

B.T. QO'YLIYEV

OPTIKA



TOSHKENT

60.34
Q.52

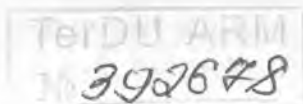
**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA‘LIM VAZIRLIGI**

BAXRON TO‘XLIYEVICH QO‘YLIYEV

O P T I K A

*O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim
vazirligi tomonidan oliy o‘quv yurtlari talabalari uchun
darslik sifatida tavsiya etilgan*

TOSHKENT – 2014



UO'K: 37.015.3
K BK 22.34ya73
Q-89

Q-89 B.T. Qo'lyiyev. Optika. –T.: «Fan va texnologiya», 2014,
272 bet.

ISBN 978–9943–4345–8–5

Ushbu darslik namunaviy o'quv dasturi asosida o'zbek tilida yozilgan bo'lib, oliy o'quv yurtlarining bakalavr bosqichi fizika, astronomiya va boshqa tabiiy fanlar mutaxassisliklariga mo'ljallangan. Asosiy e'tibor optikaning fizik mohiyatini ochishga, muhim hodisalarni yoritishda foydalaniladigan uslub va tushunchalarga qaratilgan. Optika fizikaning boshqa bo'limlari bilan uzviy bog'lanishda bo'lib, optik hodisalarni chuqur o'rganish fizikaning boshqa bo'limlarini rivojlanishi uchun zamin yaratadi.

Optikani o'zi rivojlanayapti va zamonaviy jamiyat vujudga kelishida uning vazifalari o'sib borar ekan, o'qitish uslubiyo ti ham uzluksiz rivojlanib borishi lozim. Fanni o'zlashtirish samaradorligini oshirish maqsadida virtual modellardan namunalar keltirilganligi ilg'or pedagogik va kompyuter texnologiyalaridan foydalanish nazarda tutilgan. Uning asosida Optika elektron o'quv qo'llanma ham yaratilgan.

Darslik o'zbek tilida yozilgan dastlabki adabiyotlardan bo'lganligi uchun kamchiliklardan xoli emas. Shu sababli kitobni yaxshilash haqidagi tanqidiy fikr, mulohaza va takliflaringizni hamda Optika elektron o'quv qo'llanma uchun murojaatlaringizni minnatdorchilik bilan qabul qilamiz (E-mail: bahromq@rambler.ru).

UO'K: 37.015.3
K BK 22.34ya73

Professor **Oblaqu l Quvondiqov** tahriri ostida

Taqrizchilar:

Farid Xayrullayevich Tuxvatullin – Samarqand Davlat universiteti «Optika va spektroskopiya» kafedrasi, f-m.f.d., professor;

Allanazar Qarshiyevich Tashatov – Qarshi davlat universiteti fizika-matematika fakulteti, f -m.f.d., professor.

ISBN 978–9943–4345–8–5

© «Fan va texnologiya» nashriyoti, 2014.

KIRISH

Optika, ya'ni yorug'lik haqidagi birinchi ta'limot, «Nima uchun odam o'z atrofidagi narsalarni ko'radi» degan savolga javob berishga urinishlar natijasida vujudga kelgan (Optika grekcha so'z bo'lib, «**Opticos**» – ko'raman degan ma'noni anglatadi). Ushbu kitobda eng avvalo yorug'lik manbalariga qisqacha to'xtalib o'tilgan. Yorug'lik – kishining eng nozik, universal va kuchli sezgi organi, ko'zning ishlashi uchun zarur bo'lgan shartdir. Tun kishini bu organdan foydalanishdan mahrum qilib, aktiv hayotni passiv hayotga aylantiradi.

Sun'iy yorug'likning roli kishi ongining samarali, bardam ishlashini to'xtatmaslikdan iboratdir. Yorug'lik, aslini olganda, kishining ongli hayotini uzaytiradi, yorug'likning buyuk ahamiyati ham ana shunda.

Turli jismlardan yorug'lik chiqib ko'zimizga tushgandagina biz bu jismlarni ko'ramiz. Ba'zi jismlarni atrofimiz yorug' yoki qorong'i bo'lishidan qat'iy nazar ko'raveramiz, chunki bu jismlarning o'zi atrofidagi muhitga nur sochadi. Bunday jismlar yorug'lik manbalari deb ataladi.

Ko'pchilik jismlarni esa ularni *yorug'lik manbalari* yoritgandagina ko'ra olamiz.

Yorug'lik manbalarini ikkiga, ya'ni *tabiiy* va *sun'iy* manbalarga bo'lish mumkin. Yorug'likning tabiiy manbalaridan biz uchun eng ahamiyatlisi – Quyoshdir, chunki Quyoshdan chiqayotgan yorug'lik hozirgi vaqtda insoniyat ixtiyorida bo'lgan energetik zahiralardan ko'pchiligining bosh manbai hisoblanadi. Quyoshdan chiqayotgan nur yer yuzidagi barcha tirik organizmlarning – o'simlik, hayvonot va kishilarning hayot manbaidir.

Yorug'likning insoniyat o'z taraqqiyoti davomida bilib olgan va hozirgi kunda ham uchrab turadigan sun'iy manbalari (gulxan, sham, kerosin lampa va elektr lampalari yorug'ligi) Quyosh singari doim issiq bo'ladi. Shuning uchun ular yorug'likning *issiq manbalari* deyiladi.

Hozirgi texnikaga va turmushga yorug'likning issiq manbalari bilan bir qatorda, yorug'likning yangi xil manbalari, masalan, gazlardan o'tayotgan elektr toklarining ta'siri natijasida gazlarning shu'lalanishidan foydalanish ham tobora keng kirib bormoqda. Shu'lalanish

vaqtida bunday lampalardagi gazning temperaturasi deyarli o'zgarmaydi. Shuning uchun ularni, ba'zan, **sovuq yorug'lik manbalari** deb ataydilar. Bunday manbalar elektr cho'g'lanma lampalarga nisbatan ancha tejamlidir.

Zamonaviy optika fizikaning bo'limi bo'lib, yorug'likning fizik tabiatini va xossasini hamda moddalar bilan o'zaro ta'sirini o'rganadi. Bu yorug'lik haqidagi ta'limot fizikaning boshqa bo'limlari bilan uzviy bog'lanishdadir. Optik hodisalarni chuqur o'rganish fizikaning boshqa bo'limlari rivojlanishi uchun zamin yaratdi. Masalan, atom va molekulalar tuzilishi haqidagi zamonaviy nazariya spektroskopiya sohasidagi kashfiyotlar natijasida yuzaga keldi. Fizikaning texnika bilan uzviy aloqadorligi tufayli texnikaning ko'p sohalarida optikadan, masalan, fotografiya, kino, televidenie va boshqalarda keng foydalaniladi. Fizikaga yaqin bo'lgan boshqa tabiiy fanlar – biologiya, kimyo va astronomiyada ilmiy kuzatish va analizning optik usullarini qo'llash natijasida katta yutuqlarga erishildi.

Keyingi yillarda optika sohasida yirik kashfiyotlar qilindi. V.A.Fabrikant, N.G.Basov, A.M.Proxorov, Ch.Tauns va boshqalar tomonidan yorug'likning yangi xossalari payqaldi va uning yangi manbalari – lazerlar – optik kvant generatorlari (OKG) yaratildi. Bu yorug'lik manbalari optikaning qo'llanilish chegarasini fizika va texnikada yanada kengaytirdi. Yaqin kelajakda yorug'lik nuri faqat Yerda emas, balki kosmik masshtabda ham aloqaning asosiy kanali bo'lib qoladi.

Optikaning fan sifatida rivojlanish tarixiga nazar tashlasak, Quyosh Yerdan 150 mln km uzoqda turadi. Yerdan yulduzlargacha bo'lgan masofa esa undan ham uzoq. Quyosh, yulduzlar va yorug'lik tarqatuvchi boshqa jismlardan chiqadigan yorug'lik fazoda qanday tarqaladi? Yorug'likning o'zi nima? Bu savollarning hammasi kishilikni qadimdan qiziqtirib kelgan. Yorug'likning tabiati va uning tarqalish qonunlari haqidagi masala qadim misrliklar va grek faylasuflari tomonidan o'rta tashlangan. Eramizdan 300 yil avval yozilgan «Optika va Katoptirika» (yorug'likning qaytishi) nomli asarlarda ko'rish nurlari haqida ma'lumot berilgan. Boshqacha qilib aytganda, inson aql-idrokini tanibdiki, yorug'lik tabiatini, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirini va boshqa optik hodisalarni o'rganishga harakat qiladi. O'rganilgan muammolarni bayon qilib kitoblar yozadi, ilmiy maqolalar chop etadi. **Chunki Prezidentimiz I.Karimov aytganlaridek, «Iqtisodiy va siyosiy sohalardagi barcha islohotlarimizning pirovard maqsadi yurtimizda**

yashayotgan barcha fuqarolar uchun munosib hayot sharoitlarini tashkil qilib berishdan iboratdir. Aynan shuning uchun ham ma'naviy jihatdan mukammal rivojlangan insonni tarbiyalash, ta'lim va maorifni yuksaltirish, milliy uyg'onish g'oyasini ro'yobga chiqaradigan Yangi avlodni voyaga yetkazish davlatimizning eng muhim vazifalaridan biridir». Optikaning rivojlanish tarixi bilan bog'liq bugungi taraqqiyoti yorug'lik xossalariining bitmas-tuganmasligidan, yangi va yanada yangi, muhimroq qonuniyatlar va kashfiyotlarning ochilishi to'xtamasligidan dalolat beradi. **Muhtaram Prezidentimiz aytganlaridek, «Endilikda ilm-fan yangi yo'llar ochishi, sifat jihatidan yangi texnologiyalarni jadallik bilan yaratilishi, jamiyatning yangi holatga o'tishini ta'minlashi lozim».**

Qo'lingizdagi kitob Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining «Ma'ruza matnlaridan samarali foydalanishni ta'minlash to'g'risida»gi 2000-yil 350-sonli buyrug'iga asosan namunaviy deb topilgan va ta'lim jarayonida samarali foydalanilayotgan ma'ruza matnlari ro'yxatiga kirgan «Optika» ma'ruza matnlari (Oliy ta'lim meyoriy-huquqiy va uslubiy hujjatlar to'plami. Toshkent, 2004) va 2009-yil, «Fan» nashriyotida chop etilgan o'quv qo'llanma asosida yaratildi. Kitobda keltirilgan rasmlarga doir 100 dan ortiq plakatlar va elektron o'quv qo'llanma tayyorlangan. Virtual modellar, plakatlar va elektron o'quv qo'llanma uchun elektron pochtaga murojaat qilish mumkin.

Ushbu kitobni tayyorlashda muhim fikr va mulohazalar bildirgan Qarshi davlat universiteti astronomiya va optika kafedrası hamda Samarqand davlat universiteti optika va spektroskopiya kafedrası professor-o'qituvchilariga cheksiz minnatdorchilik izhor etamiz.

I b o b. YORUG‘LIKNING ASOSIY XOSSALARI VA UNING TABIATI

1.1. Yorug‘likning to‘lqin va korpuskula xossalari

Yorug‘likning tabiati to‘g‘risidagi dastlabki tasavvurlar qadim greklar va misrliklarda paydo bo‘lgan. Mikroskop, ko‘rish trubasi, parabolik ko‘zgularning kashf etilishi bu tasavvurlarni to‘ldirib, mukammallashtirib bordi. XVII asrning oxirlariga kelib yorug‘likning tabiati to‘g‘risida ikkita nazariy qarash paydo bo‘ldi. Birinchisining asoschisi I.Nyuton bo‘lib, uning fikricha, yorug‘lik mayda **zarralardan**, ya’ni **korpuskulalardan** tashkil topgan (korpuskulyar nazariya). Ikkinchisining asoschilari R.Guk va X.Gyuygens bo‘lib, ularning fikricha, yorug‘lik butun olamni to‘ldiruvchi gipotezik elastik muhit – olam efirida tarqaluvchi elastik **to‘lqin** dan iborat edi (to‘lqin nazariyasi).

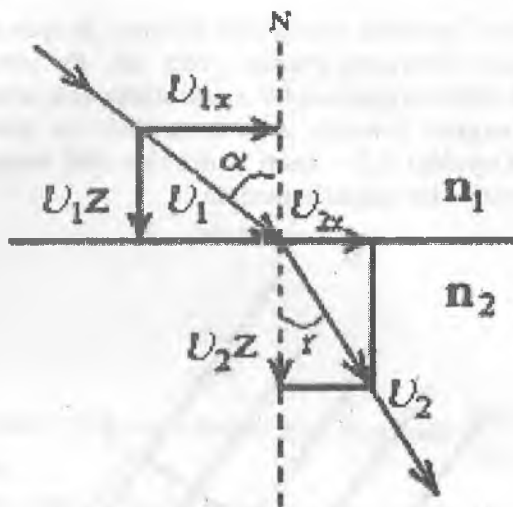
Nyutonning fikricha, yorug‘lik juda kichik zarralar – korpuskulalardan iborat bo‘lib, ular mexanika qonunlariga bo‘ysunadi va bu zarralar yarqirab chug‘lanib turgan jismlar tomonidan chiqariladi hamda ular katta tezlikda to‘g‘ri chiziqli trayektoriya bilan harakat qiladi. Yorug‘likning sinishini zarralar bir optik muhitdan boshqa optik muhitga o‘tganda tezligini o‘zgartirishi deb tushuntiradi. **Yorug‘likning korpuskulyar va to‘lqin nazariyasi** moddaniy sindirish ko‘rsatkichi bilan yorug‘likning moddada tezligi orasidagi bog‘lanishga olib keladi. Nyuton nazariyasiga asosan, **yorug‘likning sinishi** – ikki muhit chegarasida korpuskulalar tezligi normal tashkil etuvchisining shu chegarada ta’sir etuvchi kuch tomonidan o‘zgartirilishidir (1.1-rasm).

1.1-rasmdan quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\sin \alpha = \frac{v_{1x}}{v_1} \quad (1.1)$$

$$\sin r = \frac{v_{2x}}{v_2} \quad (1.2)$$

Yuqoridagi shartga asosan, tangensial tashkil etuvchisi o‘zgar-maydi. ($v_{1x} = v_{2x}$). Shuning uchun (1.1) va (1.2) dan quyidagi ifodani hosil qilish mumkin:



1.1- rasm

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{\frac{U_{1x}}{U_1}}{\frac{U_{2x}}{U_2}} = \frac{U_{1x} \cdot U_2}{U_{2x} \cdot U_1} = \frac{U_2}{U_1} \quad (1.3)$$

Sinish qonuniga asosan (1.3) ni hisobga olsak,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}; \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{U_2}{U_1}; \quad (1.4)$$

bo'ladi.

Agar yorug'lik bo'shliq (vakuum) bilan yondashgan muhit chegarasida sinisa, u holda $n_1 = 1$, $U_1 = c$, $U_2 = v$ deb n_2 ni n deb olsak, natijada quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\frac{n_2}{n_1} = n = \frac{v}{c} \quad (1.5)$$

Yorug'likning to'lqin nazariyasi bu ifodaga teskari bo'lgan xulosaga olib keladi. Nyutonning korpuskulyar nazariyasida qandaydir ma'noda to'lqin elementlari ham bor edi. To'lqin nazariyasi, korpuskulyar

Faraz qilaylik, AB yassi to‘lqin fronti vakuumda c tezlik bilan tarqalayotgan bo‘lib, bu yorug‘lik vakuumga yondoshgan muhitga α burchak ostida tushsin va yorug‘likning muhitdagi tezligi endi v bo‘lsin. Ma‘lum Δt vaqt oralig‘idan keyin B nuqtadan tarqalayotgan to‘lqin $BK=c\cdot\Delta t$ masofani bosib o‘tadi va muhit chegarasiga yetib keladi. Shu vaqtning o‘zida A nuqtadan tarqalayotgan to‘lqin $AD=v\cdot\Delta t$ masofani bosib o‘tadi (1.2- rasm).

8

$$AK = \frac{c \cdot \Delta t}{\sin \varphi} = \frac{v \cdot \Delta t}{\sin \psi} \quad (1.6)$$

yoki

$$\frac{c}{\sin \varphi} = \frac{v}{\sin \psi} \quad (1.7)$$

yoki

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{c}{v} \quad (1.8)$$

yuqoridagi ifodani e'tiborga olsak to'liq nazariyasi $\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{c}{v}$ ga olib keladi.

Bizga ma'lumki, n muhit uchun hamma vaqt $n > 1$, shuning uchun korpuskulyar nazariyaga asosan $v > c$ edi. To'liq nazariyasiga asosan $c > v$ ekanligi kelib chiqadi.

Yorug'likni to'g'ri chiziqli bo'ylab tarqalish, sinish va qaytish qonunlarining ikki nazariya ham tushuntirishga harakat qildi. Butun XVIII asr ikki nazariya qarashlar o'rtasidagi tortishuvlar bilan o'tdi. Biroq XIX asrning boshlarida holat butunlay o'zgardi. Korpuskulyar nazariya inkor etilib, to'liq nazariya g'alaba qila boshladi. Buning asosida yorug'likning interferensiya va difraksiya hodisalarini o'rgangan ingliz fizigi T.Yung va fransuz fizigi O.Frenellarning katta xizmati yotar edi. Yorug'likning interferensiya va difraksiya hodisalarini faqatgina to'liq nazariyasi asosida tushuntirish mumkin edi. 1851 yilda J.Fuko va unga bog'liq bo'lmagan holda A.Fizolar tomonidan suvda yorug'lik tarqalish tezligining aniqlanishi $v < c$ ni isbotlab, to'liq nazariyani tajribada tasdiqladi.

Yorug'likning to'liq uzunligiga qarab uning korpuskulyar (zarra) va to'liq xossalari ham o'zgarib turadi. Katta to'liq uzunligiga ega bo'lgan yorug'lik nurining korpuskulyar xossasini payqash qiyin bo'lsa, kichik to'liq uzunligiga ega bo'lgan nurning to'liq xossasini payqash qiyindir.

Bir tajribada yorug'likning to'liq xususiyati namoyon bo'lsa, boshqasida korpuskula (zarra) xususiyati namoyon bo'lar edi. Masalan: interferensiya, difraksiya va qutblanishda yorug'lik o'zining to'liq xossasini namoyon qilsa, fotoeffektda zarra xossasini namoyon etadi. Bundan ko'rinadiki, yorug'lik juda murakkab tabiatga ega bo'lib, u uzluksizlik va diskretlik xususiyati bilan xarakterlanadi. Demak,

yorug'lik haqida to'la tushuncha hosil qiladigan nazariya uning to'liqin va kvant xossalarini birgalikda hisobga olishi kerak. Yorug'lik korpuskula va to'liqin xususiyatiga ega degan xulosaga kelindi. Boshqacha qilib aytganda, uzluksiz jarayonlar ichida diskret (kvant) hodisalar yashirinib yotadi. U har doim ham, har kimga ham o'z jamolini ko'rsatavermaydi. Bu jamolni ko'rishga birinchi bo'lib Maks Plank musharraf bo'ldi. Bu jamolni ko'rgan Plankning o'zi ham dovdirab qolgan bo'lsa, ajab emas.

Yorug'lik haqidagi ta'limot va zamonaviy optikaning rivojlanishida dunyo olimlari A.G.Stoletov, A.Eynshteyn, M.Plank, N.Bor, B.B.Golitsin, V.A.Mixelson, A.A.Belopolskiy, I.N.Lebedev, D.S.Rojdestvenskiy, A.F.Ioffe, L.I.Mandelshtam, G.S.Landsberg, A.M.Proxorov, N.G.Basov, V.A.Fabrikant, S.E.Frish, M.F.Vuks, I. Nyuton, X.Gyuygens, M.O.Bulanin, K.T.Toxadze, N.D.Orlova, V.E.Pogorelov, S.F.Bureko va boshqalar bilan bir qatorda respublikamiz olimlari – akademiklari A.Q.Otaxo'jaev, P.Q.Habibullaev, M.Ashurov, K.Muqimov professorlar F.X.Tuxvatullin, A.Jumaboyev, Sh.Otajonov, U.V.Valiyev, E.A.Zoxidov, U.N.Toshkenbayev va boshqalarning hissasi kattadir.

1.2. Yorug'likning elektromagnit tabiati

XIX asrning o'rtalarida to'liqiniy nazariya tan olingan bo'lsada, yorug'lik to'liqinining tabiati to'g'risidagi savol javobsiz edi. XIX asrning ikkinchi yarmida (1864 yil) J.Maksvell elektr va magnit maydon qonunlarini chuqur analiz qilib, **elektromagnit maydon nazariyasini** ishlab chiqdi va o'zining nomi bilan ataladigan tenglamalarni taklif etdi.

Bizga elektromagnitizm kursidan ma'lumki, muhitning biror joyida o'zgaruvchan elektr toki vujudga kelishi bilan bir vaqtda atrofda fazoda o'zgaruvchan magnit maydon paydo bo'ladi. Bu vujudga kelgan elektr tebranishi o'z joyida qolmaydi, balki elektromagnitik to'liqin ko'rinishida tarqalib, fazoning tobora yangi va yanada yangi qismlarini birin-ketin egallab boradi. Bu jarayonni yuzaga keltiruvchi elektromagnitizm va elektromagnitik induksiya hodisalari elektr (E) va magnit (B) maydonlarining kuchlanganliklari: o'zgarishlari orasidagi munosabatni aniqlovchi J.Maksvell tenglamalarida o'zining qisqa matematik ifodasini topadi. Maksvellning tajriba ma'lumotlariga muvofiq mulohazalari shuni ko'rsatadiki, elektr va magnit vektorlari bir-biriga hamda elektromagnitik to'liqinning tarqalish yo'nalishiga

perpendikulyar bo'ladi. E elektr maydon z o'qi bo'ylab, B magnit maydon esa y o'qi bo'ylab yo'nalgan eng sodda yassi to'lqin holida Maksvell tenglamalari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\mu}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}, \quad (1.9)$$

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial B}{\partial x}, \quad (1.10)$$

bundagi μ - va ε - mos ravishda muhitning magnit va dielektrik singdiruvchanliklari, c esa tok kuchining elektromagnit va elektrostatik birliklari nisbati; o'lchashlarning ko'rsatishicha, **c nisbat yorug'lik tezligiga, ya'ni $3 \cdot 10^8$ m/s ga teng.**

Biror joyda vujudga kelgan elektromagnitik maydonning fazoda $v = c / \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$ tezlik bilan tarqalishi bu tenglamalardan zaruriy tarzda kelib chiqadi. Haqiqatdan ham, (1.9) tenglamani x bo'yicha, (1.10) tenglamani esa t bo'yicha differensiallab, ulardan B ni yo'qotsak,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\varepsilon \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad (1.11)$$

tenglama, ya'ni to'lqinning differensial tenglamasi hosil bo'ladi; bu tenglama E elektr maydonning fazoda x o'qi bo'ylab $v = c / \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$ tezlik bilan tarqalishini ko'rsatadi. Shunday qilib, $E = f(x - vt)$ ifoda (bu yerda f - ixtiyoriy funksiya) bu tenglamaning yechimi bo'la oladi.

Magnit maydon kuchlanganligining B kattaligi uchun ham xuddi shu singari xulosa chiqarishimiz mumkin.

E bilan B orasidagi munosabatni aniqlash oson. Masalan, $E = f(x - vt)$ deb hisoblab, (1.9) tenglamadan quyidagini topamiz:

$$\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial B}{\partial t} = -f'(x - vt) = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}}{c} \cdot \frac{\partial E}{\partial t}$$

yoki

$$\sqrt{\mu} \frac{\partial B}{\partial t} = \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial t}$$

yoki

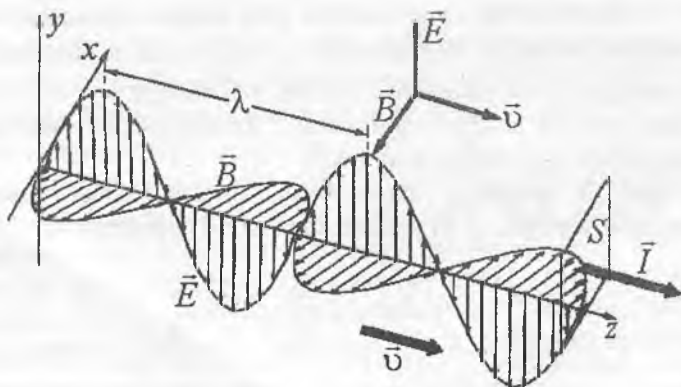
$$\sqrt{\mu}B = \sqrt{\varepsilon}E + \text{const.} \quad (1.12)$$

Barcha elektrodinamik (va binobarin, optik) jarayonlarda o'zgaras maydon rol o'ynamaganligi uchun (1.12) munosabatdagi o'zgaras kattalikni umumiylikka xalal bermagan holda nolga teng deb hisoblash mumkin. Demak,

$$\sqrt{\mu}B = \sqrt{\varepsilon}E. \quad (1.13)$$

Ushbu munosabat E va B bir-biriga chiziqli bog'langanligini ko'rsatadi; E va B maksimum va minimumdan baravar o'tadigan bo'lib o'zgaradi. Shunday qilib, elektromagnit to'lqin uchun ham (elastik to'lqin uchun ham) umumiy $v = c/\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$ tezlik bilan to'lqinsimon tarqaladigan ikkita bog'langan vektorlar to'plamiga egamiz. E , B va v uch vektorning o'zaro joylashishi 1.3-rasmda ko'rsatilgan o'ng vint chizmasiga mos tushadi. Yuqorida keltirilganlardan quyidagi xulosalarga kelish mumkin.

• Har qanday vaqt birligi ichida o'zgaruvchan elektr maydon atrofida uyurmalangan magnit maydon hosil bo'ladi va aksincha. Hosil bo'lgan bu maydon elektr va magnit kirituvchanliklari ε va μ bo'lgan muhitda $v = c/\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$ tezlik bilan tarqaladi.



1.3- rasm. Elektromagnit to'lqin. $\vec{E}$, $\vec{B}$ va $\vec{v}$ vektorlar o'zaro perpendikulyar

• $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlar o'zaro ortogonal bo'lib, maydon tarqalish yo'nalishiga ham perpendikulyardir $\vec{E} \perp \vec{B}$; $\vec{E} \perp \vec{v}$; $\vec{B} \perp \vec{v}$ - ya'ni elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlardan iboratdir.

• $\vec{v}$, $\vec{E}$, $\vec{B}$ vektorlar o'ng vintli sistemani hosil qiladi (1.3 -rasm).

• Harakatdagi yassi monoxromatik to'lqinda $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlar bir xil fazada tebranadi ya'ni sinfzdirlar

J.Maksvell tomonidan elektromagnit maydon nazariyasi yaratilishi, «yorug'lik – elektromagnit to'lqin» degan muhim xulosaga olib keldi. Bunday muhim xulosani elektrodinamik doimiylikning yorug'likning tarqalish tezligiga teng ekanligi $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ isbotladi.

G.Gers (1887-1888 yillar)ning elektromagnit to'lqinlarni tekshirish tajribasidan keyin yorug'likning elektromagnit tabiati tan olindi. Ayniqsa, XX asrning boshlarida P.N.Lebedev (1901 yil) tomonidan yorug'likning bosimi aniqlangandan so'ng yorug'likning elektromagnit maydon nazariyasi butunlay tasdiqlandi. Yorug'likning tarqalish tezligining tajribada aniqlanishi uning tabiatini tushuntirishda muhim qadam bo'ldi.

Maksvellning fikricha $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, ya'ni muhitning sindirish ko'rsatkichi muhitni xarakterlovchi boshqa konstantalar bilan, chunonchi ϵ dielektrik singdiruvchanlik bilan bog'langan bo'lib chiqadi (ko'pchilik jismlarning magnit singdiruvchanligi 1 ga yaqin, bundan tashqari, tekshirishlarning ko'rsatishicha, yorug'lik to'lqinlari kabi shunday katta chastotali jarayonlar uchun magnit singdiruvchanlik kattaligini har qanday muhit uchun 1 ga teng deb hisoblashimiz mumkin).

Bundan keyingi tadqiqotlar sindirish ko'rsatkichining chastotaga bog'liq ekanligini (dispersiya) ko'rsatdi va demak, Maksvell nazariyasi takomillashtirishga muhtoj: o'zgarmas elektr maydonda o'tkazilgan tajribalardan olingan dielektrik singdiruvchanlik (statik dielektrik singdiruvchanlik) qiymatidan bevosita foydalanish mumkin emas, balki tez o'zgaruvchan elektr maydon ta'siri ostidagi muhitni xarakterlovchi singdiruvchanlik qiymatini hisobga olish kerak.

Yorug'likning elektromagnit nazariyasi ko'pgina optik hodisalarni tushuntirishga muvaffaq bo'ldi. Masalan, interferensiya, difraksiya, qutblanish va boshqalar. Biroq bu nazariya yorug'lik tabiatini butunlay tushuntira olmadi. XX asrning boshlariga kelib bu nazariya fotoeffekt, mutloq qora jism nurlanishi, Kompton effekti kabi hodisalarni, ya'ni yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirini tushuntira olmadi. Atom

o'lehamidagi hodisalarni tushuntirishga ojizlik qildi. Bunday hodisalarni tushuntirish uchun **kvant** tushunchasi kiritildi. Fan yana korpuskula tushunchasiga qaytdi.

Hozirgi vaqtda biz optik va elektromagnitik hodisalar orasida uzviy bog'lanish borligini isbotlaydigan keng ma'lumotlarga egamiz, binobarin, yorug'likning elektromagnit nazariyasi ham nazariy jihatdan, ham eksperimental jihatdan puxta asoslangandir. Yuqorida aytganimizdek, yorug'lik inson hayotida muhim o'rin tutadi. Inson o'zini o'rab turgan olamni anglashda asosiy ma'lumotni yorug'lik yordamida oladi.

Biroq optika fizikaning bo'limi bo'lib, u yorug'lik deganda faqatgina **ko'rish sohasini** emas, balki **infraqizil sohani** va **ultrabinafsha sohalarni** o'z ichiga oladi va **optik soha** deb yuritiladi. O'zining fizik xossalari bilan yorug'lik boshqa elektromagnit nurlanishlardan hech qanday farq qilmaydi, faqatgina farq λ **to'lqin uzunligi** va ν **chastotasidadir**. 1.4- rasm elektromagnit to'lqinlar shkalasi to'g'risida tasavvur beradi.

Optik sohada to'lqin uzunligini aniqlashda **nanometr (nm)** va **mikrometr (mkm)**:

$$1\text{nm} = 10^{-9}\text{m} = 10^{-7}\text{sm} = 10^{-3}\text{mkm}$$

uzunlik birligi ishlatiladi. Ko'rish sohasi taqriban **400 nm** dan **780 nm** gacha yoki **0,40 mkm** dan **0,78 mkm** gacha.

To'lqin deb tebranishning biror fazoda yoki muhitda tarqalishiga aytiladi.

Elektromagnit to'lqin deganda, juda keng soha tushuniladi va uning tebranish chastotasi $\sim 10^{-3}\text{Gs}$ dan 10^{21}Gs gacha. Odam tanasi elektromagnit to'lqinining ko'p sohalarini sezadi: quloq $\nu = 20\text{Gs}$ dan 2000Gs gacha eshitadi; ko'z $\nu = 4 \cdot 10^{14}$ dan $8 \cdot 10^{14}\text{Gs}$ gacha ko'radi. Odamning tanasi ultrabinafsha, Rentgen, γ -nurlar va boshqa elektromagnit to'lqinlarni sezadi.

Demak, elektromagnit to'lqinning ko'zga ko'rinadigan juda kichik (tor) qismi, ya'ni $\nu = 4 \cdot 10^{14}$ dan $8 \cdot 10^{14}\text{Gs}$ gacha ($\lambda = 4000\text{Å}$ dan 7800Å gacha) yorug'lik deyiladi. Yorug'lik uchun ham Maksvellning elektromagnit to'lqinlarga tegishli formulalar va ulardan kelib chiqqan natijalarni ishlatamiz.

Yorug'lik to'lqini uchun ham:

1) $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ muhitning sindirish ko'rsatkichi (elektr va magnit kirituvchanlikdan tashkil topgan).

2) $v = c/n$ yorug'likning biror muhitdagi tezligi (vakuumda $n=1$, yorug'lik $v=c$ tezlik bilan tarqaladi).

3) $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ yorug'likning bo'shliqdagi tezligi (elektr va magnit doimiylari ϵ, μ bilan bog'langan).

4) Yorug'lik uchun ham $\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{v}$ bo'lib, ko'ndalang to'qlindir va $\vec{E} \perp \vec{B}$ bo'lib, o'ng parma qonuniga bo'ysunadi.

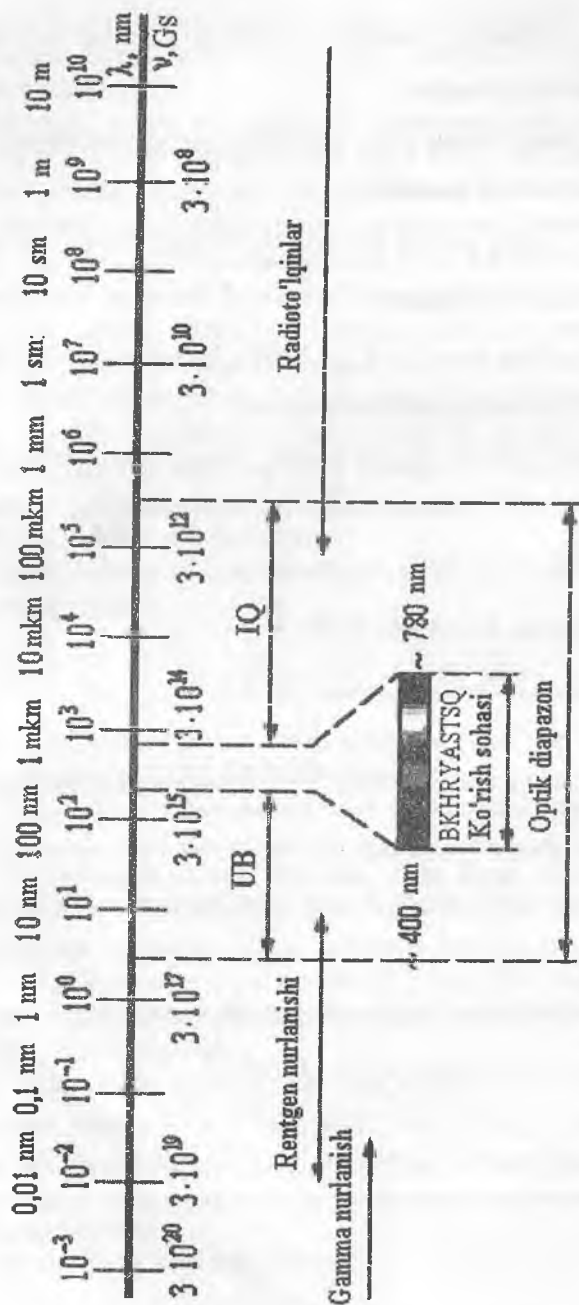
5) $E_0/B_0 = 377$; ($E_0 \gg B_0$) ga asosan, yorug'likda asosiy ta'sirni elektr vektori ko'rsatadi (shuning uchun E ko'pincha yorug'lik vektori deb ham yuritiladi).

6) Yorug'lik uchun $\lambda \cong (4000 \div 7800) \text{ \AA}$

$$\left(1\text{m} = 10^2\text{sm} = 10^3\text{mm} = 10^6\text{mkm} = 10^9\text{nm} = 10^{10}\text{ \AA} \right)$$

7) Yorug'lik uchun (yassi to'qlin) $\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = \epsilon_0\mu_0\epsilon\mu \frac{\partial^2 S}{\partial t^2}$ va uning yechimi: tebranma to'qlin jarayon tenglamasi $S = A \sin(\omega t \pm kx)$ yoki $S = A \cos(\omega t \pm kx)$. Bu yerda «+» belgi kelayotgan, «-» belgi ketayotgan yorug'lik uchun.

8) Yorug'lik to'qlin uzunligi (λ) bilan chastotasi (ν) orasidagi bog'lanish formulasi: $\lambda = v/\nu$; $v = c/n$ — biror muhitda; $\lambda_0 = c/\nu$ — bo'shliqda ($\lambda = v/\nu = 1v \cdot c/n = c/\nu \cdot 1/n = \lambda_0/n$).



1.4-rasm. Elektromagnit to'liqlar shkalasi.
Diapazonlar o'rtasidagi chegara sharti

1.3. Umov – Poynting vektori

Elektromagnit to'liqin tarqalganda o'zi bilan birgalikda energiyani ham ko'chiradi. Elektromagnit to'liqin tomonidan ko'chiriladigan energiyani aniqlashda hajm birligiga to'g'ri keluvchi energiya bilan ish ko'riladi. Elektromagnit maydon energiyasining zichligi (hajm birligiga to'g'ri keluvchi energiya miqdori) quyidagicha aniqlanadi:

$$W = \frac{\epsilon}{8\pi} E^2 + \frac{\mu}{8\pi} B^2 \quad (1.14)$$

(1.13) ni hisobga olsak, (1.14) ni

$$W = \frac{\epsilon}{4\pi} E^2 + \frac{\mu}{4\pi} B^2 \quad (1.15)$$

ko'rinishida yozish mumkin.

Elektromagnit to'liqlar tomonidan energiya ko'chirilishini energiya oqimining zichligi orqali xarakterlash qulaydir. Bu kattalik son jihatidan vaqt birligi ichida yuza birligidan oqim yo'nalishiga perpendikulyar ko'chiriladigan energiya miqdoriga tengdir. Energiya oqimi zichligining vektori birinchi marta (1874 yil) rus olimi N.A.Umov tomonidan elastik to'liqlar uchun kiritilgan edi. Keyinchalik 1884 yil shunga o'xshash vektor elektromagnit to'liqlar uchun ($\vec{S}$) Poynting tomonidan kiritildi. Shu sababli energiya oqimi zichligi vektori, odatda, **Umov-Poynting vektori** deyiladi. Elektromagnit nazariyaga asosan:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \cdot \vec{B}]. \quad (1.16)$$

$\vec{S}$ vektori $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlarning joylashish tekisligiga perpendikulyar bo'lib, izotrop muhitda u to'liqin energiyasining ko'chishi, ya'ni yorug'lik nurining tarqalish yo'nalishini aniqlaydi. Ma'lumki, elektromagnit to'liqin ortogonallik ($\vec{E} \perp \vec{B}$) xossasiga egadir, buni hisobga olib, Umov-Poynting vektori yo'nalishi bo'yicha $\vec{S}^0$ birlik vektorini kiritib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \cdot \vec{B} \cdot \vec{S}^0 = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\epsilon} E^2 \vec{S}^0 \quad (1.17)$$

yoki

$$S = |\vec{S}| = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\epsilon} E^2 \quad (1.18)$$

(1.15) va (1.18) dan ko‘rinadiki:

$$S = \vec{v} \frac{\epsilon E^2}{4\pi} W \quad (1.19)$$

bu yerda $\vec{v}$ energiyaning ko‘chish tezligi.

Energiya oqimi zichligining kattaligi vaqt bo‘yicha o‘zgarishi tufayli uning vaqt bo‘yicha o‘rtacha qiymatini aniqlash amaliy ahamiyatga egadir. Bu kattalikka *elektromagnit to‘lqin intensivligi* deyiladi va son jihatdan (1.20) formula yordamida aniqlanadi.

$$I = \left(\frac{1}{4\pi} \right) c n E^2. \quad (1.20)$$

Bu yerda I – yorug‘lik quvvatini xarakterlovchi kattalik bo‘lib, uning intensivligini xarakterlaydi.

n – muhitning sindirish ko‘rsatkichi,

E – yorug‘lik to‘lqini elektr maydon kuchlanganligi.

c – yorug‘likning bo‘shliqdagi tarqalish tezligi. Odatdagi yorug‘lik manbalarining intensivligi 10^8 Vt/sm^2 dan oshmaydi.

Ayrim yorug‘lik *manbalari* bilan olib boriladigan tajribalar shuni ko‘rsatadiki, *optik hodisalar xarakteri nurlanish intensivligiga bog‘liq emas*. Bunday hodisalarga chiziqli hodisalar va uni o‘rganuvchi optika bo‘limiga *chiziqli optika* deyiladi.

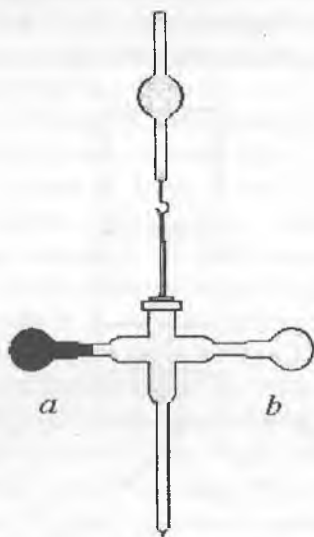
Quvvati 10^8 Vt/sm^2 va bundan katta yorug‘lik manbalari (lazerlar) bilan olib borilgan juda ko‘p tajribalar shuni ko‘rsatadiki, optik hodisalar xarakteri sezilarli darajada nurlanish intensivligiga bog‘liq bo‘ladi. *Optik hodisalar xarakteri nurlanish intensivligiga bog‘liq bo‘lishini o‘rganuvchi optikaning bo‘limiga chiziqli bo‘lmagan optika* deyiladi.

1.4. Yorug‘lik bosimi

Yorug‘likning moddaga ko‘rsatadigan turli ta’sirlari orasida uning bosimi juda katta ahamiyatga ega. Yorug‘likning bosimi yorug‘lik elektromagnit nazariyasining rivojlanishi uchun katta ahamiyatga ega bo‘ldi.

Olimlar kometalarning harakatini kuzatib, kometalar Quyosh yaqinida harakat qilganida, ularning gaz va chang zarralaridan tarkib topgan dumi doimo Quyoshga nisbatan teskari tomonga qaraganligini va kometa Quyoshga yaqinlashgan sari dumining cho‘zila borishini aniqlaganlar. 1619 yildayoq Kepler kometalarda dum hosil bo‘lishini Quyosh nurlari bosimining natijasi sifatida tushuntirishga uringan edi.

Yorug‘likning Maksvell yaratgan elektromagnit nazariyasi yorug‘lik oqimi biror jism sirtiga tushganda, bu sirtga bosim ta’sir ko‘rsatishi kerak deb tasdiqlaydi.



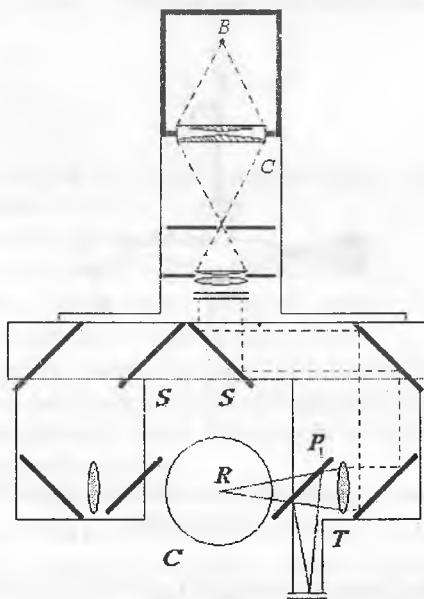
1.5 - rasm. Yorug‘lik bosimini kuzatish uchun yasalgan *a* va *b* qanotchalar

Bu nazariy bashoratni tasdiqlash sohasida qilingan ko‘pdan-ko‘p urinishlar muvaffaqiyatsiz chiqdi. Ko‘pgina olimlar yorug‘lik bosimini sezish mumkinligiga hatto ishonmadilar ham. Biroq rus fizigi, Moskva universitetining professori P.N.Lebedev hamma qiyinchiliklarni yengib, juda ham nozik va murakkab tajribalar o‘tkazish yo‘li bilan yorug‘likning avval qattiq jismlarga (1899 yilda), so‘ngra esa gazlarga (1909 yilda) bo‘lgan bosimini payqashga va o‘lchashga muvaffaq bo‘ldi.

Yorug‘likning gazlarga bo‘lgan bosimi tajriba yo‘li bilan payqalishi Keplerning kometalar dumini quyosh nurlari itaradi degan

gipotezasini tasdiqladi. Lebedev tajribalaridan so'ng kosmik jarayonlarga oid hamma nazariyalarda yorug'lik bosimi hisobga olinadigan bo'ldi.

1.6- rasmda P.N.Lebedev yorug'likning qattiq jismlarga bo'lgan bosimini payqashga va uni o'lchashga muvaffaq bo'lgan qurilmaning chizmasi ko'rsatilgan. Elektr yoyi B dan kelayotgan yorug'lik linza va ko'zgular sistemasidan o'tib, burama tarozining yengil diski R ga tushadi, burama tarozi havosi so'rib olingan shisha balon ichiga ingichka ip bilan osib qo'yilgan. Burama tarozining yorug'lik dastasi ta'siri ostida qancha burilishiga qarab yorug'lik bosimining kattaligi haqida fikr yuritish mumkin bo'ldi. Shu narsa ajoyibki, Lebedevning bu tajribasida yorug'lik energiyasi to'g'ridan-to'g'ri mexanik energiyaga aylanadi.



1.6 - rasm. Lebedevning yorug'lik bosimini o'lchash tajribasining chizmasi

Lebedev yorug'likning qattiq jismlarga bo'lgan bosimini o'lchashda katta qiyinchiliklarni yengishiga to'g'ri keldi. Bu qiyinchiliklar nimadan iborat edi?

Avvalo ingichka ip bilan osib qo'yilgan kichikroq yupqa disklar yoritilganda, yorug'likning bosim kuchidan tashqari, undan necha yuz

ming marta katta bo'lgan, **radiometrik kuchlar deb** ataluvchi kuchlar ham paydo bo'ladi. Radiometrik kuchlar paydo bo'lishining sababi shuki, diskning yorug'lik tushayotgan tomoni yorug'lik ta'siridan isiydi va shuning uchun, diskning yorug'likka qaragan tomoni soya tomonidan ko'ra issiqroq bo'ladi. Buning natijasida, diskka kelib tekkan gaz molekulalarini diskning isigan tomonidagi molekulalari diskning narigi, sovuqroq tomonidagi molekulalarga qaraganda kuchliroq itaradi. Gaz molekulalarining diskdan qaytishida esa «energiya berish» hodisasi ro'y beradi. Energiya berish diskning yoritilgan – issiq tomonida yoritilma-gan – sovuq tomonidagiga qaraganda kuchliroq bo'ladi. Ko'pdan-ko'p molekulalarning zarbi natijasida energiya berishning teng ta'sir etuvchisi vujudga keladi va bu teng ta'sir etuvchi yorug'likning izlanayotgan bosimi tomonga qarab yo'nalgan bo'ladi.

Lebedev avval radiometrik kuchlarning ta'sirini va bu ta'sirni kamaytiruvchi sabablarni puxta o'rganib chiqdi. Bunda gaz siyraklasha borgan va disklar yupqalana borgan sari radiometrik kuchlarning kamaya borishi aniqlandi. O'sha vaqt uchun murakkab bo'lgan muammo, ya'ni yuqori vakuum hosil qilish muammosi maydonga keldi. Lebedev bu muammoni muvaffaqiyat bilan hal qildi.

Disklarga radiometrik kuchlardan tashqari, yorug'likning bosim kuchidan o'nlar marta ortiq bo'lgan **konveksion** kuchlar ham ta'sir qiladi. Konveksion kuchlar paydo bo'lishining sababi quyidagicha: diskning unga tushayotgan nurlar ta'siridan isishi bilan bir vaqtda, diskka yaqin turgan gaz qatlamlari ham isiydi; bunda diskning yoritilgan tomonidagi gazlar bilan soya tomondagi gazlar orasida temperaturalar ayirmasi paydo bo'ladi, bu esa konveksion oqimlarni vujudga keltiradi. Asbobda vakuum orttirilishi bilan bu kuchlar kamayadi. Lebedev bir manbaning o'zidan chiqayotgan yorug'lik nurlarini diskning goh bir tomoniga, goh ikkinchi tomoniga tushirib, yorug'lik bosimini o'lchashda konveksion kuchlarni kamaytirdi, buning uchun 1.6-rasmda ko'rsatilgan ko'zgu S goh u tomonga, goh bu tomonga suriladi. Shunday qilib, Lebedev begona kuchlarni puxta hisobga olishga, ularni minimumgacha kamaytirishga muvaffaq bo'ldi.

Lebedev tajribalari:

- tushayotgan yorug'lik nurlari dastasining yutuvchi sirtlarga ham, qaytaruvchi sirtlarga ham bosishini;
- yorug'likning bosim kuchi tushayotgan nur energiyasiga to'g'ri proporsional bo'lib, yorug'likning rangiga bog'liq emasligini ko'rsatdi.

Lebedev yorug'lik ham har qanday modda singari massaga ega bo'lib, bu esa ularning umumiy xossasi ekanligini dunyoda birinchi bor ko'rsatdi. Bu o'sha vaqtda muhim fakt edi.

Bosim kuchi yorug'likning intensivligiga bog'liq bo'ladi. Yorug'lik nurlari parallel dasta tashkil qilgan holda Maksvellning hisobi bo'yicha p bosim yorug'lik energiyasining zichligiga, ya'ni hajm birligidagi energiyaga teng bo'ladi. Bunda yorug'lik tushayotgan jism absolyut qora, ya'ni o'ziga tushayotgan yorug'lik energiyasini to'liq yutadigan jism deb faraz qilinadi. Agar jismning qaytarish koeffitsiyenti nolga teng bo'lmay, biror R qiymatga teng bo'lsa, u holda bosim $p = u(1 + R)$ bo'ladi, ideal ko'zgu uchun xususiy holda ($R=1$) bosim $p=2u$ bo'ladi. Agar 1sm^2 yuzga 1s ichida normal tushayotgan energiyani (yoritilganlik) E bilan belgilasak, u holda nur energiyasining zichligi E/c ga teng bo'ladi, bu yerda c – yorug'likning tezligi. Shunday qilib, yorug'likning bosimini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$p = \frac{E}{c}(1 + R). \quad (1.21)$$

Maksvell yorug' kunda quyosh nurlari 1m^2 qora sirtga $0,4\text{mG}$ kuch bilan bosim beradi deb topdi. Agar yorug'lik devorga bo'shliq ichidagi barcha yo'nalishlar bo'yicha tushayotgan bo'lsa, nurlanishning zichligi u ga teng bo'lganda qora sirtga $p = \frac{1}{3}u$ bosim beriladi.

Fotonlar nazariyasida yorug'likning bosimini fotonlar impulsining yutuvchi yoki qaytaruvchi devorga uzatilish natijasi deb talqin etish mumkin. Chastotasi ν ga teng bo'lgan monoxromatik yorug'likning devorga tik tushayotgan va 1sm^2 yuzaga 1s da E ga teng energiyani olib keladigan oqimida N ta foton bo'lib, N ning qiymati quyidagi shartdan aniqlanadi:

$$Nh\nu = E,$$

ya'ni $N = E/h\nu$. Har bir foton $h\nu/c$ ga teng impulsiga ega bo'lgani uchun, u yutuvchi devorchaga $h\nu/c$ impuls, qaytaruvchi devorchaga esa $2h\nu/c$ impuls uzatadi (chunki qaytganda fotonning impuls $+h\nu/c$ dan $-h\nu/c$ gacha, ya'ni $2h\nu/c$ ga o'zgaradi).

Shunday qilib, absolyut yutuvchi devorchaning 1sm^2 yuzaga 1s ichida uzatiladigan impuls quyidagiga teng bo'ladi:

$$Nh\nu / c = E / c.$$

Lekin 1sm^2 yuzaga 1s da berilgan impuls shu yuzaga ta'sir qiladigan bosimning o'zidir. Shunday qilib, yutuvchi devorchaga ta'sir qilayotgan bosim $p = E/c$ ga, to'liq qaytaruvchi devorchaga ta'sir qilayotgan bosim esa $p = 2E/c$ ga teng bo'ladi. Qaytarish koeffitsiyenti R ga teng bo'lgan umumiy holat 1s ichida tushayotgan fotonlarning to'liq N sonidan $(1-R)N$ tasi yutiladi, RN tasi qaytadi. Ular tomonidan sirt birligiga uzatilgan impuls

$$(1-R)N \frac{h\nu}{c} + RN \cdot 2 \frac{h\nu}{c} = N \frac{h\nu}{c} (1+R) = \frac{E}{c} (1+R) \quad (1.22)$$

bo'lib, Maksvell formulasiga to'g'ri keladi.

Yorug'lik bosimi hodisasi korpuskulyar yoki to'lqin nazariyasida qanday talqin etilgan bo'lmasin, bunday bosimning mavjudligini tajribada aniqlashning o'zi juda katta ahamiyatga ega. Bu fakt yorug'lik nuri energiyagagina emas, balki impulsiga ham ega ekanligini ko'rsatib, yorug'likning moddiy ekanligini, yorug'lik ham modda bilan birga materiyaning bir ko'rinishi ekanligini shak-shubhasiz isbotladi.

1.5. Elektromagnit to'lqinning fazaviy va gruppaviy tezligi

Fazaviy tezlik. Bir jinsli muhitda X o'qining musbat yo'nalishida tarqaluvchi yassi monoxromatik yorug'lik to'lqinini qaraylik.

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - kx)} = E_0 e^{i\omega \left(t - \frac{k}{\omega} x\right)} = \vec{E}_0 e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v}\right)}$$

bu yerda $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$. Bir xil fazada tebranayotgan sirtlar tenglamasi quyidagi ko'rinishga egadir:

$$\omega \left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const} \quad (1.23)$$

X o'qi yo'nalishi bo'yicha tarqaluvchi to'lqin sirtining siljish tezligi quyidagicha aniqlanadi:

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (1.24)$$

Mana shunday bir xil fazada tebranayotgan sirtning siljish tezligiga **fazaviy tezlik** deyiladi.

To'liq fazasining to'liq soni orqali ifodalanishidan foydalanib, faza tezligini aniqlash uchun quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

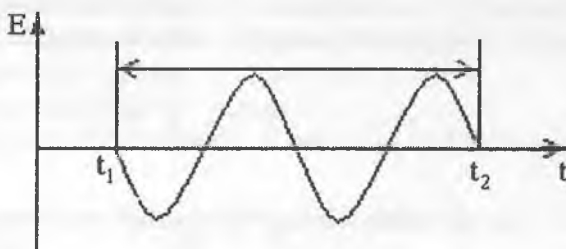
$$\omega t - kx = \text{const} , \quad (1.25)$$

buni t bo'yicha differensiallab, quyidagi ifodani hosil qilamiz;

$$v_f = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T}. \quad (1.26)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, to'liq faqat bitta fazaviy tezlik bilan xarakterlanar ekan.

Gruppaviy tezlik. Alohida atomlar vaqt bo'yicha cheksiz bo'lgan monoxromatik to'liq nurlantirmasdan, balki yorug'lik impulslarini nurlantiradi. Har bir yorug'lik impulsini $\Delta t = t_2 - t_1$ vaqt oralig'ida davom etuvchi monoxromatik to'liq bo'lagi deb qarash mumkin (1.7-rasm). Yorug'lik to'liqlarining monoxromatik emasligi asosan monoxromatik to'liqning uzilishi bilan tushuntiriladi.



1.7 - rasm.

Chekli impulsni turli chastota, amplituda va fazali garmonik tebranishlar yig'indisidan iborat deb qarash mumkin. Impuls formasi uning garmonik tashkil etuvchilarining chastotasi, amplitudasi va fazasi orqali aniqlanadi. Agar bu tashkil etuvchilar tezligi bir xil bo'lsa, u

holda ularning fazaviy munosabatlari o'zgarmaydi. Bu holda impulsning siljish tezligi uning garmonik tashkil etuvchilarining tezligi bilan mos tushadi. Garmonik to'liqning fazaviy tezligi chastotaga bog'liq bo'lmaydigan muhit *dispersiyalamaydigan*, fazaviy tezligi chastotaga bog'liq bo'lgan muhit dispersiyalovchi muhit deyiladi. Mana shunday *dispersiyalovchi* muhitda monoxromatik yorug'lik nuri tarqalsa, u vaqtda turli xil to'liq uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik nurlari dispersiya tufayli turlicha tezlik bilan tarqaladi. Bunday hollarda aniq to'liq uzunlikka xos bo'lgan yorug'lik nurlarining tarqalish tezligini xarakterlovchi fazaviy tezligi to'g'risida gapirib bo'lmaydi. Shuning uchun ham **gruppaviy tezlik** tushunchasi kiritiladi.

Yorug'likning gruppaviy tezligini aniqroq tushunish uchun berilgan yorug'lik impulsi chastotalari $\omega_1 > \omega_2$ bir-biriga yaqin va amplitudalari teng to'liqlardan iborat deb qaraylik:

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x) \quad (1.27)$$

$$E_2 = E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 x). \quad (1.28)$$

Yorug'lik impulsi shu to'liqlar yig'indisidan iboratdir:

$$E = E_1 + E_2 = A \sin(\omega_0 t - k_0 x)$$

Bu ifodada A vaqt bo'yicha modullashgan, sekin-asta o'zgaruvchi amplituda bo'lib, uning maksimal qiymatining siljish tezligi **gruppaviy tezlikdir**.

Shunday qilib, gruppaviy tezlik monoxromatik yorug'lik to'liqlari maksimal amplitudasining siljish tezligini, ya'ni tarqaluvchi impuls energiyasining ko'chish tezligini xarakterlaydi.

Gruppaviy tezlik amplitudaning vaqt bo'yicha doimiy qolish shartidan topiladi:

$$A = 2E_0 \cos(t\delta\omega - x\delta k) = \text{const}$$

yoki

$$t\delta\omega - x\delta k = \text{const}$$

Buni vaqt bo'yicha differensiallasak, gruppaviy tezlik kelib chiqadi. Gruppaviy tezlik quyidagiga teng:

$$v_{gr} = \frac{dx}{dt} = \frac{\delta\omega}{\delta k} = \frac{d\omega}{dk}$$

Gruppaviy tezlik bilan fazaviy tezlik o'rtasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$v_{gr} = v_f - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (1.29)$$

Bu ifoda Reley tomonidan chiqarilganligi sababli *Reley formulasi* deb ham yuritiladi.

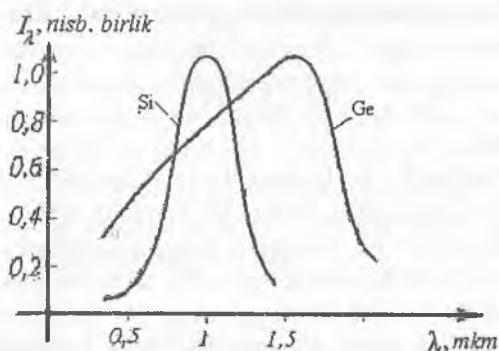
1.6. Asosiy fotometrik kattaliklar

Asosiy tushunchalar. Yorug'likning ko'zga yoki qabul qiluvchi boshqa bir qurilmaga ko'rsatadigan ta'siri, dastavval, yorug'lik to'liqini eltadigan energiyaning bu qurilmaga berilishidan iborat. Shuning uchun biz optik hodisalar qonunlarini qarab chiqishdan avval yorug'likni o'lchash — *fotometriya* to'g'risida tasavvur hosil qilishimiz kerak. Fotometriya yorug'lik to'liqini keltirayotgan energiyaning o'lchashdan yoki shu energetik xarakteristika bilan biror tarzda bog'langan kattaliklarni o'lchashdan iborat.

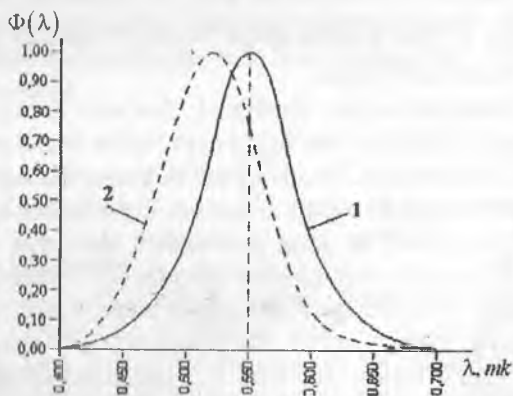
Yorug'likni qabul qiluvchi qurilmalar. Bunday qurilmalarning xossalari u yoki bu spektral oblastdagi nurlanishni sezish xarakteristikasi bilan xarakterlanadi. 1.8- rasmda germaniy (Ge) va kremniy (Si) asosida tayyorlangan fotodiodlarning spektral xarakteristikalari keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, fototokning I_λ qiymati to'liqin uzunligiga kuchli bog'liq. Boshqa tipdagi yorug'likni qabul qiluvchi qurilmalarning, masalan, balometrning spektral xarakteristikalari deyarli to'liqin uzunligiga bog'liq emas. Shuning uchun ham birinchi tipdagi qabul qiluvchi qurilmalar selektiv, ikkinchi tipdagi qurilmalar esa **noselektiv** qurilmalar deb yuritiladi. Inson ko'zi **selektiv** yorug'likni qabul qiluvchi qurilmalar tipiga kiradi. Uning ko'rish funksiyasi kunduz kuni va oqshom uchun quyidagi 1.9- rasmda keltirilgan.

Har qanday yorug'likni qabul qiluvchi optik qurilmalarning muhim xarakteristikasi — **kuchsiz yorug'lik oqimini** sezish qobiliyatidir. Inson ko'zi xuddi shunday kuchsiz yorug'lik oqimini sezishdek g'aroyib xususiyatga egadir.

Ko'z sezgirligi turli kishilarda turlicha bo'ladi, shuning uchun **o'rtacha** sezgirlikni tekshirishga to'g'ri keladi. «O'rtacha» sezgirlik ko'zida nuqsoni bo'lmagan ko'p kishilarni tekshirish natijasida topiladi. Turli uzunlikdagi yorug'lik to'lqinlariga nisbatan **o'rtacha** sezgirlikni xarakterlovchi bunday kattalik **ko'rish funksiyasi** deb ataladi. Ko'rish funksiyasini grafik ravishda tasvirlash qiyin, chunki sub'ektiv nuqtai nazardan turli tusdagi nurlarning, masalan, qizil va yashil tusdagi nurlarning xuddi bir xil ravshanligini (yorqinligini) aniqlash mushkul.



1.8 - rasm.



1.9 – rasm. Ko'rish funksiyasi:

1 – kunduzi ko'rish, 2 – oqshom ko'rish.

Agar λ_1 va λ_2 uzunlikdagi ikkala to'lqin oqimlariga nisbatan ko'z sezgirligi bir xil bo'lsa edi, $dE_{\lambda_1} = dE_{\lambda_2}$ bo'lganda, ya'ni quvvatlar teng

bo'lganida har ikki maydoncha yorqinligi bir xil bo'lib ko'rinar edi. Haqiqatda esa sub'ektiv yorqinlikning teng bo'lishi uchun ikkala oqimning dE_{λ_1} va dE_{λ_2} quvvatlarini turlicha qilib olishga to'g'ri keladi: ko'z qaysi uzunlikdagi to'lqinni kuchliroq sezadigan bo'lsa, o'sha to'lqin oqimini kamroq quvvatli qilib olish kifoya.

Shuning uchun ko'zni $\Phi(\lambda)$ ko'rish funksiyasi vositasida xarakterlab, λ_1 va λ_2 bir-biriga yaqin ikki to'lqin uzunliklariga oid $\Phi(\lambda)$ ko'rish funksiyasining son qiymatlari bir xil yorqinlik hissini uyg'otuvchi dE_{λ_1} va dE_{λ_2} quvvatlarga teskari proporsional, ya'ni

$$\frac{\Phi(\lambda_1)}{\Phi(\lambda_2)} = \frac{dE_{\lambda_2}}{dE_{\lambda_1}} \quad (1.30)$$

deb faraz etamiz.

Spektr sohaning bir bo'lagidan ikkinchi (qo'shni) bo'lagiga ketma-ket muntazam o'tish yo'li bilan ko'rinuvchi butun spektr sohasi miqyosidagi $\Phi(\lambda)$ ko'rish funksiyasining qiymatlarini aniqlab olish mumkin. Inson ko'zi to'lqin uzunligi 0,555 mkm bo'lgan yashil nurlarni eng yaxshi sezadi. Ko'rish funksiyasining bu to'lqin uzunligiga mos qiymati 1 ga teng deb qabul qilingan. Bu holda, boshqa hamma to'lqin uzunliklari uchun $\Phi(\lambda) < 1$; ko'rinuvchi spektr sohasidan tashqarida $\Phi(\lambda) = 0$.

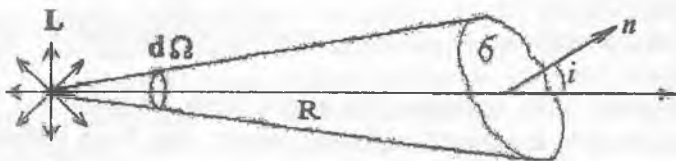
$\Phi(\lambda)$ ning to'lqin uzunliklariga bog'liqlik grafigi 1.9 – rasmda (1 tutash egri chiziq) keltirilgan.

Ko'rish funksiyasi bilan tanishgach, biz endi yorug'likni ko'rish sezgisi uyg'otish darajasini hisobga olgan holda xarakterlovchi yangi fizik kattalikni kirita olamiz. Bunday kattalik **yorug'lik oqimi** deyiladi.

Nur energiyasining Φ oqimi. Nuqtaviy L manbadan kelayotgan nur energiyasi yo'lga kichik σ yuza joylashtirib shu yuza orqali τ vaqt ichida o'tgan Q energiya miqdorini o'lchaylik (1.10-rasm).

Bu maqsadda yuzani unga tushayotgan butun energiyani yutadigan modda (qorakuya) bilan qoplash va temperatura o'zgarishiga qarab, yutilgan energiyani o'lchash mumkin. σ yuza orqali birlik vaqtda oqib

o'tuvchi nur energiyasi quvvatini ko'rsatuvchi $d\Phi = \frac{Q}{\tau}$ nisbat σ sirt orqali o'tuvchi nur energiyasi oqimi deyiladi.



1.10 - rasm.

Nur energiyasi bir jinsli muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalgani uchun L nuqtadan yuza konturiga taraladigan nurlar to'plami o'tkazib, oqimning σ orqali o'tayotgan qismini chegaralovchi konus hosil qilamiz. Agar muhit ichida energiya yutilmasa u holda bu konusning har qanday kesimidan bir xil oqim o'tadi. Markazi L da, radiusi l ga teng bo'lgan sferik sirt bilan bu konusning kesishishidan hosil bo'lgan kesim konusning $d\Omega$ fazoviy burchagining o'lchovi bo'ladi. Agar σ sirtga o'tkazilgan n normal konus o'qi bilan i burchak tashkil qilsa, va L dan σ gacha bo'lgan masofa R bo'lsa, u holda

$$d\Omega = \frac{\sigma \cos i}{R^2} \quad (1.31)$$

bo'ladi. Unda fikran shunday shar sektori (uchi shar markazida bo'lgan konus) qirqib olaylik, uning asosi shar sirtida $\Delta\Omega$ yuzni hosil qilsin. Bu konus sirti bilan chegaralangan fazo **fazoviy burchak** $\Delta\Omega$ deb ataladi va bu burchak kattaligi

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta\sigma}{R^2} \quad (1.32)$$

formula bilan aniqlanadi.

Fazoviy burchak tayanib turgan shar sirtiining yuzi kattalik jihatdan shar radiusining kvadratiga teng, ya'ni $\Delta\sigma = R^2$ bo'lsa, fazoviy burchak birga teng bo'ladi va bu burchak **sterradian** (sr) deb ataladi. Sharining to'liq sirti $\sigma = 4\pi R^2$ bo'lgani uchun nuqta atrofidagi butun fazoni qamrab oluvchi Ω to'liq fazoviy burchak quyidagicha ifodalanadi:

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi \text{ sr} \quad (1.33)$$

Demak, nuqta atrofidagi to'la fazoviy burchak 4π steradianga teng bo'lar ekan.

Shunday qilib, oqimning biz ajratib olgan bir qismi $d\Omega$ fazoviy burchakka to'g'ri keladi. $d\Omega$ ni kichik miqdor deb, R ga nisbatan: $d\Omega$ ichida oqimni tekis taqsimlangan deb hisoblash mumkin. L dan barcha yo'nalishlar bo'yicha ketayotgan to'la oqim $\Phi = \int d\Phi$ bo'ladi.

Yorug'lik kuchi (I). Fazoviy burchak birligiga to'g'ri kelgan oqim kattaligiga *yorug'lik kuchi* deyiladi. Agar oqim Φ , manbadan barcha yo'nalishlar bo'yicha bir tekis yuborilayotgan bo'lsa, $I = \frac{\Phi}{4\pi}$ bo'ladi. Bu har qanday yo'nalish uchun bir xil bo'ladi. Oqim notekis bo'lgan holda $\Phi/4\pi$ kattalik faqat yorug'likning o'rtacha kuchi bo'ladi va *yorug'likning o'rtacha sferik kuchi* deyiladi. Tayinli bir yo'nalish bo'yicha yorug'lik kuchini o'lchash uchun $d\Omega$ elementar fazoviy burchak olinib va bu fazoviy burchakka to'g'ri kelgan $d\Phi$ yorug'lik oqimi o'lchanishi kerak:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (1.34)$$

Yoritilganlik (E). Yoritilganlik deb, sirt birligiga to'g'ri kelgan oqim kattaligiga aytiladi. σ yuzning yoritilganligi

$$E = \frac{d\Phi}{\sigma}$$

bo'ladi. (1.31) va (1.34) larni hisobga olsak,

$$E = \frac{d\Phi}{\sigma} = \frac{Id\Omega}{\sigma} = \frac{I \cos i}{R^2} \quad (1.35)$$

bo'ladi. (1.35) dan ko'rinadiki, nuqtaviy manba hosil qilgan yoritilganlik manbadan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional va yorug'lik oqimi yo'nalishi bilan yoritilgan sirtga o'tkazilgan normal orasidagi burchak **kosinusiga** to'g'ri proporsional bo'ladi.

Manbaning ravshanligi (B). Ba'zi bir manbalarni nuqtaviy manbalar deb bo'lmaydi. Bu manbalarning ko'pi shunchalik kattaki, kuzatish olib borganda oddiy masofalarda ko'z bilan ularning shaklini

payqash mumkin. Juda ko'pchilikni tashkil qilgan bunday manbalarga nisbatan ravshanlik tushunchasi tarixiy ma'noga ega. Bu tushuncha ajrata olish qobiliyati chegarasidan tashqarida yotuvchi manbalarga, masalan, yulduzlarga nisbatan qo'llanila olmaydi.

Sirtning B ravshanligi yorug'lik chiqaruvchi sirtning berilgan sohasidan chiqqan va berilgan yo'nalish bo'yicha nurlanishni xarakterlovchi kattalikdir. Yo'nalishni esa uning yorug'lik chiqaruvchi sirtga o'tkazilgan normal bilan tashkil qilgan i burchagi aniqlaydi. Sirtning σ elementiga tayanuvchi va $d\Omega$ fazoviy burchak hosil qilgan dastani ajratib olib ravshanlikni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$B_i = \frac{d\Phi}{\sigma \cos i d\Omega}. \quad (1.36)$$

Bu i burchak bilan aniqlanuvchi yo'nalish bo'yicha *ravshanlanish deyiladi*. Demak, ma'lum bir yo'nalishdagi *ravshanlik* deb, ko'rinmas sirt birligining o'sha yo'nalishda birlik fazoviy burchak ichiga yuborilayotgan oqimiga aytiladi.

B_i ravshanlik yo'nalishga bog'liq kattalik. Ba'zan bu kattalik yo'nalishga bog'liq bo'lmasligi mumkin. Bunday manbalar *Lambert qonuniga bo'ysunuvchi manbalar* deyiladi (Faqat absolyut qora jism ana shunday manba bo'ladi). Har bir qismi yorug'likni barcha tomonga tekis sohadigan xira sirt yoki muhitlar Lambert manbalariga birmuncha o'xshaydi.

Quyoshning ravshanligi markazidan chetiga tomon birmuncha pasayib, radiusining $3/4$ qismicha masofada ravshanlik disk markazidagi ravshanlikning taqriban 80% ini tashkil qilgani tajribada aniqlangan bo'lsada, Quyosh sirti Lambert qonuniga ancha yaqin qonun bo'yicha nurlanadi.

Yorituvchanlik (S). Ravshanlik tushunchasi bilan S yorituvchanlik tushunchasi uzviy bog'langan bo'lib, u integral kattalik, ya'ni birlik sirtidan barcha yo'nalishlar bo'yicha 2π fazoviy burchak ichiga yuborilayotgan to'la oqimdir. Shunday qilib, yorug'lik chiqaruvchi σ yuzadan barcha yo'nalishlar bo'yicha tashqariga yuborilayotgan to'la oqim Φ bo'lsa, u holda yorituvchanlik

$$S = \frac{\Phi}{\sigma} \quad (1.37)$$

bo'ladi. Bu yerda σ – manbaning yorug'lik sochayotgan yuzi. Yorituvchanlik bilan ravshanlik orasida

$$S = \pi B \quad (1.38)$$

bog'liqlik bor. $\Phi = \sigma \cdot S$ munosabatning ko'rsatishicha S yorituvchanlik, E yoritilganlikdek o'lchamga ega va sirt birligiga to'g'ri kelgan oqimdan iborat. Yorituvchanlik sirtning yorug'lanishini, ya'ni sirt birligidan ketayotgan yorug'lik oqimini xarakterlaydi. Yoritilganlik sirt birligiga kelayotgan yorug'lik oqimini xarakterlaydi.

Yorug'lik oqimining intensivligi (R). Yorug'lik maydonini xarakterlash uchun yorug'lik oqimining intensivligi tushunchasini kiritish mumkin. Birlik fazoviy burchak ichiga oqayotgan yorug'lik oqimi kattaligi tushuniladi va uni quyidagicha yozish mumkin:

$$R = \frac{d\Phi}{\sigma \cos i d\Omega}. \quad (1.39)$$

Yorug'lik chiqarayotgan sirtni xarakterlashda ravshanlik qanday rol o'ynasa, yorug'lik oqimining intensivligi yorug'lik maydonini xarakterlashda shunday rol o'ynaydi. Shuning uchun ko'pincha *yorug'lik oqimining ravshanligi* deb ham ataladi.

Yorug'lik o'lchashlarida ishlatiladigan birliklar

Xalqaro yoritish komissiyasi odam ko'zini yorug'lik energiyasini qabul qiluvchi sifatida olib, yorug'lik oqimini ko'rish sezgisi bo'yicha baholanadigan nur energiyasi oqimi deb ta'rifladi.

Yorug'lik oqimi va boshqa yorug'lik texnikasi kattaliklarini amalga oshirish uchun shartli yorug'lik etaloni ishlatiladi.

Xalqaro kelishuv bo'yicha 1948 yil 1-yanvarda yorug'likning qayta tiklanuvchi yangi etaloni kiritilgan bo'lib, u toza platinaning qotish temperaturasida (2046,6 K) qo'llaniladigan absolyut qora jism ko'rinishida yasalgan. Rossiyada bunday etalon metallurgiya ilmiy tekshirish instituti fotometriya laboratoriyasida yasalgan.

Yorug'lik kuchi birligi *kandela* (kd). Hozir tilga olingan yorug'lik etalonining $\frac{1}{60} \text{ sm}^2$ yuzidan normal yo'nalishda chiqayotgan

yorug'lik kuchining $\frac{1}{60}$ qismiga teng. Oldin yorug'lik kuchining birligi sham bo'lib, u 1,005 kd ga teng edi.

Yorug'lik oqimi birligi lyumen (lm) – 1 kd li yorug'lik manbaining 1 sterradian fazoviy burchak ichiga yuboradigan oqimidir. Agar manbaining har qanday yo'nalishi bo'yicha yorug'lik kuchi 1 kd ga teng bo'lsa, u holda manba $4\pi \text{ lm}=12,5 \text{ lm}$ ga teng to'la yorug'lik oqimi beradi. Yangi yorug'lik etaloni normal yo'nalish bo'yicha 1m^2 dan 60 lm/sr ga teng oqim beradi.

Yoritilganlik birligi lyuks (lk) bo'lib, u 1m^2 yuzaga tekis taqsimlangan 1 lm oqimga mos keladigan yoritilganlikdir:

$$1 \text{ lk} = 1 \text{ lm}/\text{m}^2.$$

Shunday qilib, 1 lk – markazida barcha tomonga tekis nurlanadigan 1 kd li manba joylashgan va radiusi 1 m bo'lgan shar sirtida hosil qilinadigan yoritilganlikdir.

Yorituvchanlik xuddi yoritilganlik kabi lm/m^2 hisobida ifodalanadi. Biroq bu yerda bu kattalik olinayotgan oqimga emas, balki chiqayotgan oqimga tegishli.

Ravshanlik (B) birligi sifatida o'ziga perpendikulyar yo'nalishda har bir kvadrat metrda 1 kd yorug'lik kuchi beradigan yuzaning ravshanligi olinadi. Shunday qilib, ravshanlik birligi kvadrat metrda kandela bo'ladi: kd/m^2 .

Ilmiy adabiyotlarda quyida sanab o'tilgan boshqa birliklar ham ishlatiladi:

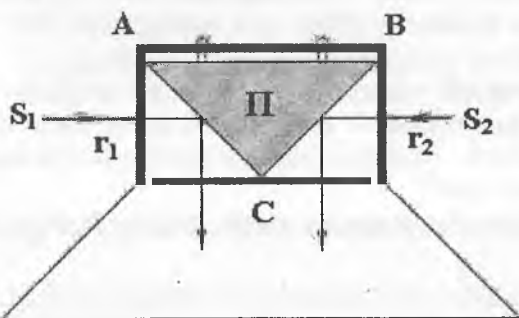
Nomi	Belgisi	kd/m^2 hisobidagi qiymati
Nit	<i>Nt</i>	1
Stilb	<i>Sb</i>	10^4
Apostilb	<i>Asb</i>	$1/\pi$
Lambert	<i>Lb</i>	$10^4/\pi$

Nit, ravshanlik, kd/m^2 ning boshqacha nomi. Stilb har bir kvadrat santimetridan 1 kd yorug'lik kuchi beradigan yuzaning ravshanligiga mos keladi. Apostilb va lambert kattaliklar fizik jihatdan sirtida ma'lum yoritilganlik hosil qilingan ideal sochgichning ravshanligini bildiradi.

Yorug'lik va energetik birliklar

Kattaliklar	Belgisi	Birligi	Belgisi	Energetik birligi
Yorug'lik oqimi	Φ	Lyumen	Lm	vatt
Yorug'lik kuchi	I	Kandela	Kd	vatt/sterradian
Ravshanlik	B	Kandela/m ²	Kd/m ²	vatt/(sterradian(m ²))
Intensivlik	R	Kandela/m ²	Kd/m ²	vatt/(sterradian(m ²))
Yorituvchanlik	S	Lyumen/m ²	Lm/m ²	vatt/m ²
Yoritilganlik	E	Lyuks	Lk	vatt/m ²

Fotometrilar. Sirtlarning yoritilganligini tenglashtirish yo'li bilan ikki manbaning yorug'lik kuchi taqqoslanadi. Shu maqsadda ishlatiladigan asboblarni **fotometrilar** deb ataladi. Eng soddasi fotometrlardan birining chizmasi 1.11-rasmda ko'rsatilgan. Uchburchakli ABC prizmaning oq rangga bo'yalgan AC va BC yoqlariga manbalardan yorug'lik tushadi. Prizmaning har bir yon yuzini faqat bir manba yoritadi.



1.11 - rasm.

Yoritilganlik C tomondan ko'z bilan kuzatiladi. Fotometrni manbalar orasida u yoki bu tomonga siljitib, prizmaning BC va AC yoqlari bir xil yoritilishiga erishiladi va shundan so'ng quyidagi mulohazalarga muvofiq manbaning yorug'lik kuchi hisoblanadi: yorug'lik kuchi I_1 bo'lgan S_1 manba prizmadan r_1 masofada turib

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos \alpha$$

yoritilganlik hosil qiladi, yorug'lik kuchi I_2 bo'lgan S_2 manba prizmadan r_2 masofada turib

$$E_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos \alpha$$

yoritilganlik hosil qiladi. Fotometrni $E_1=E_2$ bo'ladigan qilib joylash-tirganimiz uchun quyidagini yoza olamiz:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (1.40)$$

Ikki manbaning yorug'lik kuchlari nisbati yorug'lik manbalaridan birday yoritilgan sirtgacha bo'lgan masofalar kvadratlarning nisbati kabi.

Yuqoridagi (1.40) ifoda bir manbaning yorug'lik kuchi ma'lum bo'lganda ikkinchi manbaning yorug'lik kuchini topishga imkon beradi.

Faqat ikkala taqqoslanuvchi sirtlarning rangi bir xil bo'lgandagina ravshanliklarning tengligini ko'z bilan yetarli darajada aniq belgilash mumkin. Sirtlarning rangi bir-biridan ozgina farq qilganda ham ravshanliklarni taqqoslash juda qiyinlashadi, farq katta bo'lganda esa ravshanliklarni taqqoslash mumkin bo'lmay qoladi.

Nazorat uchun savollar

1. Optika so'zining ma'nosi nima?
2. Optikaning fan-texnika va ishlab chiqarishdagi o'rni haqida gapiring.
3. Yorug'lik manbalari haqida gapiring.
4. Yorug'lik haqidagi dastlabki fikrlar qanday bo'lgan?
5. I.Nyutonning nazariy qarashlarini tushuntiring.
6. X.Gyuygensning nazariy qarashlarini tushuntiring.
7. Yorug'lik qanday xususiyatlar bilan xarakterlanadi?
8. Optika sohasida tadqiqot olib borgan dunyo olimlarining ishlari haqida gapiring.
9. Optika sohasida tadqiqot olib borayotgan O'zbekistonlik olimlarning ishlari haqida gapiring.
10. O'zbekistonda va dunyodagi optika maktablari haqida nima bilasiz?
11. Maksvell tenglamasini yozing va tushuntiring.

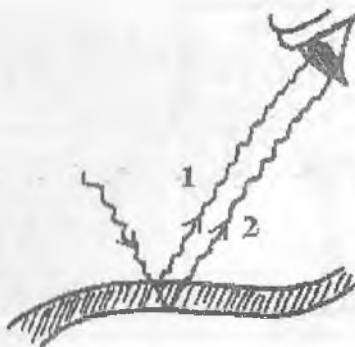
12. Tenglamadan kelib chiqadigan xulosalarni tushuntiring.
13. Sinfazlikni isbotlang.
14. Yorug'lik qanday to'lqin?
15. Gruppaviy tezlik nima?
16. Fazaviy tezlik nima?
17. Elektromagnit to'lqinlar shkalasini tushuntiring.
18. Optik oblastni ayting.
19. Ko'rish oblasti xususiyatlarini ayting.
20. Yorug'likning elektromagnit tabiatini xulosalang.
21. Fotometrik kattaliklarni tushuntiring.
22. Fotometrni tushuntiring.

II b o b. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

2.1. Interferensiya hodisasi

Interferensiya – yorug'likning to'liqin tabiatining namoyon bo'lishining bir isbotidir. Interferensiya so'zi lotin tilida interfere – «xalaqit bermoq» degan ma'noni anglatadi. Bu juda qiziq va chiroyli manzara ma'lum shartlar bajarilganda, ikkita yoki bir nechta to'liqlarning qo'shilishi natijasida kuzatiladi. Ikki yorug'lik to'liqini qo'shib, bir-birini kuchaytiradi yoki susaytiradi. Natijada ekranda markazi bir nuqtada yotuvchi yorug' va qorong'i halqalar navbat bilan joylashadi. Bular *interferension maksimum va minimum* deb yuritiladi. Interferensiya hodisasini biz kundalik hayotimizda juda ko'p kuzatganmiz. Masalan, suv betiga to'kilgan neft mahsulotlarining har xil rangda tovlanishi, kapalaklar qanotining tovlanishi, «Havoga uchirilgan sovun pufagi atrofdagi narsalarga xos bo'lgan barcha ranglar bilan tovlanadi. Sovun pufagini tabiatning eng ajoyib, eng nozik mo'jizasi desa bo'ladi» deb ta'riflagan edi Mark Tven.

Sovun pufagining kishiga shunchalik zavq baxsh etishiga xuddi ana shu yorug'lik interferensiyasi sababdir. Ingliz olimi Tomas Yung yupqa pardalarning har xil rangda tovlanish sababi – biri pardaning tashqi yuzasidan, ikkinchisi esa ichki yuzasidan qaytuvchi 1 va 2 to'liqlarning (2.1-rasm) qo'shilishidandir, deb tushuntirish mumkin, degan genial fikrni maydonga tashladi.

