

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

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika –matematika fakulteti

“Fizika” kafedrasi

5140200 - “Fizika” ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun

Fayzullayeva Nargiza To’yqul qizining

“Elektromagnit to’lqinlar qutblanishi hodisasini o’rganish”.

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

“Ish ko’rildi va himoyaga

Ilmiy rahbar:_____ dotsent Q.S. Saidov

ruxsat berildi”

“_____” _____2017 y.

Kafedra mudiri _____ f-m.f.n. B.E.Niyazxanova Taqrizchi: _____ Bux TI o’qit. F.K. Xalloqov

“_____” _____2017 y.

“_____” _____2017 y.

“Himoya qilishga ruxsat berildi”

Fakultet dekani _____ prof. SH.M. Mirzayev

“_____” _____2017 y.

Buxoro-2017y.

Mundarija

Kirish.....	3
I bob. Tabiiy va qutblangan yorug'lik	
1.1.Yorug'likning to'lqin xossalari. Yorug'likninng qutblanishi.....	6
1.2.Qutblovchi asboblari.....	27
Xulosa.....	34
II bob.Kristallarning qutblanish darajasi va magnitooptik xossalari.	
2.1.Yorug'likning elliptik qutblanishi.....	34
2.2. Lyuminessensiyaning magnit sirkulyar qutblanishi.....	49
Xulosa.....	57
Xotima.....	58
Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati.....	59

KIRISH

O'zbekiston o'z istiqlool va taraqqiyot yo'lidan rivojlanib, xalqaro maydonda o'zining munosib o'rnini topmoqda. Davlatimizning mustaqil taraqqiyot yo'lini ta'minlash uchun ijtimoiy-siyosiy, iqtisodiy, madaniy va ma'rifiy sohalarda chuqur islohotlar amalga oshirilmoqda. Jamiyat va inson manfaatiga qaratilgan bu islohotlarning samarasi bevosita ta'lim tizimida tayyorlanayotgan mutaxassis kadrlarning salohiyatiga bog'liqdir.

Prezidentimiz shunday ta'kidlagan edilar: "Fan samaradorligini sifat jihatidan oshirishda faqat davlatlar bilangina erishish mumkin emas. Ilmiy kadrlarga munosabatni ham tubdan o'zgartirish, ularning ijtimoiy maqomini qat'iyon oshirish, chuqur struktura o'zgarishlari qilish zarur." Shu bois mustaqillikning dastlabki kunlaridan boshlab sifatli kadrlar tayyorlashga qodir milliy asosga qurilgan va jahondagi ilg'or davlatlar ta'limi taraqqiyoti tajribalariga tayanadigan kadrlar tayyorlash tizimini yaratish asosiy vazifalaridan biriga aylandi.

1997 yilda qabul qilingan O'zbekiston Respublikasining "Ta'lim to'g'risida"gi qonuni va "Kadrlar tayyorlash milliy dasturi" milliy ta'lim taraqqiyoti va milliy kadrlar tayyorlash tizimi istiqbollarini belgilovchi hujjat sifatida bu sohadagi ishlarni rivojlantirishda yana bir tarixiy davr boshlanishiga zamin yaratdi. Kadrlar tayyorlash Milliy dasturi asosiy vazifalaridan biri bu ta'lim jarayonidagi sifat ko'rsatkichlarini yaxshilash, ya'ni jahon andozalariga mos, raqobatbardosh, yuqori saviyaga ega bo'lgan mutaxassislar tayyorlashdir. Ushbu murakkab muammolarni yechimini topib, ularni amalda keng qo'llash oliy ta'lim tizimi xodimlari oldiga juda katta vazifalar belgilaydi. Bunda aniq vazifalar sifatida bevosita o'quv jarayonini yaxshilash, o'quv dasturlarini yanada takomillashtirish, o'qitishning zamonaviy pedagogik texnologiyalarini amalga joriy qilish, texnik vositalaridan keng foydalanish va shu asosda masofadan o'qitishni keng joriy qilishdan iboratdir.

Ta'lim sifati va usuliga qarab bilim hosil bo'ladi. Bu o'qituvchining mahoratigagina emas, balki tinglovchining istak-xohishi, qobiliyati va bilim darajasini ham belgilaydi. Ta'lim uzoq davom etadigan jarayondir. Bilim esa ta'limning uzluksizligi vositasida beriladigan mavhum tushunchaga ega bo'lgan hodisadir. Bilim xususiylikka ega bo'lsa, ta'lim umumiylikka egadir. Ta'lim barcha uchun bir xilda davom etadigan jarayon. Bilim obyektiv borliqdagi voqea-hodisalarning in'ikosi natijasida inson miyasidagi mushohadalar va tasavvurlar natijasida hosil bo'ladigan tushunchalar yig'indisi sifatida namoyon bo'ladi. Ta'limdagi sifat uni berishda ishtirok etadigan kishilar sifati bilan belgilansa, bilim individuallikka ega bo'ladi. Ta'limni amalga oshiradigan yoki dars beradigan kishilarning saviyasi turlicha bo'lishi mumkin. Lekin guruhdagi o'quvchilarga beriladigan ta'lim bir xildir. O'qituvchi bilim emas, balki ta'lim beradi. O'quvchi esa ana shu ta'lim jarayonida bilimga ega bo'ladi. Buning uchun u mustaqil o'qiydi, tayyorlanadi, mushohada qiladi, tasavvurlarga ega bo'ladi, eshitganlari va o'qitganlarini sintez qiladi. Natijada bilimga ega bo'ladi.

O'quv jarayoni bilan bog'liq ta'lim sifatini belgilovchi holatlar quyidagilar: yuqori ilmiy-pedagogik darajada dars berish, muammoli ma'ruzalar o'qish, darslarni savol-javob tarzida qiziqarli tashkil qilish, ilg'or pedagogik texnologiyalardan va multimedia qo'llanmalardan foydalanish tinglovchilarni undaydigan, o'ylantiradi-gan muammolarni ular oldiga qo'yish, talabchanlik, tinglovchilar bilan individual ishlash, ijodkorlikka undash, erkin muloqot yuritishga, ijodiy fikrlashga o'rgatish, ilmiy izlanishga jalb qilish va boshqa tadbirlar ta'lim ustivorligini ta'minlaydi.

Ishning dolzarbligi: Zamonaviy ilmiy tadqiqot ishlarida muhitdan o'tgan yorug'lik qutblanishini tahlil qilish moddalarning energetik holatlarini o'rganish imkoniyatini beradi.

Zamonaviy qurilmalarning yaratilishida polarizatsion optik xossalarga ega bo'lan birikmalarning qo'llanilishiga ixtiyor oshib bormoqda.

Ishning maqsadi : Bitiruv malakaviy ishida elektromagnit to'liqlarning turli fizikaviy jarayonlarda qutblanishini o'rganib va ularning natijalarini energetik sathlardagi o'zgarishlarga sezgirligini tahlil qilish maqsad qilib qo'yilgan.

Ilmiy yangilik: Polyarizatsion optik va magnitooptik o'lchashlarda yorug'likning qutblanish darajasidan moddaning kvazisathlari tadqiq qilindi.

Malakaviy ishning birinchi bobida Yorug'likning qutblanishi nazariy o'rganildi.

Shuningdek Yorug'likning to'liq xossalari ko'rib chiqildi. Qutblovchi asboblari tahlil qilindi.

Malakaviy ishning ikkinchi bobida **Kristallarning qutblanish darajasi va magnitooptik xossalari** tahlil qilindi.

Mazkur bobda Yorug'likning elliptik qutblanishi ko'rib chiqildi hamda qo'llanilishi berildi.

Ishning tadqiqot ob'ekti va predmeti: elektromagnit to'liqlarning shaffof kristallar bilan o'zaro ta'sirlashuvi qutblanish darajasi, energetik holatlar.

Ishning tadqiqot uslubi va uslubiyoti: adabiyotlardan, ilmiy manbalardan magnitooptik va polyarizatsion optik tajriba natijalaridan foydalanib nazariy mulohazalar bilan o'rganish va xulosalar qilish.

Ishning olingan asosiy natijalari: Paramagnitik kristallar, optik aktiv moddalarning yorug'likning qutblanishiga ta'siri hamda energetik xossalari o'rganildi.

Ishning hajmi va tuzilishi: Bajarilgan malakaviy bitiruv ishi oltita paragrafni o'z ichiga olgan, ikkita bobdan va qilingan xulosalardan iborat. Ishda o'rganilishi e'tiborga olingan fizikaviy hodisalar, jarayonlar va hisoblangan natijalarning tushunarli ravishda ifodalash uchun beshta chizma va jadval berildi. Ishga

qo'yilgan maqsadga erishishi uchun to'plangan adabiyotlar manbalarining nomlari va elektron manzillari keltirildi.

Qisqacha mazmun va ilmiy tavsiloti: Yorug'likning tabiiy va sun'iy qutblanish xossalarini o'rganish va qutblanish hodisasini ba'zi optik aktiv moddalarning tadqiqida ishtirokini ko'rib chiqish.lari haqida ma'lumotlar yig'ilib nazariy va amaliy o'rganiladi.

I BOB. TABIIY VA QUTBLANGAN YORUG'LIK

1.1.Yorug'likning to'lqin xossalari. Yorug'likninng qutblanishi

XIX asrning ikkinchi yarmida D.K.Maksvell elektr va magnit hodisalarni chuqur o'rganib yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratdi. D.K.Maksvell nazariyasiga asosan yorug'lik *tez o'zgaruvchan* elektromagnit maydonidan iborat. Bu elektromagnit nazariya bir jinsli muhit uchun quyidagi tenglamalarga tayanadi va ko'p hollarda D.K.Maksvell tenglamalari ham deyiladi.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (1.1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (1.1.4)$$

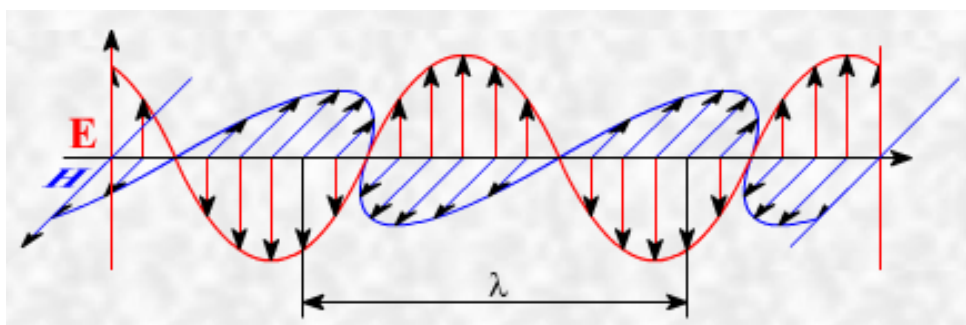
Bu yerda μ -magnit singdiruvchanlik koeffisiyenti, ε -elektr singdiruvchanlik koeffisiyenti, c -elektromagnit to'lqinning vakuumdagi tarqalish tezligi,

E -elektr maydon kuchlanganligi, H -magnit maydon kuchlanganligi.

