lning optik farqi deyiladi.**

Agar yo'lning optik farqi vakuumdagi to'lqinning butun soniga

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (1.7)$$

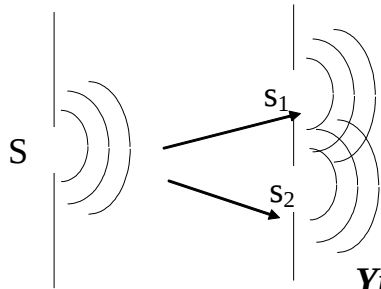
teng bo'lsa $\delta = \pm 2m\pi$ va M nuqtada qo'zg'alayotgan tebranishlar bir xil fazada bo'ladi; (13.7) interferension maksimum sharti deb ataladi.

Yo'lning optik farqi

$$= (2m+1) \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (1.8)$$

bo'lsa, $\delta = \pm (2m+1)\pi$ bo'ladi va M nuqtadagi to'lqin fazalari qarama-qarshi bo'ladi; (13.8) interferension minimum sharti deyiladi.

YORUG'LIK INTENFERENSIYASINI KUZATISH USULLARI



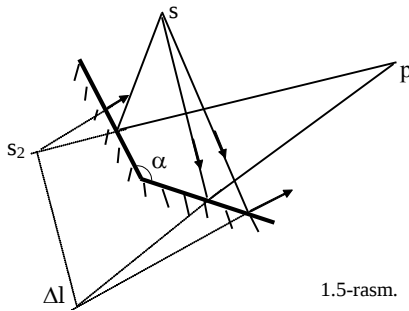
1.4-rasm

Yorug'lik intenferensiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik dastasi bo'lishi kerak. Lazerlar ixtiro qilinishidan oldin dasta bo'linar va so'ngra ular qo'shilib intenferension manzara olinar edi. Bunday ba'zi usullarni ko'rib o'taylik.

Yung usuli. Bunda ikkita kichik tirqishi bo'lgan ekran yordamida yorug'likni "ikkiga ajratish" mumkin (1.4-rasm).

S yorug'lik manbai ekranning tirqishlarida yorug'likning S_1 va S_2 ikkilamchi manbalarini hosil qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan to'lqinlarning fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday o'zgaradi, ya'ni S_1 va S_2 manbalar nurlanayotgan to'lqinlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt o'zgarishsiz qoladi - bu manbalar kogerent bo'ladi.

Frenel ko'zgulari. Kogerent manbalar hosil qilishning ikkinchi - usuli bir-biriga 180° ga yaqin burchak ostida o'rnatilgan 2 ta yassi ko'zgudan yorug'likning qaytishiga asoslangan (1.5-rasm). Bu tizimda yorug'likning S asosiy manbaining S_1 va S_2 tasvirlari kogerent manbalar bo'ladi.



1.5-rasm.

Frenel biprizmasi ikkita bir xil sindirish burchaklari kichkina bo'lgan va asoslari birlashtirilgan prizmalardan iborat. S manбайдan tarqalgan nur prizmalarda sinib, S_1 , S_2 manbalaridan chiqayotgan kogerent nurlardek tarqaladi. Ekranda bu kogerent

nurlar qo'shilib intenferensiya hosil bo'ladi.

IKKI MANBA BERADIGAN INTERFERENSION MANZARANI HISOBLASH

S_1 va S_2 kogerent (1.7-rasm) manbalar hosil qilayotgan va P nuqtada qo'shilyotgan yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini ko'raylik. Agar nurlar yo'lining ayirmasi $l = S_1P - S_2P$ ga to'lqinlarning butun soni joylashsa, ya'ni

$$l = n \lambda_0 = 2n \lambda_0 / 2 \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (1.9)$$

bo'lsa, P nuqtada yorug'likning maksimumi bo'ladi.

Agar

$$l = (2n+1) \lambda_0 / 2 \quad (1.10)$$

bo'lsa, P nuqtada yorug'likning minimumi bo'ladi.

Endi monoxromatik yorug'likning S_1 va S_2 kogerent manbalarining ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi qanday bo'lishini aniqlaylik. Bu manbalar orasidagi masofa d , manbalardan ekrangacha bo'lgan masofa L bo'lsin, shu bilan birga $d \ll L$ (1.7 rasm) bo'lsin.

S_1 va S_2 lardan barobar uzoqlikdagi O nuqtadan interferensiya maksimumlari kuzatiladigan nuqtalargacha bo'lgan x masofani aniqlaylik.

PCS_1 va PCS_2 to'g'ri burchakli uchburchaklardan.

$$PS_1^2 = L^2 + (X + d/2)^2,$$

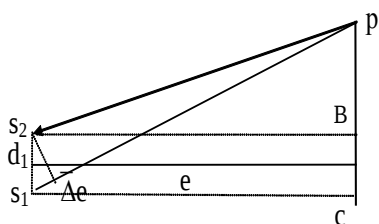
$$PS_2^2 = L^2 + (X - d/2)^2,$$

bundan $PS_1^2 - PS_2^2 = 2xd$.

Biroq $PS_1 - PS_2 = \Delta l$, $PS_1 + PS_2 \approx 2L$,

demak $\Delta l 2L = 2xd$ va

$$x = L \Delta l / d. \quad (1.11)$$



(13.9), (13.10) va (13.11) formulalarni nazarga olib, yorug'lik maksimumlari O nuqtada $x = n\lambda L/d$ masofalarda hosil bo'lishini, minimumlari esa $x = (2n+1)\lambda L/2d$ masofada hosil bo'lishini aniqlaymiz.

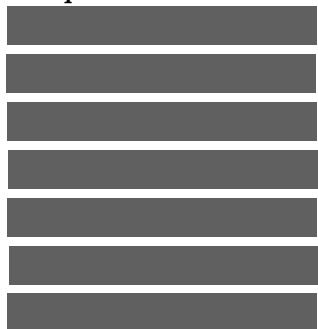
1.7-rasm.

Bu maksimum va minimumlar mos ravishda bir biriga parallel yorug' va qorong'i yo'llar ko'rinishida bo'ladi. $n=0$ ga tegishli bo'lgan markaziy maksimum O nuqtadan o'tadi. qo'shni maksimumlar (yoki minimumlar) orasidagi masofa

$$\Delta x = \lambda L / d \quad (1.12)$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, yorug'likning ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi yorug' va qorong'i yo'llarning navbatlashib joylashishidan iborat bo'ladi (1.8-rasm). Bu manzara yorug'likning nuqtaviy manbalari o'rniga parallel joylashgan tor tirqishlardan foydalanilganda ayniqsa aniq hosil bo'ladi.



(1.12) formulaga ko'ra, x masofa d ga teskari proportsional.

S_1 va S_2 yorug'lik manbalari orasidagi masofa katta bo'lganda interferensiya yo'llari orasidagi masofa ajratib bo'lmaydigan darajada kichik bo'lishi mumkin. Shuning uchun aniq interferensiya manzarasi hosil qilish uchun bir-biridan mumkin qadar kichik masofada joylashgan yorug'lik manbalaridan foydalanish kerak ($d \ll L$).

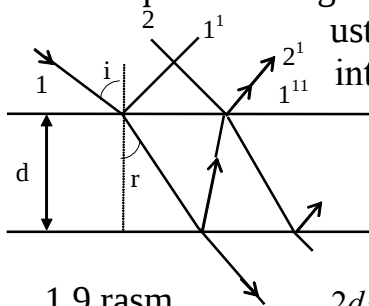
(1.12) formulaga asosan yorug'lik to'lqinining

1.8-rasm uzunligi ni d , L va x kattalikning o'lchangan qiymatlariga ko'ra tajribada aniqlash mumkin..

Monoxromatik bo'lmagan, masalan, oq yorug'likdan foydalanilganda interferensiya maksimumlari (1.12) formulaga muvofiq, qar bir to'lqin uzundigi uchun bir-biriga nisbatan siljigan bo'ladi. Natijada qamma yorug'lik yo'llari kamalak rangiga ega bo'lib qoladi.

YUPQA QATLAMLARDAGI YORUG'LIK INTERFERENSIYASI.

Yupqa shaffof plastinkaga 1,2 nurlar tushayotgan bo'lsin. Sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik to'lqini vakuumdagiga nisbatan n marta kichik tezlik bilan ($u=c/n$) tarqaladi. Shuning uchun vakuumda yorug'lik to'lqini biror chekli vaqt davomida muhitdagiga nisbatan n marta uzunroq yo'lni bosib o'ta oladi. **Bu yo'l uzunligini optik yo'l uzunligi deb atash odat bo'lqan.** Bundan tashqari, yorug'lik to'lqini optik zichligi kichikroq muhit bilan optik zichligi kattaroq muhit chegarasidan qaytganda uning fazasi ga o'zgaradi. Plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarning interferentsiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining maksimumi,



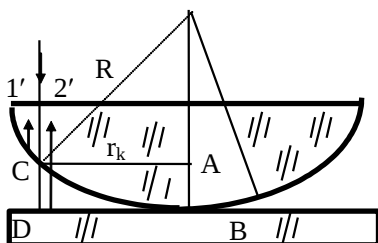
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0,1,2, \dots) \quad (1.13)$$

shart bajarilganda, minimumi esa

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0,1,2, \dots) \quad (1.14)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. Maksimum sharti bajarilganda plastinka yuzining barcha qismi 0 to'lqin uzunlikli nurning rangiga bo'yalgandek ko'rinadi.

Nyuton xalqalari. Monoxromatik yorug'lik dastasi linzaning tekis sirtiga normal tushayotgan bo'lsin (1.10-rasm). Shu nurlardan biri - birinchi nur S nuqtaga yetib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi D nuqtadan qaytadi. 1 va 2 nurlar o'zaro kogerent, ular ustma-



1.10-rasm.

ust tushib, interferentsiyalashadi. Natijada kontsentrik halqalar kuzatiladi bu halqalar Nyuton halqalari deb ataladi. Yorug' xalqalarining radiuslari

$$(r_R)_{\max} = \sqrt{(k - 1/2)\lambda_0 R}$$

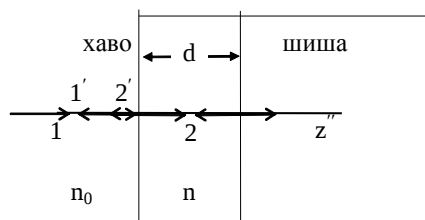
ifoda bilan, qorong'i xalqalarning radiuslari esa

$$(r_R)_{\min} = \sqrt{k\lambda_0 R}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

YORUG'LIK INTERFERENSIYASINING QO'LLANISHI

Yorug'lik interferentsiyasi optik asboblarning sifatini yaxshilash (optikani ravshanlantirish) va qaytaruvchi qatlamlar olish uchun ham qo'llaniladi. Hozirgi ob'yektivlarda ko'plab linzalar bo'ladi, shuning uchun ularda yorug'likning qaytishi va demak yorug'lik oqimining isrofi ko'p bo'ladi. Bularni yo'qotish uchun linza sirtiga sindirish ko'rsatkichi linza moddasining sindirish ko'rsatkichidan kichik bo'lgan yupqa qatlam o'tkaziladi (1.11-rasm).



1.11-rasm.