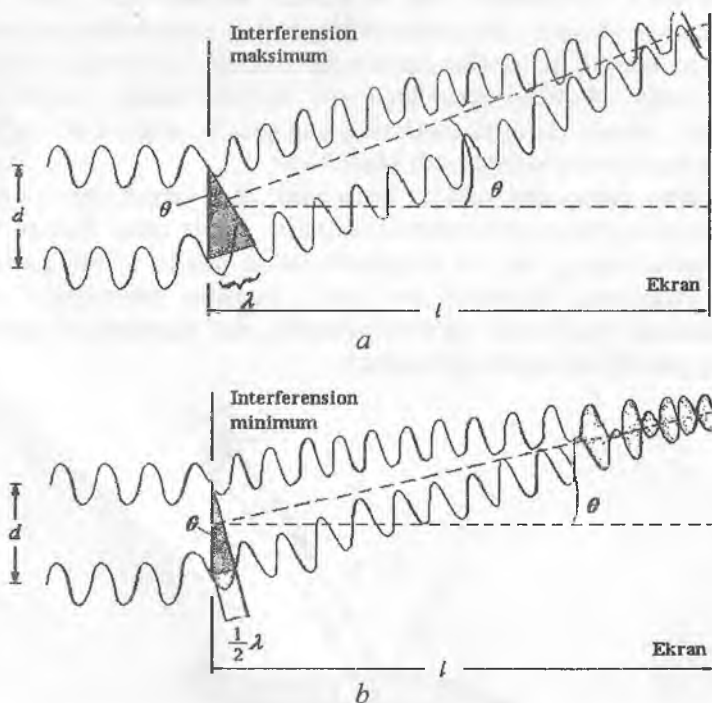


2.1-rasm.

Bunda yorug'lik to'qlinlarining interferensiyasi sodir bo'ladi – ikki to'qlin qo'shiladi, buning oqibatida natijaviy (yig'indi) yorug'lik tebranishlari fazoning turli nuqtalarida kuchayadigan yoki zaiflashadigan, vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan manzara kuzatiladi.

Interferensiya (yig'indi tebranishlarining vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan manzara kuzatiladi: to'qlinlarning kuchayishi yoki zaiflashuvi) natijasi yorug'likning pardaga tushish burchagi, pardaning qalinligi va to'qlin uzunligiga bog'liq.

Agar singan ikkinchi to'qlin qaytgan birinchi to'qlindan to'qlinlar uzunligining butun soni qadar kechiksa, yorug'lik kuchayadi (2.2- a rasm). Agar ikkinchi to'qlin birinchi to'qlindan to'qlin uzunligining yarim to'qlinlarining toq soni qadar kechiksa, yorug'lik zaiflashadi (2.2- b rasm). To'qlinlarning qo'shilishida turg'un interferensiyon manzara hosil bo'lishi uchun to'qlinlar kogerent bo'lishi, ya'ni ularning to'qlin uzunliklari bir xil va fazalari farqi o'zgarmas bo'lishi kerak.



2.2 - rasm

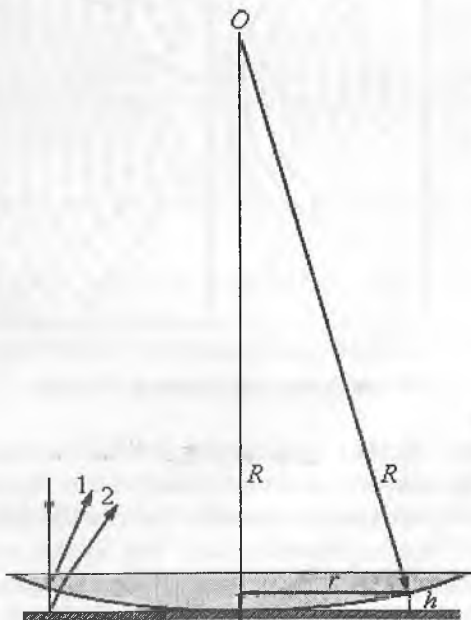
Pardaning tashqi va ichki yuzalaridan qaytgan to'qlinlarning kogerent bo'lishiga sabab shuki, bu to'qlinlarning ikkalasi ham bitta yorug'lik dastasining qismlaridir.

Ikki odatdagi mustaqil manbadan chiqadigan to'qlinlarga kelsak, ular interferensiyalar manzara hosil qilmaydi, chunki bunday manbalardan chiqadigan ikki to'qlinning fazalari farqi doimiy emas.

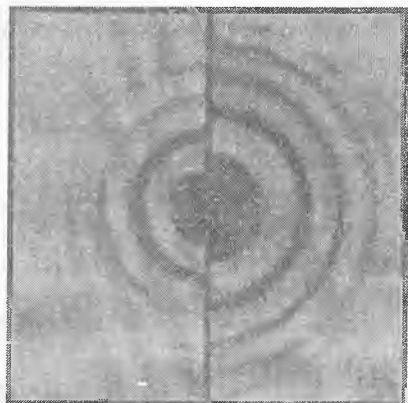
Yung rangdagi farq to'qlin uzunligidagi (yorug'lik to'qlinlarning chastotasidagi) farqda ekanligini ham tushundi.

2.2. Nyuton halqalari. Yung tajribasi

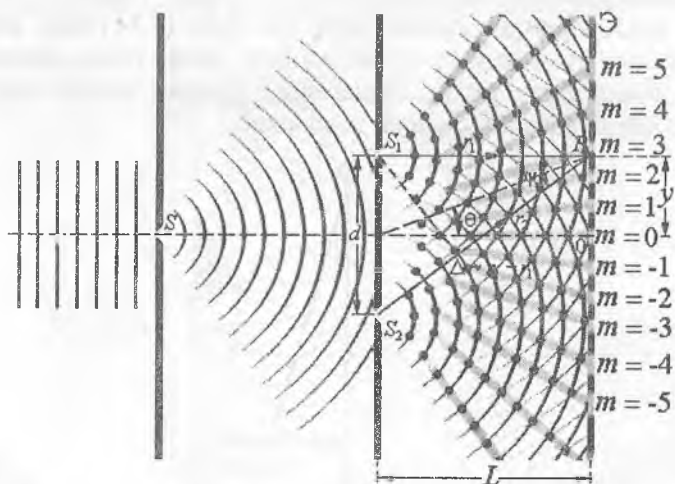
Laboratoriya sharoitida interferensiya hodisasini birinchi marta kuzatishga I.Nyuton muvaffaq bo'ldi. Bu tajribaning mohiyati quyidagidan iborat: linza bilan o'zaro tegib turgan shisha plastinkadan yorug'likning qaytishi natijasida konsentrik halqalar vujudga keladi. Bu halqalar fanda **Nyuton halqalari** deb nom olgan (2.3- rasm). Birinchi nur linza havo chegarasidan qaytadi va havo shisha (havo qatlaminin ichki va tashqi chegarasidan) chegarasidan qaytgan ikkinchi nur bilan qo'shib interferensiyalar manzarani hosil qiladi.



2.3 - rasm. Nyuton halqalarini kuzatish



2.4 - rasm. Nyuton halqalarining yashil va qizil nurlarda hosil bo'lishi



2.5 - rasm. Yung tajribasining chizmasi

Nyuton interferensiyon halqalarining hosil bo'lishini korpuskulyar nazariya nuqtai nazaridan tushuntira olmadi, lekin Nyuton yorug'likda qandaydir davriylik borligini tushunardi. Tarixda birinchi marta interferensiya hodisasi Yung tajribasida (1802 yil) to'liq nuqtai nazaridan kelib chiqib tushuntirildi. 2.5-rasmda Yung tajribasining chizmasi keltirilgan. Yorug'lik dastasi S tirqishdan o'tib S_1 va S_2 tirqishlarga tushadi, S_1 va S_2 tirqishlardan o'tgan yorug'lik dastalari E ekranda

interferension maksimum va minimumdan iborat interferension manzarani hosil qiladi.

Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan manbalardan chiqqan yorug'lik dastalari qo'shilgani bilan turg'un interferension manzara hosil bo'lmashini Yung birinchi bo'lib tushundi. Shuning uchun ham uning tajribasida S_1 va S_2 tirqishlarni Gyuygens prinsipidagidek ikkilamchi to'liqin manbai deb hisoblash mumkin. S_1 va S_2 manbalardan chiqqan yorug'lik P nuqtaga yetguncha r_1 va r_2 masofalarni bosib o'tadi va natijada yo'llar farqi bo'lgani uchun ular P nuqtaga har xil fazada yetib keladi. Yorug' va qorong'i interferension halqalarning hosil bo'lishi o'zgarmas fazalar farqida, kuzatish nuqtasida superpozitsiya prinsipiga asosan amalga oshadi. Fazalar farqi o'zgarmas yoki bir xil bo'lgan to'liqinlar *kogerent to'liqinlar* deyiladi. Kogerent to'liqinlar bir manbadan olinadi. $\vec{r}$ radius-vektor yo'nalishida tarqaluvchi **monoxromatik to'liqinni** quyidagicha yozish mumkin:

$$E = a \cos(\omega t - kr), \quad (2.1)$$

a – to'liqin amplitudasi, $k = 2\pi/\lambda$ – to'liqin soni, λ – to'liqin uzunligi, $\omega = 2\pi\nu$ – aylanma chastota, E elektr maydon kuchlanganligi. P nuqtadagi ikkita to'liqinning qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan natijaviy tebranish quyidagiga teng:

$$E = a_1 \cdot \cos(\omega t - kr_1) + a_2 \cdot \cos(\omega t - kr_2) = A \cdot \cos(\omega t - \varphi). \quad (2.2)$$

A – natijaviy tebranish amplitudasi, ω – chastota, φ – boshlang'ich fazasi.

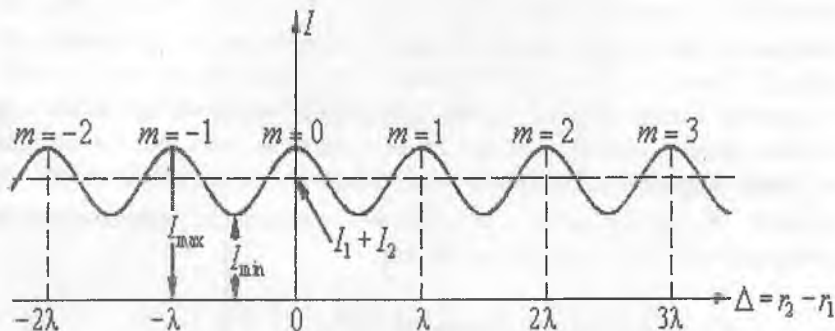
To'liqin amplitudasi kvadratiga teng bo'lgan kattalik **intensivlik** deb ataladi: $I \sim A^2$.

Murakkab bo'lmagan trigonometrik almashtirishlar P nuqtada natijaviy tebranish intensivligi quyidagiga tengligini ko'rsatadi:

$$I = A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos k\Delta = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos k\Delta, \quad (2.3)$$

$\Delta = r_2 - r_1$ – yo'llar farqi. Bu ifodadan ko'rinadiki, interferension

maksimum (yorug‘) halqa $\Delta = m\lambda$ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) shart bajarilganda kuzatiladi va $I_{\max}(a_1 + a_2)^2 > I_1 + I_2$ bo‘ladi. Interferension minimum (qorong‘i halqa) $\Delta = m\lambda + \lambda/2$ bo‘lganda kuzatiladi va $I_{\min}(a_1 - a_2)^2 < I_1 + I_2$ bo‘ladi. Quyidagi 2.6-rasmda Δ yo‘llar farqiga bog‘liq bo‘lgan interferension manzarada yorug‘lik intensivligining taqsimlanishi keltirilgan.



2.6- rasm. Interferension manzarada intensivlikning taqsimlanishi. m ning butun qiymatlari interferension maksimumga to‘g‘ri keladi

To‘lqinlarda yo‘llar farqi bo‘lganligi uchun hosil bo‘lgan fazalar farqi quyidagicha bo‘ladi:

$$\Delta\varphi = k \cdot \Delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = 2m\pi; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = (2m+1)\pi.$$

Agar $I_1 = I_2 = I_0$ bo‘lsa, (2.3) ifoda quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$I = 2I_0(1 + \cos k\Delta). \quad (2.4)$$

Bu holda $I_{\max} = 4I_0$, $I_{\min} = 0$ bo‘ladi.

(2.3) va (2.4) ifodalar umumiy hisoblanadi. Har qanday interferension chizma uchun qo‘llash mumkin, ya‘ni bir xil chastotali ikkita qo‘shiluvchi monoxromatik to‘lqin uchun P kuzatish nuqtasida farq Δ yo‘llar farqi tufayli hosil bo‘ladi. Agar Yung tajribasida ekran markazidan kuzatish nuqtasi P gacha bo‘lgan masofani y deb belgilasak

(2.6-rasm), $d \ll L$ va $y \ll L$ holat uchun (optik tajribalarda asosan bu shart bajariladi), yo'llar farqi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx \frac{d \cdot y}{L} \quad (2.5)$$

Koordinata y o'qining masofaga siljishi **interferension yo'l kengligi** Δl ga teng, ya'ni qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa. Bu vaqtda Δ yo'llar farqi bir λ to'lqin uzunligiga o'zgaradi. Ya'ni:

$$\frac{d \cdot \Delta l}{L} = \lambda \quad \text{yoki} \quad \Delta l = \frac{L \cdot \lambda}{d} \approx \frac{\lambda}{\psi}, \quad (2.6)$$

ψ – burchak P kuzatish nuqtasida S_1 va S_2 manbalardan kelayotgan nurlarning ajralish burchagi.

Miqdoriy baholash o'tkazamiz. Faraz qilamizki, tirqishlar orasidagi masofa $d=1$ mm, ekran bilan tirqish orasidagi masofa $L=1$ m, bunda $\psi = d/L = 0,001$ rad bo'ladi. Yashil nur uchun ($\lambda=500$ nm) quyidagiga ega bo'lamiz:

$\Delta l = \lambda/\psi = 5 \cdot 10^5 \text{ nm} = 0,5 \text{ mm}$. Qizil nur uchun ($\lambda=600 \text{ nm}$) $\Delta l = 0,6 \text{ mm}$ bo'ladi. Shunday qilib, Yung birinchi marta aniqligi uncha yuqori bo'lmasada, yorug'lik to'lqin uzunligini o'lchadi.

Shuni aytish kerakki, **geometrik optikadan farqli, to'lqin optikasida nur tushunchasi fizik ma'nosini yo'qotadi**. «Nur» tushunchasi to'lqin yo'nalishini belgilash uchun tor ma'noda ishlatiladi. Kelgusida nur termini qo'shtirnoqsiz ishlatiladi.

Nyuton tajribasida (2.3-rasm) yassi sirtga nur perpendikulyar tushganda yo'llar farqi $2h$ ga teng bo'ladi, h – havo qatlami qalinligi. Agar $R \gg h$ deb hisoblasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$h \approx \frac{r^2}{2R}, \quad (2.7)$$

r – simmetriya o'qiga nisbatan siljishi. Yo'llar farqi uchun yozadigan bo'lsak, 1 va 2 nurlarning har xil sharoitlarda qaytishini hisobga olish kerak. Birinchi nur shisha – havo chegarasidan qaytadi, ikkinchisi havo – shisha chegarasidan qaytadi. Birinchi holda qaytgan

nur fazasi π ga o'zgaradi, bu vaqtda yo'llar farqi $\lambda/2$ ga ko'payadi. Shuning uchun:

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} \approx \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (2.8)$$

$r=0$, ya'ni markazda $\Delta=\lambda/2$; shuning uchun ham Nyuton halqalari markazida interferensiyon minimum – qorong'i dog' kuzatiladi. Nyuton qorong'i halqalarining radiusi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}. \quad (2.9)$$

Bu ifoda orqali, agar linzaning egrilik radiusi R aniq bo'lsa, λ to'liq uzunligini tajriba orqali aniqlash mumkin.

Interferensiyon yo'l kengligi interferensiya tartibi (m) ga bog'liq bo'lmaydi. L va λ doimiy bo'lganda manbalar orasidagi masofa d ning kamayishi interferensiyon yo'lining kengayishiga olib keladi, ya'ni manzara aniqlashadi. Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik uchun $\lambda \sim 10^{-5}$ sm bo'lganligi sababli kuzatish uchun qulay bo'lgan aniq interferensiyon manzara $d \ll L$ da hosil bo'ladi. Mana shuning uchun ham kogerent manbalarni hosil qilishning hamma usullarida imkon boricha d ni kichik olish kerak.

Yorug' va qorong'i yo'llarning intensivliklarini $I_{\max}$ va $I_{\min}$ bilan belgilab, interferensiyon manzaraning kontrastligini xarakterlovchi quyidagi parametрни kiritamiz:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Agar qorong'i yo'l intensivligi nolga teng bo'lsa, u holda $V = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = 1$ bo'ladi, ya'ni kontrastlik eng katta bo'ladi.

Tekis yoritilganlik holda $I_{\max}=I_{\min}$ bo'lib, $V = 0$ bo'ladi. Shunday qilib, kontrastlikning mumkin bo'lgan qiymatlari $0 \leq V \leq 1$ chegarada o'zgaradi.

2.3. Interferensiyalar had tushunchasi va kogerentlik muammosi

Yung nazariyasi ikkita bir xil chastotali **monoxromatik to'liqlar**ning qo'shilishi tufayli hosil bo'ladigan interferensiya hodisasini tushuntirish imkoniyatini beradi. Biroq har kunlik tajribaning ko'rsatishicha, interferensiya hodisasini kuzatish oson emas ekan.

Agar xonada lampochka yonib turgan bo'lsa, har qanday istalgan nuqtada intensivliklar qo'shilishini kuzatish mumkin, lekin interferensiya kuzatilmaydi. Tebranishlar qo'shilgan qanday holatda interferensiya hosil bo'ladi – real yorug'lik to'liqlari monoxromatik bo'lmaydi degan savol tug'iladi. Shunday savol tug'ilmasligi uchun ikkita xususiy holni qaraymiz. Buning uchun (2.3) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (2.10)$$

α_1, α_2 – boshlang'ich fazalar.

Elektromagnit to'liqlar nurlanishi atomlar tebranishi bilan bog'liq bo'lib, bu tebranishlar garmonik emas va har bir tebranish 10^{-8} sek vaqt oralig'ida amalga oshadi. Bir atomning turli vaqtdagi va turli atomlarning bir paytdagi tebranishlari mustaqil ravishda amalga oshganligi uchun ular o'zaro faza bo'yicha bog'liq bo'lmagan, turli fazalarga ega bo'ladi. Demak, (2.10) bilan aniqlanadigan qo'shilish natijasi vaqtga bog'liq bo'ladi. Mana shuning uchun ham (2.10) ning vaqt bo'yicha o'rtacha qiymatini olamiz.

Yuqoridagi chiziq mos kattaliklardan vaqt bo'yicha olingan o'rtacha qiymatni ko'rsatadi.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (2.11)$$

(2.3) dagi I_1, I_2 lar vaqtga bog'liq bo'lmaganligi uchun intensivlikning o'rtacha qiymatini aniqlash uchun fazalar farqi kosinusining bu holdagi o'rtacha qiymatini aniqlash kifoya.

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) dt, \quad (2.12)$$

bu yerda τ – kuzatish vaqti.

1 – h o l. Faraz qilaylikki: $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$ bo'lsin.
Bu holda (2.12) ga asosan:

$$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \frac{1}{\tau} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \int_0^{\tau} dt = \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{const}.$$

Demak,

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (2.13)$$

ya'ni

$$I \neq I_1 + I_2 \quad (2.14)$$

(2.14) dan ko'rinadiki, qo'shiluvchi tebranishlarning fazalar farqi doimiy bo'lganda natijaviy intensivlik ayrim tebranishlar intensivliklarining yig'indisidan farq qiladi. Ya'ni interferensiya hodisasi yuzaga keladi. Kuzatish vaqti davomida fazalar farqi doimiy bo'ladigan tebranishlarning o'zaro qo'shilishi interferensiya hodisasiga olib keladi va bunday tebranishlarga **kogerent tebranishlar** deyiladi.

Ma'lumki, turli chastota bilan tebranuvchi tebranishlar kogerent bo'la olmaydi, ammo bir xil chastotali hamma tebranishlar ham kogerent bo'la olmaydi.

Interferensiya (2.13) formulada uchinchi hadning mavjudligi natijasida amalga oshadi, shuning uchun ham bu hadga **interferension had** deyiladi.

Interferension had $2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ qo'shiluvchi tebranishlarning **korrelyatsiyasini** (o'zaro aloqadorligini) xarakterlaydi.

2 – h o l. Qo'shiluvchi tebranishlarning fazasi ixtiyoriy ravishda o'zgarsin. Bu holda xaotik o'zgaruvchi fazalar teng ehtimolliklar bilan bir xil musbat va manfiy qiymatlarni qabul qiladi va uning kuzatish vaqti davomidagi o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = 0.$$

Demak:

$$\bar{I} = I_1 + I_2. \quad (2.15)$$

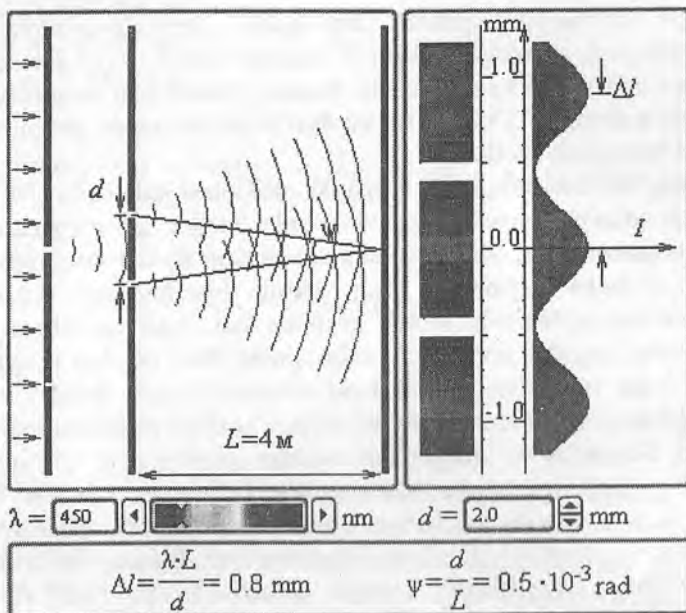
(2.15) dan ko‘rinadiki, fazalar farqi xaotik ravishda o‘zgarganda, intensivliklarning odatdagi qo‘shilishi amalga oshadi, ya’ni interferensiya hodisasi bu holda kuzatilmaydi. Bunday tebranishlar **kogerentmas tebranishlar deyiladi**. Demak, bir xil davrli ikki tebranish qo‘shilishida ikki holni farq qilish kerak.

Yorug‘lik intensivligining o‘zgarish chastotasi juda katta (10^{14} Gs) bo‘lganligi tufayli bevosita ko‘z yordamida bunday tez o‘zgarishlarni kuzatish mumkin emas. Mana shuning uchun ham fazalar farqining vaqt bo‘yicha o‘rtacha qiymatini olish lozim. Interferensiya kogerent tebranishlarning qo‘shilishi tufayli hosil bo‘ladi. Agar bu tebranishlar bitta manbaga tegishli bo‘lsa, tebranishlarning ham fazalari o‘zgarishi mumkin, lekin bularning fazalar farqi doimiy bo‘ladi. Bunday holda superpozitsiya prinsipi amalga oshadi va turg‘un interferensiyalar manzara kuzatiladi. Kogerent bo‘lmagan tebranishlar qo‘shilganda tebranishlar fazalarining farqi vaqtning funksiyasi bo‘ladi. Agar fazalar farqi kuzatish vaqti davomida tartibsiz o‘zgarib tursa, natijaviy intensivlik *I* intensivliklar yig‘indisi $I=I_1+I_2$ dan iborat bo‘ladi. Bunday holda oddiy intensivliklarning qo‘shilishi amalga oshadi. Lekin interferensiya kuzatilmaydi. Shunday qilib, interferensiya faqat ikkita kogerent to‘lqinlar qo‘shilgandagina hosil bo‘ladi. Kuzatish nuqtasida kogerent tebranish hosil qiladigan to‘lqinlar ham kogerent to‘lqinlar deb ataladi. Ikkita alohida manba tebranishlari kogerent emas, bular ham qo‘shilganda interferensiyalar manzara bermaydi. Yuqorida aytganimizdek, T.Yung bitta manbadan kelayotgan dastani tirqishlar yordamida ikkiga ajratib, so‘ngra interferensiyani kuzatish kerakligini angladi. Interferensiyalar chizmalarda shunday qilinadi. Bunday hollarda ham interferensiyalar manzara yo‘qoladi; agar yo‘llar farqi kogerentlik uzunligidan katta bo‘lsa ($\Delta > c \cdot \tau_{kog}$):

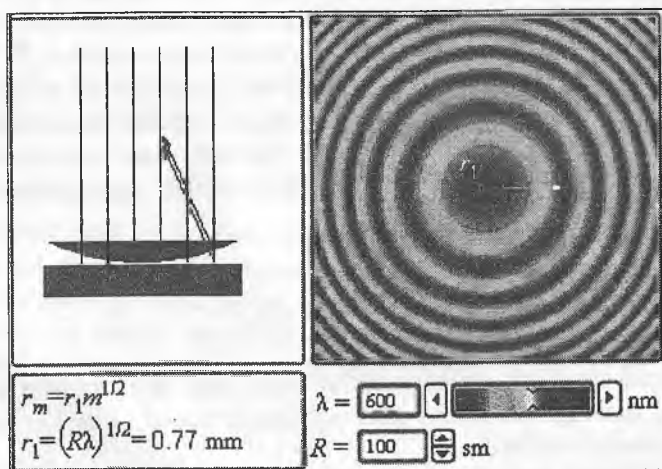
$$l_{kog} = c \cdot \tau_{kog}.$$

l – kogerentlik uzunligi, τ – kogerentlik vaqti. Odatdagi manbalar uchun kogerentlik uzunligi bir necha santimetrdan ortmaydi. Lazerlar uchun 1000 metr atrofida bo‘ladi.

Yorug‘likning monoxromatikligi nurlanish mexanizmi bilan bog‘liqdir. Nurlanish cheksiz uzunlikka ega bo‘lgan monoxromatik to‘lqinning bir parchasidir, ya’ni bir parchasi shaklida nurlanadi.



2.7 - rasm. Yungning interferensiya tajribasi modeli



2.8 - rasm. Nyuton halqasi

2.4. Kogerent to'liqlar hosil qilish usullari

Yuqorida aytganimizdek, ikkita mustaqil yorug'lik manbai chiqargan yorug'lik to'liqlari qo'shilganda, interferensiyaning intensivliklar qo'shilishini kuzatish mumkin.

Yuqoridagi mulohazalardan ko'rinadiki, yorug'lik nurlarining interferensiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik dastalarini hosil qilish kerak. Kogerent yorug'lik manbai olishning eng mumtoz usullaridan biri yuqorida bayon etilgan Yung usulidir.

Interferensiya olish usullarini S.I. Vavilov ikki tipga bo'ladi:

- Frenel tipidagi interferensiya (Yung, biko'zgu, biprizma, bilinza usullari va hokazo).

- Nyuton tipidagi interferensiya (yupqa pardadagi, ponadagi, Nyuton halqalari va boshqalar).

Biz quyida kogerent to'liqlar hosil qilishning ayrim usullari bilan batafsilroq tanishamiz.

Biye bilinzasi. Biye nomi bilan mashhur bo'lgan bu chizma diametri bo'yicha kesilgan linza yordamida amalga oshiriladi; linzaning ikkala yari bir-biridan ozgina uzoqlashtiriladi, shu tufayli nurlanuvchi S nuqtaning ikki S_1 va S_2 haqiqiy tasviri hosil bo'ladi. Yarim linzalar orasidagi yoriqni K ekran yopib turadi (2.9-rasm).

S_1 va S_2 lardan kelayotgan ikkala yorug'lik oqimi ustma-ust tushgan sohada interferensiya yuz beradi. Interferensiy maydondagi M nuqtaning yoritilganligi interferensiyalashuvchi ikki nurning yo'l farqiga bog'liq. Chizmadan ko'rinishicha, interferensiyalashuvchi yorug'lik oqimlari Ω fazoviy burchak o'lchamlari orqali belgilanadi, bu burchaklar kattaligi dastalarning ustma-ust tushgan qismlarini aniqlovchi nurlar orasidagi $2\varphi = \angle Q_1 S_1 R_1 = \angle Q_2 S_2 R_2$ burchakka bog'liq bo'ladi. Bu 2φ burchak *ustma-ust tushgan dastalar aperturasi* deb ataladi. 2φ burchakning maksimal qiymati $S_1 Q_1 \parallel S_2 Q_2$ va $S_1 R_1 \parallel S_2 R_2$ shartga mos keladi; bu holda ekran cheksizlikda joylashgan bo'ladi. Odatda, 2φ burchak birmuncha kichik bo'ladi, chunki ekran $S_1 S_2$ ga nisbatan katta bo'lgan chekli D masofada joylashgan. 2φ aperturaning kattaligi interferensiy maydonning burchakli o'lchamlarini ifodalaydi, bu maydonning o'rtacha yoritilganligi S_1 va S_2 manbalar tasvirlarining ravshanligi va burchakli o'lchamlariga bog'liq. Interferensiya maydoni orqali o'tgan to'la oqim shu maydon yuziga va, demak, 2φ burchakka proporsionaldir. Interferensiy maydonda interferensiya tufayli

yoritilganlik taqsimoti o'zgaradi, ya'ni interferensiyon polosalar hosil bo'ladi.

S dan chiqib interferometrlning har bir tarmog'i orqali M ga kelayotgan mos nurlar orasidagi 2ω burchak M nuqtadagi interferensiyon effektini aniqlovchi nurlarning yoyilish burchagidan iborat. Amalda bu burchak interferensiyon maydonning har qanday boshqa nuqtasi uchun ham o'shanday qiymatga ega bo'ladi. Bu burchakni biz *interferensiya aperturasi* deb ataymiz. Interferensiya maydonida unga *2w nurlar uchrashish burchagi* mos bo'lib, uning kattaligi 2ω burchakka tasvirlar yasash qoidalari orqali bog'langan. Ekrangacha bo'lgan masofa o'zgarmaganda 2ω qancha katta bo'lsa, $2w$ shuncha katta bo'ladi.

Interferensiya aperturasining 2ω kattaligi manbaning ruxsat etilgan o'lchamlariga ko'p bog'liq. Nazariya va tajribaning ko'rsatishicha, interferensiya aperturasi ortishi bilan manba kengligining ruxsat etilgan o'lchamlari, ya'ni hali aniq interferensiyon manzara ko'rinadigan holdagi o'lchamlari kamayadi.

Biye interferometrlning asosiy xususiyatlari har qanday interferensiyon chizmada takrorlanadi.

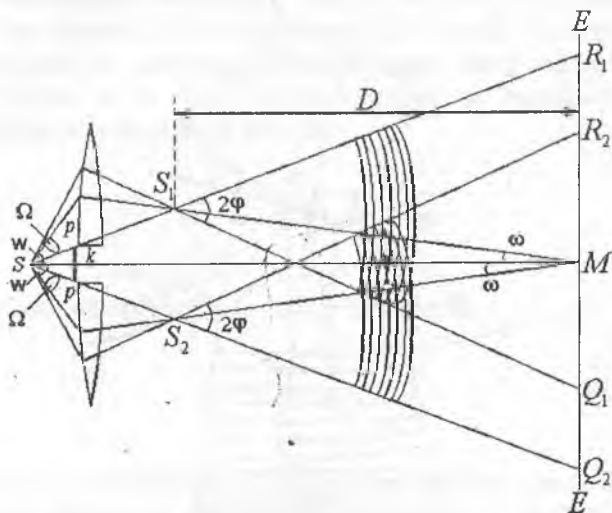
Frenelning biko'zgulari. S ning S_1 va S_2 mavhum tasvirlari kogerent to'lqinlar manbalari bo'ladi (2.10-rasm). Ko'zgular orasidagi α burchak qancha kichik bo'lsa, $S_1 S_2 = 2l$ masofa shuncha kichikroq va binobarin, interferensiyon manzara shuncha yirikroq bo'ladi. Interferensiyalashuvchi dastalar hali qisman ustma-ust tusha oladigan maksimal fazoviy burchakni:

$$S_1 B_1 C_1 \parallel S_2 O C_2 \text{ ba } S_1 O C_1' \parallel S_2 B_2 C_2'$$

shartdan topiluvchi $2\varphi = \angle C_1 S_1 C_1' = \angle C_2 S_2 C_2'$ burchak aniqlaydi. Bunda ekran yetarlicha uzoqda joylashgan bo'lishi kerak.

Qaytish qonunlariga asosan, $2\varphi = 2\alpha$, bu yerda α - ko'zgular orasidagi burchak. Shunday qilib, ustma-ust tushuvchi dastalar aperturasi 2α dan katta bo'la olmaydi. Chekli masofada joylashgan ekran uchun $2\varphi < 2\alpha$. $2\omega = \angle PSP$ interferensiya aperturasi ham, ya'ni qaytgandan so'ng ancha uzoqdagi ekranning biror nuqtasida uchrashib, interferensiyalashuvchi nurlar jufti orasidagi burchak ham 2α qiymatga ega bo'ladi. 2.10-rasmda $S_1 S_2$ dan chekli masofada joylashgan ekran

maydonining markaziy M nuqtasi uchun interferensiya aperturasi ko'rsatilgan.

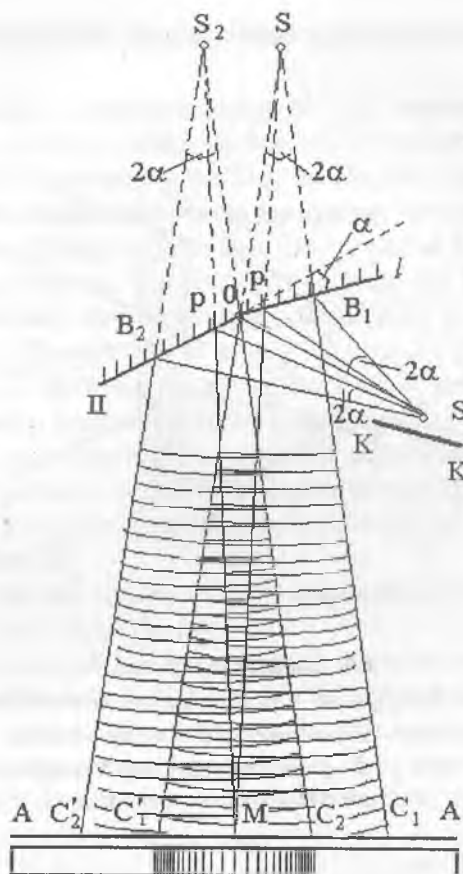


2.9 - rasm. Biye bilinzasi:

$\angle R_1 S_1 Q_1 = \angle R_2 S_2 Q_2 = 2\varphi$ – cheksiz uzoqdagi ekran holi uchun
ustma – ust tushuvchi dastalar aperturasi;
 $\angle PSP = 2\omega$ – EE ekranning markaziy M nuqtasi uchun
interferensiya aperturasi.

Shunday qilib, Frenel biko'zgaridan ustma-ust tushuvchi dastalar aperturasi ham (bu apertura interferensiyalashuvchi oqimlarning fazoviy burchagini aniqlaydi), interferensiya aperturasi ham bir xil qiymatga ega bo'lib, ko'zgar orasidagi burchak kattaligiga bog'liq. Bu aytilganlarga asosan, Frenel biko'zgarlari katta o'lchovli interferensiyon manzara hosil qila olmasligi va bu qurilma demonstratsiya uchun uncha yaroqli emas ekanligi kelib chiqadi.

Bundan tashqari, yetarlicha keng interferensiyon polosalar hosil qilish uchun ish vaqtida ko'zgar orasidagi burchakning qiymatlari kichik bo'lishi kerak, ayni vaqtda ko'zgar birikkan joyda pog'onacha hosil bo'lib qolmasligini kuzatib borish kerak, aks holda pog'onacha qo'shimcha yo'l farqi hosil qiladi. Interferensiya olishning yuqorida keltirilgan usullaridan tashqari yana juda ko'p usullari mavjud.



2.10 - rasm. Frenelning biko'zgusi

2.5. Interferensiya hodisasiga asoslanib ishlaydigan qurilmalar

Interferensiya hodisasiga asoslanib ishlaydigan qurilmalarga interferometrlar deyiladi. Interferometrlar ishlash prinsipi va tuzilishiga asosan **ikki nurli** va **ko'p nurli** interferometrlarga bo'linadi. Ikki nurli interferometrlarga Jamen va Maykelson interferometrlari, ko'p nurli interferometrlarga Fabri-Pero interferometrlari misol bo'la oladi. Biz quyida shu interferometrlarga qisman to'xtalamiz.

2.5.1. Jamen interferometri

Bu interferometr qalinligi d bir xil bo'lgan ikkita yassi shisha plastinkadan iborat (2.11-rasm). Yorug'lik birinchi plastinkaga tushib qisman qaytadi va qisman plastinkada sinib uning ikkinchi sirtidan qaytadi. Nurlar yo'li chizmada ko'rsatilgan. A nuqtada nurlarning ajralishidan yo'llar farqi hosil bo'ladi:

$$\Delta_1 = 2dn \cos \varphi_1 - \frac{\lambda}{2}$$

Nurlar B nuqtada uchrashganda yo'llar farqi ortadi:

$$\Delta_2 = -2dn \cos \varphi_2 + \frac{\lambda}{2}$$

d – plastinkalar qalinligi, n – sindirish ko'rsatgichi. Agar plastinkalar bir-biriga nisbatan qat'iy parallel va bir xil bo'lsa, yo'llar farqi nol ($\Delta=0$) bo'ladi. Bu vaqtda nurlar bir-birini kuchaytiradi. Agar plastinkalar orasida juda kichik ε burchak hosil bo'lsa, yo'llar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

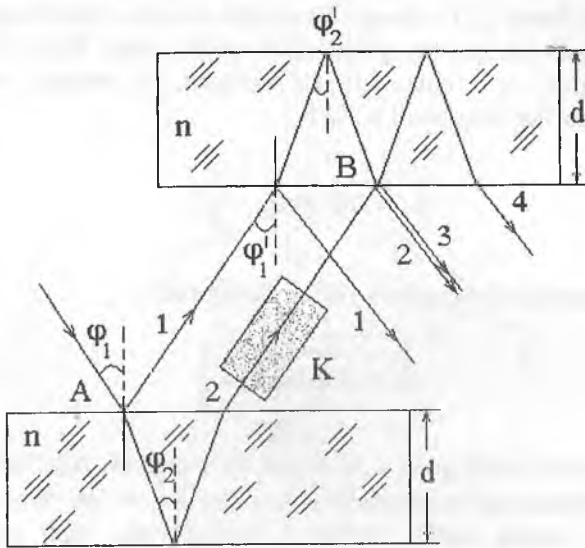
$$\Delta = 2nd(\cos \varphi_1' - \cos \varphi_2') \approx 2nd \sin \varphi_1 \cdot \Delta \varphi \approx nd\varepsilon \sin \varphi_1$$

bu yerda $\varphi_1 = \frac{\varphi_1' + \varphi_2'}{2}$, $\Delta \varphi = \frac{\varepsilon}{2}$.

ε burchak qancha kichik bo'lsa, qo'shni maksimumlar bir-biridan shuncha uzoqroq bo'ladi. Birorta nurning tarqalish sharti o'zgarsa, interferension manzara buziladi. Birorta nurning yo'liga gaz bilan to'ldirilgan K kyuvetani joylashtirib, uning sindirish ko'rsatgichini aniqlash mumkin. Kyuvetadagi bosimni o'zgartirib, sindirish ko'rsatgichiga bosimning ta'sirini (yoki temperaturaning ta'sirini) o'rganish mumkin.

Agar $\Delta = m\lambda$ bo'lsa, yoritilganlik maksimum, $\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$ bo'lsa, minimum hosil bo'ladi. Hosil qilingan interferension yo'llar teng og'ishga tegishlidir. Nurlar birinchi plastinkadan ikkinchisiga o'tishda ko'proq ajralishi uchun plastinkalar qalin qilib yasaladi:

$$\Delta' = l(n_2 - n_1)$$



2.11 - rasm. Jamen interferometri

l - modda qalinligi. Agar $\Delta' = m\lambda_0$ bo'lsa, u vaqtda interferensiyon yo'llarning hammasi m - interferensiyon yo'l kattaligiga siljiydi. m, l larni bilib, $n_2 - n_1$ ni bilish mumkin. $n_1 = 1$ ga teng. Havoning sindirish ko'rsatkichi n_2 ni, ya'ni moddaning sindirish ko'rsatkichini aniqlash mumkin.

Bu interferometrning sezgirligi katta, shuning uchun u gazlar sindirish ko'rsatkichini aniqlashda ishlatiladi.

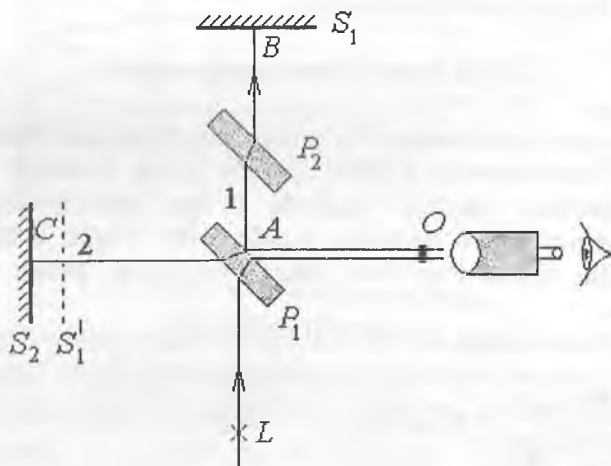
2.5.2. Maykelson interferometri

Interferensiyon manzaralar hosil qiluvchi qurilmalar ko'p. Bunday qurilmalardan biri fan tarixida muhim rol o'ynagan Maykelson interferometridir. Maykelson interferometrining chizmasi 2.12-rasmda keltirilgan. L manbadan chiqayotgan dasta yupqa kumush yoki alyuminiy qatlami qoplangan P_1 plastinkaga tushadi. P_1 plastinka orqali o'tgan AB nur S_1 ko'zgudan qaytadi va yana P_1 plastinkaga tushib, qisman undan o'tadi va qisman AO yo'nalishda qaytadi. AC nur S_2 ko'zgudan qaytadi va P_1 plastinkaga tushib qisman AO yo'nalishda

o'tadi. AO yo'nalishda tarqalayotgan ikkala (1 va 2) to'lqin L manbadan chiqayotgan ajratilgan to'lqinlar bo'lgani uchun o'zaro kogerent bo'ladi va bir-biri bilan interferensiyalasha oladi. 2 nur P_1 plastinkani uch marta, 1 nur esa bir marta kesib o'tgani uchun, 1 nur yo'liga P_1 plastinka bilan bir xil bo'lgan P_2 plastinka qo'yiladi: bu plastinka oq yorug'lik bilan ishlaganda muhim bo'lgan qo'shimcha yo'l farqini kompensatsiyalash maqsadida qo'yiladi.

Bu interferension manzara S_2 ko'zgu bilan S_1 ko'zguning P_1 plastinkadagi mavhum S_1' tasviri orasida hosil bo'lgan havo qatlamidagi interferensiyaga mos keladi. Halqalarning burchakli diametri interferometr yelkalari uzunliklarining farqi va interferensiyaning tartibiga bog'liq ravishda $2dncosr = m\lambda$ munosabatdan aniqlanadi.

Ravshanki, r burchakning qiymati juda kichik bo'lganda ko'zguning chorak to'lqin uzunligi qadar surilishi ko'rish maydonida yorug' halqaning qora halqa o'rniga va aksincha, qora halqaning yorug' halqa o'rniga tushishiga mos keladi.



2.12 - rasm. Maykelson interferometri

Ko'zgular rostlash vintlari vositasida to'g'rilanadi. Ko'pincha ko'zgular shunday o'rnatiladiki, bunda ekvivalent havo qatlamining qirrasiga parallel joylashadigan teng qalinlik interferension polosalari ko'rinadi. Ko'zgular orasidagi masofalar katta bo'lganda interferensi-

yalanuvchi nurlar orasidagi yo‘l farqi g‘oyat katta ($10^6\lambda$ dan ortiq) qiymatlarga yetishi mumkin, ya‘ni millioninchi chamasidagi polosalar ko‘rinadi.

Ravshanki, bu holda monoxromatiklik darajasi juda yuqori bo‘lgan yorug‘lik manbalari kerak. V.P.Linnik «mikrointerferometr» yasadi, bu asbob Maykelsonning kichik interferometri bo‘lib, odatdagi mikroskopga kiygiziladi. Bu asbob sirtidagi juda mayda notekisliklarni kuzatish va o‘lchashga imkon beradi hamda sirtlar sifatini tekshirishda ishlatilishi mumkin.

Ammo ikki nurning interferensiyalashishi tufayli vujudga keladigan manzaraning bir kamchiligi mavjud: ekrandagi yoritilganlik maksimumdan minumumga tomon asta-sekin o‘zgarib boradi. Boshqacha qilib aytganda, maksimumlar yoyilganroq bo‘lib, umumiy fonda unchalik aniq ajralib turmaydi. Interferensiyalar manzaraning keskinligini oshirish uchun ikki emas, balki ko‘proq kogerent nurlarning interferensiyalashishidan foydalanish lozim. Shuning uchun ham hozirgi vaqtda asosan ko‘p nurli interferometrlar ishlatiladi. Shunday interferometrlardan biri Fabri-Pero interferometridir.

2.5.3. Fabri - Pero interferometri

Fabri-Pero interferometri ko‘p nurli interferometrlar turiga kiradi. Fabri-Pero interferometri ko‘proq spektral chiziq konturini tekshirish uchun ishlatiladi. Keyingi vaqtlarda to‘liq uzunligining ma‘lum sohasida yorug‘likni o‘tkazuvchi interferensiyalar filtrlar keng ishlatila boshladi. Bu filtrlar Fabri-Pero interferometrinin ishlash prinsipiga asoslangan.

Interferensiyalarin ikki qo‘shni tartiblarining ustma-ust tushmasligi uchun interferometr tomonidan tekshirilayotgan struktura kengligi ikkita qo‘shni maksimumlar orasidagi masofadan oshmasligi, ya‘ni quyidagi shart bajarilishi kerak:

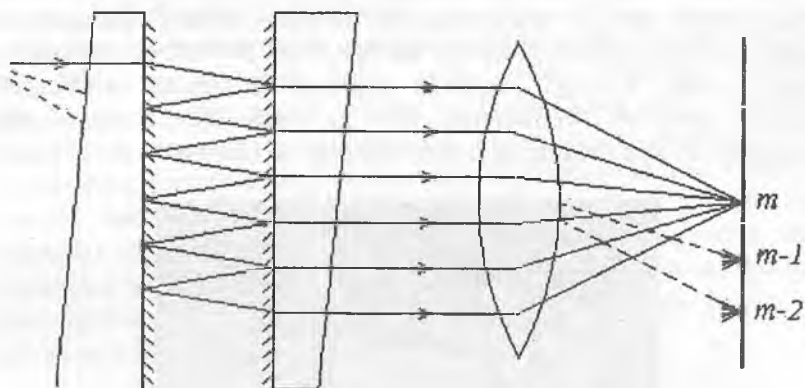
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}.$$

Eng katta ehtimolli interferensiyalar tartibi $m = \frac{2l}{\lambda}$ bo‘lganligi uchun

$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2l}$. Bu yerda plastinkalar orasidagi chegaraviy masofa $l = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}$

bo'ladi. $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2l}$ bilan aniqlanadigan to'liq uzunliklarining intervali interferometrning erkin dispersiya oblasti deyiladi. $l=0,5\text{sm}$, $\lambda=5\cdot 10^{-5}\text{sm}$ bo'lganda $\Delta\lambda=0,25\text{\AA}$ bo'ladi. l -ning oshishi bilan erkin dispersiya sohasi kamayadi. Mana shuning uchun ham Fabri-Pero interferometri ko'proq spektral chiziqlarni tekshirish uchun ishlatiladi. Bu interferometrning tuzilishi bilan batafsilroq tanishaylik.

Bu asbob, odatda, havo qatlamli yassi-parallel plastinkadan iborat. Bu plastinka yaxshilab silliqlangan va jilolangan shisha yoki kvars plastinkalarning ikkita yassi sirti orasida hosil bo'ladi, shisha yoki kvars plastinkalarning bir-biriga qaragan sirlari qat'iy parallel bo'ladigan qilib o'rnatiladi (2.13-rasm).

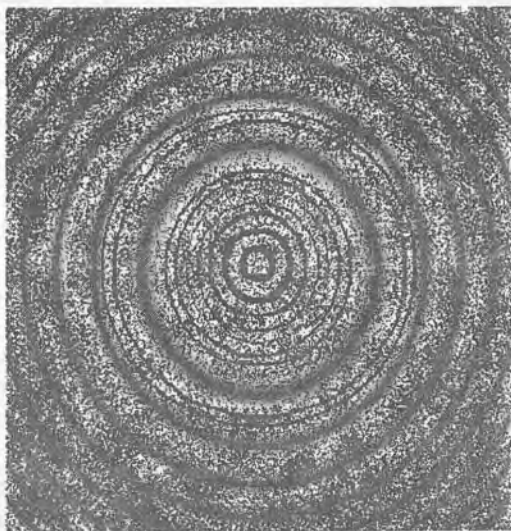


2.13 - rasm. Fabri-Pero interferension etalonining chizmasi

Tashqi sirtlar, odatda, ichkilari bilan biror burchak hosil qiladi, bunday qilinganda tashqi sirtlardan qaytgan yorug'lik shu'lsi (blik) asosiy manzarani kuzatishga halaqit bermaydi. Sirtlarni bir-biridan ma'lum masofada parallel o'rnatish uchun plastinkalar orasiga invardan yasalgan halqa qo'yiladi. Bu halqaning ikkala tomonida uchta chizig'i bo'lib, bularga plastinkalar uchta prujina bilan qisib qo'yiladi. Chiziqlar ko'zgular bir-biriga parallel turadigan qilib silliqlab ishlangan. Biroz parallel bo'lmay qolganda tegishli prujinani bosish bilan ko'zgular parallel holatga keltiriladi.

Yaxshi asboblarda plastinkalar sirti $1/200$ to'liqin uzunligigacha aniqlikda yassi qilinadi. Plastinkalarning ichki yuzalariga (orasida havo qatlami joylashgan yuzalariga) kumush yoki boshqa metall qoplanadi, shunday qilinganda nurlarning qaytarish koeffitsiyenti ancha yuqori bo'ladi. Interferensiyon manzara teng og'mali halqalar shaklida bo'ladi, chunki etalonga enli yorug'lik manbaidan yoyiluvchi yorug'lik dastasi tushiriladi (2.13-rasmda bu dastadagi nurlardan birining yo'li ko'rsatilgan). Interferensiya tartibi plastinkalar orasidagi masofa bilan aniqlanadi (bu masofa 1dan 100 mm gacha, maxsus etalonlarda esa ancha katta – 1m gacha bo'ladi). Shuning uchun kuzatiladigan interferensiya tartiblari juda yuqoridir. $d=5$ mm bo'lganda $m \approx 20000$.

Metall qatlamidan qaytish koeffitsiyenti qancha katta bo'lsa, interferensiyon manzaraning aniqligi shuncha yuqori bo'ladi. Shisha sirtiga metall qatlami qoplanmaganda $R=0,04$ bo'ladi. Shisha sirtiga metall qoplashning hozirgi zamon usullari R ni 0,90-0,95 ga yetkazishga imkon beradi. Keyingi vaqtlarda qoplama bir necha qavatli qilib ishlanib, qaytarish koeffitsiyenti 0,99 ga yetkazildi. Odatda R ning qiymatlari, to'liqin uzunligiga birmuncha bog'liq (2.14-rasm).



2.14 - rasm. Fabri-Pero etalonida ko'rinadigan interferensiyon manzara (teng og'malik chiziqlari)

2.6. Yorug'lik interferensiyasining ishlatilishi

Yorug'lik interferensiyasi fan, texnikada va ishlab chiqarishda juda keng qo'llaniladi. Bu hodisa gaz holatidagi moddalarning sindirish ko'rsatkichlarini, to'lqin uzunliklarini, burchaklarni aniq o'lchash, yuzalarning silliqligini tekshirish uchun ishlatiladi. Interferensiyaning bundan tashqari eng muhim qo'llanishlaridan biri «optik yoritish» deb nom olgan. «Optik yoritish» ning mohiyati quyidagilardan iborat. Ko'pgina hozirgi zamon asboblari murakkab optik sistemalar, qaytaruvchi sirtlardan tashkil topgan bo'lib, nurlarning bu sirtlardan o'tishida qaytishi tufayli intensivligi va natijada asboblarning yoritish kuchi pasayadi. Bu effektini yo'qotish uchun optik sistemalar sirtida sindirish ko'rsatkichi optik material sindirish ko'rsatkichidan kichik bo'lgan yupqa, shaffof qatlam hosil qilinadi.

Ko'p hollarda sirtning qaytarish koeffitsiyentini kamaytirish bilan birgalikda uni oshirish ham talab etiladi. Masalan: qaytarish koeffitsiyenti juda yuqori bo'lgan ko'zgular hosil qilish maqsadida (lazerlarda rezonatorlar ana shunday ko'zgulardan iborat). Shuning uchun ham yorug'likning interferensiya hodisasi juda qo'l keladi. Bu vaqtda sindirish ko'rsatkichi katta va kichik bo'lgan yupqa (11-13 tagacha) qatlamlar hosil qilinib, bu qatlamlardan qaytuvchi nurlar orasidagi fazalar farqi 2π ga teng qilib olinsa, qaytgan nurlar bir-birini kuchaytiradi. Natijada qaytarish koeffitsiyenti 0,99 bo'lgan ko'zgu hosil qilish mumkin.

Nazorat uchun savollar

1. Yorug'lik interferensiyasini tushuntiring.
2. I.Nyuton halqalarini tushuntiring. Yung tajribasini tushuntiring.
3. Interferentsion hadni tushuntiring.
4. Kogerent to'lqinlarni qanday tushunasiz?
5. Kogerentlik uzunligi va kogerentlik vaqti deganda nimani tushunasiz?
6. Kogerent to'lqinlar olish usullarini tushuntiring.
7. Ikki nurli interferometrlarni tushuntiring.
8. Ko'p nurli interferometrlarni tushuntiring.
9. Interferensiya nima maqsadlarda ishlatiladi?
10. Yung tajribasini tushuntiring.

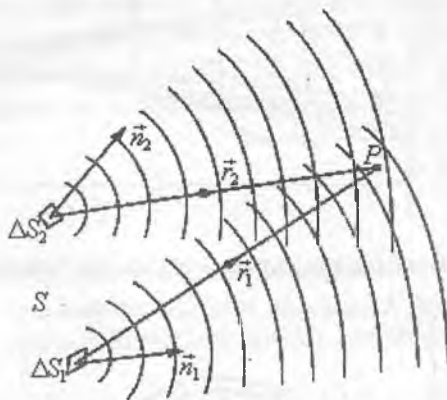
III b o b. YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

3.1. Difraksiya hodisasi. Gyuygens-Frenel prinsipi

Yorug'lik difraksiyasi deb, yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonunidan chetlanishlari tufayli yuz beradigan hodisalarga aytiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, ma'lum sharoitlarda yorug'lik soya sohasiga o'tadi. Masalan, noshaffof ekran olib, ekranning markazida o'lchami kichik bo'lgan dumaloq tirqishga nuqtaviy yorug'lik manbaidan nur tushirsak, orqadagi ekranda yorug' va qorong'i konsentrik halqalardan iborat difraksion manzarani kuzatish mumkin. Tirqishning diametri qancha kichik bo'lsa, difraksion manzara shuncha yaqqolroq kuzatiladi, ya'ni tirqish diametriga bog'liq bo'ladi. Agar to'siq chiziqli xarakterga ega bo'lsa (tirqish, ip, ekran cheti), unda ekran markazida parallel difraksion chiziqlar sistemasi kuzatiladi. Nyuton davrida ham difraksiya hodisasi yaxshi ma'lum bo'lgan, lekin korpuskulyar nazariya asosida tushuntirish imkoni bo'lmagan. Birinchi marta difraksiya hodisasini to'liq nuqtai nazaridan kelib chiqib sifatli tushuntirishga T.Yung muvaffaq bo'ldi. T.Yungga bog'liq bo'lmagan holda fransuz fizigi O.Frenel (1818 yil) difraksiya hodisasi nazariyasini miqdoriy rivojlantirdi. Frenel nazariyasining asosida Gyuygens prinsipi yotardi. Gyuygens prinsipiga ko'ra: to'liq borib yetgan har bir nuqtani yangi to'liq manbai deb hisoblash mumkin. Bu prinsip asosida yorug'likning difraksiyasini tushuntirish mumkin, lekin u turli yo'nalishlarda tarqaluvchi nurlar intensivligi taqsimotini tushuntira olmaydi. Shu sababli, Gyuygens prinsipining bu kamchiligini Frenel ikkilamchi kogerent to'liqlar **interferensiyasi** tushunchasini kiritib to'ldirdi. Bu prinsip **Gyuygens-Frenel prinsipi** deyiladi. Bu prinsipga ko'ra ikkilamchi to'liq amplitudasi va fazalarini hisobga olib, fazoning istalgan nuqtasida natijaviy to'liq amplitudasini aniqlash mumkin. Bu prinsip asosida ko'pgina amaliy muhim difraksion masalalar yaxshi natija berdi. Quyidagi 3.1-rasmda Gyuygens-Frenel prinsipi tasvirlangan.

Faraz qilaylik, biror vaqtda S to'liq frontini xarakterlasin. Biror P nuqtada to'liq fronti yordamida hosil qilingan tebranishni aniqlash uchun oldin S sirtning (ΔS_1 , va ΔS_2) elementidan, chiqarilgan alohida

ikkilamchi to‘lqinlar hosil qilgan tebranishni aniqlash kerak va so‘ngra ularni faza va amplitudasini hisobga olgan holda qo‘shish kerak.



3.1 - rasm. Gyuygens–Frenel prinsipi. ΔS_1 va ΔS_2 – to‘lqin fronti elementlari, $\vec{n}_1$ va $\vec{n}_2$ normallar

3.2. Frenel difraksiyasi

Monoxromatik yorug‘lik nuri manbadan chiqib R radiusli diametri kichik bo‘lgan dumaloq tirqishdan o‘tib, uzoqdagi noshaffof ekranga tushsin (3.2-rasm).

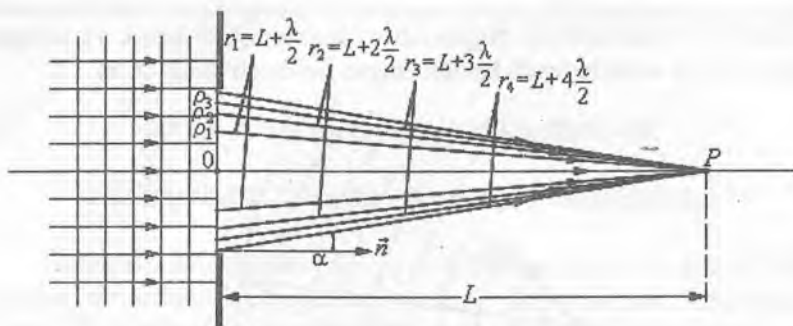
Kuzatish nuqtasi P simmetriya o‘qiga nisbatan ekrandan L masofada joylashgan bo‘lsin. Masalani soddalashtirish uchun Frenel to‘lqin sirtini maxsus zonalarga bo‘lishni taklif etdi. **Frenel zonalari** bir manbadan chiqayotgan yorug‘lik bo‘lganligi uchun kogerent va bir-biridan $\lambda/2$ ga farq qiladi:

$$r_1 = L + \frac{\lambda}{2}, r_2 = L + 2\frac{\lambda}{2}, r_3 = L + 3\frac{\lambda}{2}, \dots \quad (3.1)$$

P nuqtadan to‘lqin sirtiga qaralganda Frenel zonalarining chegarasi konsentrik halqalardan iborat bo‘ladi (3.3-rasm).

3.3-rasmdan ρ_m – Frenel zonasi radiusini oson topish mumkin:

$$\rho_m = \sqrt{r_m^2 - L^2} = \sqrt{m\lambda L + m^2 \frac{\lambda^2}{4}} \approx \sqrt{m\lambda L} \quad (3.2)$$



3.2 - rasm. Dumaloq tirqishli ekranda yassi to'liqin difraksiyasi



3.3 - rasm. Tirqish tekisligida Frenel zonalari

Optikada $\lambda \ll L$ ligini e'tiborga olib, ildiz ostidagi ikkinchi hadni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Frenel zonalarining soni tirqish radiusi R ga bog'liq bo'ladi:

$$m = \frac{R^2}{\lambda L}. \quad (3.3)$$

Bu yerda m – butun son. P nuqtadagi interferensiya natijasi m ga bog'liq. Agar m – toq bo'lsa, yorug' halqa, m – juft bo'lsa, qorong'i halqa kuzatiladi. Hamma zonalar teng yuzaga egaligini oson ko'rsatish mumkin:

$$S_m = \pi \rho_m^2 - \pi \rho_{m-1}^2 = \pi \lambda L = S_1. \quad (3.4)$$

Frenel zonasining yuzasi zona tartibi m ga bog'liq emas.

P nuqtaga yetib keluvchi to'liqlar amplitudasi shu zonalardan P nuqtagacha bo'lgan masofa va zona sirtiga o'tkazilgan normal bilan r_m yo'nalish orasidagi α burchakka bog'liq, shu tufayli ayrim zonalardan P nuqtaga yetib keluvchi to'liqin amplitudalari oz bo'lsa ham monoton kamayib boradi:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m, \quad (3.5)$$

$A_m - m$ zona hosil qilgan tebranish amplitudasi.

P nuqtaga qo'shni zonalardan yetib keluvchi to'liqin fazalari qarama-qarshi bo'lgani uchun natijaviy tebranishlar amplitudasi:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) - \dots < A_1$$

m juft bo'lganda amplituda manfiy, toq bo'lganda - musbat bo'ladi. Umumiy holda natijaviy amplituda:

$$A = A_0 = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2} \quad (3.6)$$

bo'lganda, juft va toq Frenel zonalaridan kelayotgan tebranishlar teskari fazali bo'lib, bir-birini susaytiradi. Agar yorug'lik to'liqinining yo'liga barcha juft (toq) zonalarini to'suvchi plastinka (**zonali plastinka**) qo'ysak, u holda A nuqtada tebranish amplitudasi (yorug'lik intensivligi) keskin ortadi (3.4-rasm).



3.4 - rasm. Zonali plastinka

Maxsus shaffof ekranda radiusi natural sonlarning kvadrat ildizlariga teng konsentrik halqalar chizib va bu halqalar oralig'ini bittadan qoldirib qora rangga bo'yab (yorug'likni o'tkazmaydigan qilib), 1875 yilda **Cope** birinchi bo'lib zonali plastinka tayyorlagan (3.4-rasm). Undan kerakli o'lchamli fotonusxa olishda foydalanish mumkin. Agar zonali plastinkaga yassi to'lqin frontiga ega bo'lgan nur tushayotgan bo'lsa, u zonali plastinkadan o'tib r_0 masofada A nuqtada to'planadi. $r_0=F$ masofani zonali plastinkaning keyingi fokusi deb olsak:

$$F = r_0 = \frac{\rho_m^2}{m\lambda} \quad \text{yoki} \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{m\lambda}{\rho_m^2} = \frac{1}{r_0}. \quad (3.7)$$

bo'ladi.

Bundan ko'rinadiki, zonali plastinka yig'uvchi linza vazifasini bajaradi. Agar ikkilamchi to'lqinlar fazasini π ga o'zgartirsak, bosh fokusda yorug'lik intensivligini zonali plastinkaga nisbatan yana 4 marta oshirish mumkin. Shunday zonali plastinkani **Vud** (AQSh) shisha plastinka qalinligini $(m-1)\lambda/2$ ga o'zgartirib yasadi.

S nuqtaviy manba bilan E ekran o'rtasida ρ - radiusli dumaloq noshaffof ekranni shunday o'rnataylikki, bu ekran m ta markaziy Frenel zonasini to'sib qolsin. U vaqtda ekran markazidagi A nuqtaga $(m+1)$ zonadan boshlab tebranish amplitudalari yetib keladi. A nuqtadagi yorug'lik intensivligi taxminan $I \sim E_{0A}^2 \sim \frac{E_0^2(m+1)}{2}$ ga teng bo'lishini ko'ramiz, ya'ni markazda yoritilgan (m juft yoki toq bo'lishidan qat'iy nazar) dog' kuzatiladi. Uning atrofida qorong'i va yorug' konsentrik halqalar joylashadi. A nuqtadan uzoqlashgan sari halqalar kontrastligi kamayib, ma'lum masofadan keyin bir tekis yoritilgan manzara hosil bo'ladi. Frenelning zonalar nazariyasi noto'g'ri ekanligini isbotlovchi dalil sifatida markaziy dog'ni birinchi marta **Puasson** hosil qilganligi uchun **Puasson dog'i** deb yuritiladi.

Frenel zonasi o'lchamini baholashga harakat qilamiz. Faraz qilaylik, ekranda difraksion manzara kuzatilayotgan bo'lsin, $L=1$ m, to'lqin uzunligi $\lambda=600$ nm (qizil yorug'lik) bo'lsin. Bu holda Frenelning birinchi zonasining radiusi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\rho_1 = \sqrt{L\lambda} \approx 0,77 \text{ mm}$$

Optik sohada Frenel zonalarining radiusi kichik bo‘ladi. Difraksiyon manzara yaqqol bo‘ladi:

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \gg 1 \text{ yoki } R^2 \geq L\lambda.$$

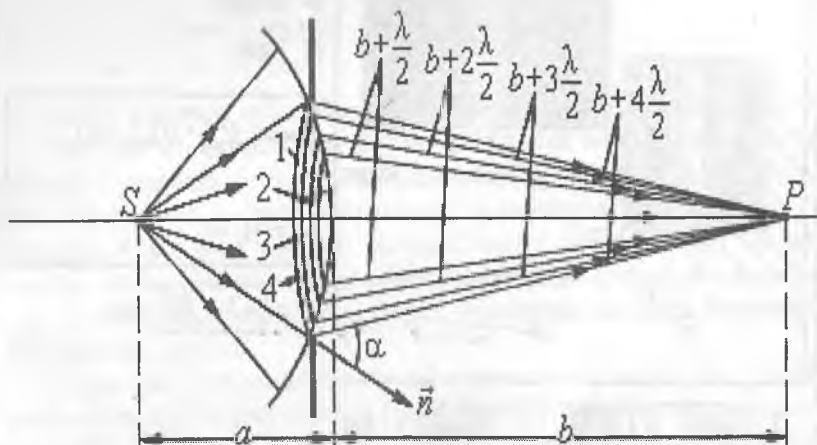
Bu munosabatni difraksiya kuzatilish sharti deb qarash ham mumkin.

Agar to‘siq qoluvchi Frenel zonalarining soni katta bo‘lsa, difraksiyon manzara sezilarli bo‘lmaydi:

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \gg 1 \text{ yoki } R^2 \gg L\lambda$$

Bu tengsizlik geometrik optikaning qo‘llanilish chegarasini aniqlaydi. Shu shartni qanoatlantiruvchi nurgina geometrik optikada tor dasta deb aytilishi mumkin. Shuning uchun ham **geometrik optika to‘lqin optikasining chegaraviy holi hisoblanadi.**

Yuqorida biz to‘lqin fronti yassi bo‘lgan nurlar difraksiyasini qaradik. Agar to‘lqin fronti sferik bo‘lgan nurlar difraksiyasini qarasak, masala ancha murakkablashadi (3.5-rasm).

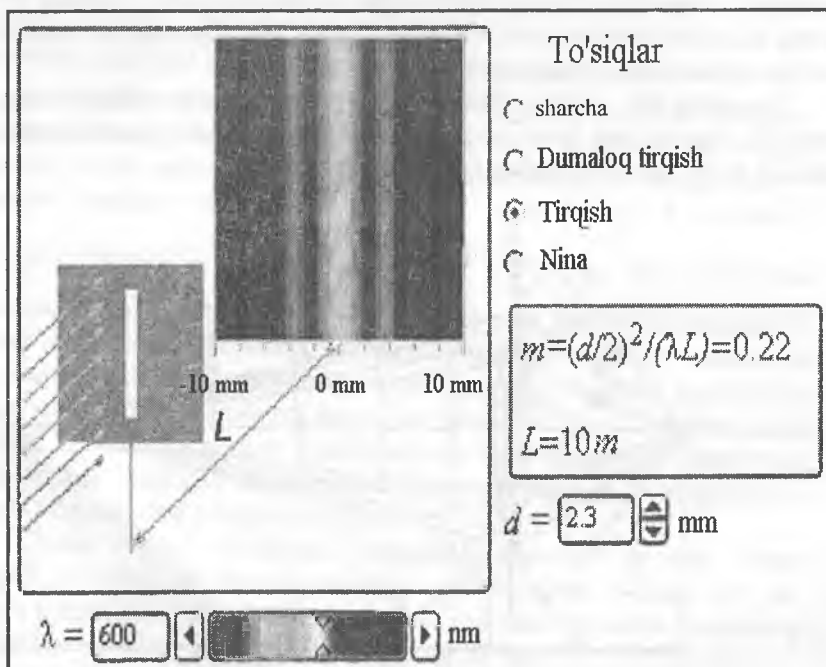


3.5 - rasm. To‘lqin fronti sferik bo‘lgan nurlarda Frenel zonolari

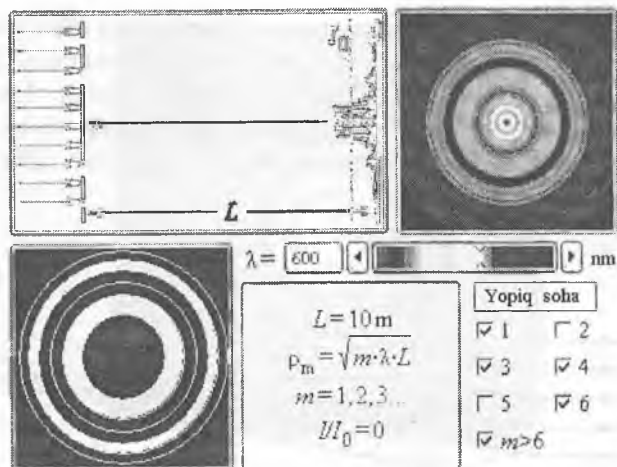
To'liq fronti sferik bo'lgan nurlar difraksiyasida hisoblashlar bo'yicha Frenelning ρ_m zonasining radiusi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\rho_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b}} L. \quad (3.8)$$

Yuqorida aytilgan Frenelning nazariy xulosalari bu holda ham o'rinlidir. Shuni aytish kerakki, yorug'lik to'liqini difraksiyasi (va interferensiyasi) nazariyasi boshqa fizik tabiatli to'liqlar uchun ham o'rinlidir. Umumiy to'liqin xususiyatlar namoyon bo'ladi. XIX asrning boshlarida T.Yung, O.Frenel va boshqa olimlar yorug'likning to'liqin xossalarni rivojlantirganda yorug'likning fizik tabiati hali aniq emas edi.



3.6 - rasm. Yorug'lik difraksiyasi



3.7 - rasm. Frenel zonalari modeli

3.3. Fraungofer difraksiyasi

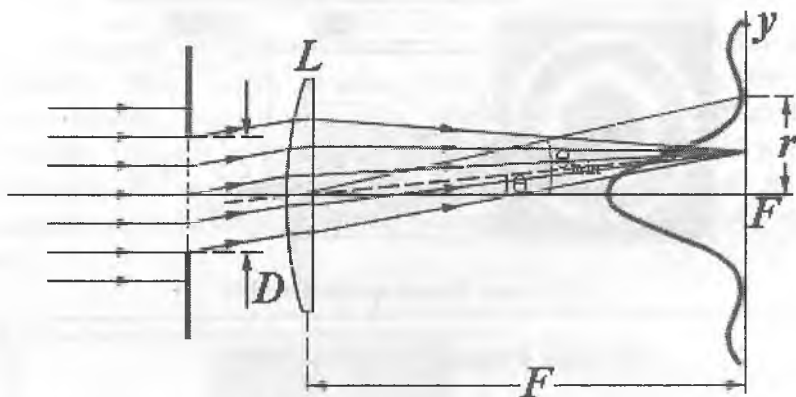
Yorug'lik difraksiyasi amaliyotda juda qiziq, agar to'siq Frenelning 1-zonasining kam qismini ochiq qoldirsa quyidagi shart bo'yicha

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \ll 1 \quad \text{yoki} \quad R^2 \ll L\lambda \quad (3.9)$$

difraksion manzara uzoq masofada kuzatiladi. Misol uchun, agar $R=1$ mm, $\lambda=550$ nm (yashil nur) bo'lsa, L kuzatish tekisligigacha bo'lgan masofa 2 metrdan sezilarli darajada ortiq bo'ladi (minimum 10 metr yoki katta). To'liq fronti elementidan kuzatish nuqtasiga nisbatan juda uzoqdan o'tkazilgan nurlarni *parallel nurlar* deb hisoblash mumkin. Bunday nurlar difraksiyasi **parallel nurlar difraksiyasi** deb yuritiladi yoki Frenel zamondoshi nemis fizigi I.Fraungofer sharafiga **Fraungofer difraksiyasi** deyiladi.

Agar nur yo'lga to'siq o'rniga yig'uvchi linza qo'yilsa, burchak ostida difraksiyalangan parallel nurlar fokal tekislikning biror nuqtasida yig'iladi (3.8-rasm). Shuni aytish kerakki, linzalar fokal tekisligidagi har qanday nuqta linzalar yo'q holda cheksiz uzoqlikdagi nuqtaga ekvivalentdir.

Fraungoferning difraksion manzarasi linzalarning fokal tekisligida kuzatiladi. Geometrik optikada asosan, uzoqdagi nuqtaviy jismning nuqtaviy tasviri linzalarning fokusida joylashishi kerak. Haqiqatdan ham, nuqtaviy jism tasviri difraksiya tufayli aniq emas. Bunda yorug'likning to'liq tabiati namoyon bo'ladi. Hech bir optik sistema nuqtaviy tasvirni bera olmaydi.



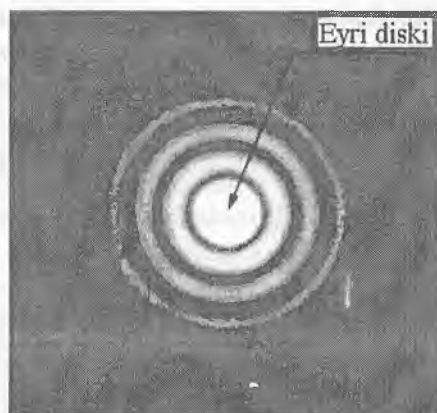
3.8 - rasm. Parallel nurlar difraksiyasi
(y-o'qi bo'yicha masshtab juda kattalashtirilgan)

D diametrli dumaloq tirgishdagi Fraunhofer difraksiyasi markazida yorug' dog' bo'lgan difraksion manzarani beradi. (Eyri diski), uning atrofida yorug' va qorong'i halqalar navbatlanib keladi (3.9-rasm). Bu difraksion dog' nuqtaviy manbaning tasviri hisoblanadi. Linzaning fokal tekisligidagi bu markaziy dog'ning radiusi quyidagiga teng:

$$r = 1,22 \frac{\lambda}{D} F.$$

Agar olisdagi manbadan yorug'lik nuri to'g'ridan-to'g'ri linzaga tushirilsa, difraksiyalangan nur uchun ekran vazifasini linza tutgichi bajaradi. Bu vaqtda D deb, linza diametrini tushunish kerak.

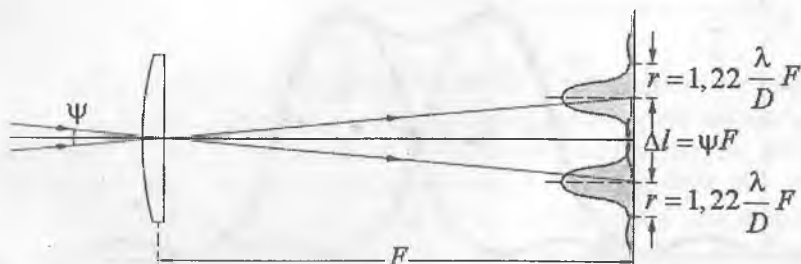
Difraksiyon tasvirning o'lchami juda kichik, masalan, to'liq uzunligi $\lambda=500$ nm bo'lgan monoxromatik yorug'lik diametri $D=5$ sm, fokus masofasi $F=50$ sm bo'lgan linzaning fokal tekisligidagi markaziy yorug' dog'ning radiusi taxminan 0,006 mm ga teng.



**3.9 - rasm. Nuqtaviy manba difraksiyasi (dumaloq tirqishdagi difraksiya).
Markaziy yorug' dog'ga yorug'likning qariyb
85% energiyasi tushmoqda**

3.4. Optik qurilmalar ajrata olishining difraksion chegarasi

Ko'pincha optik qurilmalarda (fotoapparatlar, proyektorlar va boshqa) difraksion tasvirning aniq emasligi optikasining mukammal emasligidadir. Yuqori sifatli astronomik qurilmalarda sifatli difraksion tasvir olish mumkin. Bir-biriga yaqin, ya'ni bir-biridan ψ burchak masofada joylashgan ikkita yulduzning difraksion tasvirini qaraymiz. Kamchiliklar va aberratsiyalar bartaraf qilingan deb faraz qilsak, obyektivning fokal tekisligida yulduzlarning difraksion tasviri kuzatiladi (3.10-rasm).



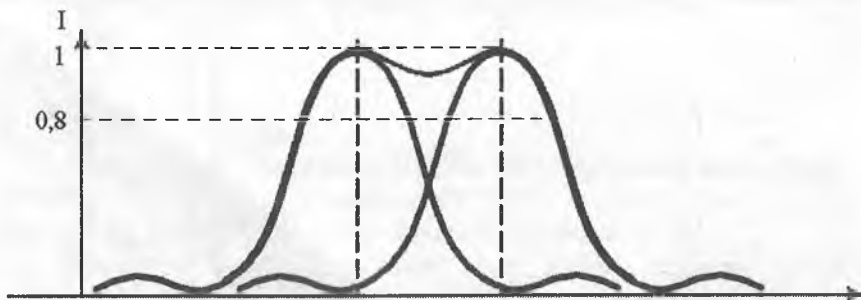
**3.10 - rasm. Teleskop obyektivi fokal tekisligida ikkita
yaqin yulduzning difraksion tasviri**

3.10-rasmda difraksiyon manzaralar markazlari orasidagi masofa Δl markaziy yorug' dog' radiusi r dan katta – bunday holda yulduzlar tasviri kuzatuvchiga alohida-alohida ko'rinadi. Bundan ko'rinadiki, teleskop obyektivi ikkita yaqin yulduzni ajratish imkonini beradi. Agar yulduzlar orasidagi burchak masofa kichik bo'lsa, difraksiyon manzaralar bir-birini qoplaydi va yulduzlar alohida-alohida kuzatiladi. XIX asrning oxirlarida angliyalik fizik J.Releyning aytishi bo'yicha, ajratishni to'liq deb hisoblash mumkin, agar Δl – tasvirlar markazlari orasidagi masofa Eyri diskining radiusiga teng (yoki katta) bo'lsa (3.11-rasm), $\Delta l \geq r$ shart **Reley ajratish kriteriysi** deb yuritiladi. Buni quyidagicha sharhlash mumkin. Reley shartiga asosan, ikki spektral chiziqni to'la ajratib ko'rish faqat shu vaqtda mumkinki, agar birinchi spektral chiziq intensivligining minimumiga ikkinchi spektral chiziqning maksimumi, ikkinchi spektral chiziqning minimumiga birinchi spektral chiziqning maksimumi to'g'ri kelsa hamda $I_1=I_2$ bo'lsa, bir-biriga yaqin bo'lgan ikki chiziq intensivligining o'zaro qo'shilishidagi chuqurcha qo'shni maksimumlar balandligining kamida 20% ga teng bo'lishi shart. Agar bu chuqurcha 20% dan kichik bo'lsa, ikkala spektral chiziq qo'shilib ketadi.

Bu kriteriydan ko'rinadiki:

$$\Delta l_{\min} = \psi_{\min} \cdot F = 1,22 \frac{\lambda}{D} F \text{ yoki } \psi_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{D}.$$

Obyektiv diametri $D = 1$ m bo'lgan teleskop $\psi_{\min}=6,7 \cdot 10^{-7}$ rad burchakli masofada bo'lgan ikkita yulduzni ajratishi mumkin ($\lambda=550$ nm uchun).



3.11 - rasm. Reley sharti

1990-yilda orbitaga olib chiqilgan Xabbl teleskopi ko'zgusining diametri $D=2,40$ m ga teng. $\lambda=550$ nm to'liq uzunligi uchun burchakli ajrata olish chegarasi $\psi_{\min} = 2,8 \cdot 10^{-7}$ rad teng. Atmosferadagi jarayonlar kosmik teleskop ishiga halaqit bermaydi.

Quyidagi kattalik teleskopning *ajrata olish kuchi* deb yuritiladi:

$$R = \frac{1}{\psi_{\min}} = \frac{D}{1,22\lambda}.$$

Teleskopning ajrata olish qobiliyatini oshirish uchun obyektiv diametrini oshirish kerak (yoki qisqa to'liqga o'tish kerak). Yuqorida teleskopning ajrata olish qobiliyati to'g'risida aytilganlar qurollanmagan ko'z uchun tegishli uzoqdagi jismlarni ko'rish uchun ko'z teleskop obyektivi kabi ta'sir qiladi. D ko'z qorachig'i diametri d_{qp} vazifasini bajaradi $d_{qp}=3$ mm, $\lambda=550$ nm bo'lganda ko'z uchun burchak ajratish chegarasini topamiz:

$$\psi_{ko'z} = 1,22 \frac{\lambda}{d_{kr}} = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ rad} = 47'' \approx 1'.$$

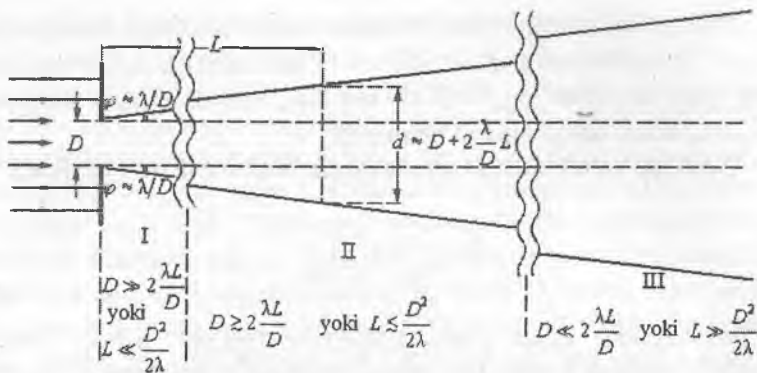
Bu natija ko'zning fiziologik ajrata olish qobiliyati bilan mos keladi.

Xulosa qiladigan bo'lsak, D diametrli va λ to'liq uzunlikli yorug'lik dastasi yorug'likning to'liq tabiatidan kelib chiqib difraksion kengayadi. Dastaning yarim φ **burchak kengligi** λ/D tartibida bo'ladi, dastaning L masofada to'la d kengligi taxminan quyidagiga teng:

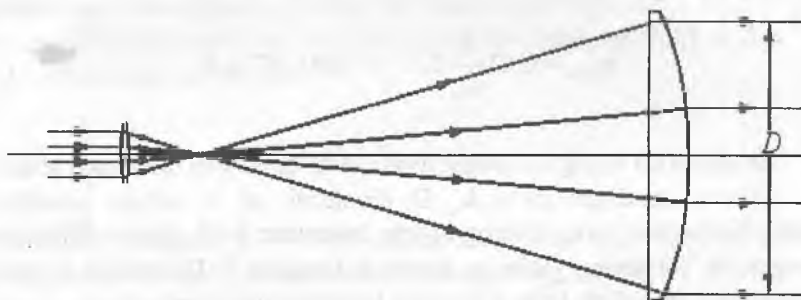
$$d \approx D + 2 \frac{\lambda}{D} L.$$

3.12-rasmda dasta uzoqlashgan sari qanday ko'rinish olishi keltirilgan.

3.12-rasmdan ko'rinadiki, agar dastaning boshlang'ich ko'ndalang o'lchami D ortsa, dastaning burchakli kengayishi kamayadi. Bu xulosa fizik tabiatli barcha to'liqlar uchun o'rinlidir. Masalan, Oyga tor lazer dastasini jo'natish uchun uni oldin kengaytirish kerak. Bu teleskop yordamida amalga oshiriladi, lazer dastasi okulyarga jo'natiladi, teleskopdan o'ta turib D diametr bilan obyektivdan chiqadi (3.13-rasm).



3.12 - rasm. Yorug'lik dastasining difraksiya tufayli kengayishi:
I - soha, yorug'lik nuri tushunchasi, geometrik optika qonunlari.
II - soha, Frenel zonalari, Pausson dog'i.
III - soha, parallel nurlarda difraksiya.