Bu tengliklardan quyidagi xulosa kelib chiqadi:

1) Har qanday vaqt birligida ichida o'zgaruvchan elektr maydoni atrofida uyurmalangan magnit maydoni hosil bo'ladi, va aksincha. Hosil bo'lgan bu elektromagnit maydon muhitda $\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ tezlik bilan *elektromagnit to'lqin shaklida* tarqaladi.

2) Elektr va magnit maydonlari o'zaro *ko'ndalang* bo'lib, ularning yo'nalishi to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir.



1.1.1-rasm. $\vec{E}$ va $\vec{H}$ maydon vektorlarining perpendikulyarligi

3) Harakatdagi yassi monoxromatik to'lqinning $\vec{E}$ va $\vec{H}$ maydon vektorlari bir xil fazada tebranadi.

(1.1.2) tenglikni vaqt bo'yicha differensiallasak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\text{rot} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.1.5)$$

(1.1.1) tenglikdan $\left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$ ni topsak

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{c}{\mu} \text{rot} \vec{E} \quad (1.1.6)$$

(1.1.6) ni hisobga olsak (1.1.5) ni yozsak

$$-\frac{c}{\mu} \text{rot} \cdot \text{rot} \vec{E} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.1.7)$$

elektrodinamikadan bizga ma'lumki

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \Delta \vec{E} \quad (1.1.8)$$

(1.1.8) ni (1.1.3) hisobga olib yozsak ya'ni $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ quyidagiga ega bo'lamiz

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = -\Delta \vec{E} \quad (1.1.9)$$

(1.1.9) ni hisobga olgan holda (1.1.7) ni yozsak

$$\frac{c}{\mu} \Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.1.10)$$

yoki

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.1.11)$$

yoki

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1.12)$$

Xuddi shuningdek (1.1.1) ni vaqt bo'yicha differensiallab quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\Delta \vec{H} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1.13)$$

Bu yerda

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.1.14)$$

bo'lib *Laplas operatori* deyiladi.

(1.1.12) va (1.1.13) tenglamalar to'liq tenglamasini xarakterlaydi va bu tenglamalarning yechilishi mos ravishda quyidagiga tengdir.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \ell^{i(\omega t - \vec{k} \vec{r})} \quad (1.1.15)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \ell^{i(\omega t - \vec{k} \vec{r})} \quad (1.1.16)$$

Bu yerda $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \rightarrow$ to'lqin soni, ω -elektromagnit to'lqinning aylanma chastotasi

$\vec{r}$ -radius vektor

(1.1.15) va (1.1.16) tenglamalar harakatdagi monoxromatik to'lqinni xarakterlaydi va bu tenglamalarga *to'lqin tenglamalari* deyiladi.

Bir xil faza bilan tebranuvchi nuqtalarning geometrik o'rni (to'lqin sirti) yassi sirtdan iborat bo'lgan to'lqinga *yassi to'lqin* deyiladi.

Yorug'likning elektromagnitik nazariyasidan yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlar ekanligi bevosita kelib chiqadi. Haqiqatan ham, qisqacha matematik ifodasi Maksvell nazariyasining tenglamalarida mujassamlangan elektromagnetizm va elektromagnitik induksiya qonunlarining butun majmuasidan bunday xulosa kelib chiqadi: E elektr kuchlanganligi vaqt o'tishi bilan o'zgarganda E vektorga perpendikulyar ravishda yo'nalgan o'zgaruvchi H magnit maydoni paydo bo'ladi va aksincha. Bunday o'zgaruvchi elektromagnitik maydon fazoda qo'zg'almay turmay, balki E va H vektorlarga perpendikulyar bo'lgan chiziq bo'ylab yorug'lik tezligi bilan tarqalib, elektromagnitik to'lqinlar, jumladan yorug'lik to'lqinlari hosil qiladi. Shunday qilib, E, H va to'lqin frontining ϑ tarqalish tezligidan iborat uch vektor o'zaro perpendikulyar bo'lib, o'ng vint sistemasini hosil qiladi, ya'ni elektromagnit to'lqin ko'ndalang to'lqindir.

Agar to'lqin frontining tarqalish yo'nalishi va vektorlardan birining, masalan, E ning yo'nalishi berilgan bo'lsa, boshqasining (H ning) yo'nalishi bir qiymatli aniqlanadi. Biroq o'zaro perpendikulyar bo'lgan E va H vektorlar

to'liq frontining tarqalish yo'nalishiga nisbatan *ixtiyoriy* vaziyatda joylashgan bo'lishi mumkin.

Har bir ayrim holda E va H vektorlar to'liq normaliga nisbatan biror vaziyatda joylashadi va to'liq normal (yoki nur) elektromagnit to'liqlarning simmetriya o'qi emas. Bunday asimmetriya *ko'ndalang* to'liqlarga xos bo'lib, bo'ylama to'liqlar esa hamisha tarqalish yo'nalishiga nisbatan simmetrikdir. Shunday qilib, nurga nisbatan bo'lgan asimmetriya *ko'ndalang* to'liqinni bo'ylama to'liqidan farq qiladigan belgilardan biridir. Yorug'lik to'liqlarining *ko'ndalang* to'liq ekanligini ularning elektromagnit xususiyatlari kashf etilishidan ancha oldin tajribada isbotlash uchun ayni mana shu belgilaridan foydalanilgan; yorug'likning elektromagnit tabiatidan uning *ko'ndalang* to'liq ekanligi o'z-o'zidan ko'rinib turadi.

Asimmetriyani tajribada tekshirish quroli sifatida, ravshanki, o'z navbatida asimmetriya xossasiga ega bo'lgan sistema xizmat qiladi. Yorug'lik nurini tadqiq etishga yaroqli bo'lgan bunday Sistema kristall bo'lishi mumkin, uning atomlari fazoviy panjara tarzida shunday joylashganki, turli yo'nalishlarda kristallning xossalari turlichadir (anizotropiya). Haqiqatan ham, yorug'lik to'liqlarining *ko'ndalang* to'liqlar ekanligi aniqlanishiga xizmat qilgan birinchi hodisa yorug'likning kristallardan o'tishi bo'ldi.

Island shpatining o'zidan o'tgan yorug'lik nurini ikkiga ajratib, sindirishini 1670 yilda Bartolni kashf etgan edi. 1690-yilda Gyugens bu hodisani o'rganib, mana shu yo'l bilan hosil qilingan nurlarning har biri island shpatining ikkinchi kristallidan o'tganda o'zini odatdagi nurlardan boshqacha tutishini topdi; kristallarning bir-biriga nisbatan tutgan vaziyatiga (orientatsiyasiga) qarab nurlarning har biri ikkinchi kristallda ikki nurga ajraladi va bu nurlarning *intensivligi* har xil bo'ladi (ikkinchisining intensivligi nolga tushib qoladi). Gyugens o'zi kashf etgan hodisaning sababini ko'rsatib berolmadi. Nyuton 1704-yil Gyugens kashfiyotini muhokama qila turib, bu yerda yorug'likning asosiy (Nyuton ta'biri bilan aytganda,

“azaliy”) xossalari namoyon bo’lishiga va bu xossalar tufayli nur to’rt tomonga ega bo’lganday bo’lishiga e’tibor qildi; oqibatda bir juft tomonni tutashtiruvchi yo’nalish bunga perpendikulyar yo’nalish bilan bir xil emas. Shu tufayli Nyuton yorug’lik korpuskulalarini qutblarga ega bo’lgan magnitchalarga tashqi tomondan o’xshatdi, buning oqibatida esa magnitcha bo’ylab ketgan yo’nalish bunga perpendikulyar yo’nalish bilan bir xil emas.

Shishadan qaytgan yorug’likda bunga o’xshagan xususiyatlar borligini 1808-yilda kashf etgan Malyus bu xususiyatlarni ifodalash uchun *qutblanish* atamasini kiritdi; bu atamani Nyuton tasavvurlariga tayanib olgandir ehtimol.

Yorug’likning to’lqin tabiati kashf etilganidan keyin yorug’likning qutblanish hodisasi yanada sinchiklab o’rganildi. Frenel va Aragoning qutblangan nurlar interferensiyasiga oid tajribalari 1816-yilda Yungni *yorug’lik to’lqinlari ko’ndalang to’lqinlar* bo’lsa kerak degan taxminni aytishga undadi. Frenel ham Yungdan bexabar ravishda yorug’lik to’lqinlari ko’ndalang to’lqinlar bo’lsa kerak degan fikrni o’rtaga tashladi, bu fikrni ko’pgina muhim tajribalarda tas-diqladi va yorug’likning qutblanish va kristallarda ikkiga ajralib sinish hodisalariga asoslanib izohladi.