Havo-qatlam va qatlam-shisha chegaralarida yorug'likning qaytishi tufayli 1 va 2 kogerent nurlarning interferensiyasi ro'y beradi. qatlam qalinligi d sindirish ko'rsatkichi n va shisha sindirish ko'rsatkichi n_c ni shunday tanlab olish mumkinki, interferentsiyalanuvchi nurlar bir-birini so'ndiradi. Bunda ularning amplitudalari teng optik yo'l farqi

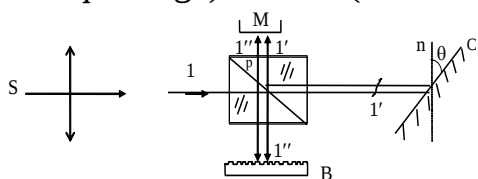
$(2m+1) \lambda_0/2$ ga teng bo'lishi kerak. Hisoblarning ko'rsatishicha $n = \sqrt{n_c}$ bo'lganda amplitudalar teng bo'lar ekan $n_s > n > n_0$ bo'lganligi uchun ikkala sirtida yarim to'lqin uzunligi yo'qotiladi va yorug'lik tik tushganda, $2nd = (2m+1)\lambda_0/2$ bo'ladi. Bu yerda nd - qatlamning optik qalinligi. Odatda $m=0$, $nd = \lambda_0/4$. Shunday qilib $n = \sqrt{n_c}$ bo'lganda va qatlamning optik qalinligi $\lambda_0/4$ ga teng bo'lganda, interferensiya natijasida qaytgan nurlarning so'nishi (o'chirilishi) va o'tgan nurlar intensivligining ortishi kuzatiladi. Optik sistemaning ravshanlashuvi ana shundan iborat.

INTERFEROMETRLAR

Interferensiya manzarasi interferentsiyalanuvchi to'qinlarning yo'llari ayirmasiga juda sezgir bo'ladi: yo'llar ayirmasining kichik o'zgarishlarida uzunliklar va burchaklarni aniq o'lchash uchun, shuningdek, shaffof muhitlarning sindirish ko'rsatkichlarini aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarning tuzilishi shunga asoslangan. Sanoatda interferometrlar metall va boshqa silliqqlangan sirtlarning sifatini (silliqligini) tekshirishda keng qo'llaniladi.

Sirtning mikroskopik notekisliklarini payqash va o'lchash uchun ishlatiladigan Linnik mikrointerferometrlarining ishi misolida interferometrlar bilan tanishaylik.

Monoxromatik yorug'lik nurlarining (to'lqin uzunligi λ) S dastasi yarim shaffof P qatlamga (shisha kub diagonal kesimiga surtilgan yupqa kumush qatlamga) tushadi (1.12-rasm).



1.12-rasm.

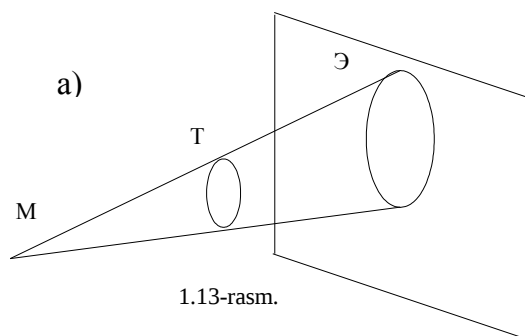
Bu oqim nurlaridan birining yo'lini ko'raylik. Yarim shaffof qatlamda 1 nur "ikkiga ajraladi": qisman qatlam orqali o'tadi va S ko'zguga tushadi. (1 nur), qisman esa qaytadi va tekshirilayotgan B sirtga tushadi (1 nur). So'ngra 1 nur ko'zgu va yarim shaffof qatlamdan qaytgandan so'ng va 1" nur tekshirilayotgan sirtidan qaytib, yarim shaffof

qatlamdan o'tgandan so'ng M mikroskopga tushadi. Bu nurlar kogerent nurlardir, shuning uchun ular interferentsiyalanadi, ularning interferentsiyalanish natijasida mikroskopning ko'rish maydonida ko'rinib turadi.

3. YORUG'LIK DIFRAKSIYASI. GYUYGYENS - FRENEL PRINSIPI

Yorug'lik difraksiyasi deb ataladigan hodisada, yorug'lik nurlari shaffofmas to'siqlardan egilib o'tib geometrik soya sohaga kirib boradi. Difraksiya so'zi lotincha "difraksio" "egilib o'tish" dan olingan.

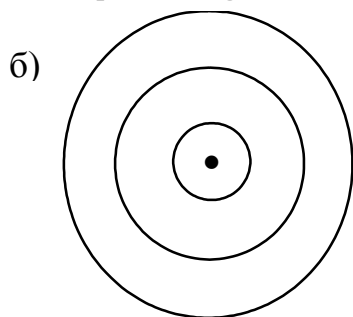
Masalan, nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'lga shaffofmas jismdan yasalgan disk shaklidagi T to'siq joylashtirilgan bo'lsin (1.13-rasm).



Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi doira shaklidagi qorong'i soqa kuzatilishi lozim. Tajribada shu narsa kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lsa, ekranda ketma-ket yorug'lik va qorong'i konsentrik halqachalar (1.13(b)-

rasm) kuzatiladi.

Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarining manbalari deb hisoblash mumkin. Frenel uni to'ldirib, bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish bu nuqtaga yetib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferensiyalanishining natijasi deb qarash lozimligini aytib o'tadi.



1.13-rasm.

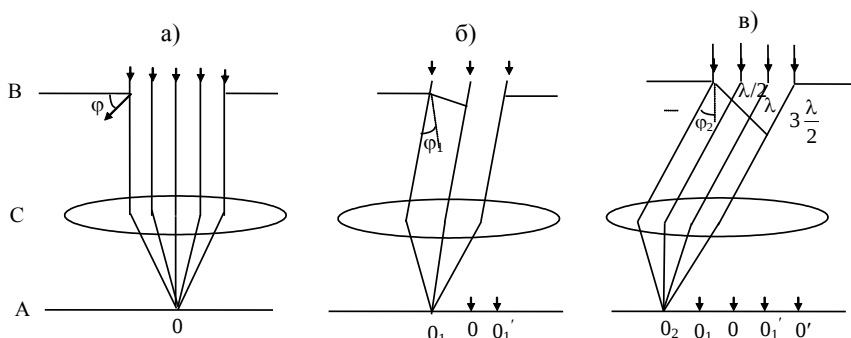
Difraksiya hodisalari ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraksion manzara manbadan cheksizlikda mujassamlashgan holdagi hodisalarni Fraungofer tekshirgan. Shuning uchun bu hodisalar Fraungofer difraksiyasi deyiladi. To'siqqa tushayotgan yorug'lik to'lqinining sferadan iborat bo'lgan va kuzatish nuqtasi

chekli masofada joylashgan holdagi difraksiyani Frenel o'rgangan. Shuning uchun bu sinfga oid hodisalar Frenel difraksiyasi deyiladi.

FRENEL ZONALARI. FRAUNGOFER DIFRAKSIYASI. DIFRAKSION PANJARA

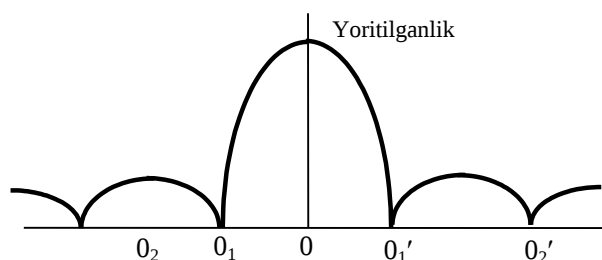
a) bir tirqishdan bo'ladigan difraksiya. To'g'ri to'rtburchakli tor tirqishli B ekranga parallel monoxromatik nurlar dastasi ekranga normal holda tushayotgan bo'lsin. Tirqishdan dastlabki yo'nalishda o'tayotgan barcha nurlar S linza yordamida linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekrannning O nuqtasiga to'planadi. Bu barcha nurlar o'rtasidagi yo'l ayrimasi O ga teng bo'ladi. O nuqta orqali tirqishga parallel yorug' yo'l o'tadi. Endi difraksiya tufayli tirqishdan o'tgan nurlarning faqat dastlabki yo'nalishda emas, balki bu yo'nalishga turli burchaklar ostida o'tishini nazarga olamiz (φ burchak difraksiya burchagi deb ataladi). Tirqishdan shunday $\varphi = \varphi_1$ burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlar dastasini ko'raylikki, dastaning

chekka nurlari orasidagi yo'l ayirmasi $\Delta \ell$ yorug'lik to'lqinining uzunligiga teng bo'lsin: $\Delta \ell = 2\varphi/2$ bunda butun dastani Frenel zonalariga ajratish mumkin, bu zonalar uchun I zonaning har bir nuri bilan II zona mos nurining yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng bo'ladi. Linza yordamida O_1 nuqtadan o'tgan to'g'ri chiziqli to'plangan bu nurlar interferensiyalanadi va o'zaro so'nishadi. Natijada O_1 orqali qorong'i yo'l - difraksiya minimumi o'tadi (bu qol O_1 ga simmetrik bo'lgan O_1' da ham ro'y beradi).



1.14-rasm.

bir-birini so'ndirishi tushunarli (chunki bu zonalarining nurlari orasidagi yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng) III zona esa so'nmaydi va O_2 nuqtadan o'tuvchi chiziqli difraksiya maksimumini beradi. O_2 nuqtaga simmetrik bo'lgan O_2' nuqtadan



1.15-rasm.

$\varphi = \varphi_2$ burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlar dastasining chekka nurlar orasidagi $\Delta \ell$ yo'l ayirmasi $3\lambda/2$ ga teng bo'lsin (1.15 v-rasm). Bu holda butun dastani uchta I, II, III Frenel zonalariga ajratish mumkin. Ikki qo'shni zonaning (I, II) o'tuvchi to'g'ri chiziqli qam shunday maksimum paydo bo'ladi. O_2' va O_2 maksimumlarning yoritilganligi 0 maksimumning yoritilganligidan ancha kam bo'ladi.

Shunday qilib, Frenel zonalarining toq soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi ekranda difraksiya

maksimumlarini hosil qiladi, Frenel zonalarining juft soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi difraksiya minimumlar hosil qiladi. Bu maksimumlarni hosil qiluvchi nurlarning difraksiya burchaklari ortishi bilan maksimumlarni yoritilganligi kamayadi. Natijada bir tirqishdan hosil qilinadigan difraksiya manzarasi markazi yorug' yo'ldan har ikki tomonda simmetrik joylashgan qorong'i va yorug' yo'llarning navbatlashishidan iborat (1.15-rasm).

b) ikki va ko'p parallel tirqishlardan hosil bo'lgan difraksiya. Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan d masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo'lgan B ekranga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (1.16-rasm).

Bunda bu tirqishlar yorug'likning kogerent manbalari bo'lib qoladi. Agar B ekran orqasida S yiquvchi linza qo'yilgan bo'lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekranda difraksiya manzarasi vujudga keladi, bu difraksiya manzarasi ikki jarayonning, ya'ni yorug'likning qar bir ayrim tirqishdan

interferensiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko'proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi.

1.16 - rasmdagi ikki parallel nurlar yo'llarining ayirmasi $d \sin \varphi = n\lambda$. Agar bu ayirma

$$d \sin \varphi = n\lambda$$

shartni qanoatlantirsa, ekranda interferension maksimum kuzatiladi. Agar

$$d \sin \varphi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

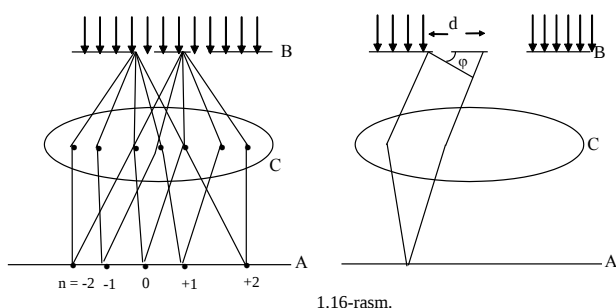
bo'lsa, interferension minimum kuzatiladi.