3.13 - rasm. Teleskopik tizim yordamida lazer nurini kengaytirish

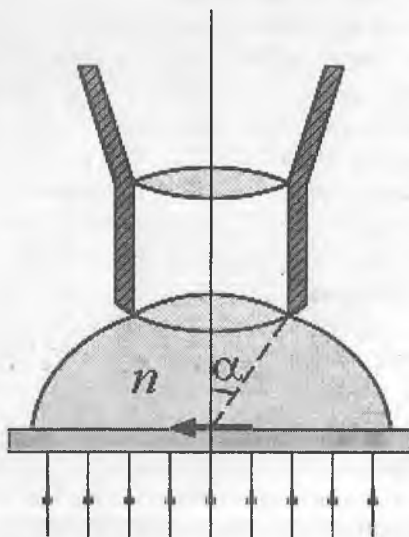
Bunday kengaygan dasta, oyga yetib borib, uning sirtini $R \approx \frac{\lambda}{D} L$ radiusli dog' bilan yoritadi, L – oygacha bo'lgan masofa. Agar $D=2,5$ m (Qrim observatoriyasidagi teleskop – reflektor), $\lambda=550$ nm, $L=4 \cdot 10^6$ m bo'lsa, $R \approx 90$ m bo'ladi. Agar Oyga boshlang'ich lazer dastasi (diametri 1sm atrofida) yuborilganda oydagi dog'ning kattaligi dasta diametridan 250 marta katta bo'lishi mumkin.

Mikroskopning ajrata olish qobiliyati. Mikroskop yordamida yaqin masofadagi obyektlar kuzatiladi. Shuning uchun uning ajrata olish qobiliyati ikki nuqta orasidagi masofani burchakli emas, balki chiziqli

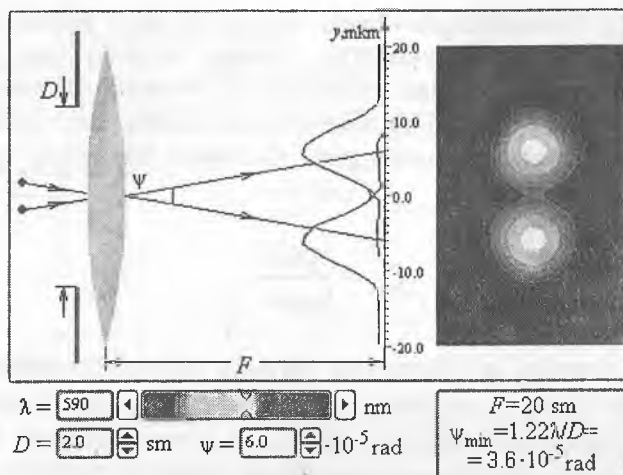
xarakterlaydi. Kuzatiladigan obyekt oldingi obyektiv fokusi yaqinida joylashtiriladi. Ko‘pincha obyektiv oldidagi bo‘shliq tiniq maxsus suyuqlik – immersiya bilan to‘ldiriladi (3.14-rasm). Birinchi marta mikroskop obyektivining ajrata olish chegarasi nemis fizigi G.Gelmcols (1874 yil) tomonidan aniqlangan. Gelmcols formulasi quyidagi ko‘rinishga ega:

$$I_{\min} = \frac{0,61\lambda}{n \sin \alpha},$$

λ – to‘lqin uzunligi, n – immersion suyuqlik sindirish ko‘rsatkichi, α – *apertura burchagi*, $n \sin \alpha$ kattalik *apertura soni* deyiladi. Yaxshi mikroskoplarning apertura burchagi $\alpha \approx \pi/2$ ga yaqin: Gelmcols formula-sidan ko‘rinadiki, immersiya ajratish chegarasini biroz yaxshilaydi. Agar $\sin \alpha \approx 1$, $n \approx 1,5$ bo‘lsa, $I_{\min} \approx 0,4\lambda$. Shunday qilib, mikroskopda yorug‘lik to‘lqin uzunligidan kichik bo‘lgan jismlarni prinsipial jihatdan ko‘rish mumkin emas. Yorug‘likning to‘lqin xossasi optik tizimlar yordamida olingan tasvirlar sifati chegarasini aniqlaydi.



3.14 - rasm. Mikroskop obyektivi oldidagi immersion suyuqlik

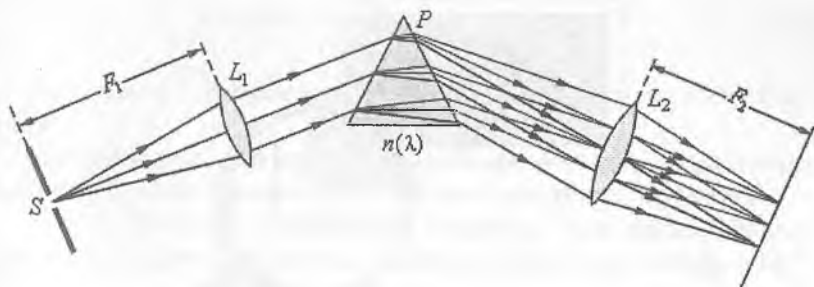


3.15 - rasm. Difraksiyon ajrata olish chegarasi modeli

3.5. Spektral qurilmalar. Difraksion panjara

Ko'rinuvchan yorug'lik tarkibiga har xil to'liqin uzunlikka ega bo'lgan monoxromatik to'liqlar kiradi. Qizdirilgan jismlar nurlanishida (lampaning cho'g'lanma tolasi) to'liqin uzunliklari ko'rinuvchan yorug'lik diapazonini uzluksiz to'ldirib boradi. Bunday nurlanish **oq yorug'lik** deb ataladi. Masalan, gaz razryadli lampalar va ko'pgina boshqa manbalar orqali chiqariladigan yorug'lik to'liqlar uzunligining ba'zi bir ahamiyatga ega bo'lgan alohida monoxromatik to'liqlarini o'z tarkibiga oladi. Monoxromatik komponentali nurlanishlar to'plami **spektr** deb ataladi. Oq yorug'lik **uzluksiz spektrga** ega bo'lib, modda atomlari chiqaradigan yorug'lik nurlanishi esa **diskret spektrga** ega bo'ladi. Moddalar nurlanish spektrlarini tadqiq qiladigan qurilmalar **spektral qurilmalar** deyiladi. Oddiy spektral qurilmalarda spektr nurlanishini ajratish uchun prizma ishlatiladi (3.16-rasm). Prizmada nur harakati **dispersiya** hodisasiga asoslangan, ya'ni λ yorug'likning to'liqin uzunligini prizma moddasining n sindirish ko'rsatkichiga bog'liqligi (VI bob, 6.5-rasm).

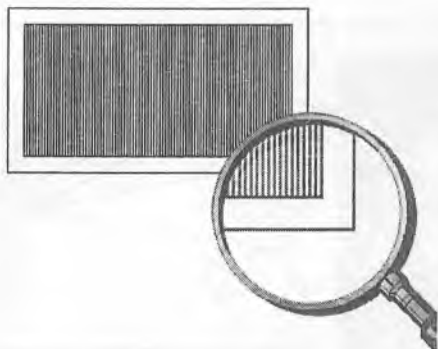
S tirqish orqali tushadigan tadqiq qilinayotgan nurlanish linzaning L_1 fokal tekisligida joylashadi. Qurilmaning bu qismi kollimator deb ataladi. Yorug'likning linzadan chiqadigan parallel nurlar dastasi P prizмага tushadi.



3.16 - rasm. Nurlanish spektrining prizma yordamida ajralishi

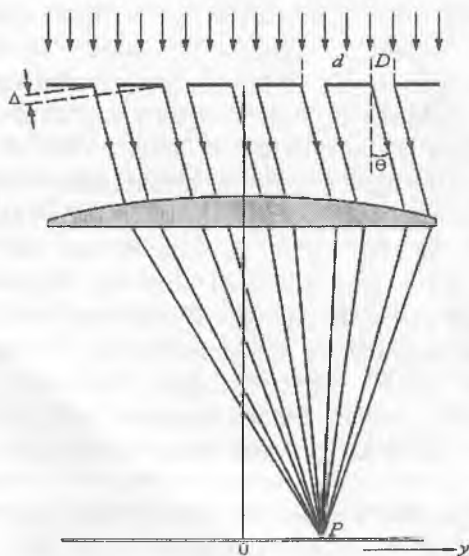
Dispersiya natijasida har xil to'liqin uzunlikli yorug'lik har xil burchak ostida prizmadan chiqadi. L_2 linzaning fokal tekisligida fotoplastinka yoki ekran joylashadi. Natijada ekranning har xil joyida to'liqlar uzunligining har xil yorug'ligida kirish teshigining S tasviri paydo bo'ladi (3.16-rasm). Prizmalar tayyorlanadigan barcha qattiq moddalarning (shisha, kvars) n sindirish ko'rsatkichi ko'rish sohasida λ to'liqin uzunligining ortishi bilan monoton kamayadi, shuning uchun prizma ko'k va binafsha nurlarni qizil nurga nisbatan kuchli og'diradi.

Yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lgan optik qurilmalarda prizma o'rniga difraksion panjara ishlatiladi. Bir-biridan barobar uzoqlikda joylashgan va bir xil kenglikdagi parallel tirgishlar sistema-siga **difraksion panjara** deyiladi. Panjara yorug'likni o'tkazadigan (a) va o'tkazmaydigan (b) kengliklardan iborat bo'lib, $d=a+b$ difraksion panjaraning davri deyiladi. Maxsus bo'luvchi mashina yordamida metall yoki shisha plastinka sirtiga chiziladi (3.17-rasm). Yaxshi panjaralarda parallel shtrixlar uzunligi 10 sm atrofida bo'ladi, har bir millimetrga 2000 tagacha shtrix to'g'ri kelishi mumkin. Panjaraning umumiy uzunligi 10-15sm ga yetishi mumkin. Bunday panjaralarni tayyorlashda eng yuqori texnologiyalardan foydalanishga to'g'ri keladi. Amaliyotda bir millimetrga 50-100 shtrix tortilgan plyonkalar ham ishlatilishi mumkin. Difraksion panjara sifatida kompakt disklarning bir parchasini yoki grammafون plastinkalarini ham ishlatish mumkin. O'rganilayotgan yorug'likning parallel nurlar dastasi kollimator yordamida panjaraga yuboriladi. Panjaradan keyin o'rnatilgan (3.18-rasm) linzaning fokal tekisligida difraksion manzara kuzatiladi.



3.17 - rasm. Difraksion panjara

Parallel nurlar dastasi tushuvchi nurlar yo'nalishida panjaradan ma'lum θ burchak ostida tarqalib linzaning fokal tekisligida joylashgan ekranning biror P nuqtasida yig'iladi. P nuqtadagi tebranish har xil tirqishlardan o'tuvchi ikkilamchi to'liqlar interferensiyasi natijasidir. P nuqtada interferension maksimum kuzatilishi uchun qo'shni tirqishlardan chiqqan nurlarning yo'llar farqi Δ to'liq uzunligining butun soniga teng bo'lishi lozim:



3.18 - rasm. Yorug'likning panjaradagi difraksiyasi

$$\Delta = d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.10)$$

Bu yerda d – panjara davri, m – difraksion manzara maksimumi tartibi.

Ekranning mana shu nuqtalarida (3.10) shart bajarilganda difraksion manzaraning bosh maksimumi deb ataluvchi maksimum joylashadi.

Kichik difraksiya burchaklarida linzaning fokal tekisligida bosh maksimum bilan m – maksimum orasidagi masofa y_m quyidagiga teng:

$$y_m = m \frac{\lambda}{\theta} F$$

bu yerda F – fokus masofasi.

Shuni aytish kerakki, panjaraning N ta tirqishidan chiquvchi N ta nurlar linza fokal tekisligining har bir nuqtasida interferensiyalashadi. Bu *ko'p to'liqlik* yoki *ko'p nurli interferensiya* deyiladi. Kuzatish tekisligida energiyaning taqsimlanishi ikki to'liqlik interferensiyadan keskin farq qiladi. Bosh maksimumga hamma to'liqliklar bir xil fazada yetib keladi. Shuning uchun tebranish amplitudasi tushuvchi to'liqlikning amplitudasiga nisbatan N marta, intensivligi esa N^2 marta ortadi.

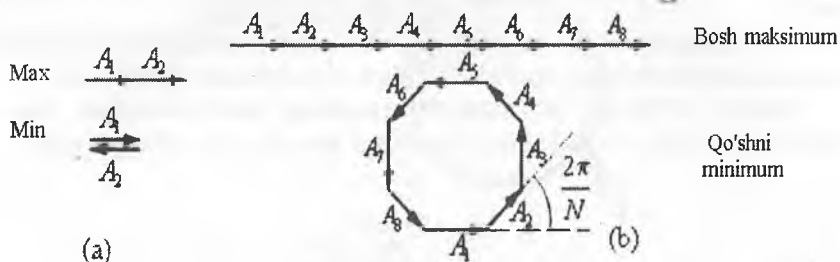
Bosh maksimumdan uzoqlashgan sari tebranish intensivligi tez kamayib boradi. Ikki to'liqlik interferensiyasi kabi fazalar farqi π ga emas, $2\pi/N$ ga farq qilishi kerak, N ta to'liqlik bir-birini so'ndirmasligi uchun 3.19-rasmda yo'llar farqi λ/N ga farq qiluvchi qo'shni tirqishdan keladigan to'liqliklar, fazasi $2\pi/N$ ga farq qiladigan N ta tirqishdan keladigan uyg'otuvchi to'liqlik vektor diagrammasi keltirilgan. N ta tebranishning vektorli diagrammasi yopiq ko'p burchakni tasvirlaydi. Shunday qilib, bosh maksimumdan qo'shni minimumga o'tish uchun yo'llar farqi $\Delta = d \sin \theta$ o'zgarishi λ/N ga teng bo'lishi kerak. Bu shartdan bosh maksimumning burchak yarim kengligini $\delta\theta$ baholash mumkin:

$$\delta\Delta = \delta(d \sin \theta) = d \cos \theta \delta\theta \approx d \cdot \delta\theta = \frac{\lambda}{N}.$$

Bu yerda soddalik uchun difraksiya burchagi kichik deb hisoblanadi. Shunga binoan:

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{Nd},$$

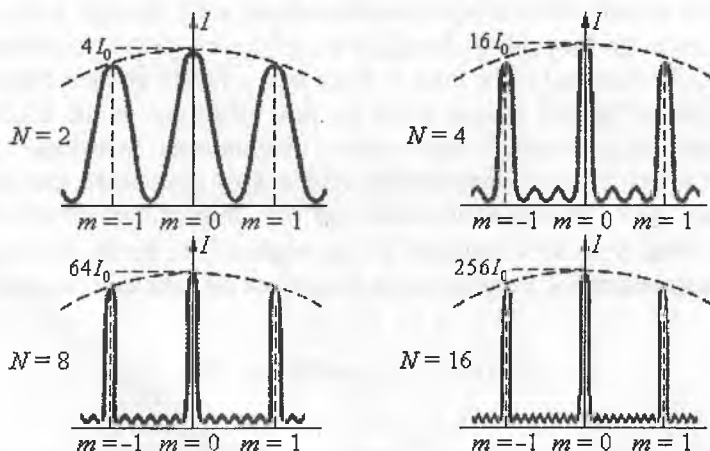
bu yerda Nd – panjaraning to‘liq o‘lchami. Bu munosabat parallel nurlar difraksiyasi nazariyasiga to‘la mos keladi, parallel nurlar dastasining kengayishi λ ga bog‘liq.



3.19 - rasm. Interferentsion manzaraning maksimum va minimum tebranishlarini qo‘shish:

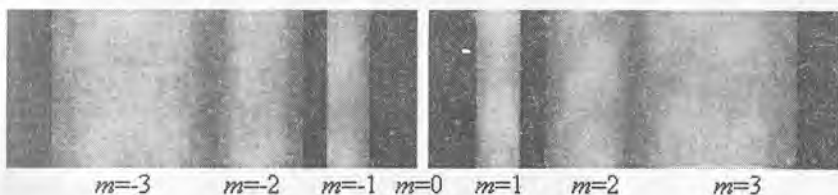
*a – ikki to‘lqin interferensiyasi,
b – N ta to‘lqin interferensiyasi ($N=8$).*

Yuqorida aytilganlardan muhim xulosa qilish mumkin: panjara yordamida yorug‘lik difraksiyasi hosil qilinayotganda bosh maksimum o‘rnida dasta juda tor bo‘ladi. 3.20-rasmda panjaralardagi tirqishlar soni o‘rtgan sari bosh maksimum o‘tkirligining ortishi ko‘rsatilgan.



3.20 - rasm. Har xil tirqishli difraksion panjarada difraksiyalanayotgan monoxromatik yorug‘lik intensivligining taqsimoti: I_0 – bitta tirqishdan difraksiyalanayotgan yorug‘lik intensivligi

(3.10) difraksiya formulasidan ko‘rinadiki, maksimumlarning holati (nolinchidan tashqari) λ to‘lqin uzunligiga bog‘liq. Shuning uchun panjara nurlanishni spektrga ajratish qobiliyatiga ega, ya‘ni panjara **spektral qurilma** hisoblanadi. Agar panjaraga monoxromatik bo‘lmagan nurlanish tushsa, difraksiyaning har bir tartibida (ya‘ni m ning har bir qiymatida) o‘rganilayotgan nurlanish spektri hosil bo‘ladi. Spektrning binafsha qismi nolinchi tartibli maksimumga yaqin joylashadi. 3.21-rasmda oq yorug‘lik uchun har xil tartibda spektr tasvirlangan. Nolinchi tartibli maksimum oq rangda bo‘ladi.



3.21 - rasm. Difraksion panjara yordamida oq yorug‘likning spektrga ajralishi

Difraksion panjara yordamida to‘lqinlar uzunligini aniq o‘lchash mumkin. Agar panjara davri d ma‘lum bo‘lsa, m tartibdagi spektr chizig‘i aniqlanishi kerak bo‘lsa, θ_m burchakni o‘lchash bilan λ to‘lqin uzunligi aniqlanadi. Odatda tajribada 1- va 2- tartibli spektrlar qo‘llaniladi. Agar o‘rganilayotgan nurlanish spektrida λ_1 va λ_2 ikkita spektral chiziq bo‘lsa, panjara har bir spektral tartibda ($m=0$ dan tashqari) bir chiziqni ikkinchisidan ajratishi mumkin.

Difraksion panjaraning eng muhim xarakteristikalaridan biri – uning ajrata olish qobiliyatidir. λ va $\lambda + \Delta\lambda$ to‘lqin uzunlikli yaqin ikkita spektral chiziqni ajrata olishi nazarda tutiladi. Panjaraning R spektral ajrata olish qobiliyati deb, eng kichik qiymatli $\Delta\lambda$, ya‘ni farqli to‘lqin uzunlikli to‘lqinlarni ajratishiga aytiladi:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Spektral qurilmalarning ajrata olish qobiliyati, jumladan, difraksion panjara, obyektlarning tasvirini hosil qiluvchi (teleskop, mikroskop) optik qurilmalarning chegaraviy ajrata olish qobiliyati yorug‘likning

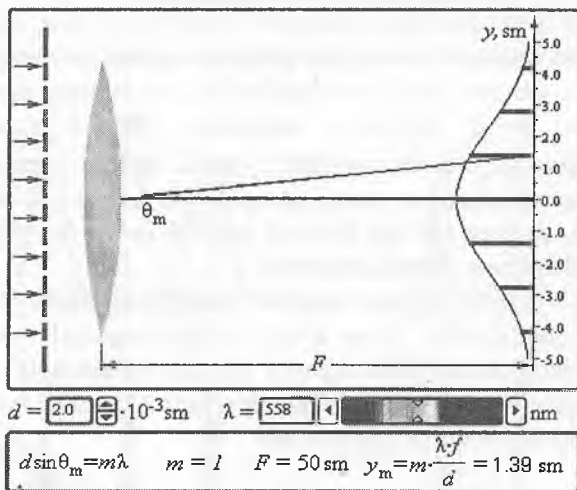
to'liq tabiati orqali aniqlanadi. Shuning uchun ham, Reley sharti bajarilsa (3.11-rasm), ikkita yaqin to'liq spektrini ajratish mumkin. Panjara formulasidan ko'rinadiki,

$$d \cos \theta \Delta \theta = m \Delta \lambda \text{ yoki } \Delta \theta = \frac{m}{d \cos \theta} \Delta \lambda \approx \frac{m}{d} \Delta \lambda,$$

bu yerda $\Delta \theta$ – m - tartibli spektrda $\Delta \lambda$ farqli ikkita yaqin spektral bosh maksimumlar orasidagi burchak masofa. Soddalik uchun bu yerda $\cos \theta \approx 1$ deb hisoblanadi. $\Delta \theta$ va $\delta \theta$ ni tenglashtirib, panjaraning ajrata olish kuchini baholaymiz:

$$\frac{\lambda}{Nd} = \frac{m}{d} \Delta \lambda \quad \text{yoki} \quad R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = mN.$$

Shunday qilib, difraksiyon panjaraning yuqori ajrata olish chegarasi spektr tartibi m ga va panjara davrining soniga bog'liq bo'lar ekan.



3.22 - rasm. Difraksiyon panjara

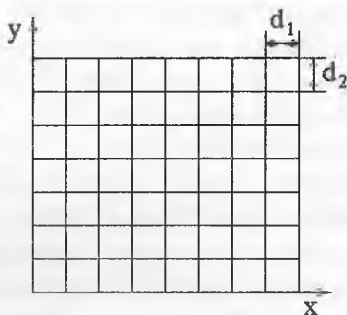
Panjaraning davri $d = 10^{-3} \text{ mm}$ bo'lsin, uzunligi $L = 10 \text{ sm}$. Unda $N = 10^5$ bo'ladi (bu yaxshi panjara). Ikkinchi tartibli spektrda panjaraning ajrata olish qobiliyati $R = 2 \cdot 10^5$ ga teng bo'ladi. Bu shuni anglatadiki,

($\lambda=550\text{nm}$) to'liqin uzunlikli spektrning ko'k sohasida panjaraning eng kichik ajrata olish chegarasi $\Delta\lambda=\lambda/R\approx 2,8\cdot 10^{-3}\text{nm}$ ga teng bo'ladi. Bunday shartda $d=10^{-2}\text{m}$ va $L=2\text{m}$ li panjaraning ajrata olish chegarasi $\Delta\lambda=1,4\cdot 10^{-1}\text{nm}$ ga teng bo'ladi.

Hozirgi kunda spektrometrlarda millimetriga 2200 tagacha shtrix tortilgan panjaralar ishlatilmoqda.

3.6. Ikki va uch o'lchamli difraksion panjaralar

Agar ikkita bir o'lchamli difraksion panjara o'zaro perpendikulyar holda ustma-ust joylashtirilsa, ikki o'lchamli difraksion panjara hosil bo'ladi (3.23-rasm).



3.23 - rasm. Ikki o'lchamli difraksion panjara

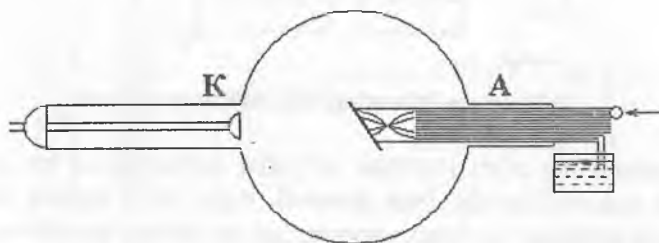
Panjaraning x va y o'qlari bo'yicha doimiylari d_1 va d_2 bir xil bo'lishi yoki bo'lmasligi ham mumkin. Agar bir o'lchamli difraksion panjarani oq yorug'lik bilan yoritsak, har bir to'liqin uzunlikdagi nurlar uchun alohida maksimumlar paydo bo'ladi, ya'ni spektrga ajratiladi. Agar shunday nurlar ikki o'lchamli panjaraga tashlansa, turli to'liqin uzunlikdagi nurlar uchun ma'lum tartib bilan joylashgan rangli dog'lar hosil bo'ladi. Fazoviy tuzilishga ega bo'lgan difraksion panjarani qamrylik. Eng oddiy fazoviy uch o'lchamli panjara sifatida osh tuzi NaCl ning tuzilishini misol keltirish mumkin. Uning yacheykasi kub kristalik tuzilishga ega bo'lib, d davri ox , oy va oz o'qlariga paralleldir.

Amalda uch o'lchamli difraksion panjara yasash juda qiyin. Sun'iy ravishda shu tipdagi panjarani suyuqlik va gazlarda ultratovush to'liqlari tarqalishida hosil qilinadi. Uch o'lchamli panjaralarga eng

yaxshi misol bo'lib tabiatdagi kristallar xizmat qiladi. Biroq bu kristall panjaralar tugunlari orasidagi masofa 10^{-10} m bo'lganligidan, ko'zga ko'rinuvchi nurlar uchun ($\lambda=7,6\div4,0\cdot10^{-7}\text{m}$) difraksiya kuzatilmaydi, chunki panjara doimiysi to'liq uzunligi tartibida ($d\sim\lambda$) bo'lgandagina difraksion manzara yaqqol kuzatiladi. Kristall panjara doimiy tartibidagi nurlar bo'lib, Rentgen nurlari xizmat qiladi (Rentgen nurlarining to'liq uzunligi $\lambda=(0,01\div800)\cdot10^{-10}\text{m}$).

3.7. Rentgen nurlari va uning difraksiyasi

XIX asrning oxirlarida Germaniyadagi Vyursburg universiteti professori V. Rentgen *gazlarda elektr razryadi* ustida tajribalar o'tkazdi. U ikki kavsharlangan elektrodga ega bo'lgan, atmosfera bosimiga nisbatan $\sim 10^{-5}$ bosimgacha havosi so'rilgan shisha trubkani ishlatdi. Elektrodarga yuqori kuchlanish berilganida anod (musbat elektrod) atrofidagi shisha sarg'ish-yashil yorug'lik bilan yorug'lana boshlagan. Bu yorug'likni fiziklar katod nurlari deyiladigan nurlar ta'siri oqibati deb tushuntirganlar. Ularni katod nurlantiradi hamda u anodga va qisman trubka devoriga tushadi. Keyinroq bu nurlar manfiy zaryadlangan zarralar – elektronlar oqimi ekanligi isbotlandi (3.24-rasm).



3.24 - rasm. Rentgen trubkasining chizmasi:
A – anod (suv bilan sovutiladi); K – katod.

1895 yil noyabr oyi oqshomlaridan birida Rentgen laboratoriyada ishlayotib, ajoyib hodisani kuzatdi. Tajribalar o'tkazish uchun u razryad trubkani oddiy yorug'likni o'tkazmaydigan qora qog'ozga o'radi. Xona qorong'i edi, bu olimga trubkaga yaqin joyda yotgan bariy tuzi kristallari kuchsiz yorug'lik chiqarayotganini payqashga imkon berdi. U trubkadagi kuchlanishni uzganda yorug'lanish yo'qoldi. Shundan keyin

Rentgen bariy tuzi bilan qoplangan ekranni trubka yaqiniga o'rnatdi. Ekran yorug'landi. Olim trubka bilan ekran orasiga turli buyumlarni joylashtira boshladi. Karton, qog'oz, ebonit plastinka yorug'lanish ravshanligiga ta'sir ko'rsatmadi. Metall buyumlar ekranga soya tushirdi. Trubkaning moddadan o'tib ketuvchi noma'lum nurlar manbai ekanligi ravshan bo'ldi. Bu nurlarni Rentgenning o'zi «X-nurlar» deb atadi, biz esa ularni Rentgen nurlari deymiz.

X-nurlar yo'lga tadqiqotchi o'z qo'lini qo'ydi va ekranda qo'l skeletining soya tasviri paydo bo'ldi. Yumshoq to'qimalar nurlanish uchun shaffof, suyaklar esa uni deyarli o'tkazmas edi.

Olim «Nurlarning yangi turi haqida» sarlavhali birinchi maqolasida Rentgen o'zi kashf qilgan nurlar xossalari tavsifladi. Bu maqola butun dunyoni aylanib chiqdi va keyinchalik barcha Yevropa tillarida alohida kitobcha shaklida bosildi.

Ammo, Rentgen sirli nurlar tabiatini tushuntirib bera olmadi. U elektronlarning mavjudligini bilmas edi, ana shu elektronlarning trubka shishasida tormozlanishi rentgen nurlari va ko'rinadigan yashil yorug'lik paydo bo'lishining sababi edi. Zaryadli zarra modda ichiga uchib kirganda tormozlanadi, o'z tezligini yo'qotadi va **elektromagnit to'lqinlarni** nurlantiradi rentgen nurlari to'lqin uzunligi diapazoni $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ dan $5 \cdot 10^{-12}$ m gacha oraliqda yotadi. Elektromagnit to'lqinlar shkalasida ular ultrabinafsha nurlanish va gamma-nurlanish orasidagi joyni egallaydi. Tormozlovchi elektronlar dastasi turli to'lqin uzunlikka (λ) ega bo'lgan to'lqinlarni nurlantiradi. Bu to'lqinlar uzluksiz rentgen spektr tashkil qiladi, lekin bundan boshqa λ ning muayyan qiymatlariga ega bo'lgan to'lqinlar guruhiga tegishli ayrim spektral chiziqlar ham mavjud bo'ladi. Ularning tabiati quyidagicha: tushayotgan zarralar atomni ionlaydi va hosil bo'lgan bo'sh o'rinlarga yuqoriroq energiya sathlaridagi elektronlar o'tadi. Bunda muayyan $h\nu$ energiyali kvant nurlantiriladi. Bo'sh sath atomning tashqi elektronlar qobig'ida hosil bo'lganda ko'rinadigan yorug'lik yoki ultrabinafsha nurlar kvanti nurlantiriladi, bo'sh sath ichki qobiqda hosil bo'lganda esa kattaroq energiyali va mos ravishda kichikroq to'lqin uzunlikli kvant, ya'ni rentgen kvant nurlantiriladi. Bu nurlanish elektronlar dastasi bombardimon qilayotgan anod materialini xarakterlaydi. Shuning uchun u **xarakteristik nurlanish** deyiladi.

1962 yilni rentgen astronomiyasi tug'ilgan yil deb hisoblash mumkin. **Yadro nurlanishlari detektorlari** dastavval raketalarda, keyin esa sun'iy yo'ldoshlarda kosmosga ko'tarildi. Quyosh va yulduzlarning

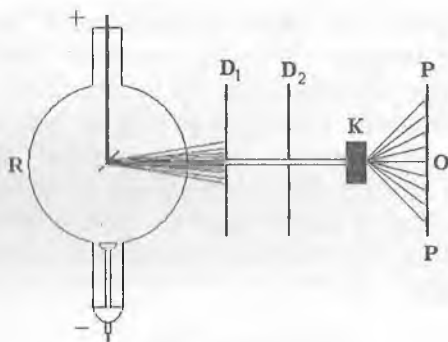
Yer atmosferasidan o'ta olmaydigan rentgen nurlanishi o'rganildi. Ko'p kosmik obyektlar – rentgen nurlarini nurlantirgichlar kashf qilindi.

Lekin rentgen pulsalarining aniqlanishi bu sohadagi eng katta kashfiyot bo'ldi. Olimlar bunday pulsarni ikki yulduzdan iborat sistema deb tasavvur qiladilar, ularning biri neytron yulduzdir. Neytron yulduzining radiusi atigi $10\div 30$ km, massasi esa yulduzlar massasicha, binobarin, unda moddaning zichligi $10^{11}\div 10^{15}$ g/sm³. Zichlik bunday bo'lganida elektronlar yadrolarga «tiqilgan» va protonlar bilan birga neytronlar hosil qiladi. Ikkinchi yulduz, odatda, gazsimon yulduzdir. O'zaro harakat jarayonida neytron yulduz o'z yo'ldoshining moddasini «tortib» oladi va uning sirtini, rentgen trubkasidagi anod singari, zarralar bombardimon qiladi. Mana shu sabab nurlanishni vujudga keltiradi. Bu nurlanish, sistema juda katta tezlik bilan aylanayotganligi va u bilan birga «rentgen projektori»ning gigant nuriga aylanganligi sababli, vaqt bo'yicha *pulsanib* turadi.

Rentgen nurlarining kashf qilinishi fizika tarixida muhim rol o'ynaganligi aniq. Undan keyin yangi tadqiqotlar amalga oshirildi hamda atomlar tuzilishi va materiyaning kvant nazariyasi haqidagi hozirgi zamon qarashlarining shakllanishiga olib kelgan ilmiy yutuqlar qo'lga kiritildi.

Rentgen nurlarining tabiati uzil-kesil 1912 yilda aniqlandi, bu paytgga kelib M.Laue g'oyasi bo'yicha rentgen nurlarining difraksiya hodisasi shak-shubhasiz amalga oshirildi. Laue va uning xodimlari qilib ko'rgan tajriba quyidagicha: D_1 va D_2 qo'rg'oshin diafragmalar vositasida ajratilgan ingichka Rentgen nurlari dastasi K kristallga tushadi va undan parron o'tib, PP fotografik plastinkaga tushadi. Plastinka ochiltirilgandan so'ng unda rentgen nurlarining dastlabki yo'nalishiga to'g'ri kelgan markaziy dog'dan tashqari muntazam ravishda joylashgan bir qator dog'lar borligi ko'rinadi (3.25-rasm). Ularning vaziyati tayinli bir kristall uchun aniq bo'lib, bir modda kristalli o'rniga boshqa modda kristalli qo'yilganda bu dog'lar vaziyati o'zgaradi. Agar rentgen nurlarini kristalldan iborat fazoviy panjaradan difraksiyalanadigan to'lqinlar deb faraz qilsak, bu hodisani miqdor jihatidan to'liq talqin etish mumkin. Haqiqatdan ham, kristall muntazam fazoviy panjara ko'rinishida joylashgan atomlar to'plamidan iborat. Atomlar orasidagi masofa nanometrning ulushlariga teng (masalan, osh tuzida Na bilan Cl oralig'i 0,2814 nm ga teng). Panjaraning har bir atomi o'zaro kogerent bo'lgan rentgen to'lqinlarining sochilish markazlari bo'lib qoladi, chunki bu to'lqinlar kelayotgan ayni bir to'lqindan hosil bo'ladi, bu

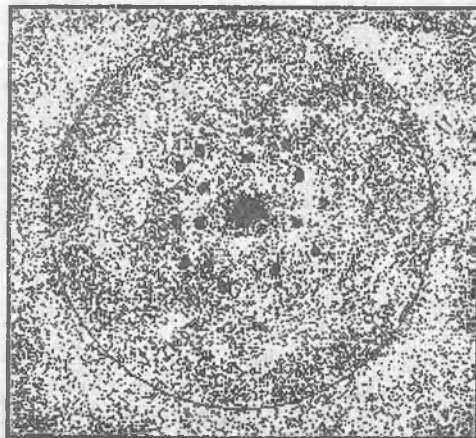
to'liqlar o'zaro interferensiyalashib, ma'lum yo'nalishlar bo'yicha maksimumlar hosil qiladi, bular esa fotografik emulsiyada ayrim difraksion dog'lar yuzaga keltiradi. Bu dog'larning vaziyatiga va nisbiy intensivligiga qarab kristall panjarada sochuvchi markazlarning joylashishi va ularning tabiati haqida (atomlar, atom gruppalari yoki ionlar) tasavvur hosil qilish mumkin. Shuning uchun difraksiya hodisasi rentgen nurlarining to'liq tabiatli ekanining eng muhim va bevosita isboti bo'lgani holda kristall panjarelarni eksperimental ravishda o'rganishning asosi bo'lib qoldi. Laue kashfiyoti tufayli kristallarning strukturasi to'g'risidagi masalani samarali tadqiq etish imkoni tug'ildi. Keyingi vaqtlarda Laue usuli suyuqlik va hatto gazlar molekularining tuzilishini tadqiq etishga qo'llaniladigan bo'lib qoldi, bunda molekulaning tarkibiy qismlarida yuz beradigan difraksiya kuzatiladi. Garchi bu holda difraksion manzara uncha aniq bo'lmasada, juda muhim natijalar topildi (3.26-rasm).



3.25 - rasm. Laue tajribasining chizmasi

O'z vaqtida Laue kashfiyoti Rentgen nurlarining korpuskulyar tabiatli emas, balki to'liq tabiatli ekanligining aniq isboti sifatida qaralgan edi. Hozir biz bilamizki, difraksiya hodisalari korpuskulalarda ham yuz beradi.

Debay-Sherrer taklif etgan usulda monoxromatik rentgen nurlari poroshok holidagi kristalga tashlanadi. Monokristallar xaotik ravishda oriyentatsiyalanganligi uchun har doim shunday oriyentrlangan kristall panjaralar topiladiki, shu yo'nalishlardan qaytgan rentgen nurlari fotoplyonkada ma'lum tartib bilan joylashgan egri



3.26 - rasm. ZnS kristalining lauegrammasi

chiziqlarni hosil qiladi. Bu vaqtda qaytgan nurlar rus fizigi Vulf va angliyalik ota-bola Bregglar (1913-yil) tomonidan kashf qilgan shartni qanoatlantiruvchi burchaklarda difraksion manzara hosil qiladi.

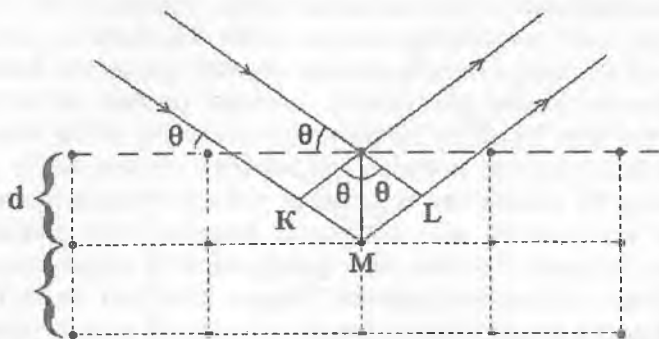
Vulf-Bregglar qatlam qalinligi d ga teng bo'lgan kristall panjaraga θ sirpanuvchi burchak ostida rentgen nurlarini tashlab, shunday sirpanish burchagi ostida qo'shni qatlamlardan qaytayotgan nurlar bosib o'tgan yo'llar orasidagi Δ farq $\Delta=KM+ML$ ga teng bo'lishini, quyidagi shartni qanoatlantiruvchi yo'nalishda difraksion maksimum kuzatilishini aniqladi (3.27-rasm):

$$\Delta=2d\sin\theta=m\lambda, \quad (3.2)$$

bu yerda $m=1,2,\dots$ (3.2) ifoda *Vulf-Bregg formulasi* deyiladi. Agar oddiy kubik panjaraga ega bo'lgan natriy xlor kristalini olsak, Na va Cl ionlari orasidagi masofa d ga teng. Bitta ionning hajmi d^3 ga teng, bundan:

$$2Nd^3=\frac{M}{\rho},$$

deb yozish mumkin. $N=6,02\cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ – Avogadro soni, $M=5,85\cdot 10^{-2} \text{ kg/mol}$ – moddaning molyar massasi, $\rho=2140 \text{ kg/m}^3$ – zichligi.



3.27 - rasm

Bulardan foydalanib ionlar orasidagi masofani topish mumkin: $d = 2,8 \cdot 10^{-10}$ m. Noma'lum λ to'liq uzunlikli rentgen nurining natriy xlor kristalidan qaytishida Vulf-Bregg tenglamasidan foydalanib to'liq uzunligini topish mumkin.

Umuman, Laue va Vulf-Bregg usullari kristallar tuzilishini o'rganishning asosiy usullari deyiladi. Amalda rentgen nurlaridan ikki maqsadda foydalaniladi.

1. Rentgenostruktura analizi (λ – ma'lum, m , θ orqali d topiladi).

2. Rentgenospektroskopiya (d – ma'lum, m , θ orqali λ topiladi).

Rentgenostruktura analizi va Rentgenospektroskopiya usullari orqali moddaning tuzilishi haqida muhim ma'lumotlar olinadi.

3.8. Golografiya

Kogerent nurlar dastalarining difraksiya va interferensiya hodisalariga asoslanib yorug'lik to'liqlarining strukturasi yozib olish va uni (asl) o'z holiga qayta tiklash usuliga **golografiya** deyiladi.

Golografiya degan ibora grekcha «holo» «to'liq» va «graph» «yozaman» so'zlaridan tashkil topgan bo'lib, u **buyumlarni tashqi ko'rinishini «yozib olish»ning maxsus usulini** anglatadi. Bu usul 1947 yilda ingliz fizigi D.Gabor tomonidan kashf qilingan. (1971-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan). Golografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan (qaytish yohud sinish tufayli) nurlanishning to'liq frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish), so'ng buyumning tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat (3.28-rasm).

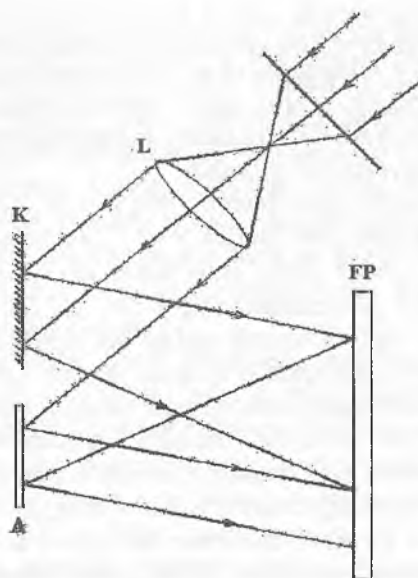
Golografiyaning fotografiyadan farqi. Fotografiyada yoritilgan obyektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yohud fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga obyektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan bo‘lavermaydi. Fotoapparat biror tekislikka ravshan qilib moslangan bo‘lsa, buyumning 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 joylashganligini ham aniqlab bo‘lmaydi. Bino va odamning tasvirlari bir tekislikda ko‘rinadi. Lekin fotografiyaga qarab biz jismlarning fazodagi joylashuvi to‘g‘risida tasavvur hosil qilamiz. Buning sababi – inson miyasi hajmiy buyumlarni ularning yassi tasvirlariga qarab bilib olishga o‘rganib qolganligidir.

Fotografiyada tasvirlarning yassilik xarakteri quyidagicha tushuntiriladi: fotoplastinkada buyumning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlarning nisbiy intensivliklari qayd qilinadi, xolos. Bu nurlar fazalari orasidagi munosabatni fotoplastinkaning qorayishiga hech qanday ta‘siri yo‘q. Vaholanki, fazalar orasidagi munosabat buyumning ayrim nuqtalarini fotoplastinkadan uzoqligiga bog‘liqdir.

Demak, *buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalari-nigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini topish lozim. Bu usul golografiyadir. Golografiya to‘lqin optikaning asosiy qonunlari – interferensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keldi.*

Fotografiya jismlarning faqat ikki o‘lchamli (yassi) tasvirini bersa, golografiya hajmiy (uch o‘lchamli) tasvirining interferension manzarasini beradi.

Gologramma jismlardan sochilgan kogerent nurlar bilan tayanch to‘lqinlar qo‘shilishidan hosil bo‘ladi. *Gologramma* (hajmiy tasvir) *nur tarqalish yo‘nalishi, fazasi, amplitudasi to‘lqin uzunligi* haqida informatsiya beradi. Gologrammani qayta tiklash uchun yana tayanch to‘lqinlariga mos nurlar bilan yoritish lozim, bu holda difraksiyalanuvchi nurlar paydo bo‘lib, bizga jismdan sochilgan nurlar nusxasini beradi va kuzatuvchi bu jismning o‘zini ko‘rayotgandek bo‘ladi (3.28-rasm).



3.28 - rasm. Gologramma olish chizmasi

Lazer nuri L linza yordamida kengaytirilib A obyekt va uning yonidagi K ko'zguga yuboriladi. Ko'zgudan va buyumdan qaytgan to'liqin kogerent to'liqinlar uchrashib fotoplyonkada gologrammani beradi. Fazoning katta hajmida interferensiya manzarasi bo'lishi uchun jismni faqat kogerent dastalar bilangina yoritish kerak. Shuning uchun golografiya 1960-yillarda yuqori kogerentlikdagi yorug'lik manbalari – lazerlar paydo bo'lishi bilangina rivojlana boshladi. 1947 yilda D.Gabor tasvirlarni hosil qilishning golografik usulini taklif qilganda u haqda bir necha mutaxassislarga bilar edilar. Hozir golografiya – optikaning eng muhim sohalaridan biridir.

Gologrammalarni olishning turli usullari mavjud. Y.N.Denisyuk eng ajoyib usullardan birini taklif qildi. Gologramma shunday qalin qatlam emulsiyali fotoplastinkaga yoziladiki, qatlamning qalinligi yorug'lik to'liqini uzunligidan ancha katta bo'ladi. Jismdan qaytgan va asosiy dastalarning interferensiyon manzarasi emulsiya qalinligida sodir bo'ladi. Ko'p muzeylarda xuddi shunday gologrammalar qo'yilgan. Ularda jismning tasvirini tiklash uchun oddiy yoritgich yoki quyosh nurining o'zi yetarlidir. Bunday gologrammaning strukturasi to'liqin frontini tiklash uchun zarur bo'lgan nurlarni o'zi tanlab oladi.

Gologrammalar faqatgina jismlarning obrazini yaratish uchungina qo'llanilmaydi. Ular nihoyatda ulkan miqdordagi ma'lumotlarni yozib olishga yordam beradi, ularni optik sistemalarning aberratsiyalarini (tasvirning buzilishlarini) to'g'rilashda, mashinalarning vibratsiyalarini nazorat qilishda ham ishlatish mumkin.

Nazariy hisoblashlardan shunday bog'lanish kelib chiqadi: gologrammaning birlik yuzida jism haqida $N=1/\lambda^2$ ta mustaqil ma'lumot qayd qilish mumkin. Shunday qilib, geliy–neon lazer nurlanishi ($\lambda=0,632$ mkm) bilan olingan gologrammaning 1 sm^2 ga 250 mln. ta mustaqil ma'lumot to'g'ri keladi. Gologrammadagi ma'lumotlarning ko'p sonligi strukturasining murakkabligida o'z aksini topadi. Odam gologrammaning kuchli kattalashtirilgan sohasini turli darajada qoralashgan tartibsiz dog'lar to'plami sifatida ko'radi. Bunday taassurotning sababi, ko'zimizning gologrammada aniq qonuniyatlar asosida berilgan jism haqidagi ma'lumotlarni ko'ra olishga noqobilligidir. Golografik tasvirlarni tiklash – bu ma'lumotlarni bir shakldan inson his qilishi uchun qulay boshqa shaklga aylantirishdan, yoki ularni EHM ga kiritishga moslashtirishdan iboratdir. Gologrammani tiklash vaqti juda qisqa (10^{-10} s gacha). Binobarin, golografiya ulkan miqdordagi ma'lumotlarni yozib olish, saqlash va juda tez o'zgartirish imkonini beradi. Golografiyaning bu xususiyatlaridan ko'plab ilmiy va texnik muammolarni hal qilishda foydalaniladi. Masalan, golografik interferometriya interferensiya usullari bilan yorug'likni diffuz sochuvchi obyektlarni, masalan, metall konstruksiyalarning korroziya bilan qoplanishini, beton balkalari, avtomobil pokrishkalari va shunga o'xshashlarni tekshirishga imkon berdi. Agar bunday obyektning deformatsiyasini o'rganish lozim bo'lsa, u holda gologramma yordamida uning uch o'lchamli tasviri hosil qilinadi va bu tasvir obyekt bilan qo'shiladi. Bunda obyekt va gologrammani, gologramma olish vaqtida qo'llanilgani singari, yorug'lik bilan yoritiladi. Endi tasvirning yorug'lik bilan jismdan qaytgan yorug'lik interferensiyalanadi, chunki ular kogerentdir (3.28-rasm). Agar obyekt o'z shaklini bir oz o'zgartirgan bo'lsa, u holda golografik tasvir bilan obyektidan qaytgan nurlar orasida yo'l farqi yuzaga keladi, natijada obyekt shaklining o'zgarishini xarakterlovchi interferensiya polosalari paydo bo'ladi. Golografik interferensiyani kuzatishning boshqa usuli ham mavjud. Fotoplastinkaga jismning turli ikki holatdagi ikki gologrammasi ketma-ket «yoziladi». «Qo'shaloq» gologrammani yoritishda tiklangan tasvirlarning to'liqlari interferensiyalanadi va jism sirtida xuddi birinchi holdagidek, obyekt holati o'zgarishini xarakterlovchi manzara hosil bo'ladi.

Tovush to'liqlari yordamida ham gologrammalar olish mumkin. Kogerent tovush to'liqlari ilgaridan ma'lum, ultratovush yordamida juda katta obyektlarni yoritish mumkin. *Tovush va optik gologrammalar* olish prinsiplari birday, faqat tovush gologrammalarida olimlarga yorug'lik intensivligi o'zgarishlari o'rniga *bosim* o'zgarishlari bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Tovush to'liqlari yorug'lik o'ta olmaydigan jismlarga ham osongina kirib boradi. *Akustik golografiya* kelgusida meditsina, geofizika, metallurgiyada keng qo'llanishi mumkin. Bunday gologramma yordamida shifokor odamning ichki organlarini, geofizik esa yer boyliklarini ko'ra oladi.

Fizik va injenerlar optik hisoblash mashinasi yaratishmoqda. Uning loyiha quvvati sekundiga 1 mlrd. operatsiyadan ortiq bo'lib, hozir mavjud eng «tez» EHM larnikiga nisbatan o'nlar marta katta bo'ladi. Bunday mashinalarning asosini lazer qurilmalari tashkil qiladi. Ularning xotirasi ham optik bo'lib, ma'lumotlarni golografik yozishga asoslanadi. O'lchami $10 \times 10 \text{ sm}^2$ bo'lgan gologrammaga 100 mln dan ortiq ma'lumotni yozish mumkin; bunday hajmdagi ma'lumot uchun 1 mln. betga yaqin bosma matn kerak bo'ladi. Golografik optika yordamida hozir murakkab matematik hisoblashlar, funksiyalarni diferensiallash, integral operatsiyalar bajarilmoqda, eng murakkab tenglamalar yechilmoqda.

Nazorat uchun savollar

1. Difraksiya hodisasini tushuntiring.
2. Gyuygens prinsipini ayting.
3. Gyuygens- Frenel prinsipini tushuntiring.
4. Frenel difraksiyasini tushuntiring.
5. Frenelning zonalar nazariyasini mohiyatini tushuntiring.
6. Zonali plastinka va Puasson dog'ini tushuntiring.
7. Fraungofer difraksiyasini tushuntiring.
8. Reley shartini tushuntiring.
9. Spektral qurilma deb qanday qurilmaga aytiladi?
10. Difraksiyon panjara haqida gapiring.
11. Yorug'likning difraksion panjaradagi difraksiyasini tushuntiring.
12. Ikki va uch o'lchamli difraksion panjara haqida gapiring.
13. Rentgen nurlari va uning difraksiyasini tushuntiring.
14. Laue tajribasini tushuntiring.

15. Vulf-Bregg shartini tushuntiring.
16. Rentgen nurlaridan qanday maqsadda foydalaniladi?
17. Golografiyani tushuntiring.
18. Golografiyaning fotografiyadan farqini tushuntiring.
19. Gologramma olish chizmasini chizing va tushuntiring.
20. Golografiya nima maqsadda ishlatiladi?

IV b o b. GEOMETRIK OPTIKA

4.1. Ferma prinsipi

Yorug'lik haqidagi bilimning, yorug'likning tarqalish hodisasi, ya'ni yorug'lik nuri haqidagi tushuncha asosida tekshiriladigan bo'limi *geometrik* yoki *nurli* optika deb ataladi. Yorug'lik haqidagi ta'limotga ham, xuddi boshqa ilmiy bilimlarning har xil sohasida qilingandek keng nazariy xulosalarga kelishdan oldin, tajriba faktlari o'rganildi va to'plab borildi, ular asosida yorug'lik hodisalariga oid qonunlar yaratildi. Bu qonunlarni aniq bilish yorug'likning tabiati va uning xossalari haqidagi ta'limotning mohiyatini chuqur tushunib olish uchun zarurdir.

Optik bir jinsli muhitda, ya'ni barcha nuqtalarning sindirish ko'effitsiyenti bir xil bo'lgan moddada yorug'lik to'g'ri chiziqli bo'ylab eng qisqa yo'l bilan tarqaladi. Bir xil moddadan ikkinchi xil moddaga o'tishda yorug'lik ularning yondoshish chegarasida qaytadi va sinadi shu tarzda uning yo'li sinikli chiziqli tarzida bo'ladi. Bir jinsli bo'lmagan moddalarda sindirish ko'effitsiyenti nuqtadan nuqtaga uzluksiz o'zgarib turgani sababli yorug'lik nurlari uzluksiz sinib o'tib, egri chiziqli yo'l hosil qiladi. Har xil jinsli moddalarning yondoshish chegaralarida difraksiya hodisasi ham ro'y beradi. Agar difraksiya hodisasi hisobga olinmasa yorug'likning bir jinsli bo'lmagan moddalarda tarqalishi **ferma prinsipi** deb ataladi. Bu prinsip 1679-yilda Ferma tomonidan aniqlangan. Ferma prinsipini ifodalash uchun yo'lining optik uzunligi degan tushunchani kiritish kerak.

Bir jinsli moddalarda yo'lining optik uzunligi l deganda yo'lining geometrik uzunligi s bilan moddaning sindirish ko'effitsiyenti n ning ko'paytmasi tushuniladi:

$$l = ns.$$

Bir jinsli bo'lmagan moddalarda esa, nurning geometrik uzunligini shunday kichik ds qismlarga bo'lish kerakki, bu bo'laklarning har birida moddaning sindirish ko'effitsiyenti n ni o'zgarimas deb hisoblash mumkin bo'lsin. U holda elementar yo'l optik uzunligi quyidagicha ifodalanadi:

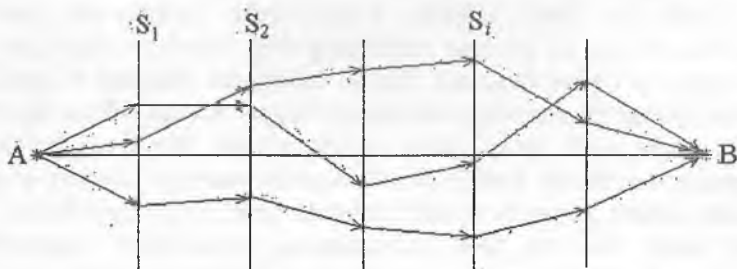
$$dl = n ds.$$

Elementar optik yo'llar yig'indisi to'la yo'lining optik uzunligi bo'lib, quyidagi integral bilan ifodalanadi:

$$l = \int_A^B n ds,$$

bunda integral yorug'likning A nuqtadan B nuqtagacha tarqalganida bosib o'tgan AB egri chiziq bo'ylab olinadi (4.1-rasm).

Ferma prinsipiga asosan, *yorug'lik tarqalishining haqiqiy yo'li shunday yo'li, yorug'lik bu yo'lni boshqa yo'llarni bosib o'tishga qaraganda eng kam vaqt ichida o'tadi.*



4.1 - rasm

4.2. Geometrik optikaning asosiy qonunlari

Geometrik optikaning asosiy qonunlariga quyidagilar kiradi:

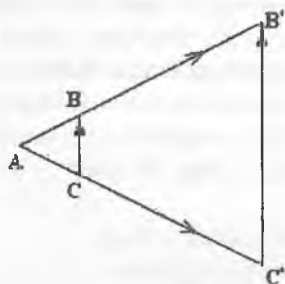
- Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni;
- Yorug'lik dastasining mustaqillik qonuni;
- Yorug'likning qaytish qonuni;
- Yorug'likning sinish qonuni;

Quyida shu qonunlar bilan batafsil tanishamiz.

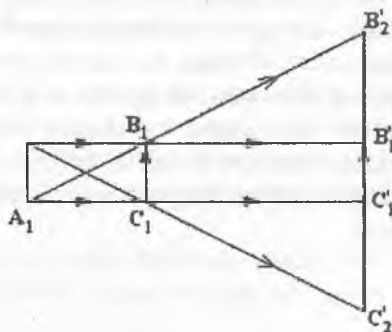
Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni. Ma'lumki, yorug'likning biror kichikroq manbai bilan ko'z orasiga tiniq bo'lmagan buyum joylashtirilsa, yorug'lik manbai ko'rinmay qoladi. Buning sababi shuki, *bir jinsli muhitda* (masalan, havoda) *yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi.* Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi juda

qadim zamonlarda tajriba yo'li bilan aniqlangan faktdir. Masalan, yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni yangi eradan 300 yil ilgari yashagan Yevklid asarida bayon etilgan, ammo bu qonun, ehtimol undan ham oldin ma'lum bo'lgandir. Hamma yaxshi biladigan soyaning hosil bo'lish hodisasi yorug'likning bir jinsli muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishidir.

Soya, yarim soya hosil bo'lishi ushbu qonunning isbotidir. Agar tiniq bo'lmagan BC jismni A nuqtaviy yorug'lik manbai yordamida yoritsak u vaqtda jismning soyasi $B'C'$ aniq bo'lib ekranga tushadi (4.2a-rasm). Agar yorug'lik manbai A_1 ma'lum o'lchamga ega bo'lsa B_1C_1 soyadan tashqari B_2C_2 yarim soya ham hosil bo'ladi (4.2b-rasm).



4.2a - rasm



4.2b - rasm

Tiniq bo'lmagan narsaga yorug'lik manбайдan nurlar tushganda soyaning hosil bo'lishi quyosh va oy tutilish hodisalarini izohlab beradi.

Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishidan yer o'lchash ishlarida, yer yuzida to'g'ri chiziqlar o'tkazishda, yerda, dengizda va havoda masofalarni aniqlashda foydalaniladi.

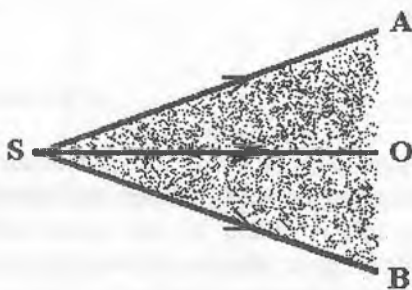
Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishidan ishlab chiqarishda ko'rish nurlari yordami bilan buyum va asboblarning to'g'ri chiziqli qilib ishlanganligini tekshirishda keng foydalaniladi. To'g'ri chiziq tushunchasi yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish faktidan kelib chiqqan bo'lishi ehtimoldan holi emas. Kichik teshik yordami bilan tasvirlar hosil qilishning sababi ham yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishidir. Lekin yorug'lik juda kichik teshikdan o'tayotganda, uning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni o'z kuchini yo'qotadi, yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni taxmini

qonundir, chunki yorug'lik juda kichik teshiklar orqali o'tganda bu qonundan chetlanish kuzatiladi (difraksiya yuz beradi).

Yorug'lik dastasining mustaqillik qonuni shundan iboratki, uncha kuchli bo'lmagan yorug'lik nurlari bir-biri bilan uchrashganda ular bir-biriga halaqit bermaydi. Lekin nurlar uchrashgan nuqtaning yoritilganligi ortadi.

Bu qonunning bajarilishining isboti bir vaqtning o'zida inson tomonidan bir necha jismlarning kuzatilishini ko'rsatish mumkin. Chunki bu jismlardan qaytib inson ko'ziga tushuvchi yorug'lik nurlari bir-birlariga halaqit bermaydi, aks holda biz ularni bir paytning o'zida ko'rmagan bo'lar edik.

Yorug'lik nuri va yorug'lik dastasi degan tushunchalarga to'xtalsak. ***Yorug'lik tarqaladigan yo'nalish yorug'lik nuri deb ataladi.*** Shu'lalanayotgan nuqta hamma tomonga yorug'lik tarqatgani uchun bu nuqtadan o'tkazilgan har qanday to'g'ri chiziq yorug'lik nuri bo'la oladi. Yorug'lik nuri degan tushuncha sof geometrik tushuncha ekanligi yuqoridagi tarifdan ko'rinib turibdi. Amalda yorug'lik hamma vaqt to'g'ri chiziq bilan chegaralangan konus ichida yorug'lik dastasi holida tarqaladi.

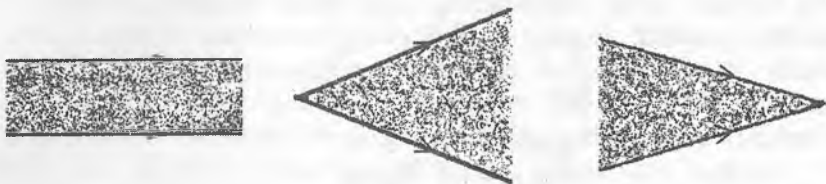


4.3 - rasm. Yorug'lik dastasi uchta nur bilan: o'q nuri SO dastani chegaralovchi ikkita SA va SB nurlar bilan ko'rsatilgan

4.3-rasmda yorug'lik dastasi uchta nur bilan: SO o'q nuri, yorug'lik dastasini chegaralab turuvchi SA va SB nurlar bilan ko'rsatilgan.

Yorug'lik dastasi toza havoda ko'rinmaydi, ammo havoda mayda zarrachalar – chang, tutun yoki mayda suv tomchilari (tuman) bo'lsa, yoritilgan zarrachalar tufayli, yorug'lik dastasi ko'rinadigan bo'lib qoladi.

Har qanday amaliy tajribada, yuqorida aytib o‘tilganidek, yorug‘lik nuri bilan emas, balki yorug‘lik dastasi bilan ish ko‘ramiz. Yorug‘lik dastalari qanday chegaralanganligiga qarab, ular **parallel, tarqaluvchi va yig‘iluvchi** dastalarga bo‘linadi (4.4-rasm).



4.4 - rasm. Yorug‘likning parallel, tarqaluvchi va yig‘iluvchi dastalari

Diafragmalar yordami bilan yorug‘lik dastasi toraytirilishi mumkin, ammo uni xohlagancha toraytirib bo‘lmaydi. Nurlar dastasi o‘tayotgan diafragmaning teshigi kichraytirila borsa, nurlarning to‘g‘ri chiziq bo‘ylab ketishi tobora buziladi – yorug‘lik soya sohasiga o‘ta boshlaydi.

Ko‘zimiz, odatda, tarqaluvchi nurlar dastasini qabul qiladi va biz bu nurlar kesishgan joyda shu‘lalanib turgan nuqtani ko‘ramiz. Bunda ikki hol bo‘lishi mumkin:

1. Nurlarning kesishuv nuqtasi haqiqatda mavjud bo‘ladi; u holda, ko‘rinib turgan shu‘lalanuvchi nuqta **haqiqiy** nuqta deb ataladi;
2. Tarqaluvchi nurlar dastasida kesishuv nuqtasi bo‘lmaydi, lekin u, tarqaluvchi nurlar davom etadi deb faraz qilinsa, ana shu nurlar kesishgan joyda mavjudday bo‘lib ko‘rinadi bu chiziqcha **mavhum** nuqta deb ataladi.

Biroq bu yerda hech qanday mavhumlik yo‘q. Nuri ko‘zimizga tushayotgan shu‘lalanuvchi real nuqta biror yerda mavjuddir. Lekin biz, ba‘zan, bu nuqta qaerda turgan bo‘lsa, uni shu yerda ko‘ra olmaymiz, «mavhum nuqta» termini xuddi shu ma’noda ishlatiladi.

Jismga yorug‘lik tushganda yuz beradigan hodisalarni qaraylik. Biror jismga yorug‘lik oqimi tushganda, birinchidan, bu tushayotgan yorug‘likning bir qismi jism sirtidan qaytadi. Bunday hodisa **yorug‘likning qaytishi** deb ataladi.

Ikkinchidan, yorug‘likning yana bir qismi jismga kirib, uning ichida tarqalishni davom ettirishi mumkin. Bunda, yorug‘likning bu qismi jism sirtida o‘zining boshlang‘ich yo‘nalishini o‘zgartirishi va

jism ichida boshqa yo'nalishda tarqalishi mumkin. Bu hodisa *yorug'likning sinishi* deb ataladi.

Agar tushayotgan va singan yorug'lik oqimlari qo'shilsa, ularning yig'indisi jismga tushayotgan to'la yorug'lik oqimiga miqdor jihatidan teng bo'ladi. Lekin yorug'likning jism ichida tarqalish jarayonida u *muhitga yutiladi*, shuning uchun uning intensivligi tobora kamaya boradi. Bunda yorug'lik energiyasi energiyaning boshqa turlariga, xususan, jismning ichki energiyasiga aylanishi mumkin. Yorug'lik ta'siri ostida jismlarning isishi hammaga yaxshi ma'lum.

Qaytgan va singan yorug'likning nisbiy kattaligi bir qator faktorlar: jismning moddasi, jism sirtining holati, yorug'likning tarkibi, tushish burchagi va boshqalar bilan belgilanadi.

Yutilish jismni tashkil etgan moddaga va yorug'likning tarkibiga ham bog'liqdir.

Shunday qilib, *jism sirtiga yorug'lik tushganda qaytish va sinish hodisalarini*, yorug'likning jismdan o'tishda esa yorug'likning yutilish va sochilish hodisasini kuzatish mumkin.

Yorug'likning qaytish qonuni. Yorug'likning qaytish qonuni bilan tajribada tanishib chiqaylik.

Graduslarga bo'lingan doiraviy disk markaziga yassi ko'zgu PP ni shunday joylashtiraylikki, natijada, nurlar ko'zgu tekisligiga o'tkazilgan CN perpendikulyarning asosiga tushsin (4.5-rasm).

SC ni tushuvchi nur, CS_1 ni esa qaytgan nur deb faraz qilaylik. C nuqta – nurning tushish nuqtasi. Tushuvchi nur SC bilan tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal CN orasidagi burchak SCN tushish α burchagi deb ataladi. Qaytgan nur CS_1 bilan o'sha normal $1N$ orasidagi burchak S_1CN qaytish α' burchagi deb ataladi.

Tushuvchi va qaytgan nurlar nurning tushish nuqtasidan ko'zguga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotishi tajribadan ko'rinib turibdi.

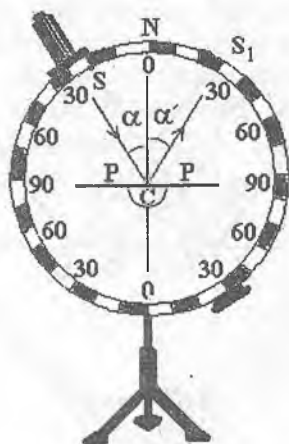
Diskni aylantirib, ko'zguga tushuvchi nurning tushish burchagini o'zgartiramiz, u holda qaytish burchagining ham o'zgarishini ko'ramiz.

Tushish burchagini va unga muvofiq keladigan qaytish burchagini har safar o'lchab ko'rib, ularning bir-biriga teng ekanligini bilish mumkin.

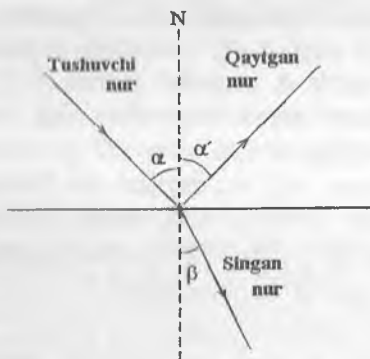
Shunday qilib, yorug'likning qaytishi quyidagi qonunlar asosida yuz beradi:

Tushuvchi nur va nurning tushish nuqtasida qaytaruvchi sirtga o'tkazilgan perpendikulyar qaysi tekislikda yotsa, qaytgan nur ham shu tekislikda yotadi.

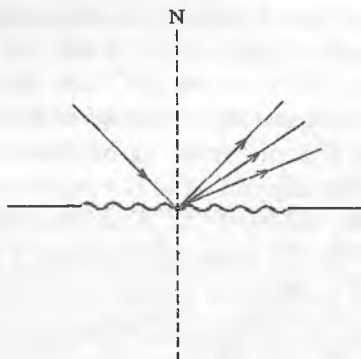
Qaytish burchagi tushish burchagiga teng $\alpha' = \alpha$.



4.5 - rasm. Yorug'likning qaytish qonunini topish uchun ishlatiladigan asbob



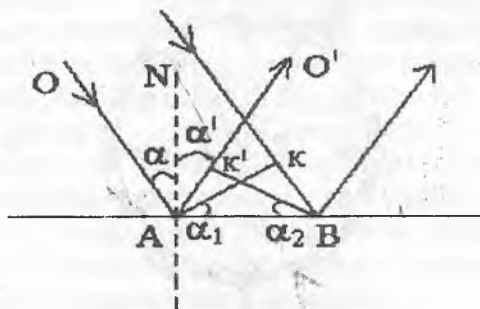
4.6 s - rasm



4.6 d - rasm

Bunday shartlar faqat yorug'lik tekis sirtga (masalan, yassi ko'zguga) tushib qaytgandagina bajariladi (4.6 s-rasm). Agar yuza tekis bo'lmasa bunday yuzaga tushgan yorug'lik tekis qaytmasdan hamma tomonga sochilib ketadi (4.6 d-rasm). Bunday qaytishga tarqoq qaytish

yoki diffuz qaytish deyiladi. Bunday qaytish tabiatda ko'proq uchraydi. Masalan, odatdagi qog'oz varag'idan yorug'lik tarqoq qaytadi.



4.6 e - rasm

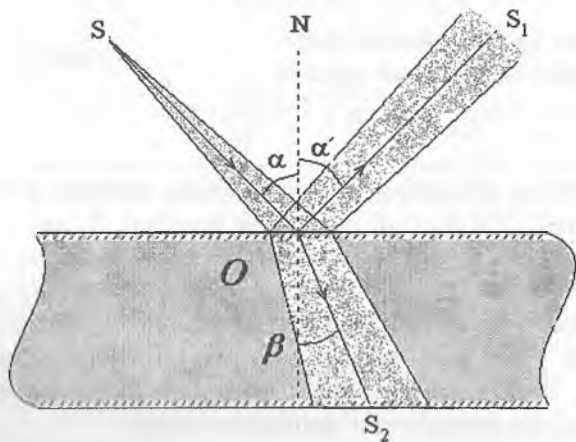
Yorug'likning qaytish qonunini to'liq nazariyasi, ya'ni Gyuygens prinsipi asosida isbot qilish mumkin. Faraz qilamizki, AB yuzaga OA yo'nalishda yassi to'liq tushsin, bu to'liqning fronti AK bo'lsin (4.6e-rasm). To'liq fronti AK holatni egallagan vaqtda AB sirtning A nuqtasidan elementar to'liq ν tezlik bilan tarqaladi. t vaqt davomida shu to'liq frontining boshqa cheti KB masofani bosib o'tguncha A nuqtadan tarqalayotgan to'liq KB ga teng, u AK' masofaga tarqaladi, chunki $KB = \nu \cdot t$ va $AK' = \nu \cdot t$ bu vaqtda A nuqtadan radiusi AK' ga teng bo'lgan yarim aylanaga o'tkazilgan urinma to'liq frontining yangi holati $K'B$ ni beradi: va bu front vaqtning o'tishi bilan AO' yo'nalishi bo'yicha siljiydi, ya'ni OA tushuvchi nur, AO' esa qaytgan nur. Rasmga asosan, AKB va $AK'B$ uchburchaklar bir-biriga teng, chunki ularning AK' va BK katetlari o'zaro teng bo'lib gipotenuza ikkala uchburchak uchun umumiydir. Demak $\alpha_1 = \alpha_2$ bo'ladi. O'zaro perpendikulyar tomonga ega bo'lgan burchaklar $\alpha_1 = \alpha$, $\alpha_2 = \alpha'$ bo'lgani uchun $\alpha = \alpha'$ bo'ladi.

Bir qancha hodisalar, masalan, shudring tomchisining quyosh nurida yaltirashi, shu'lalanuvchi favvoralar, gavharlarning yaltirab ko'rinishi («tovlanishi»), sarob hosil bo'lishi kabi hodisalar yorug'likning qaytishidan kelib chiqadi.

Yorug'likning sinish qonuni. Yorug'lik nuri tiniq muhitning silliq sirtiga tushganda qaytgan nurning o'zigina hosil bo'lmaydi. Nur tushgan nuqtadan yana bir nur chiqadi, singan nur deb ataladigan bu nur ikkinchi tiniq muhitda tarqaladi. Singan nurning yo'nalishi, umuman aytganda,

tushgan nurning yoʻnalishi bilan bir boʻlmaydi, ammo ular orasida maʼlum bogʻlanish bor, bu bogʻlanishni tajribada aniqlash mumkin.

4.7-rasmda shisha plastinkaning silliqlangan sirtiga yorugʻlik dastasi tushmoqda. Shishani havodan ajratib turgan chegarada nurlar dastasi ikkiga ajraladi: Ulardan biri shisha sirtidan qaytadi, ikkinchisi esa oʻz yoʻnalishini keskin oʻzgartirib, shishaga oʻtadi. SO – tushayotgan yorugʻlik dastasining, OS_1 – qaytgan va OS_2 – singan yorugʻlik dastasining markaziy nurlari.



4.7 - rasm. Yorugʻlik dastasi shisha sirtiga tushganda yorugʻlikning sinishi

Singan nurning yoʻnalishini tushish nuqtasiga oʻtkazilgan perpendikulyar ON yoʻnalishiga taqqoslab koʻrib, singan nur OS_2 bilan qaytgan nur OS_1 va normal bir tomonda yotishini koʻramiz. Burchak SON – nurning tushish burchagi; uni α harfi bilan belgilaymiz; singan nur OS_2 bilan perpendikulyar ON orasidagi burchak - S_2ON sinish burchagi deb ataladi; uni β harfi bilan belgilaymiz. Tushish burchagi oʻzgarganda sinish burchagi ham oʻzgaradi. Agar tushish burchagi nol boʻlsa, sinish burchagi ham nol boʻladi, tushish burchagining ortishi bilan sinish burchagi ham orta boradi; ammo sinish burchagi tushish burchagidan hamma vaqt kichik boʻladi.

Tajribalar asosida yorugʻlikning quyidagi sinish qonunlari topilgan:

Tushuvchi nur va shu nur tushgan nuqtadan ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar qaysi tekislikda yotsa, singan nur ham shu tekislikda yotadi.

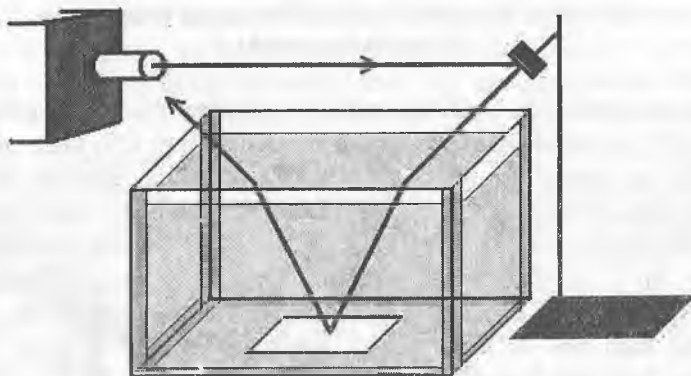
Tushish burchagi bilan sinish burchagi har qanday o'zgarganda ham tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga bo'lgan nisbati shu ikki muhit uchun o'zgarmas kattalikdir, shu kattalik ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan olingan sindirish ko'rsatkichi deb ataladi.

Bu qonunning matematik ifodasini quyidagi formula tarzida yozish mumkin.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1} = n. \quad (4.1)$$

n - ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan olingan nisbiy sindirish ko'rsatkichi deyiladi, α - tushish burchagi, β - sinish burchagi.

1620-yilga kelib golland fizigi Snellius ikki muhit yondoshgan chegarada yorug'likning sinish qonunini miqdoriy jihatdan asosladi. Qaytish va sinish qonunlari yorug'likning to'liq inson xossasidan kelib chiqib tushuntiriladi (Gyuygens prinsipi asosida birinchi mavzuda keltirib chiqarilgan). Yorug'likning sinishi yorug'lik bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganida tezligining o'zgarishi natijasidir.



4.8 - rasm. Yorug'likning havodan suvga va suvdan havoga o'tayotganda sinish hodisasini kuzatish uchun ishlatiladigan qurilma

Amalda, sindirish ko'rsatkichi odatda vakuumga nisbatan aniqlanmasdan, balki havoga nisbatan aniqlanadi. Biror moddaning vakuumga nisbatan sindirish ko'rsatkichini topish uchun, shu moddaning havoga nisbatan olingan sindirish ko'rsatkichini havoning 1,0003 ga teng bo'lgan absolyut sindirish ko'rsatkichiga ko'paytirish kerak. Biror moddaning sindirish ko'rsatkichi yorug'lik nurining rangiga bog'liq bo'ladi. Quyidagi jadvalda qizil yorug'lik sindirish ko'rsatkichlarining bir necha qiymatlari berilgan.

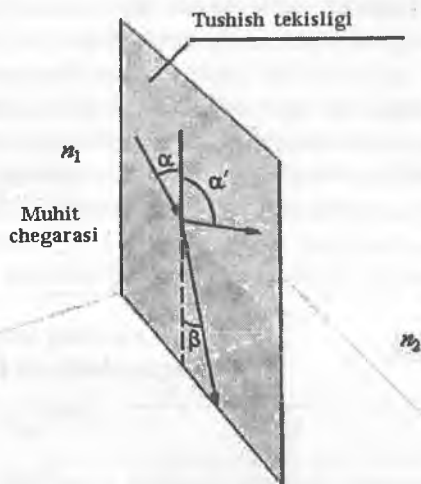
Modda	Qizil nurning havoga nisbatan olingan sindirish ko'rsatkichi, n
Suv	1,33
Kvars shisha	1,46
Tosh tuzi	1,54
Shisha-yengil kronglas	1,51
Shisha-yengil flintglas	1,60
Shisha-og'ir flintglas	1,74
Uglerod sulfid	1,62
Olnos	2,40

Bir-biriga taqqoslanayotgan ikki moddadan qaysisining sindirish ko'rsatkichi katta bo'lsa, o'sha modda optik zichligi kattaroq bo'lgan modda deyiladi.

Biror moddaning vakuumga nisbatan olingan sindirish ko'rsatkichi shu moddaning *absolyut sindirish ko'rsatkichi* deb ataladi. Sindirish ko'rsatkichi tushunchasi chuqur fizik ma'noga ega. *Absolyut sindirish ko'rsatkichi n yorug'likning vakuumdagi tezligi c ning yorug'likning biror moddada tezligidan necha marta katta ekanligini ko'rsatadi*, ya'ni:

$$n = \frac{c}{v}.$$

4.9-rasmda yorug'likning sinish va qaytish qonunlari keltirilgan.



4.9 - rasm. Sinish va qaytish qonunlari:

$$\alpha' = \alpha, \sin \alpha = n_2 \sin \beta.$$

4.3. Yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasi

Yorug'likning ikki muhit chegarasida sinish qonunidan ko'rindiki, ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatgichiga qarab sinish burchagi tushish burchagidan katta yoki kichik bo'lishi mumkin. Haqiqatdan ham,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}; \quad (4.2)$$

$n_2 > n_1$ bo'lsa,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} > 1 \quad \text{yoki} \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} > 1 \quad (4.3)$$

bundan: $\sin \alpha > \sin \beta$ bo'ladi. α va β burchaklar 0° dan 90° oraliqda o'zgaradi. Yuqoridagilardan $\alpha > \beta$ ekanligi kelib chiqadi, ya'ni ($n_2 > n_1$). Qisman optik zichlikka to'xtalsak.

Muhitning undan o'tayotgan yorug'lik tezligini uning bo'shliqdagi tezligiga nisbatan kamaytirishini xarakterlaydigan kattalik shu muhitning optik zichligi deyiladi. Muhitdagi yorug'lik tezligi uning bo'shliqdagi tezligiga nisbatan qancha kichik bo'lsa, muhitning optik zichligi vakuum zichligidan shuncha katta hisoblanadi. Optik zichlikning moddaning zichligi bilan almashtirib yuborish yaramaydi. Moddalarning zichligi har xil bo'lsa ham ularning optik zichligi bir xil bo'lishi mumkin. Masalan, suv metil spirti, kvarts va osh tuzining optik zichliklari bir xil, ammo zichliklari har xildir.

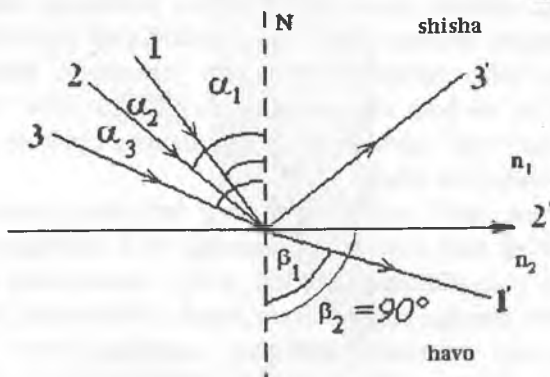
Vakuumning optik zichligi birga teng deb qabul qilingan. Havoning optik zichligi ham amalda vakuumning optik zichligiga teng deb olinadi, chunki yorug'likning havodagi tezligi vakuumdagi tezligining taxminan 0,9997 qismiga tengdir. Shuni qayd qilish kerakki, elektromagnit to'lqinlarning tebranish chastotasi muhitning optik zichligiga bog'liq emas, ya'ni yorug'lik (umuman, elektromagnit to'lqinlar) bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda uning (ularning) tebranishlar chastotasi o'zgarmaydi. To'lqin uzunligi esa, yorug'likning tarqalish tezligiga to'g'ri proporsional ravishda o'zgaradi. Shuning uchun ham, faqat bitta aniq muhit uchungina elektromagnit to'lqinlarni ularning to'lqin uzunliklari orqali xarakterlash mumkin.

Agar ikkinchi muhitning optik zichligi kichik bo'lsa ($n_2 < n_1$), u vaqtda $\alpha < \beta$ bo'ladi, ya'ni singan nur perpendikulyardan uzoqlashadi va α ning qiymatini oshira borsak sinish burchagi 90° ga teng bo'ladi yoki singan nur ikki muhit chegarasi bo'ylab ketadi (4.10-rasm). ***Sinish burchagi 90° ga teng bo'ladigan tushish burchagiga chegaraviy yoki limit burchak deyiladi.*** Tushish burchagining undan katta qiymatlarida nur sinmasdan to'laligicha birinchi muhitga qaytadi. Shu hodisaga yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasi deyiladi. Shunday qilib, to'la ichki qaytish hodisasi optik zichligi katta muhitdan optik zichligi kichik muhitga o'tganda sodir bo'lar ekan.

4.10-rasmda $\alpha_2 = \alpha_{\text{limit}}$, $\alpha_3 > \alpha_{\text{limit}}$; bo'lgan vaqtda yorug'likning sinish hodisasi bo'lmaydi va faqat yorug'likning qaytish, ya'ni to'la ichki qaytish hodisasi bo'ladi.

Tushish burchagi α_2 bo'lganda sinish burchagi 90° bo'ladi. Shishaning havoga nisbatan sindirish ko'rsatkichi n bo'lsin, u holda yorug'likning sinish qonuniga asosan, quyidagilarni yoza olamiz:

$$\frac{\sin \alpha_{\ell}}{\sin 90^{\circ}} = \frac{1}{n} \quad (4.4)$$



4.10 - rasm

bundan

$$\sin \alpha_{\ell} = \frac{1}{n} \quad (4.5)$$

yoki

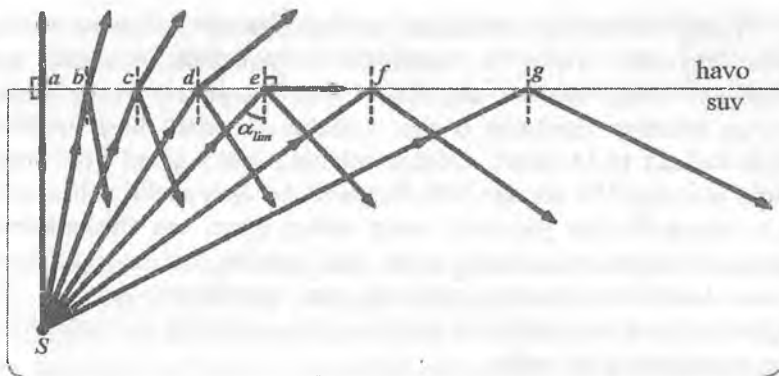
$$\alpha_2 = \alpha_{\ell} = \arcsin \frac{1}{n}$$

Hosil qilingan bu munosabatdan foydalanib, to'la qaytishning limit burchagi hisoblab chiqariladi. Bu limit burchagi suv uchun ($n=1,33$) $48,5^{\circ}$ ga, shisha uchun ($n=1,51$) 42° ga, olmos uchun esa ($n=2,4$) $24,5^{\circ}$ ga teng.

To'la qaytishdan turli optik asboblarda, masalan, harbiy durbinlarda, periskoplarda, yorug'lik o'tkazgichlarida foydalaniladi.

Periskop yordamida yer yuzasidagi obyektlarni, chuqurlikdan turib kuzatish mumkin.

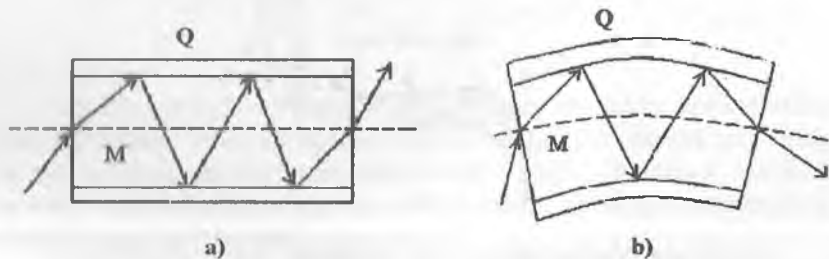
4.11-rasmda suv-havo chegarasida to'la ichki qaytish hodisasi keltirilgan.