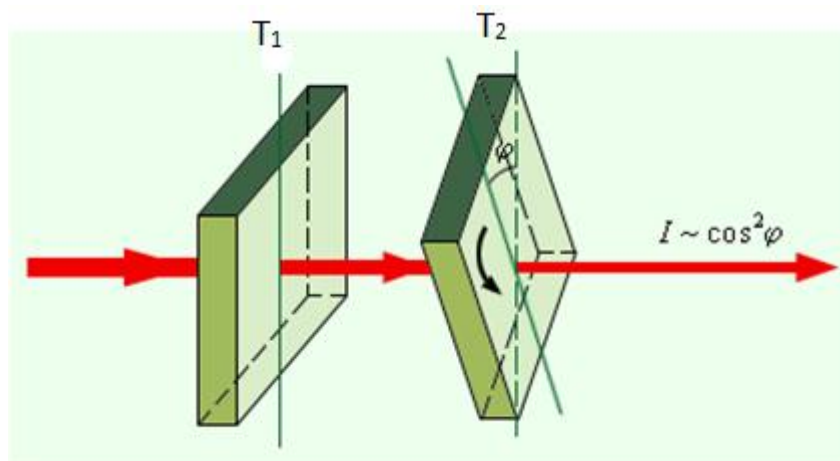
Bunga aloqador bo’lgan qiyinchiliklar suyuqlik va gazlarda ko’ndalang tebranish va to’lqinlar bo’lmasligida edi. O’sha vaqtlarda qattiq jismlardagi elastik tebranishlar hali o’rganilgan emas edi. Frenelning ko’ndalang yorug’lik to’lqinlari to’g’risidagi ta’limoti elastik qattiq jismlarning xossalari tadqiq etishga turtki berdi. Olingan bilimlarning optikaga tatbiq etilishi ko’pgina prinsipial qiyinchiliklarga sabab bo’ldi, bu qiyinchiliklar elastik muhit tebranishlarining mexanik qonunlari bilan optik hodisalarning tajribada ko’rinadigan qonunlarining mos kelmasligiga aloqadordir. Bu qiyinchiliklar yorug’likning elektromagnitik nazariyasi yaratilishi bilangina bartaraf qilindi. Biroq yorug’lik to’lqinining ko’ndalang to’lqin ekanligi to’g’risida barchani qiziqtirayotgan masala uchun yorug’likning mexanik nazariyalari ko’p yordam

qildi va ularning o'sha zamonda samarali bo'lganligiga hech qanday shubha yo'q.

Turmalin kristallidan T_1 plastinka (1.1.2-rasm) kesib olamiz; bu plastinkaning tekisligi kristall panjaraning o'q deb ataladigan tayinli yo'nalishlaridan biriga parallel bo'lsin; plastinka orqali uning sirtiga perpendikulyar yo'nalishda yorug'lik o'tkazamiz.

Kristallni yorug'lik nuri yo'nalishi atrofida bursak, turmalin orqali o'tgan yorug'likning intensivligida hech qanday o'zgarish sezmaymiz, vaholanki turmalin dastlabki yorug'lik dastasini ikki marta susaytiradi. Shunday qilib, odatdagi yorug'lik manbaidan (masalan, L elektr yoyidan) turmalinga tushayotgan yorug'lik to'lqinini o'zining tarqalish yo'nalishiga nisbatan asimmetriklik qilmaydi. Biroq nur yo'lga yana xuddi shunday T_2 turmalin plastinkasi birinchi plastinkaga parallel qilib qo'yilsa, u holda manzara murakkablashadi.

Ikkala plastinkaning bir-biriga nisbatan tutgan vaziyati qanday bo'lishiga qarab ulardan o'tuvchi yorug'likning intensivligi o'zgaradi. Agar ikkala plastinkaning o'qi o'zaro parallel bo'lsa, intensivlik (ya'ni plastinkalar orqali o'tgan yorug'likning intensivligi) eng katta bo'ladi; agar plastinkalar o'qi bir-biriga perpendikulyar bo'lsa, intensivlik nolga teng (ya'ni yorug'lik butunlay tutilib qoladi), plastinkalarning bu aytilganlardan oraliq vaziyatida intensivlik ham eng katta qiymati bilan nol orasidagi qiymatga ega bo'ladi. Tajribaning ko'rsatishicha, intensivlik $\cos^2\varphi$ ga proporsional, bu yerda φ – ikkala plastinka o'qlari orasidagi burchak.



1.1.2-rasm. Yorug'likning ikkita turmalin plastinkasi orqali o'tishi

Agar quyidagi gipotezalarni qabul qilsak, bu hodisalarni to'liq izohlab berish mumkin. Birinchidan, yorug'lik to'lqinlarini ko'ndalang to'lqinlar deb faraz qilamiz, biroq manbadan chiqayotgan yorug'likda tebranishlar ustunlik qiladigan yo'nalish yo'q, ya'ni tushuvchi yorug'likda to'lqin yonalishiga perpendikulyar bo'lgan hamma tebranish yo'nalishlari bor. Yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlar degan farazga qaramay, birinchi tajribaning sababi ana shu. Ikkinchidan, turmalin ko'ndalang vektorlaridan biri, masalan, E vektori kristall o'qiga parallel yo'nalgan qo'shiluvchiga ega bo'lgan to'lqinlarnigina o'tkazadi, deb hisoblaymiz. Turmalin kristalli dastlabki yorug'lik dastasini xuddi shu sababdan ikki marta zaiflashtiradi. Yorug'lik to'lqini bunday kristalldan o'tganda yorug'lik energiyasining bu qo'shiluvchiga tegishli qisminigina o'tkazadi. Kristallga elektr vektorlai xilma-xil joylashgan elektromagnitik yorug'lik to'lqinlari tushganda kristall orqali yorug'likning bir qismigina (yarmi) o'tadi, shuning uchun elektr vektorining yo'nalishi kristall o'qiga parallel bo'lgan to'lqinlar kristalldan o'tadi. Shunday qilib, E vektorining vaziyati xilma-xil bo'lgan yorug'likdan E ning ma'lum bir yo'nalishiga mos qismini kristall *ajratib oladi*. Bundan buyon biz E vektorining va demak, H ning ham vaziyati xilma-xil bo'lgan yorug'likni *tabiiy* yorug'lik deb, E vektorining (demak, H ning ham) yo'nalishi yagona bo'lgan yorug'likni *yassi qutblangan* yoki *chiziqli qutblangan* yorug'lik deb ataymiz. Shunday qilib, turmalin tabiiy yorug'likni

chiziqli qutblangan yorug'likka aylantirib, uning yarmini tutib qoladi, tutib qolgan yarmi elektr vektorining kristall o'qiga perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchisiga mos keladi.

Endi ikkinchi tajriba ham, turmalinning ikkinchi kristallining roli ham tushunarli bo'ladi. Ikkinchi plastinkaga qutblanib bo'lgan yorug'lik yetib boradi. Ikkinchi turmalin plastinkasining vaziyati qanday bo'lishiga qarab qutblangan bu yorug'likning oz yoki ko'p qismi o'tadi, chunonchi elektr vektorining ikkinchi plastinka o'qiga parallel bo'lgan komponentasiga mos keladigan qismi o'tadi. Birinchi turmalindan o'tgan to'lqinning elektr vektorining yo'nalishi, farazimizga ko'ra, birinchi kristallning o'qiga parallel bo'lgani uchun, ikkinchi turmalindan o'tgan yorug'likning amplitudasi $\cos \varphi$ ga (φ – ikkala plastinka orasidagi burchak), intensivligi esa $\cos^2 \varphi$ ga proporsionaldir, tajribada ham xuddi shunday bo'ldi.

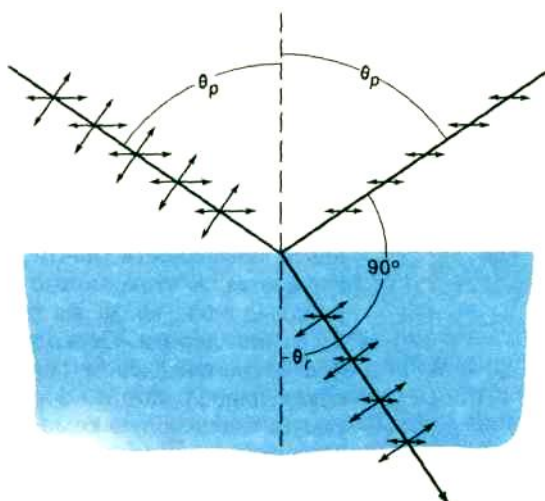
Bu gipotezalar doirasida tabiiy yorug'lik tebranishlarining yo'nalishi vaqt o'tishi bilan tez va mutlaqo tartibsiz o'zgaradigan chiziqli qutblangan yorug'likdan yoki tebranishlarining yo'nalishi xilma-xil bo'lgan chiziqli qutblangan nurlar aralashmasidan iborat.

Biz shu choqqacha elektr vektorining turmalin o'qiga parallel bo'lgan yo'nalishi to'g'risida faqat aniqlik uchun gapirib keldik. Agar turmalin o'qiga magnit vektori parallel bo'lsa ham, mulohazalarimiz o'z kuchida qoladi. Elektr vektori joylashgan tekislik qutblangan yorug'likning *tebranish tekisligi* deb, magnit vektori joylashgan tekislik ba'zan *qutblanish tekisligi* deb ataladi. Tebranish tekisligi va qutblanish tekisligi degan qo'sh terminologiya tarixan yorug'likning elastik nazariyasi taraqqiyotida paydo bo'lgan bo'lib, noqulay bo'lishiga qaramay haligacha ko'p kitoblarda saqlanib qolgan. Agar yo'nalishlardan faqat bittasi, masalan, elektr vektorining tebranish yo'nalishi, ya'ni tebranish tekisligi ko'rsatilsa, hodisalar sodda va tushunarli qilib bayon etiladi.

Ikkita turmalin kristalli bilan o'tkazilgan tajriba aslida Gyugensning birinchi marta ikkita island shpati bilan o'tkazgan tajribasidan farq qilmaydi. Turmalinning bayon qilingan tajriba uchun foydali bo'lgan asosiy farqi shundaki, turmalin nurni ikkiga ajratib sindiruvchi kristall bo'lgani holda singan nurni ikki nurdan birini juda kuchli yutadi, haqiqatda yupqa turmalin plastinkasi singan ikki nurning faqat bittasini o'tkazadi. Shunday qilib, hodisa kuzatuvchiga sodda bo'lib tuyuladi, chunki island shpati bilan o'tkazilgan tajribadagidek ik-kinchi nur diqqatni o'ziga tortmaydi.

Ikki izotrop dielektrik chegarasida yorug'lik qaytganda yoki singanda ham yorug'likning qutblanish hodisasi, ya'ni elektr (yoki magnit) vektori tayinli bir yo'nalishda bo'lgan yorug'lik to'lqinlari ajralish hodisasi yuz berdi. Qutblanishning bu usulini Malyus kashf etgan; u shishadan qaytgan nur atrofida kristallni burganda yorug'lik intensivligi davriy ravishda ortishi va kamayishini, ya'ni shishadan qaytish yorug'likka turmalin orqali o'tishga o'xshab ta'sir qilishini tasodifan payqab qolgan. To'g'ri, bu holda kristallning ma'lum bir vaziyatlarida yorug'lik butunlay so'nib qolmagan, balki faqat kuchayib va susayib turgan.