Maksimumlarning mumkin bo'lgan soni, n 1 ligidan $n \leq d/\lambda$

bo'ladi.

Yorug'lik bir-biriga yaqin joylashgan ko'plab parallel tirqishlar to'plamidan difraksiyalanganida ham difraksiya manzarasining ko'rinishi ikki tirqishdan difraksiyalanishdagi ko'rinishda bo'ladi. Faqat maksimumlar ravshanroq va torroq, ularni ajratib turgan minimumlar esa keng va amalda butunlay qorong'i ko'rinadi. Bunday qurilma difraksiya panjarasi deyiladi, d masofa panjaraning davri deyiladi. Difraksiya panjaralari shisha plastinka yoki metall ko'zgu sirtiga ingichka shtrixlar (tirnashlar) chizish yo'li bilan tayyorlanadi. Difraksion panjara bilan yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlash mumkin.

RENTGEN NURLARI DIFRAKSIYASI

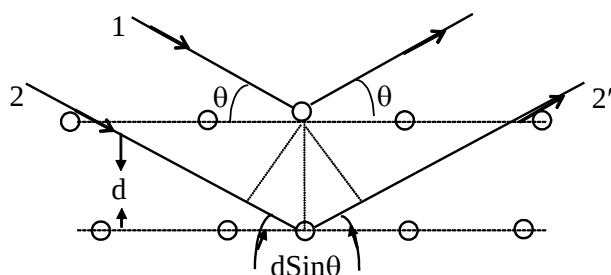


1.16-rasm.

mumkinligini birinchi bo'lib ko'rsatdi.

Difraksion manzara kuzatilishi uchun panjara doimiysi va to'lqin uzunliklarining tartibi bir xil bo'lishi kerak. Kristallarning panjara doimiysi $\sim 10^{-10}$ m va shuning uchun ko'rinadigan yorug'lik ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ m) uchun ularda difraksiya kuzatilmaydi. Nemis fizigi M.Laue kristalllarda difraksiyani rentgen nurlari ($\approx 10^{-12}$ - 10^{-8} m)da kuzatish

Monoxromatik rentgen nurlari dastasi (1,2) - sirpanish burchagi ostida kristallga tushmoqda va 1, 2 ikkilamchi to'lqin sifatida tarqalmoqda va interferensiyalanmoqda.



1.17-rasm.

Intensivlik maksimumlari - difraksion maksimumlar

$$2d \sin \theta = m\lambda$$

$$(m=1,2,3, \dots)$$

da kuzatiladi. Bu ifodadan foydalanib, kristallarning atom tekisliklari orasidagi masofa (d) ni aniqlash mumkin

(rentgenostrukturaviy taqlil). Bu usul elektronlar va neytronlardan foydalanib amalga oshirilishi mumkin (eletronografiya, neytronografiya). d, va m ni bo'lgan holda yorug'lik to'lqin uzunligi ni aniqlash mumkin.

GOLOGRAFIYA

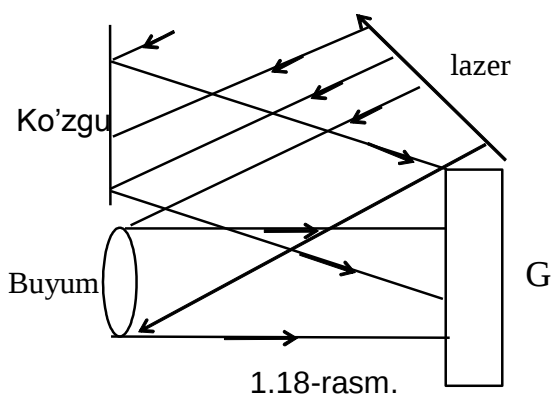
Golografiya grekcha "holo" "to'liq", "grafic", "yozaman" so'zlaridan tashkil topgan bo'lib, u buyumlarning tashqi ko'rinishini "yozib olish" ning maxsus usulini anglatadi. Bu usul 1947 yilda D.Gabor tomonidan kashf qilingan. Golografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan nurlanishning to'lqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish), so'ng buyumning tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat.

Fotografiyada yoritilgan ob'ektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yoki fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga ob'yektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan bo'lavermaydi. Fotoapparat biror tekislikka ravshan qilib moslangan bo'lsa, buyumlarning shu tekislikda yotuvchi nuqtalarining tasvirlari ravshan bo'lib chiqadi. Buyumning bu tekislikdan beriroqdagi yoki nariroqdagi qismlarining tasvirlari esa unchalik aniq bo'lmaydi. Masalan, bino oldida turgan odamning fotografik tasvirida odam gavdasi berkitib turgan bino qismini fotografiyaga turlicha vaziyatlardan qaragan bilan bari bir ko'rib bo'lmaydi. Bundan tashqari, binoni odamdan qanchalik uzoqda joylashganligi ham aniqlab bo'lmaydi. Bino va odamning tasvirlari bitta tekislikda ko'rinadi.

Fotoplastinkada buyumning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlarning nisbiy intensivliklari qayd qilinadi. Bu nurlar fazalari orasidagi munosabatni fotoplastinkaning qorayishiga qech ta'siri yo'q. Vaholanki, fazalar orasidagi munosabat buyumning ayrim nuqtalarini fotoplastinkadan uzoqliklariga bog'liqdir.

Demak, buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarinigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini topish lozim. Bu usul golografiyadir. Golografiya to'lqin optikasining asosiy qonunlari - interferensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keldi.

Kogerent yorug'lik dastasi ikkiga ajratilib (1.18-rasm), uning bir qismi



buyum (B) dan qaytib fotoplastinka (G) ga tushadi. Bu to'lqinni signal to'lqin yoki buyum to'lqin deyiladi. Ikkinchi qismi esa qaytargich plastinka (K) dan qaytib fotoplastinkaga tushadi. Uni tayanch to'lqin deyiladi. Bu ikki guruh kogerent to'lqinlar fotoplastinkada qo'shib interferension manzara hosil qiladi. Fotoplastinkaga ishlov berilgandan so'ng oshkor bo'ladigan bu interferension manzara gologramma deyiladi.

Gologrammada buyumdan qaytgan to'lqinlarda, ya'ni buyum to'lqinlarining amplituda qamda fazalari to'g'risidagi axborotlar qayd qilingan. haqiqatan, buyum va tayanch to'lqinlarning fazalari bir xil bo'lsa, bu to'lqinlarning amplitudalari

qo'shiladi. Shuning uchun pozitiv gologrammaning bunday nuqtalari shaffofroq (negativ gologrammada esa xiraroq) bo'ladi. Buyum va tayanch to'lqinlar fazalari mos bo'lmagan tarzda yetib kelgan gologrammada nuqtalar esa qorong'iroq bo'ladi.

Tasvirni tiklash uchun gologramma avvalgi holatiga joylashtiriladi va uni "tayanch" bilan yoritiladi. Natijada interferensiyalar strukturadagi difraksiya tufayli buyum to'lqinining nusxasi tiklanadi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Yorug'lik nurlarining monoxromatikligi va kogerentligini qanday tushunasiz?
2. Yorug'lik interferensiyasini tushuntirib bering.
3. Yorug'lik interferensiyasini kuzatishning qanday usullarini bilasiz?
4. Yupqa qatlamlardagi interferensiya hodisasini tushuntiring.
5. Interferometrlarning ishlash prinsipini tushuntiring.
6. Yorug'lik difraksiyasi hodisasini so'zlab bering.
7. Gyuygens-Frenel prinsipini qanday tushunasiz?
8. Frenel zonalari nima?
9. Difraksion panjaradagi difraksiyani izoqlab bering.
10. Golografiya nima?

ADABIYOTLAR

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

2 - MA'RUZA. YORUG'LIKNING ELEKTROMAGNIT TABIATI

Reja:

1. Yorug'lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiyalar. Dispersiyaning elektron nazariyasi. Yorug'likning yutilishi. Vavilov - Cherenkov nurlanishi. Doppler effekti.

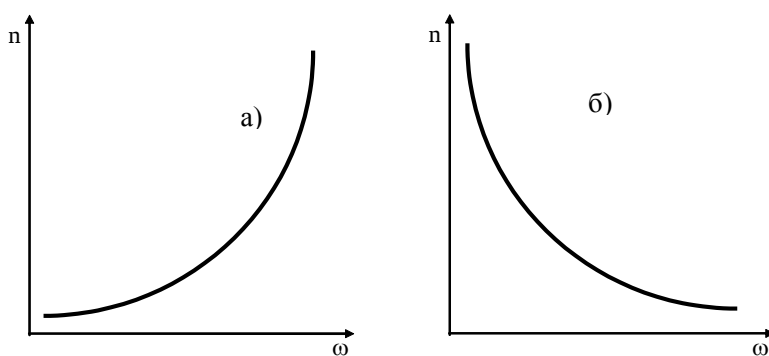
2. Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Yorug'likni ikki dielektrik chegerasidan qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallning optik o'qi. Qutblovchi prizmalar. Malyus qonuni. Sun'iy optik anizotropiya. qutblanish tekisligining burilishi.

3. Yorug'likning sochilishi. Chiziqlimas optika elementlari.

Tayanch so'z va iboralar: yorug'lik dispersiyasi. Normal dispersiya, anomal dispersiya, dispersiyaning elektron nazariyasi, Buger qonuni, yutilish ko'effitsienti, Vavilov-Cherenkov hodisasi, Doppler hodisasi, yorug'likning qutblanishi, tabiiy va qutblangan yorug'lik, qutblanish darajasi, Bryuster burchagi, ikkilanib sinish, izotrop va anizotrop muhit, oddiy va qayrioddiy nur, Malyus qonuni, qutblagichlar, sun'iy optik anizotropiya, qutblanish tekisligining burilishi, Faradey effekti, yorug'likning sochilishi, nochiziqli optika, o'z-o'zidan fokuslanish, optik garmonikalarni generatsiyalash.

1. YORUG'LIK DISPERSIYASI. NORMAL VA ANOMAL DISPERSIYALAR.

Moddalar sindirish ko'rsatkichining yorug'lik to'lqin (chastotasiga) bog'liqligi dispersiya deb ataladi.



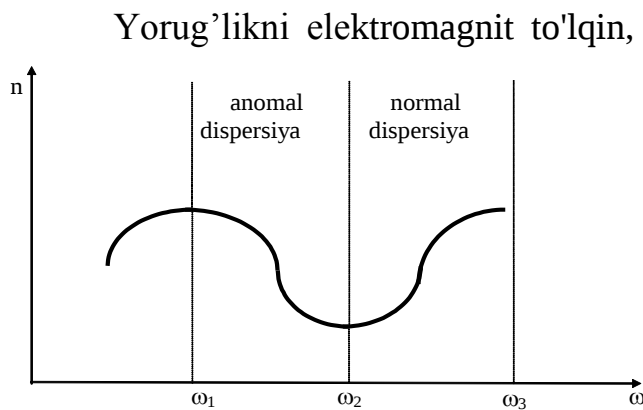
2.1-rasm.

Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortsa, ya'ni, bu moddadagi yorug'likning dispersiyasi normal dispersiya deyiladi (2.1(a) - rasm). Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa (2.1(b) - rasm), u holda $\frac{\Delta n}{\Delta \omega} < 0$ va

bunday dispersiya anomal dispersiya deyiladi.