4.11 - rasm. Suv-havo chegarasida to‘la ichki qaytish hodisasi;
S-nuqtaviy yorug‘lik manbai

4.4. Yorug‘lik o‘tkazgichlari

Yorug‘likning to‘la ichki qaytish hodisasidan foydalanib, uning energiyasini va jism tasvirini uzoq masofaga uzatish mumkin. Ana shu maqsad uchun yorug‘lik o‘tkazgichlari xizmat qiladi. Yorug‘lik o‘tkazgichlari ingichka va buklanadigan tola shakliga ega bo‘lib, sindirish ko‘rsatkichi kattaroq bo‘lgan (M) mag‘iz va sindirish ko‘rsatkichi kichikroq bo‘lgan (Q) qobiq qismdan iborat bo‘ladi. Yorug‘lik o‘tkazgichlarida yorug‘lik nurlari tola devorlariga chegaraviy burchakdan kattaroq burchak ostida tushadi. Yorug‘likning ana shunday tushishi natijasida devorlarning ichki yuzasidan yorug‘likning to‘la qaytishi sodir bo‘ladi va tolaga tushgan yorug‘lik uning oxiridan chiqadi, mana shuning uchun ham ushbu tolalardan yoritilishi qiyin bo‘lgan joylarni yoritishda foydalaniladi. O‘z shakliga qarab tolalar turli xil bo‘ladi.



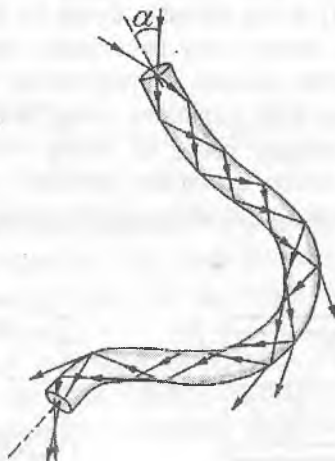
4.12 – rasm: a - to‘g‘ri tola; b - bukilgan (egilgan) tola.

Yorug'lik tarqalish yo'nalishi bo'ylab diametri kamayuvchi tolaga *fakon* deyiladi. Yorug'lik tarqalishi yo'nalishida diametri oshib boradigan tolaga *afakon* deyiladi. Faraz qilaylikki, yorug'lik nuri yo'g'on tolaning markaziy o'qiga nisbatan (burchak hosil qilib tola ichiga tushsin (4.13-rasm). Odatda tolaning ichki qismi yoki mag'zi to'lqin uzunligi 350 nm dan 900 nm gacha bo'lgan spektr sohasi uchun og'ir shisha-flintdan yasaladi, uning tashqi qismi esa shisha-kronidan yasaladi. Natijada tola ichida to'la ichki qaytish hodisasi yuz beradi. $A = \sin \alpha$ kattalikka tolaning **nominal son aperturasi** deyiladi. Tola mag'zi sindirish ko'rsatkichini n_1 bilan, qobiq sindirish ko'rsatkichini n_2 bilan belgilaymiz. Bu holda

$$A = n_1 \sin \alpha_1 = n_1 \cos \alpha_2 = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.6)$$

Agar tolaga tushgan yorug'lik intensivligi I_0 va undan chiqadigan yorug'lik intensivligi I_1 bo'lsa, tolaning yorug'lik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti deb quyidagi kattalikka aytiladi:

$$T = \frac{I_1}{I_0} \quad (4.7)$$



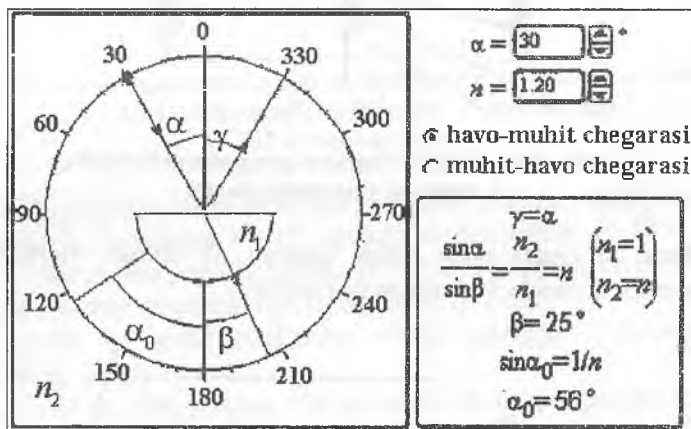
4.13 - rasm. Yorug'likning tolada tarqalishi. Tola qattiq buklanga to'la ichki qaytish qonunidan chetlanish yuzaga keladi

Bu kattalik tola qobig'ining tiniqligiga, qobiq va mag'zining yorug'likning qaytarish xarakteristikasiga bog'liq. Agar faqat tola qobig'ining tiniqligini e'tiborga olsak (4.7) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$T = e^{-xI} \quad (4.8)$$

Bu yerda x - yorug'likning tola ichidagi kuchsizlanish koeffitsiyenti bo'lib, I - yorug'likning tola ichidagi yo'lining uzunligini bildiradi.

Hozirgi vaqtda ma'lumotlarni tashuvchi signallarni (voqea, hodisa, narsa haqidagi ma'lumotni tashuvchi har qanday fizik kattalik signal deyiladi) uzatishda ham keng foydalaniladi. Ma'lumotlarni va tasvirlarni uzatishda ma'lumot yo'qotilishi juda kam bo'ladi.



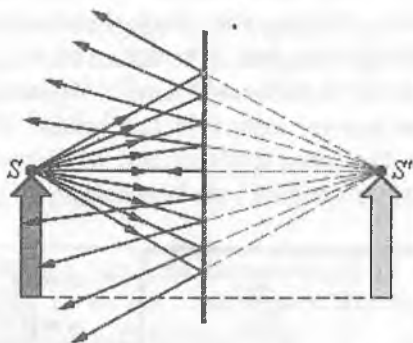
4.14 - rasm. Yorug'likni qaytish va sinishining virtual modeli

4.5. Ko'zgu

Jismning aniq tasvirini hosil qila oladigan eng oddiy optik qurilma yassi ko'zgudir. Yassi ko'zguda hosil bo'ladigan jism tasviri nurlarning ko'zgu sirtidan qaytishi natijasida hosil bo'ladi. Bu tasvir mavhum bo'ladi, chunki tasvir nurlarning o'zidan emas, ularning davomlarining kesishishidan hosil bo'ladi (4.15-rasm).

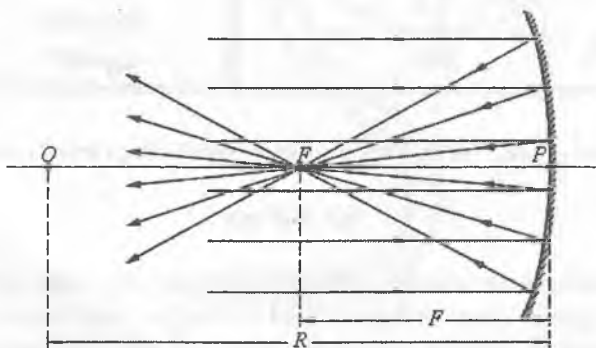
Yorug'likning qaytish qonuniga asosan jismning mavhum tasviri ko'zgu sirtiga nisbatan simmetrik joylashadi. Sferik ko'zgu deb sferik

segment ko'rinishiga ega bo'lgan yorug'likni qaytaradigan ko'zguga aytiladi. Sferik ko'zgular botiq va qavariq bo'ladi. Agar botiq ko'zguga bosh optik o'qqa parallel nurlar dastasi tushirilsa, ko'zgudan qaytgan nurlar bir nuqtada kesishadi. Bu nuqta ko'zguning bosh fokusi F deb aytiladi. Fokus nuqtadan ko'zguning *markazigacha* bo'lgan masofa *fokus masofa* deb yuritiladi va shu F harfi bilan belgilanadi.



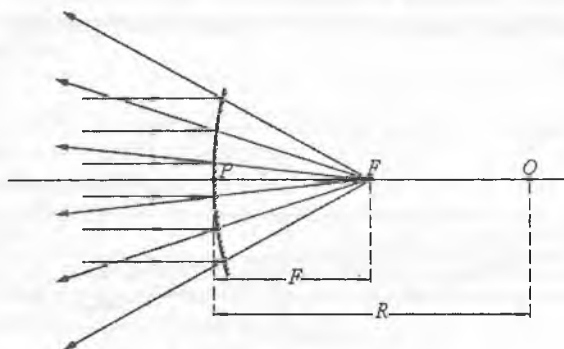
4.15 - rasm. Yassi ko'zgudan qaytgan nurlar yo'li:
 S nuqtaning mavhum tasviri.

Botiq ko'zguda bosh fokus haqiqiy. U ko'zgu markazi bilan ko'zgu qutbi o'rtasida joylashgan (4.16-rasm).



4.16 - rasm. Botiq sferik ko'zguda parallel nurlar dastasining qaytishi:
 O – optik markaz, P – qutb, F – ko'zguning bosh fokusi;
 OP – bosh optik o'q, R – ko'zguning egrilik radiusi.

Qavariq ko'zguning fokusi mavhum bo'ladi. Agar qavariq ko'zguga parallel nurlar dastasi tushirilsa qaytgandan so'ng nurlarning o'zi emas, davomi kesishadi (4.17-rasm).



4.17 - rasm. Qavariq ko'zguda parallel nurlar dastasining qaytishi:

F – ko'zguning mavhum fokusi, O – optik markaz;

OP – bosh optik o'q.

Ko'zgularning fokus masofasi geometrik mulohazalardan topiladi; botiq ko'zgu uchun $F=R/2$, qavariq ko'zgu uchun $F=-R/2$

R - ko'zguning egrilik radiusi. Biror bir A jismning tasvirini sferik ko'zguda nurlar yordamida hosil qilaylik (4.18-rasm).

- AOC nur optik markazdan o'tadi; qaytgan COA nur o'sha yo'nalishda ketadi;

- AFD nur ko'zguning fokusi orqali o'tadi; qaytgandan so'ng nur ko'zguning bosh optik o'qiga parallel ketadi;

- AP nur qutbiga tushadi; bu nur bosh optik o'qiga nisbatan tushadigan nurga nisbatan simmetrik;

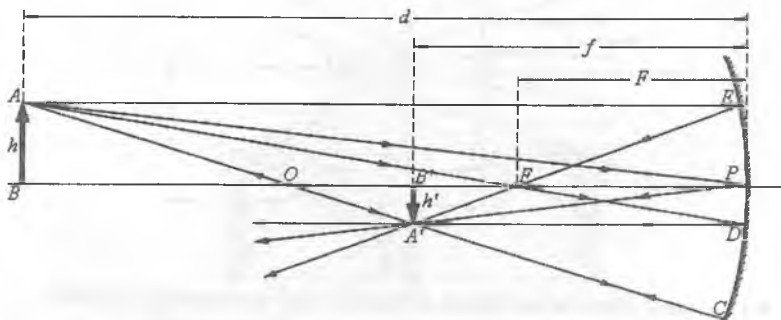
AE nur bosh optik o'qiga parallel; qaytgan EFA' nur ko'zguning fokusi orqali o'tadi.

Bu nurlarning hammasi A nuqtaning tasviri bo'lgan A' nuqtadan o'tadi. Boshqa qaytgan nurlar ham A' nuqtadan o'tadi. Bir nuqtadan chiquvchi barcha nurlar yo'li, boshqa bir nuqtada yig'iladi. A'B' kesma AB jismning tasviri hisoblanadi. Qavariq ko'zguda ham tasvirni xuddi shunday hosil qilish mumkin.

Tasvirning holatini va o'lchamini sferik ko'zgu formulasidan aniqlash mumkin:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \quad (4.8)$$

Bu yerda d – jismdan ko‘zgugacha bo‘lgan masofa, f – ko‘zgudan tasvirgacha bo‘lgan masofa. d va f kattaliklar quyidagi shartlarni qanoatlantiradi:



4.18 - rasm. Botiq sferik ko‘zguda tasvir hosil qilish

$d > 0$ va $f > 0$ – haqiqiy jism va tasvir uchun;

$d < 0$ va $f < 0$ – mayhum jism va tasvir uchun.

4.18-rasmdagi tasvir uchun quyidagicha:

$F > 0$ (ko‘zgu botiq); $d = 3F > 0$ (buyum haqiqiy).

Sferik ko‘zgu formulasidan: $f = \frac{3}{2}F > 0$, bundan ko‘rinadiki tasvir haqiqiy.

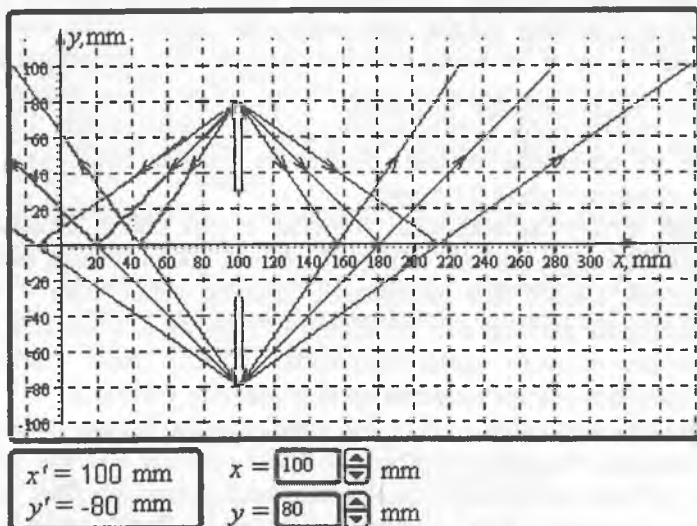
Agar botiq ko‘zgu o‘rnida qavariq ko‘zgu turganida, shu fokus masofalar bilan quyidagi ifodalarga ega bo‘lardik:

$F < 0$, $d = -3F > 0$, $f = \frac{3}{4}F < 0$ – tasvir mavhum.

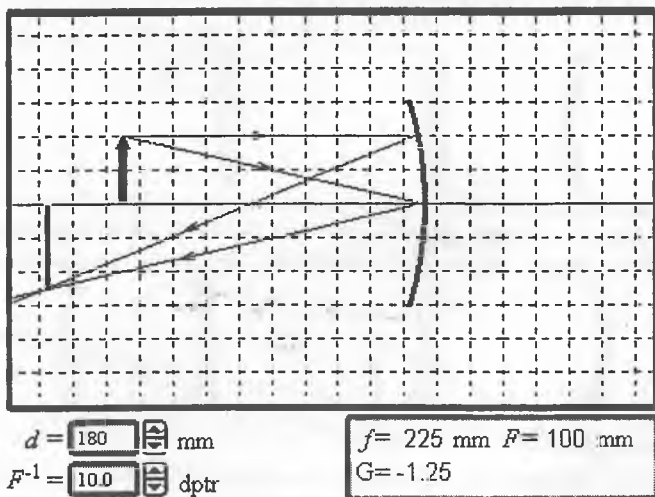
Sferik ko‘zguning chiziqli kattalashtirishi G tasvirning chiziqli o‘lchamini h' , buyumning chiziqli o‘lchamiga h nisbati orqali aniqlanadi. Agar tasvir to‘g‘ri bo‘lsa, h' kattalik $h' > 0$, teskari bo‘lsa $h' < 0$ bo‘ladi. h kattalik hamma vaqt musbat hisoblanadi. Bularni e‘tiborga olgan holda sferik ko‘zguning chiziqli kattalashtirishini 4.18-rasmdan osongina yozish mumkin:

$$G = \frac{h'}{h} = -\frac{f}{d}$$

Birinchi misolda $G = -\frac{1}{2} < 0$ tasvir teskari, ikki marta kichraygan. Ikkinchi misolda $G = \frac{1}{4} > 0$ tasvir to'g'ri, to'rt marta kichraygan.



4.19 - rasm. Yassi ko'zguning virtual modeli



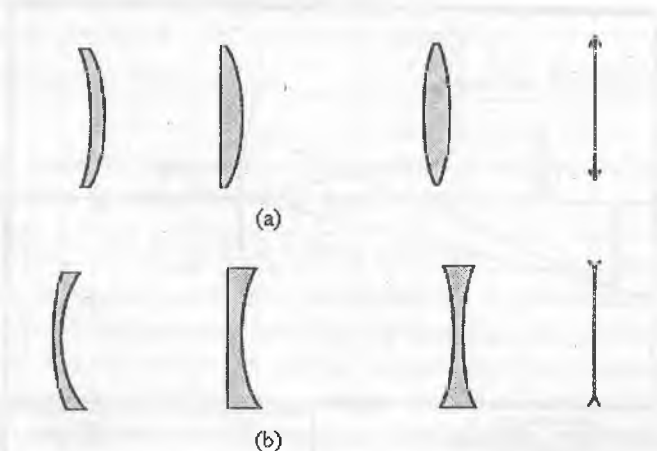
4.20 - rasm. Sferik ko'zguning virtual modeli

4.6. Yupqa linzalar

Sindiruvchi sirtlarning atigi ikkita sferik sirtidan iborat bo'lgan oddiy holi katta ahamiyatga ega. Ikki sferik sirt bilan chegaralangan shaffof jism *linza deyiladi*. Linzalarning sirtida yorug'lik ikki marta sinadi. Agar linzaning ikkala uchi ustma-ust tushadi deb hisoblash mumkin bo'lsa, ya'ni linzaning qalinligi chegaralovchi sirtlarning R_1 va R_2 egrilik radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, linza yupqa linza deyiladi. Linzalar optik qurilmalarning asosini tashkil qiladi. Linzalar yig'uvchi va sochuvchi bo'ladi. Sochuvchi linzalar botiq, yig'uvchi linzalar qavariq bo'ladi (4.21-rasm).

Sferik sirtlar markazlaridan o'tuvchi to'g'ri chiziqli linzalarning *bosh optik o'qi* deb yuritiladi. Yupqa linzalarda ikkala sirtning markazlari ustma-ust tushadi deb hisoblanadi, shuning uchun ham 0 nuqta linzalarning *optik markazi* deb yuritiladi (4.22-rasm). Linzalarning optik markazlaridan o'tuvchi nurlar og'masdan o'tadi. Optik markazdan o'tuvchi barcha nurlar *qo'shimcha optik o'qlar* deb yuritiladi.

Agar linzaning bosh optik o'qiga parallel nurlar linzaga tushadigan bo'lsa, linzadan o'tgandan so'ng nurlar (yoki ularning davomi) biror F nuqtada yig'iladi bu nuqtaga linzalarning *bosh fokusi deyiladi*. Yupqa linzalarda linzaning ikki tomonida simmetrik bosh optik o'qda joylashgan ikkita asosiy fokuslari bo'ladi. Yig'uvchi linzada fokuslar haqiqiy, sochuvchi linzada mavhum bo'ladi.

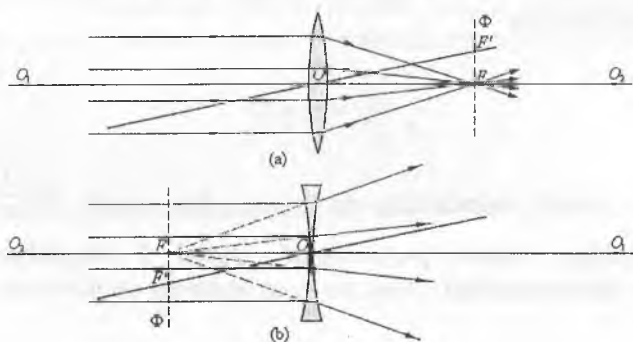


4.21 - rasm. (a) yig'uvchi va sochuvchi (b) linzalar va ularning shartli belgilanishi

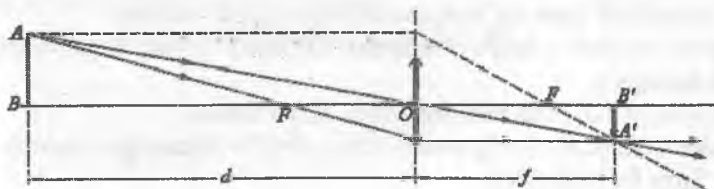
Yordamchi optik o'qlarga parallel nurlar dastasi ham linzadan o'tgandan so'ng biror F' nuqtada fokuslanadi, bu nuqta yordamchi optik o'qni fokal tekislik F bilan kesishish nuqtasida joylashgan. Fokal tekislik deb, linzaning bosh fokusidan o'tuvchi va bosh optik o'qiga perpendikulyar joylashgan tekislikga aytiladi. Linzaning markazi O dan bosh fokus F gacha bo'lgan masofa fokus masofa deb yuritiladi. Fokus masofa ham F bilan belgilanadi.

Linzaning asosiy xossasi - *jismning tasvirini* hosil qilishidir. Tasvirlar har xil bo'ladi, *to'g'ri va teskari, haqiqiy va mavhum, kattalashgan va kichraygan*.

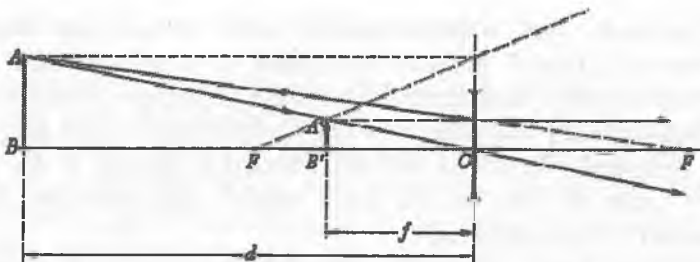
Tasvirning holatini va uning xarakterini nurlar yordamida geometrik yasash yo'li bilan aniqlash mumkin. Buning uchun optik markaz orqali o'tuvchi, linzaning fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qga parallel, yordamchi optik o'qga parallel nurlardan foydalanamiz. Hosil qilingan tasvir 4.23- va 4.24-rasmlarda keltirilgan.



4.22 - rasm. Parallel nurlar dastasining yig'uvchi (a) va sochuvchi (b) linzalarda sinishi: O_1, O_2 - bosh optik o'q, O - optik markaz, F - bosh fokus, F' - yordamchi fokus, OF' - yordamchi optik o'q, Φ - fokal tekislik.



4.23 - rasm. Yig'uvchi linzada tasvir hosil qilish



4.24 - rasm. Sochuvchi linzada tasvir hosil qilish

4.23- va 4.24-rasmlarda shunga e'tiborni qaratish kerakki, tasvir yasashda ba'zi nurlar linzadan o'tmaydi. Tasvir yasashda bu nurlar real ishtirok etmaydi, lekin tasvir yasashda ishlatish mumkin.

Yupqa linza formulasi yordamida tasvirni hisoblash mumkin. Agar jismdan linzagacha bo'lgan masofani d bilan, linzadan tasvirgacha bo'lgan masofani f bilan belgilasak, yupqa linza formulasini quyidagicha yozish mumkin

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} = D \quad (4.9)$$

bunda D - kattalik linzalarning optik kuchi deb ataladi. $D = \frac{1}{F}$ bo'lib, fokus masofaga teskari proporsional. Birligi **1 dioptriya** (dptr). Dioptriya - fokus masofasi 1 metr bo'lgan linzaning optik kuchi:

$$1 \text{ dptr} = \text{m}^{-1}$$

Yupqa linzaning formulasi sferik ko'zgu formulasiga o'xshash.

Linzalarning fokus masofalari quyidagicha bo'ladi, yig'uvchi linza uchun $F > 0$, sochuvchi linza uchun $F < 0$.

d va f kattaliklar ham ma'lum qonuniyatlarga bo'ysunadi:

$d > 0$ va $f > 0$ - haqiqiy buyum va tasvir uchun (agar yorug'lik manbai haqiqiy);

$d < 0$ va $f < 0$ - mavhum manba va tasvir uchun.

4.23-rasm uchun: $F > 0$ (yig'uvchi linza), $d = 3F > 0$ (haqiqiy buyum).

Yupqa linza formulasidan:

$$f = \frac{3}{2}F > 0,$$

bundan ko'rinadiki, tasvir haqiqiy.

4.24-rasmda, $F < 0$ (sochuvchi linza), $d = 2|F| > 0$ (haqiqiy buyum),

$$f = -\frac{2}{3}F < 0,$$

bundan ko'rinadiki tasvir mavhum.

Tasvirning chiziqli o'lchami jismning linzaga nisbatan joylashishiga bog'liq. Linzalarning chiziqli kattalashtirishi G deb tasvir h' chiziqli o'lchamining buyum chiziqli h o'lchamiga nisbatiga aytiladi.

Sferik ko'zgu uchun h' kattalikning ishorasi tasvir to'g'ri bo'lsa – musbat, teskari bo'lsa – manfiy bo'ladi. h kattalik hamisha musbat hisoblanadi. Shuning uchun to'g'ri tasvirda $G > 0$, teskari tasvirda $G < 0$. 4.23- va 4.24-rasmlardan yupqa linzalar uchun uchburchaklarning o'xshashligidan foydalanib chiziqli kattalashtirish quyidagicha topiladi:

$$G = \frac{h'}{h} = -\frac{f}{d}$$

4.23-rasmdan yig'uvchi linza uchun: $d = 3F > 0$,

$$f = \frac{3}{2}F > 0,$$

bundan

$$G = -\frac{1}{2} < 0$$

tasvir teskari va ikki marta kichraygan.

4.24-rasmdan sochuvchi linza uchun: $d = 2|F| > 0$,

$$f = -\frac{2}{3}|F| < 0$$

bundan

$$G = \frac{1}{3} > 0$$

tasvir to'g'ri va uch marta kichraygan.

Linzalarning optik kuchlari sferik sirtning egrilik radiuslari R_1 va R_2 ga hamda linza tayyorlangan materialning sindirish ko'rsatkichi n ga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun quyidagi formulani yozish mumkin:

$$D = \frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.10)$$

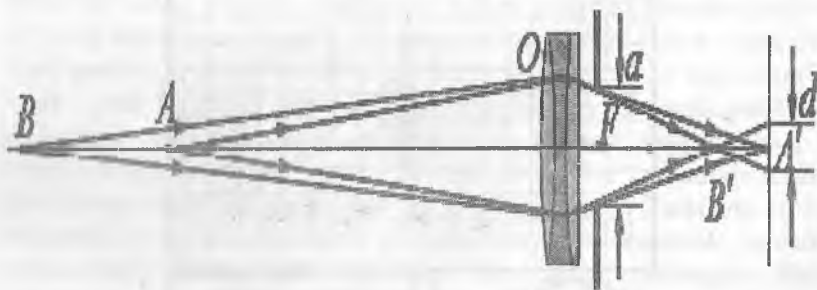
Qavariq sirtning egrilik radiusi musbat, botiq sirtning egrilik radiusi manfiy bo'ladi. Bu formula ma'lum optik kuchli linzalar yasashda ishlatiladi. Ko'p optik qurilmalarda yorug'lik ketma-ket ikkita yoki bir nechta linzadan o'tadi. Birinchi linza bergan buyum tasviri (haqiqiymi yoki mavhummi) ikkinchi linza uchun buyum hisoblanadi va ikkinchi tasvir hosil qilinadi. Bu ikkinchi tasvir ham mavhum yoki haqiqiy bo'lishi mumkin. Shuning uchun ikkita yupqa linzadan iborat sistemalarni hisoblashda linza formulasi ikki marta qo'llaniladi. Bunda masofa birinchi tasvirdan ikkinchi linzagacha bo'lgan d_2 masofa $l - f_1$, bunda l - linzalar orasidagi masofadir. Ikkinchi linza uchun hisoblangan f_2 ikkinchi tasvirning xarakteri va holatini aniqlaydi ($f_2 > 0$ - haqiqiy tasvir uchun, $f_2 < 0$ - mavhum tasvir uchun). Ikki linzadan iborat sistemaning chiziqli kattalashtirish quyidagiga teng bo'ladi: $G = G_1 \cdot G_2$. Agar buyum yoki uning tasviri cheksizlikda bo'lsa, chiziqli kattalashtirish ma'noga ega bo'lmaydi. Bunday sistemaning xususiy holi teleskopdagi nurlar yo'lidir. Ikkinchi tasvir cheksiz katta masofada nurlarning teleskopik yo'li Keplerning astronomik ko'rish trubalarida va Galileyning yerdagi ko'rish trubalarida ishlatiladi.

Yupqa linza ko'pgina kamchiliklarga ega, yuqori sifatli tasvir olish uchun tasvirning buzilishiga olib keladigan kamchiliklarni bartaraf qilish lozim. Shu kamchiliklar **aberratsiyalardir**. Bu aberratsiyalardan eng muhimlari sferik va xromatik aberratsiyalardir. Shu vaqtgacha optik sistemalarga tushuvchi nurlar paraksial, ya'ni ular optik o'q bilan uncha katta bo'lmagan burchaklar hosil qiladi va moddaning sindirish ko'rsatkichi yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liq emas deb hisoblab keldik. Amalda esa optik sistemaga shunday talab qo'yiladiki, u turli

to'liq uzunligidagi yorug'lik uchun hamda bir xil chiziqli kattalash-tirish bilan aniq tasvir hosil qilish kerak, optik sistemaning yorug'lik kuchi katta bo'lishi kerak, ya'ni tasvir yasashda keng burchak ichida tarqalayotgan nurlardan foydalanish kerak. Oddiy linzalar bu talablarga javob bera olmaydi, chunki chekli o'lchamga ega bo'lgan buyum tasviri bir qancha kamchiliklarga ega bo'ladi. Shuning uchun zamonaviy optik qurilmalarda faqat yupqa linza emas, balki markazlashgan optik sistema (ko'p linza) qo'llaniladi, chunki ularda har xil aberratsiyalarni yo'qotish mumkin. Buyumning haqiqiy tasvirini hosil qiluvchi yig'uvchi linzalar kombinatsiyasi ko'p optik qurilmalarda ishlatiladi, masalan fotoapparat, proektor va boshqalar.

4.7. Fotoapparat

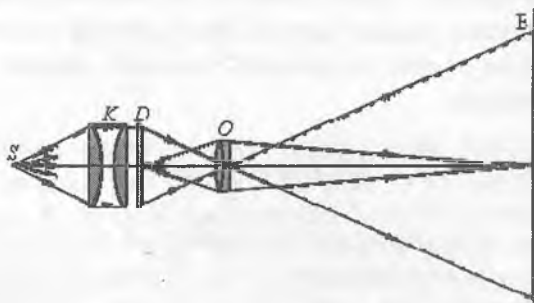
Fotoapparatning asosiy qismlari kamera va obyektiv bo'lib yopiq, yorug'lik kirmaydigan kameradan iborat. Rasmga olinayotgan buyum-ni tasviri **obyektiv deb** nomlanadigan linzalar sistemasi yordamida fotoplyonkada hosil qilinadi. Suratga olish vaqtida maxsus optik bura-gich yordamida obyektiv ochiladi. Fotoapparatning asosiy ishlash xususiyati, fotoplyonkada har xil masofada turgan buyumlarning aniq tasvirini hosil qilish. Agar buyum aniq masofada turgan bo'lsa, foto-plyonka tekisligida buyumning aniq tasviri hosil bo'ladi. Yuqori aniq-likga obyektivni plyonkaga nisbatan siljitish yordamida erishiladi. Diafragma yordamida dumaloq tirqish kengaytirilishi va toraytirilishi mumkin. Bu aniqlik darajasini ortishiga olib keladi.



4.25 - rasm. Fotoapparat

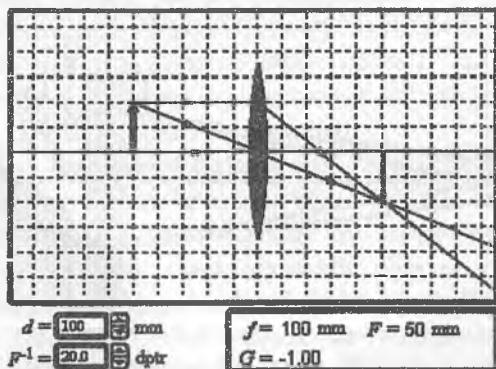
4.8. Proyeksiyalovchi qurilma

Proeksion qurilmaning vazifasi yoritilgan yoki yorug'lik sochib turgan buyumning ekranda katta masshtabli tasvirini hosil qilishdir. Projektor obyektivi O yassi buyumlar tasvirini ekranga E fokuslaydi (4.26-rasm). Kondensor deb ataladigan K linzalar sistemasi S yorug'lik manbaini D diapozitivga

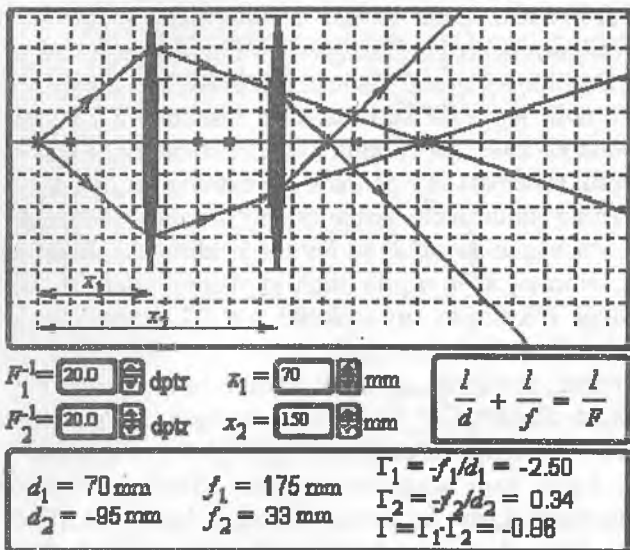


4.26 - rasm. Proyeksiyalovchi qurilma

yig'ish vazifasini bajaradi. E ekranda haqiqiy kattalashgan teskari tasvir hosil bo'ladi. Proyeksion apparatning kattalashtirishini o'zgartirish mumkin. Ekranni yaqinlashtirish yoki uzoqlashtirish bir vaqtning o'zida O obyektiv va D diapozitiv orasidagi masofani o'zgartirish yo'li bilan erishiladi.



4.27 - rasm. Yupqa linzada tasvir yasashning virtual modeli



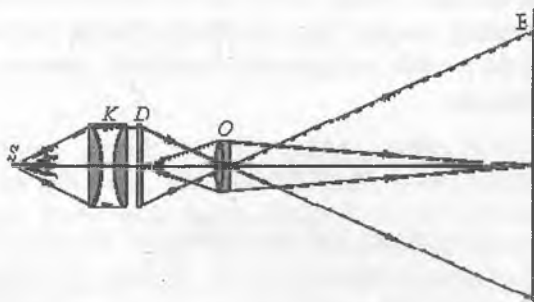
4.28 - rasm. Ikki linzadan iborat sistemaning virtual modeli

4.9. Ko'z optik qurilma

Inson ko'zi murakkab optik sistema bo'lib, ishlash prinsipiga ko'ra fotoapparatga o'xshaydi. Ko'zning chizma tuzilishi 4.29-rasmda keltirilgan. Ko'zning diametri 2,5sm bo'lib sharsimon formaga ega. Ko'z ko'rish organi bo'lib, uning asosiy qismlari quyidagilardan iborat. Ko'z soqqasining (olmasining) tashqi qobig'ini **sklera** (1) tashkil etadi. Sklera ko'zning ichidagi moddalarni tashqi ta'sirdan himoya qiladi va ko'zning kattaligini saqlaydi. Ko'zning oldingi sirtida oklera yupqa tiniq **shoh parda** (2) ga aylanadi va shu shoh parda orqali ko'zga yorug'lik o'tadi. Shoh pardadan keyin teshikka ega bo'lgan **kamalak parda** (3) joylashgan. Kamalak parda pigment bilan bo'lgan mushak halqa va muskul to'qimalardan iboratdir. Bu halqa muskullar yordamida torayib yoki kengayib qorachiqning o'lchamini o'zgartiradi va natijada ko'zga tushuvchi yorug'lik oqimining kattaligi o'zgaradi. Kamalak pardadan keyin elastik linzasimon modda **ko'z xrustali** (4) joylashgan. **Siliar** bog'lovchi (5) ning torayish xossalriga ega ekanligi tufayli bu bog'lovchi yordamida xrustal sirtining egrilik radiuslari o'zgarib turadi va bu o'z navbatida xrustalning optik kuchini o'zgarishiga olib keladi. Xrustaldan keyin shishasimon jism (6) joylashgan. To'r parda murakkab

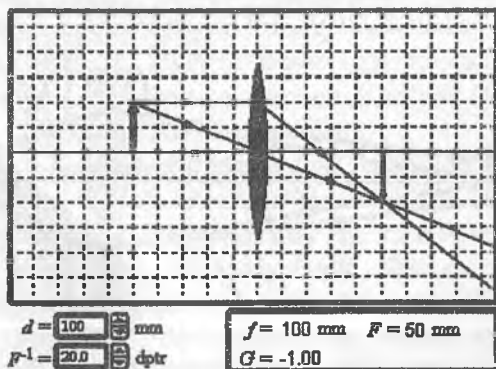
4.8. Proyeksiyalovchi qurilma

Proeksion qurilmaning vazifasi yoritilgan yoki yorug'lik sohib turgan buyumning ekranda katta masshtabli tasvirini hosil qilishdir. Projektor obyektivi O yassi buyumlar tasvirini ekranga E fokuslaydi (4.26-rasm). Kondensor deb ataladigan K linzalar sistemasi S yorug'lik manbaini D diapozitivga

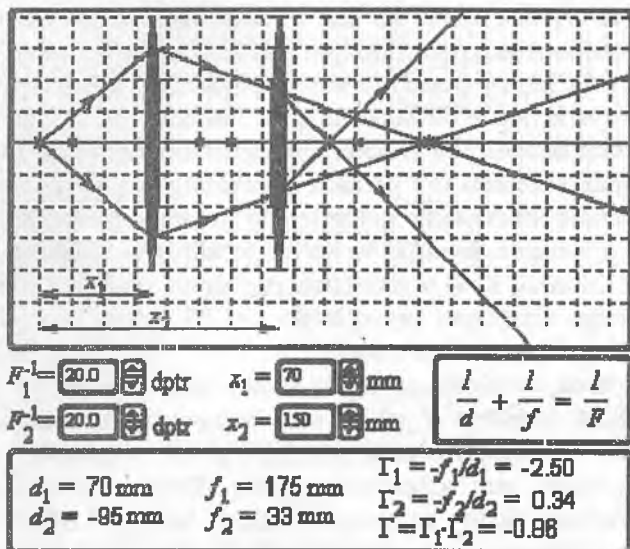


4.26 - rasm. Proyeksiyalovchi qurilma

yig'ish vazifasini bajaradi. E ekranda haqiqiy kattalashgan teskari tasvir hosil bo'ladi. Proyeksion apparatning kattalashtirishini o'zgartirish mumkin. Ekranni yaqinlashtirish yoki uzoqlashtirish bir vaqtning o'zida O obyektiv va D diapozitiv orasidagi masofani o'zgartirish yo'li bilan erishiladi.



4.27 - rasm. Yupqa linzada tasvir yasashning virtual modeli



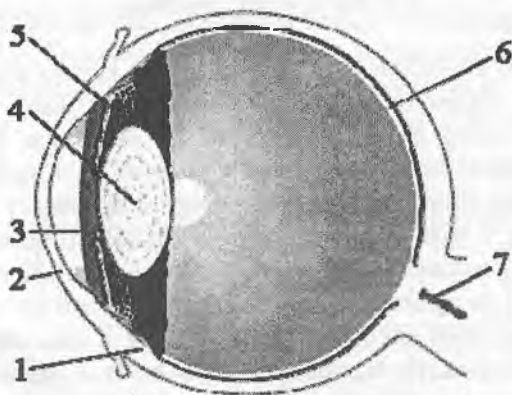
4.28 - rasm. Ikki linzadan iborat sistemaning virtual modeli

4.9. Ko'z optik qurilma

Inson ko'zi murakkab optik sistema bo'lib, ishlash prinsipiga ko'ra fotoapparatga o'xshaydi. Ko'zning chizma tuzilishi 4.29-rasmda keltirilgan. Ko'zning diametri 2,5sm bo'lib sharsimon formaga ega. Ko'z ko'rish organi bo'lib, uning asosiy qismlari quyidagilardan iborat. Ko'z soqqasining (olmasining) tashqi qobig'ini **sklera** (1) tashkil etadi. Sklera ko'zning ichidagi moddalarni tashqi ta'sirdan himoya qiladi va ko'zning kattaligini saqlaydi. Ko'zning oldingi sirtida oklarga yupqa tiniq **shoh parda** (2) ga aylanadi va shu shoh parda orqali ko'zga yorug'lik o'tadi. Shoh pardadan keyin teshikka ega bo'lgan **kamalak parda** (3) joylashgan. Kamalak parda pigment bilan bo'lgan mushak halqa va muskul to'qimalardan iboratdir. Bu halqa muskullar yordamida torayib yoki kengayib qorachiqning o'lchamini o'zgartiradi va natijada ko'zga tushuvchi yorug'lik oqimining kattaligi o'zgaradi. Kamalak pardadan keyin elastik linzasimon modda **ko'z xrustali** (4) joylashgan. **Siliar** bog'lovchi (5) ning torayish xossalriga ega ekanligi tufayli bu bog'lovchi yordamida xrustal sirtining egirlik radiuslari o'zgarib turadi va bu o'z navbatida xrustalning optik kuchini o'zgarishiga olib keladi. Xrustaldan keyin shishasimon jism (6) joylashgan. To'r parda murakkab

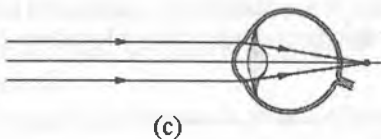
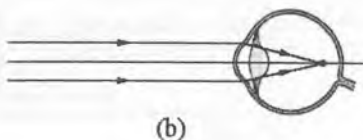
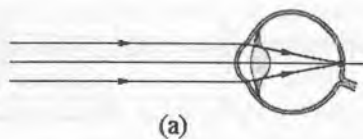
ko'rish nervi (7) dan iborat bo'lib, u yorug'likka sezgir elementlar – **tayoqcha qolpoqchalardan** tuzilgan bo'lib, ko'zning orqa qismida joylashgan. Ma'lumki, inson mehnat faoliyatining asosiy qismi ko'z ishtirokida o'tadi. Ko'z bir sutkada o'rta hisobda 15-17-soat ishlaydi. Shuning uchun ko'zning ba'zi optik xarakteristikalarini bilish foydalidir. Ko'zning optik sistemasi to'r pardada obyektning haqiqiy tasvirini hosil qiladi. Ko'zning sindiruvchi sistemasi bo'lib shoh pardaning qavariq sirti, suvga o'xshagan suyuqlik va ko'zni to'ldiruvchi shishasimon jism hisoblanadi. Normal ko'z uchun shoh pardaning sindirish ko'rsatkichi $n=1,376$, suvga o'xshagan suyuqlikniki $n=1,33$, xrustalniki $n=1,38$ va xrustal yadrosiniki $n=1,41$ ga tengdir.

Shoh parda, suvsimon suyuqlik, xrustal va shishasimon jism optik kuchi $D=58,64$ dioptriya ($f=17,2 \text{ mm}$) bo'lgan optik sistemani hosil qiladi. Kiprik muskullari xrustal sirti egriligining o'zgarishi natijasida uning optik kuchi ham o'zgarishi mumkin. Shoh parda cho'qqisidan boshlab hisoblanadigan ko'zning birinchi bosh tekisligi vaziyati $S_n=1,348 \text{ mm}$. Ikkinchi bosh tekislik vaziyati esa $S_n=1,602 \text{ mm}$ Fokus oraliqlar – $f_1=17,1$ dan 14 mm gacha va $f_2=22,8$ dan 18 mm gacha o'zgaradi.



4.29 - rasm. Inson ko'zi

Fokus masofaning birinchi qiymatlari ko'zning zo'riqmagan holatini xarakterlaydi. Fokus oraliqlarning ikkinchi qiymatlari ko'zning zo'riqqan holatini xarakterlaydi, ya'ni bu holda ko'z $\sim 15-20 \text{ sm}$ da joylashgan jismlarni ko'rish uchun moslashgan bo'ladi.



4.30 - rasm. Uzoqdagi buyumning ko'zdagi tasviri:
a-normal ko'z; b-yaqindan ko'rar ko'z; c-uzoqdan ko'rar ko'z.

Agar yaqindan ko'ruvchi ko'zning uzoq **akkomodatsiya** nuqtasi 80 sm masofada bo'lsa, yupqa linza formulasini qo'llab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$d = \infty, f = -0,8\text{ m, bundan } D = \frac{1}{F} = -\frac{1}{0,8} = -1,25\text{ dptr.}$$

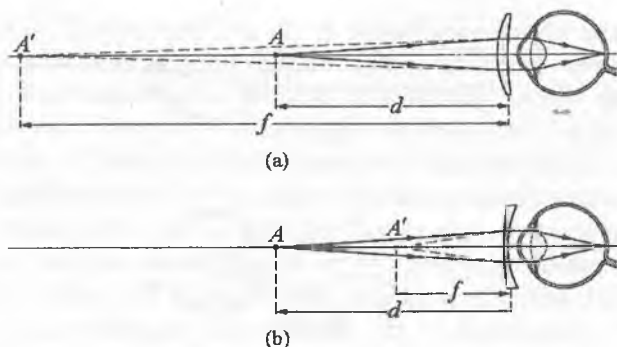
Shuni aytish kerakki, uzoqdan ko'ruvchi ko'zlarning uzoq akkomodatsiya nuqtasi mavhum bo'ladi.

Normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi $d_0 = 25\text{ sm}$ ga teng. Agar yaqindan ko'rar ko'z uchun eng yaxshi ko'rish masofasi 16 sm ga teng bo'lsa, yupqa linza formulasidan quyidagiga ega bo'lamiz:
 $d = d_0 = 0,25\text{ m}, f = -0,16\text{ m}$

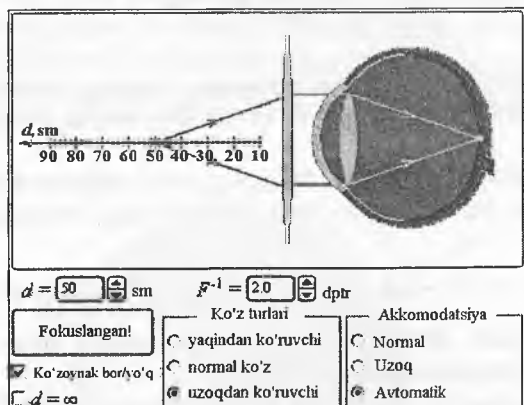
$$D = \frac{1}{F} = -2,15\text{ dptr.}$$

A buyum normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi $d = d_0 = 25\text{ sm}$ ga joylashtirilgan.

A' mavhum tasvir f masofada joylashadi, ya'ni shu ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasiga teng.



4.31 - rasm. Uzoqdan (a) va yaqindan (b) ko'ruvchi ko'zlar uchun ko'zoynak tanlash



4.32 - rasm. Ko'zni optik qurilma kabi ishlashini ko'rsatuvchi virtual model

4.10. Ko'zni qurollantiruvchi optik asboblari

Qurollanmagan ko'zning eng kichik ko'rish burchagi $1'$ ga teng. Bu burchak to'rpardaning tuzilishi va yorug'likning to'liq xossasi orqali aniqlanadi. Ko'rish burchagini kattalashtiruvchi bir qancha optik qurilmalar mavjud. Masalan: lupa, mikroskop, ko'rish trubalari. Ko'zni qurollantiruvchi optik asboblari optik sistemalarning ajralmas qismidir. Ko'zni qurollantiruvchi qurilmalarda nurlarning yo'li ko'z akkomodatsi-

yasiga bog'liq. Ko'zni qurollantiruvchi optik qurilmalarning ishlashini kuzatish natijasida kuzatuvchining ko'zi **cheksizlikga akkomodatsiyalanganligini** ko'rish mumkin. Bu shundan dalolat beradiki, buyumning har nuqtasidan chiqqan nur qurilmadan o'tib ko'zga parallel nur ko'rinishida tushadi. Bu holda chiziqli kattalashtirish o'z ma'nosini yo'qotadi. Buyumni qurollangan ko'z bilan ko'rish burchagini φ qurollanmagan ko'z bilan ko'rish burchagi ψ ga nisbati burchak **kattalashtirish deyiladi**.

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi}$$

Vizual kuzatuvchi optik qurilmalarning eng asosiy xarakteristikasi burchak kattalashtirishdir.

Lupa. Fokus oralig'i $1 \div 10 \text{ sm}$ atrofida bo'lgan optik asbob lupa deyiladi va u kichik buyumni kattalashtirib ko'rish uchun ishlatiladi. Lupa ko'zga yaqin joylashtiriladi, qaralayotgan buyum, uning fokal tekisligiga joylashtiriladi. Buyum lupa orqali quyidagi burchak ostida ko'rinadi.

$$\varphi = \frac{h}{F},$$

h -buyum o'lchami. Bu jismni qurollanmagan ko'z bilan ko'rish uchun uni normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasiga ($d_0 = 25\text{sm}$) joylashtirish kerak.

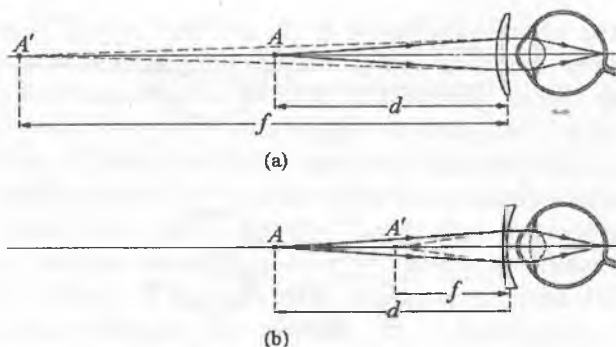
Shunda buyum

$$\psi = \frac{h}{d_0},$$

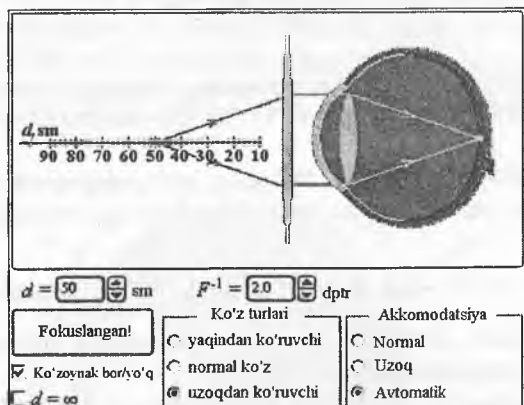
burchak orqali ko'rinadi. Bundan ko'rinadiki, lupani burchak kattalashtirishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{d_0}{F},$$

10 sm fokus masofasiga ega bo'lgan linza 2,5 marta kattalashtirib beradi. Lupalarning ishlashi 4.33-rasmda keltirilgan.



4.31 - rasm. Uzoqdan (a) va yaqindan (b) ko'ruvchi ko'zlar uchun ko'zoynak tanlash



4.32 - rasm. Ko'zni optik qurilma kabi ishlashini ko'rsatuvchi virtual model

4.10. Ko'zni qurollantiruvchi optik asboblari

Qurollanmagan ko'zning eng kichik ko'rish burchagi $1'$ ga teng. Bu burchak to'rpardaning tuzilishi va yorug'likning to'liq xossasi orqali aniqlanadi. Ko'rish burchagini kattalashtiruvchi bir qancha optik qurilmalar mavjud. Masalan: lupa, mikroskop, ko'rish trubalari. Ko'zni qurollantiruvchi optik asboblari optik sistemalarning ajralmas qismidir. Ko'zni qurollantiruvchi qurilmalarda nurlarning yo'li ko'z akkomodatsi-

yasiga bog'liq. Ko'zni qurollantiruvchi optik qurilmalarning ishlashini kuzatish natijasida kuzatuvchining ko'zi **cheksizlikga akkomodatsiyalanganligini** ko'rish mumkin. Bu shundan dalolat beradiki, buyumning har nuqtasidan chiqqan nur qurilmadan o'tib ko'zga parallel nur ko'rinishida tushadi. Bu holda chiziqli kattalashtirish o'z ma'nosini yo'qotadi. Buyumni qurollangan ko'z bilan ko'rish burchagini φ qurollanmagan ko'z bilan ko'rish burchagi ψ ga nisbati burchak **kattalashtirish deyiladi**.

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi}$$

Vizual kuzatuvchi optik qurilmalarning eng asosiy xarakteristikasi burchak kattalashtirishdir.

Lupa. Fokus oralig'i $1 \div 10$ sm atrofida bo'lgan optik asbob **lupa** deyiladi va u kichik buyumni kattalashtirib ko'rish uchun ishlatiladi. Lupa ko'zga yaqin joylashtiriladi, qaralayotgan buyum, uning fokal tekisligiga joylashtiriladi. Buyum lupa orqali quyidagi burchak ostida ko'rinadi.

$$\varphi = \frac{h}{F},$$

h -buyum o'lchami. Bu jismni qurollanmagan ko'z bilan ko'rish uchun uni normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasiga ($d_0 = 25$ sm) joylashtirish kerak.

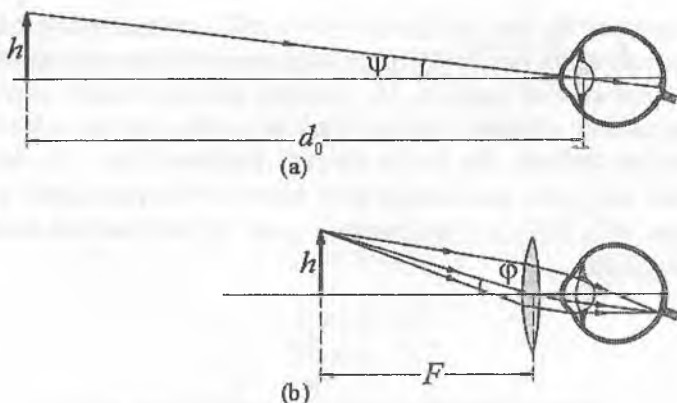
Shunda buyum

$$\psi = \frac{h}{d_0},$$

burchak orqali ko'rinadi. Bundan ko'rinadiki, lupani burchak kattalashtirishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{d_0}{F},$$

10 sm fokus masofasiga ega bo'lgan linza 2,5 marta kattalashtirib beradi. Lupalarning ishlashi 4.33-rasmda keltirilgan.

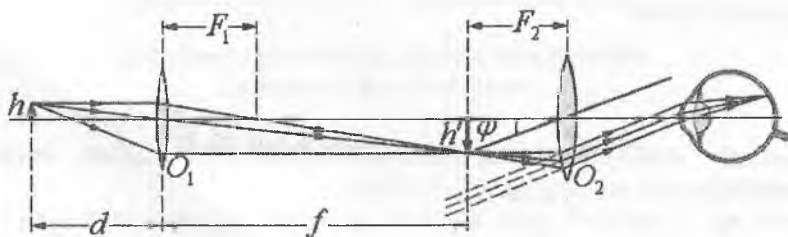


4.33 - rasm. Lupalarning ishlashi:

- a) buyum eng yaxshi ko'rish masofasidan qurollanmagan ko'z yordamida qaralmoqda, $d_0=25\text{sm}$.
- b) buyum F fokus masofali lupa yordamida qaralmoqda.

Mikroskop. Mikroskop juda kichik obyektlarni kattalashtirib kuzatish uchun xizmat qiladi. Mikroskopda jismlarning kattalashtirilishi ikkita qisqa fokusli linzadan O_1 obyektiv va O_2 okulyardan tashkil topgan optik sistema yordamida amalga oshiriladi (4.34-rasm).

Obyektiv jismning haqiqiy, teskari, kattalashtirilgan tasvirini beradi. Bu oraliq tasvir okulyar orqali xuddi lupadagi kabi ko'z yordamida ko'riladi. Okulyar shunday joylashtirilishi kerakki, oraliq tasvir uning fokal tekisligida bo'lsin; bunday vaqtda buyumning har bir nuqtasidan chiqadigan nur okulyardan keyin parallel nurlar dastasiga aylanadi.



4.34 - rasm. Mikroskopda nurlar yo'li

Jismning mavhum tasviri okulyar orqali hamisha teskari ko'rinadi. Agar bu noqulay bo'lsa (misol uchun, mayda yozuvlarni o'qishda)

jismni obyektiv oldiga teskari qo'yish mumkin. Shuning uchun ham mikroskopni burchak kattalashtirishi musbat hisoblanadi. 4.34-rasmda ko'rish burchagi φ ;

$$\varphi = \frac{h'}{F_2} = \frac{f \cdot h}{d \cdot F_2}$$

Taqriban $d \approx F_1$ va $f \approx l$, bu yerda l - mikroskopda obyektiv va okulyar orasidagi masofa («tubus uzunligi»). Qurollanmagan ko'z uchun o'sha jismni ko'rish:

$$\psi = \frac{h}{d_0}$$

Natijada mikroskopni burchak kattalashtirishi quyidagicha bo'ladi:

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{l \cdot d_0}{F_1 \cdot F_2}$$

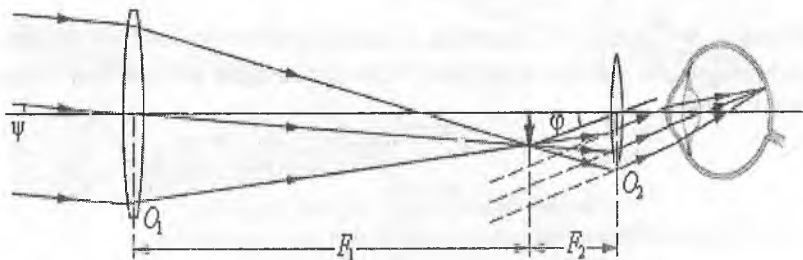
Yaxshi mikroskop bir necha yuz marta kattalashtirishi mumkin. Juda katta kattalashtirishda difraksiya hodisasi namoyon bo'la boshlaydi. Haqiqiy mikroskoplarning obyektiv va okulyarlari har xil aberratsiyalardan holi qilingan murakkab optik sistemadir.

Teleskop. Teleskop – osmon yoritgichlarini kuzatish uchun ishlatiladigan astronomik asbobdir. Ko'rish trubalari va teleskoplar ikkita linzalar sistemasidan tashkil topadi. Birinchi linzaning ikkinchi bosh fokusi ikkinchi linzaning birinchi bosh fokusi bilan ustma-ust tushadi. Bunday sistemalarga teleskopik sistema deyiladi. Teleskopik sistemalarning xarakterli xususiyati shundan iboratki, sistemaga parallel tushgan yorug'lik nurlari undan yana parallel ravishda chiqadi va obyektiv orasidagi masofa yetarli darajada katta bo'lsa, deyarli fokal tekislikda hosil bo'ladi. Ko'rish trubasi ikki xil bo'ladi:

- **Keplerning ko'rish trubasi** astronomik kuzatishlarga mo'ljallangan. Biri uzoqdagi jismning teskari, kattalashgan tasvirini beradi, yerdagi kuzatishlar uchun noqulay.

- **Galileyning ko'rish trubasi** yer ustidagi kuzatishlarga mo'ljallangan bo'lib, to'g'ri kattalashtirilgan tasvir beradi. Galiley trubasida okulyar vazifasini sochuvchi linza bajaradi.

4.35-rasmda astronomik teleskopda nurlar yo'li tasvirlangan. Kuzatuvchi inson ko'zi cheksizlikka akomodatsiyalangan deb hisoblanadi, shuning uchun ham uzoqdagi jismning har bir nuqtasidagi nurlar okulyardan parallel nurlar dastasiga aylanadi. Nurlarning bunday yo'li teleskopik yo'l deb yuritiladi. Bunday vaqtda okulyar va obyektiv orasidagi masofa fokus masofalari yig'indisiga teng bo'ladi: $l = F_1 + F_2$.



4.35 - rasm. Teleskopda nurlarning yo'li

Ko'rish trubasi (teleskop) burchak kattalashtirishi bilan xarakterlanadi. Mikroskopdan farqli ravishda, teleskopda kuzatiladigan jism kuzatuvchidan hamisha uzoqda bo'ladi. Agar uzoqdagi jism qurollanmagan ko'z bilan burchak ostida ko'rinsa, teleskop orqali ψ burchak ostida ko'rinsa, burchak kattalashtirish quyidagiga teng bo'ladi:

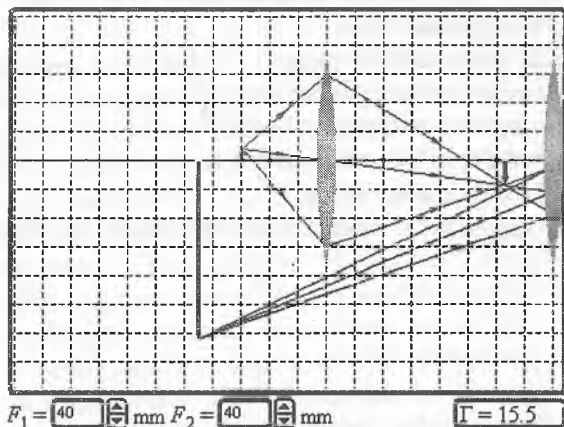
$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi}.$$

Tasvirning to'g'ri yoki teskari ekanligiga qarab, burchak kattalashtirishga ham chiziqli kattalashtirish G kabi, «musbat» va «manfiy» ishoralarni qo'yish mumkin. Keplerning astronomik ko'rish trubasining burchak kattalashtirishi manfiy, Galileyning ko'rish trubasini esa musbat bo'ladi.

Ko'rish trubasining burchak kattalashtirishi fokus masofalari orqali ifodalanadi:

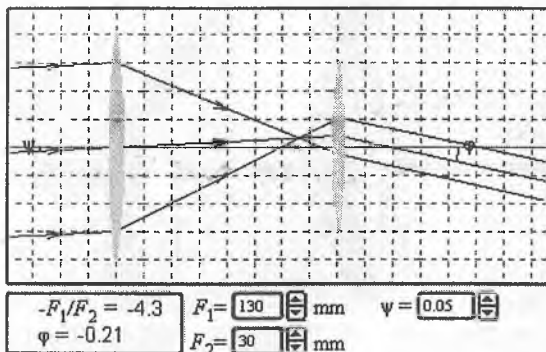
$$\gamma = -\frac{F_1}{F_2}.$$

Katta astronomik teleskoplarda obyektiv sifatida linzalar o'rniga sferik ko'zgular ishlatiladi. Bunday teleskoplar reflektor deb yuritiladi. Linzalarga nisbatan ko'zgularda xromatik aberratsiya bo'lmaydi. Rossiyada dunyoda eng katta, ko'zgusining diametri 6 m bo'lgan teleskop o'rnatilgan.



4.36 - rasm. Mikroskop modeli

Baland tog' (Qashqadaryoda) Maydanak astronomik kompleksida ko'zgusining diametri 1,5 m atrofida bo'lgan teleskop mavjud. Shuni aytish kerakki, katta astronomik teleskoplar faqatgina ko'rish burchagini kattalashtirish uchun xizmat qilmasdan, balki xira obyektlardan kelayotgan yorug'lik energiyasi oqimini oshirish uchun ham mo'ljallangan.



4.37 - rasm. Keplerning ko'rish trubasi modeli.

Nazorat uchun savollar

1. Ferma prinsipini tushuntiring.
2. Geometrik optikaning asosiy qonunlarini ayting.
3. Yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasini tushuntiring.
4. Yorug'lik o'tkazgichlari nima?
5. Ko'zgu nima? Unda tasvir yasang.
6. Yupqa linzalarning turlari qanday bo'ladi?
7. Fotoapparatning tuzilishi qanday bo'ladi?
8. Proyeksiyalovchi qurilmani tushuntiring.
9. Ko'zning tuzilishini tushuntiring.
10. Ko'zni qurollantiruvchi optik asboblarga qanday asboblarning kiradi?

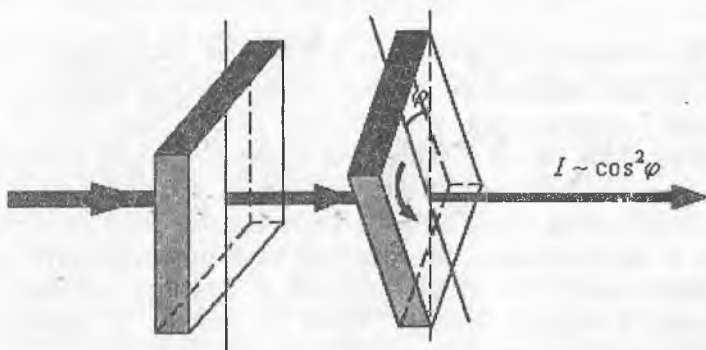
V bob. YORUG'LIKNING QUTBLANISHI

5.1. Malyus qonuni

XIX-asrning boshlarida T.Yung va O.Frenel yorug'likning to'liq nazariyasini rivojlantirganda, yorug'likning to'liq tabiati noma'lum edi. Dastlab, yorug'lik butun olamni to'ldirib turuvchi muhit—efirda tarqaluvchi bo'ylama to'liq bo'lsa kerak - deb o'ylashdi. Interferensiya va difraksiya hodisalarini o'rganishda yorug'likni bo'ylama yoki ko'ndalang to'liq ekanligi ikkinchi darajali edi.

Birinchi marta T.Yung (1816-y.) yorug'lik to'liq xususiyatiga ega ekanligi haqida gapirgan. Frenel ham Yungdan bexabar holda ko'pgina tadqiqot natijalariga asoslanib kristallarda yorug'likni ikkiga ajralib sinishi nazariyasini yaratib yorug'lik to'liqni ko'ndalang to'liq ekanligi konsepsiyasini ilgari surdi. Bu hodisalardan ma'lum bo'ldiki, yorug'lik ko'ndalang to'liq ekan. Asta sekin tadqiqot natijalari yig'ilib yorug'likning ko'ndalang to'liq ekanligi uzil-kesil isbotlandi.

Fransuz injeneri E.Malyus 1809 yilda o'zining nomi bilan ataladigan qonunni kashf etdi. Malyusning tajribasida yorug'lik ikkita bir xil turmalin plastinkasidan o'tkaziladi (turmalin tiniq yashilroq rangdagi kristall modda). Plastinkalarning o'q atrofida bir-biriga nisbatan φ burchakga burish mumkin (5.1-rasm).

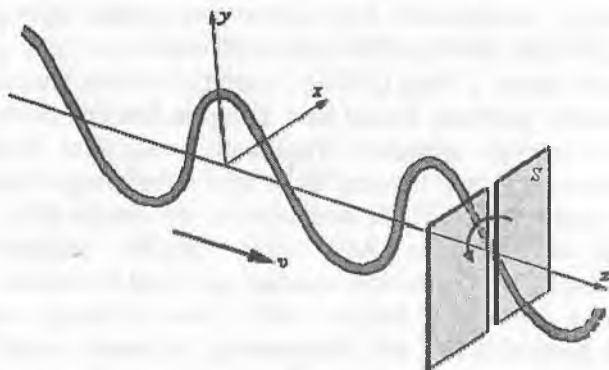


5.1 - rasm. Malyus qonunining namoyishi

O'tuvchi yorug'lik intensivligi $\cos^2 \varphi$ ga to'g'ri proporsional ekan:

$$I \sim \cos^2 \varphi \quad \text{yoki} \quad I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (5.1)$$

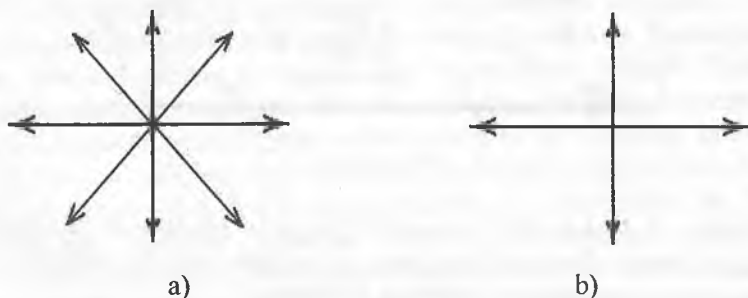
Yorug'likning ikkiga ajralib sinishini ham, Malyus qonunini ham yorug'likning bo'ylama xususiyatidan kelib chiqib tushuntirib bo'lmaydi. Yorug'likni ko'ndalang to'lqin ekanligidan kelib chiqilsa, bu hodisalar osongina tushuntiriladi. Quyidagi 5.2-rasmda ko'ndalang to'lqin tarqalishining mexanik modeli keltirilgan.



5.2 - rasm. Ipda ko'ndalang to'lqin tarqalishi: zarrachalar y o'qi bo'yicha tebranayapti, ya'ni tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar; S tirqishni 90° burchakka bursak, to'lqin so'nadi.

Elektromagnit to'lqinda $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlar o'zaro perpendikulyar bo'lib, to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyar tekislikda yotadi (5.2-rasm). Hamma vaqt yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri jarayonida elektr vektori $\vec{E}$ muhim rol o'ynaydi. Shuning uchun ham $\vec{E}$ vektor **yorug'lik vektori** ham deb yuritiladi. Agar elektromagnit to'lqin tarqalish jarayonida yorug'lik vektori o'zining oriyentatsiyasini saqlasa, bunday to'lqin **chiziqli-qutblangan** yoki **yassi qutblangan** (to'lqinlarni qutblanishi termini, ko'ndalang mexanik to'lqinlarga nisbatan Malyus tomonidan kiritilgan) deyiladi. Yorug'lik vektori $\vec{E}$ tebranayotgan tekislik **tebranish tekisligi** deb (5.2-rasmda, $y z$ tekisligi), magnit vektori $\vec{B}$ tebranayotgan tekislik ($x z$ - tekisligi) esa, qutblanish tekisligi deb yuritiladi. Lazerlar chiziqli qutblangan nur chiqaradi. Yorug'lik

qaytishi va sinishida ham qutblanishi mumkin. Masalan, ko‘k yorug‘lik osmonda qisman yoki to‘la qutblangan bo‘ladi. Biroq, oddiy manbalar nurlantiradigan yorug‘lik (masalan quyosh nuri, lampalar nurlanishi va boshqalar) qutblanmagan. Bunday manbalardan chiqadigan nurlanish har xil vaqtda bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan holda ko‘p sonli atomlar nurlanishidan iboratdir. Shuning uchun natijaviy to‘lqin $\vec{E}$ vektorining oriyentatsiyasi vaqt bo‘yicha tartibsiz o‘zgaradi. Natijada barcha yo‘nalishlar bo‘yicha tebranishlar o‘zaro teng bo‘ladi. Bunday qutblanmagan yorug‘lik tabiiy yorug‘lik deb ataladi (5.3-rasm, a).



5.3 – rasm: a – tabiiy yorug‘lik, b - qutblangan yorug‘lik.

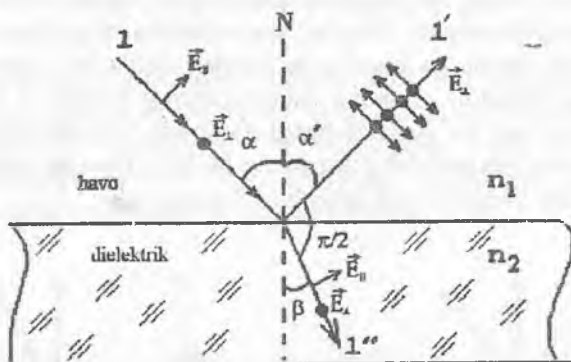
5.2. Yorug‘likning qaytishda va sinishda qutblanishi

Tabiiy yorug‘lik manбайдan tarqalayotgan yorug‘lik qutblanmagan bo‘ladi, ya‘ni barcha yo‘nalishlarda tebranishlar mavjud bo‘ladi. Tabiiy yorug‘lik nurini sindirish ko‘rsatkichi n_1 va n_2 bo‘lgan ikki muhitning yondashish chegarasidan o‘tishini qaraylik.

U qisman qaytadi ($1'$) va qisman sinadi ($1''$). Tajribalar $1'$ va $1''$ nurlar qisman qutblangan ekanliklarini ko‘rsatdi. Lekin $1'$ va $1''$ nurlar o‘zaro perpendikulyar bo‘lgan holda qaytuvchi nur to‘la qutblangan bo‘lib, uning tebranishlari tushish tekisligiga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda sodir bo‘ladi (Bu tekislik rasmda nuqtalar yordamida ko‘rsatilgan). Singan nur esa qisman qutblangan bo‘ladi (5.4-rasm).

Geometrik optika qonunlariga asosan, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan sindirish ko‘rsatkichi n_{21} qiymati tushish burchagi sinish burchagi sinusiga nisbati bilan aniqlanadi.

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (5.2)$$



5.4 - rasmi

Ushbu 5.4-rasmdan foydalanib Bryuster hodisasini tushunishga harakat qilamiz. Bryuster burchagi α qaytgan nurning singan nurga nisbatan perpendikulyarlik shartidan aniqlanadi:

$$\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}.$$

Bundan (5.2) ni quyidagicha yozamiz:

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \frac{\pi}{2} - \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha \quad (5.3)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2}{n_1} = n, \quad (5.4)$$

bu yerda n – dielektrikning sindirish ko'rsatgichi. Bryuster hodisasining o'zi yorug'likning ko'ndalang to'liqligini isbotlash uchun yetarli hisoblanadi.

Bu munosabatni 1815-yilda Bryuster topgan va u **Bryuster** qonuni deb ataladi, burchak esa Bryuster burchagi (yoki to'la qutblanish burchagi) deb yuritiladi.

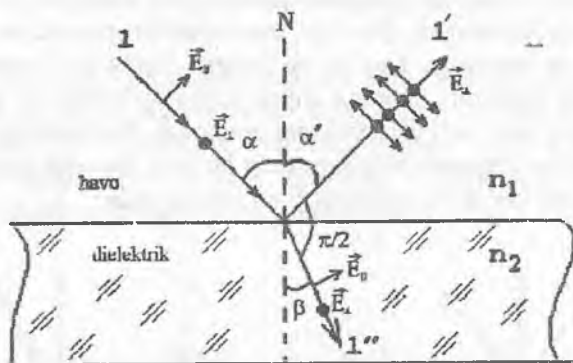
Masalan, shisha uchun ($n=1,53$) Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Boshqacha qilib aytganda tabiiy yorug'lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak hosil qilib tushurilsa qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda to'la qutblangan bo'ladi.

Bryuster qonunining fizik mohiyatini batafsilroq tushunaylik. Yorug'likning qaytishi va sinishi ikki dielektrik chegarasida emas, balki vakuum bilan dielektrik chegarasida ro'y berayotgan holda qaraylik. Tushayotgan yorug'lik elektr maydoni ta'sirida dielektrik tarkibidagi elektronlar tebranma harakatga keladi. Tebranuvchi elektronlar o'z navbatida ikkilamchi kogerent to'lqinlarni nurlantiradi. Ikkilamchi to'lqinlar birlamchi to'lqinlar bilan kogerentdir. Bu to'lqinlar o'zaro interferensiyalashishi tufayli qaytgan va singan nurlarning yo'nalishlaridan tashqari barcha yo'nalishlardagi tebranishlar so'nadi. Elektron nazariya qaytgan va singan nurlarning tabiatini shu tarzda tushuntiradi. Ko'p kristallarda yorug'likning yutilishi yorug'lik to'lqini elektr va magnit vektorining yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. Bu hodisa **dixroizm** deb ataladi. Bunday xossaga Malyus tajribasida ishlatilgan turmalin kristali ega. Biror qalinlikdagi turmalin kristaliga o'zaro perpendikulyar qutblangan yorug'likni (masalan, E_x) to'la yutadi va qisman (E_y) to'lqinni o'tkazadi. Elektr vektori tebranishi o'tadigan yo'nalish plastinkaning ruxsat etilgan yo'nalishi deb ataladi. Turmalin kristali chiziqli qutblangan yorug'lik olish uchun qutblovchi **polyarizator** va yorug'likni qutblanganligini tekshirish uchun **analizator** sifatida ham ishlatiladi.

Hozirgi vaqtda sun'iy polyaroid plyonkalar keng ishlatilmoqda. **Polyaroidlar** mumkin bo'lgan yo'nalishdagi tebranishni to'la o'tkazib, perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni butunlay o'tkazmaydi. **Polyaroidlarni** ideal qutblovchi filtrlar deb hisoblash mumkin. Ikkita ketma-ket joylashtirilgan ideal polyaroidlardan (Π_1 va Π_2) tabiiy yorug'likni o'tishini qaraylik (5.5-rasm). Birinchi polyaroid qutblovchi vazifasini bajaradi. U tabiiy yorug'likni chiziqli qutblangan yorug'likka aylantiradi. Ikkinchi polyaroid o'ziga tushgan nurni tahlil qiladi, analizator vazifasini bajaradi.

Agar birinchi polyaroiddan o'tgan chiziqli qutblangan yorug'lik amplitudasini $E_0 = \sqrt{I_0/2}$ deb belgilasak, ikkinchi polyaroid o'tkazgan to'lqinning amplitudasi $E = E_0 \cos \varphi$ ga teng bo'ladi. Bundan ko'rinadiki ikkinchi polyaroiddan chiqqan chiziqli qutblangan yorug'likning intensivligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (5.2)$$



5.4 - rasmdan

Ushbu 5.4-rasmdan foydalanib Bryuster hodisasini tushunishga harakat qilamiz. Bryuster burchagi α qaytgan nurning singan nurga nisbatan perpendikulyarlik shartidan aniqlanadi:

$$\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}.$$

Bundan (5.2) ni quyidagicha yozamiz:

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \frac{\pi}{2} - \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha \quad (5.3)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2}{n_1} = n, \quad (5.4)$$

bu yerda n – dielektrikning sindirish ko'rsatgichi. Bryuster hodisasining o'zi yorug'likning ko'ndalang to'lqinligini isbotlash uchun yetarli hisoblanadi.

Bu munosabatni 1815-yilda Bryuster topgan va u **Bryuster qonuni** deb ataladi, burchak esa Bryuster burchagi (yoki to'la qutblanish burchagi) deb yuritiladi.

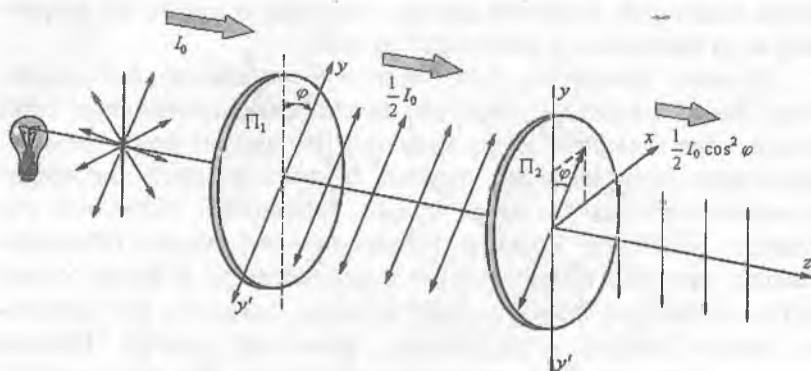
Masalan, shisha uchun ($n=1,53$) Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Boshqacha qilib aytganda tabiiy yorug'lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak hosil qilib tushurilsa qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda to'la qutblangan bo'ladi.

Bryuster qonunining fizik mohiyatini batafsilroq tushunaylik. Yorug'likning qaytishi va sinishi ikki dielektrik chegarasida emas, balki vakuum bilan dielektrik chegarasida ro'y berayotgan holda qaraylik. Tushayotgan yorug'lik elektr maydoni ta'sirida dielektrik tarkibidagi elektronlar tebranma harakatga keladi. Tebranuvchi elektronlar o'z navbatida ikkilamchi kogerent to'lqinlarni nurlantiradi. Ikkilamchi to'lqinlar birlamchi to'lqinlar bilan kogerentdir. Bu to'lqinlar o'zaro interferensiyalashishi tufayli qaytgan va singan nurlarning yo'nalishlaridan tashqari barcha yo'nalishlardagi tebranishlar so'nadi. Elektron nazariya qaytgan va singan nurlarning tabiatini shu tarzda tushuntiradi. Ko'p kristallarda yorug'likning yutilishi yorug'lik to'lqini elektr va magnit vektorining yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. Bu hodisa **dixroizm** deb ataladi. Bunday xossaga Malyus tajribasida ishlatilgan turmalin kristali ega. Biror qalinlikdagi turmalin kristaliga o'zaro perpendikulyar qutblangan yorug'likni (masalan, E_x) to'la yutadi va qisman (E_y) to'lqinni o'tkazadi. Elektr vektori tebranishi o'tadigan yo'nalish plastinkaning ruxsat etilgan yo'nalishi deb ataladi. Turmalin kristali chiziqli qutblangan yorug'lik olish uchun qutblovchi **polyarizator** va yorug'likni qutblanganligini tekshirish uchun **analizator** sifatida ham ishlatiladi.

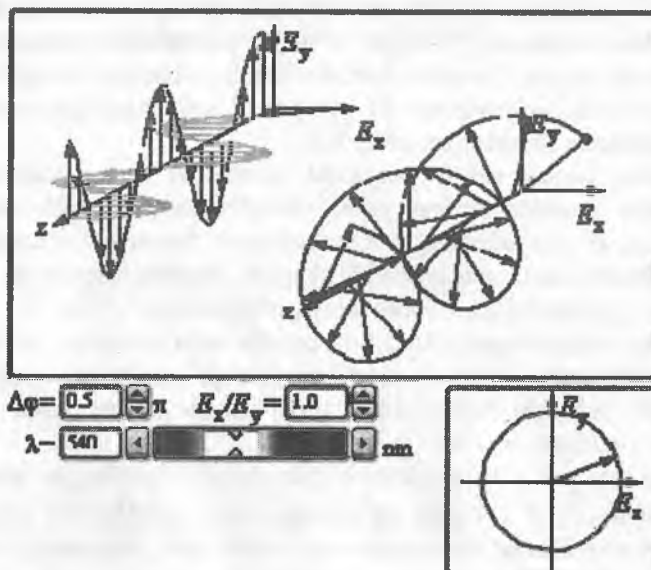
Hozirgi vaqtda sun'iy polyaroid plyonkalar keng ishlatilmoqda. **Polyaroidlar** mumkin bo'lgan yo'nalishdagi tebranishni to'la o'tkazib, perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni butunlay o'tkazmaydi. **Polyaroidlarni** ideal qutblovchi filtrlar deb hisoblash mumkin. Ikkita ketma-ket joylashtirilgan ideal polyaroidlardan (Π_1 va Π_2) tabiiy yorug'likni o'tishini qaraylik (5.5-rasm). Birinchi polyaroid qutblovchi vazifasini bajaradi. U tabiiy yorug'likni chiziqli qutblangan yorug'likka aylantiradi. Ikkinchi polyaroid o'ziga tushgan nurni tahlil qiladi, analizator vazifasini bajaradi.

Agar birinchi polyaroiddan o'tgan chiziqli qutblangan yorug'lik amplitudasini $E_0 = \sqrt{I_0/2}$ deb belgilasak, ikkinchi polyaroid o'tkazgan to'lqinning amplitudasi $E = E_0 \cos \varphi$ ga teng bo'ladi. Bundan ko'rinadiki ikkinchi polyaroiddan chiqqan chiziqli qutblangan yorug'likning intensivligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi \quad (5.5)$$

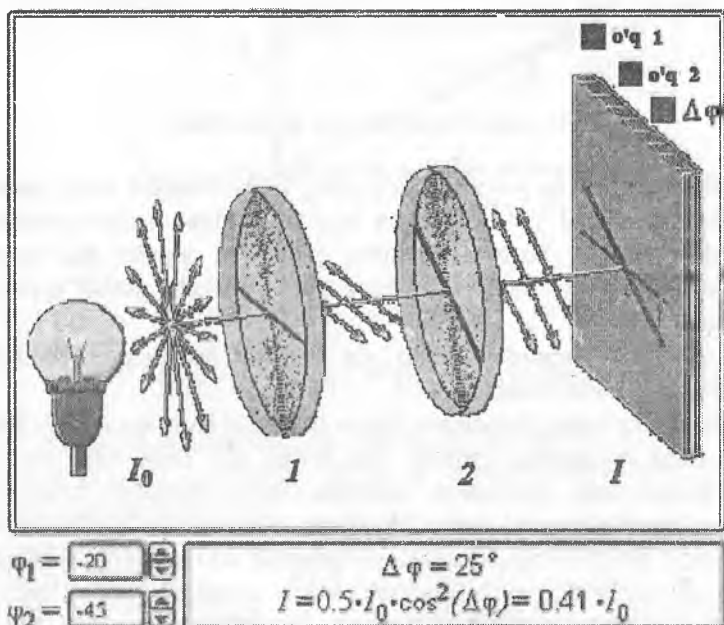


5.5 - rasm. Tabiiy yorug'likni ikkita ideal polyaroiddan o'tishi: yy' - o'q polyaroidlarning o'tkazish o'qlari; yy' - o'qga parallel tebranishlar o'tadi, perpendikulyar tebranishlar o'tmaydi.