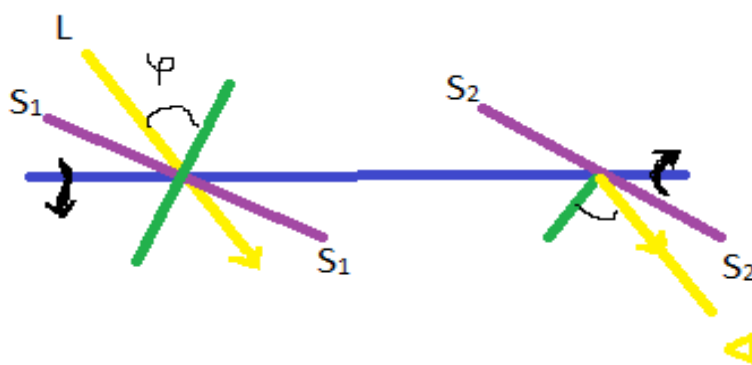
Yorug'likning qaytishda qutblanish hodisasini va uning qonunlarini quyidagicha o'rganish mumkin. Tabiiy yorug'likning parallel dastasi (1.1.3-rasm) S_1S_1 shisha ko'zguga tushayotgan bo'lsin; bu ko'zgu O o'qqa sharnir bilan mahkamlab qo'yilgan. Yorug'likning tushish burchagi har qanday bo'lganda ham bu qurilma vositasida biz O o'qni qaytgan nur bo'ylab yo'naltirishimiz va shunday qilib O o'q atrofida aylantira olishimiz mumkin. Qaytgan yorug'lik T_2 turmalin plastinkasi yordamida tadqiq etiladi, bu plastinka ham qaytgan nur atrofida buril oladi. T_2 plastinka burilganda kuzatuvchining ko'zi yorug'likning kuchayishi va susayishini kuzatishi mumkin.



1.1.3-rasm. Yorug'likning qaytishda qutblanishini tadqiq etish

Ravshanki, tajribani tajribani teskaricha qilib ko'rish, ya'ni yorug'lik manbai bilan kuzatuvchi ko'zining o'rnini almashtirish va analizator sifatida shisha ko'zgudan foydalanish mumkin.

Albatta, tajribani turmalinsiz ham o'tkazish mumkin, buning uchun ikki shisha ko'zgudan foydalanish mumkin, bulardan biri S_1S_1 bo'lib, u qutblovchi (polarizator) bo'ladi, ikkinchisi S_2S_2 bo'lib, u analizator bo'ladi. Bu asbobning sxemasi 1.1.4-rasmda ko'rsatilgan.



1.1.4-rasm. Yorug'likning qaytishda qutblanishini tadqiq etishga mo'ljallangan asbob sxemasi: bu asbobda qutblovchi va analizator sifatida S_1S_1 va S_2S_2 shisha ko'zgular ishlatiladi.

Ko'zgular turmushda ishlatiladigan xilidan farqli o'laroq oddiy shisha plastinka bo'lib, ularga metal yalatilmagan. Metall qatlami bo'lishi tajribani

buzib qo'ygan bo'lar edi, chunki yorug'likning metallardan qaytishi bu yeda bayon etilganidan farq qiladi. Odatdagi shishada oldingi sirtidan ham, keying sirtidan ham qaytadi: qulaylik tug'dirish uchun ko'pincha bir tomoni qora bilan bo'yalgan shisha yoki noshaffof shisha ishlatiladi. Jilvirlangan boshqa *dielektrik*, masalan, marmar ishlatish mumkin.

Sxemalari 1.1.3- va 1.1.4- rasmlarda ko'rsatilgan tajribalarda T_2 turmalin kristallining o'qidan o'tadigan tekislik yorug'likning S_1S_1 ko'zguga tushish tekisligiga parallel bo'lgan holda yoki yorug'likning S_1S_1 va S_2S_2 ko'zgularga tushish tekisliklari bir-birga perpendikulyar bo'lgan holda yorug'lik intensivligi minimumgacha boradi. T_2 plastinka yoki S_2S_2 ko'zgu 90° burilganda intensivlik maksimumga erishadi. Shunday qilib, yorug'likning dielektrikdan qaytishida kuzatiladigan qutblanish to'liqsiz bo'ladi, ya'ni qaytgan nur tabiiy yorug'lik bilan qutblangan yorug'likning biror qismining aralashmasidan iborat. S_1S_1 ko'zguning nurga nisbatan og'maligini o'zgartirib, biz qutblangan yorug'likning ulushi φ tushish burchagining kattaligiga bog'liq ekanligini ko'ramiz; φ burchak ortgani sari qutblangan yorug'lik ulushi ortadi va φ burchakning ma'lum bir qiymatida qaytgan nur *to'liq* qutblangan bo'ladi. *To'liq qutblanish* burchagi (φ_0) ning kattaligi nisbiy sindirish koeffitsienti (n) ga bog'liq bo'lib,

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = n \quad (1.1.17)$$

munosabat bilan aniqlanadiki, bu munosabatni 1815-yilda Bryuster topgan va u *Bryuster qonuni* deb ataladi. Tushish burchagi yanada ortaversa, qutblangan yorug'lik ulushi yana kamayadi. Yorug'lik to'liq qutblanish burchagi ostida tushganda qaytgan nur bilan singan nur orasidagi burchak *to'g'ri burchak* bo'lishini ko'rsatish qiyin emas.

Qaytishda qutblangan yorug'likdagi tebranish yo'nalishi haqida shuni aytish kerakki, tadqiqotlarning ko'rsatishicha to'liq qutblangan holda qaytgan yorug'likda elektr vektori yorug'likning tushish tekisligiga perpendikulyar ravishda tebranadi. Garchi to'liqsiz qutblanishda boshqa yo'nalishli tebranishlar

ham qatnashgan bo'lsada, tebranishlar asosan mana shu yo'nalishda yuz beradi. Singan nurni ham analiz qilib, biz u ham qisman (to'liqsiz) qutblangan ekanligiga ishonch hosil qilamiz, bunda tebranishlar asosan tushish tekisligida yuz beradi. Qaytgan va singan nurlarni qo'shsak, biz qutblanmagan dastlabki yorug'likni yana hosil qilgan bo'lamiz. Shunday qilib, shaffof dielektrikdan yasalgan plastinka tabiiy yorug'lik nurlarini *sortlarga ajratib*, asosan tebranish yo'nalishi bir xil bo'lgan nurlarni qaytaradi, bunga perpendikulyar yonalishli tebranishlarni o'tkazadi. Singan dastadagi qutblangan yorug'lik ulushi tushish burchagiga va moddaning sindirish ko'rsatkichiga bog'liq.

Yorug'lik Bryuster burchagi (φ_0) ostida tushganda singan nurlarning qutblanishi maksimal bo'ladi, biroq to'liq bo'lmaydi (odatdagi) shisha uchun u 15 % chamasida bo'ladi). Agar singan nurlar, demak, qisman qutblangan nurlarning nurlar ikkinchi, uchinchi va hokazo marta sindirilsa, u holda singan nurlarning qutblanganlik darajasi yanada ortadi, albatta.

Agar 8-10 plastinka (Stoletov stopasi) bo'lsa, yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda o'tgan dasta ham, qaytgan dasta ham haqiqatda mutlaqo qutblangan bo'ladi. Qaytgan va o'tgan dastalar intensivliklari o'zaro teng bo'lib, har biri tushayotgan yorug'lik intensivligining yarmiga teng (agar yorug'likning shishada yutilishi e'tiborga olinmasa, albatta). Qaytgan va o'tgan dastalarda elektr vektorining yo'nalishlari o'zaro perpendikulyar bo'ladi. Plastinkalarning *stopa* deb ataluvchi bunday gruppasi qaytgan yorug'likda ham, o'tgan yorug'likda ham polyarizator (qutblantirgich) yoki analizator sifatida xizmat qila oladi.

Biz elektr vektorining yo'nalishi to'g'risida gapirar ekanmiz, qaytishdagi qutblanishda bu vektor tushish tekisligiga perpendikulyar ekanligini, turmalin orqali o'tgandagi qutblanishda elektr vektori turmalinning o'qi bilan bir xil yo'nalgan ekanligini isbotsiz qabul qilib kelamiz. Viner bu da'volarni isbotlaydigan tajribalar qilib ko'rdi.

Vinerning yorug'lik to'lqinining elektr vektori fotota'sir ko'rsatishi to'g'risidagi tajribalariga ko'ra bu vektorni yorug'lik vektori deb ataladi. Turg'un to'lqinlar ustida o'tkazilgan maxsus tajriba qutblangan yorug'likdagi elektr vektorining yo'nalishi to'g'risidagi masalani hal qilishga yordam berdi.

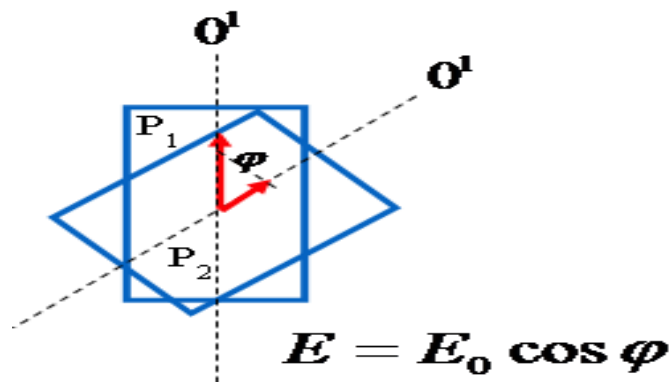
Chiziqli qutblangan yorug'likni metallardan ishlangan M ko'zguga 45^0 burchak hosil qilib tushirib, bu ko'zgu ustiga yorug'likka sezgir bo'lgan emulsiya qatlami quyilgan. Shunday qilib, bu ko'zgu tagi bo'lgan fotoplastinkadan iborat. Yorug'lik vektori (elektr vektori) tushish tekisligiga perpendikulyar ravishda joylashgan yoki tushish tekisligida joylashgan bo'lishiga qarab natijalar har xil bo'lishini ko'rish oson. Birinchi holda yorug'lik qaytishida elektr vektorining yo'nalishi o'ziga paralleligicha qoladi va demak, tushayotgan va qaytgan to'lqinlar interferensiyalashib, tugun va qavariqliklari fazoda taqsimlangan hamda ajralgan kumush qatlamlari bo'yicha taqsimoti tegishli bo'lgan turg'un to'lqinlarni hosil qiladi.