Ba'zi moddalarda ham normal, ham anomal dispersiyalar kuzatiladi.

DISPERSIYANING ELEKTRON NAZARIYASI



2.2-rasm.

asosida tasavvur qilish etarli. Elektron nazariyaga asosan jism elektronlar va ionlardan tashkil topgan. Ular yorug'lik ta'sirida tebranma harakatga keladi. Yorug'lik to'lqinlarning tebranishlari 1015 Gs chastotalarda sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini massalari yetarlicha kichik bo'lgan elektronlarga sezishga ulguradi. Shuning uchun yorug'lik to'lqinining

jismga ta'sirini hisoblashda yorug'likning elektronga ta'sirini hisoblash bilan chegaralanilsa bo'ladi.

Elektromagnit to'lqin jismdan o'tayotganda - e zaryadli har bir elektronga elektr kuch ($\vec{F}_e = -e\vec{E}$) va Lorens kuchi ($\vec{F} \approx -e[\vec{g}\vec{B}]$) ta'sir qiladi:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F} = -(e\vec{E} + e[\vec{g}\vec{B}]) \quad (2.1)$$

$$\vec{F} = -e\vec{E} = -e\vec{E}_0 \cos \omega t \quad (2.2)$$

E_0 ning amplituda qiymati, ω - to'lqinning siklik chastotasi. Birinchi yaqinlashishda kuch faqat eng tashqi elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasida kvazielastik kuch mavjudki, u elektronni avvalgi vaziyatiga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch siljishga proporsionaldir:

$$\vec{F}_{\text{elast}} = -k\vec{x} \quad (2.3)$$

U holda elektron harakati uchun Nyuton 2-qonunini quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - eE_0 \cos \omega t \quad (2.4)$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{k}{m}x - \frac{e}{m}E_0 \cos \omega t, \\ \frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - \frac{e}{m}E_0 \cos \omega t, \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (2.5)$$

Bu tenglamaning yechimini

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (2.6)$$

ko'rinishda olib, (2.5) va (2.6) dan

$$x' = -x_0 \sin \omega t \cdot \omega,$$

$$x'' = -\omega^2 x_0 \cos \omega t,$$

$$-\omega^2 x_0 \cos \omega t = -\omega_0^2 x_0 \cos \omega t - \frac{e}{m}E_0 \cos \omega t,$$

$$x_0 (\omega^2 - \omega_0^2) = \frac{e}{m}E_0,$$

va niqoyat,

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega^2 - \omega_0^2} = -\frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.7)$$

ni hosil qilamiz.

Ikkinchidan elektromagnit to'lqin ta'sirida elektronni siljishi tufayli hosil bo'lgan bunday sistemani elektr dipoli deb qarash mumkin. Bu dipolning yelkasi siljishga teng. Agar x_0 maksimal siljish bo'lsa, dipol momenti $Re = -ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmidagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori P ning qiymati

$$P = NP_3 = \frac{N \frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

(2.8)

Kuchlanganligi E_0 bo'lgan maydondagi modda uchun R dielektrik singdiruvchanligi () bilan quyidagicha boqlangan:

$$P = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0,$$

U holda (14.8) dan

$$\frac{N \frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0, \quad (2.9)$$

$$\epsilon = 1 + \frac{N \frac{e^2}{m}}{\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.10)$$

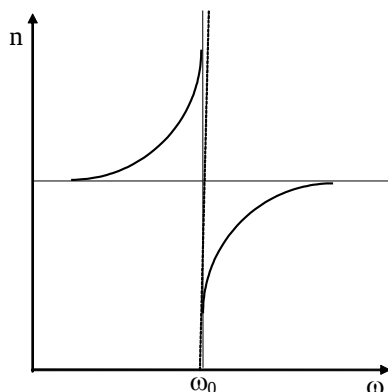
kelib chiqadi.

Maksvell nazariyasiga binoan dielektrik singdiruvchanligi , magnit singdiruvchanligi bo'lgan muhitda elektromagnit to'lqinning tarqalish tezligi

$$\mathfrak{g} = \frac{C}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (2.11)$$

Moddaning sindirish ko'rsatgichi esa $n = \frac{C}{\mathfrak{g}} = \sqrt{\epsilon \mu}$, $\mu = 1$, $n = \sqrt{\epsilon}$.

Demak,



$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}} \quad (2.12)$$

BUGER QONUNI

Moddadan o'tuvchi yorug'lik intensivligi

$$I = I_0 e^{-\chi d}, \quad (2.13)$$

I_0 - tushuvchi yorug'lik intensivligi, d - qalinlik,

$d = 1/\chi$ бўлса, $I = I_0/e$.

2.3-rasm.

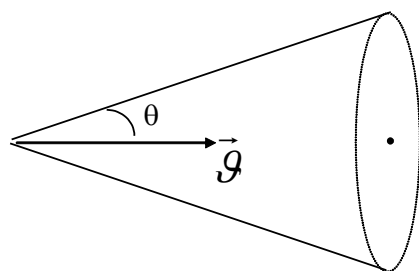
Jismdan o'tayotgan yorug'lik intensivligini e marta kamaytiradigan qatlamning qalinligiga teskari bo'lgan kattalik yutilish koeffitsiyentidir:

$$\chi = 1/d.$$

Yutilish koeffitsienti modda xarakteristikasi bo'lib, u to'lqin uzunligi, temperatura kabi faktorlarga bog'liq.

VAVILOV - ChERENKOV NURLANISHI.

Gamma nurlar suyuqlik orqali o'tganda havorang tusdagi kuchsizgina nurlanish kuzatiladi (Cherenkov). Gamma nurlar suyuqlik atomlaridan urib chiqaradigan tez harakatlanuvchi elektronlar bu nurlanishni vujudga keltirishi aniqlandi.



2.4-rasm.

Lekin bu tormozlanish natijasida emas. Vavilov-Cherenkov nurlanishi ro'y berganda elektron tezligi yorug'likning shu muhitdagi tezligidan katta ekanligi ma'lum bo'ldi:

$$v = c/n, \quad n > 1, \quad v < c.$$

Agar $c > v > c/n$ shart bajarilsa, Vavilov- Cherenkov effekti kuzatilishi mumkin.

Masalan: Suvga joylashtirilgan So60 izotopidan tarqalayotgan yuqori energiyali - zarralarning tezligi 0,8 S ga teng. Suvda yorug'likning tarqalish tezligi esa 0,75 S. Shuning uchun suvda Vavilov - Cherenkov effekti o'qi elektronning harakat yo'nalishi bilan mos tushgan konusning yasovchilari bo'ylab kuzatiladi.

Nurlanish burchagi :

$$\cos \theta = c/nv \quad (2.14)$$

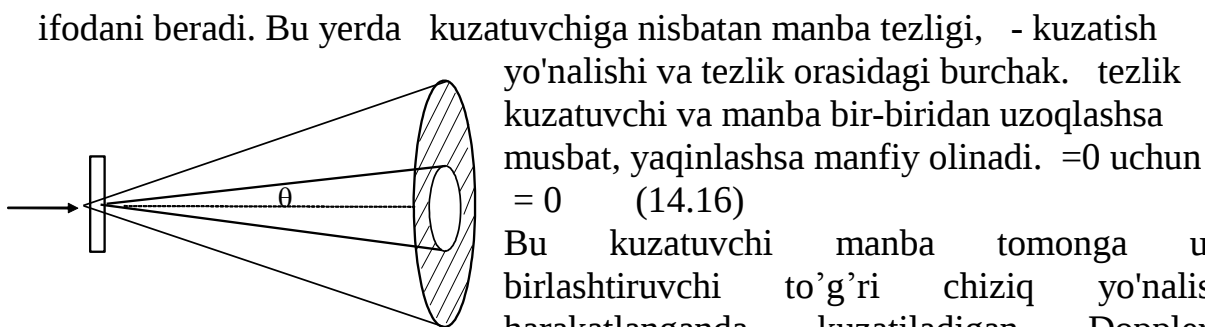
Ma'nosi. Zaryadli zarracha o'tgach, kuchsiz bog'langan elektronlar siljib, dipol avvalgi holatiga qaytganda elektromagnit to'lqin nurlantiradi. Bu to'lqin kogerent bo'lib interferensiyalanadi va yuqoridagi munosabat aniqlaydigan yo'nalishdan boshqa yo'nalishlarda nurlanish so'nadi.

DOPPLER EFFEKTI

Doppler effekti deb manba yoki kuzatuvchining bir-biriga nisbatan harakati natijasida kuzatuvchi qabul qilayotgan signal chastotasining o'zgarishiga aytiladi.

Agar nurlanish chastotasi 0, kuzatuvchi qabul qilayotgan signal chastotasi bo'lsa, nisbiylik nazariyasi Doppler effekti uchun

$$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta} \quad (2.15)$$



2.5-rasm.

ifodani beradi. Bu yerda kuzatuvchiga nisbatan manba tezligi, - kuzatish yo'nalishi va tezlik orasidagi burchak. tezlik kuzatuvchi va manba bir-biridan uzoqlashsa musbat, yaqinlashsa manfiy olinadi. $v = 0$ uchun

Bu kuzatuvchi manba tomonga ularni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq yo'nalishida harakatlanganda kuzatiladigan Dopplerning bo'ylama effektidir.

$v \ll c$ holida.

$$v = v_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right). \quad (2.17)$$

Demak, manba va kuzatuvchi bir-biridan uzoqlashganda (nisbiy tezlik musbat) uzun to'lqinlar sohasiga siljish ro'y beradi ($v < v_0$, $\lambda > \lambda_0$). Bu qizil siljish deb ataladi. Manba va kuzatuvchi bir-biriga yaqinlashganda (nisbiy tezlik manfiy) qisqa to'lqinlar sohasiga siljish ro'y beradi ($v > v_0$, $\lambda < \lambda_0$) - binafshaviy siljish.

Agar $\theta = \pi/2$ bo'lsa

$$v = v_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (2.18)$$

Bu kuzatuvchi uni manba bilan birlashtiruvchi chiziqqa perpendikulyar yo'nalishda xarakatlanayotganda ro'y beruvchi Dopplerning ko'ndalang effektidir. Ko'ndalang Doppler effekti v^2 ga bog'liq; kichkina v larda bo'ylama effektga ($\sim v$) nisbatan ikkinchi darajali effektdir. Shuning uchun bu effektни kuzatish juda qiyin; bu effekt akustikada kuzatilmaganligi, ya'ni relyativistik effekt bo'lganligi uchun prinsipial ahamiyatga ega. Bu effekt eksperimental ravishda 1938 yili amerikalik fizik G. Ayvz tomonidan kuzatildi.

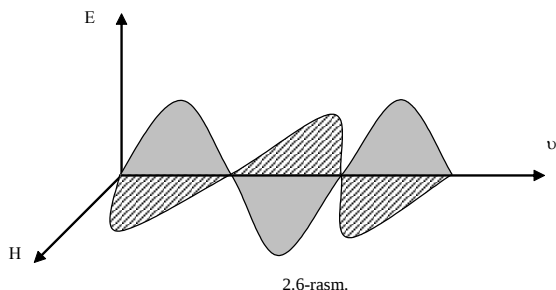
Bo'ylama Doppler effekti laboratoriya sharoitida A. Belopolskiy tomonidan kuzatildi. Bu effekt yordamida chastotalarning siljishi, kengayishiga qarab nurlanuvchi zarralar va jismlarning harakati o'rganiladi. Doppler effekti radiotexnika va radiolokatsiyada keng ishlatiladi.