5.6 - rasm. Yorug'likning qutblanish modeli

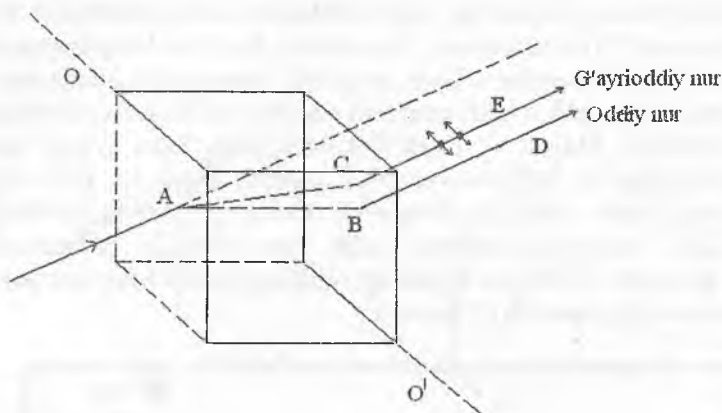
Yorug'likning intensivligi amplituda kvadratiga proporsional bo'lganligi uchun (5.5) munosabatni yoza olamiz. Bu ifoda Malyus qonunini ifodalaydi. Analizatoridan o'tgan yorug'lik intensevligi analizator va polarizatorning optik o'qlari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga proporsionaldir. Malyus o'zining qonunini yorug'likni to'lqin emas, balki korpuskulalar deb tasavvur qilish asosida chiqargan, keyinchalik Arago tomonidan o'tkazilgan fotometrik o'lchashlar Malyus qonunining to'g'riligini tasdiqladi. Shunday qilib, yorug'likning elektromagnit nazariyasi orqali $\vec{E}$ vektorni tashkil etuvchilarga ajratib Malyus qonunini to'la tushuntirish mumkin (5.7-rasm).



5.7 - rasm. Malyus qonuni modeli

5.3. Yorug'likning ikkiga ajralib sinishidagi qutblanish

XVII asrning oxirlaridayoq Island shpati (CaCO_3) kristalli nurni ikkiga ajratib sindirishi ma'lum bo'lgan edi. Bu hodisa yorug'likni **ikkiga ajralib** sinishi deb nom oldi (5.8-rasm). Agar kristall tushuvchi nurga nisbatan aylantirilsa, kristaldan o'tuvchi ikki nur ham aylanadi.



5.8 - rasm. Yorug'likning qo'sh sinishi

Fizik xususiyatlari yo'nalishlariga bog'liq bo'lmagan muhit **izotrop** muhit deb, aksincha yo'nalishlarga bog'liq bo'lgan muhit **anizotrop** muhit deb ataladi. Izotrop muhitda (masalan, shisha plastinkada) yorug'likning sinishi Snellius qonuni deb ataluvchi sinish qonuniga bo'ysunadi, ya'ni:

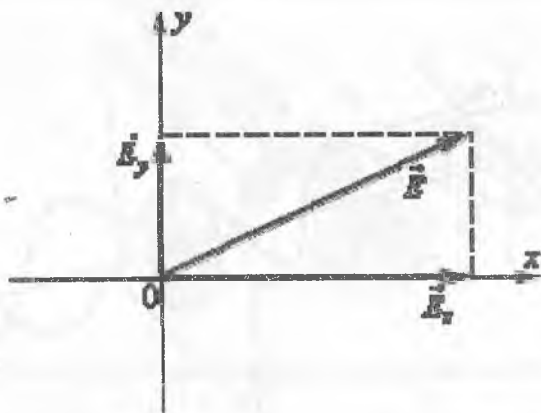
- singan nur, tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bir tekislikda yotadi:

- tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati ikkala muhit uchun o'zgarmas kattalik. Bu nisbat shu muhitning sindirish ko'rsatkichiga teng. Anizotrop muhitda, ya'ni anizotrop kristallarda (masalan, Island shpatida) yorug'lik singanda manzara o'zgacha bo'ladi. Tabiiy nur K kristallning A nuqtasiga tushgach ikki nur AB va AC larga ajraladi. Bu nurlar kristaldan chiqqach tabiiy nurga parallel yo'nalishda (BD va CE) davom etadi (5.8-rasm). Kristalda nurlarning sinishi tekshirilganda quyidagilar aniqlandi:

- singan nurlardan biri AB Snellius qonuniga to'la bo'ysunadi;
- ikkinchi nur esa AC Snellius qonuniga bo'ysunmaydi.

Shuning uchun AB oddiy nur deb, AC esa **g'ayrioddiy nur** deb nom olgan. Tekshirishlarning ko'rsatishicha bu nurlar yassi qutblangan ekan. Lekin ularning tebranishlari o'zaro perpendikulyar tekisliklarda sodir bo'ladi. Bundan tashqari island shpatining sindirish ko'rsatkichi oddiy nur uchun 1,658 ga g'ayrioddiy nur esa n urning yo'nalishiga bog'liq bo'lib kristallning optik o'qi (OO') yo'nalishida 1,658 ga

kristalning optik o'qiga perpendikulyar yo'nalishda 1,486 ga tengligi aniqlangan. Oddiy va g'ayrioddiy nurlarning sindirish ko'rsatkichlari bir-biridan farqlanganligi uchun bu nurlarning kristaldagi sinish burchaklari ham farqlanadi. Natijada oddiy va g'ayrioddiy nurlar bir-biridan ajralib davom etadi. Umuman olganda, $\vec{E}$ vektorni har bir vaqt jarayoni bo'yicha perpendikulyar o'qlar bo'yicha proeksiyalash mumkin (5.9-rasm).



5.9 - rasm. Vektorning $\vec{E}$ o'qlar bo'yicha taqsimlanishi.

Bu shuni anglatadiki, har qanday to'liqinni ikkita o'zaro perpendikulyar chiziqli qutblangan to'liqlar superpozitsiyasidan iborat deb tasavvur qilish mumkin:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_x + \vec{E}_y(t)$$

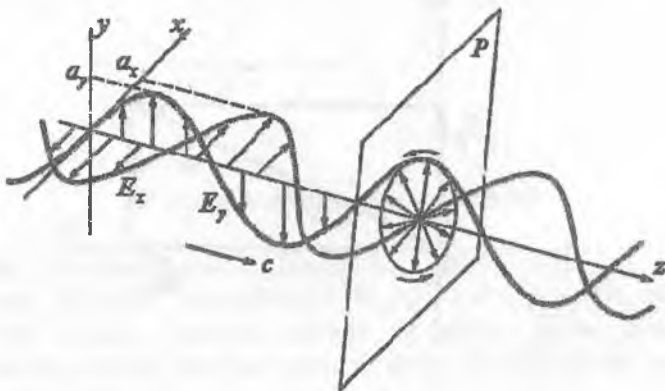
Qutblangan yorug'likning $E_x(t)$ va $E_y(t)$ tashkil etuvchilari kogerent, qutblanmagan nurniki kogerent bo'lmaydi. Birinchi holda $E_x(t)$ va $E_y(t)$ tashkil etuvchilar fazalar farqi doimiy, ikkinchi holda doimiy bo'lmaydi.

Nurlarni ikkiga ajralib sinish hodisasi ko'pgina kristallarda ikkita o'zaro perpendikulyar qutblangan nur uchun sindirish ko'rsatkichi har xil bo'lishi bilan tushuntiriladi. Shuning uchun ham kristall o'zidan o'tadigan nurni ikkiga ajratib yuboradi (5.9-rasm). Kristalldan chiqqandan so'ng ikkita nur o'zaro perpendikulyar yo'nalishda chiziqli qutblangan bo'ladi.

Nurlarni ikkiga ajratib sindiradigan kristallar **anizotrop kristallar** deb yuritiladi.

5.4. Yorug'likning elliptik va doiraviy qutblanishi

O'zaro perpendikulyar tekislikda qutblangan bir yo'nalishda ikkita monoxromatik to'qlinlar tarqalayotgan bo'lsa, umumiy holda ularning qo'shilishidan **elliptik-qutblangan** to'qlin hosil bo'ladi (5.10-rasm).

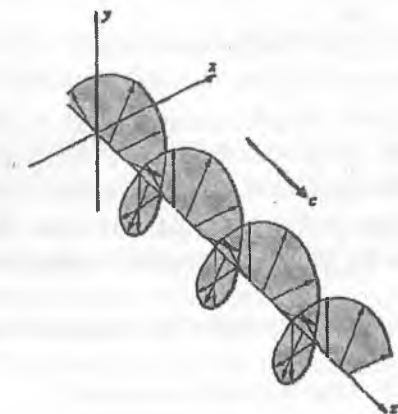


5.10 - rasm. Ikkita o'zaro perpendikulyar qutblangan to'qlinning qo'shilishi va elliptik qutblangan yorug'likning hosil bo'lishi.

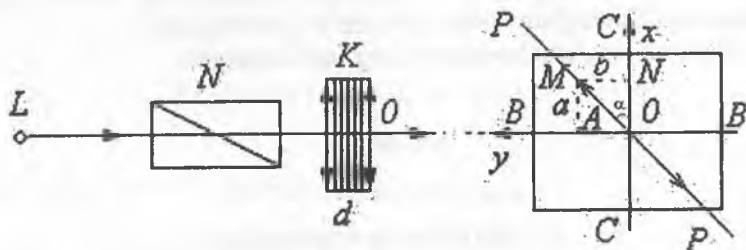
Ellips shakli va o'lchami chiziqli qutblangan to'qlinlar amplitudalari a_x va a_y va ular orasidagi fazalari $\Delta\varphi$ siljishi orqali aniqlanadi. Elliptik qutblangan to'qlinning xususiy holi **doiraviy qutblanishdir** ($a_x = a_y, \Delta\varphi = \pm\pi/2$).

5.11-rasmda elliptik qutblangan to'qlinning fazaviy tuzilishi tasvirlangan. Bunday holni biz tajribada osongina quyidagicha amalga oshirishimiz mumkin. N qutblovdan (polarizatoridan) o'tgan, ya'ni chiziqli qutblangan va tayinli to'qlin uzunligiga ega bo'lgan yorug'likning qalinligi d bo'lgan K kristall plastinkadan o'tkazamiz; bu plastinka bir o'qli kristaldan uning optik o'qiga parallel qilib kesib olingan (5.12-rasm), bunda yorug'lik dastasi K plastinkaning yon sirtiga perpendikulyar yo'nalishda boradi deb faraz qilamiz. Plastinka ichida o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki yo'nalishda qutblangan ikki to'qlin bir yo'nalishda, biroq har xil tezlik bilan tarqaladi; yorug'lik qutblangan yo'nalishlar kristall plastinkaning *bosh yo'nalishlari* deb ataladi.

To'liqlardan birida elektr tebranishlari kristalning optik o'qi bo'ylab, masalan, CC bo'ylab yo'nalgan (g'ayrioddiy nur, sinish ko'rsatkichi n_e), ikkinchisida esa elektr tebranishlari optik o'qqa perpendikulyar ravishda, ya'ni BB bo'ylab yo'nalgan (odatdagi nur, sinish ko'rsatkichi n_o).



5.11 - rasm. Elliptik qutblangan to'liqda elektr maydoni



5.12 - rasm. Elliptik qutblangan yorug'lik olish chizmasi:

L - yorug'lik manbai; K - kristall plastinka;
o'ngda – yorug'lik vektorini plastinkaning
bosh yo'nalishlari bo'yicha yoyish.

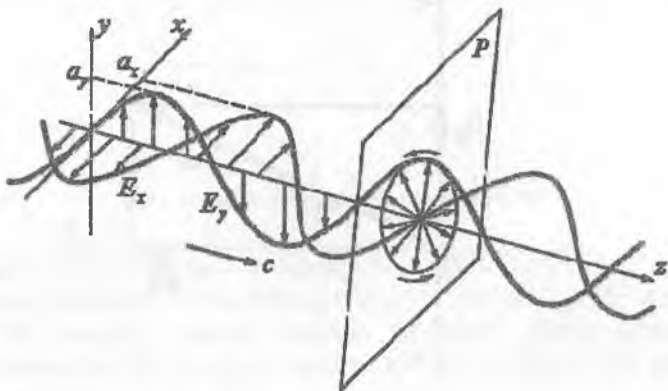
Agar tushayotgan qutblangan yorug'likda elektr vektori tebranishlarining yo'nalishi plastinkaning bosh yo'nalishlaridan biri bilan α burchak hosil qilsa, u holda g'ayrioddiy to'liqdagi va oddiy to'liqdagi tebranishlar amplitudasi mos ravishda quyidagiga teng bo'ladi:

$$a = A \cos \alpha, \quad b = A \sin \alpha$$

Nurlarni ikkiga ajratib sindiradigan kristallar **anizotrop** kristallar deb yuritiladi.

5.4. Yorug'likning elliptik va doiraviy qutblanishi

O'zaro perpendikulyar tekislikda qutblangan bir yo'nalishda ikkita monoxromatik to'lqinlar tarqalayotgan bo'lsa, umumiy holda ularning qo'shilishidan **elliptik-qutblangan** to'lqin hosil bo'ladi (5.10-rasm).

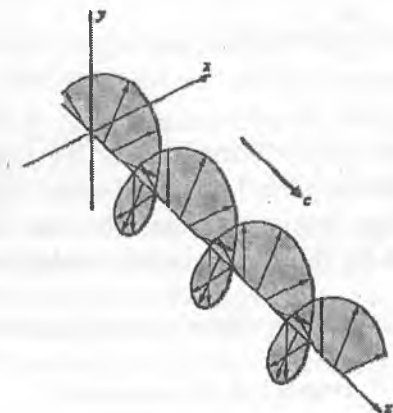


5.10 - rasm. Ikkita o'zaro perpendikulyar qutblangan to'lqinning qo'shilishi va elliptik qutblangan yorug'likning hosil bo'lishi.

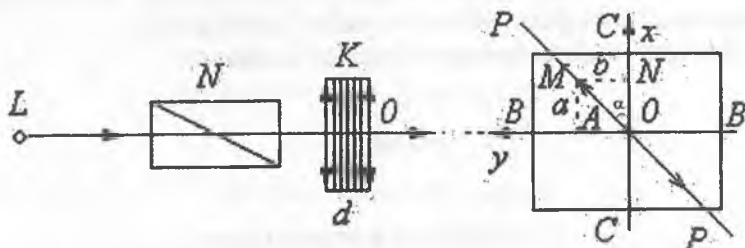
Ellips shakli va o'lchami chiziqli qutblangan to'lqinlar amplitudalari a_x va a_y va ular orasidagi fazalari $\Delta\phi$ siljishi orqali aniqlanadi. Elliptik qutblangan to'lqinning xususiy holi **doiraviy qutblanishdir** ($a_x = a_y, \Delta\phi = \pm\pi/2$).

5.11-rasmda elliptik qutblangan to'lqinning fazaviy tuzilishi tasvirlangan. Bunday holni biz tajribada osongina quyidagicha amalga oshirishimiz mumkin. N qutblovdan (polarizatoridan) o'tgan, ya'ni chiziqli qutblangan va tayinli to'lqin uzunligiga ega bo'lgan yorug'likning qalinligi d bo'lgan K kristall plastinkadan o'tkazamiz; bu plastinka bir o'qli kristaldan uning optik o'qiga parallel qilib kesib olingan (5.12-rasm), bunda yorug'lik dastasi K plastinkaning yon sirtiga perpendikulyar yo'nalishda boradi deb faraz qilamiz. Plastinka ichida o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki yo'nalishda qutblangan ikki to'lqin bir yo'nalishda, biroq har xil tezlik bilan tarqaladi; yorug'lik qutblangan yo'nalishlar kristall plastinkaning *bosh yo'nalishlari* deb ataladi.

To'qlinlardan birida elektr tebranishlari kristalning optik o'qi bo'ylab, masalan, CC bo'ylab yo'nalgan (g'ayrioddiy nur, sinish ko'rsatkichi n_e), ikkinchisida esa elektr tebranishlari optik o'qqa perpendikulyar ravishda, ya'ni BB bo'ylab yo'nalgan (odatdagi nur, sinish ko'rsatkichi n_o).



5.11 - rasm. Elliptik qutblangan to'qlinda elektr maydoni



5.12 - rasm. Elliptik qutblangan yorug'lik olish chizmasi:

L - yorug'lik manbai; K - kristall plastinka;
o'ngda - yorug'lik vektorini plastinkaning
bosh yo'nalishlari bo'yicha yoyish.

Agar tushayotgan qutblangan yorug'likda elektr vektori tebranishlarining yo'nalishi plastinkaning bosh yo'nalishlaridan biri bilan α burchak hosil qilsa, u holda g'ayrioddiy to'qlindagi va oddiy to'qlindagi tebranishlar amplitudasi mos ravishda quyidagiga teng bo'ladi:

$$a = A \cos \alpha, \quad b = A \sin \alpha$$

bu yerda $A=OM$ - tushayotgan to'liqning amplitudasi. Bu ikki to'liq plastinkaning d qalinligini kesib o'tib, $(n_0 - n_c)d$ ga teng bo'lgan yo'l farqiga ega bo'ladi. Binobarin, oddiy to'liq faza jihatidan g'ayrioddiy to'liqdan:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 - n_c)d \quad (5.6)$$

miqdorda orqada qoladi. Ampitudalari har xil bo'lib, fazalar farqiga ega bo'lgan o'zaro perpendikulyar ikki tebranishning qo'shilishi oqibatida *elliptik* tebranish hosil bo'ladi, bunday tebranishda natijaviy vektorning uchi to'liq fronti tekisligida ω burchak chastota bilan ellips chizadi: bu chastota qo'shiluvchi tebranishlarning chastotasi bilan bir xildir.

Haqiqatdan ham, plastinkadan o'tgan to'liqlardagi tebranishlar

$$\begin{aligned} x &= A \cos \alpha \cos \omega t = a \cos \omega t \\ y &= A \sin \alpha \cos(\omega t - \varphi) = b \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (5.7)$$

tenglamalar bilan ifodalanadi. Natijaviy tebranishning traektoriyasini topish uchun bu tenglamalardan t vaqtini yo'qotish kerak.

Berilgan tenglamalardan quyidagilarni topamiz:

$$\cos \omega t = \frac{x}{a}$$

$$y = \cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi$$

yoki

$$\sin \omega t \sin \varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \varphi.$$

Bu ifodani kvadratga ko'tarib va unga

$$(\cos \omega t \sin \varphi)^2 = \frac{x^2}{a^2} \sin^2 \varphi$$

ifodani hadma-had qo'shib,

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (5.8)$$

tenglamaga, ya'ni ellips tenglamasiga ega bo'lamiz. Ellipsning shakli va uning x , y o'qlarga nisbatan tutgan vaziyati (oriyentatsiyasi) α va φ ning qiymatlariga bog'liq.

Shunday qilib, chiziqli qutblangan yorug'lik kristall plastinkadan o'tgandan so'ng shunday yorug'lik to'liqiniga ega bo'lamizki, bu to'liqinda $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlarning uchlari ellipslar chizadi. Bunday yorug'lik **elliptik qutblangan** yorug'lik deb ataladi.

Bir necha xususiy holni ko'rib chiqamiz.

a) Plastinkaning qalinligi shundayki, ikki to'liqinning yo'l farqi yorug'lik to'liqini uzunligining choragiga teng ($1/4$ to'liqinli plastinka):

$$(n_0 - n_e)d = \frac{1}{4}\lambda$$

yoki:

$$(n_0 - n_e)d = \left(m + \frac{1}{4}\right)\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Bunday holda $\varphi = \pi/2$ bo'ladi va ellips tenglamasi

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

ko'rinishiga keladi, ya'ni plastinkaning bosh o'qlariga nisbatan joylashgan ellips hosil bo'ladi. Uning a va b yarim o'qlari uzunliklari orasidagi munosabat α burchakning kattaligiga bog'liq. $\alpha = 45^\circ$ bo'lgan xususiy holda $a = b$ bo'ladi, ya'ni ellips:

$$x^2 + y^2 = a^2 \quad (5.9)$$

tenglama bilan ifodalanadigan doiraga aylanib qoladi. Demak, bu holda yorug'lik **doira bo'yicha qutblanadi (doiraviy yoki sirkulyar qutblanish)**. Shunday qilib, doira bo'yicha qutblangan yorug'lik hosil qilish uchun amplitudalari teng, fazalar farqi va o'zaro $\pi/2$ perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikkita kogerent to'lqinni qo'shish zarur. Bunga erishish uchun chiziqli qutblangan yorug'likni chorak to'lqinli plastinka orqali shunday o'tkazish kerakki, bunda boshlang'ich to'lqinning qutblanish tekisligi plastinkadagi bosh yo'nalishlar bilan 45^0 burchak hosil qiladigan bo'lsin.

Yo'l farqi chorak to'lqinga teng bo'ladigan qilish uchun (natriy alangasi chiqaradigan sariq yorug'likda) qalinligi $0,027\text{mm} = 27\text{ mkm}$ bo'lgan slyuda plastinka ishlatish mumkin (slyuda ikki o'qli kristall).

Garchi bunday plastinkalar tayyorlash uncha qiyin bo'lmasada, $\left(m + \frac{1}{4}\right)\lambda$ ga teng bo'lgan yo'l farqi hosil qiladigan qalinroq plastinkalar ishlatish ma'qul hisoblanadi, bu yerda m - biror butun son.

Chorak to'lqinli plastinkaning egallagan vaziyatiga qarab hosil qilinadigan fazalar farqi $+\pi/2$ yoki $-\pi/2$ teng bo'ladi, ya'ni Ox o'qidagi komponenta Oy o'qdagi komponentdan faza jihatdan $\pi/2$ ga oldin ketadi yoki orqada qoladi. Bunga muvofiq ravishda natijaviy vektor soat strelkasiga **teskari** (chapga) yoki soat strelkasi **bo'yicha** (o'ngga) aylanadi. Shuning uchun **chap** va **o'ng** elliptik yoki doiraviy qutblanishlar bir-biridan farq qilinadi.

b) Plastinkaning qalinligi shundayki, ikki nurning yo'l farqi yorug'lik to'lqini uzunligining yarimiga teng ($1/2$ to'lqinli plastinka):

$$(n_0 - n_e)d = \frac{1}{2}\lambda$$

yoki:

$$(n_0 - n_e)d = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad (5.9)$$

ya'ni:

$$\varphi = \pi \quad \text{yoki} \quad \varphi = \pi m$$

Bu holda ellips:

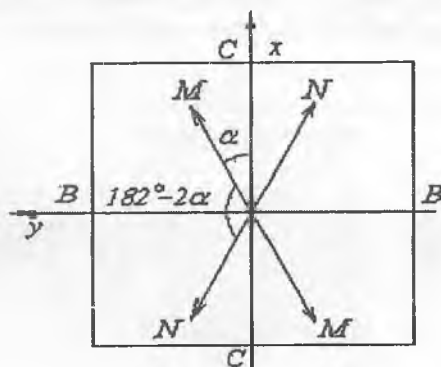
$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 0 \quad (5.10)$$

to'g'ri chiziqqa aylanadi, ya'ni yorug'lik chiziqli qutblanganicha qoladi, biroq tebranishlar yo'nalishi $180^\circ - 2\alpha$, burchakka, burilib (5.13-rasm), masalan, 1-3 kvadrantlardan 2-4 kvadratlarga o'tadi. v) Qalinligi yorug'lik to'liqining butun uzunligiga teng bo'lgan plastinka (1λ li plastinka):

$$(n_0 - n_e)d = \lambda \quad \text{yoki} \quad m\lambda, \quad (5.11)$$

ya'ni:

$$\varphi = 2\pi \quad \text{yoki} \quad \varphi = 2\pi m$$



5.13 - rasm. Plastinkadan o'tgandan keyin tebranishlarning MM yo'nalishi $180^\circ - 2\alpha$ burchakka burilib, 1-3 kvadratlarga o'tadi (NN)

Bu holda ellips:

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0 \quad (5.12)$$

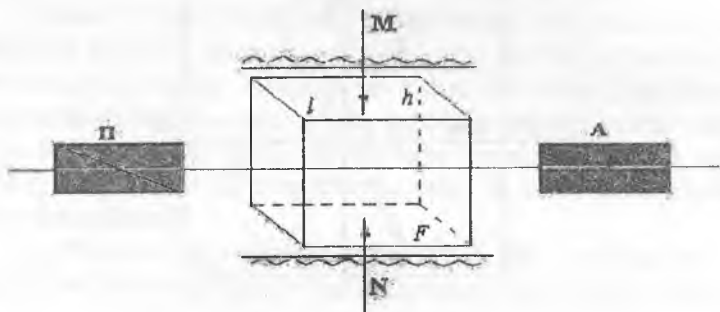
to'g'ri chiziqqa aylanadi, ya'ni nur chiziqli qutblanganicha qolib, tebranishlar yo'nalishi o'zgarmaydi.

Bundan oldingi mulohazalarning hammasi to'liqin uzunligi tayinli bo'lgan yorug'likka, ya'ni spektrning kichikroq intervaliga tegishli edi.

To'liqin uzunliklari ancha xilma-xil bo'lganda ikkala to'liqin uchun sinish ko'rsatkichlari to'liqin uzunliklariga bog'liq bo'lishini (dispersiya) e'tiborga olish kerak; sinish ko'rsatkichlarining ayirmasi ham to'liqin uzunligiga qarab o'zgaradi. Bu hol tufayli, bir-biriga yaqin bo'lgan ikki to'liqinni ajratishda qutblangan yorug'likning kristall orqali o'tishidan foydalanish mumkin.

5.5. Optik anizotropiyani sun'iy ravishda hosil qilish

Yuqorida qaralgan yorug'likning ikkiga ajralib sinishi tabiiy holda, ya'ni tabiiy anizotrop kristallarda yuz beradi. Anizotropiyani sun'iy ravishda tashqi ta'sir yordamida izotrop muhitlarda ham hosil qilish mumkin (5.14-rasm). Shaffof jismni siqish (yoki cho'zish) natijasida o'ziga xos shunday xususiyat yuzaga keladiki, u optik o'qi siqilishi (yoki cho'zilishi) yo'nalishida bo'lgan anizotrop kristallni eslatadi.



5.14 - rasm

Bunday vaqtda jism mexanik deformatsiya natijasida kvazikristalga aylanadi deyish ham mumkin.

T.Zeebek va *D.Bryuster* mexanik deformatsiya ta'siri tufayli izotrop materiallarda yorug'likning ikkiga ajralib sinishini kuzatdilar. Tajribalardan aniqlanishicha optik o'qqa perpendikulyar yo'nalishlardagi oddiy va g'ayrioddiy nurlarning sindirish ko'rsatkichlarining farqi jismga ta'sir etayotgan kuchlanish kattaligiga, ya'ni yuza birligiga to'g'ri kelgan kuch kattaliga proporsionaldir:

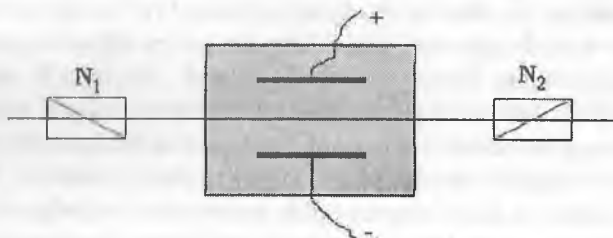
$$n_0 - n_e = k \cdot P,$$

bu yerda:

$$P = \frac{F}{S} = \frac{F}{\ell h},$$

k - shu jismlarning xususiyatlariga bog'liq bo'lgan koeffitsiyent.

Kerr effekti. Suyuq yoki gazsimon izotrop dielektrik elektr maydoniga joylashtirilganda sun'iy anizotropiya vujudga kelishini J.Kerr aniqlagan. Shuning uchun bu hodisa **Kerr effekti** deb nom olgan. Bu hodisani o'rganish uchun qo'llaniladigan chizma quyidagicha (5.15-rasm). N_1 polyarizator va N_2 analizator oralig'iga biron idishga solingan suyuqlik (masalan, nitrobenzol) joylashtiriladi. Suyuqlikka joylashtirilgan metall plastinkalarga potentsiallar farqi berilsa, suyuqlik yorug'likni ikkiga ajratib sindirish xususiyatiga ega bo'ladi. Kerr effekti dielektrik qutblanishining samarasidir. Tashqi elektr maydoni ta'sirida dielektrik molekulalari elektr maydon yo'nalishiga nisbatan ma'lum yo'nalishda oriyentatsiyalanadi. Bu esa dielektrikni anizotropik xususiyatiga, xususan, optik anizotropiyaga erishishiga sabab bo'ladi.



5.15 - rasm

Tajribalarning ko'rsatishicha, λ to'lqin uzunligi tayinli bo'lgan monoxromatik yorug'likda sindirish ko'rsatkichlarining $n_e - n_0$ ayirmasi E maydon kuchlanganligining kvadratiga proporsional bo'ladi:

$$n_e - n_0 = kE^2 \quad (5.13)$$

demak, nurlarning l yo'lda ega bo'ladigan yo'l farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\delta = l(n_e - n_0) = klE^2 \quad (5.14)$$

(bu yerda maydon bir jinsli deb, nur esa maydon yo'nalishiga perpendikulyar yo'naladi deb faraz etiladi). Bu ayirmani to'liqin uzunliklari orqali ifodalab, faza siljishini topamiz:

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi B E^2, \quad (5.15)$$

bu yerda $B = \frac{k}{\lambda}$ - Kerr doimiysi. δ ning E ga kvadratik bog'liq bo'lishidan faza siljishi maydon yo'nalishiga bog'liq emasligi ko'rinadi.

Ko'pchilik suyuqliklarda $n_e > n_o$, ya'ni $B > 0$: ularning anizotropiyasi musbat kristallning anizotropiyasiga mos keladi. Biroq B doimiyning qiymati manfiy bo'lgan ($B < 0$) suyuqliklar ham bor (masalan, etil efiri, ko'p moylar va spirtlar). Kerr doimiysining son qiymatlari turlicha moddalar uchun xilma-xildir. B - Kerr doimiysi bu jismning tabiatiga va to'liqin uzunligiga, temperaturaga bog'liq. Temperatura oshgan sari B kamayadi, chunki yuqori temperaturada dezoriyentatsiya ham kuchayadi. Kerr effektida jismlarning anizotropik xususiyati keskin namoyon bo'ladi. Masalan, maydon ta'sir etgan zamonoch (10^{-9} s vaqt ichida) jism anizotropik xususiyatga erishadi. Maydon yo'qotilganda ham jism shunday tezlik bilan izotrop holatini tiklaydi. Bu ajoyib xususiyati tufayli yorug'lik intensivligini tez o'zgartirish lozim bo'lgan texnikaning sohalarida keng qo'llaniladi. Masalan, tez kinoga olishda (optik zatvor).

Kuchli magnit maydon (H) ta'sirida ba'zi izotrop jismlarda (suyuqlik, shisha va kolloidlarda) optik anizotropiya vujudga keladi. Bu hodisani *E. Kotton* va *X. Mutonlar* tekshirgani uchun ularning nomi bilan Kotton-Muton hodisasi deb yuritiladi. Ta'sirlovchi magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar ravishda tarqalayotgan g'ayrioddiy va oddiy nurlar uchun tekshirilayotgan jism sindirish ko'rsatkichlarining formulasi quyidagiga teng:

$$n_e - n_o = DH^2 \quad \text{yoki} \quad \frac{\delta}{\lambda} = \frac{l(n_e - n_o)}{\lambda} = CH^2$$

H - magnit maydonining kuchlanganligi. $C = \frac{D}{\lambda}$ - Kotton va Muton doimiysi bo'lib, u jismning tabiatiga, λ to'liqin uzunlik va temperaturaga bog'liq bo'ladi. Bu hodisaning qonuniyatlari Kerr hodisasining qonuniyatlariga butunlay o'xshaydi.

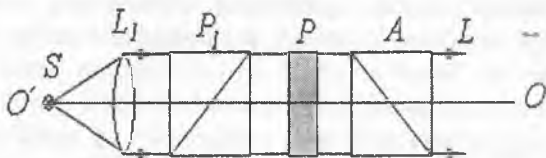
5.6. Qutblanish tekisligining aylanishi

Kristall jismlarda, shuningdek, ba'zi izotrop suyuqliklarda nurning ikkilanib sinishidan tashqari, **qutblanish tekisligining aylanishi** deb nom olgan yana bir hodisa kuzatiladi. Bu hodisa birinchi bo'lib, fransuz fiziklari Arogo va Frenellar (1816 yil) tomonidan kashf qilindi va o'rganildi. Qutblanish tekisligining aylanish hodisasi quyidagicha: agar 5.16-rasmda tasvirlangan qurilmada polyarizator va analizator shunday o'rnatilsaki, ularning tebranish tekisliklari ayqashtirib (ayqash nikollar) qo'yilsa, u holda P plastinka bo'lganda S manbadan chiqqan yorug'lik analizator orqali o'tmaydi. Agar P plastinka o'rniga kristall kvarsdan uning optikaviy o'qiga perpendikulyar qilib qirqib olingan xuddi shunday yassi-parallel plastinka qo'yilsa analizatorning ko'rish maydoni yorishadi. So'ngra analizator biror burchakga burilsa, u holda analizatorning ko'rish maydoni yana qorong'i bo'lib qoladi. Bundan polyarizator orqali o'tgan yorug'likning qutblanish tekisligi kvars plastinkada biror burchakga buriladi degan xulosa chiqarish mumkin. Bu burilish kattaligi analizator orqali o'tgan nurni so'nish uchun analizator burilgan qo'shimcha burchak bilan aniqlanadi. Kvarsda ikki xil strukturaviy modifikatsiya mavjud bo'lib, ulardan biri yorug'likning qutblanish tekisligini (nur bo'ylab tushuvchi yorug'likka qarshi qaralganda) o'nga (soat strelkasi bo'ylab) aylantiradi, ikkinchisi esa chapga aylantiradi (soat strelkasiga qarshi). Qutblanish tekisligining aylanishi buruvchi qatlam qalinligiga to'g'ri proporsional ekanligini tajriba ko'rsatadi.

$$\varphi = \alpha \cdot d$$

φ - qutblanish tekisligining burilish burchagi, d – yorug'lik nuri o'tgan modda qatlamining qalinligi (plastinka qalinligi), α - burilish burchagi, bu qattiq jismlar uchun qalinligi 1 mm bo'lgan plastinkaning burilish burchagiga teng. Kvars uchun bu kattalik: $\lambda=5890 \text{ \AA}$ (natriyning sariq chizig'i) uchun $21,7^\circ$; $\lambda=4047 \text{ \AA}$ uchun $48,9^\circ$, $\lambda=2147 \text{ \AA}$ uchun esa $23,6^\circ$ va h.k.. Bu kattaliklar aylantirish qobiliyatiga ega bo'lgan dispersiya o'rinli ekanligini ko'rsatadi. Qattiq moddalar bilan bir qator toza suyuqliklar va ko'pgina moddalarning eritmaları yorug'likning qutblanish tekisligini aylantirish qobiliyatiga ega bo'ladi. O'ziga tushayotgan yorug'likning qutblanish tekisligini aylantirish qobiliyatiga

ega bo'lgan moddalar **optikaviy jihatdan aktiv moddalar**, qutblanish tekisligini aylantirish qobiliyati esa **optikaviy aktivlik** deb ataladi.



5.16 - rasm

Eritmalarning aylantirish qobiliyati eritma qatlami qalinligiga va uning konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional (Bio qonuni):

$$\varphi = [\alpha] \cdot d \cdot c \quad (5.8)$$

bunda c – eritma konsentratsiyasi.

(5.8) formuladan agar α ning qiymati ma'lum bo'lsa, u holda berilgan d qatlam qalinligida qutblanish tekisligining φ burilish burchagini o'lchab, eritmadagi modda konsentratsiyasini aniqlash mumkin. Qand eritmasining aylantirish qobiliyati juda katta, shuning uchun bu hodisadan eritmalarda qandning konsentratsiyasini aniqlashda foydalanish mumkin. Bu maqsadda **saxarometr** deb nom olgan maxsus polarizatsion qurilmalardan foydalaniladi.

5.7. Qutblanish tekisligining magnit maydoni ta'sirida aylanishi

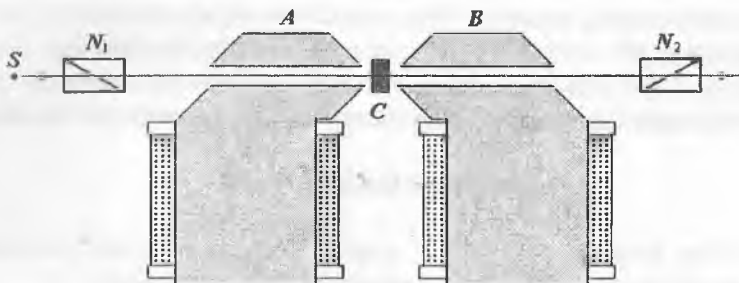
Tabiiy sharoitda qutblanish tekisligini aylantira olmagan moddalar tashqi magnit maydoni ta'sirida qutblanish tekisligini aylantira oladigan bo'lib qoladi. Qutblanish tekisligining magnit maydoni ta'sirida aylanish hodisasi 1846-yil Faradey tomonidan ochilgan. Bu kashfiyot Faradeyning yorug'lik va magnit hodisalari orasidagi bog'lanishni topishga bag'ishlangan davomli tajribalari samarasida kelib chiqqan. Faradey magnit maydonining yorug'likka bevosita ta'sir etishini topdim deb o'ylagan, shuning uchun u: «Men yorug'lik nurini magnitlay va elektrlay oldim va magnit kuch chiziqlarini yorita oldim» deb yozgan. Aslida esa Faradey tomonidan ochilgan hodisa boshqa xarakterga egadir: magnit maydoni shu maydondagi moddaga ta'sir qiladi, faqat moddaning o'zigina yorug'likning tarqalish xarakterini o'zgartiradi.

Qutblanish tekisligining magnit maydoni ta'sirida aylanishi yorug'likning shaffof moddalarda magnit kuchlanish chiziqlari bo'ylab tarqalishida hosil bo'ladi. Shuning uchun qutblanishning magnit ta'sirida aylanishi elektromagnit uchlarini parmalab teshilgan ingichka kanal bo'ylab kuzatish eng qulay bo'ladi. Tajriba chizmasi 5.17-rasmda ko'rsatilgan. S – yorug'lik manbai, A va B – elektromagnit uchlar, N_1 va N_2 – nikollar C – ichida qutblanish tekisligi aylanishi yuz beradigan jism. Magnit maydoni hali paydo bo'lmaganda, ya'ni elektromagnit toki ulanmaganda, N_1 va N_2 – nikollar ayqash turganda bu murakkab sistema orqali yorug'lik o'tmaydi. Elektromagnit zanjiri ulanib tok qo'yilganda qutblar orasida magnit maydoni hosil bo'ladi, shaffof C jism orqali o'tishda yorug'likning qutblanish tekisligi buriladi va N_2 nikol orqali yorug'lik o'tadi.

Qutblanish tekisligining ψ burilish burchagi yorug'likning magnit maydonidagi modda ichidagi l uzunligiga hamda H magnit maydon kuchlanishiga proporsional:

$$\psi = k \cdot l \cdot H$$

k - koeffitsiyent berilgan jismning magnit maydonida qutblanish tekisligini aylantira olish darajasini ko'rsatadi. k koeffitsiyentning son qiymatlari, umuman aytganda, unchalik katta emas. Shaffof qattiq jismlar ham, suyuqlik va gazlar ham magnit maydonida qutblanish tekisligini aylantira oladi. Agar ψ burchak minutlar bilan, H – erstedlar bilan, l – sm lar bilan o'lchangan bo'lsa, shishaning ba'zi bir xillari uchun (og'ir flint) k ning qiymati 0,1 ga yetadi.



5.17 - rasm. Qutblanish tekisligining magnit maydoni ta'sirida aylanishini kuzatish usuli.

Qutblanish tekisligini burish yoʻnalishiga qarab jismlar 2 turga boʻlinadi. Qutblanish tekisligini magnit maydoni yoʻnalishi boʻyicha kuzatuvchiga nisbatan oʻng tomonga buruvchi moddalar musbat moddalar deb ataladi. Boshqacha aytganda, agar magnit maydoni kuchlanganligining yoʻnalishi parma nayzasining musbat harakatiga mos kelsa, unga parma bandining aylanish yoʻnalishi musbat aylantiruvchi moddaning qutblanish tekisligini burish yoʻnalishini koʻrsatadi. Musbat moddalar uchun k koeffitsiyent musbat hisoblanadi. Aksincha, unga qarama-qarshi yoʻnalishiga aylantiruvchi moddalar manfiy modda deb ataladi. Manfiy moddalar tarkibida ham faqat paramagnit atomlar boʻladi. Paramagnit moddalarning oʻzlari esa hamma vaqt ham manfiy boʻlavermaydi. Berilgan moddaning aylantirish yoʻnalishi faqat magnit maydon yoʻnalishi vositasidagina belgilanadi va u yorugʻlikning tarqalishi yoʻnalishiga aslo bogʻliq emas.

Qutblanish tekisligining tashqi magnit maydoni taʼsirida aylanishi bilan bir qatorda yana bir muhim effekt XIX asr oxirida Zeeman tomonidan kashf qilindi. Aynan tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan nurlanuvchi modda spektral chiziqlarining ajralishi kuzatildi.

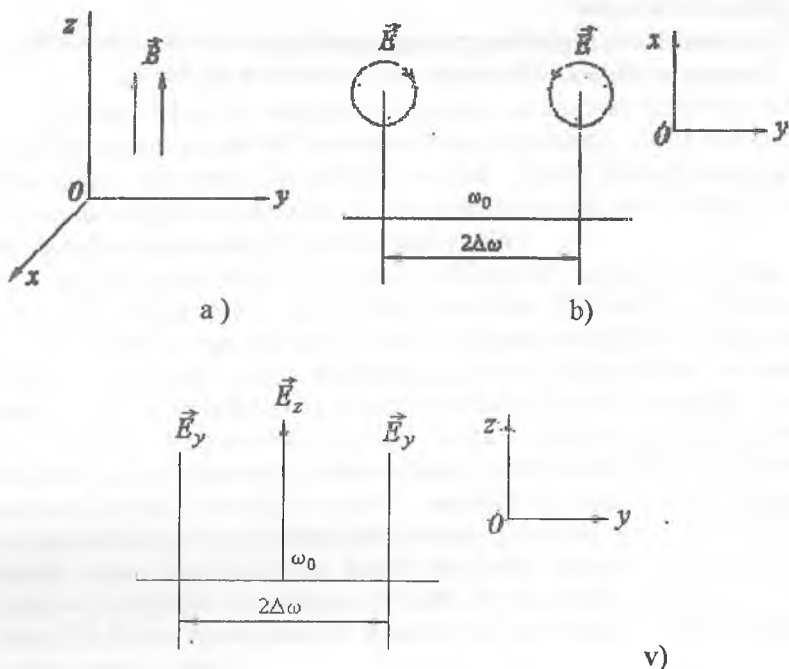
Zeeman effektini Lorens nazariy tushuntirdi. Bu nazariyaga asosan, atomda elektronlar mumkin boʻlgan yoʻnalishda qutblangan ω_0 chastotali garmonik tebranib, xuddi shunday chastotali elektromagnit nurlar chiqaradi. Elektronning murakkab harakatini Z oʻqi boʻylab tebranma va XOY tekislikda aylanma harakatlari yigʻindisi deb qarash mumkin. XOY tekislikda aylanma harakati bir xil ehtimollik bilan 2 xil – soat strelkasi boʻylab va soat strelkasi yoʻnalishiga qarshi boʻlishi mumkin (5.18-rasm, b). Induksiyasi 0 dan B gacha ortib boruvchi tashqi magnit maydonda Faradey elektr yurituvchi kuch induksiyasi yuzaga kelib, elektronning tezlanish bilan harakatlanishiga, yaʼni energiyasining oʻzgarishiga olib keladi. Maydonning ortish vaqti elektronning xususiy aylanish davriga nisbatan har doim katta boʻladi. Elektronning orbita radiusi oʻzgarmasdan chastotasi orta boradi. Chastotasining oʻzgarishi:

$$\Delta\omega = \pm B \cdot e/2m.$$

Bu tajriba bilan mos keladi. Z oʻqi boʻylab elektronning qutblangan bunday bir-biriga qarama-qarshi aylanma harakati kuzatiladi.

Y oʻq boʻylab kuzatganimizda aylanma qutblanishga mos nurlanish oʻrniga X yoʻnalishda tebranuvchi $\omega_0 \pm \Delta\omega$ chastotali nurlanish hamda Z oʻq boʻylab tebranuvchi chastotasi oʻzgarmagan ω_0 chastotali nurlanish-

lar chiziqlari ko'rinadi. Agar boshlang'ich spektral chiziqlari juda murakkab strukturaga ega bo'lsa, Zeeman effekti murakkablasha borib, uni faqat kvant mexanikasi yordamida tushuntirish mumkin.



5.18 – rasm

Agar nurlanuvchi atomlar tashqi elektr maydoni ta'sirida bo'lganda ham spektral chiziqlarning ajralishi kuzatiladi. Bu effektni birinchi marta 1913-yilda Shtark kuzatdi. Shtark effekti kuchli elektr maydonni talab qiladi. Uning qonuniyatini faqat kvant mexanikasi tushuntiradi.

Nazorat uchun savollar

1. Malyus qonunini tushuntiring.
2. Bryuster hodisasini tushuntiring.
3. Bryuster burchagi qanday burchak?
4. Qo'sh sinishni tushuntiring.
5. Qutblovchi va analiz (analizator) qiluvchi qurilmalarni tushuntiring.

6. Analizotropiyani sun'iy ravishda hosil qilishni tushuntiring.
7. Kerr effektini tushuntiring.
8. Kotton-Muton hodisasini tushuntiring.
9. Qutblanish tekisligining aylanishini tushuntiring.
10. Saxarometr nima?
11. Qutdlanish tekisligini magnit maydonida aylanishini tushuntiring.
12. Zeeman va Shtark effektlarini mohiyatlarini aytib bering.

VI bob. YORUG'LIKNING YUTILISHI VA DISPERSIYASI

6.1. Yorug'likning yutilishi

Yorug'lik har bir moddadan o'tganda odatda ozmi-ko'pmi yutiladi. Yutilish odatda *selektivlik xarakteri* bilan sifatlanadi, ya'ni turli to'lqin uzunligiga oid yorug'lik turlicha yutiladi. Yorug'likning rangi uning to'lqin uzunligi bilan aniqlanadi, umuman aytganda, turli tusdagi nurlar berilgan bir moddaning o'zida turlicha yutiladi.

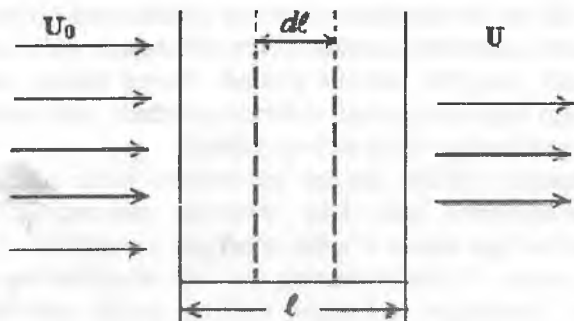
Bo'yalmagan shaffof jismlar ko'rinuvchi nurlar intervaliga oid yorug'lik to'lqinlarini juda kam yutuvchi jismlardir. Chunonchi, qalinligi 1sm bo'lgan shisha o'zidan o'tadigan yorug'likni 1% ga yaqin qisminigina yutadi. O'sha shishaning o'zi esa ultrabinafsha va ulardan juda uzoqda joylashgan infraqizil nurlarni kuchli ravishda yutadi. Ko'rinuvchi nurlar *selektiv* yutuvchi jismlar – rangdor shaffof jismlardir. Masalan, qizil va qirmizi nurlarni kam yutib, yashil, ko'k va binafsha nurlarni ko'plab yutadigan shisha – «qizildir». Agar shunday shishaga turli uzunlikdagi to'lqinlar aralashmasidan iborat oq yorug'lik tushsa, bu shisha orqali faqat qizil tus hissini beruvchi uzunroq to'lqinlar o'tib, qisqaroq to'lqinlar yutiladigan bo'ladi. O'sha shisha yashil yoki ko'k yorug'lik bilan yoritilganda u qora bo'lib ko'rinadi, chunki shisha bu nurlarni yutib qoladi.

Elektronlar nazariyasi nuqtai nazaridan qaraganda, yorug'likning yutilish sababi o'tuvchi yorug'lik to'lqinlarining elektronlarda majburiy tebranishlar qo'zg'atishidadir. Elektronlarni tebrantirib turishga energiya sarf bo'lib u energiya borib-borib boshqa xil energiyaga aylanib ketadi. Agar atomlarning o'zaro to'qnashishlari natijasida elektronlar tebranishlarining energiyasi betartib molekulalar harakati energiyasiga aylansa, unda jism qiziydi.

Faraz qilamizki, bir jinsli moddada parallel nurlar dastasi tarqalayotgan bo'lsin. Bu moddada yorug'likning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan ikkita parallel sirt bilan chegaralangan Δl qalinlikdagi cheksiz yupqa qatlamni ajratib olamiz. Nurlarning bu qatlamdan o'tishida energiya oqimining zichligi - dU miqdorda o'zgaradi. Bu - dU kamayishni berilgan yutuvchi qatlamdagi energiya oqimi zichligining o'ziga va qatlamning qalinligiga proporsional bo'ladi deb faraz etish mumkin (6.1-rasm)

$$-dU = kU d\ell \quad (6.1)$$

k - ko'effitsiyent yutuvchi moddanning xususiyati bilan aniqlanib, yutish ko'effitsiyenti deb ataladi. k – ko'effitsiyentning o'zgarmasligi har bir qatlamda o'sha qatlamga yetib kelgan oqimning doim bir xil qismi yutilishini ko'rsatadi.



6.1 - rasm. Yorug'likning yutilishiga doir chizma

Energiya oqimi zichligining chekli ℓ qatlamda kamayish qonunini topish uchun (6.1-rasm) ifodani

$$\frac{dU}{U} = -k d\ell \quad (6.2)$$

ko'rinishida yozamiz va uni 0 dan ℓ gacha bo'lgan chegarada integrallaymiz:

$$\int_0^{\ell} \frac{dU}{U} = -k \int_0^{\ell} d\ell \quad (6.3)$$

Qatlam boshidagi ($\ell=0$) oqim zichligi U_0 bo'lsin. U bilan moddanning ℓ qalinligini o'tganidan keyingi qiymatini belgilaylik. (6.3) ni integrallab quyidagini hosil qilamiz:

$$\ln U - \ln U_0 = -k\ell \quad \text{yoki} \quad \ln \frac{U}{U_0} = -k\ell.$$

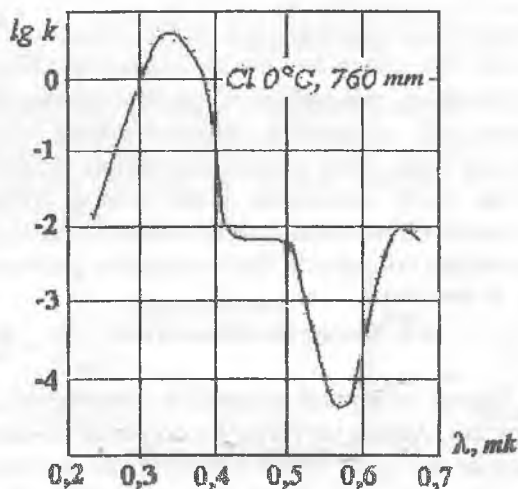
Bundan esa quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$U = U_0 e^{-k\ell} \quad (6.4)$$

e - natural logarifmlar asosidir. Yutilish koeffitsiyenti k qancha katta bo'lsa, yorug'lik shuncha ko'p yutiladi. qatlam $\ell = \frac{1}{k}$ bo'lganda, (6.4) ifodaga muvofiq:

$$U = \frac{U_0}{e} \cong \frac{U_0}{2,72}.$$

Shunday qilib, $\frac{1}{k}$ ga teng qalinlikdagi qatlam energiya oqimining zichligini 2,72 marta susaytirar ekan. Yutilish koeffitsiyentining son qiymatlari turli moddalar uchun juda keng miqyosda tebranadi. Ko'rinuvchi yorug'lik sohasida bir



6.2 - rasm. Xlarning k yutish koeffitsiyenti logarifmining λ to'liqin uzunligiga bog'liqligi

atmosfera bosimdagi havo uchun k taxminan 10^{-5}sm^{-1} , shisha uchun $k \approx 10^{-2} \text{sm}^{-1}$ metallar uchun esa k o'n minglab tartibda bo'ladi. Barcha moddalarning k yutilish koeffitsiyenti to'liqin uzunligiga ozmi-ko'pmi

bog'liq. 6.2-rasmda 0°C va bir atmosfera bosimdagi gaz holatli xlor uchun lgk ning to'liq uzunligi λ ga bog'liqligi tasvirlangan.

Rasmdan ko'rinishicha, binafsha sohada koeffitsiyent katta bo'ladi, undan so'ng – sariq, yashil sohada keskin pasayib ketadi va qizil sohada yana ko'tariladi. Tajribada yorug'likning shaffof erituvchida eritilgan moddada yutilishida, yutilish yorug'lik nurining eritmada yo'l uzunligi birligiga to'g'ri keladigan yutuvchi molekulalar soniga proporsional ekanini ko'rsatadi. Yo'l birligiga to'g'ri keladigan molekulalar soni eritma konsentratsiyasi C ga proporsional bo'lgani uchun k yutilish koeffitsiyenti C ga proporsional bo'ladi, bundan esa $k = \chi \cdot c$ deb olish mumkin. Bundagi χ - eritma konsentratsiyasiga bog'liq bo'lmaydigan, faqatgina yutuvchi modda molekulalarining xususiyatlari bilan belgilanuvchi yangi o'zgarma koeffitsiyentdir. k ning bu qiymatini (6.4) formulaga qo'ysak:

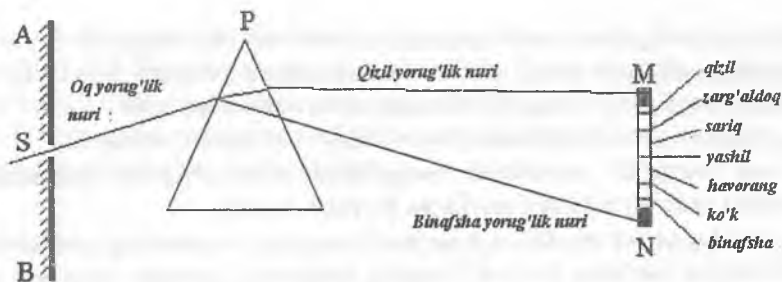
$$U = U_0 e^{-\chi c l} \quad (6.5)$$

χ -koeffitsiyent eritma konsentratsiyasiga bog'liq emas degan tasdiq Beer qonuni deb ataladi. Bu qonun har bir molekulaning xususiyatini unga qo'shni molekulalarning mavjudligi o'zgartirmagandagina bajariladi. Yuqori konsentratsiyali eritmalarda molekulalarning o'zaro ta'sirlari sezilarli bo'ladi va unda Beer qonuni bajarilmay qoladi. Bu qonun bajarilgan hollarda (6.5) munosabat yorug'likning eritmada yutilish darajasiga qarab eritma konsentratsiyasini aniqlash imkoniyatini beradi. Yuqori konsentratsiyali eritmalarda Beer qonunidan chetlanish mavjud.

6.2. Yorug'lik dispersiyasi

Yorug'lik dastasi uch yoqli prizmadan o'tayotganda, nur prizma asosiga tomon og'adi. Ammo bu yorug'lik oq yorug'lik dastasi bo'lsa, u prizmadan o'tgandan so'ng og'ibgina qolmay, balki uni prizma moddasi rangli dastalarga ham ajratadi. Bu hodisa *yorug'lik dispersiyasi* deb ataladi. Buni birinchi marta 1666-yilda *Isaak Nyuton* optika sohasida qilgan bir qancha ajoyib tajribalarida tekshirgan edi (6.3.-rasm).

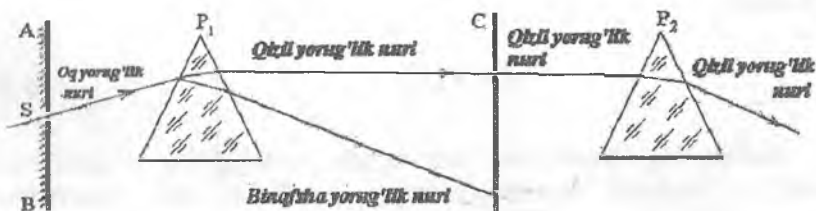
Dispersiya o'zi lotincha bo'lib, **dispergo-sochaman** degan ma'noni beradi.



6.3 - rasm. Nyuton tajribasi. Quyoshning yorug'lik nurlari dastasi prizmadan o'tishida spektr hosil bo'lishi.

Nyuton tajribalarida yorug'lik manbai sifatida Quyosh nuri bilan yoritiladigan deraza yog'ochi AB dagi kichkina teshik S olingan edi. Teshik oldiga P prizma qo'yilganda, devorda dog' o'rniga bo'yalgan MN yo'l hosil bo'ldi. Nyuton bu yo'lni **spektr** deb atadi. Bunday spektrda birin-ketin bir-biriga o'tuvchi ettita asosiy rang: **qizil**, **zarg'aldoq**, **sariq**, **yashil**, **havo rang**, **ko'k** va **binafsha** ranglar bor edi. Bularning har biri spektrning har xil o'lchamdagi qismlarini egallaydi. Spektrning eng ko'p qismini binafsha, eng oz qismini esa qizil yo'l tashkil etadi.

Bundan keyingi tajribada P_1 prizma yordami bilan hosil qilingan rangli nurlarning keng dastasidan kichkina teshigi bor ekran bilan nurlarning ma'lum rangdagi tor dastalari ajratilib, ikkinchi prizma P_2 ga yuborildi (6.4-rasm).



6.4 - rasm. Nyuton tajribasi. P_2 prizma ekran C bilan ajratilgan bir rangli nurlarni buradi, lekin ularning rangini o'zgartirmaydi.

P_2 prizma bu nurlarni burib, ularning rangini o'zgartirmaydi. Bunday nurlar **oddiy** yoki bir rangli (**monoxromatik**) nurlar deb ataladi. Tajribaning ko'rsatishicha, qizil nurlar binafsha nurlarga qaraganda kam

buriladi, ya'ni prizma turli rangdagi nurlarni turlicha sindiradi. Nyuton prizmadan chiqqan rangli nurlar dastasini linza yordami bilan yig'ib, ekranda rangli yo'l o'rniga teshikning oq tasvirini hosil qildi.

Nyuton ana shu tajribalardan quyidagi xulosalarni chiqardi:

• *oq yorug'lik murakkab yorug'likdir. Oq yorug'lik prizmadan o'tishida juda ko'p rangli nurlarga bo'linib ketadi;*

• *muayyan bir modda uchun turli rangdagi nurlarning singdirish ko'rsatkichi turlicha bo'ladi, buning natijasida, prizma moddasi oq yorug'lik dastasini burganda yorug'lik dastasi spektrga ajraladi;*

• *spektrning rangdor nurlari qo'shilsa, yana oq yorug'lik hosil bo'ladi.*

Yorug'lik dispersiyasi yorug'lik prizmaning shishasidan o'tgan-dagina ro'y bermay, balki yorug'lik sinishining boshqa ko'pgina hollarida ham ro'y beradi. Masalan, quyosh nuri atmosferada hosil bo'ladigan suv tomchilarida singanda rangdor nurlarga ajraladi; kamalak paydo bo'lishining sababi ham ana shudir.

Umuman olganda, sindirish ko'rsatkichi yorug'lik nurlari dastasi-ning tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi, ammo u yorug'likning rangiga bog'liq bo'ladi. Buni Nyuton kashf etganligini ko'rdik.

Yorug'lik dispersiyasi deganda moddaning sindirish koeffitsiyen-tining yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqligidan yuz beradigan hodisalar tushuniladi. Turli to'lqin uzunligiga ega bo'lgan turli tusli yorug'lik ikki shaffof moddaning yondashish chegarasida turlicha sinar ekan. Bundan ko'rinadiki, berilgan har bir moddaning sindirish koeffitsiyentini to'lqin uzunligining funksiyasi sifatida yozish mumkin (6.5-rasm).

$$n = f(\lambda) \quad (6.6)$$

Moddaning dispersiyasi deb to'lqin uzunligining o'zgarishiga qarab n sindirish koeffitsiyentining qanchalik tez o'zgarishini ko'rsatuvchi miqdorga aytiladi. Agar λ_1 va λ_2 dan iborat ikki to'lqin uzunligiga loyiq sindirish koeffitsiyentlarining qiymatlari mos holda n_1 va n_2 bo'lsa, moddaning λ_1 dan λ_2 gacha bo'lgan to'lqin uzunlik sohasida moddaning o'rtacha dispersiyasi $\bar{v}$ ushbu

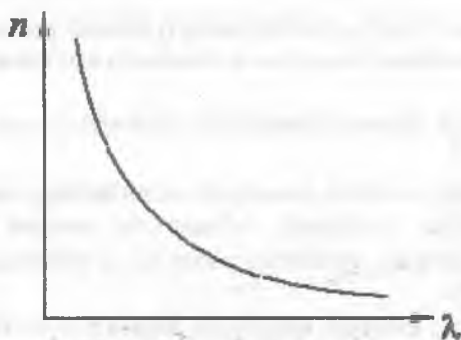
$$\bar{v} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \quad (6.7)$$

munosabat yordamida ifodalanadi. Bunda $\Delta n = n_2 - n_1$ va $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ to'liq uzunliklari intervalini cheksiz kichiklashtirish yo'li bilan dispersiyaning berilgan λ to'liq uzunligi yaqinidagi v qiymatini topamiz. U vaqtda (6.7) munosabat o'rniga n sindirish koeffitsiyentining to'liq uzunligiga nisbatan olingan hosilasi ishlatiladi:

$$v = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda) \quad (6.8)$$

Barcha shaffof moddalarning n sindirish koeffitsiyenti λ to'liq uzunligi qisqargan sari monoton orta boradi. Bu hol shaffof moddalarda binafsha nurlarning yashil nurlarga nisbatan kuchliroq sinishi, yashil nurlarning esa qizil nurlardan kuchliroq sinishidan iborat (6.5-rasm).

Sindiruvchi burchaklari teng bo'lgan, lekin turli moddalardan ishlangan prizmalar yordamida hosil qilingan spektrlarni taqqoslaganda spektrlarning turli burchakka og'ganligini emas, balki ularning ko'proq yoki ozroq cho'zilganini ham ko'rish mumkin. Masalan: Suv va uglerod sulfid tashkil etgan bir xil prizmalarni taqqoslaganda ikkinchi prizma hosil qilgan spektr (qizildan binafsha nurlargacha) birinчисinikidan 5–6 marta uzun ekanini ko'ramiz. Turli to'liq uzunliklarga tegishli sindirish ko'rsatkichini o'lchab, prizma moddasining dispersiyalash qobiliyatini, ya'ni $n=f(\lambda)$ funksiyani tekshirish mumkin.

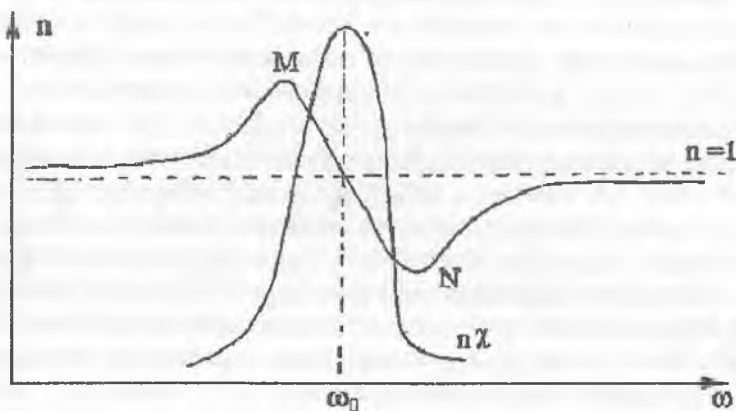


6.5 - rasm. Normal dispersiya

Dispersiyaning orta borishi bilan sindirish ko'rsatkichi ham orta borsada, lekin hamma vaqt ham bunday bo'lavermaydi. Hatto dispersiyaning umumiy o'zgarib borishi, ya'ni to'liq uzunlik kamaygan sari

sindirish ko'rsatkichining kattalasha borishi hamma vaqt ham o'rinli bo'lavermaydi

Leru (1862-y.) yod bug'i to'ldirilgan prizmada yorug'lik sinishini kuzatib, qizil nurlarga qaraganda ko'k nurlar kamroq sinishini topdi (boshqa nurlarni yod yutadi va ular ko'rinmay qotadi). **Leru bu xususiyatni anomal dispersiya** deb atadi. Spekrtning biror sohasida anomal dispersiyaga ega bo'lgan barcha moddalar bu sohada yorug'likni ko'p yutadi (6.6-rasm). Rasmda MN soha anomal dispersiya sohasi, shu sohada yutilish chizig'i mavjud.



6.6 - rasm. Yolg'iz yutilish (chizig'i) polosasi yaqinida yuz beradigan dispersiya va absorbsiya egri chizig'i

6.3. Dispersiyaning elektron nazariyasi

Dispersiyaning elektron nazariyasi atomlarning xususiy tebranishlari tushunchasidan foydalanib, tebranuvchi zarralar (elektronlar va ionlar) tabiatini aniqladi, modda va yorug'lik to'g'risidagi tasavvurimizni chuqurlashtirdi.

Dispersiyaning elektron nazariyasi asoslari bilan birmuncha batafsilroq tanishaylik.

Yuqorida aytganimizdek, yorug'lik bilan moddaning o'zaro ta'siri mohiyati tushayotgan to'lqin maydoni ta'sirida modda elektronlari (va ionlari)ning tebranishlari natijasida paydo bo'lgan ikkilamchi to'lqinlar bilan birlamchi to'lqinlarning interferensiyalanishidan iborat. Demak, sindirish ko'rsatkichining to'lqin uzunlikka bog'lanishini keltirib

chiqarish uchun dielektrik singdiruvchanlikning o'zgaruvchan elektr maydon chastotasiga qanday bog'langanligini topamiz, so'ngra

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (6.9)$$

munosabatga asosanib n ni topamiz. Elektron nazariyaga muvofiq dielektrikning molekula yoki atomlarini tarkibida elektronlar bo'lgan sistemalar deb qaraymiz. Bu elektronlar molekular ichida muvozanat vaziyatida bo'ladi. Tashqi maydon ta'sirida bu zaryadlar muvozanat vaziyatidan r masofa qadar siljib, atomni maydon bo'ylab yo'nalgan $p = er$ momentli elektr sistemasiga (dipolga) aylantiradi. Agar tekshirilayotgan muhitning birlik hajmida qutblanadigan N ta atom bo'lsa, birlik hajmning elektr momenti, ya'ni muhitning qutblanishi $P = Np = Ner$ bo'ladi.

Bunda biz soddalik maqsadida muhitda faqat bir xil atom bor va har bir atomda siljiy oladigan bittagina elektron bor deb faraz qildik.

Aks holda

$$P = \sum N_i e_i r_i$$

ko'rinishida ifodalanar edi. Bunda i indeks, i - sort zaryadlarga tegishli bo'lar edi. Muhitning elektr qutblanishini bilgan holda uning ε dielektrik singdiruvchanligini hisoblab topish mumkin. Muhitning elektromagnit induksiyaasidan:

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi P \quad (6.10)$$

D - muhitning elektr induksiyaasi.

Demak,

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi N \cdot e \cdot r \quad (6.11)$$

bo'lib, bunda r ni E maydon aniqlaydi.

Shunday qilib, masala davriy o'zgaruvchi tashqi maydon ta'sirida elektronning r siljishini aniqlashdan iborat bo'lib qoladi, bunda tarkibiga shu elektron ham kirgan atomning boshqa qismlarining va atrofdagi atomlarning shu elektronga ta'sir etadigan kuchlari hisobga olinadi,

ya'ni bu masala elektronning majburiy tebranishlari to'g'risidagi masaladir. Bu yerda gap atom ichida qiladigan harakatning chastotasi yorug'lik to'liqini chastotasi tartibida bo'ladigan elektronlar to'g'risida ketayotganini nazarda tutish kerak. Ular **optik elektronlar** deyiladi. Mana shu optik elektronlarga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagi kuchlardan iborat. **Muvozanat vaziyatda tutib turuvchi kuch:**

$$F = -br$$

Bu kuch elastiklik kuchi xarakteriga ega bo'lishi kerak. b - elastik bog'lanishga tegishli doimiy. r - elektronning muvozanat holatdan siljishi.

Tormozlovchi kuch. Haqiqatdan tebrantirilgan elektron o'z energiyasini asta-sekin sochadi va tebranish amplitudasi vaqt o'tishi bilan kamayadi. Shunday qilib, tebranish qat'iy garmonik bo'lmay so'nuvchi tebranish deb qarash kerak. Har qanday holda ham tebranish amplitudasi kamayadi va binobarin elektron harakatiga tormozlovchi (disipativ) kuch ta'sir ko'rsatadi. Demak, elektronga ta'sir etuvchi ikkinchi kuch sifatida qarshilik kuchini ya'ni tormozlash kuchini kiritamiz:

$$G = -g \frac{dr}{dt} = -g\dot{r}$$

g - muhitning xossalriga bog'liq koeffitsiyent.

Majbur etuvchi kuch. Muhitda tarqaluvchi yorug'lik to'liqini ta'sirida elektronlar majburiy tebranish qiladi. Yorug'lik to'liqini ta'sirini bu to'liqinning elektr maydoni kuchlanganligi aniqlaydi. Ya'ni elektronga eE kuch ta'sir qiladi deb hisoblaymiz.

Ta'sir qiluvchi kuchlar to'g'risida yuqorida ko'rsatilgan farazlarni qilgach, elektron uchun Nyutonning harakat tenglamasini yoza olamiz:

$$m\ddot{r} = eE - br - g\dot{r} \quad (6.12)$$

Bu tenglama majburiy tebranishlarning harakat tenglamasidir. Bu tenglamani yechib, r ni binobarin, $P = N_P = N_{er}$ ni aniqlaymiz va demak, $\varepsilon = n^2$ ni atomning doimiylari (e, m, ω_0, g) tashqi maydonning ω chastotasi funksiyasi sifatida topamiz, ya'ni dispersiya masalasini

yechamiz (6.12). Arap qarshilik kuchi nazarga olinmasa, ya'ni $g=0$ deb hisoblansa, elektronlarning majbur etuvchi kuch ta'sirida qiladigan harakatining asosiy xususiyatlarini topish ancha oson. Yorug'lik to'lqinining E maydonini ω chastotaning sodda sinusoidal funksiyasi deb, ya'ni $E = E_0 \sin \omega t$ deb hisoblash mumkin. $g=0$ deb faraz qilib, (6.12) tenglamaning ikkala tomonini m ga bo'lib yuborsak, tenglama:

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t \quad (6.13)$$

ko'rinishga keladi.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{b}{m}}$$

elektronning xususiy tebranish chastotasi (6.9) tenglamaning yechimini

$$r = A \sin \omega t; \quad (6.14)$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin

$$A = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

r aniqlangach P ni topamiz

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

bo'ladi. Bundan foydalanib $D = \varepsilon E = E + 4\pi P$ munosabat asosida soddalashtirilgan masalamizning

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (6.15)$$

yechimini topamiz.

Bu formulaga muvofiq sindirish ko'rsatkichi tashqi maydonning ω chastotasiga bog'liq, ya'ni topilgan formula yorug'lik dispersiyasi

hodisasini aks ettiradi, ammo bu formulani chiqarishda soddalashtiruvchi ba'zi bir farazlar qilingan edi. Bu farazlar kelgusida bartaraf qilinishi kerak. (6.15) dan ko'rinib turganidek, $\omega = 0$ dan to $\omega = \omega_0$ gacha bo'lgan sohada $n > 1$ va ω oshgan sari n orta boradi (normal dispersiya) (6.6-rasm). Sindirish ko'rsatkichining qiymati cheksiz bo'lishi fizik ma'noga ega emas, bu qiymat masalani soddalashtirish maqsadida harakatni sundiruvchi qarshilik kuchi yo'q ($g=0$) deb qilingan faraz tufayli hosil bo'ladi.

MN soha - anomal dispersiya sohasi, bu sohada ω chastota oshgan sari n kamaya boradi.

(6.15) formulada N ni ham zichlikka yoki birlik hajmdagi N_0 atomlar soniga proporsional deb hisoblasa bo'ladi. Demak, $N = fN_0$ deb olamiz; o'lchamsiz f - koeffitsiyent odatda ossilyator kuchi deyilib, bu bilan dispersiya hodisalarida shu ossilyatorlarning qatnashish hissasi yoki ularning effektivligi ta'kidlanadi. Shunday qilib, (6.15) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$n^2 = 1 + 4\pi N_0 \frac{e^2}{m} \frac{f}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (6.16)$$

Agar moddada e_i zaryadi va m_i massasi turlicha bo'lgan va turli ω_{0i} xususiy chastotada tebrana oladigan bir necha sort zaryadlar bo'lishi e'tiborga olinsa, u holda (6.16) formula o'rniga

$$n^2 = 1 + 4\pi N_0 \sum \frac{f_i e_i^2}{m_i} \frac{f}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)} \quad (6.17)$$

ifoda olinadi. Bunda f_i - turlicha ω_{0i} chastotalarga mos keladigan ossilyatorlar ayrim sortlarining kuchlari (yoki effektivliklari).

Nazorat uchun savollar

1. Yorug'likning yutilish hodisasini tushuntiring.
2. Yutish koeffitsiyenti mohiyatini tushuntiring.
3. Yutish qonuni formulasini keltirib chiqaring.
4. Yutish koeffitsiyenti to'liq uzunligiga bog'liqligini tushuntiring.

5. Beer qonunini tushuntiring.
6. Dispersiya hodisasini tushuntiring.
7. Normal dispersiyani tushuntiring.
8. Nyuton tajribalarini tushuntiring.
9. Anomal dispersiyani tushuntiring.
10. Dispersiyaning elektron nazariyasini tushuntiring.

VII bob. YORUG'LIKNING SOCHILISHI

7.1. Yorug'likning sochilish hodisasi va Tindal tajribasi

Muhitga tushgan yorug'lik qaytish, sinish va yutilishdan tashqari sochiladi ham. Bu hodisani kundalik hayotimizda har kuni kuzatamiz. Yorug'likning atmosferada sochilishi natijasida osmon ko'm-ko'k bo'lib ko'rinadi. Agar yorug'lik atmosferada sochilimaganda edi, kunduz kuni ham biz quyosh va yulduzlarni qorong'i osmonlarda kuzatgan bo'lar edik. Yorug'lik maydoni ta'sirida tebranayotgan elektronlarning majburiy tebranishlari tufayli paydo bo'ladigan ikkilamchi to'lqinlar yorug'lik to'lqini olib kelayotgan energiyaning bir qismini chetga sochib yuboradi. Boshqacha qilib aytganda moddadan yorug'lik tarqalayotganda yorug'lik sochilishi kerak. Bunday hodisa yuz berishi uchun yorug'lik to'lqinining o'zgaruvchi maydoni ta'siri ostida tebrana oladigan elektronlarning bo'lishi yetarlidir. Bunday elektronlar esa har qanday moddiy muhitda yetarli miqdorda bor. Agar muhit optik jihatdan bir jinsli bo'lsa ya'ni uning sindirish ko'rsatkichi nuqtadan nuqtaga o'tilganda o'zgarmasa u holda to'lqin frontida bir-biridan ℓ masofada joylashgan tengdosh hajmlarning ixtiyoriy ikkitasi chiqarayotgan ikkilamchi to'lqinlar bir birini so'ndiradi. Muhitning bir jinsli va ikkilamchi to'lqinlarning kogerent bo'lishi yorug'lik sochilmasligining zaruriy va yetarli shartidir. Haqiqatda esa ideal bir jinsli muhitlar bo'lmaydi. Real muhitlarda turli sababdan paydo bo'lgan optik bir jinslimasliklar hamisha bo'ladi bu esa yorug'likning ba'zi hollarda juda intensiv, ba'zi hollarda juda zaif sochilishini bildiradi. Bir jinslimasliklar tufayli bo'ladigan difraksiya yorug'likning diffuziyasi yoki *sochilishi* deyiladi. Demak, muhitning bir jinsliligini buzish uchun sindirish ko'rsatkichining doimiyligini buzish kerak. Sindirish ko'rsatkichi n esa muhitning ϵ dielektrik singdiruvchanligiga

$$n = \sqrt{\epsilon}, \quad (7.1)$$

munosabat orqali bog'langan. Muhitning qutblanishi, ya'ni muhitning birlik hajmining tashqi E maydon ta'siri ostida oladigan elektr momenti

$P=Np$ ga teng, bu yerda N – birlik hajmdagi molekularlar soni, p – bu har bir molekulaning elektr momenti. Bu moment kattaligi $p=\alpha E$ tashqi elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional. Bunda α qutblanuvchanlik koeffitsiyenti deb atalib, molekulaning tuzilishini xarakterlaydi. Birlik hajm uchun yozsak:

$$P = N\alpha E \quad (7.2)$$

Elektrostatikadan ma'lumki

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi N\alpha E \quad (7.3)$$

yoki

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N\alpha \quad (7.4)$$

Sindirish ko'rsatkichining o'zgaras bo'lishi chiziqli o'lchamlari to'liq uzunligiga nisbatan uncha kichik bo'lmagan teng hajmlar uchun $N\alpha$ ko'paytma muhitning turli joylarida bir xil bo'lishini bildiradi. Agar optik jihatdan bir jinsli bo'lgan muhit mutlaqo bir xil molekulalardan tashkil topgan (α o'zgaras) bo'lsa, u holda N ham o'zgaras bo'lishi, ya'ni muhitning zichligi hamma yerda bir xil bo'lishi kerak, agar muhit har xil molekula yoki guruhlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda sindirish ko'rsatkichini o'zgarmaydigan qilish uchun N bilan α ni tegishlicha tanlab olish kerak. Masalan, benzol bilan uglerod sulfidning keraklicha qilib olingan aralashmasiga shisha parchalari botirilganda bu aralashma bir jinsli muhit bo'ladi, shisha bilan suyuqlik orasidagi bo'linish chegarasi sezilarli bo'lmay qoladi.

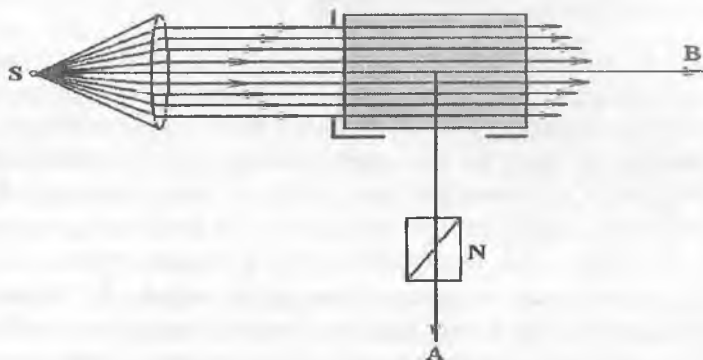
Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik to'liqining uzunligiga nisbatan kichik bo'lgan zarralarda yorug'likning sochilishini laboratoriya sharoitida birinchi bo'lib Tindal kuzatgan (1869-yil). Turli burchaklar hosil qilib sochilgan yorug'lik dastlabki oq yorug'likdan **ko'k** bo'lishi bilan farq qilishini tushayotgan yorug'lik yo'nalishiga nisbatan $\pi/2$ **burchak** hosil qilib sochilgan yorug'lik to'liq yoki deyarli to'liq **chiziqli qutblanishini** ham Tindal payqagan. Tindal **osmonning zangori bo'lib** ko'rinishiga Quyosh yorug'ligining yer atmosferasida chang zarralarida sochilishi sabab bo'lsa kerak, deb taxmin qilgan.

Ko'p hollarda tabiiy ravishda paydo bo'lgan optik bir jinslimasliklar tufayli yorug'lik intensiv ravishda sochiladi. Optik bir jinslimasligi oshkor bo'lgan muhitlar **xira muhitlar** deyiladi. Xira

muhitlar jumlasiga tutun (gazdagi qattiq zarralar) yoki tuman (havodagi suyuqlik tomchilari, masalan, suv tomchilari) kiradi.

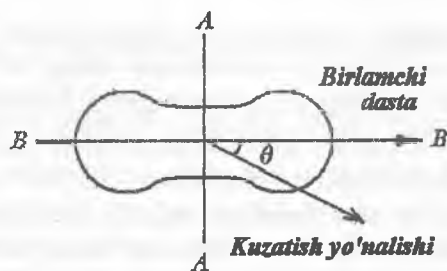
Bu hollarning hammasida xira muhit yorug'likni birmuncha ko'p sochib yuboradi, bu hodisa odatda Tindal hodisasi deyiladi.

Zarralarining o'lchami to'liq uzunligiga nisbatan kichik bo'lgan xira muhitlarda yorug'likning sochilishini o'rganish natijasida Tindal va undan keyingi tadqiqotchilar tajribada kashf etgan va nazariy jihatdan Reley asoslab bergan ba'zi umumiy qonuniyatlar topildi. Bu qonuniyatlar to'g'risida quyidagi tajribada tasavvur hosil qilish mumkin. To'g'ri burchakli kyuveta to'la suvga bir necha tomchi sut tomizib suv xiralashtiriladida, unga intensiv yorug'lik dastasi yuboriladi. Suvda yorug'lik dastasining izi aniq ko'rinib turadi. Yon tomonidan turib A yo'nalishda kuzatganda



7.1 - rasm. Xira muhitlarda yorug'lik sochilishini kuzatish chizmasi

sochilgan yorug'lik S manbadan kelayotgan yorug'likka qaraganda **zangoriroq** bo'ladi, qalinligi yetarlicha bo'lgan kyuveta orqali B yo'nalishda o'tib uzun to'liq nurlarga boyigan yorug'lik **qizg'ish** bo'ladi. Sochilgan yorug'likning dastlabki dastaga nisbatan 90° burchak ostida N qutblovchi orqali kuzatganda S dan kelayotgan dastlabki yorug'lik tabiiy yorug'lik bo'lsa ham sochilgan yorug'lik **chiziqli qutblangan** ekanligi ko'rinadi. Turli yo'nalishlar bo'ylab sochilgan yorug'likning intensivligi taqsimotini ko'rsatuvchi grafik sochilish **indikatrasi** deyiladi. Tushayotgan yorug'lik tabiiy yorug'lik bo'lganda sochilish indikatrasi 7.2-rasmda ko'rsatilgandek bo'lib,



7.2 - rasm. λ ga nisbatan kichik bo'lgan zarralar uchun sochilish indikatrasi

$$I \sim 1 + \cos^2 \theta$$

bilan ifodalanadi.

Fazoviy indikatrasi egri chiziqni (7.2-rasm) BB' o'qqa nisbatan aylantirib hosil qilinadi.

Reley o'lchamlari tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligiga nisbatan kichik bo'lgan sferik zarralarda sochilgan yorug'likning intensivligini hisoblab (1899-yil) dastlabki yorug'lik tabiiy yorug'lik bo'lgan holda sochilgan yorug'likning intensivligi quyidagiga teng bo'lishini topdi:

$$I = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N (V')^2}{2\lambda^4 L^2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right) (1 + \cos^2 \theta) \quad (7.5)$$

N - sochib yuboruvchi hajmdagi zarralar soni,

V' - va ε_0 - zarraning hajmi va dielektrik singdiruvchanligi,

ε - zarra muallaq holda yurgan muhitning dielektrik singdiruvchanligi,

θ - sochilish burchagi,

I_0 - tushayotgan yorug'likning intensivligi,

L - sochib yuboruvchi hajmdan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofa.

Releyning (7.5) formulasi yuqorida aytib o'tilgan qonuniyatlarni tavsiflaydi. Sochilgan yorug'likning intensivligi to'lqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsional ekan, $I \sim \frac{1}{\lambda^4}$ bu qonuniyat o'lchab topilgan natijalarga muvofiq keladi va *osmonning zangori*

bo'lish sababini izohlab beradi va bu Reley qonuni deyiladi. Biroq osmonning zangori bo'lishiga atmosferada chang borligining aloqasi yo'q ekan, biz buni keyinroq ko'rsatamiz. Reley formulasida muhitning optik jihatdan bir jinslimasligining o'lchovi bo'la oladigan $(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 / (\varepsilon + \varepsilon_0)^2$ ko'paytuvchi bor. Agar $\varepsilon = \varepsilon_0$ bo'lsa, muhit bir jinsli bo'lib qolib, yorug'lik ham sochilmay qo'yadi ($I=0$). Optik jihatdan bir jinslimaslikning bunday o'lchovi faqat mayda zarralargagina tegishli bo'lib qolmay, balki boshqa hollarda ham optik bir jinslimaslikning xarakteristikasi bo'la oladi.

Agar yorug'likni sochib yuboruvchi zarralarning o'lchamlari to'liq uzunligi bilan taqqoslasa bo'ladigan bo'lsa, u holda yorug'lik sochilishining biz muhokama qilgan qonuniyatlari yaramay qoladi; kolloid eritmalarida ko'pincha shunday bo'ladi.