1.1.5-rasm. Turmalin kristalli

Agar elektr vektori yorug'likning tushish tekisligida yotsa, qaytishda elektr vektori to'lqin fronti bilan birga 90^0 ga buriladi. Shunday qilib, tushayotgan va qaytgan to'lqinlarda elektr vektorlari o'zaro to'g'ri burchak hosil qiladi, shuning uchun ular bir-biri bilan interferensiyalasha olmaydi. Elektr vektori natijalovchisining qiymati butun emulsiya qatlamida o'zgarmaydi va kumush qatlam-qatlam bo'lib ajralmaydi. Shunday qilib, M ko'zguga yo'naltirilgan qutblangan yorug'likda elektr vektori qanday joylashganligi masalasini va, demak, qutblanishning har bir konkret holida elektr vektori yo'nalishi qanday ekanligini aniqlash mumkin. Bu tajribalarning ko'rsatishicha, yorug'likning turmalinda qutblanishida elektr vektori turmalin

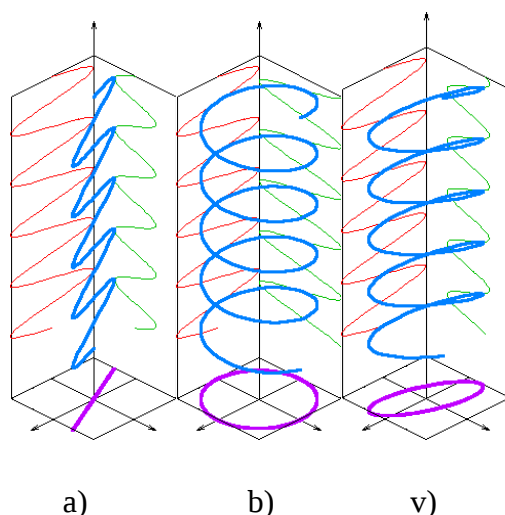
o'qiga parallel bo'ladi: yorug'likning dielektrikdan qaytib qutblanishida elektr vektori qaytish (tushish) tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi, dielektrikdan sinib qutblanishda elektr vektori sinish (tushish) tekisligida yotadi. Qutblovchi yoki analiz qiluvchi asboblarning (turmalin, shisha ko'zgu, stopa va hokazolarning) ta'siri bu turdagi hamma moslamalar uchun tipikdir. Tabiiy yorug'lik elektr (magnit) vektorining tebranish yo'nalishlarini bu asboblarda shunday guruhlaydiki, bir dastaga elektr tebranishlarining yo'nalishi asosan bir xil bo'lgan nurlanish yig'lsa, boshqa dastaga elektr tebranishlarining yo'nalishi avvalgiga perpendikulyar bo'lgan nurlanish yig'iladi. Ikkala dasta aralashtirilganda yana tabiiy yorug'lik hosil bo'ladi. Ba'zan bu dastalardan biri ozmi-ko'pmi to'liq yutiladi (turmalin, noshaffof dielektrik), shu tufayli hodisa biroz murakkablashadi. Qutblanishda hosil bo'ladigan ikki dastadagi o'zaro perpendikulyar tebranishlarning ikki yo'nalishi qo'llanilgan polarizatorning fizik xususiyatlari bilan aniqlanadi; polarizator sifatida turmalin ishlatilganda bu yo'nalishlar kristallning yo'nalishi bilan aniqlanadi, ko'zgu ishlatilganda bu yo'nalishlar yorug'likning tushish tekisligi yo'nalishi bilan aniqlanadi va hokazo. Tanlangan bu yo'nalishlarni P_1 va P_2 bosh tekisliklar deb atash mumkin, bunda $P_1 \perp P_2$ (1.1.6-rasm). Agar tabiiy yorug'lik mos tekisliklari o'zaro φ burchak hosil qiladigan qutblovchi ikki asbobdan o'tsa, bunday sistemadan o'tgan yorug'likning intensivligi $\cos^2\varphi$ ga proporsional bo'ladi. Bu qonunni 1810 yilda Malyus ta'riflab bergan, uni Arago sinchiklab o'tkazilgan fotometrik o'lchashlari orqali tasdiqlab, shu prinsip asosida fotometr yasadi. Shu narsa ajoyibki, Malyus o'z qonunini yorug'lik to'g'risidagi korpuskulyar tasavvurlarga asoslanib topgan.



1.1.6-rasm. Malyus qonunini ifodalovchi chizma.

To'lqin nuqtai nazaridan qaraganda, Malyus qonuni vektorlarini yoyish teore-masining va yorug'likning intensivligi yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadra-tiga proporsionaldir, degan davoning natijasidir. Shunday qilib, Malyus qonuni bu davoning bevosita eksperimental isboti deb qaralishi mumkin. Xilma-xil qutblovchi asboblarda polyarizator va analizatordan o'tgan yorug'likning inten-sivligi Malyus qonuni asosida hisoblanadi. Tabiiy yorug'lik tebranishlar yo'nali-shi xilma-xil bo'lgan va tez hamda tartibsiz almashib turadigan yorug'lik to'l-qinlari to'plamidan iborat; statistik jihatdan bu to'plam to'lqinga o'tkazilgan normalga nisbatan simmetrik, ya'ni unda tebranishlar yo'nalishi tartiblanmagan.

Yassi qutblangan ya'ni *chiziqli qutblangan yorug'lik* tebranishlar (1.1.7-a rasm) yo'nalishi yagona (o'zaro perpendikulyar E va H lar yagona) bo'lgan yorug'lik to'lqinlaridan, ya'ni tebranishlari yo'nalishi to'liq tartiblangan to'lqinlardan iborat. Tartiblangan tebranishlarning murakkabroq turlari ham bor, ularga qutblanishning boshqa turlari, masalan, *doiraviy* yoki *elliptik* qutblanish (1.1.7-b,v rasm) mos keladi; bu turdagi qutblanishlarda elektr (va magnit) vektorining uchi doira yoki biror eksentrisitetli ellips chizadi.



1.1.7-rasm. E, H va v koordinatalar sistemasida a) yassi b) doiraviy v) elliptik qutblangan to'liqlar

Qisman qutblangan yorug'likda tebranishlar yo'nalishidan biri asosiy bo'ladiyu, lekin tebranishlarning hammasi ham o'sha yo'nalishda bo'lavermaydi. Bu holda elektr (magnit) vektorining tebranishlar yo'nalishi to'lqinga o'tkazilgan normalga perpendikulyar bo'lgan tekislikda normalga nisbatan statistik jihatdan teng ehtimolli ya'ni simmetrik bo'lmaydi. Qisman qutblangan yorug'likni tabiiy yorug'lik bilan qutblangan yorug'likning aralashmasi deb hisoblashi mumkin.

Ko'pchilik manbalar (cho'g'langan jismlar, yorug'lik chiqaruvchi gazlar) tabiiy yorug'likka yaqin bo'lgan yorug'lik chiqaradi, bunda qutblanish izlari deyarli hamma vaqt bo'ladi, bu hol moddaning ichkariroqda yotgan qatlamlarining nur chiqarishidan dalolat beradi. Bu nurlanish biror qatlamdan o'tadi va dielektrik qatlamdan o'tishda yuz beradigan qutblanishga o'xshab qisman qutblanadi.

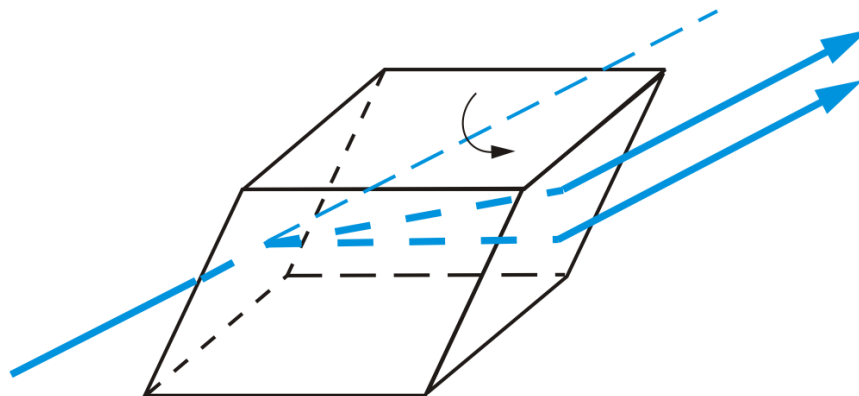
Biroq atomdan chiqayotgan yorug'lik tebranish davriga qaraganda ancha uzoq bo'lgan vaqt davomida qutblanish xarakterini o'zgartirmay saqlaydi, deb taxmin qilishga to'liq asos bor. Haqiqatdan ham, yo'l farqi juda katta (million to'lqin uzunligicha) bo'lganda yorug'lik dastalari (lazerlar nurlaridan boshqalari) interferensiyalasha oladi, bu holda million tebranishga ketadigan muddatning boshida va oxirida chiqarilgan to'liqlar o'zaro

interferensiyalashadi. Bunda interferensiya yuz berishining imkoniyati qutblanish holati juda ko'p tebranish mobaynida saqlanib qolishini isbot etadi. Shunday qilib ayrim atomlarning nurlanishi yaxshi sharoitlarda (siyraklashgan gaz) faqat boshlang'ich fazasinigina emas, balki elektr vektorining vaziyatini ham ancha uzoq vaqt davomida o'zgartirmay saqlaydi.

Biroq bizga turlicha qutblangan yorug'lik yuboruvchi ko'p atomlarning nurlanishini bir vaqtda kuzatishga to'g'ri keladi. Bundan tashqari, har bir atom ham bir necha yuz ming tebranishdan keyin qutblanish holati yangicha bo'lgan yorug'lik chiqara boshlaydi. Shunday qilib, E va H ning vaziyatlari xilma-xil bo'lgan va bu vaziyatlar tez o'zgaradigan to'plamlar (dastalar) kuzatiladi, bular esa tabiiy yorug'likdir. Yorug'lik atomdan chiqib kuzatuvchiga yetib kelguncha turli sabablar tufayli bir muncha qutblanishi mumkin, bu qutblanishni odatda biz deyarli sezmay qolamiz. Maxsus kuzatish sharoitlaridagina (atmosfera sohib yuborgan yorug'lik; suv yuzidan qaytgan yorug'lik va hokazo) qutblangan yorug'likning ulushi sezilarli darajada ortadi.