2. YORUG'LIKNING QUTBLANISHI. TABIIY VA QUTBLANGAN YORUG'LIK

Interferensiya va difraksiya hodisalari ham ko'ndalang, ham bo'ylama to'lqinlar uchun kuzatiladi. Shu bilan birga shunday hodisalar borki, ular uchun yorug'lik to'lqinining ko'ndalang to'lqin ekanligi prinsipial ahamiyatga egadir. Bunday hodisalar qatoriga yorug'likning qutblanishi ham kiradi. Ixtiyoriy yorug'lik manbasi (quyosh, sham) dan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda shu manbaning atomlaridan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining aralashmasi tushiniladi.

Soddalik uchun tebranayotgan elektr dipoli nurlanishini qarasak, u turli tomonga elektromagnit to'lqinlar chiqarishini - bunda elektromagnit nurlanish yo'nalishi $\vec{r}$ ga perpendikulyar, dipol o'qi tekisligida $\vec{E}$ kuchlanganlik

vektorining tebranishini ko'ramiz. Magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ nur va $\vec{E}$ ga perpendikulyar tekislikda tebranadi. 2.6-rasmga ko'ra qutblanish hodisasini to'la yoritish uchun $\vec{E}$ to'g'risida fikr yuritish etarlidir. Buning sababi, birinchidan, Maksvell nazariyasiga binoan $\vec{E}$ tebranayotgan tekislikka perpendikulyar tekislikda albatta $\vec{H}$ ham tebranadi, ikkinchidan moddalarga $\vec{E}$ ning ta'siri $\vec{H}$ ta'siridan ko'ra ko'proq bo'lar ekan. - yorug'lik vektori deb ataladi.



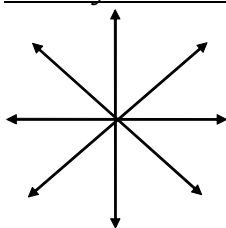
2.6-rasm.

Yorug'lik manbaining o'lchamlari qanchalik kichik bo'lmasin, undagi "nurlangichlar" soni nihoyat ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi milliardlab atomlar to'lqin nurlatishni tugallasa, milliardlab atomlar to'lqin chiqarishni boshlaydi.

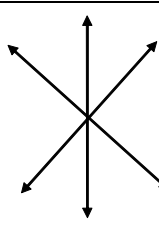
Demak, biror jism nurlatayotgan yorug'likda yorug'lik vektori turli yo'nalishlarda bir xil ehtimollikda tebranadi $\vec{E}$ ning turli yo'nalishlarda bir xil taqsimlanganligi nurlanayotgan atomlar soning ko'pligidan, amplituda qiymatlarining tengligi qar bir atom nurlanish intensivligini bir xilligidan kelib chiqadi.

Bunday yorug'lik tabiiy yorug'lik deyiladi (2.7, a-rasm). Tebranish yo'nalishlari biror usul bilan tartibga keltirilgan yorug'lik qutblangan yorug'lik deyiladi.

Biror yo'nalishdagi tebranishlari boshqa yo'nalishlardagi



a)



b)

2.7-rasm.

tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, yorug'lik qisman qutblangan yorug'lik deyiladi (2.7, b-rasm).

$\vec{E}$ vektorining tebranishlari faqat bitta

tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik deyiladi (2.7, v-rasm). Yuqorida ko'rib o'tilgan davriy tebranayotgan dipoldan nurlanayotgan elektro magnit to'lqin yassi qutblangan yorug'likka misol bo'la oladi.

qutblanish darajasi sifatida

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (2.19)$$

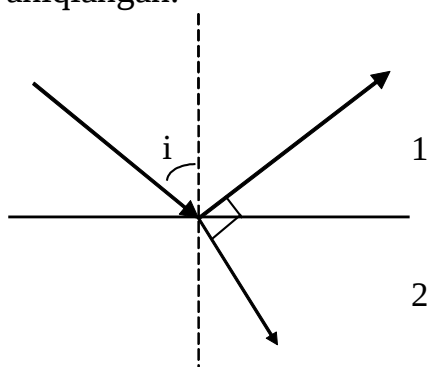
qabul qilingan. I_1 , I_2 - ikki bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlardagi yorug'lik intensivligi. Tabiiy yorug'lik uchun $I_1 = I_2$ va $R=0$; yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_2=0$ va $R=1$.

Yuqorida ko'rib o'tilgan nurlanayotgan atomni har doim dipolning tebranishiga keltirib bo'lmaydi. Dipol nurlanishidan tashqari kvadrupol va boshqa multipollikdagi nurlanishlar mavjud. Bu holda nurlanayotgan yorug'lik bitta

tekislikda tebranayapti deb bo'lmaydi va uni endi perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, faza jiqatdan siljigan ikkita tebranish yig'indisi sifatida qarash mumkin. Eng oddiy holda bunday nur aylana, umumiy holda esa ellips bo'ylab qutblangan bo'ladi, ya'ni vektor aylana yoki ellips chizadi.

YORUG'LIKNI IKKI DIELEKTRIK CHEGARASIDAN QAYTISHDA VA SINISHDA QUTBLANISHI. BRYUSTER QONUNI.

Tabiiy yorug'lik nuri ikki dielektrik chegarasiga tushayotgan bo'lsin (masalan, qavodan shishaga). Bunda nurning bir qismi qaytadi, bir qismi sinadi. Tajribalar qaytgan va singan nurlar qisman qutblanganligini ko'rsatadi. Qaytgan nurda tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlar ko'proq ekanligiga singan nurda tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'pligi aniqlangan.



2.8-rasm.

qutblanish darajasi nurning tushish burchagiga va sindirish ko'rsatkichiga bog'liq. Shotlandiyalik olim Bryusterning aniqlashicha

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} \quad (2.20)$$

munosabatdan topiladigan i_B burchaklarda qaytgan nur yassi (to'la), singan nur esa maksimal (to'la bo'lmasa qam) qutblangan bo'lar ekan.

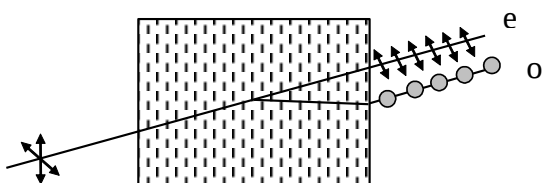
Yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendekulyar bo'ladi.

Singan nurning qutblanish darajasini har safar Bryuster burchagi ostida tushirib oshirish mumkin.

NURNING IKKILANIB SINISHI. KRISTALLNING OPTIK O'qI

Fizik xususiyatlari yo'nalishlarga bog'liq bo'lmagan muhit izotrop muhit deb, yo'nalishlarga bog'liq bo'lgan muhit anizotrop muhit deyiladi. Izotrop muhit (masalan shisha plastinka) da yorug'likning sinishi sinish qonuniga bo'ysunadi. Agar island shpatiga yorug'lik tushsa, kristalldan ikki bir-biriga va tushayotgan nurga parallel nur chiqadi. Agar tushayotgan nur kristallga perpendekulyar bo'lsa ham singan nur ikkiga bo'linadi. Bu nulardan birining elektr tebranishlari kristalning bosh optik tekkisligiga perpendikulyar bo'ladi; bu nur oddiy nur (0) deb ataladi. Ikkinchi nurning elektr tebranishlari esa bosh tekkislikda bo'ladi; bu nur g'ayri oddiy nur (e) deyiladi (2.9-rasm).

Kubik sistemaga kiruvchi kristallardan boshqa hamma kristallar nurni ikkilantirib sindirish xossasiga ega. Bu hodisa birinchi bo'lib island shpatida Bartolini tomonidan aniqlangan. Bu hodisa yorug'likning anizotrop kristallarda turli yo'nalishda ϵ_x, ϵ_y lar har xil bo'lishi mumkinligi bilan bog'liq. Demak, sindirish ko'rsatkichlari ($n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$) ham xar-xil. Shuning uchun nur kristallga tushganda turli burchak ostida sinadi.



2.9-rasm.

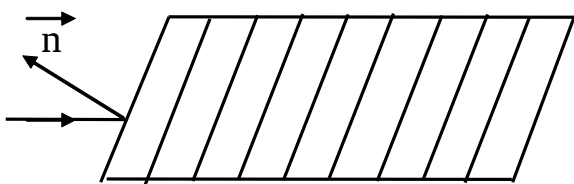
Kristallarda shunday yo'nalish borki, bu yo'nalish bo'yicha yorug'lik tarqalganda nurning ikkilanib sinishi kuzatilmaydi. Bu yo'nalish kristalning optik o'qi deyiladi. Agar kristall optik o'qqa perpendekulyar yo'nalishda qirqilsa shu qirraga normal tushayotgan nur bir qil tezlik bilan tarqaladi.

Tabiiy nur optik o'q bo'ylab ketganda yorug'lik qutblanmaydi.

QUTBLOVCHI PRIZMALAR. MALYUS QONUNI

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bunda yorug'lik to'lqinining $\vec{E}$ vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlar qutblovchi prizmalarda mujassamlangandir. Prizmalar ikki turga bo'linadi:

- 1) faqat yassi qutblangan nur olinadigan;
- 2) bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikkita nur beradigan prizmalar.



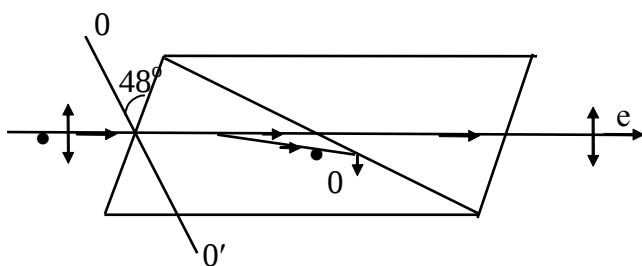
2.10-rasm.

Eng avvalo Bryuster qonunidan foydalanib ko'p qavatli kristallardan foydalanib qutblagich qurish mumkinligini ta'kidlash kerak.

qutblovchi prizmalar to'la ichki qaytish hodisasiga asoslanib ishlaydi. Bunday prizmalarning tipik misoli Nikol prizmasidir. Nikol prizmasi ikki island

shpatidan qilingan AB chiziq bo'ylab Kanada balzami ($n=1.55$) kleyi bilan birlashtirilgan qurilmadir. Tabiiy nur kristall ichida oddiy ($n_o=1.66$) va g'ayri oddiy ($n_e=1.51$) nurlarga bo'linadi. Oddiy nur Kanada balzamidani to'la qaytadi va qoraytirilgan SB sirtida yutiladi. Kristalldan g'ayri oddiy nur chiqadi.

Anizotrop muhitlarda nur ikkiga bo'linishidan tashqari turlicha yutiladi. Dixroizm deb ataluvchi bu hodisa tufayli ikki nurdan biri to'la yutiladi. Masalan, turmalin kristallida oddiy nurning yutilish koeffitsiyenti g'ayri oddiynikidan bir necha marta katta. Qalinligi 1 mm bo'lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, faqat qayrioddiy nur chiqadi. Bu esa dixroizimli kristallardan qutblagich sifatida foydalanish imkoniyatini beradi.



2.11-rasm.

qutblagich sifatida polyaroidlar keng qo'llaniladi. Polyaroid yupqa selluloid plyonkasidan iborat bo'lib, unga gerapatit ingichka kristallari kiritilgan bo'ladi. Gerapatitning 0,1 mm qalinlikdagi plastinkasi oddiy nurni to'la yutadi.