Bunday yirikroq zarralarda sochilgan yorug'likning to'liq uzunligiga bog'lanishi kamroq sezilarli bo'ladi, ya'ni sochilgan yorug'lik zarralari mayda bo'lgan holdagidan kamroq zangori bo'ladi. Sochilgan yorug'lik faqat qisman qutblangan bo'ladi, bunda qutblanish darajasi zarralarning o'lchami va shakliga bog'liq bo'ladi. Sochilgan yorug'lik intensivligining burchaklar bo'yicha taqsimoti ham murakkablashadi, sochilish diagrammasi AA chiziqqa nisbatan (7.2-rasm) simmetrik bo'lmay zarralarning o'lchami, shakli va tabiatiga hamda atrofdagi muhitga qarab juda murakkab ko'rinishda bo'ladi, faqat dastlabki dasta yo'nalishiga nisbatan simmetrik bo'ladi.

Bu murakkabroq qonuniyatlari yirik zarrali xira muhitlarda yorug'likning sochilishini nazariy tomondan talqin etishni juda qiyinlashtiradi. Shunga qaramasdan, bunday hollar ancha katta qiziqish uyg'otadi, chunki ular odatda ko'p kimyoviy reaksiyalarning mahsuli bo'lgan kolloid eritmalar va xira muhitlarni tadqiq etishda yuz beradi. Shuning uchun bunday o'lchash ishlari kolloid kimyo, analitik kimyo va biologiyada keng qo'llanilib, tadqiq etishning *nefelometrik* usullarining mavzui hisoblanadi.

Osmonning zangori bo'lib ko'rinishiga yorug'likning chang zarralarida sochilishi sabab bo'ladigandek ko'rinar edi, biroq tajribalar bunday emasligini ko'rsatdi, chunki chang bo'lmagan toza atmosferada (baland tog'lardagi observatoriyalarda) osmon yanada to'q, zangori bo'lib ko'rinadi va uning yorug'ligi qutblanadi. Keyingi nazariy va eksperimental tadqiqotlar bu hodisalarning hammasiga yorug'likning havoda **molekulyar** sochilishi sabab bo'lishini ko'rsatdi.

7.2. Yorug'likning molekulyar sochilishi

Biz yuqorida aytgan ma'noda xira deb atash mumkin bo'lmaydigan muhitlar bilan ish ko'riladigan hollar, ya'ni muhit aralashma yoki boshqa jinslardan yaxshilab tozalangan suyuqlik (yoki gaz) dan iborat bo'lgan hollar ancha katta qiziqish uyg'otadi.

Bunday muhitlarda yorug'lik sochiladi, optik jihatdan bir jinslimaslik paydo bo'lishiga olib keladigan fizik sabab bor (L.I.Mandelshtam, 1907-yil). Ideal toza muhitlarda optik bir jinslimaslik yuzaga kelishining fizik sababi birdaniga topilgani yo'q. Juda muhim bo'lgan bir xususiy holda bir jinslilikning buzilishiga olib keladigan sababni M.Smoluxovskiy (1908-yil) ko'rsatib berdi. Gaz yoki suyuqlikning kritik temperaturasida yorug'lik intensiv ravishda sochilishi (kritik opalessensiya) ko'pdan beri ma'lum edi. Smoluxovskiy kritik temperaturada muhitning siqiluvchanligi juda katta ekanligiga diqqat qildi (kritik nuqtada nazariy tomondan $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$ ifoda cheksizlikka intiladi).

Bunday sharoitlarda kichikroq hajmlarda o'rtacha zichlikdan sezilarli chetlanishlar paydo bo'lishi mumkin, chunki siqiluvchanlikning katta bo'lishi issiqlik harakati kichik hajmlardan zichlikning sezilarli variatsiyalarini (zichlik fluktatsiyalari) yuzaga keltirishga qodir ekanligini bildiradi. Optik bir jinslilik buning oqibatida bo'ladigan buzilishi yorug'likning ko'p sochilishiga sabab bo'ladi. Smoluxovskiy kritik opalessensiya hodisasini izohlab berib, shu bilan yorug'likning, umuman sochilishiga olib keladigan bir jinslilikning buzilish sababini qaerdan izlash kerakligiga ko'rsatma berdi. U quyidagicha: muhit molekularining issiqlik harakati statistik harakterda bo'lgani tufayli muhitda zichlik fluktuatsiyalari paydo bo'ladi, bu fluktuatsiyalar ayniqsa kritik nuqta sohasida katta bo'ladi. Zichlikning $\Delta\rho$ fluktuatsiyasi sindirish ko'rsatkichining Δn fluktuatsiyasiga yoki dielektrik singdiruvchanlikning $\Delta\varepsilon$ fluktuatsiyasiga ($\varepsilon = n^2$) sabab bo'ladi, bu esa aslida optik bir jinslimaslikdan iborat. Kritik nuqtadan uzoqda fluktuatsiyalar kritik nuqta sohasidagidek uncha katta bo'lmasada har qalay bo'ladi va toza moddada yorug'lik o'sha fluktuatsiyalar tufayli sochiladi (Fluktuatsiya deb kattaliklarni o'rtacha qiymatlaridan chetlanishiga aytiladi).

7.3. A. Eynshteyn nazariyasi

1910 yilda Eynshteyn yorug'likning kritik nuqtadan uzoqda molekulyar sochilishining miqdoriy nazariyasini yaratdi: bu nazariya dielektrik singdiruvchanlikning $\Delta\epsilon$ fluktuatsiyalari tufayli muhitda optik bir jinslimaslik paydo bo'lish g'oyasiga asoslanadi.

Bu holda sochilgan yorug'likning intensivligi fluktuatsiyalar tufayli paydo bo'lgan optik birjinslimaslik bilan aniqlanadi. Sochilgan yorug'likning intensivligi $\overline{\Delta\epsilon}$ ning ishorasiga bog'liq bo'lmagani uchun intensivlik $(\overline{\Delta\epsilon})^2$ ga proporsional bo'ladi. Oddiy elektrodinamik hisob intensivlikning quyidagicha bo'lishini ko'rsatadi:

$$I = I_0 \frac{\pi^2}{2\lambda^4 L^2} V^* V (\overline{\Delta\epsilon})^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (7.6)$$

Bunda V^* - fluktuatsiya yuz bergan hajm bo'lib, yorug'lik to'lqinining uzunligiga nisbatan kichik, lekin ichida molekullar ko'p. Boshqa belgilar (7.5) formuladagidek olingan.

Endi yorug'likning molekulyar sochilishida optik bir jinslimaslikning o'lchovi $(\overline{\Delta\epsilon})^2$ miqdor bo'ladi. Agar $\Delta\epsilon$ fluktuatsiyalar zichlik va temperatura yoki p bosim va S entropiyadan iborat faqat ikki erkli termodinamik o'zgaruvchi bilan aniqlanadi deb hisoblasak, u holda:

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon &= \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial p} \right)_S \Delta p + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial S} \right)_p \Delta S; \\ (\overline{\Delta\epsilon})^2 &= \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial p} \right)_S^2 (\overline{\Delta p})^2 + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial S} \right)_p^2 (\overline{\Delta S})^2, \end{aligned}$$

bu yerda $\Delta p, \Delta S$ - bosim va entropiyaning fluktuatsion o'zgarishlari, hosi-lalardagi indekslar differensial olayotganda qanday miqdor o'zgartiril-may turishini ko'rsatadi. Bu yerda Δp va ΔS fluktuatsiyalar statistik jihatdan mustaqil ekanligi va demak, $\overline{\Delta p \Delta S} = 0$ ekanligi e'tiborga olingan. Fluktuatsiyalar nazariyasi $(\overline{\Delta p})^2$ va $(\overline{\Delta S})^2$ miqdorlarni moddaning termodinamik xarakteristikallari orqali ifodalashga va (7.6) munosabatni

$$I = I_0 \frac{\pi}{2\lambda} \frac{V}{L^2} \left\{ \left(p \frac{\partial\epsilon}{\partial p} \right)_S^2 \beta_s kT + \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial\epsilon}{\partial T} \right)_p^2 \frac{\sigma^2 kT}{c_p p} \right\} (1 + \cos^2 \theta) \quad (7.7)$$

ko'rinishda tasvirlashga imkon beradi, bu yerda ρ - muhitning zichligi (g/sm^3), T - absolyut temperatura, β_s - adiabatik siqiluvchanlik, σ - issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti, c_p - 1g moddaning o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imi, V - yorug'likni sochib yuborayotgan hajm.

(7.7) formulada katta qavs ichidagi birinchi had zichlikning adiabatik fluktuatsiyalari (bosim fluktuatsiyalari) tufayli sochilgan yorug'lik intensivligini bildiradi, ikkinchi had esa zichlikning izobarik fluktuatsiyalari (entropiya fluktuatsiyalari) tufayli sochilgan yorug'lik intensivligini bildiradi. Quyidagi taqribiy tenglikni yozish mumkin:

$$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s \approx \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_p \approx \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_T.$$

Agar mashhur $\beta_T = \beta_s + \left| \frac{T\sigma^2}{\rho c_p} \right|$ termodinamik munosabatdan foydalansak (bu yerda β_T - izotermik siqiluvchanlik), (7.7) formula

$$I = I_0 \frac{\pi}{2\lambda^4} \frac{V}{L^2} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_T^2 \beta_T kT (1 + \cos^2 \theta) \quad (7.8)$$

ko'rinishga keladi; bu formulani birinchi bo'lib Eynshteyn topgan va shuning uchun u Eynshteyn formulasi deyiladi.

(7.5) va (7.6) formulalardan Releyning $I \sim 1/\lambda^4$ qonuni kelib chiqadi. Shunday qilib, osmonning zangori bo'lishiga yorug'likning molekulyar sochilishi sabab bo'ladi.

7.4. Yorug'likning kombinatsion sochilishi

Reley sochilishida sochilgan yorug'lik chastotasi tushuvchi yorug'lik chastotasiga mos keladi. Sochilishning bunday turini birinchi bo'lib Reley aniqlagani uchun bunday sochilish Reley sochilishi deb yuritiladi. Bu sochilish kogerent tarzda yuz beradi. Shu sababli ham Reley sochilishi - yorug'likning kogerent sochilishidir (7.3-rasm). Biroq sinchiklab o'tkazilgan tekshirishlarning ko'rsatishicha, sochilgan yorug'lik spektrida tushayotgan yorug'likni xarakterlaydigan chiziqlardan tashqari qo'shimcha chiziqlar (yo'ldoshlar) borligi, bular tushayotgan yorug'likning har bir chizig'i yonida turishi ma'lum bo'ldi (7.3-rasm).

Yo'ldoshlar tushayotgan yorug'likning har qanday spektral chizig'i yonida kelgani uchun, bu yo'ldoshlarni qanday sharoitda payqash mumkin, degan savol tug'iladi. Yo'ldoshlar ko'rinadigan bo'lishi uchun tushayotgan yorug'lik spektri tutash spektr bo'lmay, balki alohida chiziqlar (monoxromatik chiziqlar) to'plamidan iborat bo'lishi kerak. Bu hodisaning quyidagi qonunlari tajribadan topilgan.

- Yo'ldoshlar tushayotgan yorug'likning har bir chizig'i yonida bo'ladi.

- Uyg'otuvchi (tushayotgan) yorug'lik spektral chizig'ining ν_0 chastotasi bilan yo'ldoshlardan har bir chiziqlarning $\nu', \nu'', \nu''' \dots$ chastotalari orasidagi $\Delta\nu$ farq sochuvchi modda uchun xarakterli bo'lib, uning molekularining xususiy tebranishlari chastotalariga (ν') teng:

$$\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu' = \nu_1', \quad \Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu'' = \nu_2', \quad \Delta\nu_3 = \nu_0 - \nu''' = \nu_3', \dots$$

- Yo'ldoshlar uyg'otuvchi chiziqdan ikki tomonda simmetrik yotuvchi chiziqlarning ikki sistemasidan iborat, (7.3-rasm) ya'ni

$$\nu_0 - \nu_r = \nu_u - \nu_0$$

Bu yerda chapda uyg'otuvchi chastotalardan uzunroq to'liqinli tomonda joylashgan yo'ldoshlarning chastotalarini, o'ngda esa uyg'otuvchi chastotalardan ikkinchi tomonda yotgan yo'ldoshlarning chastotalarini bildiradi. Spektrning qizil qismiga yaqin joylashgan va shuning uchun «qizil» yo'ldoshlar deb ataladigan birinchi yo'ldoshlar «binafsha» yo'ldoshlardan ancha intensivdir (7.3-rasm).

- Temperatura ko'tarilganda «binafsha» yo'ldoshlarning intensivligi tez ortadi.

Bu sochilishni qo'yidagicha ta'riflash mumkin: Sochilgan yorug'lik chastotasi ν' tushuvchi yorug'lik chastotasi ν_0 bilan molekularining xususiy tebranish chastotalari ν_i kombinatsiyasidan iborat $\nu' = \nu_0 \pm \nu_i$. Shuning uchun ham kombinatsion sochilish deyiladi.

Kombinatsion sochilishni birinchi bo'lib G.S.Landsberg va L.I.Mandelshtamlar hamda hind olimlari Raman va Krishnanlar kashf etishgan (1928-yil). Hind olimlari Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan. Chet el adabiyotlarida *Raman effekti* deb ham yuritiladi. Bu sochilish odatda kombinatsion sochilish deyiladi. Quyida kombinatsion sochilish bilan batafsilroq tanishamiz.

7.5. Yorug'likni kombinatsion sochilishining mumtoz nazariyasi

Kombinatsion sochilish hodisasi mumtoz nazariya nuqtai nazaridan quyidagicha tushuntiriladi. Ushbu hodisada yo'ldoshlarning paydo bo'lish sabablari yorug'lik to'liqini sochuvchi muhit molekulasi atomlarining past chastotali tebranishlari bilan modulyatsiyalanishi orqali tushuntirish mumkin. Molekulaning qutblanishi, umuman qaraganda uni tashkil qilgan atomlarning joylashishiga bog'liq. Atomlar tebranganda qutblanish (α_0 - o'rtacha qiymat atrofida tebranadi buni quyidagicha izohlash mumkin:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + F(t)$$

Ushbu tebranishlarning chastotasi $10^{12} - 10^{13}$ Gs bo'lib, elektromagnit to'liqlar shkalasining infraqizil spektri sohasiga to'g'ri keladi. Boshqacha aytganda, $\alpha(t)$ kattalikning o'zgarishi tushayotgan yorug'likning ($\approx 10^{15}$ Gs) elektr maydonining tebranishiga nisbatan sekinroq o'zgaradi. Shu sababga ko'ra tushayotgan yorug'lik to'liqining monoxromatik maydonida *molekulaning dipol* momentining o'zgarishi:

$$p(t) = \alpha \cdot E = [\alpha_0 + F(t)] E_0 \cos \omega t$$

qonun bo'yicha ro'y beradi, ya'ni amplitudasi modulyatsiyalangan tebranishdan iborat bo'ladi. Bu erda $E = E_0 \cos \omega t$ - yorug'lik to'liqining o'zgaruvchan elektr maydoni, E_0 yorug'lik to'liqini elektr maydoni kuchlanganligining amplitudasi, $\omega = 2\pi\nu$ - tushayotgan yorug'likning burchak chastotasi, α - molekulaning qutblanuvchanligi, faqat uning tuzilishi va xossasiga bog'liq bo'lgan doimiy.

Bu jarayonda sochilgan yorug'lik maydon kuchlanganligining tebranishi ham modulyatsiyalanadi. Bu tebranishlarning eltuvchi chastotasi tushayotgan yorug'lik to'liqining chastotasi ω ga teng, modulyatsiya esa ω_1 - chastotalarda (sochuvchi modda molekulasidagi atomlarning tebranish chastotasi) yuz beradi. Amplitudasi modulyatsiyalangan bunday tebranishlarning spektri ω - chastotali eltuvchi chastota bilan bir qatorda $\omega \pm \omega_1$, chastotaga ega bo'lgan kombinatsion tebranishlar hosil bo'ladi. Boshqa so'z bilan aytganda, sochilgan yorug'likning spektri shu

molekula haqida ma'lumot beradi. Bu spektrni o'rganish va tahlil etish orqali molekula strukturasi va tuzilishini bilishga muvaffaq bo'lamiz.

Mumtoz elektrodinamika qonuniga binoan, $\omega = 2\pi\nu$ chastotada tebranayotgan dipol intensivligi:

$$I_\nu = \frac{16\pi^4\nu^4}{3c^2} \alpha^2 E_0^2 \quad (7.9)$$

ga teng bo'lgan monoxromatik nur chiqaradi.

$\alpha \neq \text{const}$ hol uchun, ya'ni sochuvchi muhit molekulasi qutblanuvchanligi o'zgaruvchan bo'lsa u holda molekulaning dipol momenti ham vaqt bo'yicha o'zgaradi. Umuman, molekula qutblanuvchanligi yadro tebranishini dipol tebranishlarida ishtirok etishi sababi bilan ham o'zgarib turishi kerak. Elektronlar bilan yadroni o'zaro bog'langanligi sababli majburiy ν chastotada tebranayotgan elektronlar yadroning ham tebranishini yuzaga keltiradi. Biroq yadroning massasi elektronning massasiga nisbatan nihoyatda katta bo'lgani uchun yadroning tebranishi juda ham kuchsiz bo'ladi. Bu esa molekulaning qutblanishini o'zgarishiga olib keladi. Natijada sochilgan yorug'likning chastotasi o'zgaradi va siljish **nokogerent** bo'lib qoladi.

Shunday qilib, mumtoz elektrodinamika sochilgan yorug'lik spektrida siljimagan chiziqlar (ν) har ikki tomonida ν_i masofaga simmetrik siljigan chiziqlar – yo'ldoshlarning paydo bo'lishini to'g'ri tushuntirib beradi va ularning intensivligi

$$I_{S,A} = \frac{4\pi^4}{3c^2} (\nu_R^{S,A})^4 \alpha^4 E_0^2 = \frac{4\pi^4}{3c^2} (\nu_0 \mp \nu_i)^4 \alpha^4 E_0^2 \quad (7.10)$$

formula bilan hisoblanadi. Bunda $\nu_R^{S,A}$ - raman chastotasi (stoks va antistoks chiziqlari uchun).

Mumtoz elektrodinamika nuqtai nazaridan stoks va antistoks chiziqlarining intensivligi teng ekanligi kelib chiqadi. Eksperiment natijalaridan yaxshi bilamizki, ushbu chiziqlarning (yo'ldoshlarning) intensivligi teng emas, jumladan, qizil yo'ldoshlar – stoks chiziqlarining intensivligi binafsha yo'ldoshlarning intensivligidan yuqori ekanligini ko'rsatadi. Mumtoz fizika qizil va binafsha yo'ldoshlarning intensivliklari orasidagi ushbu miqdoriy farqni tushuntirib bera olmadi. Yorug'likning kombinatsion sochilishdagi intensivliklarning miqdoriy

muammosini faqat kvant tasavvurlari asosida to'g'ri tushuntirish mumkin.

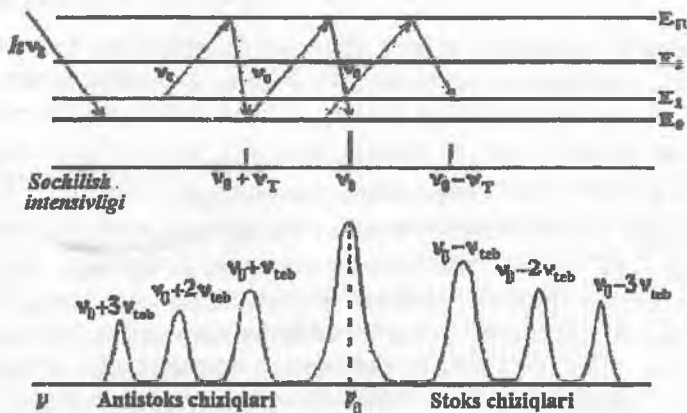
7.6. Yorug'likning kombinatsion sochilishining kvant nazariyasi

Yorug'lik kvantlari to'g'risidagi soddalashtirilgan tasavvurdan foydalanib, kombinatsion sochilish hodisasining mohiyatini anglab etish mumkin. Kvant tasavvurlariga asosan, ν_0 chastotali yorug'lik ma'lum bir ulushlar (kvantlar) tarzida tarqalib, bularning miqdori $h\nu_0$ ga teng, bu yerda $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ - Plank taklif etgan universal doimiydir. Shuning uchun o'zida ν_0 chastotali tebranishlar bo'layotgan atom $h\nu_0$ energiya zahirasiga ega bo'ladi. Bu energiyani atom o'shanday chastotali yorug'lik tarzida chiqarishi mumkin. Bu nuqtai nazardan yorug'likning molekulalarda sochilishini yorug'lik kvantlarining (ya'ni fotonlarning) molekulalar bilan to'qnashishi deb qarash mumkin. Bu to'qnashish natijasida fotonlar uchish yo'nalishini o'zgartiradi. Fotonlar bilan molekulalar o'rtasidagi to'qnashishlar *elastik* va *noelastik* bo'ladi. To'qnashish elastik to'qnashish bo'lgan holda molekulaning energiyasi va fotonning ν_0 chastotasi o'zgarmaydi, bu hol Reley sochilishiga mos keladi (7.3-rasm). Releycha sochilish paytida sochilgan yorug'lik kvantlarining chastotasi muhitga tushayotgan yorug'lik kvantlarining chastotalariga mos keladi. Shuning uchun ham Releycha sochilishga *elastik* sochilish ham deyiladi.

To'qnashish noelastik bo'lgan holda fotonning energiyasi $h\nu_i$ tebranma kvant miqdorida o'zgaradi. Agar yorug'lik tebranish holatida bo'lmagan molekula bilan o'zaro ta'sir qilsa, yorug'lik molekulaga energiyasining tegishli qismini berib, $h\nu' = h\nu_0 - h\nu_i$ yoki $\nu' = \nu_0 - \nu_i$ tenglamaga muvofiq ravishda kichik chastotali nurga (qizil yo'ldosh, Stoks chizig'iga) aylanadi, bu yerda ν_0 uyg'otuvchi yorug'lik chastotasi, ν_i molekula tebranishlarining chastotasi.

Agar yorug'lik tebranish holatida turgan molekulaga, ya'ni $h\nu_i$ -energiyaga ega bo'lgan molekulaga ta'sir qilsa, u holda yorug'lik molekuladan bu energiyani tortib olib, $h\nu' = h\nu_0 + h\nu_i$ yoki $\nu' = \nu_0 + \nu_i$ tenglamaga muvofiq ravishda katta chastotali nurga (binafsha yo'ldosh, antistoks chizig'iga) aylanadi. Buni 7.3-rasmdan osongina tushunish mumkin.

Tebranish holatida bo'lgan molekularlar soni o'yg'otilmagan molekular sonidan ancha kam bo'ladi, shuning uchun binafsha yo'ldoshning intensivligi qizil yo'ldosh intensivligidan beqiyos darajada kam bo'lishi kerak, tajribada ham xuddi shunday bo'ladi.



7.3 - rasm. Reley (ν_0) va kombinatsion ($\nu_0 - \nu_{teb}$ va $\nu_0 + \nu_{teb}$) sochilish spektrlarini hosil bo'lishiga olib keladigan energetik sathlar orasidagi o'tishlar

Temperatura ko'tarilgan sari uyg'otilgan molekularlar soni tez ko'payadi, shunga yarasha binafsha yo'ldoshlarning intensivligi tez ortishi kerak, bu ham tajribada tasdiqlanmoqda. Stoks va antistoks chiziqlarining intensivligi temperaturaga bog'liq. Misol uchun stoks chiziqlarining ikki xil temperaturada intensivliklarining qiymati quyidagi nisbatda bo'ladi:

$$\frac{I_{T_1}}{I_{T_2}} = \frac{\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{KT_2}}\right)}{\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{KT_1}}\right)} \quad (7.11)$$

Bundan ko'rinadiki, stoks chiziqlarining intensivligi temperaturaga teskari proporsional ekan. Antistoks chiziqlariniki esa temperaturaga to'g'ri proporsional bo'ladi:

$$\frac{I_{T_1}}{I_{T_2}} = \frac{e^{-\frac{h\nu}{KT_1}}}{e^{-\frac{h\nu}{KT_2}}} \quad (7.12)$$

Stoks va antistoks chiziqlarining intensivliklari nisbati:

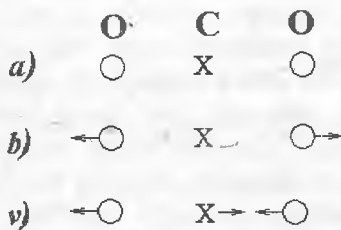
$$\frac{I_{as}}{I_s} \approx \left(\frac{\nu_0 + \nu_{teb}}{\nu_0 - \nu_{teb}} \right)^4 \quad (7.13)$$

kabi bo'lib, bundan ko'rinadiki chastotaning to'rtinchi darajasiga proporsional ekan.

Haqiqatda, ν chastotali kombinatsion chiziqning intensivligi molekulaning bu chastotaga mos keladigan tebranishlar qilishida molekulaning $\propto$ **qutblanuvchanligi naqadar ko'p o'zgarishi** bilan aniqlanadi. Qutblanuvchanlikning o'zgarishi bilan elektr momentining o'zgarishi turli xil tebranishlarda turlicha ifodalanishi mumkin.

Infraqizil spektrida aktiv bo'lgan tebranishlar **kombinatsion sochilish** spektrida aktiv bo'lmaydi va aksincha.

Masalan: CO_2 molekulasida atomlar tebranganda (7.4-rasm, b) ularning joylashishi shunday o'zgaradiki, bunda molekulaning qutblanuvchanligi ko'p o'zgarib, uning elektr momenti o'zgarmaydi, chunki kislorodning bir xil ishorali zaryadlangan ikki atomi (0) tebranish vaqtida uglerod zaryadidan ikki tarafga simmetrik joylashganicha qolaveradi.



7.4 - расм. CO_2 molekulasida atomlar tebranishining xillari:

a – atomlarning dastlabki vaziyati;

b - qutblanuvchanlikni o'zgartiradigan tebranish;

v - elektr momentini o'zgartiradigan tebranishi.

Boshqacha tebranishda (7.4-rasm, v) qutblanuvchanlik o'zgarmaydi, chunki kislorod atomlaridan biri uglerodga yaqinlashganda ikkinchisi uzoqlashadi va aksincha, biroq bu tebranishlarda molekulaning elektr momenti o'zgaradi.

Shuning uchun birinchi tur tebranishda (7.4-rasm, b) kombinatsion sochilish chizig'i paydo bo'ladi, bu chiziqning chastotasini kombinatsion sochilish spektridan aniqlash mumkin; ikkinchi tur tebranishda (7.4-rasm, v) chastotani infraqizil yutilish polosasining vaziyatiga qarab topish mumkin.

Kombinatsion sochilish usuli moddaning molekulyar tuzilishini tadqiq etishning muhim usuli hisoblanadi. Molekula tebranishlarining xususiy chastotalari bu usul yordamida osongina aniqlanadi, bu usul molekula simmetriyasining xarakteri, molekulalar ichida ta'sir qiladigan kuchlarning kattaligi va umuman molekulyar dinamikaning o'ziga xos tomonlari to'g'risida fikr yuritishga imkon beradi.

Ko'p hollarda bu usul infraqizil yutilish usuli bilan birga qo'shib o'rganilib, molekulani to'liq tadqiq etish imkonini beradi. Kombinatsion sochilish spektrlari molekulalar uchun shunchalik xarakterlidirki, bu spektrlar yordamida murakkab molekulyar aralashmalarni, ayniqsa kimyoviy yo'l bilan analiz qilish qiyin, hatto analiz qilib bo'lmaydigan organik molekulalar aralashmalarini analiz qilish mumkin. Masalan, uglevodrodlarning juda murakkab aralashmasi bo'lgan benzinlarning tarkibi kombinatsion sochilish usuli yordamida samarali ravishda analiz qilinadi.

Yuqorida gap dastlabki nurlanishning muhit molekulalari bilan o'zaro ta'sir qilishda paydo bo'ladigan kombinatsion sochilishi to'g'risida bordi. Yorug'likni atom yoki ionlar sochib yuborganda ham shunga o'xshash hodisa yuz beradi. Masalaning mohiyatiga tushunib yetish uchun atom holidagi gazlarda yorug'likning yutilishi va dispersiyasini o'rganish natijalarini esga olish kerak bo'ladi. Atomni ossillyatorlar to'plami deb qarash mumkin, bu ossillyatorlarning xususiy chastotalari atomning ixtiyoriy ikki kvant holatidagi energiyalari ayirmasi bilan aniqlanadi. Shuning uchun atomlar bilan molekulalar o'rtasidagi farq faqat ossillyatorlar tabiatida bo'ladi; molekula bo'lgan holda ossillyatorlar yadrolar harakatini tavsiflaydi, atomlar hoida esa ossillyatorlar elektronlar harakatini tavsiflaydi. Bu o'xshashlikni nazarda tutib, yuqorida yuritilgan mulohazalarni mumtoz modulyatsion manzara nuqtai nazaridan ham soddalashtirilgan kvant chizma nuqtai nazaridan ham endi atomlarga nisbatan takrorlash mumkin.

Fotonlarning elastik bo'lmagan sochilishi ularning atomlar bilan qiladigan o'zaro ta'siriga asoslanib nazariy ravishda oldindan aytilgan edi (A.Smekal 1923-yil). Biroq bu hodisa tajribada molekulyar kombinatsion sochilishdan ancha keyin topildi. Ionlarning kombinatsion sochish hodisasi 1963-yilda, atomlarning kombinatsion sochilish hodisasi 1967-yilda topildi.

Yorug'likning kombinatsion sochilishi hodisasini mumtoz fizika doirasida turib tushuntirib berish mumkin, lekin uning kvant talqini yorug'likni kvant tabiatini mohiyatan tasdiqlaydi.

Molekulalar strukturasini, ichki molekulalar va molekulalararo kuchlarini o'rganishda, murakkab aralashmalarni tahlil qilish va u yoki bu birikmalarni identifikatsiyalash (ajratish) da kombinatsion sochilish usuli muhim anjomdir.

7.7. Lyuminessensiya

Yerda yorug'likning asosiy manbalari kuchli cho'g'langan jismlardir. Yorug'likning bunday manbalari **issiq manbalar** deb ataladi. Ammo yorug'likning issiq manbalaridan tashqari, sovuq manbalari ham bor, ularda energiya boshqa turlari (masalan, kimyoviy energiya) yorug'lik energiyasiga aylanadi.

Sovuq yorug'lik beruvchi xilma-xil hodisalar **lyuminessensiya** deb ataladi. Lyuminessensiya – lotincha **lyumen**, ya'ni **yorug'lik so'zidan olingan**. Lyuminessensiyani vujudga keltiruvchi sabablar ham turli-tumandir.

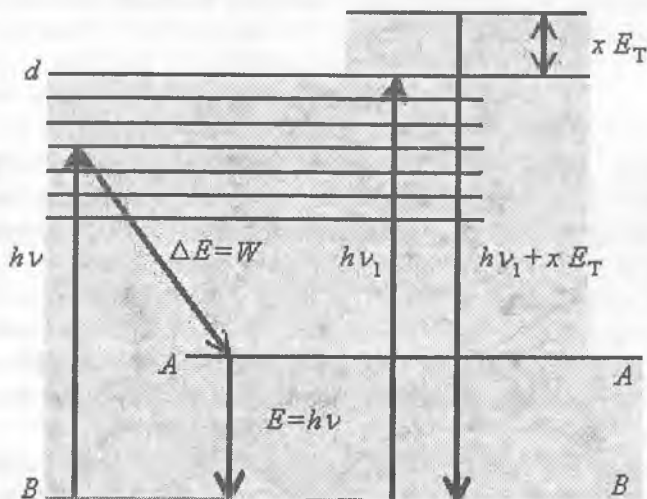
Hasharotlarning (masalan, yaltiroq qurtlar), daraxt chirindilari, chiriyotgan go'sht va hokazolarning shu'lalanishi odamzodga qadimdan ma'lum, bu hodisalar sovuq holda shu'lalanishning misoli bo'la oladi. Bu yerda shu'lalanish kimyoviy proseslar natijasida, asosan, oksidlanish natijasida paydo bo'ladi.

Agar uran nitratning sariq kristallaridan ozrog'ini sandonga qo'yib, qorong'i joyda bolg'acha bilan ursak, urilganda chiroyli yashil tusda chaqnashini ko'ramiz. Bunda kristallning sovuq holda yorug'lik chiqarishiga mexanik ta'sir sabab bo'ladi. Kristallning bolg'acha urilganda atrofga sachrab ketgan parchalari yana bir oz vaqt nur sochib turadi, bu narsa lyuminessensiya hodisasiga juda xarakterlidir.

Bu hol oldin sirli bo'lib tuyulgan. Hozirgi zamon fanigina bunday yorug'lanishning sababini yechib berdi. U **lyuminessensiya** deb ataladigan hodisa bilan bog'liq. Lyuminessent nurlanish uncha ko'p

bo'lmagan lyuminessensiya markazlari – atomlar, molekular yoki ionlardan chiqadi. Tashqi sabablar ta'sirida ular uyg'ongan holatga o'tadilar, so'ngra uyg'ongan markaz pastroq energiya sathiga o'tishida lyuminessent nurlanish kvantini chiqaradilar (7.5-rasm). ~

Lyuminessensiyaning hosil bo'lishi. Yorug'lik manbai fotoni kristallning lyuminessensiya markazini uning yutish polosasi – sathlar bilan zich to'lgan interval sathlaridan biriga o'tkazadi. 10^{-8} s vaqt ichida lyuminessensiya markazi AA sathga o'tib, energiyani kristall panjaraga beradi. Asosiy holat sathi VV ga o'tishda bu sathdan kvant chiqadi. Lyuminessensiya yuz beradigan moddalar **lyuminofor moddalar** deb ataladi.



7.5 - rasm

Lyuminessensiya markazi uyg'ongan holatdan pastroq energiya sathiga o'tishida o'rtacha sarflanadigan vaqt lyuminessensiya jarayoni-ning asosiy xarakteristikalaridan biri hisoblanadi. Lyuminessent nurlanish to'xtatilgandan keyin, agar u tez, taxminan sekundning o'n milliondan bir ulushi (10^{-8} s) da so'nsa, lyuminessensiyaning bunday xili fluoressensiya deb ataladi. 10^{-8} s - uyg'ongan atomning o'ziga xos yashash davridir. Agar tashqi elektron qobiqning sathlari uyg'ongan bo'lsa, odatda, atom asosiy holatga o'tgunga qadar shuncha vaqt (10^{-8} s) uyg'ongan holatda bo'ladi.

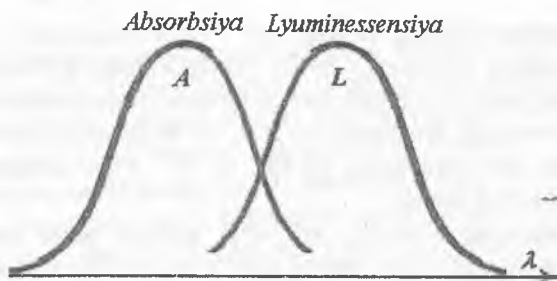
Lyuminessensiyaning boshqa turi – fosforessensiya – uygʻonish energiyasi manbai uzilgandan soʻng yorugʻlanishning sekin pasayishi bilan xarakterlanadi. Bu holda lyuminessensiya markazlari uygʻongan-dan keyin metastabil holatlarda boʻladi, bu holatlardan past energiyali holatga oʻtish «taʼqiqlangan» boʻlib, u 10^{-8} s ga qaraganda ancha uzoqroq vaqtda roʻy beradi.

Lyuminessensiya atomni uygʻotish usuliga qarab ham turlarga boʻlinadi. Masalan, televizor ekrani kineskop devoriga surkalgan lyumino-forning yorugʻlanishi tufayli oʻziga tushadigan elektronlar oqimidan yorugʻlanadi. Bu holda lyuminessensiya markazlarini elektronlar oqimi uygʻotadi. XX asr boshida elektronlar oqimini **katod** nurlar deb ata-shardi. Shuning uchun lyuminessensiyaning bunday turi **katodolyu-minessensiya** nomini oldi.

Lyuminessent lampalar choʻgʻlanish lampalariga qaraganda ancha tejamli: ular har bir vatt quvvatga choʻgʻlanish lampasidan bir necha marta ortiq yorugʻlik oqimi hosil qiladi. Ularning FIK 20% ga yetadi. Bunday lampaning silindrik ballonidagi simob bugʻlarida elektr razryadi yuz beradi. Simobning uygʻongan atomlari kuchli elektromagnit nurlanish oqimlarini chiqaradi. Bunday nurlanishning asosiy energiyasi spektrning ultrabinafsha qismida yotadi. Lampa devoriga lyumino-for surkalgan boʻlib, ultrabinafsha nurlanish taʼsirida turli rangda nurlanadi. Lyumino-forlar aralashmasi ultrabinafsha nurlanishni yutib, spektrning koʻrinadigan sohasida nurlaydi va yetarli darajada kunduzgi yorugʻlik spektrini hosil qiladi. Elektromagnit nurlanish tomonidan uygʻotilgan lyuminessensiyaning bunday xili **fotolyuminesensiya** deb ataladi.

Ingliz fizigi J.Stoks 1852-yildayoq ushbu qoidani kiritgan edi: lyumino-for chiqaradigan yorugʻlik toʻlqini uzunligi uygʻotuvchi yorugʻlik toʻlqini uzunligidan katta. Stoks qoidasi yutish polosasining maksimumi lyuminessensiya polosasi maksimumiga nisbatan qisqa toʻlqinlar tomonga siljigan boʻlishini bildiradi.

Stoks topgan bu qonuniyatni kvant mexanikasi tasavvurlari asosida oddiygina tushuntirish mumkin. Lyuminessensiya markazi $h\nu$ energiyali fotonni yutib, $E > h\nu$ energiya sathiga koʻtarila olmaydi (7.6-rasmga qarang). Lyuminessent kvant energiyasi har doim $h\nu$ dan kichik boʻladi. Oraliq sath E_{or} ga oʻtilganda energiya chiqadi. Kvant energiyasi $h\nu$ ning bir qismi boshqa jarayonlarga ham sarflanishi mumkin. Baribir istisnosiz qoidalar boʻlmaydi: baʼzi hollarda antistoks nurlanish kuzatiladi. Bu holatda foton energiyasiga lyuminessenlovchi modda zarralarining bir qismi qoʻshiladi.



7.6 - rasm. Stoks qoidasini tushuntiruvchi chizma

Kimyoviy reaksiyalar energiyasi – lyuminessensiyani uyg‘otishning yana bir manbaidir. Tilla qo‘ng‘iz organizmida kimyoviy energiya 100% ga yaqin katta FIK li yorug‘lik energiyasiga o‘tadi. Bu lyuminessent lampalarnikidan 5 marta kattadir. Bunday xil lyuminessensiya *xemilyuminessensiya* deb ataladi.

Lyuminessensiya faqat gaz-razryadli lampalar va kineskoplardagina emas, boshqa sohalarida ham qo‘llaniladi. Moddalarning juda kichik konsentratsiyasida lyuminessent nurlanish kuzatiladi. **Lyuminessent analiz** usuli ana shunga asoslangan. Burg‘ulangan quduqdan chiqadigan jinslar bo‘lagining lyuminessensiyasini tadqiq qilib, neftchilar neft qatlamlari yaqinligini bilib oladilar va hatto neft miqdorini hisoblaydilar.

Nazorat uchun savollar

1. Yorug‘likning sochilish hodisasini tushuntiring.
2. Tindal tajribasini tushuntiring.
3. Yorug‘likning molekulyar sochilishini tushuntiring.
4. A.Eynshteyn nazariyasi mohiyati nimadan iborat?
5. Yorug‘likning kombinatsion sochilishini tushuntiring.
6. Yorug‘likni kombinatsion sochilishining mumtoz nazariyasini tushuntiring.
7. Yorug‘likni kombinatsion sochilishining kvant nazariyasini tushuntiring.
8. Lyuminessensiya hodisasini tushuntiring.
9. Stoks qoidasini tushuntiring.
10. Kombinatsion sochilishni kimlar kashf etishgan?
11. Kombinatsion sochilish qanday maqsadlarda ishlatiladi?

VIII b o b. YORUG'LIK TEZLIGI

8.1. Yorug'lik tezligini aniqlash usullari

Yorug'lik tezligini aniqlash masalasi optikaning va umuman fizikaning eng muhim muammolaridandir. Bu masalaning hal qilinishi g'oyat katta prinsipial va amaliy ahamiyatga ega bo'ldi. Yorug'likning tarqalish tezligi chekli ekanligining aniqlanishi va bu tezlikni o'lchash turli xil optik nazariyalar oldida turgan qiyinchiliklarni oydinlashtirdi va aniqlashtirdi. Yorug'lik tezligini aniqlashning astronomik kuzatishlarga asoslangan dastlabki usullari o'z tomonidan uzoqdagi yoritgichlarning tutilishi va yulduzlarning yillik parallaksi to'g'risidagi sof astronomik masalalarni aniq tushunib olishga yordam qildi. Yorug'lik tezligini aniqlashning keyinchalik ishlab chiqilgan aniq laboratoriya usullari geodezik suratga olishda qo'llaniladi. Optikada Doppler effektini nazariy jihatdan asoslash va eksperimental ravishda tadqiq etish yoritgichlarning nur tezligini yoki yorug'lik chiqaruvchi harakatdagi jismlar to'g'risidagi masalani hal qilishga va juda yirik astronomik xulosalar chiqarishga imkon yaratdi. Yorug'likning vakuumdagi va turli xil muhitlardagi tezligini qiyosiy o'lchash o'z vaqtida yorug'likning to'lqin va korpuskulyar nazariyalarining qaysi biri ma'qul degan masalani hal qilishda xizmat ko'rsatadi va keyinchalik hozirgi zamon kvant fizikasida katta ahamiyatga ega bo'lgan grupp tezligi tushunchasiga olib keldi. Yorug'likning tarqalish tezligining Maksvell nazariyasidagi c konstanta bilan taqqoslash yorug'likning elektromagnitik nazariyasini asoslashda g'oyat katta rol o'ynadi; ma'lumki bu c koeffitsiyent, bir tomondan, zaryadning elektromagnitik birligi bilan elektrostatik birligi orasidagi munosabatni, ikkinchi tomondan esa elektromagnitik maydonning tarqalish tezligini bildiradi. Nihoyat, sistema harakatining yorug'lik tarqalish tezligiga ko'rsatadigan ta'siri to'g'risidagi masala va bu masalaga aloqador bo'lgan eksperimental va nazariy muammolarning juda keng to'plami nisbiylikning Eynshteyn topgan prinsipini, ya'ni nazariy fizikaning fizikada ham, filosofiyada ham g'oyat muhim rol o'ynaydigan eng salobatli umumlashtirmalaridan birini ta'riflashga olib keldi.

Yorug'likning tarqalish tezligini aniqlashda tajriba o'tkazayotgan kishi uchraydigan asosiy qiyinchilik bu miqdorning qiymati nihoyatda katta ekanligiga aloqador bo'lib, bu qiymat mumtoz fizikada bajariladigan o'lchashlarda bo'ladigandan juda boshqa masshtablarni talab qiladi. Bu qiyinchilik yorug'lik tezligini aniqlashning Galiley tomonidan qilingan (1607-yil) dastlabki ilmiy urinishlaridayoq ko'rinib qolgan edi. Galiley tajribasi bunday bo'lgan: bir-biridan ancha olisda turgan ikki kuzatuvchida yopiladigan fonarlar bor edi. *A* kuzatuvchi fonarini ochadi; ma'lum vaqtdan so'ng yorug'lik *B* kuzatuvchiga yetib boradi, u esa o'sha paytda o'z fonarini ochadi: ma'lum vaqt o'tgach, bu yorug'lik signali *A* kuzatuvchiga yetib boradi va bu kuzatuvchi signal yuborganidan signal qaytib kelguncha o'tgan τ vaqtni qayd qila oladi. Kuzatuvchilar yorug'likni *bir zumda* sezishadi va yorug'lik *AB* va *BA* yo'nalishlarda ayni bir tezlik bilan tarqaladi deb faraz qilib, biz $AB+BA=2D$ yo'lni yorug'lik τ vaqt ichida bosib o'tishini, ya'ni yorug'lik tezligi $c=2D/\tau$ bo'lishini topamiz. Biz qilgan farazning ikkinchisi haqiqatga juda yaqin bo'lishi mumkin. Hozirgi zamon nisbiylik nazariyasi bu farazni hatto prinsip darajasiga ko'taradi. Biroq kuzatuvchilarning yorug'lik signalini bir zumda sezish to'g'risidagi faraz haqiqatga to'g'ri kelmaydi; yorug'likning tezligi nihoyatda katta bo'lganidan Galileyning urinishi hech qanday natija bermadi; aslida yorug'lik signalining tarqalishiga ketgan vaqt emas, balki kuzatuvchining signalni sezishga ketgan vaqti o'lchangan. Agar *B* kuzatuvchi o'rniga yorug'likni qaytaruvchi ko'zgu qo'yilsa, kuzatuvchilardan biri qiladigan xatodan qutulib, ishni birmuncha yaxshilash mumkin. Hozirgi zamonda yorug'lik tezligini o'lchashning laboratoriyada o'tkaziladigan usullarining deyarli hammasida o'sha chizma saqlanib qolgan desa bo'ladi; ammo keyinchalik signallarni qayd qilish va vaqt oraliqlarini o'lchashning samarali usullari topildi; bu hol esa qiyosan uncha katta bo'lmagan masofalarda ham yorug'lik tezligini yetarlicha aniqlikda topishga imkon berdi.

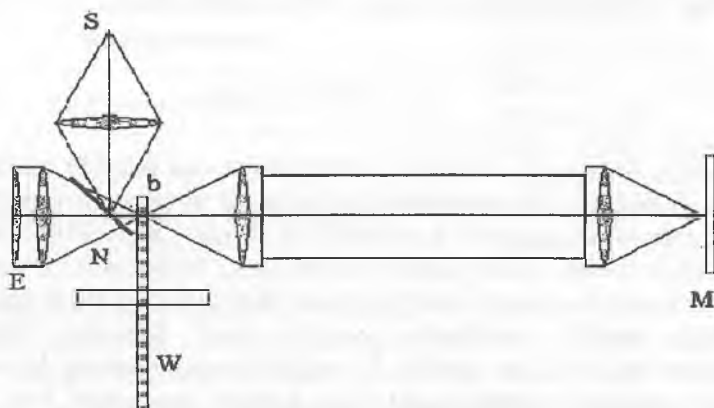
8.2. Yorug'lik tezligini laboratoriyada aniqlash usullari

Yuqorida eslatib o'tilganidek, yorug'lik tezligini laboratoriyada aniqlash usullari haqiqatda Galiley usulining takomillashgan shaklidir. Ikki usul qo'l kelib qoldi: signal chiqarish va qaytib kelgan signalni qayd qilish paytlarini avtomatlashtiruvchi Fizo usuli va yorug'lik signalining yurish vaqtini aniq o'lchashga asoslangan Arago-Fuko usuli (aylanuvchi ko'zgu). Bu ikkala usul yaqin kunlarga qadar ko'p marta

takomillashtirildi, bularda zamonaviy tadqiqot texnikasining eng so‘ngi yutuqlaridan foydalaniladi. Bu takomillashtirishlar tufayli dastlabki o‘lchash natijalarining aniqligini ancha oshirgan yoki yorug‘lik tarqalishi o‘rganiladigan bazis uzunligini ancha qisqartirishga imkoniyat yaratiladi.

Aytib o‘tilgan usullardan tashqari, boshqa prinsiplarga asoslangan bir qator usullar yaratildi. Bularning ba’zilarini qaraymiz.

Yorug‘likni uzish usuli. Yorug‘lik tezligini laboratoriya sharoitida birinchi bo‘lib Fizo aniqladi (1849-y.). Fizo usulining o‘ziga xos tomoni shundaki, unda signal yuborish va signal qaytib kelish paytlari avtomatik ravishda qayd qilinadi, buning uchun yorug‘lik oqimi muttasil uzib-uzib turiladi (tishli g‘ildirak vositasida). Fizo tajribasining chizmasi 8.1-rasmda tasvirlangan.



8.1 - rasm. Yorug‘lik tezligini tishli g‘ildirak usuli bilan aniqlashga doir tajriba chizmasi

S manbadan kelayotgan yorug‘lik aylanayotgan W g‘ildirakning tishlari orasidan o‘tib, M ko‘zguga boradi va undan qaytib yana g‘ildirakning tishlari orasidan o‘tib, M ko‘zguga boradi va undan qaytib yana g‘ildirakning tishlari orasidan o‘tib, kuzatuvchiga borishi kerak. Kuzatishda ishlatiladigan E okulyar qulaylik uchun b ning to‘g‘risiga qo‘yiladi, S dan kelayotgan yorug‘lik esa W ga yarim shaffof N ko‘zgu vositasida buriladi. Agar g‘ildirak aylanib turgan bo‘lib, uning burchak tezligi shunday bo‘lsaki, yorug‘lik b dan M ga borib, undan qaytib kelguncha o‘tgan vaqt ichida tishlar o‘rniga tishlar orasidagi ochiq joylar

to'g'ri kelib qolsa va aksincha, ochiq joylar o'rniga tishlar to'g'ri kelib qolsa, u qaytib kelgan yorug'lik okulyarga o'tkazilmaydi va bunda kuzatuvchi yorug'likni ko'rmaydi (birinchi qorong'ulanish). Burchak tezlik ortganda yorug'lik kuzatuvchiga qisman ko'rinadi. Agar tishlar va ochiq joylar kengligi bir xil bo'lsa, tezlik ikki marta ortganda kuzatuvchiga maksimum yorug'lik ko'rinadi, tezlik uch marta ortganda yana (ikkinchi marta) qorong'ilashadi va hokazo. $bM=D$ masofani, tishlarning z sonini, v aylanish burchak tezligini (sekundiga aylanishlar sonini) bilgan holda yorug'lik tezligini hisoblab chiqarish mumkin. Masalan, birinchi qorong'ulanishda tishlar orasidagi ochiq joydan o'tib ketgan yorug'lik qaytib kelayotganda eng yaqin turgan tishga tushib qoladi. Buning uchun $t=2D/c$ vaqt ichida g'ildirak π/z , burchakka burilishi zarur. Birinchi qorong'ulanish g'ildirakning aylanishlari soni sekundiga v bo'lgan holda yuz bersa, bayon etilgan shart:

$$\frac{2D}{c} = \frac{1}{2zv} \quad \text{yoki} \quad c = 4Dzv$$

ko'rinishda ifodalanadi. Ikkinchi qorong'ulanish esa burchak tezlikning uch marta katta bo'lgan qiymatida, ya'ni qaytib kelayotgan yorug'likni galdagi tish to'sib qolganda yuz beradi va hokazo. Bu yerdagi ishning asosiy qiyinchiligi qorong'ulanish paytini aniq topishdadir. D masofa katta bo'lganda va yuqori tartibli qorong'ulanishlarni kuzatish mumkin bo'ladigan uzilish tezliklarida aniqlik ortadi. Masalan, Perroten kuzatishlarida $D=46$ km bo'lib, 32 tartibli qorong'ulanishni kuzatgan. Bunday sharoitda yoritish kuchi katta bo'lgan qurilmalar, toza havo (tog'larda kuzatish), yaxshi optika, kuchli yorug'lik manbai kerak.

Quyida yorug'lik tezligining uzish usuli bilan topilgan qiymatlari beriladi (keyingi takomillashtirishlar e'tiborga olingan):

Fizo (1849-y.)	D = 8,63 km	s=315000 km/s
Karno (1876-y.)	D = 23 km	c=300000 (300 km/s)
Perroten (1902-y.)	D = 46 km	c=299870 (50 km/s)
Bergshtrand (1950-y.)		c=299793,1(0,25 km/s)

Keyingi vaqtlarda a aylanuvchan g'ildirak o'rnida yorug'likni uzishning yanada takomillashgan boshqa usullari samarali ravishda qo'llanilmoqda. Kerr kondensatori vositasida eng yaxshi natijalar olindi, bu usulda tez o'zgaruvchi maydonning ustma-ust tushishi yorug'likni

sekundiga 10^7 martagacha uzishga imkon beradi. Bu hol natijalar aniqligini ancha yaxshilashga yoki D bazis uzunligini ko'p qisqartirishga imkon beradi. Masalan, Anderson tajribalarida (1937 y.) D bazis uzunligi atigi 3 m edi, ya'ni butun qurilma laboratoriya stolining ustiga joylashgan edi. Qayd qilish usullariga kiritilgan juda ko'p takomilla-shishlar radiotexnika va elektronika sohasidagi zamonaviy yutuqlardan foydalanib, o'lchash aniqligini nihoyat darajada yuqori ko'tarishga imkon berdi. Turli xil usullar bilan topilgan eng yaxshi ma'lumotlarni solishtiramiz.

Aylanuvchi ko'zgu usuli	$s=299796$ (4 km/s) (Maykelson, 1926-y.)
Uzish usuli (takomillashtirilgan)	$s=299793,1$ (0,25 km/s) (Bergshtrand, 1950-y.)
Radiogeodeziya	$s=299792$ (2,4 km/s) (Aslakson, 1949-y.)
Ichki kovak rezonator	$s=299792,5$ (3,4 km/s) (Essen, 1950-y.)
Mikroto'lqinli interferometriya	$s=299792,2$ (0,2 km/s) (Frum, 1958-y.)
To'lqin chastotasini va uzunligini o'lchash	$s=299792,4562$ (0,0011 km/s) (Ivenson, 1972-y.)

Bu solishtirish mualliflar ko'rsatgan o'lchash aniqligini ma'qul deb hisoblovchi ajoyib muvofiqlik borligini bildiradi. Yorug'lik to'lqinlari-ning tezligi bilan radioto'lqinlar tezligining nihoyat darajada bir xil bo'lishi yorug'likning elektromagnit nazariyasining to'g'ri ekanligini yana tasdiqlash bilan birga, J.Maksvellning bu nazariya foydasiga keltirgan birinchi vaji yorug'lik tezligi bilan elektromagnit to'lqinlar-ning tarqalish tezligini aniqlovchi elektrodinamik doimiyning o'sha vaqtlarda topilgan taqribiy tengligi ekanligini esga tushiradi.

8.3. Doppler effekti

Maxsus nisbiylik nazariyasidan foydalanib Dopplerning optik effektini hisoblash mumkin. Akustikada to'lqinlar muhitda tarqaladi deb hisoblansa, bu masala optikada ancha murakkab, chunki yorug'lik to'l-qinlari bizga ma'lum bo'lgan hech qanday modda bilan to'ldirilmagan fazoda (vakuumda) tarqala oladi. Unda effekt kuzatuvchi va manbaning nisbiy tezligiga v bog'liq bo'ladi. Doppler effektini o'rganishda maxsus

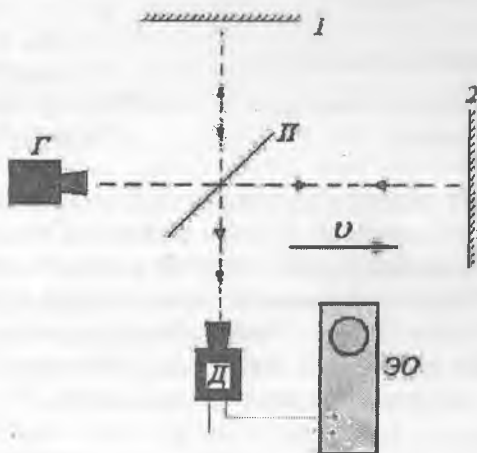
nisbiylik nazariyasining natijalarini e'tiborga olsak hisoblashlarning ko'rsatishicha chastotaning o'zgarishi quyidagi munosabat orqali aniqlanadi (manba harakat qilgan hol va asbob harakat qilgan uchun):

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1 \mp \beta}{1 \pm \beta}}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Yuqoridagi ishoralar o'zaro uzoqlashishni xarakterlaydi. $\beta \ll 1$ uchun ancha soddalashadi va quyidagi ko'rinishga keladi:

$$v = v_0 (1 \pm \beta)$$

Yuqori monoxromatiklikka ega, santimetrli elektromagnit to'lqin chiqaradigan generatorlarning mavjudligi tufayli Doppler effektini Maykelson interferometri yordamida kuzatish mumkin (8.2-rasm).



8.2 – rasm

Generator Γ dan chiqqan to'lqin yarim tiniq plastinka II ga tushadi va ikkiga ajraladi. Bir qismi nol gradus burchak ostida yassi ko'zguga 1 tushadi, bundan qaytib plastinkadan o'tib qabul qiluvchi antenna D ga tushadi. To'lqinning boshqa qismi 2-ko'zgudan qaytib II plastinkaga tushib, keyin D qabul qiluvchi antennaga tushadi. Bu ikkala kogerent to'lqinlar interferensiyalashadi va elektron ossillograf ekranida (EO)

qayd qilinadi. Nurning tushish yo'nalishida ko'zgulardan birini doimiy v tezlik bilan siljitib davriy ravishda qabul qilingan signalning kuchayishini va zaiflashuvini kuzatish mumkin. Odatda bu hodisani nurlarda yo'llar farqini hosil bo'lishi bilan tushuntirish mumkin. Boshqa tomondan quyidagicha mulohaza ham qilish mumkin: Nurning harakatdagi ko'zgudan qaytishi natijasida chastotada Dopplercha o'zgarish paydo bo'ladi. Natijada qabul qiluvchi qurilmalarga tushadigan signallar orasida siljish hosil bo'ladi. Ko'zguning harakat tezligi 1 m/s , generator tebranish chastotasi $\nu_0 = 10^{10} \text{ Gs}$ bo'lsin, u vaqtda chastota o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta \nu = \nu \frac{v}{c} = 0,3 \text{ Gs}$$

buni tajribada payqash mumkin bo'ladi. Bunday siljishni lazer bilan yoritilgan interferometrda ham ko'rsatish qiyin emas. Ko'zguni juda oz siljitganda ham siljish paydo bo'ladi. Maxsus nisbiylik nazariyasi ta'kidlashicha, Dopplerning ko'ndalang effekti ham paydo bo'ladi. Ko'ndalang effektini kuzatish juda murakkab bo'ladi.

Optikada Doppler effektini bevosita payqashga oid dastlabki tajribalarni A.A.Belopolskiy (1900-yilda) o'tkazgan. A.A.Belopolskiy Doppler siljishini payqashga va nazariya talabiga muvofiq, siljish ishorasining tezlik ishorasiga mos kelishini ko'rsatishga muvassar bo'lgan. Keyinroq bu tajribani B.B.Golitsin aniqroq qilib qaytadan bajargan.

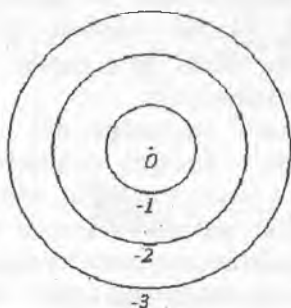
Doppler hodisasi astronomiyada katta ahamiyatga egadir. Masalan, osmon jismlarining spektrlaridagi spektral chiziqlarning siljishlari yordamida shu jismlarning yerga nisbatan harakat tezligi to'g'risida xulosa chiqariladi. Qo'shaloq yulduzlarning mavjudligi spektral chizig'inng ikkiga ajrab ketishidan bilinadi, bu esa qo'shaloq yulduzlardan har birining tezligi boshqa-boshqa bo'lishidan kelib chiqadi. Quyosh diskining chetlarida Fraunhofer chiziqlarini kuzatish vositasida Quyosh sirtining harakati aniqlanadi. Bu xil tekshirishlar yulduzlar spektrlarining ustida olib boriladi va ularning harakatlarini o'rganishda muhim rol o'ynaydi.

Biroq, yuqorida ta'riflangan tajribalar yetarli darajada aniq emas va ular nisbiylik nazariyasiga asoslangan formulalar guruhi bilan mumtoz nazariya formulalar guruhidan qaysi bir gruppaga haqiqatga yaqinroq ekanini tekshirishda vosita bo'la olmaydi. Bu ikkala nazariya natijalari orasidagi muhim tafovut shundan iboratki, nisbiylik nazariyasida «ko'ndalang effekt» mavjud bo'lib, bu hodisa eski nazariyada yo'q

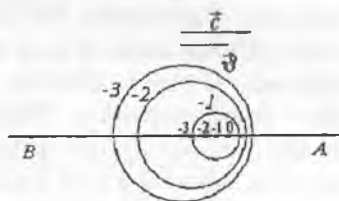
ekan. Bu effekt sezilar-sezilmas bo'lishi tufayli uni tajribada kuzatish qiyindir. Shunday bo'lsada, Ayvs 1938 yilda $10^8 \frac{\text{sm}}{\text{sek}}$ tartibdagi tezlikka ega bo'lgan vodorod kanal nurlaridan chiqariladigan yorug'likni tekshirish paytida ko'ndalang effektini payqagan. Shunday qilib, nisbiylik nazariyasiga mos keladigan Doppler effektining formulasi isbotlangan.

8.4. Vavilov-Cherenkov effekti

To'lqin tasavvurlar mexanikada E.Max (1983-y.), optikada P.A.Cherenkov va S.I.Vavilovlarning (1934-y.) ajoyib effektini tushuntirish imkonini beradi. Bu effektini yaxshi tushunish uchun avvalo akustik nurlagichni qaraymiz. Agar nurlagich manba qo'zg'almas bo'lsa, ketma-ket impulslar to'lqin fronti konsentrik sferalar tizimini hosil qiladi (8.3-rasm).



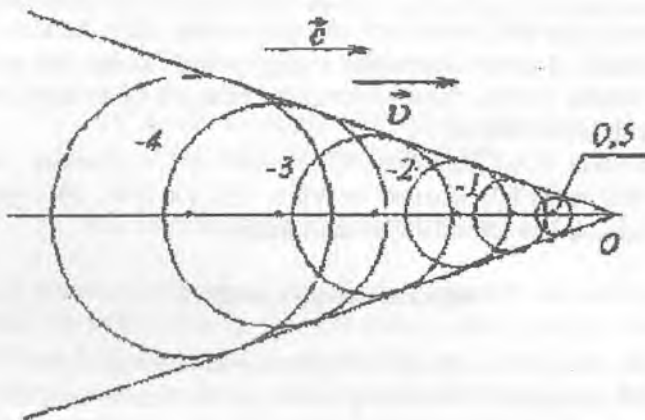
8.3 - rasm



8.4 - rasm

Aytaylik, nurlagich - manba harakatlanayotgan bo'lsin, masalan o'ngga $v < c$ tezlik bilan tarqalayotgan impuls $t=0$ vaqt momentida 0 nuqtada bo'lsin (8.4-rasm). Bunda impulslar to'lqin fronti bir-biriga yondoshgan va kesishmaydigan konsentrik sferalar tizimini tasavvur qilish mumkin. A nuqtadagi kuzatuvchi V nuqtadagi kuzatuvchiga nisbatan ko'p sonli impulslar qabul qiladi.

Agar nurlagich - manba $v > c$ tezlik bilan o'ngga harakatlanayotgan bo'lsa, ketma-ket impulslar fronti kesishadi va interferensiya hosil bo'ladi (8.5-rasm). Manba turgan 0 nuqtadan tarqalayotgan to'lqin fronti konus hosil qiladi. Bu konus **Max konusi** deb ataladi.



8.5 - rasm

Bunday konusni tinch suvda harakatlanayotgan teploxod to'liqin tarqalish tezligidan tezroq harakat qilsa kuzatish mumkin.

1937-yilda I.Y.Tamm va I.M.Franklar Vavilov-Cherenkov effekti-ni tushuntirib berdi. Suyuqlikda elektronlar yorug'likning shu suyuqlik-dagi tezligidan katta tezlikda harakatlansa ham shunday effekt kuzatila-di. Natijada uyg'ongan muhit molekulari nurlanish interferensiyasi yarim yorug'lik konusini hosil qiladi.

Shaffof muhitda yorug'lik tezligi $\frac{c}{n}$ ga teng, n - muhitning sindirish ko'rsatgichi. Bunda elektronlar tezligi quyidagi shartni qanoatlantira-di, $v_e = \frac{c}{n}$ bundan suyuqlikda yorug'lik konusi hosil qilgan burchak quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\sin \alpha = \frac{c}{nv_e}$$

Demak, Cherenkov nurlanishi elektron harakat yo'nalishi bo'ylab tarqalar ekan. Undan tez harakatlanayotgan elementar zarralarni qayd qilishda foydalanish mumkin. Bu effekt asosida ishlaydigan sanagichlar **Cherenkov sanagichi** deyiladi. Bu sanagich boshqa sanagichlarga nisbatan katta imkoniyatga ega. Unda birdaniga zarralar harakatlanish yo'nalishini va ularning tezligini aniqlash mumkin.

Shunisi ajoyibki, nurlanish elektronlarning tekis harakati tufayli vujudga keladi. Agarda elektronlar tezligi yorug'likning shu muhitdagi tezligidan kichik bo'lsa, faqat elektronlar tezlanish bilan harakatlangan-dagina nurlanish kuzatiladi.

1958-yilda P.A.Cherenkov, I.E.Tamm va I.M.Franklar bu effekt uchun Nobel mukofoti laureati bo'ldilar. S.I.Vavilov (1951-yil) vafot etganligi sababli laureat sohibi bo'la olmadi.

Nazorat uchun savollari

1. Yorug'lik tezligini aniqlash fanda qanday ahamiyatga ega?
2. Yorug'lik tezligini o'lchashning tarixiy va zamonaviy usullariga to'xtaling.
3. Doppler effektini tushuntiring.
4. Vavilov-Cherenkov effektini tushuntiring.
5. Cherenkov sanagichi nima?

IX b o b. YORUG'LIK VA MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI

9.1. Harakatlanuvchi muhit tushunchasi

XIX asrning oxirlariga kelib fizika sohasida mukammal, jiddiy nazariyalar va yutuqlar ko'p edi. Bu nazariyalar o'zining yaratilishiga asos bo'lgan hodisalarni to'la tushuntirdi va bir nechta differensial tenglamalarda ular haqidagi ma'lumot umumlashtirildi, lekin ko'p o'tmay bu nazariyalarning qo'llanish doirasi juda keng ekanligi ma'lum bo'ldi. Jumladan, ilgari elektromagnetizm bilan aloqador bo'lmagan butunlay mustaqil fizikaviy fan bo'lgan optika qonunlarini elektromagnit maydon nazariyasi asosida keltirib chiqarishga erishildi. Lekin mumtoz mexanika mikrozarralar harakati va o'zaro ta'sirini tavsiflay olmadi. Xuddi shuningdek, Maksvell nazariyasi elektromagnit maydon va modda atomlari orasidagi energiya almashinuvi bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni tushuntirishda ojizlik qildi.

XX asrning dastlabki 10 yilliklarida Nyuton mexanikasi va Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi boshqa masalalarni ham hal qilishga qodir emasligi ayon bo'ldi.

Yadro ichida ta'sir etuvchi juda kichik ta'sir radiusiga ega bo'lgan o'ta intensiv kuchlar (tortishish)ning mavjudligi ko'rsatildi. Bu kuchlar elektromagnit kuchlarga ham, gravitatsiya kuchlariga ham o'xshamasdi. Taxminan shu davrda tajribalar asosida yorug'lik tezligi yerning harakatiga bog'liq emasligi aniqlandi. Shunday qilib, XIX asr oxirida fizika deb ataladigan muhtasham binoning bitishiga faqatgina ba'zi sayqal berishlargina yetishmaydi deb hisoblanardi. Lekin bunday sayqal berishlar bu bino asosini tashkil qiluvchi asosiy qonunlar obrusiga soya tashladi.

Haqiqatda, hodisalar rivojlanishi oddiy emas edi. Bu muammolar XX asrning boshlariga kelib ikkita yangi revolyutsion nazariyalar, nisbiylik nazariyasi va kvant nazariyasining yaratilishi bilan yechildi va bizni tabiat to'g'risidagi tasavvurlarimizni tubdan o'zgartirib yubordi.

Fizika XIX asrning, oxirigacha qanday ko'rinishda ma'lum bo'lsa, shunday ko'rinishda *mumtoz fizika* deb atash qabul qilindi. Fandagi revolyutsiyalar hisobiga XX asrning boshida paydo bo'lgan yangi fizika

zamonaviy fizika deb ataladigan bo'ldi. Zamonaviy fizikaning asoschilari M.Plank va A.Eynshteynlardir. Bu bo'limda 1905-yilda A.Eynshteyn asos solgan maxsus nisbiylik nazariyasi va yorug'lik tushunchalariga to'xtalamiz va asosan, harakatdagi muhitlar optikasini tushinishga harakat qilamiz.

Bu muammoni tekshirishda yorug'lik manbai va yorug'likni qayd qiluvchi asboblarning yorug'lik tarqalayotgan muhitga nisbatan harakatini aniqlab bo'ladimi yoki manba bilan qayd qiluvchi asbobning bir-biriga nisbatan harakatinigina aniqlab bo'ladimi degan savolga beriladigan javob muhim ahamiyatga ega. Bu masala harakatlanayotgan muhitlar optikasining (va elektrodinamikasining) umumiy masalasidir. Bu masala katta prinsipial ahamiyatga ega, chunki ko'pchilik tajribalarimiz Yer ustidagi laboratoriyalarda, ya'ni boshqa samoviy jismlarga nisbatan harakatlanayotgan sistemada o'tkaziladi. Bu faktning kuzatilayotgan hodisalar kechishiga ta'sir qilish-qilmasligini va ta'sir qilsa, bu ta'sirning qanday bo'lishini bilish muhimdir.

Fizika qonunlari, jumladan Nyuton mexanikasi qonunlari xususan, inersiya qonuni tekshirilayotgan hodisalarning qanday real sharoitda kechayotgani aniq ma'lum bo'lgandagina, binobarin, bu hodisalarning qanday sanoq sistemasiga nisbatan yuz berayotganligi ko'rsatilgandagina muayyan ma'noga ega bo'lishini bilamiz.

Faqat bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan sanoq sistemalaridagi harakat qonunlari bir xil ifodalanadi. Bu sistemalar *inersial* sanoq sistemalar deb yuritiladi.

Demak, mexanika qonunlari barcha inersial sistemalarida bir xil ifodalanadi va bu qonunlarning ifodasi inersial sistemalarga nisbatan tezlanma harakat qilayotgan sanoq sistemalari uchun boshqacha bo'ladi.

Mexanik jarayonlar ustida o'tkazilgan kuzatishlar cheksiz ko'p inersial sistemalar ichida absolyut fazoni ajratib olish imkonini bermaydi. Bu holat *mumtoz mexanikaning nisbiylik prinsipi* degan nom oldi. Binobarin, Nyutonning muhitlar mexanikasi nisbiylik prinsipiga muvofiq lashtirib qurilgan.

Koordinatalarni almashtirish formulalari xususida shuni aytish kerakki, Galiley formulalari mutlaqo ravshan va tajribaga muvofiq keladigan bo'lib ko'rinar edi. Shuning uchun harakatlanayotgan muhitlar elektrodinamikasini ko'rishda ham bu formulalar to'g'ri deb (tahlil qilmay) ishlatiladi.

Efiri harakatsiz yoki harakatlanuvchi muhit deb faraz qilinishi asosida harakatlanayotgan muhitlar elektrodinamikasini yaratishga ko'p

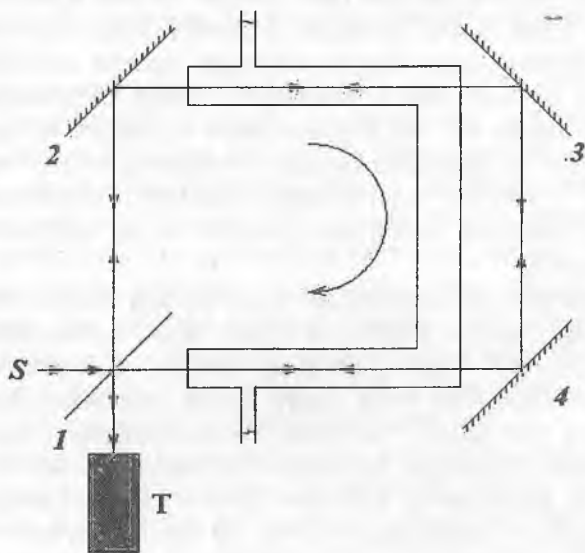
urinishlar bo'ldi. Bir-biriga mutlaqo qarama – qarshi bo'lgan turli nuqtai nazarlar bir-biridan keskin farqlanuvchi muhim nazariyalarda Gers elektrodinamikasi va Lorens elektrodinamikasida o'zining to'la ifodasini topdi. Ikkala elektrodinamika ham barcha elektromagnitik va optik jarayonlarni butun fazoni to'ldirgan dunyoviy efirda yuz beradi deb hisoblaydi. Shuning uchun harakatlanayotgan muhitlar elektrodinamikasining asosiy masalasi jismlar harakatining efirga ko'rsatadigan ta'siri to'g'risidagi masala edi. Bu masalani faqat tajribagina hal qila olardi. Aniqrog'i, efir va harakatlanayotgan moddaning o'zaro munosabati to'g'risidagi muayyan tasavvurlarga asoslanib, harakatlanayotgan muhitlardagi hodisalar nazariyasini yaratish va uni tajribada tekshirib ko'rish lozim edi.

Ergashuvchi efir tushunchasi. Gers moddiy jismlar harakatlanayotganda efirni butunlay ergashtirib ketadi, degan mulohazaga asoslangan nazariya yaratdi. Shunday qilib, harakatlanayotgan muhitdagi optik hodisalar shu muhit bilan birga (undan orqada qolmasdan) harakatlanayotgan efirda yuz beradi, binobarin, harakatlanayotgan muhitlardagi hodisalar ustida o'tkazilgan kuzatishlar bu harakatni aniqlash imkonini bermaydi. Bu nazariyaning xulosalari qator tajriba natijalariga, jumladan, Fizo tajribalari natijalariga butunlay zid ekanligi ma'lum bo'ldi.

Efirning mavjudligi haqidagi gipoteza, efir xususiyatlarini va uning odatdagi jismlar bilan o'zaro ta'sir qilish xarakterini aniqrog' o'rganishga bag'ishlagan tajribalarning qo'yilishiga sabab bo'lgan. Avvalo shaffof jismlar harakatlanganlarida o'zlari bilan birga o'z ichlaridagi efirni ham ergashtirib ketadimi yoki yo'qmi degan savol tug'ilgan. Bu savolga 1851-yilda Fizo tomonidan qilingan tajriba javob berishi kerak edi. Fizo tajribasi bilan batafsilroq tanishsak. Tajriba chizmasi 9.1-rasmda keltirilgan. Sodda qilib aytadigan bo'lsak, bu tajriba interferensiyalar tajriba bo'lib, suvda yorug'lik tarqalayotganda unga suv harakatining ta'siri tekshirilgan.

S manbadan kelayotgan yorug'lik yarim tiniq plastinka 1 yordamida ikkiga ajratiladi: bir qismi 1,2,3,4,1 yo'llarni o'tib ko'rish trubasi T ga tushadi. Ikkinchi qismi ham 1,4,3,2,1 yo'llarni o'tib ko'rish trubasiga tushadi. Natijada dastalarning interferensiyasi yuzaga keladi (tinch suvda). Keyin ko'rsatilgan sterelka bo'yicha suvni oqishga majburlaydi. Natijada nurlarning biri suv oqishi yo'nalishida, ikkinchisi esa oqimga teskari yo'nalishda tarqaladi. Kuzatuvchi interferensiyalar manzarani kuzatadi, o'zgarish yorug'likning suvdagi tezligini muhokama qilishga olib keladi. Tajribaning ko'rsatishicha bu tezlik quyidagiga teng:

$$c_1 = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (9.1)$$



9.1 - rasm

Bu yerda n -suvning sindirish ko'rsatkichi, v -suvning oqish tezligi. Efir gipotezasi nuqtai nazaridan efir suvga qisman ergashadi, agar efir to'la ergashganda ikkinchi qo'shiluvchi v ga teng bo'lar edi, agar umuman ergashmaganda nolga teng bo'lar edi.

Bunday tushuntirish aberratsiya hodisasi natijalariga teskari. Yuqorida aytganimizdek, Fizo tinch va oqayotgan suvlarda interferensiyon manzaralarni hosil qilgan va bu ikki holda ham interferensiyon yo'llarining siljishini o'lchagan. Bu siljish vositasida fazalar farqini va demak, efirning ergashish koeffitsiyentini aniqlash imkoniyati tug'ilgan, Fizo tajribalarining ko'rsatishicha, α koeffitsiyent:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (9.2)$$

formula bilan ifodalanadi, bunda n - suvning sindirish ko'rsatkichi.

Shunday qilib, interferension kuzatishlar yordamida faraziy efirning harakatlanuvchi moddaga qisman ergashishligi, binobarin, α «ergashish koeffitsiyenti» moddaning sindirish ko'rsatkichiga bog'liqligi, sindirish koeffitsiyenti 1 ga teng moddalarga efirning ergashmasligi kerakligi aniqlangan.

Fizo tajribalarining natijalari Yerning «absolyut» harakatini aniqlashga imkon bergandek ko'rinadi. Haqiqatan, atmosferaning n sindirish ko'rsatkichi 1 ga yaqin bo'lgani uchun atmosfera efirni sezilarli darajada ergashtira olmaydi.

Suv uchun $\alpha = 0,438$; Fizo o'z tajribalarida interferension polosalarning siljishini va bu siljish $\alpha = 0,46$ ga mos kelishini topdi. 1886-yilda Fizo tajribasini takrorlagan Maykelson va Morleylarning yanada aniq o'lchashlaridan $\alpha = 0,434 \pm 0,020$ ekanligi topildi. Gers nazariyasida esa tajribaga zid bo'lgan $\alpha = 1$ qiymat topiladi.

Demak, efirning harakatlanayotgan jismlarga to'liq ergashishi haqidagi tasavvurga asoslangan Gers nazariyasi optik va elektrodinamik tajribalarga to'g'ri kelmaydi.

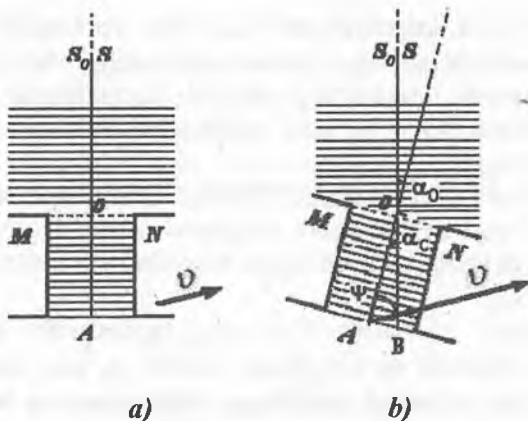
9.2. Yorug'lik aberratsiyasi

Yorug'likni izchil ravishda to'liqiniy jarayon deb qarab, yorug'lik aberratsiyasi hodisasini tekshirganda ham Yer harakatining optik hodisalarga ko'rsatadigan ta'siri masalasi paydo bo'ladi.

Agar Gers faraz qilganidek, harakatlanayotgan Yer efirni to'liq ergashtirsa, aberratsiya sababini izohlab bo'lmaydi, chunki yorug'lik to'liqlari truba bilan bir vaqtda harakatlanayotgan efir bilan birga ko'chadi, truba tinch turganda yulduzga qaratilgan S_0 yo'nalish truba harakat qilganidagi S yo'nalish bilan ustma-ust tushadi. Bu aytilgan gap 9.2.-a rasmda yaqqol tasvirlangan, rasm ravshan bo'lishi uchun unda truba o'rniga vizir moslamasi chizilgan, to'liq fronti MN orqali truba ichiga kirib, truba bilan birga harakatlana boshlaydi va trubaning tezligi qanday bo'lishidan qat'i nazar OA o'q bo'ylab tarqaladi.

Agar o'zi bilan trubani ergashtirib ketadigan Yer harakatlanayotganida efir qo'zg'almaydi, deb faraz qilsak, u holda yorug'lik to'liqlari qo'zg'almas efirda o'z yo'lini davom ettirib, jilgan trubadan orqada qoladi.

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = (v/c) \sin \psi$$



9.2 - rasm. Yorug'lik aberratsiyasi va Yer harakatlanishida efirning ergashishi haqidagi masala:

a - Yer ergashtiruvchi efir, aberratsiya yo'q;

b - efir harakatsiz, aberratsiya bor:

Truba o'qining yulduzga to'g'rilanganicha qolishi uchun uni og'dirib turish kerak; bu og'ish burchagi trubaning v tezligiga va c bilan yulduzga qaratilgan yo'nalish orasidagi ψ burchakka bog'liq. Tezlik qadar o'zgarganida trubaning og'maligi $\alpha_0 = \angle SOS_0$ burchak qadar o'zgarishi kerak, demak aberratsiya burchagi $\alpha_0 = \frac{AB}{OA} = \frac{v}{c} \sin \psi$ bo'ladi, bundagi c-yorug'likning truba bo'ylab yo'nalgan tezligi (bo'shliqda yoki havoda) $\psi = \frac{1}{2}\pi$ bo'lganda, aberratsiya burchagi α_0 juda kichik bo'ladi ($\operatorname{tg} \alpha_0 \approx \alpha_0$).

XVII asrning boshlaridayoq Bredlinning aniqlashicha, yil davomida kuzatilganda yulduzlar unchalik katta bo'lmagan ellipsni harakterlaydi.

Agar Yer efiriga nisbatan harakatlansa bu hodisani tushuntirish mumkin. Buning uchun teleskopni kuzatiladigan yulduzga to'g'ri joylashtirmasdan qandaydir α burchak ostida joylashtirish lozim.

Vertikalga nisbatan teleskop qarshisida turgan yulduz α burchak ostida ko'rinadi. Biz bilamizki, Yer aylanadi, shuning uchun ham kuzatuvchiga yulduz aylanma orbita bo'ylab harakatlanayotgandek tuyuladi. Agar c - yorug'lik tezligi v - Yerning tezligi desak. Yulduzning ko'rinma burchagi

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{c}$$

bo'ladi. $v = 30 \text{ km/s}$ desak, $\alpha \approx 20,5''$ teng bo'ladi, bu tajribaga yaqin. Bu tushuntirishdan efini Yer harakatida (va uning atmosferasida hech qanday ishtirok etmasligi) ochiq ko'rinmaydi.

9.3. Harakatsiz efir tushunchasi

Lorens efir mutlaqo harakatsiz va moddiy muhitlar harakatida ishtirok etmaydi, degan farazga asoslandi. Elektrodinamika (va optika) uchun nisbiylik prinsipi yaramaydi deb o'yladi.

Harakatlanayotgan muhitlarning Lorens yaratgan elektrodinamikasi (va optikasi) Lorensning umumiy elektron nazariyasining bir qismidir; elektroniy nazariyaga muvofiq, moddaning barcha elektromagnitik xossalari harakatsiz efirda elektr zaryadlarining taqsimlanishi va harakatiga bog'liq bo'ladi. Bir inersial sistemadan ikkinchisiga o'tishda koordinatalarni almashtirish formulalari sifatida Galiley formulalari o'zgartirilmagan, biroq Lorens nazariyasi nisbiylik prinsipini tan olmagan uchun Lorens elektrodinamikasining tenglamalari bu almashtirishlarga nisbatan invariant emas. Lorens nazariyasi oldinga qo'yilgan katta qadam bo'ldi va nazariy jihatdan ancha qiyin bo'lgan ko'p masalalarni yechdi. Optik hodisalarga nisbatan bu nazariya Frenel nazariyasiga mos tushadi va u ham yorug'lik to'lqinlarining qisman ergashishi to'g'risidagi tasavvurga olib keladi. Lorens nazariyasiga muvofiq, moddaning harakati molekular va ularga bog'liq zaryadlarning harakatsiz efirdagi harakatidan iborat.

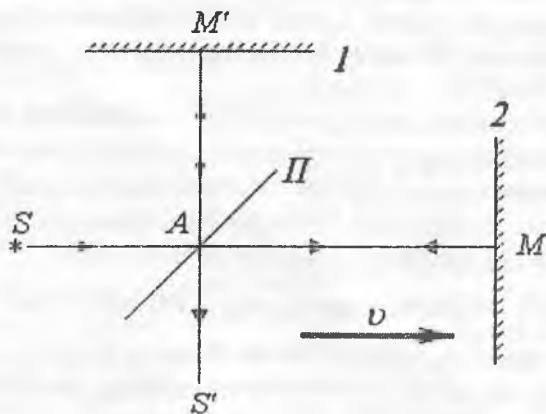
Lorens-Frenel nazariyasiga muvofiq, harakatsiz deb faraz qilingan efirga nisbatan Yerning harakatini bunday tajribalar yordamida aniqlash mumkin, ammo bunda tajribalar ikkinchi tartibli kattaliklarni (1 ga nisbatan β^2 ni) hisobga olish imkonini beradigan aniqlikda bajarilishi, ya'ni taxminan 10^{-8} tartibdagi aniqlikda bo'lishi lozim.

Biz aytib o'tgandek, agar kerakli o'lchamlar $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2}$ dan kichik xato bilan o'tkazilishi mumkin bo'lsa, Doppler hodisasi, Lorens nazariyasi nuqtai nazaridan, sistemalarning efirdagi absolyut harakatini topishga xizmat qila olar edi.