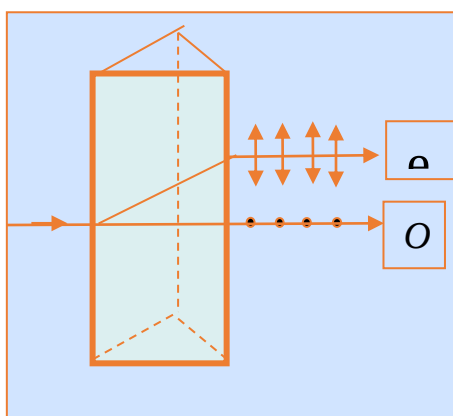
Island shpati kalsiy karbonatning (CaCO_3) geksogonal sistemadagi kristallar tarzida kristallanadigan bir turidir. Uning nurni ikkiga ajratib sindirish qobiliyati juda kuchli. Island shpatining kristallari tabiatda ancha katta va optik jihatdan toza holda uchragani uchun nurning ikkiga ajralib sinish hodisasi birinchi marta ayni mana shu kristallda kuzatilgani va yorug'likning bu hodisaga aloqador bo'lgan qutblanishi ayni mana shu kristallda kashf etilgani ajablanarli emas. Garchi hozirgi vaqtda bunday xossalarga ega bo'lgan tabiiy va sun'iy kristallar juda ko'p bo'lishiga qaramay, hozirgacha ham island shpati bu hodisalarni o'rganish va namoyish qilib ko'rsatishda, shuningdek, yorug'likning qutblanishidan foydalanib ishlaydigan optik asboblarni yasashda eng yaxshi material hisoblanadi. Island shpatining kristali romboedr shaklida oson sinadi, uning yoqlaridagi romblarning burchaklari $101^{\circ}52'$ va $78^{\circ}08'$ (1.1.8-rasm). Agar bunday kristallga ingichka yorug'lik dastasi tushsa, u holda budasta sinib, yo'nalishlari boshqa-boshqa

bo'lgan ikki dasta hosil bo'ladi. Agar tushayotgan dasta etarli darajada ingichka bo'lib, kristall ancha qalin bo'lsa, u holda kristalldan dastlabki dastaga parallel bo'lgan (yorug'likning yassi-parallel plastinkadan har qanday o'tishidagi kabi) ikki dasta chiqadi, bular bir-biridan ancha masofada boradi.



1.1.8-rasm. Island shpati kristalidan yorug'lik o'tishi
(nurning ikkiga ajralib sinishi).

Birlamchi nur kristallning tabiiy yog'iga normal bo'lgan, ya'ni tushish burchagi nolga teng bo'lgan holda ham singan nur ikkiga ajraladi, bulardan biri birlamchi nurning davomi bo'ladi, ikkinchisi esa (1.1.9-rasm) shunday og'adiki, bunda sinish burchagi noldan farq qiladi.



1.1.9-rasm. Island shpati kristalining tabiiy yoqiga normal
ravishda tushayotgan yorug'likning ikkiga ajralib sinishi

Bu hol va odatdagi sinish qonunlaridan bo'ladigan qator chetlanishlar bu nurlarning birinchisini *oddiy* nurlar (*o*) deb, ikkinchisini *g'ayrioddiy* nurlar (*e*) deb atashga sabab bo'ldi. Ikkala nur og'ishining turlicha bo'lishi ularga nisbatan kristallning sindirish ko'rsatkichi turlicha bo'lishini bildiradi. Bu hodisani kristall ichida singan nurlarning yo'nalishi turlicha bo'lgan hollarda tadqiq etib, island shpati kristalida nurlardan birining (oddiy nurning) sinish ko'rsatkichi hamma

yoʻnalishlarda ayni bir qiymatga ega boʻlishini, ikkinchi nurning sinish koʻrsatkichi yoʻnalishga bogʻliq boʻlishini payqash mumkin. Island shpati kristalida shunday tayinli bir yoʻnalish borki, singan ikkala nur bu yoʻnalish boʻylab ikkiga ajralmay va odatdagi izotrop muhitdagi kabi bir xil tezlik bilan tarqaladi. Bu yoʻnalish tabiiy kristallarning qirralari bilan tayinli burchaklar hosil qiladi; romboedr shaklidagi bir parcha kristallda tilga olinayotgan bu yoʻnalish romboedrning oʻtmas burchaklarini tutashtiruvchi diagonaliga parallel boʻladi. Bu yoʻnalish kristallning *optik oʻqi* deb ataladi. Island shpatida optik oʻq borligini ikki tomonida oʻsha diagonalga perpendikulyar boʻlgan ikki tekislik jilvirlangan kristall boʻlagida namoyish qilib koʻrsatish mumkin. Jilvirlangan bu tekisliklarga perpendikulyar ravishda yuborilgan yorugʻlik dastasi kristalldan ikkiga ajralmay, oʻtadi. Agar jilvirlangan tekisliklar ancha katta boʻlsa, u holda bu tekisliklarga har qanday joyda perpendikulyar boʻlgan yoʻnalish optik oʻq xossasiga ega boʻlishiga ishonch hosil qilish mumkin. Boshqacha aytganda, topilgan yoʻnalishga parallel boʻlgan har qanday toʻgʻri chiziq kristallning optik oʻqi boʻladi.

Shunday qilib, optik oʻq kristallda tanlab olingan biror chiziq emas, balki kristalldagi tayinli bir *yoʻnalishdir*, shunday ekanligi mutlaqo tushunarlidir, chunki kristallning alohida qismlari ayni bir xossalarga ega boʻlishi kerak. Demak, island shpatining istalgan bir nuqtasidan optik oʻq oʻtkazish mumkin. Optik oʻq va tarqalayotgan toʻlqinlarga oʻtkazilgan normal orqali oʻtadigan tekislik *bosh kesim tekisligi* yoki qisqacha *bosh tekislik* deb ataladi.

Yorugʻlik dastasi kristallning tabiiy yogʻiga normal ravishda tushadigan tajribani, birmuncha batafsilroq koʻrib chiqamiz. Bosh tekislikni tushayotgan nur orqali (kristallga oʻtkazilgan normal orqali) oʻtkazamiz. Tajribaning koʻrsatishicha, kristall ichida ikki nur oʻtadi, bulardan biri (oddiy nur) tushayotgan nurning davomi boʻlib, ikkinchisi (gʻayrioddiy nur) ogʻishgan va birinchi nur bilan birga bosh tekislikda yotadi. Kristalldan ikki nur chiqadi, bu ikkala nur bosh tekislikda yotadi va tushayotgan nurga parallel, biroq bir-biriga nisbatan siljigan boʻladi.

Kristallni tushayotgan nur yoʻnalishi atrofida aylantirganda singan nurlardan biri siljmaydi, [ikkinchisi birinchisining atrofida aylanadi.

Agar chiqayotgan ikkala dasta turmalin yoki shisha koʻzgu vositasida tekshirilsa, u holda ikkalasi ham yetarlicha qutblanganligi, shu bilan birga oʻzaro perpendikulyar tekisliklarda qutblanganligi maʼlum boʻladi. Oddiy D toʻlqin vektori bosh tekislikka perpendikulyar boʻlgan tekislikda tebranadi, gʻayrioddiy toʻlqin vektori bosh tekislikda tebranadi. Kristalldan chiqqan ikkala nur bir-biridan faqatgina qutblanish yoʻnalishi bilan farq qiladi, shu sababli «gʻayrioddiy» degan nom kristallning ichidagina maʼnoga ega. Agar kristallga tabiiy] yorugʻlik tushayotgan boʻlsa, ikkala nurning intensivligi bir xil boʻladi.

Agar dastalardan birini birinchi kristalldan chiqqandan keyin ikkinchi kristallning yogʻiga normal ravishda tushirsak, u holda *ikkinchi* kristallning bosh tekisligida yotgan yana ikki dasta hosil boʻladi va bu dastalar ikkinchi kristallning bosh tekisli-giga nisbatan avvalgicha qutblangan boʻladi. Shunday qilib, qutblanish yoʻnalishi kristallning qanday joylashganigagina bogʻliq boʻlib, unga tushayotgan yorugʻlikning qutblangan yorugʻlik yoki tabiiy yorugʻlik ekanligiga bogʻliq emas. Biroq, kristallga qutblangan nur tushgan holda ikkala dastaning intensivligi tushayotgan (qutblangan) nurdagi tebranishlar yoʻnalishi bilan ikkinchi kristallning

bosh tekisligi orasidagi α burchakka bogʻliq boʻladi. Haqiqatan ham, ikkinchi kristallda gʻayrioddiy nurning ikkinchi kristallning bosh tekisligida yotgan tebranishlar yoʻnalishi tushayotgan qutblangan nurdagi tebranishlar yoʻnalishi bilan α burchak hosil qiladi, oddiy nurdagi tebranishlar yoʻnalishi esa tushayotgan nurdagi tebranishlar yoʻnalishi bilan $\pi/2 - \alpha$ burchak hosil qiladi.

Agar ikkinchi kristallga tushayotgan toʻlqinning amplitudasi A ga teng boʻlsa, u holda kristalldan chiqadigan ikkala toʻlqinning amplitudalari mos ravishda

$$a = A \sin \alpha \text{ (oddiy toʻlqin uchun)} \quad (1.1.18)$$

$$b = A \cos \alpha \text{ (gʻayrioddiy toʻlqin uchun)} \quad (1.1.19)$$

boʻladi, ularning intensivliklari nisbati quyidagicha boʻladi:

$$\frac{I_o}{I_e} = \frac{a^2}{b^2} = \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} = \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (1.1.20)$$

Bu hisoblarni tajriba to'liq tasdiqlaydi. Agar, masalan, ikki kristallni birin-ketin qo'yib va nurlardan birini tutib qolib, ikkinchi nurning ajralish natijasi bo'lgan ikki I_o va I_e dastaning izlarini ekranda ko'rsak, bu dastalarning nisbiy intensivliklari kristallarning bir-biriga nisbatan tutgan vaziyatiga bog'liq bo'ladi. Kristallni oddiy nurga nisbatan 360° burib, g'ayrioddiy nurdan hosil bo'lgan dog'ni kristall atrofida aylanib chiqishga majbur qilamiz, bunda nurlar intensivliklarining nisbati.

$$\frac{I_o}{I_e} = \operatorname{tg}^2 \alpha$$

formulaga muvofiq ravishda o'zgaradi.