Agar bir turmalin plastinkasi orqasiga ikkinchi turmalin plastinkasi joylashtirilsa, birinchisi qutblagich, ikkinchisi tahlilchi deyiladi. Ikkinchi kristallga tushuvchi yorug'lik intensivligini I_0 , chiquvchi yorug'lik intensivligini I deb belgilasak,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (2.21)$$

tabiiy yorug'lik intensivligi I_1 bo'lsa, $I_0 = I_1/2$ dir. - kristallarning optik o'qlari orasidagi burchak. (2.21) ifoda Malyus qonunini ifodalaydi.

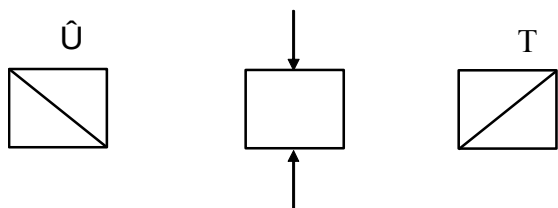
SUN'IY OPTIK ANIZOTROPIYA

Anizotropik jismlardan yorug'lik o'tganda turli qutblanish hodisalari kuzatilar ekan. Bunday anizotropiyani tabiiy deb atasak o'rinli bo'ladi. Bir qator usullar bilan jism, moddalarga sun'iy anizotropik xossasini berish mumkin.

1. Zeebek va Bryuster izotrop jismlarni mexanik deformatsiyalaganda nurning ikkilanib sinish hodisasini kuzatishda (1831 yil) hosil bo'ladigan anizotropiyani aniqladi. Optik anizotropiya o'lchovi sifatida oddiy va g'ayri oddiy nurlar sindirish ko'rsatkichlarining farqi tushuniladi.

$$n_0 - n_e = k_1 \sigma, \quad (2.22)$$

k_1 - shu jismni xarakterlovchi koeffitsiyent, $\sigma = F/S$ - ko'ndalang kesimga qo'yilgan kuchlanish.

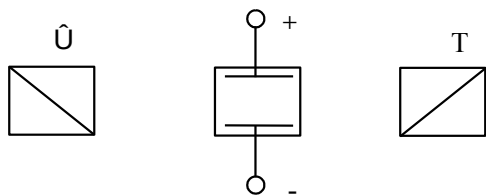


2.13-rasm.

2.13-rasmda tajriba sxemasi ko'rsatilgan. Bu hodisa shishada va kristallarda kuzatiladi. Sanoatda jismlarning ichida ichki deformatsiyalar borligi tekshirilishi mumkin.

2. 2.14 -rasmda elektr maydoni yordamida suyuqliklarda anizotropik xossasini hosil qilish qurilmasi berilgan. Bu hodisa Kerr effekti deyiladi. Elektr maydon yo'qligida sistemadan yorug'lik o'tmaydi. Elektr maydon qo'yilganda suyuqlik nurni ikkilantirib sindiradi. Maydon kuchlanganligi ortishi bilan modda anizotropik darajasi va demak yorug'lik intensivligi ortadi. Bunda

$$n_0 - n_e = k_2 E^2. \quad (2.25)$$



2.14-rasm.

Kerr effekti suyuqlik molekularining elektr maydonida turli yo'nalishlarda turlicha qutblanishiga asoslangan. Bu hodisa deyarli inertsiasizdir. Maydon qo'yilishi bilan 10^{-10} s dan keyinroq effekt kuzatiladi. Shuning uchun bu hodisa yorug'lik oqimi intensivligini boshqarishda keng qo'llaniladi. Bu hodisa amorf

jismlar, suyuqliklar, gazlarda kuzatiladi.

Elektr maydoniga joylashtirilgan kristallning sindirish ko'rsatkichi o'zgaradi. Bu hodisadan foydalanib yorug'likning elektrooptik modulyatorini yasash mumkin. Bunda maydonni ko'ndalang yoki bo'ylama qo'yish mumkin. Bunday

qurilmalar Pokels yacheykasi deyiladi va u lazerlarda optik to'sqich rolini bajaradi.

3. Magnit maydoniga joylashtirilgan suyuqlik, shishalar, kolloidlar uchun

$$n_0 - n_e = k_3 H^2 \quad (2.24)$$

bo'ladi. Bu hollarda tashqi ta'sir natijasida modda zarralarining (elektr) qutblanish darajasi o'zgaradi va uning optik xususiyatlariga ta'sir qiladi.

QUTBLANISH TEKISLIGINING BURILISHI

Ba'zi moddalar (kvars, qand, qandning suvdagi eritmasi) qutblanish tekisligini burish xossasiga ega. Bunday moddalar optik aktiv moddalar deyiladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha qutblanish tekisligining burilish burchagi:

kristallar uchun

$$\varphi = \alpha d \quad (2.24)$$

suyuqliklar uchun

$$\varphi = \alpha c d \quad (2.25)$$

d - modda qalinligi, s - suyuqlikdagi qand konsentratsiyasi. Burilish burchagi modda turiga, temperaturaga va to'lqin uzunligiga bog'liq. Moddalar qutblanish tekisligini o'ngga yoki chapga buruvchi bo'lishlari mumkin.

Agar modda suyuq holida qutblanish tekisligini bursin, qattiq holatga o'tganda ham buradi. Kristalligida optik aktiv modda suyuq qolida har doim ham aktiv bo'lavermaydi.

Magnit maydonga joylashtirilgan ba'zi suyuqliklar, shishalar qutblanish tekisligini burishi mumkin. Bu hodisa Faradey effekti deyiladi. Burilish burchagi.

$$\varphi = \rho l H \quad (2.26)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda ℓ - modda qalinligi, ρ - proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib Verde doimiysi deb ataladi.

3. YORUG'LIKNING SOCHILISHI

Tiniq bo'lmagan muhitlarda, ya'ni optik jihatdan bir jinslimas bo'lgan muhitda ham yorug'lik difraksiyasi kuzatiladi. Bunday muhitlarga aerzollar (bulut, tutun, tuman), emulsiya, kolloidli eritmalar va hokazolar kiradi, ya'ni mayda zarrachalar suzib yurgan muhitlar kiradi. Yorug'lik bunday muhitdan o'tayotib tartibsiz joylashgan bir jinsli bo'lmagan joylardan, zarralardan difraksiyalanadi va hamma yo'nalishda bir xil intensivlik beradi, bunda aniq bir difraksion manzara hosil bo'lmaydi. Bu hodisa tiniq bo'magan (xira) muhitda yorug'likning sochilishi deb ataladi. Misol uchun quyosh nurining ingichka dastasi changli havodan o'tayotib, sochiladi va ko'rinadigan bo'lib qoladi.

Yorug'likning sochilishi begona zarralari bo'lmagan toza muhitlarda ham kuzatilishi mumkin. L.I.Mandelshtam bu hodisani muhitning sindirish ko'rsatkichining doimiy emasligi bilan, ya'ni nuqtadan nuqtaga o'tganda o'zgarishi bilan tushuntiradi. Keyinchalik M. Smoluxovskiy bunga sabab molekulalar xotik issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan zichlikning fluktuatsiyalari bo'lishi

mumkinligini ko'rsatdi. Bunga sabab yangi muhit anizotropi bo'lishi mumkin. Bunday sochilishlar molekulyar sochilish deb ataladi. Osmon rangining ko'kligi molekulyar sochilishi bilan tushuntiriladi. D.Reley bo'yicha sochilgan yorug'lik intensivligi $I \sim \lambda^{-4}$, shuning uchun havo rang ko'k nurlar, sariq va qizil nurlarga nisbatan ko'proq sochiladi va osmon havorang (ko'k) bo'lib ko'rinadi. Zichlik va intensivlik fluktuatsiyalari temperatura ortishi bilan ortadi. Shuning uchun yozda osmon rangi qishdagidan ko'ra to'yinganroq bo'ladi.

CHIZIQLIMAS OPTIKA ELEMENTLARI

Lazerlar ixtiro qilinganidan so'ng optikada bir qator yangi yo'nalishlar paydo bo'ldi. Bunday hodisalar qatoriga turli muhitlardagi optik hodisalarning yorug'lik intensivligiga bog'liqligi kiradi. Bu hodisalar chiziqli (nochizig'iy) optikaning yaratilishiga sabab bo'ldi.

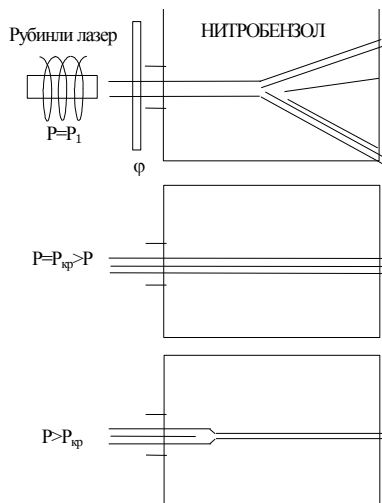
Lazer yaratilishidan oldingi optik jarayonlarda yorug'lik intensivligiga bog'liq optik hodisalar kuzatilgan emasdi. quvvat $10^8 - 10^{10}$ vt/sm² bo'lgan yorug'lik dastalari bilan o'tkazilgan tajribalarda yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lgan qator yangi optik effektlar kuzatildi. Ulardan ba'zilarini ko'rib o'taylik.

O'Z - O'ZIDAN FOKUSLANISH

Parallel yorug'lik oqimi muhitda tarqalganda, difraksiya hodisasi tufayli chekka soxalarga ham tarqaladi. Agar muhit suyuqlik yoki (ba'zan) kristall bo'lsa bunday bo'lmasligi ham mumkin ekan. Shunday tajribalardan birida (2.15-rasm) rubin lazeri ($\lambda=9643$ A~qizil soqa)ning qizil dastasi F filtrni va dumaloq diafragmani o'tgandan so'ng shaffof suyuqlik, masalan, nitrobenzolga tushadi. Quvvat $P \sim 0,5$ Vt bo'lganda odatdagi chiziqli optika qonunlariga binoan difraksion manzara hosil bo'ladi.

Quvvat $P_{kr} = 20$ kVt ga teng bo'lsa, yorug'lik chetga tarqalmasdan dasta bo'lib tarqaladi. $P > P_{kr}$ da dasta muhitda siqilib $P \sim 1/\sqrt{P}$, o'z-o'zidan fokuslanadi. Buning sababi muhit sindirish ko'rsatkichi yorug'lik intensivligi ortib borishi bilan ortishidir:

$$n = n_0 + n_1 E^2 \quad n_0 = \sqrt{\epsilon_0} \quad (2.27)$$



Bunda nur egallagan soqa optik jiqatdan zich bo'lib qoladi va dasta fokuslanadi.

Lazer nurining intensivligi ma'lum chegaraviy intensivlikdan katta bo'lsa, asosiy chastota (ω) ga yo'ldosh sifatida xosil bo'ladigan spektrlar-satellitlarning intensivligi ortib ketar ekan va asosiy chastotali chiziq intensivligiga teng bo'lib qolar ekan. Satellitlar soni ham ortib ketar ekan va $\omega \pm 2\Omega$; $\omega \pm 3\Omega$; $\omega \pm 4\Omega$ va hokazo komponentalar paydo bo'lar ekan. Ayniqsa, bu hodisa rubin lazer nurini siqilgan gaz (vodorod, azot) da sochilishida yorqin namoyon bo'ladi. Intensivlik $10^8 - 10^9$ vt/sm² etganda, sochilgan nur tarkibidagi komponentalar

shu darajada ko'payadiki, tushayotgan qizil bo'lgan nur chiqishda oq yorug'likka aylanadi. Shunday qilib, muhit bilan ta'sirlashish natijasida yorug'likning spektral tarkibi o'zgaradi.