9.4. Maykelsonning interferension tajribasi

Maykelsonning interferension tajribasi ana shunday aniqlikda o'tkazilgan real tajriba bo'lib, bu tajriba aslida yorug'likning Yer harakati yo'nalishida va unga tik yo'nalishda tarqalish tezliklarini aniqlashdan iborat. Tajriba 9.4-rasmdagi chizma bo'yicha bajariladi, bunda Maykelson interferometri uning bir yelkasi Yer harakati yo'nalishi bilan bir xil bo'ladigan va ikkinchi yelkasi bu yo'nalishga tik bo'ladigan qilib o'rnatiladi. Butun asbob 90° burilganda interferension manzara o'zgarishi kerak, bu o'zgarish Yer harakatining interferension tajribaga ko'rsatadigan ta'siri to'g'risida hukm chiqarishga va efirdagi bu harakatning absolyut tezligini hisoblashga imkon beradi.

Asbobning chizmasi 9.4-rasmda ko'rsatilgan. S manbadan chiqqan nur tushuvchi nur yo'nalishi bilan 45° li burchak hosil qilib o'rnatilgan chala kumushlangan A plastinkaga tushadi; Bu plastinka nurni o'zaro perpendikulyar yo'nalishda ketuvchi ikki nurga ajratadi. AM va AM' nurlar M va M' ko'zgulardan qaytib A ga keladi, u yerda ikki shu'laning har biri yana ikkiga ajralib ketadi. Yorug'likning bir qismi manbaga qaytib keladi, ikkinchi qismi esa S' yo'nalishda ketadi va u yerda interferensiya hosil bo'ladi. Interferension manzara ikkala shu'laning yurish yo'llari farqlari bilan belgilanadi. Agar AM va AM' miqdorlar geometrik teng bo'lsa, unda ikki shu'laning yurish yo'llar farqi, $AM = AM' = l$ masofani turli muddatda o'tish hisobiga paydo bo'ladi.



9.4 - rasm

Faraz qilaylik, asbob Yer ustida AM «yelkasi» Yerning efirdagi tezligiga parallel qilib o'rnatilgan bo'lsin. Unda AM yo'lni to'g'ri va teskari tomonga o'tgan birinchi nurning sarf qilgan vaqti:

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

Yerning efirdagi harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan AM' yo'ldan borib kelishiga ikkinchi nurning sarf qiladigan vaqti:

$$t_2 = 2t = 2 \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Vaqtlar ayirmasi:

$$t_2 - t_1 = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \right)$$

tenglik bilan ifodalanadi, $\frac{v}{c} = \beta$ nisbatni kichik deb hisoblab, yuqoridagi ifodani

$$t_2 - t_1 \cong -\frac{l\beta^2}{c}$$

taqribiy ko'rinishga keltirish mumkin.

Maykelson tajribalarida interferension yo'llarning sezilarli siljishlari payqalmagan. Tajribalar turli vaqtlarda turli geografik nuqtalarda ko'p marta qayta bajarilgan bo'lsada, hamma vaqt salbiy natija bergan.

Bu tajribani birinchi marta 1881-yilda Maykelson zaruriy aniqlikda bajargan. Bu tajriba tobora takomillashtirilib ko'p marta takrorlangan, bunda l yo'l uzaytirilgan va kuzatish metodlari takomillashtirila borgan va Maykelson-Morley 1887-yili o'tkazgan. Tajriba takomillashtirila borgan sari ko'proq ishonch bilan interferension manzaraning siljimasligi tasdiqlana borgan. Lorens nazariyasiga muvofiq, harakatsiz

efirda Yerning 30 km/s tezlik bilan harakat qilishi tufayli «efir shamoli» paydo bo'lishi interferension manzaraning siljishini yuzaga keltirishi kerak edi.

Maykelson tekshirishlarining ko'rsatishicha, yo efir yer atmosferasiga butunlay ergashib ketishi lozim, biroq bu xulosa Fizo tajribasiga zid keladi, yoki efir o'ziga nisbatan hisob-sistemi bo'la oladigan muhitdir deb qarashimiz noto'g'ri bo'lib chiqadi. Birinchi faraz - efirning Yer atmosferasiga ergashib ketishi-Fizo tajribalariga zid bo'libgina qolmay, yulduz aberratsiyasi hodisasi bilan ham mos kelmaydi. Ma'lumki, yulduz aberratsiyasi Yer harakatsiz - tinch muhit deb qaralgan efirda harakatlanadi degan faraz asosida tezliklarning qo'shilishlari haqidagi elementar teorema yordamida yaxshi tushuntiriladi. Yulduz aberratsiyasini suv bilan to'ldirgan teleskopda kuzatish qisman ergashish nazariyasini to'la tasdiqlaydi, ya'ni Fizo tajribalariga mos keladi. Demak, efir nazariyasiga asoslanganimizda Fizo tajribasini, yulduz aberratsiyasi hodisasini va Maykelson tajribasini - hammasini birdaniga tushuntira olmay qolar ekanmiz. Maykelson tajribasining tushunarli bo'lishi uchun efir bir xil xususiyatlarga ega bo'lishi kerak bo'lsa, yulduz aberratsiyasini va Fizo tajribasini tushuntirish uchun butunlay qarama-qarshi xususiyatlarga ega bo'lishi kerakligi kelib chiqadi.

Maykelson-Morli tajribalarining salbiy natijali bo'lib chiqishi keng va keskin ilmiy munozaralarga sabab bo'lgan. Maykelson tajribasini efir nazariyasidan voz kechmay turib tushuntirishga turlicha urinib ko'rilgan. Masalan, yorug'likning tezligi yorug'lik manbai tezligiga bog'liq bo'lib, u manba tezligi va manba harakatsiz deb faraz qilinganda yorug'likning efirdagi tezligining yig'indisiga teng bo'lsa kerak degan gipoteza aytilgan. Bu gipoteza Maykelson tajribasini tushuntira olgan bo'lsada, Doppler hodisasining mavjudligi bilan va yerdan tashqaridagi manbalarni kuzatishdagi xulosalar bilan kelisha olmagan. Nihoyat eng so'nggi vaqtda (1956-y.) A.M.Bonch-Bruevich va V.A.Molchanov tomonidan bajarilgan Quyosh diskining turli chetlaridan chiqqan yorug'likning tezligini bevosita o'lchash natijalarining ko'rsatishicha, yorug'lik tezligi manba (xususiyl holda o'z o'qi atrofida aylanuvchi Quyosh) tezligiga bog'liq emas ekan. Shunday qilib, tajribaning salbiy natijalari XIX asrning oxirlarida ko'pgina fiziklarni jiddiy o'ylashga majbur qildi. Hamma tushuntirishga urinishlar bekor ketdi. Yer sirtida efir tezligi nolga teng degan fikrlar ham bo'ldi. Unda havo sharlariga efirning ta'siri sezilarli bo'lishi lozim degan urinishlar ham

muvaffaqiyatsiz bo'ldi. Bundan tashqari, ikkala gipoteza ham «yulduzlar yorug'ligi aberratsiyasi» kuzatilishiga teskari edi.

Maykelson tajribasi natijalarini izohlab berish uchun bir tomondan Fitsjerald, ikkinchi tomondan Lorensning o'zi (1892-yil) nihoyat darajada asosiy bo'lgan boshqa bir farazni taklif qildilar. Harakat natijasida barcha jismlarning chiziqli o'lchamlari tezlik yo'nalishida $\sqrt{1-\beta}$ nisbatda qisqaradi (**kontraksion gipoteza**) deb faraz qilindi.

Lorensning tushuntirishicha, bunday kamayishga efirga elektrik tabiatga ega bo'lgan moddada molekulalararo o'zaro ta'sir kuchining ta'sir etishi tufaylidir. Fitsjerald-Lorens nazariyalari yetarli darajada ma'qul edi, lekin bu nazariyalar ancha universal bo'lgan Albert Eynshteyn tomonidan taklif etilgan maxsus nisbiylik nazariyasiga o'z o'rnini bo'shatib berdi.

Yuqorida keltirilgan uchta tajriba efining xossalari boyicha bir-birini inkor qiluvchi xulosa beradi. Bundan ko'rinadiki, efir gipotezasini fanda qabul qilib bo'lmaydi. Lekin aytishlaricha shu izlanishlar A.Eynshteyn tomonidan maxsus nisbiylik nazariyasining yaratilishiga turtki bo'lgan. Biroq Eynshteynning yozishicha maxsus nisbiylik nazariyasining yaratilishiga boshqa tasavvurlar sabab bo'lgan. Maykelson tajribasi haqida nisbiylik nazariyasi asoslarini yaratgandan so'nggina bilgan. Eynshteyn o'z nazariyasining asosi sifatida – yorug'lik tezligi inersial sanoq sistemasida kuzatuvchining ham, manbaning ham harakatiga bog'liq emasligini qabul qiladi. O'zgaruvchi elektromagnit maydonning mustaqilligini ta'kidlab, u butunlay efir gipotezasidan voz kechadi. Maxsus nisbiylik nazariyasida olingan tezliklarni qo'shish qonunini qo'llab quyidagini hosil qilish mumkin $\left(\frac{v}{c}\right)$ ikkinchi darajali qo'shiluvchi e'tiborga olinmadi:

$$c_1 = \frac{\frac{c \pm v}{n}}{1 \pm \frac{cv}{nc^2}} = \left(\frac{c \pm v}{n}\right) : \left(1 \pm \frac{v}{cn}\right) = \frac{c \pm v}{n} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (9.3)$$

Bu tajriba natijasiga mos keladi.

Maykelson tajribasiga ham qo'llasak:

$$c_1 = \frac{c \pm v}{1 \pm \frac{cv}{c^2}} = c \frac{c \pm v}{c \pm v} = c = const.$$

Shunday bo'lishi kerak (bu yerda tajriba vakuumda o'tkaziladi deb hisoblanadi yoki havoning singdirish ko'rsatkichi birga ($n=1$) teng deb hisoblanadi. Aberratsiyani relyativistik hisoblaganda $\tan$ gens o'rniga sinus olinadi, kichik aberratsiya burchaklarida bu funksiyalarning qiymatlari mos keladi.

9.5. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatları

XIX asrning oxirlarida va XX asrning boshlarida Nyuton mexanikasi va elektromagnit maydon nazariyalari oldida turgan muammolarga A.Eynshteynning (1905-y.) maxsus nisbiylik nazariyasi yechim topdi. Eynshteyn o'zining nazariyasini Maykelson-Morli tajribalarining salbiy natijalari asosida yaratgan deb o'ylash to'g'ri emas. Eynshteyn Lorensning nazariy ishlarini o'rgangan va u bilan faxrlangan. Maxsus nisbiylik nazariyasini yaratilishiga elektromagnit maydon nazariyasi muammolari va yorug'lik nazariyasi to'g'risidagi izlanishlari turtki bo'lgan bo'lsa ajab emas. Masalan, Eynshteyn o'ziga shunday savol beradi: *«Agar men yorug'lik nuri ustiga o'tirganimda nimani ko'rar edim?»* Javob shundan iborat ediki, harakatdagi elektromagnit to'lqin bilan birga, vaqt bo'yicha o'zgarmay qoladigan, lekin amplitudasi fazo bo'yicha o'zgaruvchi o'zgarmas elektr va magnit maydonini ko'rar edi. Eynshteyn bunday maydonni topish mumkin emasligini bilar edi. Bundan tashqari, bu Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi bilan mos kelmas edi. Biz bilamizki Maksvell tenglamalari $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ tezlik bilan sinusoidal qonun bo'yicha tarqalayot-

gan elektr va magnit maydonlarini qanoatlantiradi. O'zgarmas sinusoidal maydon (turg'un yoki nol tezlik bilan tarqalayotgan), shuningdek, har qanday c dan farqli tezlik bilan tarqalayotgan maydon uchun Maksvell tenglamalari yechim bo'la olmaydi. Eynshteyn shunday xulosaga keldiki, elektromagnit to'lqinni to'xtatib bo'lmaydi. Eynshteyn o'z qarashlarini ikkita postulot ko'rinishida xulosa qildi. Birinchi postuloti, Nyutonning nisbiylik prinsiplarini umumlashtirdi, bunday olganda nafaqat mexanika qonunlarini, balki elektr va magnitizm bilan birga boshqa fizika qonunlarini ham umumlashtirdi.

Birinchi postulot (nisbiylik prinsipi). **Fizika qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil kechadi.**

Ikkinchi postulot (yorug'lik tezligining doimiyligi). **Yorug'lik bo'shliqda aniq c tezlik bilan tarqaladi va manbaning yoki kuzatuvchining harakatiga bog'liq emas.**

Bu ikkala postulat Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasining asosini tashkil etadi. Maxsus yoki xususiy nazariya deb atalishi umumiy nisbiylik nazariyasidan farqlash uchun, umumiy nisbiylik nazariyasi noinersial sanoq sistemalarini ko'radi (tezlashgan). Ikkinchi postulatni qabul qilish qiyin, chunki ko'pgina umumiy qabul qilingan tasavvurlarga qarshi. Birinchidan eng avvalo yorug'lik bo'shliqda tarqalishi lozim. Efirdan kechish qiyin emas bari bir uni qayd qilib bo'lmaydi. Ikkinchidan manbaning yoki kuzatuvchining harakatidan qat'iy nazar yorug'likning vakuumdagi tezligi doimiydir ($3 \cdot 10^8$ m/s). Bundan ko'rinadiki, kuzatuvchi yorug'lik manbaiga qarabmi yoki aksincha harakatlanishidan qat'iy nazar yorug'lik tezligi bir xil. Bu bizning kundalik hayotimizdagi tajribalarga zid keladi, chunki tasavvurimizda kuzatuvchi yorug'lik manbaiga yaqinlashishi bilan uning tezligi yorug'lik tezligiga qo'shilishini, aksincha uzoqlashishi bilan ayrilishi lozim edi. Bu muammo biz kundalik hayotimizda hech qachon yorug'lik tezligiga yaqin tezlikni o'lchashga to'g'ri kelmasligi bilan bog'liq. Shuning uchun ham bunday katta tezliklarni qarashda bizning kundalik tajribalarimiz qo'l kelishi foydali ekanligini kutmasligimiz kerak.

Boshqa tomondan, Maykelson-Morli tajribasi ikkinchi postulat bilan to'la mos keladi. Maykelson-Morli tajribasini birinchi postulatning isboti sifatida ham qarash mumkin, chunki mualliflarning fikricha, tajriba qandaydir absolyut sanoq sistemasiga nisbatan Yer tezligini o'lchashga bag'ishlangan.

Maykelson-Morli tajribasining salbiy natijalaridan ko'rinadiki, hech qanday yakkalangan sanoq sistemi mavjud bo'lmaydi. Absolyut sanoq sistemi tushunchasini inkor etib fizika Maksvell elektromagnit nazariyasini mexanika bilan birlashtirish imkoniyatiga ega bo'ldi. Maksvell nazariyasida aytilgan yorug'lik tezligi, har qanday sanoq sistemasida vakuumdagi tezligidir. Eynshteyn ko'pincha tajribalarni xayoliy tasavvur qilar edi. Bunday analiz matematik hisoblashlarni va fizikaviy qurilmalarni talab qilmas edi. Bu yo'lni Eynshteyn «xayoliy tajriba» deb atar edi. Shunday qilib, A.Eynshteyn yorug'lik ustida o'tkazilgan tajribalar asosida fazo-vaqt tasavvurlarining yangi nazariyasi – maxsus nisbiylik nazariyasini yaratdi.

Nazorat uchun savollar

1. Mumtoz va zamonaviy fizika deganda nimani tushunasiz?
2. Ergashuvchi efir tushunchasi nima?
3. Fizo tajribasini tushuntiring.
4. Yorug'lik aberratsiyasini tushuntiring.
5. Harakatsiz efir tushunchasi nima?
6. Maykelson tajribasini tushuntiring.
7. Maykelson-Morle tajribasini tushuntiring.
8. Lorens mulohazalarini qanday tushunasiz?
9. Maxsus nisbiylik nazariyasi haqida gapiring.
10. A.Eynshteyn postulatlarini tushuntiring.

X b o b. YORUG'LIKNING KVANT XUSUSIYATLARI

10.1. Eynshteynning fotonlar nazariyasi

Yorug'likning kvant xususiyatlarini oydinlashtirishda nemis fizigi Maks Plankning xizmati kattadir. U qizdirilgan jismlar nurlanishining spektral taqsimotini aniqlashga muvaffaq bo'ldi. Bu muammoni yechishga mumtoz fizika o'jizlik qilgan edi. Chunki mumtoz fizika faqat uzluksiz jarayonlarni o'rganayotgan fandır. Biroq uzluksiz jarayonlar ichida diskret (kvant) hodisalar yashirinib yotardi. Bu yashirinib yotgan kvant jarayonlarni anglash uchun noyob iste'dod sohibi bo'lish lozim edi. Bu sharaftga M.Plank musharraf bo'ldi. Plank birinchi bo'lib mumtoz fizika prinsiplariga zid bo'lgan ossillyator energiyasini kvantlash haqidagi gipotezani 1900-yil 14-dekabrda Berlin shahrida bo'lib o'tgan nemis fiziklari jamiyati anjumanida aytdi. Aynan shu gipoteza eski tushunchalarni chilparchin qilib, ularni qayta ko'rib chiqishga turtki bo'ldi. Bu esa ko'p mashhur fiziklarning ishlarini rivojlantirdi. Natija **kvant fizikasining** yaratilishi bilan tugallandi.

1905 yilda Albert Eynshteyn Plank ossillyatorini kvantlash g'oyasini yanada olg'a surib, elektromagnit nurlanishga tadbiq etdi. Plank formulasi energiya bo'yicha o'rtacha taqsimot beradi. Nurlanish energiyasi zichligini fluktuatsiyani chuqur tahlil qilgan Eynshteyn kvant xususiyat, umuman, yorug'likka tegishli xususiyat degan xulosaga keldi. Eynshteynning yorug'lik kvantlari haqidagi yangi gipotezasiga ko'ra, monoxromatik yorug'lik dastasi $h\nu$ energiyada va yorug'lik tezligida harakat qiluvchi kvantlardan-korpuskula-fotonlardan iborat (Foton atamasi 1926-yilda *D.Lyuus* tomonidan kiritilgan. 1927-yilda elektronlar va fotonlar mavzusiga bag'ishlangan kongressda yorug'lik zarrasiga rasmiy ravishda **foton** ismi berildi). Eynshteyn gipotezasiga ko'ra Plank ossillyatori yorug'lik kvantini chiqarish yoki yutish hisobiga o'z energiyasini o'zgartiradi. Foton zarra bo'lganligi sababli u energiya E ga ega bo'lish bilan birga $p = \frac{E}{c}$ impulsiga ega bo'lishi zarurligini Eynshteyn angladi. Agar k – to'lqin vektori tushunchasini kiritsak to'lqin vektorining komponentlari

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \beta, \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \gamma$$

ga teng bo'ladi. Bunda λ - to'liq uzunlik, $\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$ yorug'lik to'liqida perpendikulyar bo'lgan yo'naltiruvchi kosinuslar. Bu holda yorug'lik impulsini vektor ko'rinishida yozish mumkin:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}.$$

Shunday qilib, Eynshteynning foton nazariyasiga ko'ra ikkita formula hosil qilamiz:

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad (10.1)$$

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (10.2)$$

(10.1) va (10.2) formulalarda

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

bo'ladi. (10.1) va (10.2) formulalar yorug'likni *kvant nazariyasining asosiy tenglamalari* deyiladi. Bu tenglamalar yorug'lik kvanti energiyasi E va p impuls ni yassi monoxromatik to'liqning chastotasi va to'liq uzunligi bilan bog'laydi. Shunday qilib, yorug'lik tabiatiga aniqlik kiritildi. *Elektromagnit maydonning kvantlari – bu fotonlardir. Fotonning tinchlikdagi massasi degan tushuncha ma'noga ega emas, ya'ni foton faqat harakatda mavjuddir.*

10.2. Jismlarning issiqlik nurlanishi

Manba tomonidan nurlangan yorug'lik o'zi bilan energiya olib ketadi. Nurlanishlar turli xil bo'ladi. Masalan: oksidlanayotgan fosforning nurlanishi, gazlarda elektr toki o'tishi jarayonida vujudga keladigan nurlanish, qattiq jismlarni elektronlar bilan bombardimon qilish jarayonida vujudga keladigan nurlanish, qizdirilgan jismlarning nurlanishi, ya'ni issiqlik nurlanishi. Bu nurlanishlar bir-birlaridan

o'zlarining vujudga kelish jarayoni bilan farq qiladi. Lekin har qanday nurlanishda ham energiyaning biron turi nurlanish energiyasiga aylanadi. Agarda jismga energiya qizdirish yo'li bilan uzatilsa, jism nurlanishi **issiqlik** yoki **temperaturaviy nurlanish** deyiladi. Nurlanishning bunday turi XIX asrning oxirida boshqa lyuminessensiya kabi turiga nisbatan boshqacha qiziqish o'yg'otdi. Issiqlik nurlanishi qizdirilgan jism bilan termodinamik muvozanat holatida bo'lishi mumkin. Fiziklar jismlarning issiqlik nurlanish qonunlarini o'rganish bilan termodinamika va optika o'rtasida ko'prik o'rnatishga ishongan edi. Agar har xil temperaturali jismlarni ko'zgusimon qaytaruvchi devorlar bilan o'ralgan yopiq idishga solib kuzatishsa, vaqt o'tishi bilan termodinamik muvozanatga kelishi, ya'ni barcha jismlar bir xil temperaturaga ega bo'lishi tajribada aniqlandi. Jismlar chiqarayotgan va yutayotgan nur orqali energiya almashinishi sodir bo'lar ekan. Muvozanat holatida har bir jismning energiya chiqarish va yutish jarayonlari bir-birini o'rtacha kompensatsiyalaydi. Jismlararo fazoda energiya zichligi aniq bir qiymatga erishadi. Ma'lum bir temperaturali termodinamik muvozanatda bo'lgan bunday jismlarning nurlanishi **muvozanat** yoki **qora nurlanish** deb ataladi. Muvozanat nurlanish energiya zichligi va uning spektral tarkibi faqat jism temperaturasiga bog'liq bo'ladi.

Agar termodinamik muvozanatda bo'lgan yopiq idish ichiga kichik tuynuk orqali qaralsa, unda ko'z jismlar tasvirini ilg'amaydi va faqat butun yopiq idish ichki tomonidan bir xil nurlanishni ko'radi.

Aytaylik, idishdagi jismlardan biri unga tushadigan energiyani butunlay yutish xususiyatiga ega bo'lsin. Boshqacha qilib aytganda o'ziga tushayotgan barcha to'lqin uzunlikdagi nurlanishni batamom yutib oladigan jism **absolyut qora jism** deyiladi. Ma'lum bir temperaturada issiqlik muvozanat holatida absolyut qora jism nurlanishining spektral tarkibi, uning atrofidagi jism muvozanat nurlanishi spektral tarkibi bilan bir xil bo'ladi. Aks holda absolyut qora jism va atrofidagi jism nurlanishi o'rtasida muvozanat bo'lmasligi mumkin. Shuning uchun absolyut qora jism nurlanishi spektral tarkibini o'rganish muammosi tug'ilgan. Mumtoz fizika bu muammoni yecholmasligi ma'lum bo'ldi.

Bu nurlanish absolyut noldan farqli hamma temperaturada jismlarda kuzatiladi va temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi. Agar nurlanish oqimi Φ biror yassi parallel plastinkaga tushayotgan bo'lsa. Bu oqim qisman qaytadi Φ_q , qisman jismda yutiladi Φ_{yut} va qisman o'tadi Φ_{ot} .

$$\Phi = \Phi_q + \Phi_{yut} + \Phi_{o't}$$

Bu tenglikning ikkala tomonini Φ ga taqsimlasak:

$$\frac{\Phi}{\Phi} = \frac{\Phi_q}{\Phi} + \frac{\Phi_{yut}}{\Phi} + \frac{\Phi_{o't}}{\Phi}$$

bundan quyidagini yozish mumkin: $1 = \rho + a + D$.

$$\frac{\Phi_q}{\Phi} = \rho \text{ jismning nur qaytarish xususiyati,}$$

$$\frac{\Phi_{yut}}{\Phi} = a \text{ jismning nur yutish xususiyati;}$$

$$\frac{\Phi_{o't}}{\Phi} = D \text{ jismning nur o'tkazish xususiyati.}$$

Nisbatan qalinroq jismda $D=0$ bo'ladi, unda $\rho+a=1$. Shuning uchun T temperaturali jismning λ to'lqin uzunlikli nur qaytarish xususiyatini $\rho_{\lambda,T}$ va nur yutish qobiliyatini $a_{\lambda,T}$ bilan belgilasak $\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1$ bo'ladi. Umuman, $\rho_{\lambda,T}$, $a_{\lambda,T}$ lar 0 dan 1 gacha bo'lgan intervalda o'zgarishi mumkin. Ikki xususiy holni ko'raylik.

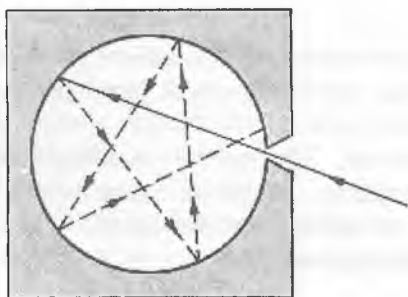
- $\rho_{\lambda,T} = 1$, $a_{\lambda,T} = 0$ bo'lsin, ya'ni jismga tushayotgan nur to'la qaytsin. Bunday jism **absolyut oq jism** deyiladi.

- $\rho_{\lambda,T} = 0$, $a_{\lambda,T} = 1$, ya'ni jismga tushayotgan nur to'la yutilsin, bunday jism **absolyut qora jism** deyiladi.

Jismning nur yutish va qaytarish xususiyatidan tashqari yana bir xarakteristikasi mavjud, u T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydi. Bu kattalikni T temperaturadagi jismning nur chiqarish r_T xususiyati deb yuritiladi. ρ , a -lar o'lchamsiz kattalik, r_T esa Wt/m^2 larda o'lchanadi.

Jismlar bilan ular solingan yopiq idish o'rtasida muvozanat bo'lishi uchun har bir jism qancha energiya chiqargan bo'lsa u shuncha energiya yutishi kerak bo'ladi. Bu issiqlik nurlanishining eng muhim qonuniyatlardan biridir. Bundan ko'rinadiki, ma'lum bir temperaturali absolyut qora jism vaqt birligida birlik yuzasidan chiqargan nur energiyasi boshqa har qanday jism chiqargan nur energiyasidan ko'p bo'ladi. Absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham tabiatda bo'lmaydi. Har qanday jism nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi.

Ularning farqi shundaki, ba'zi jismlar nurlanishning ko'proq qismini yutsa, ba'zilari esa kamroq qismini yutadi. Odatda, o'zining xususiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan modeldan foydalaniladi. Kichik tirqishli berk kovak idish bunday jismning yaxshi modeli hisoblanadi. (10.1-rasm).



10.1 - rasm. Absolyut qora jism modeli

Bunday yopiq kovak idishning kichik tirqishi orqali tushgan yorug'lik idish ichida uning devorlaridan ko'p marta qaytgandan so'ng qaytib chiqa oladi. Har bir qaytish jarayonida nur energiyasining bir qismi yutiladi. Natijada, nur energiyasining juda kichik qismigina kovakdan qaytib chiqishi mumkin. Shuning uchun bunday modelning nur yutish qobiliyati 1 ga juda yaqin bo'ladi. Bu yopiq kovak idish tashqaridan qaraganda mutlaqo qora bo'ladi. Ammo, ma'lum bir T temperaturagacha qizdirilgan yopiq kovak idish issiqlik muvozanatida bo'lsa, uning kichik tirqishi orqali chiqargan nurlanishi absolyut qora jismning nurlanishi deyish mumkin. Aynan shunday issiqlik nurlanishini tadqiq qilish bo'yicha olib borilgan barcha tajribalar asosida absolyut qora jism modellashtiriladi. Yopiq kovak idish ichida temperaturaning ortishi bilan uning tirqishi orqali chiqarayotgan nurlanishining spektral tarkibi o'zgaradi. Berilgan T temperaturada absolyut qora jismning nurlanish energiyasining to'lqin uzunligi bo'yicha taqsimoti **nur chiqarish qobiliyati** $r(\lambda, T)$ bilan xarakterlanadi. Nurlanish xususiyati birlik jism yuzasidan birlik to'lqin uzunligi intervalidagi nurlanish quvvatiga teng bo'ladi. $r(\lambda, T) \cdot \Delta\lambda$ ko'paytma absolyut qora jism yuza birligidan $\Delta\lambda$ to'lqin uzunlik intervalida barcha yo'nalish bo'yicha nurlanish quvvatiga teng. Shuningdek, energiya taqsimotini $r(\nu, T)$

chastota bo'yicha ham keltirish mumkin. $r(\lambda, T)$ (yoki $r(\nu, T)$) funksiya ba'zida **spektral nurlanish** ham deb ataladi. Barcha to'liq uzunliklari uchun to'la nurlanish $R(T)$ quyidagiga teng bo'ladi:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu. \quad (10.3)$$

U jismning to'la nur chiqarish xususiyati deb ataladi.

XIX asrning oxirida absolyut qora jism nurlanishi tajribalarda yaxshi o'rganildi.

Krixgof qonuni. Har qanday jismning muayyan temperaturadagi to'la nur chiqarish va nur yutish xususiyatlarining nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni temperaturadagi absolyut qora jismning to'la nur chiqarish xususiyatiga teng.

$$\frac{r_T}{a_T} = \frac{r_T}{1} = R_T. \quad (10.4)$$

Bu Krixgofning integral qonunidir. R_T - absolyut qora jismning nur chiqarish xususiyati. Krixgofning differensial qonunini quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} = R_{\lambda, T} \quad (10.5)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarining nisbati bu jismning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar uchun to'liq uzunligi va temperaturaning universal funksiyasidir, U absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga tengdir. Yuqoridagi ifodalardan:

$$r_T = \alpha_T R_T$$

$$r_{\lambda, T} = \alpha_{\lambda, T} R_{\lambda, T}$$

Demak ixtiyoriy jismning nur chiqarish qobiliyati shu jismning nur yutish qobiliyati bilan absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining ko'paytmasiga tengdir.

Oddiy jism uchun

$$r_T < R_T$$

$$r_{\lambda,T} < R_{\lambda,T}$$

Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining T va λ ga bog'liqlik xarakterini aniqlashdan iborat. Bu sohada olib borilgan izlanishlar tufayli kashf etilgan qonunlar bilan tanishaylik.

1879-yilda Yozef Stefan eksperimental ma'lumotlar tahlili asosida absolyut qora jismning $R(T)$ to'la nur chiqarish qobiliyati T temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional degan xulosaga keldi:

$$R(T) = \sigma T^4 . \quad (10.6)$$

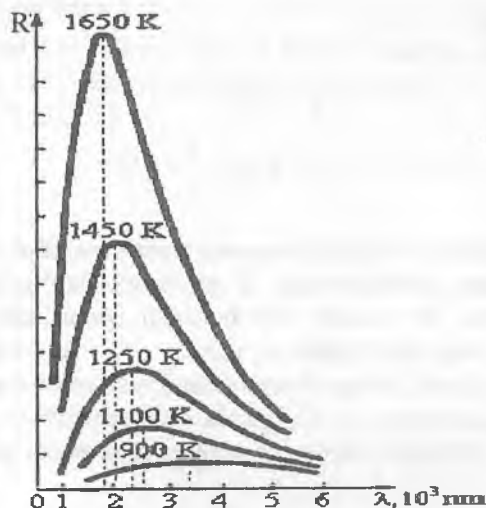
Undan keyinroq, 1884-yilda L.Bolsman bu bog'liqlikni termodinamik nuqtai nazardan nazariy isbotladi. Bu qonun **Stefan-Bolsman qonuni** nomini oldi. Doimiyning son qiymati hozirgi zamon o'lchashlari bo'yicha $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Wt} / (\text{m} \cdot \text{K}^4)$ ga teng.

XIX asrning 90 yillari oxiriga kelib absolyut qora jism nurlanishining spektral taqsimoti ustida puxta eksperimental o'lchashlar bajarildi. Ular shuni ko'rsatadiki, T haroratning har bir qiymatida $R(\lambda, T)$ bog'lanish aniq maksimumga ega (10.2-rasm). Temperaturaning o'zgarishi bilan maksimum qiymat qisqa to'lqinlar sohasi tomon siljiydi. Bunda maksimumga mos tushadigan to'lqin uzunligi λ_m bilan T temperaturaning ko'paytmasi doimiy bo'lib qoladi:

$$\lambda_m T = b \quad \text{yoki} \quad \lambda_m = b / T .$$

Bu munosabat oldinroq Vin tomonidan termodinamika qonunlaridan foydalanib olingan bo'lib, u Vinning siljish qonunini deb ifodalanadi: absolyut qora jism nurlanishi energiyasi maksimumiga to'g'ri keladigan λ to'lqin uzunlik, T -absolyut haroratga teskari proporsionaldir. b - Vin doimiysi bo'lib uning son qiymati:

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ mK}$$



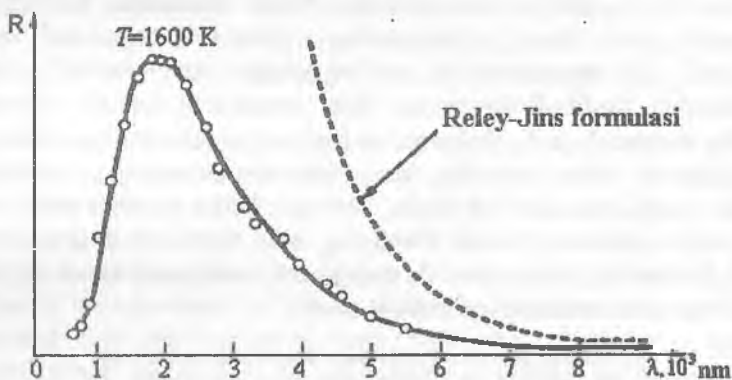
10.2 - rasm. Qora jismning har xil haroratda $R(\lambda, T)$ nurlanishining spektral taqsimoti

Laboratoriya sharoitida erishilgan temperaturada $R(\lambda, T)$ nurlanish qobiliyati maksimum qiymati infraqizil sohada yotadi. Faqat $T \geq 5 \cdot 10^3 K$ da maksimum spektrning ko'rinadigan chegarasiga o'tadi. Quyoshning nurlanish energiyasining maksimumi taxminan 470 nm (spektrning yashil sohasi) to'g'ri keladi. Bu quyoshning yuza qatlamlariga $6200 K$ harorat to'g'ri keladi (agar Quyosh absolyut qora jism deb qaralsa).

Termodinamik qarashlar tufayli Stefan-Bolsman va Vin qonunlarini nazariy keltirib chiqarish kabi termodinamik fikrlar $R(\lambda, T)$ absolyut qora jism nurlanishining spektral taqsimotini butun egri chizig'i bo'ylab olish imkonini berdi. 1900 yilda bu muammoni taniqli ingliz fizigi D.Reley yechishga harakat qildi, u o'zining fikrlari asosida **termodinamik muvozanat holatida erkinlik darajasi bo'ylab energiyani bir tekis taqsimoti** haqidagi mumtoz statistik mexanikaning teoremasini qo'ydi. Bu teorema Reley tomonidan absolyut qora jism muvozanat nurlanishiga nisbatan qo'llanildi. Ancha keyinroq bu g'oyani Jins batafsil rivojlantirdi. Absolyut qora jism nurlanishini λ to'liq uzunligi va T haroratga bog'liqligini shu yo'l bilan olishga muvaffaq bo'ldi:

$$R(\lambda, T) = 8\pi k T \lambda^{-4} \quad (10.7)$$

Bu munosabat Reley-Jins formulasi deb ataladi. U faqat yetarlicha uzun to'liqlar sohasidagi eksperimental ma'lumotlarga to'g'ri keladi (10.3-rasm). Bundan tashqari, qora jismning integral yoritilganligi $R(T)$ cheksizlikka aylanishi kerak degan yolg'on xulosa kelib chiqadi, demak, absolyut nol temperaturada qizdirilgan jism va yopiq idish o'rtasida muvozanat bo'ladi. Shunday qilib, mumtoz fizika nuqtai nazaridan benuqson bo'lgan xulosa tajribaga zid bo'lgan formulaga olib keladi. Shu narsa ma'lum bo'ldiki, absolyut qora jism nurlanishining spektral taqsimlanishi haqidagi masalani mavjud bo'lgan nazariya asosida yechish mumkin emas. Bu masala Plank tomonidan mumtoz fizikaga begona bo'lgan yangi g'oya asosida muvaffaqiyatli yechildi.



10.3- rasm. $T=1600\text{ K}$ da Reley – Jins formulasi bilan absolyut qora jism nurlanishda to'liqlar uzunligi bo'yicha $R(\lambda, T)$ energiya taqsimlanishi qonunini taqqoslash

Plank qizdirilgan jism elektromagnit energiyani nurlantirish va yutish jarayonlari mumtoz fizika qabul qilganidek, uzluksiz ravishda yuz bermasdan, **porsiya – kvant** tarzida bo'ladi degan xulosaga keldi. Kvant jism nurlanish energiyasining minimal miqdori. Plank nazariyasi bo'yicha E kvant energiyasi yorug'lik chastotasiga to'g'ri proporsionaldir:

$$E = h\nu. \quad (10.8)$$

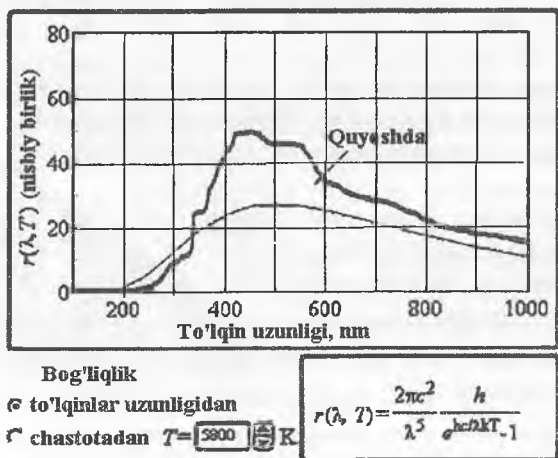
Bu yerda $h=6, 626 \cdot 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s}$ ga teng bo'lib, Plank doimiysi deb ataladi. Plank doimiysi h vakuumdagi yorug'lik tezligi kabi o'rin tutadigan kvant fizikasidagi universal doimiy miqdordir.

Elektromagnit to'liqinni jismlar nurlantirish va yutish jarayonining **uzlukli xususiyati** gipotezasi asosida Plank absolyut qora jism spektral yoritilganlik formulasini oldi. Plank formulasi absolyut qora jism nurlanish spektrida energiyaning taqsimotini λ to'liqlar uzunligi bo'yicha emas, balki ν chastota bo'yicha ifodalash qulay ekanligini ko'rsatdi:

$$R(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Bu yerda c - yorug'lik tezligi, h - Plank doimiysi, k - Bolsman doimiysi, T - absolyut temperatura. Plank formulasi har qanday chastotada qora jism nurlanishining spektral taqsimotini yaxshi ifodalaydi. U eksperimental ma'lumotlarga mos tushadi. Plank formulasidan Stefan-Bolsman va Vin qonunlarini keltirib chiqarish mumkin. $h\nu \ll kT$ da Plank formulasi Reley-Jins formulasiga o'tadi.

Absolyut qora jismning nurlanish muammosining yechilishi fizikada yangi davr boshlab berdi. Mumtoz fizika tasavvurlarini inkor qilish oson kechmadi, hatto Plankning o'zi ham, buyuk kashfiyotni yaratib, bir necha yillar davomida energiyaning kvantlashni mumtoz fizika nuqtai nazaridan tushunishga harakat qildi.



10.4 - rasm. Absolyut qora jismning nurlanish modeli

10.3. Optik pirometriya

Absolyut qora jismning temperaturasi uning nur sochish xarakteriga qarab yuqorida ko'rib o'tilgan nurlanish qonunlarining biriga asoslanib aniqlash mumkin. Temperaturani bu qonunlarga asoslanib aniqlash metodlari **optik pirometriya** deb ataladi. Absolyut qora jismning nurlanish qonunlariga oid ifodalardagi temperatura absolyut shkalada berilgan, shu tufayli optik pirometriya absolyut temperaturani belgilash usulini beradi. Temperaturani absolyut shkalda o'lchashda, issiqlik xususiyatlarini oldindan bilib bo'lmaydigan termometrik jismdan foydalanish zarurligidan prinsipial qiyinchiliklar tug'iladi.

Optik pirometriya metodlari amaliy masalalarning ko'pini hal qila oladi. O'z xususiyatlari jihatidan absolyut qora jismga o'xshash obyektlar amalda ko'p uchraydi. Bunday obyektlarga laboratoriya yoki zavod pechlari misol bo'la oladi. Agar pechlarda kichkina teshik ochib temperaturalar o'lchansa, unda pech absolyut qora jismga yaqinlashib qoladi. Absolyut qora bo'lmagan, sharoitda nur sochuvchi jismlarning temperaturalarini optik metod bilan o'lchanganda ularning xususiyatlarini hisobga olish lozim bo'ladi. Bu xususiyatlar ma'lum bo'lgan taqdirda, optik pirometriya o'zining soddaligi tufayli g'oyat qulaydir. Temperaturani o'lchash nurlanish qonunlarining qaysi biriga asoslanib o'tkazilishiga qarab, optik pirometriya metodlari o'ziga xos xususiyatlarga ega bo'ladi. Bu usullarning ayrimlarini qarab chiqaylik.

Yorqinlikning to'liq uzunliklari bo'yicha taqsimlanishiga asoslangan usul. Absolyut qora jism yorqinligining to'liq uzunliklari bo'yicha taqsimlanish egri chizig'ining shakli birgina parametr - temperatura yordamida belgilanadi. Ana shuning uchun egri chiziqning shakliga qarab T temperaturani bevosita aniqlash mumkin. Taqsimlanish maksimumiga to'g'ri keladigan $\lambda_{\max}$ to'liq uzunligi topilsa bas, unda Vin formulasiga binoan:

$$T = \frac{2886}{\lambda_{\max}} \quad (10.9)$$

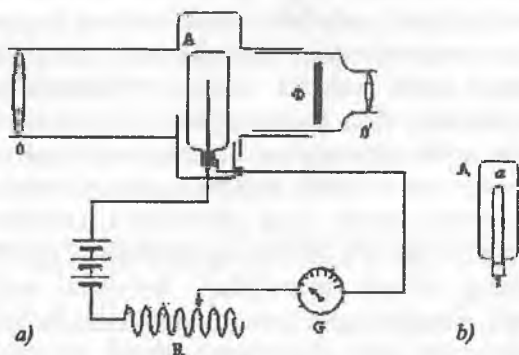
topiladi, bundagi $\lambda_{\max}$ to'liq uzunligi mikronlar bilan ifodalanishi kerak. Bu metod yordamida, masalan, Quyosh temperaturasi o'lchanadi. Quyosh nurlarining maksimumi, yer atmosferasida yutilishga doir

tuzatmalarni hisobga olganda, $\lambda=0,47$ mkm to'liqin uzunligi yaqinida yotadi. Bundan esa Quyoshning absolyut qora jism deb hisoblab, uning tashqi sirtiga oid temperaturaning qiymati $T=6150$ K ekanini topamiz.

Absolyut qora bo'lmagan jismlar uchun esa (10.9) formula haqiqiy T temperaturani bermaydi. Bunday jismlarning (10.9) formula vositasida topilgan temperaturalari *rang temperaturasi* deb ataladi.

Yorqinlik usuli. Yorqinlik usulida temperaturani Plank formulasi vositasida birgina to'liqin uzunligiga tegishli yorqinlikni o'lchash yo'li bilan topish ham mumkin, lekin bu holda yorqinlikni absolyut o'lchovda belgilashga to'g'ri keladi.

Yorqinlikni absolyut o'lchovda o'lchash ancha qiyin, shuning uchun odatda kuzatilayotgan jism yorqinligini ma'lum bir yorqinlikka taqqoslash bilan chegaralaniladi. Buning uchun ko'rinmay ketadigan simli pirometr deb atalgan asbob ishlatiladi. Bu asbobning chizmasi 10.5a-rasmda tasvirlangan.



10.5 - rasm. Ko'rinmay ketadigan tolali pirometr

Asbobning asosiy qismi O obyektiv va O' okulyar ko'rish trubasi-dan iborat. Kuzatilayotgan jism sirtining tasviri O obyektivning fokal tekisligida hosil bo'ladi. Tasvir yorqinligining obyekt yorqinligiga proporsional ekanini keyinroq ko'ramiz. O obyektning fokal tekisligiga shisha ballon shaklidagi bir jinsli shaffof devorli A elektr lampochka o'rnatilgan bo'ladi.

Lampochkaning qizdiriladigan a simi (10.5 b-rasm) odatda yarim aylana shaklida bukilgan bo'ladi. O' okulyardan aynan bir vaqtda tekshiriluvchi jism tasviri va lampochka simi kuzatiladi. O' okulyar

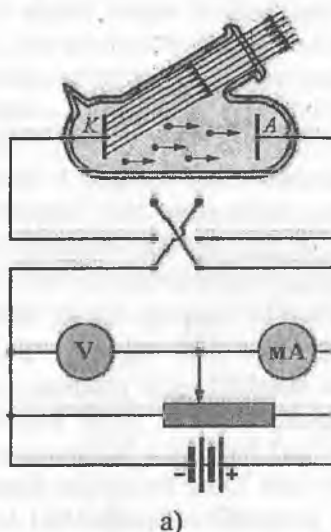
yaqinida o'rnatilgan rangli yorug'lik filtri Φ yordamida spektrning bir qismi ajratiladi. Odatda spektrning $\lambda=0.66\text{mkm}$ ga yaqin bo'lgan qismidagi sohacha ajratiladi. Lampochkaning simi tokni V batareyadan oladi. R reostat yordamida tok kuchini o'zgartirib, simni istalgan darajada qizdirish mumkin. Agar simning yorqinligi jism sirti ta'sirining yorqinligidan ortiq bo'lsa, unda u tasvir fonida yorug' yo'l shaklida ajralib turadi, agarda sim yorqinligi kam bo'lsa, unda u qorong'iroq bo'lib ko'rinadi. Simning yorqinligi tasvir yorqinligiga tenglashganda sim tasvir fonida yo'qolib ketadi. Bu usul yordamida ancha aniqlik darajasi bilan sim yorqinligini tekshiriluvchi jism sirti tasvirining yorqinligiga tenglash mumkin ekan. Qanday I tok kuchida va absolyut qora jismning qaysi temperaturasida sim yo'qolib ketishini belgilab, asbobni absolyut qora jismga nisbatan belgilab olish (ya'ni tegishli nuqtalarni topish) mumkin. Ana shundan so'ng G o'lchash asbobining sim yo'qolib ketgan paytini ko'rsatishga qarab, kuzatilayotgan jismning tayin bir to'lqin uzunligi intervaliga oid b_λ yorqinligiga aynan teng b_λ yorqinlik bera oladigan absolyut qora jismning temperaturasi qanday bo'lishini bevosita aniqlash mumkin. Agar kuzatilayotgan jism ham absolyut qora jism bo'lsa, bu tariqa aniqlangan temperatura uning haqiqiy temperaturasi bo'ladi. Qora bo'lmagan jismlar uchun bu usulda aniqlangan temperatura *yorqinlik temperaturasi* deb ataladi.

10.4. Fotoelektrik effekti

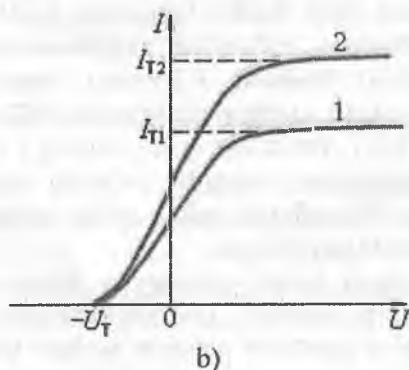
1887-yilda nemis fizigi G.Gers tomonidan kashf qilindi va 1888-1890-yillarda A.G.Stoletov tomonidan eksperimental tadqiq qilindi. 1900 yilda fotoeffekt hodisasi F.Leonard tomonidan yetarlicha o'rganildi. Bu vaqtga kelib elektron (D.Tomson 1897-yil) kashf etilgan edi va ma'lum bo'ldiki, fotoeffekt (yoki aniqrog'i tashqi fotoeffekt) moddadan unga tushadigan yorug'lik ta'sirida elektronlarni yulib olishdan iborat ekan. Fotoeffektni tadqiq qilish tajribasi qurilmasining chizmasi 10.6 a -rasmida tasvirlangan.

Tajribalarda yuzasi yaxshi tozalangan ikkita metall elektrodli shisha vakuumli ballon ishlatiladi. Elektrodلarga ikki tomonlama kalit yordamida qutblarini o'zgartirish mumkin bo'lgan birmuncha kuchlanish U beriladi. Elektrodلardan biri (katod K) kvars darcha orqali λ to'lqin uzunlikli monoxromatik yorug'lik bilan yoritiladi. 10.6 b -rasmida katodga tushib turgan yorug'lik oqimini ikki xil qiymati uchun olingan odatdagi egri chiziqli bog'lanish grafigi tasvirlangan.

Grafik shuni ko'rsatadiki, A anoddagi yetarlicha katta musbat kuchlanishlarda fototok to'yinishga erishadi. Chunki, katoddan yorug'lik ta'sirida uzib olingan elektronlar anodga yetib boradi. Puxta qilingan o'lchashlar shuni ko'rsatadiki, to'yinish toki katodga tushadigan yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsional ekan.

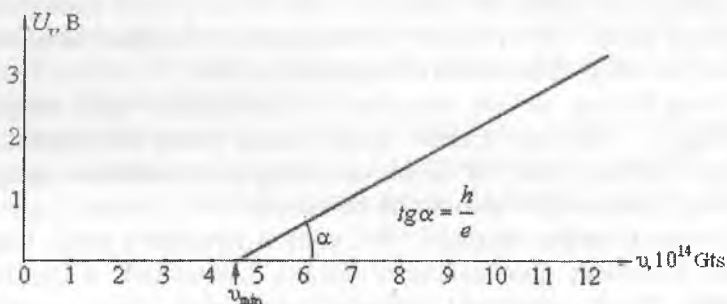


10.6a - rasm. Fotoeffektni o'rganish tajriba qurilmasining chizmasi.



10.6b - rasm. Fototok kuchini unga berilgan kuchlanishga bog'lanish grafigi. 2 - egri chizig'iga kattaroq intensivlikli yorug'lik oqimi mos keladi. I_{T1} va I_{T2} - to'yinish toki, U_T - to'xtatuvchi potensial.

Anoddagi kuchlanish manfiy bo'lganda, katod va anod o'rtasidagi elektr maydoni elektronlarni to'xtatadi. Kinetik energiyasi $|eU|$ dan katta bo'lgan elektronlarga anodga yetishi mumkin. Agar anoddagi kuchlanish U_T dan oz bo'lsa fototok to'xtaydi. U_T ni o'lchab, fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasini aniqlash mumkin:



10.7 - rasm. To'xtatuvchi potensial U_T ning tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liqlik chizmasi

$$\left(\frac{m\nu^2}{2} \right)_{\max} = eU_T$$

U_T qiymatining tushadigan yorug'lik oqimi intensivligiga bog'liq emasligi olimlarni ajablantirdi. O'lchashlar shuni ko'rsatadiki, to'xtatuvchi potensial ν yorug'lik chastotasi ortishi bilan chiziqli ortib borar ekan.

Ko'p sonli tajriba natijalari asosida fotoeffektning quyidagi asosiy qonunlari aniqlandi:

1. Fotoelektronlar maksimal kinetik energiyasi yorug'lik chastotasining ortishi bilan chiziqli o'sib boradi va ν yorug'lik intensivligiga bog'liq emas.

2. Har bir modda uchun fotoeffektning qizil chegarasi mavjud, ya'ni tashqi fotoeffekt hodisasi sodir bo'lishi uchun $\nu_{\min}$ - eng minimal chastotadan kichik chastotali yorug'lik tushsa fotoeffekt hosil bo'lmaydi.

3. Vaqt birligi ichida yorug'lik yordamida katoddan yulib olingan fotoelektronlar soni bu vaqtda yutilgan yorug'lik to'liqini energiyasiga to'g'ri proporsional.

4. Fotoeffekt aslida inersiyasiz, yorug'lik chastotasi $\nu > \nu_{\min}$ bo'lgan sharoitda fototok katod yoritilishi bilanoq birdan paydo bo'ladi (10^{-9} s).

Fotoeffekt negizidagi bu qonuniyatlar mumtoz fizikaning yorug'lik va modda ta'siri haqidagi tasavvurni qarama-qarshi qilib qo'ydi. To'liqin tasavvuriga binoan elektron yorug'lik to'liqini bilan o'zaro ta'siri natijasida asta-sekin energiya to'plash kerak va elektron katoddan uchib chiqishi uchun elektron, yorug'lik intensivligiga bog'liq va kerakli bo'lgan energiyani to'plab olishi uchun ancha vaqt talab qilingan bo'lar edi. Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, vaqt minutlar yoki soatlar bilan belgilanishi kerak. Biroq tajriba ko'rsatganidek, fotoelektronlar katod yoritilishi boshlangandan keyin tezda paydo bo'ladi.

Yorug'likning to'liqin nazariyasi fotoeffektning qizil chegarasi mavjudligini, maksimal kinetik energiyaning yorug'lik chastotasiga proporsionalligini, yorug'lik oqimi intensivligiga fotoelektron energiyasining bog'liq emasligini tushuntirib berolmadi.

Bunday holatdan chiqishni 1905-yilda A.Eynshteyn topdi. Kuzatilayotgan fotoeffekt qonuniyatlarini nazariy tushuntirish A.Eynshteyn tomonidan Plank gipotezasi asosida tushuntirildi. Ya'ni yorug'lik ma'lum porsiya sifatida nurlanadi va yutiladi, bunday har bir porsiya energiyasi $E=h\nu$ formula bilan aniqlanadi. Bu yerda h - Plank doimiysi. A.Eynshteyn kvant tasavvurlarni rivojlantirishda navbatdagi qadamni qo'ydi. **Yorug'lik uzlukli - diskretlik xususiyatiga ega** degan xulosaga keldi va **elektromagnit to'liqlar alohida porsiyalar-kvantlardan iborat**, keyinchalik ularni **fotonlar** deb atashdi. Foton modda bilan o'zaro ta'sirlanganda o'zining hamma $h\nu$ energiyasini bitta elektronga beradi. Elektron bu energiyaning bir qismini modda atomlari bilan to'qnashganda sochilishga sarflaydi. Bundan tashqari, energiyaning bir qismi metall-vakuum chegarasidagi potensial to'siqni bartaraf etishga sarflanadi. Buning uchun elektron katod materiali xususiyatiga bog'liq bo'lgan A_{ch} **chiqish ishini** bajarishi kerak. Katoddan uchib chiqqan fotoelektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan kinetik energiyasi saqlanish qonunidan aniqlanadi:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = eU_T = h\nu - A_{ch} \quad (10.10)$$

yoki

$$h\nu = A_{ch} + \frac{mv^2}{2} \quad (10.11)$$

Bu formula tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deb ataladi. Eynshteyn tenglamasi yordamida tashqi fotoeffektning hamma qonuniyatlarini tushuntirib berish mumkin. Eynshteyn tenglamasidan maksimal kinetik energiyasining chastotaga chiziqli bog'liqligi va yorug'lik intensivligiga bog'liq emasligi, qizil chegara mavjudligi, fotoeffekt inersiyaga ega emasligi kelib chiqadi. Katod yuzasidan 1 s ichida chiqib ketadigan fotoelektronlarning umumiy soni shu vaqt ichida yuzaga tushadigan fotonlar soniga proporsional bo'lishi kerak. Bundan kelib chiqadiki, to'yinish toki yorug'lik oqimi intensivligiga to'g'ridan-to'g'ri proporsional bo'lishi kerak.

Eynshteyn tenglamasidan ko'rinib turibdiki, to'xtatuvchi potensial U_T ning ν chastotaga bog'liqligini ifodalovchi to'g'ri chiziqlarning egilish burchagi tangensi Plank h doimiysining elektron e zaryadi nisbatiga teng:

$$tg\alpha = \frac{h}{e}. \quad (10.12)$$

Bu Plank doimiysining qiymatini tajribada aniqlash imkoniyatini beradi. Bunday o'lchashlar R.Milliken tomonidan (1914-yil) bajarildi va Plank tomonidan topilgan qiymat bilan mos tushdi. Bu o'lchashlar A_{ch} chiqish ishini aniqlash imkoniyatini ham berdi:

$$A_{ch} = h\nu_{min} = \frac{hc}{\lambda_{qiz}} \quad (10.13)$$

Bu yerda c - yorug'lik (foton) tezligi, λ_{qiz} - fotoeffekt qizil chegarasiga mos tushadigan to'lqin uzunligi. Ko'pgina metallarda A_{ch} chiqish ishi bir necha elektronvoltni tashkil etadi ($1eV=1,602 \cdot 10^{-19}J$). Kvant fizikasida ko'pincha energiyaning o'lchov birligi sifatida elektronvolt ishlatiladi. Plank doimiysining elektronvolt sekunda ifodalangan qiymati:

$$h = 4,136 \cdot 10^{-15} eV \cdot s.$$

ga teng.

Metallar orasida kam chiqish ishiga egalari ishqoriy metallardir. Masalan, natriyda $A_{ch}=1,9eV$ fotoeffekt qizil chegarasi $\lambda_{qiz} \approx 680nm$ ga

to'g'ri keladi. Shuning uchun ishqoriy metallarni fotoelementlarda katod o'rnida ishlatishadi.

Xullas, fotoeffekt qonunlari shuni ko'rsatdiki, yorug'lik chiqarilishida va yutilishida foton yoki yorug'lik kvantlari deb nom olgan zarralar oqimi kabi o'zini tutadi.

Fotonning energiyasi, impulsi va har qanday zarra massasini bog'lovchi maxsus nisbiylik nazariyasining umumiy munosabati kelib chiqib,

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (10.14)$$

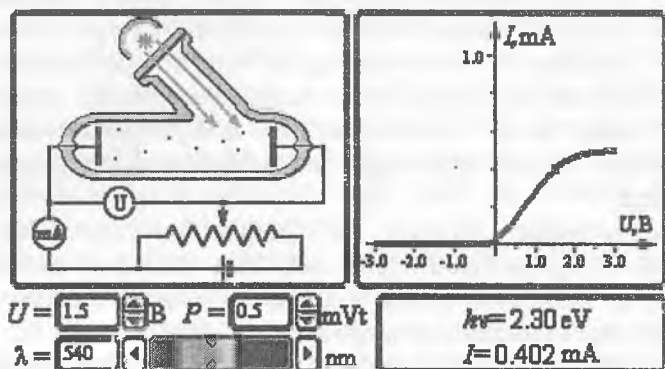
foton quyidagi impulsiga ega degan xulosa qilish mumkin:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (10.15)$$

Shunday qilib, ikki yuz yillikka uzaygan yorug'lik haqidagi tushunchadan so'ng yana yorug'likning **korpuskula** – zarra haqidagi tasavvuriga qaytildi. Lekin, Nyuton korpuskulyar nazariyasiga mexanik qaytish bo'lmadi. XX asr boshida yorug'lik ikki tomonlama tabiatga ega ekanligi ma'lum bo'ldi. Yorug'lik tarqalishida uning to'liqin xususiyati (interferensiya, difraksiya, polarizatsiya), modda bilan o'zaro ta'sirida esa korpuskulyar xususiyati (fotoeffekt, kompton effekti) namoyon bo'ladi. Yorug'likning bu ikki yoqlamalik tabiati **korpuskulyar-to'liqin dualizmi** degan nom oldi. Keyinroq ikki yoqlamalik tabiati elektronlarda va boshqa elementar zarralarda ham kashf etildi. Mumtoz fizika mikroobyektlarda to'liqinli va korpuskulyar xususiyatlarni birlashtirishning ko'rgazmali modelini bera olmadi. Mikroobyektlar harakatini Nyutonning mumtoz mexanikasi qonunlari emas, balki kvant mexanikasi qonunlari boshqaradi. Plank tomonidan rivojlantirilgan **absolyut qora jism** nurlanish nazariyasi va fotoelektrik effekt uchun Eynshteynning kvant nazariyasi hozirgi zamon faniga xizmat qiladi.

Ichki fotoeffektda tashqi fotoeffektidan farqli ravishda optik jihatdan uyg'otilgan elektronlar yoritilgan jism ichida qolaverib jismning elektr neytralligini buzmaydi. Bunda moddadagi zaryadlarning konsentratsiyasi yoki ularning harakatchanligi o'zgaradi, natijada tushayotgan yorug'lik nuri ta'sirida moddaning elektr xususiyatlari o'zgaradi. Ichki fotoeffektni bir jinsli yarim o'tkazgichlarni yoritganda

ularning o'tkazuvchanliklari o'zgarishidan aniqlash ham mumkin. Fotoo'tkazuvchanlik deb ataladigan bu hodisa asosida yorug'lik qabul qilgichlar, ya'ni fotorezistorlarning katta gruppasi kashf qilingan va muttasil mukammallashtirilmoqda. Fotorezistorlarda, asosan, kadmiyning selenidi va sulfidi qo'llaniladi.



10.8 - rasm. Fotoeffekt modeli

10.5. Fotoelementlar va ularning qo'llanilishi

Hozirgi vaqtda tashqi va ichki fotoeffektga asosan yorug'lik signalini elektr signaliga aylantiruvchi juda ko'p qabul qilgichlar ishlab chiqilmoqda. Umumiy nomi fotoelementlar deb ataladi. Ular texnikada va ilmiy tekshirishlarda juda keng qo'llaniladi. Hozirgi zamonda o'tkaziladigan turli – tuman obyektiv optik o'lchashlarni biror turdagi fotoelementlardan foydalanmay o'tkazish mumkin emas. Hozirgi zamon fotometriyasi, spektrometriyasi va spektrning keng sohasidagi spektrofotometriya, moddaning spektral analizi, yorug'likning kombinatsion sochilishida kuzatiladigan zaif yorug'lik oqimlarini obyektiv o'lchashlarni, astrofizika, biologiya va boshqa sohalaridagi tekshiruvlarni fotoelementlarni qo'llamasdan tasavvur qilish qiyin; infraqizil spektrlar ko'pincha spektrlar uzun to'lqinli sohasida ishlaydigan maxsus fotoelementlar yordamida qayd qilinadi. Fotoelementlar texnikada juda keng qo'llaniladi: ishlab chiqarish proseslarini boshqarish va kontrol qilish, tasvir uzatish va televideniedan tortib lazerlarga asoslangan optik aloqagacha bo'lgan turli aloqa sistemalari hamda kosmik texnika fotoelementlar qo'llaniladigan sohalarining bir bo'lagi bo'ladi, xolos. Bu

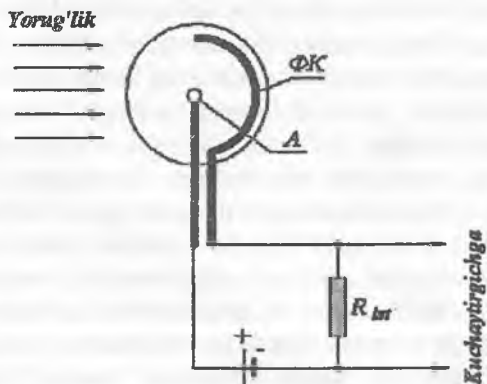
sohalarda fotoelementlar hozirgi zamon sanoati va aloqasining turli-tuman texnik masalalarini hal qilib beradi.

Fotoelementlarning kashf qilinish tarixi 100 yildan ortiq muddatni o'z ichiga oladi. Ichki fotoeffektga asoslangan va fotoo'tkazuvchanlik hodisasidan foydalanadigan birinchi fotoelement 1875-yilda yasalgan edi, tashqi fotoeffekt asosida ishlaydigan birinchi vakuum fotoelementi 1889-yilda yasalgan. Vakuumli fotoelementlarni sanoatda ishlab chiqarishni P.V.Timofeyev 1930-yilda tashkil qilgan edi. Garchi ichki fotoeffekt hodisasi tashqi fotoeffekt hodisasidan 50 yil ilgari kashf etilgan bo'lsada, tashqi fotoeffekt asosida ishlaydigan fotoelementlar ichki fotoeffekt asosida ishlaydigan fotoelementlarga qaraganda oldinroq rivojlandi.

Fotoelementning chizmasi 10.9-rasmda keltirilgan. Vakuumli shisha kolba ichiga joylashtirilgan yarim sfera shaklidagi fotokatod va shu sferaning markazida aylana shaklida joylashgan anoddan iborat. Zamonaviy fotoelementlarning sezgirligi $\sim 10^{-5}$ A/lm ga teng.

Juda kuchsiz yorug'lik oqimlarini qayd qilish uchun fotoelektron ko'paytirgichlar (FEK) ishlatiladi. Fotoelektron ko'paytirgichlarda chiqishdagi elektronlar sonining (A-anoddagi) kirishdagi elektronlar soniga (birinchi dioddagi) nisbati ko'paytirish koeffitsiyenti bilan xarakterlanadi. Hozirgi vaqtda zamonaviy fotoelektron ko'paytirish koeffitsiyenti $10^9 \div 10^{11}$ gacha yetadi.

Ichki fotoeffekt hodisasiga asoslanib ishlaydigan eng ko'p tarqalgan qurilmalarga fotorezistor, fotodiod, fototranzistor, kremniyli batareyalarni ko'rsatish mumkin.



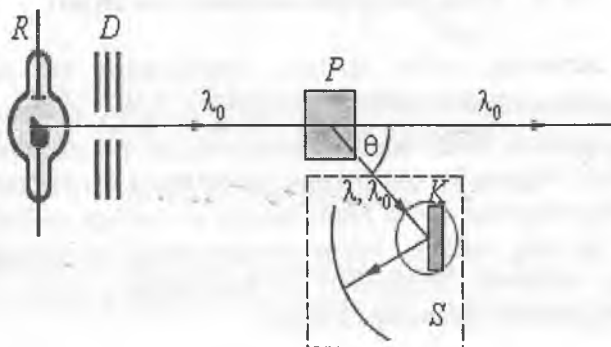
10.9 - rasm

10.6. Kompton effekti

1905-yil A.Eynshteyn tomonidan taqdim etilgan fotoeffektning tushuntirilishi Amerika fizigi **A.Kompton** (1922-yil) tajribalarida o'zining eksperimental ifodasini topdi. Kompton moddaning erkin (yoki atomlar bilan kuchsiz bog'langan) elektronlarida qisqa to'liqlinli rentgen nurlanishini elastik sochilishini tadqiq qildi. U tomonidan kashf etilgan, keyinchalik **Kompton effekti** deb nom olgan effekt, sochilishda nurlanish to'liqlin uzunligining o'zgarishi mumkin emas degan to'liqliniy nazariyaga mos kelmasligi ma'lum bo'ldi. To'liqlin nazariyasiga binoan, elektron yorug'lik to'liqlinining davriy maydoni ta'siri ostida, to'liqlin chastotasida majburiy tebranish hosil qiladi va shuning uchun shu chastotadagi to'liqlinlarni nurlantiradi.

Kompton effekti chizmasi 10.10-rasmda berilgan. R Rentgen trubkasidan chiqadigan λ_0 to'liqlin uzunligidagi monoxromatik rentgen nurlanishi qo'rg'oshin diafragmalar orqali o'tadi va ingichka dasta ko'rinishida nishon modda P (grafit, alyuminiy) ga yo'naladi. Qandaydir θ burchak ostida tarqalgan S rentgen nurlari stolchaga buriluvchan qilib mahkamlangan difraksion panjara rolini o'ynaydigan K kristalldan o'tadigan nurlanish Rentgen spektrografi yordamida tahlil qilinadi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, sochilgan nurlanishda to'liqlin uzunligining $\Delta\lambda$ o'zgarishi θ tarqalish burchagiga bog'liqligi kuzatiladi:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\lambda_k \sin^2(\theta/2)$$

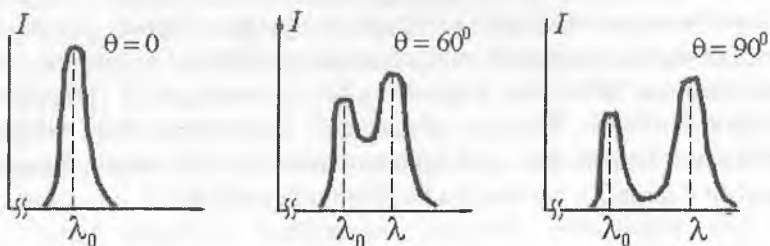


10.10 - rasm. Kompton effekti tajribasining chizmasi

Bu yerda $\lambda_k=2,43 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ - sohadigan modda xususiyatlariga bog'liq bo'lmagan Kompton to'liq uzunligi deb ataladi. Sochilish nurlanishida λ to'liq uzunlikli spektral chiziq bilan bir qatorda λ_0 to'liq uzunlikli siljimagan chiziq ham kuzatiladi. Siljigan va siljimagan chiziqlar intensivliklari munosabati modda turiga bog'liq.

10.11-rasmda ba'zi bir burchak ostida sochilgan nurlanish spektri – intensivlik taqsimoti egri chizig'i ko'rsatilgan. Kompton effekti 1923-yilda A.Kompton va P.Debay (mustaqil ravishda) tomonidan nurlanish tabiati haqida kvant tasavvurlari asosida tushuntirib berildi.

Agar nurlanish bu fotonlar oqimi deb qabul qilinsa, unda Kompton effekti rentgen fotonlarini moddaning erkin elektronlari elastik to'qnashuvi natijasidir. Moddalarning yengil atomlarida elektronlar atomlar yadrolari bilan kuchsiz bog'langan, shuning uchun ularning erkin deb hisoblash mumkin. To'qnashish jarayonida foton elektronga saqlanish qonuniga binoan o'z energiyasining va impulsining bir qismini beradi.



10.11 - rasm. Sochilgan nurlanish spektrlari

Ikkita zarraning, ya'ni $E_0 = h\nu_0$ energiyasiga va $p_0 = h\nu_0/c$ impulsiga ega uchadigan tinchlik energiyasi $E_0 = mc^2$ ga teng bo'lgan tinch turgan elektron bilan elastik to'qnashuvini ko'rib chiqamiz. Foton elektron bilan to'qnashib, o'z harakat yo'nalishini o'zgartiradi (ya'ni sochiladi). Sochilgandan keyin foton impulsi $p = h\nu/c$ ga, energiyasi esa $E = h\nu < E_0$ ga teng bo'ladi. Foton energiyasining kamayishi to'liq uzunligining ortishini bildiradi. To'qnashuvdan keyin elektron energiyasi relyativistik formulaga binoan:

$$E_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (10.16)$$

ga teng bo‘ladi, bu yerda p_e - elektron olgan impuls. Saqlanish qonuni:

$$E_0 + E_{e_0} = E + E_e$$

ko‘rinishda yoziladi, yoki:

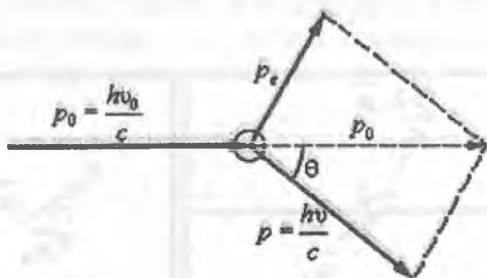
$$h\nu_0 + mc^2 = h\nu + \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Impulsning saqlanish qonuni:

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e$$

Kosinuslar teoremasidan foydalanib, skalyar ko‘rinishini yozish mumkin, (10.12-rasmdagi impulslar diagrammasiga qarang):

Energiya va impulsning saqlanish qonunini ifodalovchi ikkita munosabatdan, murakkab bo‘lmagan almashtirishlar bajarib va p_e kattalikni yo‘qotib quyidagicha yozish mumkin:



10.12 - rasm. Tinchlanadigan elektronda fotonning elastik tarqalishi impulslar diagrammasi

$$mc^2 (\nu_0 - \nu) = h\nu_0 \nu (1 - \cos \theta) \quad (10.17)$$

Chastotalardan to‘lqinlar uzunligiga o‘tish ($\nu_0 = c/\lambda_0$, $\nu = c/\lambda$) tajribadan olingan Kompton formulasiga to‘g‘ri keladigan ifodaga olib keladi:

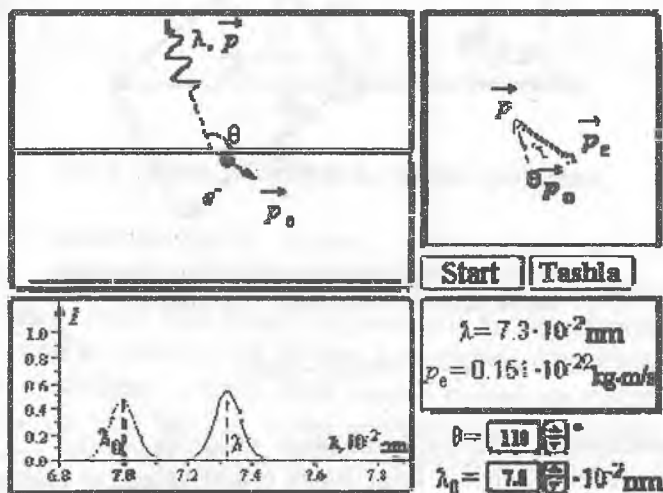
$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (10.18)$$

Shunday qilib, kvant tasavvurlari asosida bajarilgan nazariy hisoblar, Kompton effektini mukammal tushuntirish va Kompton to‘lqin uzunligini fundamental konstantalar (o‘zgarmas son, doimiy miqdor) h , c va m orqali ifodalash imkonini beradi:

$$\lambda_k = \frac{h}{mc} = 2,426 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$$

λ_k - massasi m ga teng bo‘lgan zarraning Kompton to‘lqin uzunligi deyiladi.

Tajriba ko‘rsatganidek, siljigan to‘lqin uzunligi bilan λ bir qatorda siljimagan dastlabki to‘lqin uzunligi λ_0 sochilgan nurlanishda kuzatiladi. Bu fotonlarning atomlar bilan kuchli bog‘langan elektronlar o‘rtasidagi o‘zaro ta‘siri bilan tushuntiriladi. Bunda fotonlar atomlar bilan energiya va impuls bo‘yicha o‘zaro to‘liq almashishadi. Atomning katta massasi tufayli elektron massasi bilan tenglashtirganda atomga faqat foton energiyasining arizimas qismi o‘tadi, chunki sochilgan nurlanish to‘lqin uzunligidan tushadigan nurlanish to‘lqin uzunligi λ_0 deyarli farq qilmaydi.



10.13 - rasm. Kompton effekti modeli

10.7. Mikrozarralarning to'liqin xususiyatlari. Elektron difraksiyasi

1923-yilda ajoyib voqea yuz berdi. Bu esa kvant fizikasining yuqori darajada rivojlanishiga sabab bo'ldi. Fransuz fizigi Lui de-Broyl **korpuskulyar-to'liqin dualizm universalligi** haqidagi gipotezani ilgari surdi. Nafaqat fotonlar, balki barcha moddiy zarralar ham to'liqin xususiyatlariga ega degan fikrga keldi. De-Broyl har bir mikrozarra, bir tomondan korpuskulyar xususiyatlar – energiya E va impuls P , boshqa tomondan esa to'liqin xususiyatlari – zarra chastotasi (va to'liqin uzunligi) bilan bog'langan deyishdi. Mikroobyektlarning korpuskulyar va to'liqin xususiyatlari fotonlardagi xuddi shunday miqdoriy munosabatlar bilan bog'liq:

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (10.19)$$

De-Broyl gipotezasi bu munosabatlarni m massaga ega bo'lgan hamma mikrozarralarga tegishli ekanligini aytib o'tdi. Impulsga ega bo'lgan har qanday zarraga $\lambda = h/p$ to'liqin uzunlikli to'liqin mos keladi. m massaga ega bo'lgan zarralar uchun esa

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m} \quad (10.20)$$

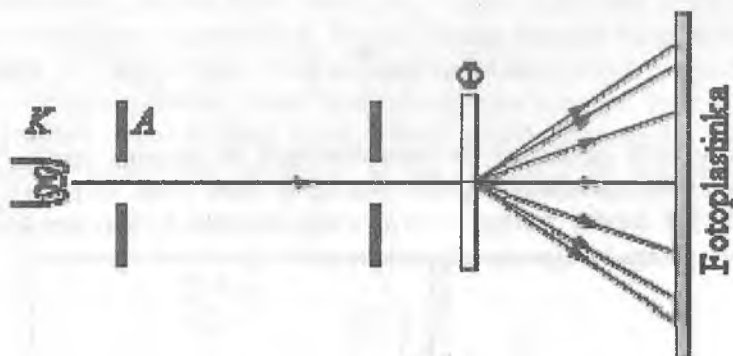
Norelyativistik yaqinlashuvida
($v \ll c$)

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (10.21)$$

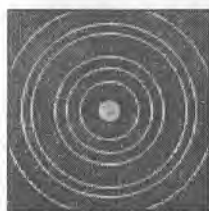
De-Broyl gipotezasi materiyaning simmetrik xususiyatlari fikriga asoslangan bo'lib, o'sha vaqtlarda tajribada tasdiqlanmagan edi. Lekin, ma'lumotlar obyektlar haqidagi yangi tasavvurlarning rivojlanishida kuchli inqilobiy turtki bo'ldi. Bir necha yillar davomida XX asrning bir qator kuchli fiziklari V.Geyzenberg, E.Shredinger, P.Dirak, N.Bor va boshqalar **kvant mexanikasi** deb nomlanuvchi yangi fanning nazariy asoslarini ishlab chiqishdi. De-Broyl gipotezasi 1927-yilda amerikalik

fiziklar K.Devisson va L.Jermer tomonidan birinchi marta eksperimental tasdiqlandi. Ular nikel kristalida sochiluvchi elektronlar oqimi qisqa to'liqlik rentgen nurlanishining kristallarda sochilishida paydo bo'ladiganga o'xshash aniq difraksiyon manzara hosil qilinishini aniqlashdi. Bu tajribalarda kristall tabiiy difraksiyon panjara rolini o'ynadi. Difraksiyon maksimumlar qonuniga binoan de-Broyl formulasiga to'liq mos tushadigan elektron oqimining to'liqlik uzunligi aniqlandi.

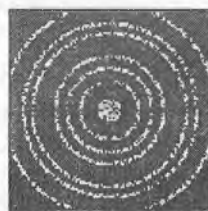
1928-yilda ingliz fizigi J.Tomson (bundan 30 yil oldin elektronni kashf etgan J.Tomsonning o'g'li) de-Broyl gipotezasining yangi tasdig'ini oldi. Tomson oltindan yasalgan yupqa yarim kristall folga orqali elektronlar oqimi o'tishida hosil bo'ladigan difraksiyon manzarani tajribada kuzatdi.



10.14 - rasm. Elektronlar difraksiyasi bo'yicha J.Tomson tajribalarining soddalashtirilgan chizmasi:
K – qizdiriladigan katod, A – anod, F – oltin folga.



(a)



(b)

10.15 - rasm. Uzoq ekspozitsiya va qisqa ekspozitsiyada yarim kristalli namunada elektronlarning difraksiya manzarasi.

Folga orqasiga o'rnatilgan fotoplastinkada radiuslari elektron tezligi o'zgarishi bilan o'zgaradigan, ya'ni to'liq uzunliklari de-Broyl to'liq uzunligiga mos ravishda oq va qora konsentrik halqalar aniq kuzatildi.

Keyingi yillarda J.Tomson tajribasi ko'p marta takrorlangani bilan natijasi o'zgarmadi. Shuningdek, elektronlar oqimi ancha kuchsiz bo'lgan hollarda ham, pribor orqali bir vaqtda faqat bitta zarracha o'tishi mumkin bo'lgan hollarda ham natija bir xil chiqdi (V.A.Fabrikant 1948-yil). Shunday qilib, to'liq xususiyatlari nafaqat ko'p sonli elektronlar oqimiga, balki har bir elektronga alohida xos ekanligi tajribada o'z isbotini topdi.

Keyinchalik difraksion hodisalar neytronlar, protonlar, atom va molekulalar oqimlari uchun ham kuzatildi. Mikrozararlarda to'liq xususiyatlar borligining tajribadagi isboti tabiatning bunday universal holati materiyaning umumiy xususiyati haqidagi xulosaga olib keldi. Demak, to'liq xususiyatlari makroskopik jismlarga ham xos bo'lishi kerak. Biroq makroskopik jismlarning massasi katta bo'lganligi sababli ularning to'liq xususiyatlari tajribada aniqlanishi mumkin emas. Masalan, 10^{-9} g massaga ega, 0,5 m/s tezlik bilan harakatlanayotgan chang zarrasiga 10^{-21} tartibli de-Broyl to'liqini mos tushadi, ya'ni atom o'lchamlaridan taxminan 11 tartibga kichikdir. To'liqning bunday uzunligini kuzatib bo'lmaydi. Bu misol makroskopik jismlar faqat korpuskulyar xususiyatlarni namoyon etishini ko'rsatadi.

Yana bir misolni ko'rib chiqamiz. Potensiallar farqi $U=100$ V bilan tezlashtirilgan elektronlar uchun de-Broyl to'liq uzunligini

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$$

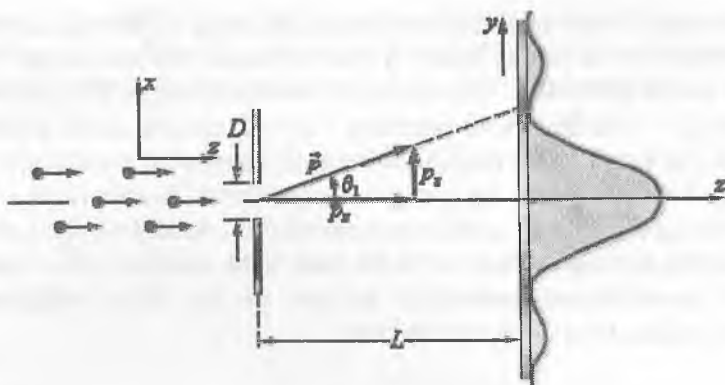
formula bo'yicha topish mumkin. Bu norelyativistik holat uchun elektronlar kinetik energiyasi $eU=100$ eV tinchlikdagi energiyasidan $mc^2 \approx 0,5$ MeV ancha kichikdir. Hisoblangan $\lambda \approx 0,1$ nm to'liq uzunligi aynan atom o'lchami tartibiga mos keladi. Bunday elektronlar uchun kristall modda yaxshi difraksion panjara vazifasini bajaradi. Aynan shunday kichik energiyali elektronlar tajribalarda aniq difraksion manzarani beradi. Shu bilan bir vaqtda kristalda difraksion sochilgan elektronlar to'liq kabi fotoplastinka atomlari bilan o'zaro ta'sirlashib, qandaydir ma'lum nuqtada fotoemulsiyaning qorayishini keltirib chiqaruvchi zarra kabi harakatlanadi (10.15-rasm).

Shunday qilib, de-Broylning korpuskulyar-to'liqin dualizmi haqidagi tasavvurlarining eksperimental isbotlangan gipotezasi mikro-obyektlar xususiyati haqidagi tasavvurni tubdan o'zgartirdi. Hamma mikroobyektlarga ham to'liqinli, ham korpuskulyar xususiyatlar xos, biroq ular mumtoz fizikada to'liqin ham, zarra ham emas. Mikroobyektlarning har xil xususiyatlari bir vaqtda namoyon bo'lmaydi, ular bir-birini to'ldirib boradi, faqat ular birgalikda mikroobyektni to'la ta'riflaydi. **Taniqli Daniya fizigi N.Borning to'ldiruvchanlik tamoyili shundan iborat.** Shartli ravishda shuni aytish kerakki, mikroobe'ktlar to'liqin kabi tarqaladi, zarra kabi energiya almashadi.

To'liqin nazariyasi nuqtai nazaridan, elektronlar difraksiya manzarasida de-Broyl to'liqinlari intensivligi maksimumiga mos tushadi. Fotoplastinkada olingan maksimumlarda elektronlarning ko'p qismi tushadi. Lekin, fotoplastinkada har xil joylarga elektronlarning tushish jarayoni individual holda emas. Navbatdagi elektron sochilgandan keyin qayerga tushishini qat'iy an aytish mumkin emas. Elektronlarning u yoki bu joyga tushishining ma'lum ehtimolligi mavjud xolos. Shunday qilib, mikroobyektlar holatini va uning o'zini tutishini tasvirlash faqat ehtimollik tushunchasi asosida aytish mumkin.