1.2. Qutblovchi asboblari

Kristallarning sindirish ko'rsatkichlari oddiy va g'ayrioddiy nurlar uchun bir xil emas. Masalan, island shpatida $n_o = 1,658$ bo'lib, n_e esa nurning kristalldagi yo'nalishiga qarab 1,486 bilan 1,658 orasidagi hamma qiymatlarni qabul qila oladi. Island shpatiga o'xshab n_e ko'rsatkichi n_o dan katta bo'lmagan ($n_e \leq n_o$) kristallar *manfiy* kristallar deb ataladi, $n_e \geq n_o$ shartni qanoatlantiradigan kristallar (masalan, kvars) *musbat* kristallar deb ataladi.

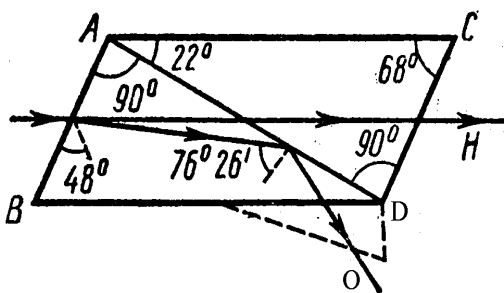
Island shpatining o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda qutblangan nurlarni ajratishda ishlatilishi n_o bilan n_e ning farqi katta ekanligiga asoslanadi. Bu maqsadda island shpatining kristalidan foydalanish va uning yog'i oldiga kichikroq diafragma qo'yish mumkin. Dastalardan birini tutib qolib, tayinli bir yo'nalishda qutblangan dastaga ega bo'lamiz.

Biroq, oddiy kristallardan emas, balki kristallarning *qutblovchi prizmalar* deb ataladigan tegishli kombinatsiyalaridan foydalanish ancha qulay. Ikki xil prizmalar ishlatiladi: biror tekislikda qutblangan bitta dasta chiqaradigan prizmalar (qutblovchi prizmalar) va o'zaro perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikki dasta beradigan prizmalar (nurni ikkiga ajratib sindiruvchi prizmalar). Qutblovchi prizmalar nurlardan birining biror bo'linish chegarasidan to'liq ichki qaytishi, sinish ko'rsatkichi boshqacha bo'lgan ikkinchi nur bu chegaradan o'tib ketishi

prinsipida yasalgan (Nikol, 1828 y.). Ikkinchidan, oddiy va g'ayrioddiy nurlarning sinish ko'rsatkichlarining farqi borligidan foydalaniladi, bu hol nurlarni bir-biridan imkon boricha ko'proq uzoqlashtirishga imkon beradi. Quyidagi prizmalar ko'proq qo'llaniladi.

a. *Qutblovchi prizmalar.* Nikol prizmasi island shpatidan 1.2.1-rasmda ko'rsatil-gandek qilib kesib olingan prizmadir. Prizma AA' chiziqli bo'ylab kesilib, Kanada balzami bilan yopishtiriladi; bu balzamning $n = 1,550$ ga teng bo'lgan sindirish ko'rsatkichi oddiy va g'ayrioddiy nurlarning n_o va n_e ko'rsatkichlari orasida yotadi. Optik o'qi nur kiradigan yog'i bilan 48° burchak hosil qiladi. Prizmaning yog'iga yorug'lik tegishlicha burchak ostida tushganda oddiy nur Kanada balzami qatlamida to'liq ravishda ichki qaytadi va bu nurni qoraytirilgan pastki yog'i yutadi (katta prizmalarda uning isib ketishining oldini olish uchun nur kristalldan prizmacha vositasida tashqariga *chiqarib* yuboriladi: bu prizmacha kristallga yopishtirib qo'yilgan bo'lib, 1.2.1- rasmda punktir bilan tasvirlangan). G'ayrioddiy nur kristalldan A'C yog'iga parallel ravishda chiqadi. Yorug'lik dastasining prizmadan chiqadigan yorug'lik hali chiziqli qutblangan holda bo'ladigandagi eng katta

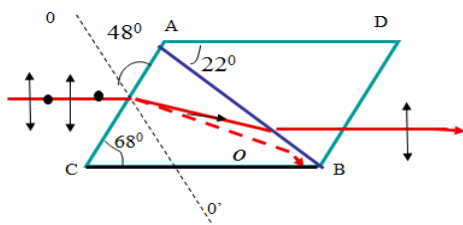
aperturasi 29° ga teng.



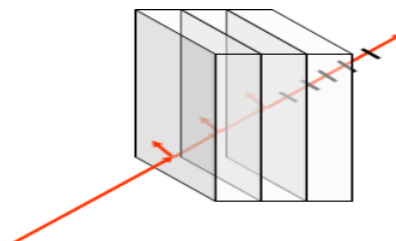
1.2.1-rasm. Nikolning qutblovchi prizmasi

Qutblovchi prizmalarning 1.2.2.- va 1.2.3-rasmlarda ko'rsatilgan boshqa turlari ham island shpatidan yasaladi. 1.2.2-rasmdagi punktir chiziqli optik o'qning yo'nalishini ko'rsatadi. Prizmaning ikkala yarmi orasida AA' havo qatlami bor; qirralar nisbati $AC'/AC = 0,9$. Prizmaga yorug'lik tegishlicha burchak ostida tushganda oddiy nur havo qatlamida to'liq ichki qaytadi, g'ayrioddiy nur havo qatlamidan o'tib ketadi. Tushayotgan yorug'lik dastasining prizmadan o'tgan

yorug'lik hali to'liq qutblangan bo'ladigan holdagi aperturasi atigi 8° bo'ladi, bu esa Nikol prizmasiga nisbatan kamroq foydali, biroq buning evaziga prizma ancha qisqa va, binobarin, arzon (kesimi tayinli bo'lganda). Undan tashqari, bu prizma ultrabinafsha nurlarga ham ishlatiladi, chunki unda ultrabinafsha nurlarni yutib qoladigan Kanada balzami yo'q.



1.2.2-rasm. Orasida havo qatlami bo'lgan qisqartirilgan qutblovchi prizma



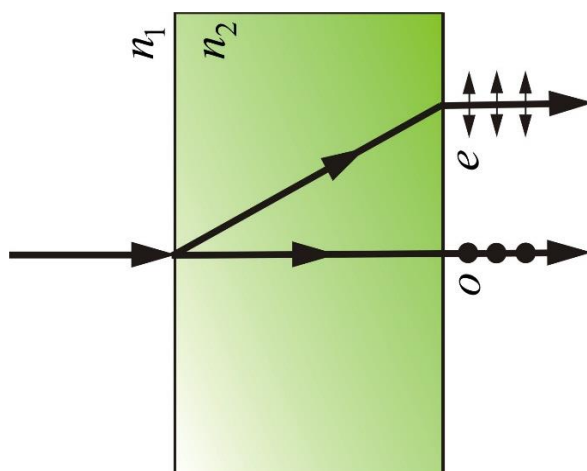
1.2.3-rasm. Yorug'lik tushadigan yoqi qirralariga perpendikulyar bo'lgan qutblovchi prizma

1.2.3- rasmda tasvirlangan prizmada nur tushadigan va chiqadigan yoqlar qirralarga perpendikulyar qirqib ishlangan, bu hol uni ishlatishda ko'p qulaylik yaratadi. Optik o'q AB ga parallel. Prizmaning qismlari Kanada balzami yoki glitserin bilan yopishtiriladi. Tuzilishi har xil bo'lgan bu turdagi prizmalar juda ko'p. Glitserin ($n = 1,474$) bilan yopishtirilganda prizmaning parametrlari quyidagicha bo'ladi (yaqin ultrabinafsha nurlar gliserindan o'tib ketaveradi).

$$\alpha = 17^\circ 20', \quad AC'/AC = 3,2, \quad \text{apertura } 32^\circ 6'.$$

Bu turga kiradigan prizma havo qatlamli qilib ham yasaladi (Glan): uning parametrlari $\alpha = 50^\circ$, $AC'/AC = 0,85$, apertura $8^\circ 6'$; bu prizma ultrabinafsha nurlarga yaraydi.

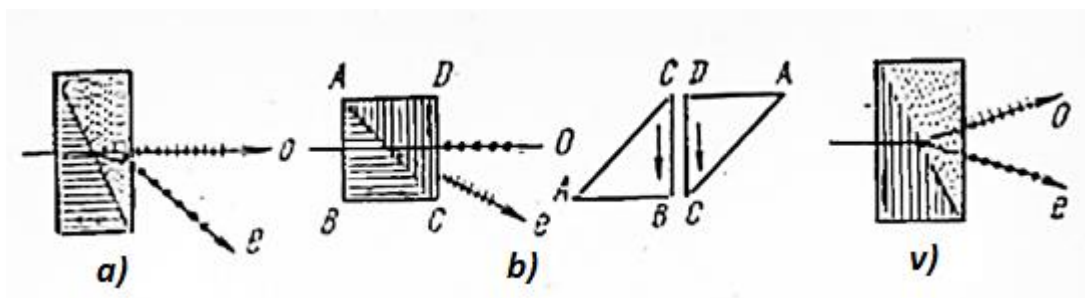
b. Nurni ikkiga ajratib sindiruvchi prizmalar. 1. Island shpati va shishadan yasalgan prizma (1.2.4- rasm). Optik o'qi chizma tekisligiga perpendikulyar bo'lib, $n_0 = 1,66$, $n_{\text{shisha}} = 1,49$, $n_e = 1,486$. Oddiy nur shpatda va shishada ikki marta sinib, ko'p og'adi. G'ayrioddiy nur prizmadan deyarli og'ishmay chiqadi, chunki shishaning sindirish ko'rsatkichi n_e ga yaqin qilib olingan.



1.2.4-rasm. Island shpati va shishadan yasalgan prizma.

2. *Optik o'qlarining yo'nalishi har xil bo'lgan ikkita island shpati bo'lagidan yasalgan prizmalar.* Ularning tuzilishi va ishlashi 1.2.5-rasmdan tushunarli bo'ladi.

Optik o'qlari vaziyatining har xil bo'lishi nurlar orasidagi ajralish burchagiga ta'sir qiladi. Bu prizmalarning hammasida tushayotgan dastaning aperturasi juda kichkina. Nurni ikkiga ajratib sindiruvchi prizmalar ba'zan kvarsdan yasaladi, u holda n_o bilan n_e orasidagi farq juda oz bo'lgani tufayli o va e yorug'lik dastalarining ajralish burchagi ancha kichik bo'ladi.