OPTIK GARMONIKALARNI GENERATSIYALASH.

Intensiv lazer nuri suyuqlik va kristallarda sochilganda spektrning yo'ldosh komponentlari bilan birgalikda tushuvchi yorug'lik chastotasi ω ga karrali bo'lgan 2ω , 3ω , ... - optik garmonikalar ham generatsiyalanishi aniqlangan. Ba'zi kristallarda optik garmonikalarning intensivligi shu darajada katta bo'ladiki, ularga nurlanishning 30-50% quvvati to'g'ri keladi. Misol uchun rubin lazerining kuchli nur dastasi kvartsdan o'tganda lazer nuri to'lqin uzunligiga to'g'ri keluvchi nur ($\lambda=6943$ A) bilan birga $\lambda/2=3471$ A ga teng bo'lgan ultrabinafsha nur borligi aniqlangan.

Xuddi shuningdek, ko'zga ko'rinmaydigan infraqizil ($\lambda=10600$ A) neodim lazer yorug'lik dastasi kristallga tushirilganda, chiqishda ikkinchi garmonika ko'rinuvchi ko'k sohaga to'g'ri keladi ($\lambda_2=5330$ A).

Bundan tashqari kuchli dasta ta'sirida muhit shaffofligi ham o'zgarar ekan. Kuchsiz intensivlikda shaffof bo'lgan muhit, kuchli intensivlikda shaffof bo'lmay qolar ekan. Boshqa muhitlarda aksi bo'lishi mumkin. Kuchli yorug'lik ta'sirida fotoeffektning qizil chegarasi yo'qolar ekan. Fotoeffekt ionlashtirish energiyasidan 2-3, ba'zida 6-7 marta kam energiyali fotonlar bilan amalga oshirilishi mumkin.

Shunday qilib, yorug'lik intensivligining ortishi ma'lum optik hodisalarning yangi qirralarini va yangi effektlarni ochish imkonini beradi. Bunda intensivlik $1 \text{ Vt} / \text{sm}^2$ dan $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ Vt/sm}^2$ gacha, ya'ni $10^9 - 10^{10}$ marta ortadi. Bu hodisalarni birlashtiruvchi umumiy narsa: ularning tabiati intensivlikka bog'liqligidir. Bu effektlarning aksariyat ko'pida intensivlik chegarasi mavjud.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Yorug'lik dispersiyasi hodisasini gapirib bering.
2. Dispersiyaning elektron nazariyasi mohiyatini tushuntiring.
3. Yorug'lik yutilishi nima?
4. Vavilov-Cherenkov va Doppler hodisalarini gapirib bering.
5. Yorug'likning qutblanishi qanday ro'y beradi?
6. Yorug'likning ikki dielektrik chegarasidan qaytishda, sinishda qutblanishini va Bryuster burchagini tushuntiring.
7. Qutblagichlar, Malyus qonuni haqida so'zlab bering.
8. Sun'iy optik anizotropiya nima?
9. Yorug'likning sochilishi qanday hodisa?
10. Chiziqlimas optika hodisalaridan so'zlab bering.

ADABIYOTLAR

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

3-MA'RUZA: MUVOZANATLI ISSIQLIK NURLANISHI VA YORUG'LIKNING KVANT XUSUSIYATLARI

Reja:

- 1. Absolyut qora jism nurlanishidagi qonuniyatlar. Nurlanishning elementar kvant nazariyasi.**
- 2. Fotoeffekt va uning qonunlari. Fotoeffekt nazariyasi. Eynshteyn tenglamasi. Foton. Yorug'lik bosimi. Kompton effekti.**
- 3. Elektromagnit nurlanish korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarining birligi.**

Tayanch so'zlar va iboralar: absolyut qora jism, absolyut oq jism, Mixelson modeli, energetik yorqinlik, muvozanatli nurlanish, Stefan-Bolsman qonuni, Vinning siljish qonuni, Vin qonuni, Reley-Jins qonuni, Plank gipotezasi, issiqlik nurlanish uchun Plank formulasi, optik pirometriya, fotoefekt, fotoeffektning to'rt qonuni, Eynshteyn formulasi, foton, yorug'lik bosimi, Kompton effekti, korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarning birligi.

1. ABSOLYUT QORA JISM NURLANISHIDAGI QONUNIYATLAR. NURLANISHNING ELEMENTAR KVANT NAZARIYASI

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

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

Har qanday jism o'z nurlanishi bilan birga jismlar chiqarayotgan nur energiyasining bir qismini yutadi. Bu jarayon nur yutish deyiladi. Biror yuza orqali o'tayotgan F oqim deb vaqt birligi ichida shu yuzadan o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.

$$F=dW/dt. \quad (3.1)$$

Nurlanish oqimi F biror plastinkaga tushayotgan bo'lsin (15.1-rasm). Bu oqim qisman qaytadi (F_q) qisman jismda yutiladi (F_{yu}), qolgani jismdan o'tadi (F_o), ya'ni

$$F_q + F_{yu} + F_o = F \quad (3.2)$$

$F_q/F = \rho$ - jismning nur qaytarish qobiliyati;

$F_{yu}/F = a$ - jismning nur yutish qobiliyati;

$F_o/F = D$ - jismning nur o'tkazish qobiliyati;

$$\rho + a + D = 1 \quad (3.3)$$

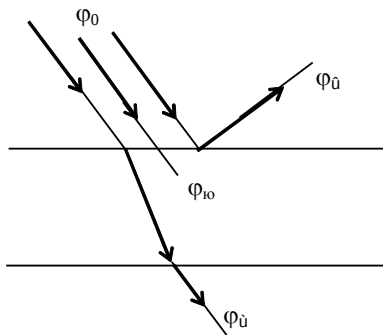
Nisbatan qalinroq bo'lgan jismlar uchun $D=0$ va

$$\rho + a = 1,$$

Tajribalarning ko'rsatishicha a , λ va T larning funksiyasidir

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

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



3.1-rasm.

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

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

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

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

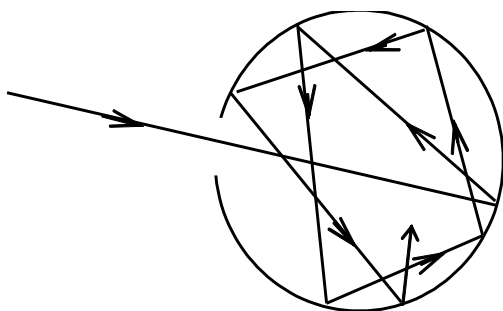
Nur yutish qobiliyati qamma to'lqin uzunliklar uchun bir xil va birdan kichik bo'lgan jism kulrang jism deb ataladi.

$$a_{\lambda,T} = a_T = \text{ConSt} < 1.$$

Odatda o'zining xususiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan Maykelson taklif etgan modeldan foydalaniladi (3.2-rasm). Bu modelda nur qaytarish va nur yutish qobiliyatlaridan tashqari T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydigan kattalik - T temperaturadagi jismning nur chiqarish qobiliyati yoki energetik yorqinligi (et orqali belgilanadi va Vt/m^2 (J/m^2s) bilan o'lchanadi) degan tushuncha kiritiladi. Bundan tashqari λ to'lqin uzunlikli, T teperaturadagi jism nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,T}$ dan foydalaniladi. Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,T}$ bilan belgilanadi.

Issiqlik nurlanishi boshqa turdagi nurlanishlardan bir xususiyati bilan farq qiladi. T temperaturadagi jism issiqlik o'tkazmaydigan qobiq bilan o'ralgan deb faraz qilaylik (3.3-rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib undan bir yoki

bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to'la yutadi. qisman yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Shuning uchun jism vaqt birligi ichida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi va jismning temperaturasi o'zgarmaydi. Bu holatni muvozanatli holat deyiladi.



3.2-rasm.

Shu sababdan issiqlik nurlanishini muvozanatli nurlanish deb yuritiladi. qobiq ichida 2 ta (3.4-rasm) bir xil temperaturadagi jism bo'lsin. Agar jismlardan biri ko'proq energiya yutayotgan bo'lsa, bu jismning temperaturasi ortib ketadi. Buning evaziga 2-jismning T si kamayib ketishi kerak. Lekin bu termodinamikaning 2 - qonuniga zid. Aytaylik 1 - jism oddiy, 2 - jism absolyut qora jism bo'lsin:

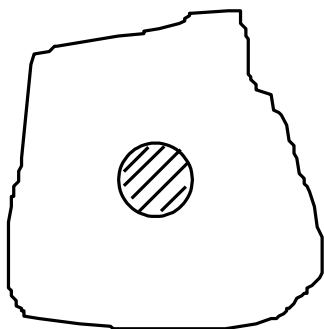
nur chiqarish: 1: e_T 2: E_T

nur yutish: a_T 1

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

Bulardan

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



3.3-rasm.

Bu Kirxgofning integral qonunidir: har qanday jismning muayyan temperaturadagi to'la nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni temperaturadagi absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga teng.

Agar ikkala jism oraliqiga dan +d gacha to'lqin uzunlikdagi nurlanishni o'tkazib, qolganlarini qaytaradigan filtr joylashtirsak Kirxgofning differentsial qonunini olamiz

$$e_{\lambda T}/a_{\lambda T} = E_{\lambda T}. \quad (3.4)$$

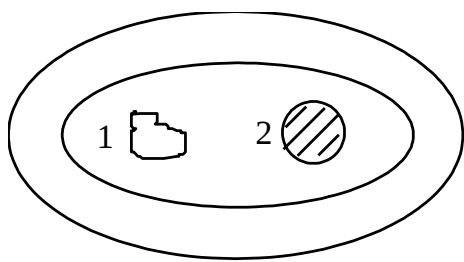
Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati bu jismning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar uchun to'l-qin uzunlik va temperaturaning universal funktsiyasidir va u absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati E_T ga tengdir.

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

Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati temperaturaning 4 darajasiga proporsionaldir (Stefan-Bolsman)

$$E_T = \sigma T^4, \quad (3.5)$$

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ BT/M}^2 \text{K}^4.$$



3.4-rasm.

Bu formulani Stefan tajriba natijalarini tahlil qilish natijasida topdi, lekin xato qilib ixtiyoriy jism uchun o'rinli deb hisobladi. Bolsman bu qonunni termodinamik metod asosida topdi va absolyut qora jism uchun o'rinli ekanligini ko'rsatdi. Ba'zi ishlarda bu qonunni ixtiyoriy jism uchun o'rinli ko'rinishini topishga harakatlar bo'ldi: $E_T = BT^n$, lekin V ham p ham turli xil temperaturalar uchun turlicha bo'lib chiqaverdi.

3.5-rasmda absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunligiga bog'liqligi (spektral taqsimot) turli T lar uchun keltirilgan.

1. Unda absolyut qora jism nurlanish spektri uzluksizligi,
2. Har bir temperaturaga oid bo'lgan nurlanishning energetik taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq maksimum bo'lib, u temperatura oshgan sari qisqa to'lqin soqasiga siljishi ko'rinib turibdi.