Mikroobyektlarni tasvirlashda ehtimollik yondoshuvini kerakligi kvant nazariyasining muhim xususiyatlaridandir. Kvant mexanikasida mikroolamda obyektlar holatini tasvirlash uchun **to'liqin funksiya ψ (psi funksiya)** tushunchasi kiritildi. **To'liqin funksiyasining moduli $|\psi|^2$ kvadrati fazoning birlik hajmida mikrozararlarni topish ehtimolligiga proporsional.** To'liqin funksiyasining aniq ko'rinishi mikrozarra joylashgan hajmning tashqi sharoitlari bilan aniqlanadi. Kvant mexanikasining matematik apparati berilgan kuch maydonida joylashgan zarralarning to'liqin funksiyalarini topish imkonini beradi. De-Broylni cheksiz monoxromatik to'liqini hech qanday kuch maydoni ta'sir etmaydigan erkin zarra to'liqin funksiyasidir.

Difraksion holatlar, difraksiyalar yuz beradigan to'siqlar o'lchamlari to'liqin uzunliklari bilan bir xil bo'lganda ko'proq namoyon bo'ladi. Bu to'liqinning har qanday fizik tabiatiga, xususan elektron to'liqlariga xosdir. De-Broyl to'liqlari uchun tabiiy difraksion panjara bu atom o'lchami tartibidagi fazaviy davrli kristalning tartibli tuzilishidir (taxminan 0,1 nm). Bunday o'lchamli to'siqlarni (masalan tiniq bo'lmagan ekrandagi tuynuk) sun'iy ravishda yaratib bo'lmaydi, lekin de-Broyl to'liqlari tabiatini tushuntirish uchun xayolan tajriba o'tkazish mumkin. Masalan, D kengligidagi yagona tirqishdagi elektronlar difraksiyasini ko'rib chiqamiz (10.16-rasm).



**10.16- rasm. Tirqishdagi elektronlar difraksiyasi:
o'ngda grafik fotoplastinkadagi elektronlar taqsimoti.**

Tirqish orqali o'tgan elektronlarning 85% dan ko'prog'i difraksiya markaziy maksimumga tushadi. Bu maksimumning (burchak yarim kengligi)

$$D \sin \theta_1 = \lambda$$

shartidan kelib chiqadi. Bu to'lqin nazariyasi formulasidir. Korpuskulyar nuqtai nazaridan hisoblash mumkinki, tirqish orqali uchib o'tgan elektron perpendikulyar yo'nalishda qo'shimcha impulska ega bo'ladi. Markaziy maksimum tashqarisida fotoplastinkaga tushadigan 15% elektronlarni nazarga olmay hisoblash mumkinki, ko'ndalang impulsning maksimal qiymati

$$p_y = p \sin \theta_1 = \frac{h}{\lambda} \sin \theta_1 \quad (10.22)$$

ga teng. Bu yerda p – elektron impulsi bo'lib, u de-Broyl to'lqiniga asosan h/λ ga teng. Tirqish orqali o'tadigan elektron p impuls kattaligi o'zgarmaydi, chunki λ to'lqin uzunligi o'zgarmas bo'lib qoladi. Bu munosabatlardan

$$p_y = \frac{h}{D} \quad (10.23)$$

kelib chiqadi. Kvant mexanikasi mikrozarralarining to'liqin xususiyatini ifodalovchi, ko'rinishidan oddiy bo'lib ko'ringan bu munosabat juda chuqur ma'no kasb etadi. Tirqish orqali elektronlarning o'tishi haqidagi tajribada y - elektron koordinatasini $\Delta y = D$ aniqlik bilan o'lchash mumkin. Δy kattaligini **o'lchash koordinata noaniqligi** deb ataladi. Shu bilan bir vaqtda elektron impulsini tashkil etuvchisi tirqish orqali o'tish paytida $-p_y$ ga teng yoki agar difraksion manzaraning qo'shni maksimumi hisobga olinsa katta bo'lishi ham mumkin. Bu kattalik **impuls proyeksiyasi noaniqligi** deyiladi va Δp_y bilan belgilanadi. Shunday qilib, $\Delta y = D$ va Δp kattaliklari:

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h, \quad (10.24)$$

munosabati bilan bog'langan bo'lib, uni **Geyzenberg noaniqlik munosabati** deb ataladi. Δy va Δp_y kattaliklarini shu ma'noda tushunish kerakki, mikrozarralarning koordinatasini va unga mos keladigan impuls proyeksiyasini bir vaqtda o'lchab bo'lmaydi. O'lchash aniqligi mikrozarralar koordinatalari va impulsini bir vaqtda o'lchashda qo'llanadigan o'lchov qurilmalarning mukammalligiga bog'liq emas. U moddiy mikroobyektlarning ikki tomonlama korpuskulyar - to'liqin tabiatining namoyon bo'lishidir. Noaniqliklar munosabati mumtoz mexanika tushunchalarini mikrozarralarga qanday darajada qo'llash mumkinligini baholash imkonini beradi. U ko'pincha trayektoriya mumtoz tushunchasini mikroobyektlarga qo'llanmasligini ko'rsatadi, chunki trayektoriya bo'yicha harakat har qanday lahzada koordinatalarning va tezlikning ma'lum qiymati bilan ta'riflanadi. Ko'rib chiqilgan hayoliy tajribada fotoplastinkagacha va tirqishdan o'tgandan keyin qandaydir aniq elektron o'tadigan trayektoriyani ko'rsatish umuman mumkin emas.

Biroq ma'lum sharoitlarda noaniqliklar munosabati jismlar harakati shuningdek mikrozarralar harakatini mumtoz tasvirlashga qarama-qarshi emas. Masalan, televizorning elektron nur trubasida harakatlanayotgan elektronlar dastasining diametri $D = 10^{-3} \text{ sm}$ ga ega. Zamonaviy televizorlarda elektronlarni tezlashtiriluvchi kuchlanish $U \approx 15 \text{ kV}$ ga teng. Elektron impulsini oson hisoblash mumkin:

$$p = \sqrt{2meU} \approx 6,6 \cdot 10^{-23} \text{ kg} \cdot \text{m} / \text{s}$$

Bu impuls trubka o'qi bo'ylab yo'naltirilgan. Noaniqliklar munosabatidan kelib chiqadiki, oqim shakllanishida elektronlar oqimi o'qiga perpendikulyar Δp nazorat qilinmaydigan impuls yuboriladi:

$$\Delta p \approx h/D \approx 6,6 \cdot 10^{-29} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

Kineskop ekranigacha elektronlar $L \approx 0,5\text{m}$ masofani uchib o'tsin. Elektronning to'liqin xususiyati bilan asoslangan ekrandagi dog' $\Delta \ell$ quyidagini

$$\Delta \ell \approx \frac{\Delta p}{p} L \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$$

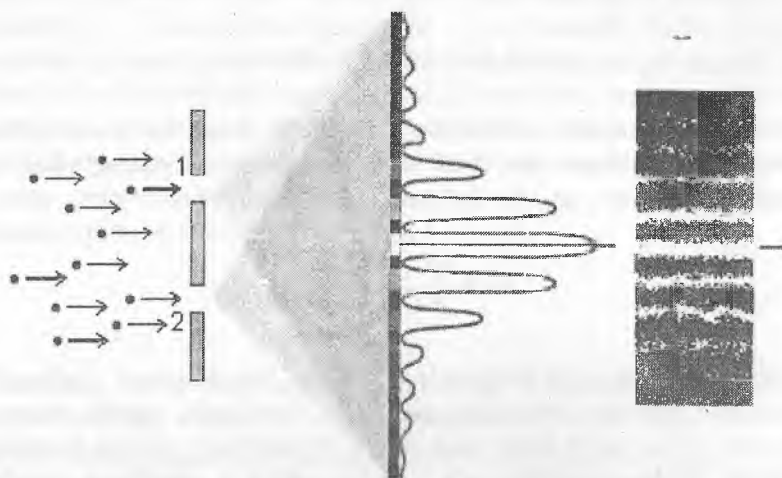
tashkil etadi. $\Delta \ell \ll D$ bo'lganda televizor kineskopidagi elektronlar harakatini mumtoz mexanika qonunlari yordamida qarash mumkin. Shunday qilib, noaniqliklar munosabati yordamida u yoki bu holatlarda mumtoz fizika qonunlari to'g'ri yoki noto'g'ri ekanligini aniqlash mumkin.

Yana bir hayoliy tajribani ko'rib chiqamiz: ikki tirqishdagi elektronlar oqimi difraksiyasi (10.17-rasm). Bu tajriba tuzilishi **Yung optik interferensiyon tajribasi** tuzilishiga to'g'ri keladi. Bu tajriba tahlili kvant nazariyasida paydo bo'ladigan mantiqiy qiyinchiliklarni ko'rsatish imkonini beradi. Fotonlar. konsepsiyasidan kelib chiqib, Yungning optik tajribasini tushuntirishda xuddi shunday muammolar paydo bo'ldi.

Agar ikki tirqishdagi elektronlar difraksiyasini kuzatish bo'yicha tajribada tirqishlarning bittasini yopsa unda interferensiyon chiziqlar yo'qoladi va tirqishlardan birida difraksiyalangan elektronlarning taqsimlanishini fotoplastinka hisobga oladi (10.16-rasm). Bu holatda fotoplastinkagacha uchib boradigan hamma elektronlar yagona ochiq tirqish orqali o'tadi. Agar ikki tirqish ham ochilsa unda interferensiyon chiziqlar paydo bo'ladi va shunda u yoki bu elektron qaysi tirqish orqali uchib o'tadi degan savol paydo bo'ladi?

Psixologik tomondan shuni tushuntirish juda qiyinki, bu savolga javob faqat bitta bo'lishi mumkin: Elektron ikki tirqish orqali uchib o'tadi. Biz mikrozararlarni oqimini kichik sharchalarning yo'naltirilgan harakati kabi tasavvur qilamiz va bu harakatni tasavvur qilish uchun mumtoz fizika qonunlarini qo'llaymiz. Elektron (va har qanday boshqa

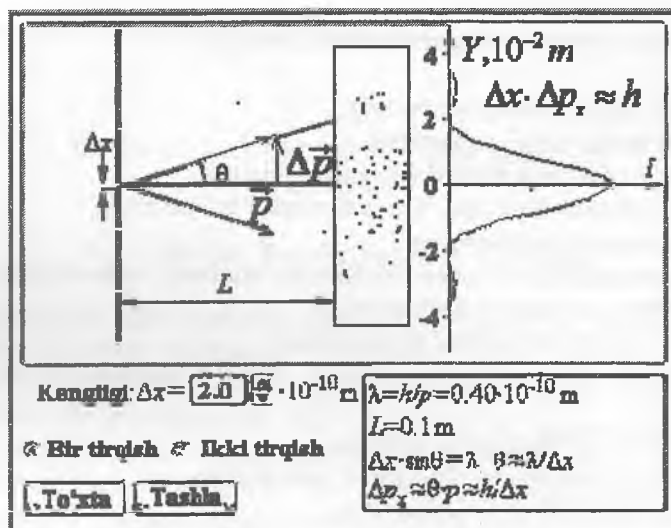
mikrozarralar) nafaqat korpuskula, balki to'liqin xususiyatiga ham egadir.



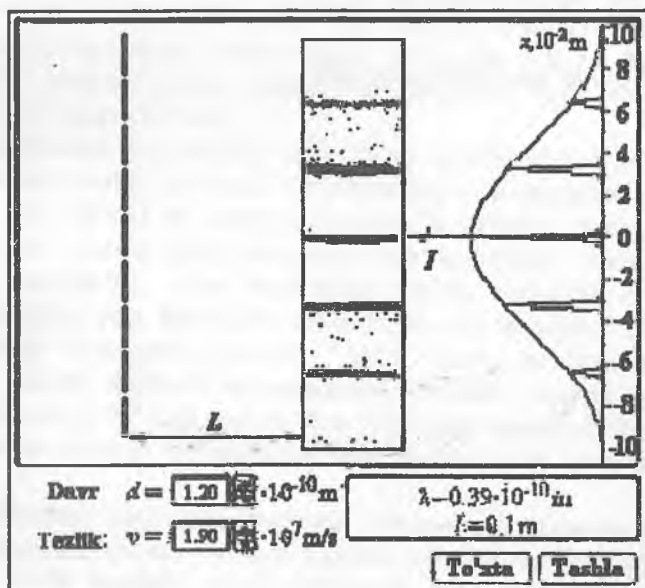
10.17 - rasm. Ikki tirqish orqali o'tgan elektronlar difraksiyasi

Elektromagnit yorug'lik to'liqini ikki tirqish orqali qanday o'tishini Yung optik tajribasida oson tasavvur qilamiz, chunki to'liqin bo'shliqda lokallashmagan. Agar fotonlar konsepsiyasi qabul qilinsa unda biz har bir foton lokallashmaganligini tan olishimiz kerak. Fotoplastinkagacha foton harakati trayektoriyasini kuzatib bo'lmagani kabi foton qaysi tirqish orqali uchib o'tganligini ko'rsatish va u tushadigan nuqtani ko'rsatish mumkin emas. Tajriba shuni ko'rsatadiki, foton interferometr orqali donalab uchib o'tgan holda ham ko'pgina mustaqil fotonlar uchib o'tganidan keyin ham interferensiyalar manzara baribir sodir bo'ladi. Shuning uchun kvant fizikasida shunday xulosa qilinadi: Foton o'z-o'zi bilan interferensiyalashadi.

Yuqorida aytib o'tilganlarning hammasi ikki tirqishdagi elektron difraksiyasi tajribasiga tegishlidir. Ma'lum eksperimental faktlarining hammasini shunday tushuntirish mumkinki, agar har bir alohida elektronning de-Broyl to'liqini bir vaqtda ikki tirqish orqali o'tadi deb tushunilsa, buning natijasida interferensiya sodir bo'ladi. Elektronning donalab oqimi ham uzoq ekspozitsiyada interferensiya beradi, chunki, elektron ham foton kabi o'z-o'zi bilan interferensiyalashadi.



10.18 - rasm. Zarralarning to'liqin xususiyatini tekshirish modeli



10.19 - rasm. Elektronlar difraksiyasi modeli

Nazorat uchun savollar

1. Fotonlar nazariyasini tushuntiring.
2. Issiqlik nurlanishini tushuntiring.
3. Absolyut qora jism deganda nimani tushunasiz.
4. Krixgof, Stefan-Bolsman, Vin qonunlarini tushuntiring.
5. Plank g'oyasini tushuntiring.
6. Optik pirometriya va undan foydalanish usullarini tushuntiring.
7. Fotoeffekt qonunlarini tushuntiring.
8. Tashqi va ichki fotoeffektini tushuntiring.
9. Fotoeffekt hodisasidan foydalanib Plank doimiysi h ni topsa bo'ladimi?
10. Fotoeffekt qo'llanilishini gapiring.
11. Eynshteyn nazariyasi mohiyatini tushuntiring.
12. Fotoeffekt hodisasini tushuntiring.
13. Kompton effektini tushuntiring.
14. Geyzenberg noaniqlik munosabatini tushuntiring.
15. Elektronlar difraksiyasini tushuntiring.
16. Mikrozarralarning to'liqin xususiyati namoyon bo'lishini tushuntiring.
17. De-Broyl to'liqini qanday to'liqin?

XI b o b. LAZERLAR VA NOCHIZIQLI OPTIKA

11.1. Lazerlar haqida umumiy ma'lumot

Spektrning optik qismida ishlatiladigan yorug'lik manbalarining nurlanishi kogerent bo'lmaydi. Manbaning butun nurlanishi uning atomlari, molekulalari, ionlari, erkin elektronlari kabi mikroskopik elementlari chiqarayotgan va o'zaro kogerent bo'lmagan oqimlardan tashkil topgan bo'ladi. Gaz razryadining yorug'lanishi, sun'iy va tabiiy manbalarining issiqlik nurlanishi, turli usulda uyg'otilgan lyuminessensiya kogerent bo'lmagan nurlanishga misol bo'la oladi.

XX asrning 60 yillari boshida boshqa tipdagi yorug'lik manbalari yaratilgan bo'lib, ular *optik kvant generatorlari (OKG)* yoki *lazerlar* deb ataladi. Kogerent bo'lmagan manbalardagiga qarama-qarshi ravishda kvant generatorning bir-biridan mikroskopik masofalarda bo'lgan qismlaridan chiqayotgan elektromagnit to'lqinlar o'zaro kogerent bo'ladi. Bu jihatdan kvant generatorlari kogerent radio to'lqinlari manbalariga o'xshash bo'ladi.

Nurlanishning kogerentligi optik kvant generatorlarining qariyb hamma xususiyatlarida ko'rinadi. Nurlanishning to'la energiyasi bundan istisno bo'ladi, chunki bu energiya kogerent bo'lmagan manbalardagi kabi dastavval uzatilayotgan energiyaga bog'liq bo'ladi. Lazerlarning nurlanishi kogerentligi bilan bog'langan ajoyib xususiyati shundan iboratki, energiya vaqt davomida, spektrda, fazoda tarqalish yo'nalishlari bo'yicha konsentratsiyalanadi. Ba'zi kvant generatorlarining nurlanishi yuqori darajada monoxromatik bo'ladi. Boshqa lazerlar davom etish vaqti 10^{-12} s ga teng bo'lgan juda qisqa impulslar chiqaradi; shuning uchun bunday nurlanishning oniy quvvati juda katta bo'lishi mumkin.

Lazerlarning yaratilishi insoniyat ilmiy-texnik taraqqiyotining ulkan yutuqlaridan biri desa bo'ladi. Lazerlar yaratilishining boshlanishi 1916-yilga borib taqaladi. O'sha yili buyuk fizik olim A.Eynshteyn birinchi bo'lib, majburiy nurlanish tushunchasini kiritdi va nazariy yo'l bilan majburiy nurlanish uni majburlovchi nurlanishga kogerentligini (mosligini) ko'rsatadi. 1930-yilda P.Dirak o'zi tomonidan yaratilgan

nurlanishning kvantomexanik nazariyasi asosida majburiy nurlanish va uning kogerentlik xususiyatlarini chuqurroq va aniqroq tahlil qilib, tushuntirib berdi. Lekin bu lazerning yaratilishi uchun yetarli emas edi. 1930-yildan boshlab optik spektroskopiya sohasida ko'plab ilmiy-tadqiqot ishlari boshlanib ketdi. Bu izlanishlar natijasida atomlar, molekulalar, ionlarning energetik sathlari haqida ko'plab ma'lumotlar olindi va keyinchalik turli lazerlarning yaratilishida ishlatildi. Bu ishlarga S.Y.Frish va V.A.Fabrikant kabi Rossiya olimlari ham o'z hissalarini qo'shishdi.

1939-yilda V.A.Fabrikant birinchi bo'lib, yorug'lik nurining majburiy nurlanish hisobiga kuchayishining imkoniyati borligini aytdi. 1951 yilning yozida, u o'zining xodimlari bilan majburiy nurlanish yordamida elektromagnit nurlanishni (ultrabinafsha, ko'rinuvchi, infraqizil va radioto'lqinlar sohasida) kuchaytirish uslubi uchun mualliflik guvohnomasini olishga taklif berishgan. Bu takliflarida lazerlarning faol muhitini yaratishning asosiy g'oyalari bayon etilgan edi. Lekin optik kuchaytirish g'oyalaridan tashqari, uni amalda bajarish va nihoyat kogerent nurlarni hosil qilish uchun o'ziga xos teskari bog'lanishli optik rezonator bo'lishi kerak edi. O'sha yillarda fanning optika bo'limida optik soha uchun rezonatorlar o'ylab topilmagan edi.

Kvant elektronikasi yoki lazerlar fizikasining rivojlanishida radiofizikaning bo'limi bo'lgan radiospektroskopiya muhim omil bo'ldi. Uning keskin rivojlanishi 1940 yillardan boshlanib, ilmiy izlanishlar yo'nalishi atom va molekula spektroskopiyasidan tashqari vaqt va chastotaning, ya'ni o'ta yuqori chastota (O'YCh) standartlarini yaratilishga bag'ishlangan edi. Bu ilmiy izlanishlar natijasida 1950-yillarning boshlarida bir-birlaridan mustaqil ravishda **N.G.Basov**, **A.M.Proxorov** (FIAN, Rossiya) va **Ch.Tauns** (AQSH, Kolumbiya universiteti) tomonidan majburiy nurlanish g'oyalaridan amalda foydalanib, ammiak molekulasida ishlovchi molekulyar kuchaytirgich va generator (Mazer) yaratildi.

Mazer (*Maser - microwave amplification by stimulated emission of radiation*) - ingliz so'zlaridagi bosh harflardan tashkil topgan va mazmuni mikroto'lqinni majburiy nurlanish hisobiga kuchaytirishdir. Shu ishlari uchun ular 1964-yili Nobel mukofotining sovrindori bo'lishdi.

Kvant elektronikasining rivojlanishi elektromagnit to'lqinning yangi, infraqizil va ko'zga ko'rinuvchi sohalarida kogerent nurlanish olishga yo'naltirildi. Dunyoning ko'p ilmiy laboratoriyalarida lazerlar

yaratish ustida ish boshlab yuborildi. Bu ishlarning rivojlanishida A.M. Proxorovning kvant qurilmalarida ochiq optik rezonator sifatida Fabri-Pero (etaloni) interferometrini qo'llash g'oyasi hal qiluvchi omil bo'ldi.

1961-yilda neon va geliy aralashmasida yaratildi. Uzlaksiz ish holatida infraqizil sohada to'liq uzunligi 1,15 mkm bo'lgan kogerent nurlanish berdi. 1962-yilda geliy-neon lazerlarida ko'zga ko'rinadigan sohada, 0,63 mkm to'liq uzunlikli, qizil rangli kogerent nurlanish hosil qilindi. Shundan beri geliy-neon lazeri takomillashtirib kelinmoqda.

11.2. Muhitda tarqalayotgan nurlanishning yutilishi va kuchayishi

Muhit atomlarining qandaydir ikki holati energiyalarining $E_m - E_n$ ayirmasiga mos bo'lgan chastotali yassi to'liq shu muhitda tarqalayotgan bo'lsin. Nurlanishning oqimi Buger qonuniga muvofiq o'zgaradi, bunda yutish koeffitsiyenti (11.1) munosabat bilan aniqlanadi:

$$\alpha_a(\omega) = \frac{1}{4} \lambda^2 a_{mn}(\omega) g_m [N_n / g_n - N_m / g_m] \quad (11.1)$$

bu yerda $a_{mn}(\omega)$ - Eynshteyn koeffitsiyenti, g_m, g_n - va N_m, N_n lar - m, n holatlarning statistik og'irliklari va bandliklari. (11.1) dagi N_n/g_n va N_m/g_m hadlar mos $n \rightarrow m$ va $m \rightarrow n$ o'tishlarning ulushlarini ko'rsatib, bu o'tishlarda fotonlar yutiladi va induksiylangan ravishda chiqariladi.

Muhitning hajm birligida yutilgan quvvatni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$q_a(\omega) d\omega = \alpha_a(\omega) I(\omega) d\omega = \alpha_a(\omega) c u(\omega) d\omega, \quad (11.2)$$

bu yerda $u(\omega)$ va $I(\omega)$ energiyaning va oqimning spektral zichliklari ($1 \text{ sm}^3 \text{ da}$).

Agar nurlanish tarqalayotgan muhit termodinamik muvozanatda bo'lsa, Bolsman prinsipiga muvofiq $N_m/g_m < N_n/g_n$ bo'ladi va demak, $\alpha_a(\omega > 0)$ bo'ladi. Bu hol nurlanishning yutilishiga mos keladi. Agar biror usul yordamida $N_m/g_m > N_n/g_n$ bo'ladigan sharoitlarni amalga oshirsak, $\alpha_a(\omega)$ koeffitsiyent o'z ishorasini o'zgartirib, manfiy kattalik bo'lib qoladi. Bu holda muhitda tarqalayotgan energiya oqimining

zichligi termodinamik muvozanat holidagi kabi kamaymasdan, balki ortib boradi. Boshqacha aytganda, induksiyalangan nurlanish natijasida yorug'lik oqimiga qo'shilgan fotonlarning soni oqimdan teskari ($n \rightarrow m$) o'tishlarda atomlarning uyg'onish uchun olingan fotonlarning sonidan katta bo'ladi.

Atomlar konsentratsiyalarining $N_m/g_m > N_n/g_n$ tengsizlikka mos bo'lgan munosabati m, n energetik sathlarning **invers bandligi deyiladi**. Energetik sathlari invers bandlikka ega bo'lgan va o'zida tarqalayotgan nurlanishni kuchaytiradigan muhit *aktiv muhit* deb ataladi. Gaz razryadda sathlarning invers bandligini ba'zi kimyoviy reaksiyalar, optik uyg'otish va hokazolar yordamida hosil qilish mumkin. Majburiy o'tishlar natijasida vujudga kelgan elektromagnitik to'lqinlar bu o'tishlarga sababchi bo'lgan to'lqin bilan kogerent bo'ladi. Xususan, atomlar bilan o'zaro ta'sirlashuvi maydon yassi monoxromatik to'lqin bo'lsa, u holda majburiy ravishda chiqarilgan fotonlar ham shunday chastota, qutblanish, faza va tarqalish yo'nalishiga ega bo'lgan yassi monoxromatik to'lqinni tashkil qiladi. Majburiy chiqarish (yutish kabi) natijasida faqat tushayotgan to'lqinning amplitudasi o'zgaradi.

Yuqorida aytilganlarni majburiy chiqarish nurlanishni uning boshqa xarakteristikalarini o'zgartirmay kuchaytiradi, majburiy yutish esa susaytiradi degan fikrning boshqacha shaklda aytilgani deb hisoblash mumkin. Lekin optik kvant generatorlari nurlanishning xususiyatlarini tushunish uchun tushayotgan to'lqin bilan majburiy o'tishlar natijasida chiqarilayotgan «ikkilamchi» to'lqinlarning kogerentligi to'g'risidagi tasavvurlarga asoslansak manbadan ma'lum bir yo'nalishda tarqaluvchi quvvatli nurlanish olish uchun zarur bo'lgan fazoviy sinfazlik shartini majburiy chiqarish jarayonida amalga oshirish mumkinligi ko'rinadi. Haqiqatdan ham, fazoning har xil nuqtalarida joylashgan atomlar chiqarayotgan to'lqinlarning boshlang'ich fazalari mos yo'l farqini kompensasiyalaydigan bo'lsa, bunday to'lqinlar kuzatish nuqtasida sinfazali ravishda qo'shiladi.

Yuqorida muhokama qilingan va majburiy o'tishlar bilan bog'langan kogerent nur chiqarishdan tashqari, muhit atomlari spontan o'tishlarda ham qatnashib, natijada bir-biri bilan hamda tashqi maydon bilan kogerent bo'lmagan to'lqinlar chiqarilishini yoddan chiqarmaslik kerak. Shunday qilib, aktiv muhitning nurlanishi har doim kogerent va kogerent bo'lmagan qismlarning aralashmasidan iborat bo'lib, ular o'rtasidagi munosabat, xususan, tashqi maydonning intensivligiga bog'liq bo'ladi. Oxirgi holni tushuntirish oson, chunki majburiy

chiqarish jarayonida qatnashgan atomlar uygʻonish energiyasidan mahrum boʻladi va demak, spontan ravishda nurlantira olmaydi. Yuqoridagini batafsil analiz qilish majburiy oʻtishlar taʼsirida kogerent boʻlmagan spontan nurlanishning toʻliq intensivligigina emas, balki uning spektral tarkibi ham oʻzgarishini koʻrsatadi.

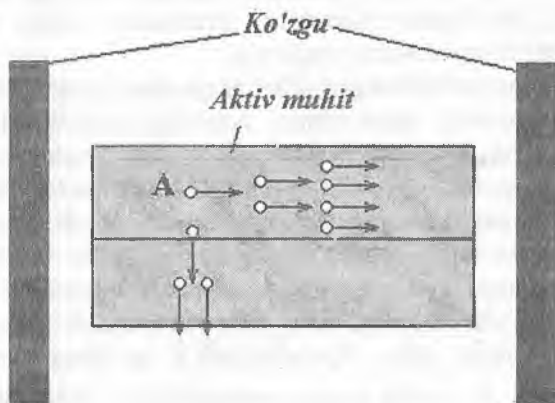
11.3. Lazerlarning ishlashi

Energetik sathlari invers ravishda bandlangan muhitning yorugʻlikni kogerent kuchaytirishi bunday muhitdan monoxromatik nurlanishning yoʻnaltirilgan oqimini hosil qilish uchun foydalanish imkoniyatini belgilab berdi.

Fabri-Pero interferometrlarida qoʻllaniladigan koʻzgularga oʻxshash ikki koʻzgu oʻrtasiga qoʻyilgan aktiv muhit yorugʻlikni qanday nurlantirishini koʻraylik (11.1-rasm).

Bunday sistemani **aktiv optik rezonator** deb aytish qabul qilingan. A nuqtadagi uygʻongan atom invers balandlikka ega boʻlgan sathlar oʻrtasidagi spontan oʻtish natijasida toʻlqin chiqargan boʻlsin.

Toʻlqin aktiv muhitda oʻtadigan yoʻl qancha katta boʻlsa, toʻlqin shuncha kuchayadi. Rezanator oʻqiga perpendikulyar boʻlgan yoʻnalishlarda kuchaytirish eng kam boʻladi. Boshqa yoʻnalishlarga birmuncha koʻproq yoʻl mos keladi va demak, birmuncha koʻproq kuchaytirish mos keladi. (11.1-rasmda) bunday hol kuchaytirilayotgan yorugʻlik oqimidagi strelkalarining sonini koʻpaytirish



11.1 – rasm. Optik kvant generatorining prinsipial chizmasi

bilan chizma ravishda ko'rsatilgan. Ko'zgudan qaytgandan keyin to'liqin yana aktiv muhitda tarqaladi va uning amplitudasi o'sib boradi. Keyin to'liqin qarama-qarshi turgan ko'zguga yetadi, undan qaytadi va aktiv muhitda ko'chayishda davom etadi, shundan so'ng aytib o'tilgan sikldagi hamma bosqichlar takrorlanadi va rezonatoridagi to'liqinning energiyasi ortib boradi.

Aktiv muhit tomonidan kuchaytirilishdan tashqari, rezonator ichidagi to'liqinning amplitudasini kamaytiradigan qator faktorlar ham ta'sir qiladi. Rezonator ko'zgularining qaytarish ko'effitsiyenti birga teng emas. Uning ustiga nurlanishni rezonatordan chiqarish uchun ko'zgulardan hech bo'lmaganda bittasi qisman shaffof qilib yasaladi. Bundan tashqari, nurlanish rezonator o'qi bo'ylab tarqalayotganda nurlanish oqimining energiyasi oqimning difraksiyasiga, rezonatoridagi muhitda sochilishiga va hokazolarga ham sarflanadi. Energiyaning bunday isroflarini ko'zgular uchun ularning haqiqiy r qaytarish ko'effitsiyentidan kichik bo'lgan r_{eff} effektiv qaytarish ko'effitsiyentini kiritib hisobga olish mumkin.

Agar to'liqinning L yo'ldagi kuchayishi uning ko'zgulardan qaytgandagi energiya isroflarining yig'indisidan katta bo'lsa, har bir yugurishdan so'ng to'liqinning amplitudasi borgan sari kattaroq bo'ladi. To'liqin energiyasining $u(\omega)$ zichligi kuchaytirish ko'effitsiyentining kattaligi to'yinish effekti natijasida ancha kamayadigan bo'lguncha to'liqin kuchayaveradi. Statsionar holat muhitdagi kuchayishning energiya isroflari yig'indisi bilan raso kompensatsiyalanish shartiga mos keladi. Shunday qilib, lazerlardan nurlanishni generatsiya qilish masalasida to'yinish effekti prinsipial ahamiyatga ega.

Nurlanishning yo'naltirilgan oqimini generatsiyalash imkoniyatini belgilaydigan miqdoriy munosabatni quyidagi mulohazalar asosida topish mumkin. Aktiv muhitdagi biror A nuqtada vujudga kelgan va spektral zichligi I_0 bo'lgan nurlanish oqimi rezonator o'qi bo'ylab yo'nalib, o'ng tomondagi ko'zguga borayotib kuchayadi, undan qaytadi va chap ko'zgudan qaytgandan so'ng o'zining dastlabki yo'nalishida tarqalib, yana A nuqtadan o'tadi. Shunday qilib, nurlanish rezonatori tarqalishining bir siklida $2L$ ga teng yo'l bosib o'tadi. Agar energiya hech isrof bo'lmasa, oqim $I_0 \exp[2\alpha_0(\omega)L]$ ga teng kattalikkacha kuchayishi kerak, bu yerda $\alpha(\omega)$ - kuchaytirish ko'effitsiyenti. Lekin ko'zgularning effektiv r_{eff} qaytarish ko'effitsiyenti orqali hisobga olingan energiya isroflari natijasida energiya oqimining rezonatoridagi bir sikl

tarqalishidan keyingi zichligi $I_0 r_{\text{eff}}^2 \exp[2\alpha(\omega)L]$ ifoda bilan aniqlanadi. Shuning uchun rezonatorida nurlanish generatsiya qilish imkoniyati to'g'risidagi masalaning yechimi

$$I_0 r_{\text{eff}}^2 \exp(2\alpha_0(\omega)L) > I_0$$

yoki

$$r_{\text{eff}}^2 \exp[2\alpha_0(\omega)L] > 1 \quad (11.3)$$

shartga keltiriladi. Bu yerda $\alpha_0(\omega)$ - kuchaytirish koeffitsiyentining intensivliklar kichik bo'lgandagi, ya'ni to'yinish effekti hisobga olinmagan holdagi qiymati (to'yinmagan kuchaytirish koeffitsiyenti). (11.3) munosabat tenglikka aylanganda generatsiyaning bo'sag'a shartlariga erishilgan bo'ladi.

Yuqorida aytilganlarga mos ravishda generatsiyaning statsionar quvvati quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$r_{\text{eff}}^2 \exp(2\alpha_0(\omega)L) = 1 \quad (11.4)$$

bu munosabatni potensirlab,

$$\alpha(\omega)L = f, \quad f = \ln\left(\frac{1}{r_{\text{eff}}}\right) \quad (11.5)$$

shartlarni topamiz. (11.4) yoki (11.5) shartlar *statsionar generatsiya shartlari* deyiladi.

Yuqorida kiritilgan f kattalik **energiyaning nisbiy isroflari** yoki **qisqacha isroflar** deyiladi. Ba'zan f kattalik o'rniga rezonatorning aslligi deb ataladigan Q_r kattalikdan foydalaniladi. Tebranuvchi sistemaning asilligi deb, sistemada jamg'arilgan energiyaning sistemadan tebranishning bir $2\pi/\omega$ davrida chiqayotgan energiyaga nisbatiga aytiladi. Optik rezonatorlarda yuqorida aytilgan cha ta'riflangan asllik f isroflarga

$$Q_r = 2L\lambda f = q / f \quad (11.6)$$

munosabat orqali bog'langan, bu yerda q – rezonatorning L uzunligida joylashgan yarim to'lqinlar soni.

Spontan nurlanishning aktiv rezonatorida kuchaytirilishi va nihoyat, shu rezonatorning kogerent nurlari generatorlariga aylanishi avtotebranuvchi sistemalarda generatsiya o'z-o'zidan uyg'ongan vaqtda rivojlanib boradigan jarayonlarga juda o'xshashdir. Bunday sistemalarda tebranuvchi sistema bilan tebranishlarni ta'minlab turgan energiya manbai o'rtasidagi musbat teskari bog'lanish muhim rol o'ynaydi. Induktiv musbat teskari bog'lanishning mohiyati qiyosan sodda bo'lishini elektron lampali tebranish generatorida ko'rishimiz mumkin.

Optik kvant generatorlarida ko'zguli rezonator nurlanish maydoni bilan uning energiya manbai - aktiv muhit o'rtasida musbat teskari bog'lanishni vujudga keltiradi. Rezonatorning ko'zgulari tufayli yorug'lik oqimi aktiv muhitda ko'p marta tarqaladi (shu bilan u kuchayadi). Bu hol generatsiyaning o'z-o'zidan uyg'onishi hamda uni davom ettirish uchun zarur. Lekin rezonatorning lazer ishidagi vazifasi maydon energiyasining zichligini aktiv muhitda ko'paytirishdangina iborat bo'lmaydi. Yuqorida ko'rsatib o'tilgan o'xshashlikka asosan, avtotebranuvchi rejimning vujudga kelishi uchun teskari bog'lanish musbat bo'lishi kerak. Boshqacha qilib aytganda, sistemada bo'lgan hamda teskari bog'lanish kanali orqali kelayotgan tebranishlar o'rtasida qat'iy sinfzalik mavjud bo'lishi shart.

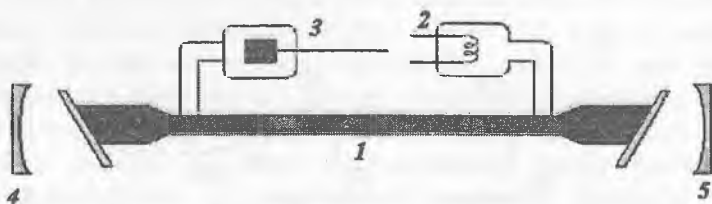
Bundan ko'rinadiki optik kvant generatorlari fizikaning turli sohalarida paydo bo'lgan uchta asosiy g'oyaga asoslangan. **Birinchi g'oya** Eynshteynga tegishli bo'lib, u kogerent bo'lmagan issiqlik nurlanishi nazariyasida majburiy chiqarish jarayoni mumkin ekanligini postulat qilib aytgan. **Ikkinchi asosiy g'oya** muvozanatda bo'lmagan termodinamik sistemalardan foydalanish bo'lib, bu sistemalarda elektromagnitik to'lqinlar yutilmasdan, balki kuchayishi mumkin (V.A.Fabrikant, 1940-yil). Nihoyat, radiofizika sohasiga tegishli bo'lgan **uchinchi g'oya** - kuchaytiradigan sistemani avtotebranuvchi sistemaga, ya'ni elektromagnitik kogerent to'lqinlar generatoriga aylantirish uchun musbat teskari bog'lanishdan foydalanishdan iborat.

11.4. Uzlüksiz ishlovchi geliy-neon lazeri

Geliy-neon lazerlari quvvati bir necha o'n millivattga teng monoxromatik yaxshi dasta nurlantiradi, impulsli va uzluksiz rejimlarda ishlaydi, tuzilishi sodda va ishlatilishi qiyosan bexatardir. Bunday

lazerlar spektrning ham ko‘rinuvchan, ham infraqizil sohalarida nurlanish hosil qiladi. Ular nurlanishning to‘lqin uzunligi spektrning ko‘rinuvchi sohasida uning qizil qismiga ($\lambda=632,8 \text{ nm}$) to‘g‘ri kelib, spektrning infraqizil sohasida esa to‘lqin uzunligi 1150 va 3390 nm ga teng. Bunday turdagi asboblarda laboratoriyada qo‘llaniladigan lazerning keng tarqalgan turi bo‘lib qoldi, bunda nurlanishning parametrlariga qo‘yilgan talablar yuqorida ko‘rsatilgan shartlar bilan cheklanadi. Geliy-neon lazerining prinsipl chizmasi (11.2-rasmda ko‘rsatilgan). Bu erda 1-diametri bir necha millimetr va uzunligi bir necha o‘n santimetrdan 1,5 m gacha va undan ortiq bo‘lgan gaz razryad shisha trubkasi. Trubkaning ko‘ndalang yoqlari trubka o‘qiga Bryuster burchagi hosil qilib joylashgan yassi parallel shisha yoki kvarts plastinkalar bilan yopilgan. Bu plastinkalarning trubka o‘qi bo‘yicha tarqalayotgan hamda plastinkalarda yorug‘lik tushish tekisligida qutblangan nurlanish uchun qaytarish koeffitsiyentlari nolga teng.

Geliyning trubkadagi bosimi taxminan 1 mm sim. ust. ga, neonning bosimi esa 0,1 mm sim. ust. ga teng. Trubkada past voltli manba yordamida qizdiriladigan 2 katod va silindrsimon bo‘sh 3 anod bor. Trubkadagi anod bilan katod o‘rtasiga 1-2,5 kV gacha kuchlanish ulanadi. Trubkaning razryad toki bir necha o‘n milli



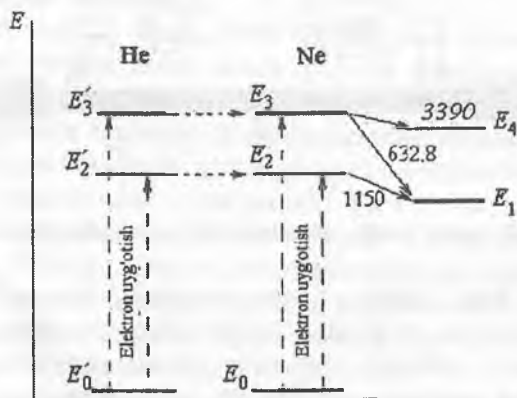
11.2 - rasm. Geliy - neon lazerning prinsipl chizmasi

ampermetrga teng. Geliy - neon lazerining razryad trubkasi 4,5 ko‘zgular o‘rtasiga qo‘yiladi. Odatda sfera shaklida ishlangan bu ko‘zgular ko‘p qatlamli dielektrik qoplamali qilib yasaliib, bu qoplamalarning qaytarish koeffitsiyenti katta qiymatlarga ega bo‘lib, yorug‘likni qariyb yutmaydi. Bir ko‘zguning o‘tkazishi odatda 2% ga teng, ikkinchisi esa 1% dan kam bo‘ladi. Neon sathlarining invers bandligini ta‘minlaydigan jarayonlarini qisqacha muhokama qilaylik. 11.3-rasmda neon atomining energetik sathlarining soddalashtirilgan chizmasi ko‘rsatilgan (o‘ng tomonda). To‘lqin uzunligi 632,8 va 1150

nm ga teng bo'lgan nurlanishga $E_3 \rightarrow E_1$ va $E_2 \rightarrow E_1$ o'tishlar mos keladi.

Gaz-razryad plazmasining elektronlari bilan to'qnashish natijasida atomlarning bir qismi uyg'onadi, bu hol 11.3-rasmda vertikal uzun-uzun strelkalar bilan ko'rsatilgan. Razryadning ma'lum rejimlarida E_2 va E_1 sathlarning invers bandligi uchun bu jarayon yetarli bo'ladi. Lekin $\lambda=632,8$ va $\lambda=3390$ nm to'lqin uzunliklariga mos keladigan o'tishlar bo'ladigan E_3, E_1 va E_3, E_4 sathlar invers ravishda bandlanmagan bo'ladi.

Agar razryad trubkasiga geliy kirgizsak, ahvol butunlay o'zgaradi. Geliy 11.3-rasmning chap tomonida ko'rsatilgan uzoq yashovchi (metastabil) ikki E_3' , E_2' holatga ega, bu holatlar elektronlar bilan to'qnashish vaqtida uyg'onadi va ularning yashash vaqti katta bo'lgani sababli geliyning metastabil atomlarining razryaddagi konsentratsiyasi katta bo'ladi. Geliyning metastabil holatlarining E_3' , E_2' energiyalari neonning E_2 , E_3 energiyasiga yaqin, bu hol geliy bilan neon to'qnashganda uygonish energiyasining geliydan neonga uzatilishi uchun qulaydir. Bu jarayonlar gorizontallik punktir strelkalar yordamida simvolik ravishda ko'rsatilgan. Natijada E_3 , E_2 sathlarda joylashgan neon atomlarining konsentratsiyasi keskin ortadi, E_2 va E_3 sathlar invers ravishda bandlanadi, E_2 va E_1 sathlarning bandliklar farqi esa bir necha marta ko'payadi.



11.3 - rasm. Geliy va neon atomlarining energetik sathlari

Demak, neonga geliyning taxminan 5:1-10:1 munosabatda qo'shilishi geliy-neon lazerlaridagi generatsiya uchun juda muhim.

Aniq miqdoriy tekshirishlar geliy-neon lazeri nurlanishining ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) fazoviy kogerentlik darajasi γ_{12} birga yaqin ekanligini ko'rsatadi. Masalan, dastaning ko'ndalang kesimidagi intensivligi o'qdag'i maksimal intensivlikning 0,1% iga teng bo'lgan nuqtalar uchun oqimning kogerent bo'lmagan bir γ_{12} qismi taxminan 10^{-3} ga teng bo'lib, o'qdag'i nuqtalar uchun taxminan 10^{-5} ga teng. Hisoblar lazer nurlanishining kogerent bo'lmagan qismining qiymatlari yuqorida ko'rsatilganidek bo'lishiga uning aktiv muhitdagi spontan chiqarish sababchi ekanligini ko'rsatadi.

Geliy-neon lazeri yuqori darajada kogerent bo'lgani tufayli turli xil interferensiya va difraksiya hodisalarini tekshirishda qo'llanilishi kerak bo'lgan uzluksiz monoxromatik nurlanishning juda yaxshi manbai bo'lib, bunday tekshirishlarni oddiy yorug'lik manbalari bilan o'tkazish uchun maxsus apparaturadan foydalanish zarur bo'lar edi. Geliy-neon lazerlarining turli xildagi variantlari biologik tekshirishlarda, lazerli aloqa sistemalarida, golografiyada, mashinasozlikda, tabiiyot va texnikaning boshqa ko'p sohalarida keng qo'llaniladigan bo'ldi.

11.5. Lazer texnologiyasi

Lazer texnologiyasi jarayonlarini shartli ravishda ikki turga bo'lish mumkin. Ularning birinchisida lazer nurini o'ta aniq fokuslash va impulsli rejimda ham, uzluksiz rejimda ham energiyani aniq dozalash imkoniyatidan foydalaniladi. Bunday texnologik jarayonlarda o'rtacha quvvati uncha yuqori bo'lmagan lazerlar: impuls-davriy ishlaydigan gaz lazerlari, neodim kirishmali itiriy-alyuminiy granat kristallaridagi lazerlar qo'llaniladi. Keyingi lazerlar yordamida soatsozlik sanoati uchun yoqut va olmos toshlarda mayda (diametri 1-10 mkm va chuqurligi 10-100 mkm gacha) teshiklar parmalash texnologiyasi va ingichka sim tortish uchun filerlar texnologiyasi ishlab chiqilgan. Kichik quvvatli impuls lazerlar qo'llanadigan asosiy soha mikroelektronika va elektrovakuum sanoatida mitti detallarni kesish va payvandlash, mitti detallarga markalar tushirish bilan bog'liq; poligrafiya sanoati ehtiyojlari uchun raqamlar, harflar, tasvirlar avtomatik tarzda kuydirib tayyorlanadi.

Keyingi yillarda mikroelektronikaning eng muhim sohalaridan biri-fotolitografiyada oddiy yorug'lik manbai o'rniga lazerlardan foydalanilmoqda. Ma'lumki, fotolitografiya usulini qo'llamay turib, o'ta mitti bosma platalar, integral chizmalar va mikroelektron texnikaning boshqa elementlarini tayyorlab bo'lmaydi.

Submikron litografiyadagi keyingi taraqqiyot ekspozitsiyalovchi yorug'lik manbai sifatida lazer nuri vujudga keltiradigan plazmadan tarqaladigan yumshoq rentgen nurlanishidan foydalanish bilan bog'liq. Bu holda rentgen nurlanishining to'liq uzunligi ($\lambda \sim 0,01-0,001 \text{ mkm}$) bilan belgilanadigan ajratish chegarasi juda ulkan bo'ladi.

Lazer texnologiyasining ikkinchi turi o'rtacha quvvati katta: 1 kVt gacha va undan yuqori bo'lgan lazerlardan foydalanishga asoslangan. Yuqori quvvatli lazerlardan kuchli texnologik jarayonlar: qalin po'lat listlarni qirqish va payvandlash, sirtqi toblash, yirik gabaritli detallarga metalni eritib yopishtirish va legirlash (metallarni maxsus material, xrom, nikel va boshqalar bilan qoplash), binolar sirtini tozalash, marmar, granitni kesish, gazlama, teri va boshqa materiallarni bichishda foydalaniladi. Metallarni lazer bilan payvandlashda chok juda sifatli chiqadi, elektronnurli payvandda ishlatiladigan vakuum kameralarga ehtiyoj qolmaydi, bu esa konveyerli ishlab chiqarishda juda muhimdir.

Qudratli lazer texnologiyasi mashinasozlikda, avtomobil sanoatida, qurilish materiallari sanoatida qo'llaniladi. U materiallarga ishlov berish sifatini oshiribgina qolmay, ishlab chiqarish jarayonlarining texnik-iqtisodiy ko'rsatkichlarini ham yaxshilaydi. Masalan, 14 mkm qalinlikdagi po'lat listlarni lazer bilan payvandlash tezligi 100 m/soat ga yetadi; bunda 10 kVt soat elektr energiya sarflanadi.

Bundan ham quvvatliroq lazer texnikasi rivojlanishi bilan lazer nurlanish energiyasi an'anaviy energiya turlari elektr toki energiyasi, mexanik energiya, kimyoviy jarayonlar energiyasi) bilan bir qatorda xalq xo'jaligida borgan sari keng qo'llanilmoqda.

11.6. Nochiziqli optika to'g'risida tushunchalar

Zamonaviy nochiziqli optikaning asosiy holatini tushuntirishdan oldin, shu sohaning mashhur mutaxassisi I.R.Shenning «Nochiziqli optika prinsiplari» kitobidan quyidagi satrlarni keltirish o'rinli bo'ladi: «Bizning atrofimizdagi barcha fizikaviy jarayonlar chiziqli kechganda, fizika juda zerikarli, hayot esa umuman bo'lmagan bo'lar edi». Baxtimizga biz nochiziqli olamda yashayapmiz. Agar chiziqli fizikaga bezak bersa, nochiziqli esa uni jozibador ko'rsatadi». Bu so'zlar lazer nurlanishi va nochiziqli optika effektlaridan foydalanishga asoslangan zamonaviy optikani to'liq xarakterlaydi.

S.I.Vavilov «mikrostruktura sveta» kitobida o'zing 20-yillarda o'tkazgan kuzatishlarini va undan keyingi tajribalarini umumlashtirib

quyidagi fikrlarni bildirgan edi: «Yutayotgan muhitdagi nochiziqlik faqat absorbsiyaga nisbatan kuzatilishi shart emas. Absorbsiya dispersiya bilan bog'langan, demak yorug'likning muhitda tarqalish tezligi umuman olganda yorug'lik quvvatiga bog'liq bo'lishi kerak. Shu sababli muhitning boshqa optik xususiyatlarida ikkiga ajralib sinishda – dixroizmda, aylantirish qobiliyatida va hokazolarda umumiy holda yorug'lik quvvatiga bog'liq ko'rinishi, ya'ni superpozitsiya prinsipi buzilishi kerak». Chiziqli bo'lmagan optikaning lazer nurlanishining tarqalishini tajribada tekshirish bilan bog'langan keyingi rivojlanishi oqibatida Vavilovning chiziqli bo'lmagan hodisalarning xilma-xil ekanligi haqidagi fikri tasdiqlanibgina qolmay, balki u aytib o'tgan hamma konkret effektlar kuzatildi. Shuning uchun Vavilov haqli ravishda chiziqli bo'lmagan optikaning asoschisi hisoblanadi.

Vavilov chiziqli bo'lmagan hodisalarning sababini yorug'likni yuta oladigan molekula yoki atomlar sonining o'zgarishida, ya'ni atom, molekulalarning uyg'ongan holatga o'tishi va bu holatda bo'lish vaqtining o'zgarishida ko'rgan. Chiziqli bo'lmagan hodisalar yuqorida ko'rsatilgan sabablardan tashqari yana qator sabablar tufayli ham yuz beradi. Shunga mos ravishda lazer nurlanishining tarqalishini o'rgan-ganda topilgan chiziqli bo'lmagan hodisalar to'plami yanada turli-tuman bo'lib chiqdi.

Yuqorida keltirilgan boblardan ma'lumki, optika fizikaning yetarli darajada yaxshi o'rganilgan sohasiga kiradi. Optik jarayonlarga qiziqish katta ekanligi tabiiydir. Chunki odam atrof olam haqidagi ma'lumotlarning 80-85% ni ko'rish orqali oladi. Avval boshida optika, ko'rish sohasidagi elektromagnit to'lqinlarni o'rganish, ya'ni odam ko'zi qabul qiladigan to'lqinlar ($\lambda=0,40\div0,76$ mkm) bilan cheklangan. Shunday qilib, yorug'lik - bu elektromagnit tebranishlarning aniq bir to'lqin uzunlikli sohasi deb hisoblash mumkin.

Zamonaviy optika ko'rish sohasiga tutashgan ultrabinafsha sohani (yumshoq rentgen nurlari bilan birgalikda) va infraqizil sohadan to radioto'lqinlarning millimetr diapazonigacha bo'lgan keng sohani o'rganadi.

XX asr o'rtalariga kelib, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri jarayoni to'liq o'rganildi. Xususan, optikaning asosiy makroskopik qonunlari bilan yorug'likning atom darajasigacha mikroskopik o'zaro ta'sir qonunlari o'rtasidagi bog'liqlik aniqlandi. Bunda mikroskopik darajadagi o'zaro ta'sirda bitta umumiy hol aniqlandi, u ham bo'lsa: barcha jarayonlar bir fotonli jarayon ekanligi ma'lum bo'ldi. Bu degani,

atom yorug'lik bilan o'zaro ta'sirning har bir elementar aktida atigi bitta foton yutadi. Eksperimental natijalar Maksvelning elektromagnit nazariyasi va kvant nazariyalari kelishuviga erishishiga sabab bo'ladi. Shuning uchun tadqiqotlarni asosan tugallangan deb hisoblash mumkin. Bu tadqiqotlarning asosini yaxshi ma'lum bo'lgan yorug'likning tarqalish va uning muhit bilan o'zaro ta'sir qonunlari tashkil etadi.

XX asr o'rtalarida lazerning yaratilishi holatni butunlay o'zgartirib yubordi. Ma'lum bo'lishicha bu qonunlar keng tarqalgan, ammo kichik intensivlikli yorug'lik holidagina o'rganilgan. Lazer nurlanishidan foydalanib erishiladigan yuqori intensivlikdagi yorug'lik holati uchun optikaning asosiy makroskopik qonunlari o'rinli emas. Impuls lazeri chiqaradigan yorug'lik intensivligi boshqa har qanday lazer kashf qilingunga qadar bo'lgan yorug'lik manbai intensivligidan bir necha tartibga yuqoridir.

Masalan, standart spektral lampa (masalan simob lampa) intensivligi - 1 Vt/sm^2 , standart impuls lazeri nurlanishi intensivligi - 10^{10} Vt/sm^2 ; zamonaviy o'ta quvvatli lazer - 10^{20} Vt/sm^2 . Taqqoslash uchun: atom intensivligi 10^{16} Vt/sm^2 tartibda (bu atom ichki kuchlanganligi $5 \cdot 10^9 \text{ V/sm}^2$ teng bo'lgandagi elektr maydon kuchlanganligi nurlanishi intensivligidir) bo'ladi.

Kichik va katta intensivlikdagi yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri natijalari o'rtasidagi farq bo'yicha ikkita asosiy sabab mavjud.

Birinchidan, bir fotonli jarayonlar kichik intensivlikdagi yorug'likning mikroskopik darajada o'zaro ta'sirini ifodalaydi, yuqori intensivlikdagi yorug'likning o'zaro ta'sirida esa, har bir elementar aktda ko'p fotonli jarayonlar yuzaga keladi.

Ikkinchidan, yuqori intensivlikda o'ziga-o'zi ta'sir effekti yuzaga kelib, bunda yorug'likning moddada tarqalishi tufayli modda o'zining oldingi holatini o'zgartirishi kuzatiladi. O'zaro ta'sir qanday bo'lsa, o'sha jarayon ham, masalan, agar o'sha jarayonning ehtimolligi nurlanish intensivligining birinchi darajasiga proporsional bo'lsa, o'zarota'sir **chiziqli** deb hisoblash qabul qilingan. Agar nurlanish intensivligining darajasi 1 dan katta bo'lsa **nochiziqli** deb ataladi. Shundan optikada kichik va katta intensivlikli yorug'liklar uchun mos ravishda **chiziqli** va **nochiziqli optika** terminlari kelib chiqqan. Buni quyidagicha tushunish ham mumkin.

Ayrim yorug'lik *manbalari* bilan olib boriladigan tajribalar shuni ko'rsatadiki, *optik hodisalar xarakteri nurlanish intensivligiga bog'liq emas*. Bunday hodisalarga chiziqli hodisalar va uni o'rganuvchi optika bo'limiga *chiziqli optika* deyiladi.

Quvvati 10^8 Vt/sm^2 va bundan katta yorug'lik manbalari (lazerlar) bilan olib borilgan juda ko'p tajribalar shuni ko'rsatadiki, optik hodisalar xarakteri sezilarli darajada nurlanish intensivligiga bog'liq bo'ladi. *Optik hodisalar xarakteri nurlanish intensivligiga bog'liq bo'lishini o'rganuvchi optikaning bo'limiga chiziqli bo'lmagan optika* deyiladi.

XX asrning oxirgi uchta o'n yilligi davomida nochiziqli optikani rivojlantirish yo'lida katta eksperimental tadqiqotlar o'tkaziladi va nazariy materiallar to'plandi. Bu materiallar fan va texnikaning turli xil sohalarida nochiziqli optik jarayonlarning qo'llanilishiga imkon berdi. Fizikaning bu yangi sohasining rivojlanishiga Nobel mukofoti laureati professor N.Blombergen, professorlar R.Xoxlov, S.Axmanov va ko'pgina boshqa olimlar katta hissa qo'shdilar.

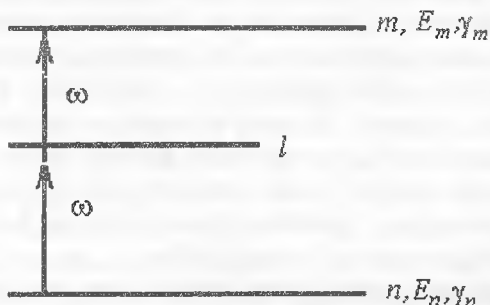
Ko'p fotonli jarayonlar. Lazer nurlanishining modda bilan o'zaro ta'siri mohiyati shu nurlanishning xarakterli xususiyatlari: kogerentligi, monoxromatliligi, ingichka yo'naluvchanligi, yuqori intensivlikka egaligi va qisqa davomiyligi kabilar hisoblanadi. Aynan shu ko'rsatilgan xususiyatlari yangi va xilma-xil fizik jarayonlarga asoslangan bo'lib, uni fizikaning alohida bo'limi qilib ajratdi. Nurlanish tizimining yutug'i o'zaro ta'sirning boshlang'ich holatidayoq modda o'zini namoyon qilishidir, ya'ni elementar aktdan moddaga tashqi maydonning bir necha fotonlari yutiladi.

Ko'p fotonli uyg'onishlar shunday jarayonki, kvant sistemasida (atomda, molekulada) elektron bog'langan bir holatdan (boshlang'ich), tashqi maydonning bir necha fotonlarini yutishi natijasida, boshqa bog'langan holatga (oxirgi) o'tadi. Bunda boshlang'ich va oxirgi holatlar orasida boshqa bog'langan elektron holatlari yo'q deb hisoblanadi. Agar shunday holat mavjud bo'lsa, foton (yoki bir necha fotonlar) yutganda aniq bir o'tish sodir bo'lmaydi, foton (bir necha foton) energiyasi bilan o'tish energiyasi o'rtasida rezonans bo'lmaydi, yoki bunday o'tish tanlash qoidasi bo'yicha ta'qiqlangan bo'ladi. Bu qoida nurlanish xususiyatiga va kvant sistemaga bog'liqdir. 11.4-rasmda ikki fotonli uyg'onishning prinsipial chizmasi keltirilgan. Elektronning bir bog'langan holatdan boshqa holatga ko'p fotonli o'tishining prinsipial imkoniyati energiya-vaqt noaniqlik munosabati bilan belgilanadi:

$$\delta E \cdot \delta t \geq h. \quad (11.7)$$

Kvant mexanikasining dastlabki prinsiplariga ko'ra, bu munosabat, sistema energiyasini o'lchash aniqligi δE va sistema energiyasini

o'lchash uchun ketgan δt vaqt oralig'i o'rtasidagi munosabati bilan tushuntiriladi. Ba'zi bir fizik jarayonni aniq namoyish qiladigan ko'p fotonli yutilish nurlanishlarini qaraymiz.



11.4 - rasm

Fotoionlashtirish. Fotoionlashtirish jarayoni tadqiqotlari, ya'ni nurlanish ta'sirida bog'langan elektronni yulib olish, kvant fizikasining rivojlanish davrida hal qiluvchi rol o'ynadi. Aynan tashqi fotoeffekt tadqiqotlari (metall sirdan nurlanish ta'sirida elektronlarni urib chiqarish) XIX va XX asrlarda chet elda G.Gers va A.G.Stoletovlar tomonidan amalga oshirildi. Bu 1905 yilda A.Eynshteyn fotonning mavjudligini isbotlashiga va yorug'likning kvant nazariyasining asosini formula ko'rinishida ifodalashga olib keldi. Fotoeffekt uchun Eynshteyn qonunlarini va Borning atom modelini birlashtirish, tashqi elektromagnit maydondan berilgan fotonning bog'langan elektronni urib chiqarishi - atom va molekullarning asosiy fotoionlashtirish qonunlarini ma'lum bir formulaga keltirish imkonini berdi. Fotoionlashtirish to'g'risidagi tasavvurlarimiz to'g'ri bo'lardi, agar quyidagi energiyaning saqlanish qonuni ko'rinishida ifodalangan munosabat bajarilsa

$$h\omega \geq E_n, \quad (11.8)$$

bu yerda E_n - kvant sistemaning ionlashtirish potentsiali (sistemadagi elektronning bog'lanish energiyasi), ω - tashqi elektromagnit maydon chastotasi. (11.8) munosabat kichik (qizil) chastota tomondagi ($h\omega < E_n$) chegara qizil chegara deb atalib, bunda ionlashtirish sodir bo'lmaydi. Aynan ko'rsatilgan shu qizil chegara atmosferada yutilish bo'lmasligini bildiradi. Atom va molekullarning ionlashtirish bilan

bog'liq tomoni uchun Quyosh nurlanishi spektrining ko'zga ko'rinuvchi qismi va yutilishi uchun spektrning ultrabinafsha qismi to'g'ri keladi.

Ammo, (11.8) ifodadan ma'lumki, qizil chegaraning mavjudligi, ko'p fotonli jarayonni hisobga olmagan holda bir fotonli jarayonning chegaralanganligi tushunarlidir. Agar ko'p fotonli jarayonni e'tiborga olsak, (11.8) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$Kh\omega \geq E_n \quad (11.9)$$

bu yerda K - ko'p fotonli ionlashtirish bo'lganda yutilgan fotonlar soni. (11.9) ifodadan ko'rinadiki, ω chastotaning aniq bir qiymatida va ixtiyoriy K da qizil chegara qatnashmaydi.

Bundan ko'rinadiki, ko'p fotonli yutilish uchun tashqi maydon kuchlanganligi bo'yicha (nurlanish intensivligi bo'yicha) hech qanday chegara yo'q. Shuning uchun (11.9) munosabat har doim to'g'ri ekanligini aniq aytish mumkin. Nima uchun lazerlar kashf qilingunga qadar kuzatilgan effektlar (11.9) munosabat bilan ifodalangan - degan savol tug'iladi. Bunga bir fotonli va ko'p fotonli yutilishlar ehtimolliklari munosabatlarida deb javob berish mumkin. Kuchsiz tashqi maydon (nurlanish intensivligi kichik bo'lgan) da ko'p fotonli yutilish ehtimolligi hisobga olmaydigan darajada kichikligi uchun faqat bir fotonli yutilish ionlashtirishga olib keladi. Bu esa, (11.9) ifodaning to'g'ri va qizil chegara mavjudligini bildiradi. Kuchli tashqi maydonda ko'p fotonli yutilish ehtimolligi katta bo'lib, kuzatiladigan darajada bo'ladi. Unda qizil chegara yo'qolib, (11.9) ifodadan foydalaniladi. Bu - nochiziqliq ionlashtirish holidir (elementar aktdagi yutilgan fotonlar soni bo'yicha).

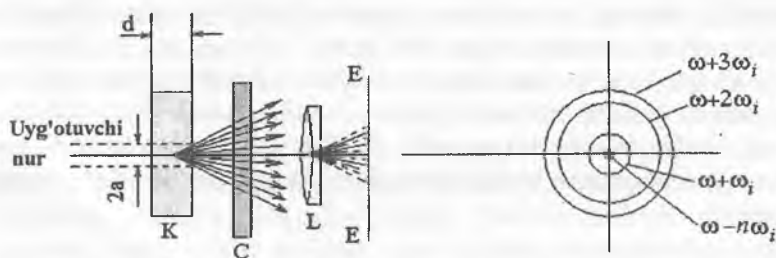
11.7. Yorug'likning majburiy kombinatsion sochilishi

Sochilgan yorug'lik spektrida tushayotgan yorug'likdan chastota bo'yicha molekulalar ichidagi tebranishlarning ω , chastotalariga teng kattaliklarga farq qiluvchi chiziqlar mavjudligi haqida gapirilgan edi. Kogerent bo'lmagan nurlanish manbalariga xos bo'lgan qiyosan kichik yoritilganliklar uchun kombinatsion sochilishning intensivligi juda kam: hattoki juda kuchli chiziqlar (benzol uchun $\Delta\nu = \omega_i / 2\pi c = 992 \text{ sm}^{-1}$ va nitrobenzol uchun 1345 sm^{-1}) uchun 1 sm^3 ga sochilgan yorug'lik oqimi uyg'otuvchi oqimning $10^{-6} - 10^{-7}$ qismini tashkil qiladi. Yoritilganlik 10^{-8}

10^9 Vt/sm² ga teng bo'lganda (bunga quvvatli impuls, lazerlari yordamida erishish mumkin), sochilgan oqimning hissasi keskin o'sadi va bir necha o'n protsentga yetadi. Intensivlikning bunday ortishi kombinatsion sochilishning barcha chiziqlariga emas, balki intensivligi eng katta bo'lgan chiziqlarigagina taalluqli bo'ladi. Chastotalari $\omega \pm \omega_i$ ga teng birinchi tartibli chiziqlardan tashqari, yuqoriroq tartibli chiziqlar ($\omega \pm 2\omega_i, \omega \pm 3\omega_i$) chastotalar) ham paydo bo'ladi. Nihoyat, sochilish yaqqol ko'rinadigan yo'naltirilgan xarakterga ega bo'ladi.

Tajribaning chizmasi 11.5-rasm^{da} ko'rsatilgan. Lazer nurlanishining dastasi K sochuvchi modda orqali o'tadi va S svetofiltr yordamida filtrlanadi, natijada EE ekranda faqat chastotasi o'zgargan sochilgan yorug'lik kuzatiladi. Ekran yoritilganligining taqsimoti 11.5-rasmning o'ng tomonida chizma ravishda ko'rsatilgan.

Uyg'otuvchi dastaning yo'nalishiga mos bo'lgan o'qdagi nuqta yaqinida Stoks nurlanishi ($\omega - n\omega_i, n = 1, 2, \dots$) to'plangan. Antistoks komponentalar ($\omega + n\omega_i$) konsentrik halqalar tarzida joylashgan bo'lib, bu halqalarning radiuslari chastota siljishining o'sishi bilan ortadi. Antistoks komponentalar uygotuvchi dastaning yo'nalishi bo'yichagina kuzatilib, Stoks komponentalari esa qarama-qarshi yo'nalishda ham tarqalishi mumkin.



11.5- rasm. Majburiy kombinatsion sochilishni kuzatish tajribasining chizmasi

Uyg'otishning yuqori darajalaridagi kombinatsion sochilishning aytib o'tilgan xususiyatlari suyuqliklarda ham, kristallarda ham bo'ladi. Gazlarda farq burchak taqsimotida bo'ladi - antistoks sochilishi amalda lazer dastasining yo'nalishida bo'ladi, ya'ni halqalar kuzatilmaydi. Uyg'otishning yuqori darajalaridagi kombinatsion sochilish bilan birga o'z-o'zini fokuslash, Mandelshtam — Brillyuen majburiy sochilishi, yorug'lik impulslari spektrining buzilishi va boshqalar kabi chiziqli

bo'lmagan hodisalar ham kuzatiladi. Shuning uchun kuzatish natijalari tajriba o'tkaziladigan sharoitlarga (uyg'otuvchi impulsning davom etish vaqtiga, bu impulsning fokuslanish darajasi va o'rniga, dastaning ko'ndalang kesimidagi yoritilganlikning taqsimotiga va shunga o'xshashlarga) ko'p bog'liq bo'ladi va yuqorida tasvirlangan manzara hodisaning asosiy xossalariagina o'z ichiga oladi.

Tajribadan topilgan va sochilgan yorug'lik hissasi kattalikning bir necha tartibiga ko'payishidan iborat asosiy fakti tushuntirish uchun nurlanishning kvant nazariyasidagi umumiy qoidani, ya'ni istagan radiatsion jarayonning stimullashtirilgan analogi mavjud ekanligi to'g'risidagi umumiy qoidani e'tiborga olish kerak. Uyg'otish intensivligi kam bo'lganda yuz beradigan kombinatsion sochilish uyg'otuvchi yorug'likning $\hbar\omega$ fotoni yo'qolganda $\hbar\omega_s (\omega_s = \omega - \omega_l)$ fotonning spontan chiqarilishidan iborat. Spontanli kombinatsion sochilishning hajm birligiga nisbatan olingan va hamma yo'nalishlar bo'yicha jamlangan Φ_s oqimi moddaning uyg'otuvchi nurlanish tomonidan vujudga keltiriladigan I yoritilganligiga proporsional bo'ladi:

$$\Phi_s = CI, \quad (11.10)$$

bu yerda C — moddaning sochuvchi xususiyatini xarakterlovchi va o'lchamligi sm^{-1} bo'lgan proporsionallik koeffitsiyenti, chunki $[\Phi_s] = Vt/sm^3$, $[I] = Vt/sm^2$. Eksperimental ma'lumotlarga muvofiq, kombinatsion sochilishning eng intensiv chiziqlari uchun $C \approx 10^{-6} - 10^{-7} sm^{-1}$.

Spontanli kombinatsion sochilishning *majburiy kombinatsion sochilish* (yoki qisqacha MKS) deb ataladigan stimullashtirilgan analogi ham $\hbar\omega$ fotonning yo'qolib, $\hbar\omega$ fotonning chiqarilishidan iborat bo'ladi, lekin bu jarayonning ehtimolligi uyg'otuvchi nurlanish oqimining I zichligiga ham, sochilgan nurlanish oqimining I_s zichligiga ham proporsional bo'ladi. *Bu jarayon* tufayli chastotasi ω_s bo'lgan sochilgan nurlanish sochuvchi muhitda eksponensial qonunga muvofiq kuchayib, bu kuchayish yorug'likning sathlari invers bandlikli muhitda A.Eynshteyn topgan majburiy chiqarish natijasida kuchayishiga o'xshash bo'ladi. Oxirgi holdagi kabi MKS ni sochilgan yorug'likning uzunlik birligida α_s kuchayish koeffitsiyenti bilan xarakterlash qulay bo'ladi. Majburiy chiqarish holdagidek mulohaza yuritib, kuchaytirish koeffitsiyentini yorug'likning spontanli kombinatsion sochilishining spektral zichligi orqali ifodalash mumkin. Soddagina hisob α_s ning quyidagicha ifodalanishini ko'rsatadi:

$$\alpha_s = \frac{3\lambda_s^2 CI}{4\pi\Gamma h\omega_s} \quad (11.11)$$

bu yerda λ_s va Γ kombinatsion sochilish chizig'ining to'liq uzunligi va spektral kengligi. Yoqutli lazer nurlanishi benzolda $\lambda = 694 \text{ nm}$, $\lambda_s = 750 \text{ nm}$, $\Gamma = 0,25 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $C = 10^{-6} \text{ sm}^{-1}$, $I = 10^9 \text{ Vt/sm}^2$ sochilgan holda kuchaytirish koeffitsiyentining qiymatini baholash natijasida $\alpha_s = 20 \text{ sm}^{-1}$ ekanini topamiz. Bu esa ko'rsatilgan sharoitlarda kombinatsion sochilish $d = 1 \text{ sm}$ uzunlikda $\exp(\alpha_s d) = \exp(20) = 10^8$ marta kuchayishini, ya'ni intensivlik bo'yicha uyg'otuvchi nurlanish bilan tenglashishi mumkinligini bildiradi.

Shunday qilib, $h\omega_s$ fotonlarning majburiy chiqarilishi natijasida sochilgan nurlanishning intensivligi kattalikning ko'p tartibiga qadar ortishi mumkin bo'lib, bu esa sochilgan yorug'lik intensivligining anomal katta bo'lishini izohlab beradi.

Uyg'otuvchi nurlanish intensivligining kuchaytirishni yaqqol kuzatish uchun zarur bo'lgan qiymatlariga quvvatli kvant generatorlari yordamida erishish mumkin. Shuning uchun MKS tajribada faqat 1962 yilda (Vudbyori, Ng) modullangan asllilikka ega bo'lgan lazerlar yaratilgandan so'ng kuzatilgan edi, vaholanki sochilgan nurlanishning kuchayishi mumkinligi nazariy ravishda 30-yillardayoq aniqlangan. Lekin uyg'otuvchi nurlanish intensivliklarining talab qilinadigan qiymatlari real emas bo'lib ko'ringani uchun bu hodisaga jiddiy e'tibor berilmagan.

Sochilgan yorug'likning kuchaytirilishi haqida aytilganlarning hammasi Stoks komponentasiga taalluqli edi. Antistoks sochilish Stoks sochilishiga teskari jarayon bo'lgani uchun intensivlik kuchayadi emas, balki susayadi. Quvvatli antistoks nurlanishining paydo bo'lish sababi boshqacha bo'ladi va uni aniqlash uchun kombinatsion sochilish tabiati haqidagi bayon qilingan mumtoz tasavvurlarga asoslanish maqsadga muvofiq. Mumtoz tasavvurlarga muvofiq, kombinatsion sochilish molekulalar qutblanuvchanligining ular yadrolari tebranish natijasida modullanishi oqibatida vujudga keladi. Sodda uchun ikki atomli molekulani ko'rib chiqamiz va yadrolar o'rtasidagi masofaning o'zining muvozanat qiymatiga nisbatan o'zgarishini ξ bilan belgilaymiz. Molekulaning yorug'lik to'liqini maydoni tomonidan induksiyalangan dipol momenti quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$p = (\alpha_0 + \mu\xi) E, \quad (11.12)$$

bu yerda α_0 - molekulaning yadrolar muvozanat holatda bo'lgandagi ($\xi=0$) qutblanuvchanligi bo'lib, $\mu\xi$ had yadrolar siljishining elektron qobiqning holatiga, uning qutblanishga bo'lgan qobiliyatiga ko'rsatadigan ta'sirini bildiradi. Agar E – chastotasi ω ga teng bo'lgan monoxromatik to'lqin maydoni bo'lsa, yadrolarning garmonik qonun ($\xi \sim \cos \omega_0 t$) bo'yicha tebranishi oqibatida dipol momentining $\omega \pm \omega_0$ chastotalar bilan tebranuvchi tashkil etuvchilari paydo bo'ladi, bular esa $\omega \pm \omega_0$ chastotali nurlanishni, ya'ni yorug'likning kombinatsion sochilishini vujudga keltiradi. Bu jarayon nochiziqli bo'lib, o'z-o'zini fokuslash xususiyatiga ega bo'lgani uchun amaliyotda lazer nurlarining intensivligini oshirishda foydalanish mumkin.

Nazorat uchun savollar

1. Optik kvant generatori (OKG) qanday g'oyalari asosida yaratilgan?
2. Lazer va mazer so'zlarining ma'nosi qanday?
3. Lazerlarni kimlar kashf etishgan?
4. Muhitda tarqalayotgan nurlanishning yutilishi va kuchayishini tushuntiring.
5. Invers balandlik nima?
6. Metastabil holat qanday holat?
7. Aktiv muhit qanday muhit?
8. Optik rezonatorni tushuntiring.
9. Geliy-neon (He-Ne) lazerining ishlash usulini tushuntiring.
10. Lazer texnologiyasi haqida gapiring.
11. Chiziqli va nochiziqli optika deganda nimani tushunasiz?
12. Ko'p fotonli jarayon deganda nimani tushunasiz?
13. Fotoionlashtirish nima?
14. Majburiy kombinatsion sochilishni tushuntiring.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Каримов И.А. Баркамол авлод Ўзбекистон тараққийтининг пойдевори. Т.: «Шарқ». - 1997 й.
2. Каримов И.А. Ўзбекистон мустақилликка эришиш остонасида. Т.: «Ўзбекистон». -2011й.
3. Каримов И.А. Юксак маънавият енгилмас куч. Т.: «Ўзбекистон». - 2008 й.
4. Ландсберг Г.С. Оптика. Т.: «Ўқитувчи». - 1981 й.
5. Бутиков Е.И. Оптика. М.: «Высшая школа» - 1986 г.
6. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М.: - 2006 г.
7. Годжаев Н.М. Оптика. М.: «Высшая школа». - 1977 г.
8. Мейтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. М.: «Наука».- 1978 г.
9. Звелто О. Принципы лазеров. М.: - 1989 г.
10. Сивухин Д.В. Оптика. М.: Наука. - 1960 г.
11. Савельев И.В. Курс общий физики. М.: - 2002 г.
12. Джанколи Д. Умумий физика курси. М.: «Мир». Том II. - 1989 й.
13. Тухватуллин Ф.Х., Жумабаев А.Ж. ва бошқалар. Оптика. С.: - 2004 й.
14. Волькенштейн М.В.. Строение и физические свойства молекул. М-Л.: «Академии науки». - 1955 г.
15. Матвеев А.Н.. Оптика. М.: «Высшая школа». - 1985 г.
16. Файзуллаев Ш., Жўраев У. Оптика асослари. -1983 й.
17. Файзуллаев Ш., Жўраев У., Жумабоев А.. Ёруғлик интерференцияси, С.: - 1999 й.
18. Каримов Р. Оптика. Маърузалар матни. Т.: ЎзМУ. - 2000 й.
19. Optika fanidan o'quv-uslubiy majmua. O'zMU - 2011 y.
20. Qo'yliyev B.T.. Optika. Ma'ruzalar matni. Qarshi DU. - 2000 y.
21. Rasulov E., Begimqulov U. Kvant fizikasi. T.: - 2006 y.
22. Qo'yliyev B.T. Optika.T.: «Fan». - 2009 y.
23. Internet tarmog'i va ilmiy jurnallar.

MUNDARIJA

Kirish	3
I bob. YORUG‘LIKNING ASOSIY XOSSALARI VA UNING TABIATI	
1.1. Yorug‘likning to‘lqin va korpuskula xossalari.....	6
1.2. Yorug‘likning elektromagnit tabiati.....	10
1.3. Umov – Poynting vektori.....	17
1.4. Yorug‘lik bosimi.....	18
1.5. Elektromagnit to‘lqinning fazaviy va gruppaviy tezligi.....	23
1.6. Asosiy fotometrik kattaliklar.....	26
II bob. YORUG‘LIK INTERFERENSIYASI	
2.1. Interferensiya hodisasi.....	37
2.2. Nyuton halqalari. Yung tajribasi.....	39
2.3. Interferensiyada tushunchasi va kogerentlik muammosi...	45
2.4. Kogerent to‘lqinlar hosil qilish usullari.....	49
2.5. Interferensiya hodisasiga asoslanib ishlaydigan qurilmalar...	52
2.5.1. Jamen interferometri.....	53
2.5.2. Maykelson interferometri.....	54
2.5.3. Fabri-Pero interferometri.....	56
2.6. Yorug‘lik interferensiyasining ishlatilishi.....	59
III bob. YORUG‘LIK DIFRAKSIYASI	
3.1. Difraksiya hodisasi. Gyuygens-Frenel prinsipi.....	60
3.2. Frenel difraksiyasi.....	61
3.3. Fraunhofer difraksiyasi.....	67
3.4. Optik qurilmalar ajrata olishining difraksion chegarasi.....	69
3.5. Spektral qurilmalar. Difraksion panjara.....	74
3.6. Ikki va uch o‘lchamli difraksion panjaralar.....	81
3.7. Rentgen nurlari va uning difraksiyasi.....	82
3.8. Golografiya.....	87
IV bob. GEOMETRIK OPTIKA	
4.1. Ferma prinsipi.....	93
4.2. Geometrik optikaning asosiy qonunlari.....	94
4.3. Yorug‘likning to‘la ichki qaytish hodisasi.....	104
4.4. Yorug‘lik o‘tkazgichlari.....	107
4.5. Ko‘zgu.....	109
4.6. Yupqa linzalar.....	114
4.7. Fotoapparat.....	119
4.8. Proyeksiyalovchi qurilma.....	120

4.9. Ko‘z optik qurilma.....	121
4.10. Ko‘zni qurollantiruvchi optik asboblari.....	124
V bob. YORUG‘LIKNING QUTBLANISHI	
5.1. Malyus qonuni.....	131
5.2. Yorug‘likning qaytishda va sinishda qutblanishi.....	133
5.3. Yorug‘likning ikkiga ajralib sinishidagi qutblanish.....	137
5.4. Yorug‘likning elliptik va doiraviy qutblanishi.....	140
5.5. Optik anizotropiyani sun‘iy ravishda hosil qilish.....	146
5.6. Qutblanish tekisligining aylanishi.....	149
5.7. Qutblanish tekisligining magnit maydon ta’sirida aylanishi..	150
VI bob. YORUG‘LIKNING YUTILISHI VA DISPERSIYASI	
6.1. Yorug‘likning yutilishi.....	155
6.2. Yorug‘lik dispersiyasi.....	158
6.3. Dispersiyaning elektron nazariyasi.....	162
VII bob. YORUG‘LIKNING SOCHILISHI	
7.1. Yorug‘likning sochilish hodisasi va Tindal tajribasi.....	168
7.2. Yorug‘likning molekulyar sochilishi.....	173
7.3. A.Eynshteyn nazariyasi.....	174
7.4. Yorug‘likni kombinatsion sochilishi.....	175
7.5. Yorug‘likni kombinatsion sochilishini mumtoz nazariyasi....	177
7.6. Yorug‘likni kombinatsion sochilishining kvant nazariyasi....	179
7.7. Lyuminessensiya.....	183
VIII bob. YORUG‘LIK TEZLIGI	
8.1. Yorug‘lik tezligini aniqlash usullari.....	187
8.2. Yorug‘lik tezligini laboratoriyada aniqlash usullari.....	188
8.3. Doppler effekti.....	191
8.4. Vavilov-Cherenkov effekti.....	194
IX bob. YORUG‘LIK VA MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI	
9.1. Harakatlanuvchi muhit tushunchasi.....	197
9.2. Yorug‘lik aberratsiyasi.....	201
9.3. Harakatsiz efir tushunchasi.....	203
9.4. Maykelsonning interferensiyalar tajribasi.....	204
9.5. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatlarini.....	208
X bob. YORUG‘LIKNING KVANT XUSUSIYATLARI	
10.1. Eynshteynning fotonlar nazariyasi.....	211
10.2. Jismlarning issiqlik nurlanishi.....	212
10.3. Optik pirometriya.....	221
10.4. Fotoelektrik effekti.....	223
10.5. Fotoelementlar va ularning qo‘llanilishi.....	229

10.6. Kompton effekti.....	231
10.7. Mikrozarralarning to'qlin xususiyatlari. Elektron difrak- siyasi.....	235
XI bob. LAZERLAR VA NOCHIZIQLI OPTIKA	
11.1. Lazerlar haqida umumiy ma'lumot.....	245
11.2. Muhitda tarqalayotgan nurlanishning yutilishi va kucha- yishi.....	247
11.3. Lazerlarning ishlashi.....	249
11.4. Uzluksiz ishlovchi geliy-neon lazeri.....	252
11.5. Lazer texnologiyasi.....	255
11.6. Nochiziqli optika to'g'risida tushunchalar	256
11.7. Yorug'likning majburiy kombinatsion sochilishi.....	261
Foydalanilgan adabiyotlar.....	266

QAYDLAR UCHUN

[illegible]

BAXRON TO'XLIYEVICH QO'YLIYEV

O P T I K A

Toshkent – «Fan va texnologiya» – 2014

Muharrir:
Tex. muharrir:
Musavvir:
Musahhih:
Kompyuterda
sahifalovchi:

F.Ismoilova
M.Holmuhamedov
D.Azizov
M.Hayitova
N.Rahmatullayeva

**E-mail: tipografiyacent@mail.ru Tel: 245-57-63, 245-61-61.
Nashr.lits. AIN №149, 14.08.09. Bosishga ruxsat etildi 02.04.2014.
Bichimi 60x84 $\frac{1}{16}$. «Timez Uz» garniturasi. Ofset bosma usulida bosildi.
Shartli bosma tabog'i 16,75. Nashriyot bosma tabog'i 17,0.
Tiraji 300. Buyurtma №42.**

**«Fan va texnologiyalar Markazining bosmaxonasi» da chop etildi.
100066, Toshkent sh., Olmazor ko'chasi, 171-uy.**

7FAN VA 
TEKNOLOGIYALAR

ISBN 978-9943-4345-8-5