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

$$\lambda_m T = b. \quad (3.7)$$

Grafikni tushuntirish uchun ko'p urinishlar bo'ldi. Bulardan Vin termodinamik mulohazalar asosida

$$E_{\lambda T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \quad (3.7)$$

ni oldi (α, β - tajribadan olinadigan kattaliklar). α va β ni Vin shunday tanlab oldiki, natijada tajribada olingan natija bilan mos tushdi: faqat uzun to'lqinlar soqasida kichikroq qiymatlar berdi. Reley va Jins issiqlik nurlanishiga statistik fizika metodlarini tadbiq etib, absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} \quad (3.8)$$

ifodani topdi. Bu ifoda katta to'lqin uzunliklarda tajriba bilan mos keladi. qisqa to'lqin sohasida $E T$ cheksiz katta ("ultrabinafshaviy xalokat", P.Erenfest) Reley-Jins qonunidan Stefan-Bolsman qonunini chiqarish ham to'la muvaffaqiyatsizlikka uchradi:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda T} d\lambda = z\pi c k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} \rightarrow \infty. \quad (3.9)$$

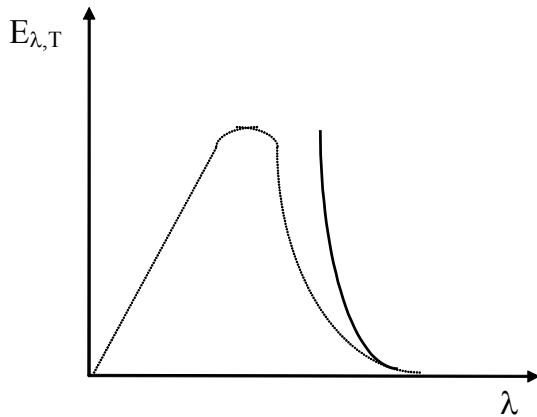
Reley-Jins ifodasi klassik fizika qonunlariga qat'iy amal qilingan holda chiqarilgan. Lekin tajribani tushuntira olmadi. M.Plank (1900)- klassik fizika asosida kamchilik bor degan xulosaga keldi. Jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida kvantlar (ulushlar) sifatida chiqariladi:

$$E_n = n\varepsilon, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (3.10)$$

- nurlanish kvantining energiyasi

$$\varepsilon = h\nu = hc/\lambda. \quad (3.11)$$

$\lambda \rightarrow 0$ da kvant energiyasi shu darajada katta bo'ladiki, jism issiqlik harakatining energiyasi bittagina kvant chiqarishga qam etmaydi va $E_{\lambda T}$ tushib ketadi. Issiqlik nurlanish uchun Plank



3.6-rasm.

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (3.12)$$

formulani chiqardi. Bu formula tajribada olingan natijalarni to'la tushuntiradi va undan absolyut qora jism nurlanishi uchun olingan hamma qonuniyatlar kelib chiqadi. Bundan 1. Stefan-Bolsman qonunini olish uchun uni $(\lambda): 0$ dan ∞ intervalda integrallash kerak:

$$E_T \int_0^{\infty} E_{\lambda, T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)} \quad (3.13)$$

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

$$E_T = 2\pi hc^2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dx}{x^5 \left(e^x - 1 \right)},$$

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

qiymatlarni qo'sak, ning tajribada olingan qiymatiga mos tushadi.

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

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

hosila olib, nolga tenglashtirib, olingan tenglamani echsak,

$$\lambda_m = hc/4,97 kT \quad \lambda_m T = hc/4,97 k = b.$$

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

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

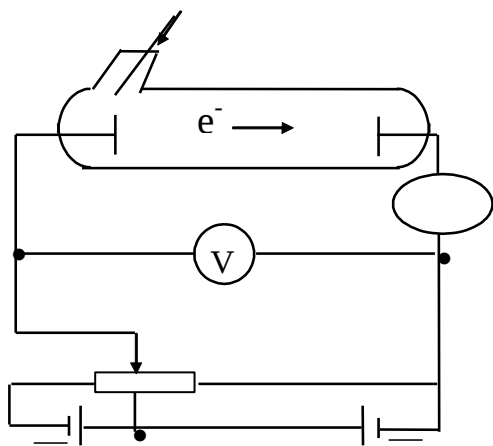
ni olamiz.

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

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

$$T_{pa\partial} = \sqrt[4]{\frac{e_T}{\sigma}} \quad \frac{T}{T_{pa\partial}} = \sqrt[4]{\frac{E_T}{e_T}} = \sqrt[4]{\frac{1}{a_T}} \quad T = \frac{T_{pa\partial}}{\sqrt[4]{a_T}}$$

2. FOTOEFFEKT VA UNING QONUNLARI



3.7-rasm.

Fotoeffekt - yorug'lik ta'sirida jismdan elektron ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi bo'lib, 1887 yilda G.Gerts kuzatgan va uni miqdoran A.Stoletov tekshirgan. 1898 yilda Lenard va Tomson fotoeffekt natijasida katoddan ajralib chiquvchi zarra elektron ekanligini zarralarning magnit maydonida oqishiga asoslanib aniqladi. Fotoeffekt hodisasini o'rganish uchun havosi so'rib olingan shisha idish, uning ichidagi katod va anod plastinkalari olinadi (3.7-rasm). O'tkazilgan tajribalar natijasida 3.8 - rasmdagi volt - amper xarakteristikasi olingan.

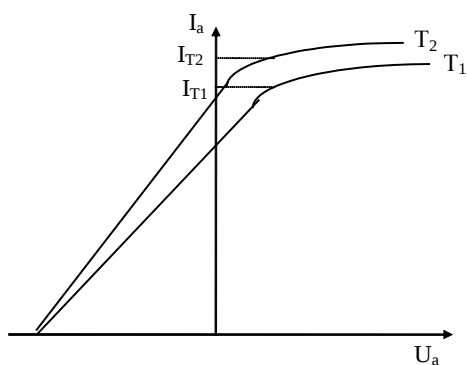
Fotoeffektning 4 ta asosiy qonuni bor:

1. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional.

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

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

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



3.8-rasm.

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

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

intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

Ikkinchidan, to'lqin nazariyaga asosan, elektron metallardan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug'likdan olishi mumkin, ya'ni yorug'lik to'lqin uzunligining ahamiyati yo'q. Faqat yorug'lik intensivligi yetarlicha katta bo'lishi lozim. Vaholangki, to'lqin uzunligi "qizil chegaradan" katta bo'lgan yorug'likning intensivligi qar qancha katta bo'lsa ham fotoeffekt hodisasi ro'y

bermaydi. Aksincha, to'lqin uzunligi "qizil chegaradan" kichik bo'lgan yorug'lik intensivligi nihoyat zaif bo'lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Nihoyat, zaif intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda yorug'lik to'lqinlar tashib kelgan energiyalar evaziga metalldagi elektron ma'lum miqdordagi energiyani jamg'ara olishi kerak. Bu energiya elektronning metalldan chiqishi uchun (A_r) yetarli bo'lgan holda fotoeffekt sodir bo'lishi kerak. Hisoblarning ko'rsatishicha, intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan A_r ga etarli energiyani elektron jamg'ara olishi uchun soatlab, ba'zan hattoki sutkalab vaqt o'tishi lozim. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning paydo bo'lishi orasida 10^{-8} s lar chamasi vaqt o'tadi, xolos.

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

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

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu tenglama Eynshteyn tenglamasi deb ataladi. Eynshteyn tenlamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan qizil chegara uchun $h\nu = A_r$.

FOTON

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

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

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

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

YORUG'LIK BOSIMI

Maksvell nazariyasiga binoan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'lqin jismga bosim beradi. Bu bosim $P = w(1 + \rho)$, w - sirtga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi, ρ - sirtning yorug'lik

qaytarish koeffitsiyenti. Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib 1900 yilda P.N. Lebedev tajribada aniqladi: osongina buriladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan (15.9-rasm). Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish natijasida hosil bo'ladigan parakklarning buralishlari taqqoslanadi. Yaltiroq sirt uchun $\rho=1$. Shuning uchun $P_{\text{я}} = (1+\rho)=2w$.

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

$$P_{\text{x}} = (1+\rho)=w$$

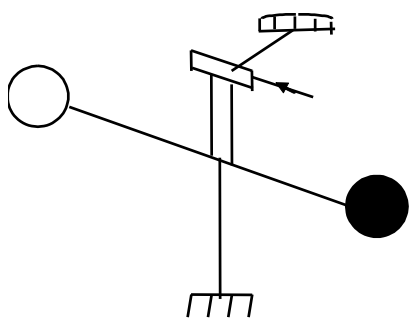
Nisbati

$$P_{\text{я}} / P_{\text{к}} = 2$$

Tajriba bu natijani tasdiqladi.

Yorug'lik bosimini kvant tasavvurlar asosida ham tushuntirish mumkin.

KOMPTON EFFEKTI



3.9-rasm.

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

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

bu yerdagi Λ_c kompton doimiysi deb ataladi va $\Lambda_c=2,41 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ ga teng. 3.10 - rasmda ko'rsatilgan D_1 , D_2 diafragmalardan o'tgan ingichka rentgen nurlari K_r kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n - spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish yo'nalishda ($\theta=0$) λ o'zgarmaydi, boshqa yo'nalishlarda

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

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

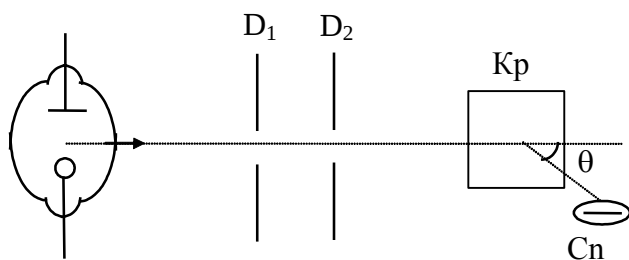
To'lqin nazariya nuqtai nazaridan bu hodisani tushintirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik to'lqini ta'sirida shu to'lqin chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to'lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtai nazariga ko'ra rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan ta'sirlashganda yuqoridagi ifoda hosil bo'ladi bunda $\Lambda_c=h/m_0c$. hisob-kitoblar Λ_c uchun yuqoridagi son qiymatini beradi.

3. ELEKTROMAGNIT NURLANISH KORPUKULYaR VA TO'LQIN XUSUSIYaTLARINING BIRLIGI

Optikaga oid hodisalarni o'rganish natijasida:

1. Absolyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimoti, fotoeffekt, Kompton effekti yorug'likning kvant;
2. Yorug'lik intenferentsiyasi, difraksiyasi, dispertsiyasi, qutblanishi kabi hodisalarda yorug'likning to'lqin xususiyatlari namoyon bo'ladi.



3.10-rasm.

Elektromagnit nurlanish real ob'ekt bo'lib, u to'lqinga ham korpuskulaga ham o'xshamaydi. Ba'zi sharoitlarda nurlanishning tabiati, asosan, korpuskulyar xususiyatlar bilan aniqlanib, to'lqin esa tekshirilayotgan hodisaning unchalik ahamiyatga ega bo'lmagan qislatlarini ifodalaydi. Boshqa sharoitlarda

nurlanishning to'lqin tabiati o'rganilayotgan hodisaning asosiy xislatlarini aniqlaydi.

MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:

1. Issiqlik nurlanishi to'g'risida so'zlab bering.
2. Energetik yorqinlik nima?
3. Absolyut qora jism nurlanishdagi asosiy qonuniyatlarni gapirib bering.
4. Plankning kvantlar gipotezasini ta'riflang.
5. Fotoeffekt hodisasi nima? Uning nazariyasi va qo'llanilishi qaqida nimalar bilasiz?
6. Fotoeffekt qonuniyatlarini so'zlab bering.
7. Kompton effektining mohiyatini tushuntiring.
8. Foton energiyasi, impulsi va massasini ifodalovchi formulalarni keltiring.
9. Yorug'lik bosimi qanday hosil bo'ladi?
10. Yorug'likning korpuskulyar-to'lqin dualizmi nima?

ADABIYOTLAR

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