1.2.5-rasm. Island shpatidan yasalgan prizmalarning turlari: a)Roshon prizmasi

b)Senarmon prizmasi v)Vollaston prizmasi

v. *Dixroik plastinkalar.* Eng oddiysi turmalin bo'lgan qutblovchi asboblari bosh-qacha prinsipga asoslanadi. Turmalin nurni ikkiga ajratib sindiruvchi kristalldir, bu kristallda nurlardan biri (oddiy nur) ikkinchisiga nisbatan ko'proq yutiladi. Shuning uchun o'zaro perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikkala nur turmalin plastinkasidan turli intensivlikka ega bo'lib chiqib, turmalindan o'tgan yorug'lik qisman qutblangan bo'ladi. Agar ancha qalin (1 mm yaqin) turmalin

plastinkasi olib, unga ko'zga ko'rinadigan yorug'lik tushirilsa, oddiy nur haqiqatda butunlay yutilib qoladi va chiqqan yorug'lik yassi qutblangan bo'ladi.

Ko'zga ko'rinadigan spektrning ba'zi qismlarida g'ayrioddiy nur ham sezilarli darajada yutiladi va shuning uchun turmalin plastinkasi o'sha qalinligida bo'yalganga o'xshab ko'rinadi; turmalin qutblovchi sifatida ishlatilibgina qolmay, balki ko'zga ko'rinadigan spektrning yashil-sariq sohasini amalda o'tkazadigan filtr sifatida ham ishlatiladi. Bu hol turmalinning qutblovchi asbob sifatidagi muhim kamchiligi hisoblanadi, biroq, ikkinchi tomondan, turmalinga tushadigan nurlar das-tasining yo'l qo'yiladigan aperturasi ancha katta bo'ladi, bu hol esa ba'zan muhim ahamiyatga ega.

Turlicha qutblangan nurlarning turlicha yutilishi oqibatida tabiiy yorug'lik tarqalish *yo'nalishiga* bog'liq ravishda turlicha yutiladi, chunki to'lqinning elektr vektorining kristallografik *yo'nalishlarga* nisbatan tutgan vaziyati yorug'likning tarqalish *yo'nalishiga* bog'liq. Yorug'likning yutilishidagi bunday farq bundan tashqari to'lqin uzunligiga ham bog'liq bo'lib, bu farq oqibatida kristall turli *yo'nalishlarda* turlicha bo'yalgan bo'lib ko'rinadi. Bu xodisa *dixroizm* (yoki yaxshisi *pleoxroizm* — rang-baranglik) deb ataladi va nurni ikkiga ajratib sindiruvchi hamma kristallarni ozmi-ko'pmi darajada xarakterlaydi. Bu hodisani Korde (1809 y.) kordierit deb atalgan mineralda kashf etgan. Turmalinda dixroizm hodisasini Bio va Zeebek 1816-yilda kashf etgan.

Polyaroidlar ixtiro etilishi munosabati bilan dixroik moddalar keyingi vaqtda ayniqsa katta ahamiyat kasb etdi. Polyaroid juda kuchli dixroik kristall hisoblangan gerapatitdan (xinin bisulfatining periodatidan) yasalgan plyonkadir; gerapatitni 1852 yilda Gerapat topgan. Gerapatitning qalinligi 0,1 mm bo'lgan po'sti nurlardan birini haqiqatda butunlay yutib qolib, bunday yupqa qatlami yaxshigina chiziqli qutblovchi vazifasini o'taydi.

Ustiga bir xil vaziyatda joylashgan mayda gerapatit kristallari qoplangan ancha katta sirtlar yaratishning bir necha usuli taklif etildi; bu sirtlar yuzi katta bo'lgan qutblovchi asbob hisoblanadi. Bu usul bilan ishlov berilgan taxta selluloidlar 1935

yilda sotuvga chiqarildi, bular *polyaroidlar* deb atalgan. Hozirgi vaqtda dixroik plastinkalarning polyaroidlar tipida tayyorlangan bir necha turlari bor; bularda gerapatit ham, boshqa birikmalar ham ishlatiladi; shuningdek, gerapatitning katta (chiziqli o'lchamlari 60 mm ga boradigan) kristall plastinkalari tarzida yasalgan dixroik plastinkalar bor va hokazo. Dixroik plastinkalarning kamchiligi shundan iboratki, ularning shaffofligi island shpatidan yasalgan prizmalarnikiga qaraganda kamroq bo'lib, ular biror selektivlik (ya'ni yutilishning to'liq uzunligiga bog'liq bo'lishi) xossasiga ega; zamonaviy polyaroidlar spektrning binafsha va qizil sohalarini qisman qutblagan holda o'tkazadi. Biroq, ko'pchilik amaliy maqsadlarda polyaroid sifatida aperturasi 180° ga yaqin bo'lgangina emas, balki sirti ancha katta (bir necha kvadrat detsimetr) bo'lgan qutblovchi arzon asboblari ishlatish mumkin-ligi evaziga bu kamchiliklarning o'rni to'lib ketadi. Polyaroidlar avtomobil yo'llarida haydovchining ko'zini qarshidan kelayotgan mashina farasining ko'zni qamashtirish ta'siridan muhofaza qilishda ham tatbiq etiladi.

O'zaro ta'sirlashuvchi dastalardagi tebranishlar yo'nalishi bir xil bo'lganda ikki kogerent to'liqning interferensiyasi eng ko'p effekt bilan yuz beradi. Frenelning ikkita kogerent dasta hosil qilish usuli odatdagi interferensiyon tajribalarda interfe-rensiyalashuvchi to'liqlarning qutblanish holatini o'zgartirmasligini ham ko'rdik.

Istalgan tekislikda qutblangan yorug'lik hosil qilish mumkinligi tebranishlari o'zaro perpendikulyar bo'lgan to'liqlarning o'zaro ta'siri to'g'risida o'rta masala qo'yish imkonini beradi. Bu sohadagi asosiy tajribalarni Arago va Frenel (1816 y.) qilib ko'rishgan. Ular shuni ko'rsatadiki, agar odatdagi interferensiyon tajribada interferensiyalashuvchi ikki dasta yo'liga ularni o'zaro perpendikulyar ravishda qutblaydigan qutblovchi asboblari qo'yilsa, interferensiya yuz bermaydi. Biroq qutblovchi bu asboblarning birini 90° ga bursak, buning natijasida ikkala dastada tebranishlar yo'nalishi bir xil bo'ladi, u holda interferensiyon manzara yaxshi ko'rinadi va biz maksimum va minimumlarning odatdagi taqsimotini

ko‘ramiz. Qutblovchi asboblardan biri 90° dan kichik burchakka burilganda ham interferensiyalar poloslari bo‘ladi-yu, biroq ko‘rinuvchanligi yaxshi bo‘lmaydi.

Frenel bilan Arago qilgan tajribaga o‘xshagan tajribani quyidagicha qilib ko‘rish mumkin. Bir xil qutblangan va interferensiyalashuvchi dastalar yo‘liga qo‘shimcha N_1 va N_2 polaroidlar qo‘yamiz. Agar N_1 bilan N_2 bir-biriga nisbatan shunday joylashgan bo‘lsaki, bunda ular ajratgan tebranishlar yo‘nalishi ikkala dastada bir xil bo‘lsa, u holda odatdagi interferensiyalar manzari ko‘rinadi. Agar polaroidlardan birini 90° ga bursak, u holda ko‘rish maydoni bir jinsli bo‘lib qolib, intensivliklar almashib kelishining hech qanday izi ko‘rinmaydi. Agar ikkinchi polaroidni ham 90° ga bursak, interferensiyalar manzari yana ko‘rinadi.

Bu turdagi tajribalarning tarixiy ahamiyati juda katta. Bu tajribalar shuni ko‘rsatdiki, o‘zaro perpendikulyar yo‘nalishlarda qutblangan ikki kogerent to‘lqin qo‘shilganda natijaviy intensivlik qo‘shiluvchi to‘lqinlar intensivliklarini yig‘indisiga teng.

Tebranishlar qat’iy ravishda perpendikulyar bo‘lgandagina tebranishlarni qo‘shishda o‘shanday hol yuz berishi mumkin. Haqiqatan ham, o‘shanday bo‘lganda $A^2 = a^2 + b^2$ bo‘ladi (A — natijaviy tebranish amplitudasi, a va b qo‘shiluvchi tebranishlar amplitudalari).

Shunday qilib, Frenel va Arago tajribalaridan o‘zaro perpendikulyar yo‘nalishlarda qutblangan yorug‘lik to‘lqinlari holida yorug‘lik tebranishlari bir-biriga qat’iy perpendikulyardir, degan xulosa chiqadi. Bu esa yorug‘lik to‘lqinida bo‘ylama komponenta yo‘q ekanligini bildiradi. Yorug‘likning elektromagnitik nazariyasi ichida tabiiy bo‘lgan bunday xulosaga o‘z vaqtida Yung bilan Frenel ham yorug‘likning elastik nazariyasi bo‘yicha kelishgan, biroq ular chiqargan xulosa o‘sha vaqtda katta-katta qiyinchiliklarga sabab bo‘lgan. O‘zida qat’iy ko‘ndalang tebranishlar tarqalishi mumkin bo‘lgan va bo‘ylama tebranishlar tarqalishi mumkin bo‘lmagan moddiy muhitning mavjudligi to‘g‘risidagi faraz odatdagi elastik (hatto

qattiq) muhit to‘g‘risidagi tasavvurga to‘g‘ri kelmaydi, bu hol esa yorug‘likning qaytish va sinish qonunlarini tushunish uchun chegaraviy shartlar

ustida odatdagi muhitlar mexanikasi bilan muvofiq kelmaydigan farazlar qilishga majbur etgan. Aytib o'tilgan qiyinchilikka qaramasdan, bu tajribalar va ulardan Frenel topgan ko'p natijalar (ular ham eksperimentda tasdiqlangan) yorug'lik to'lqinlarining ko'nda-lang to'lqinlar ekanligini etirof etishga majbur qildi.

I-bob xulosasi

Tabiiy yorug'lik elektr (magnit) vektorining tebranish yo'nalishlarini bu asboblarda shunday guruhlaydiki, bir dastaga elektr tebranishlarining yo'nalishi asosan bir xil bo'lgan nurlanish yig'lsa, boshqa dastaga elektr tebranishlarining yo'nalishi avvalgiga perpendikulyar bo'lgan nurlanish yig'iladi.

Turlicha qutblangan nurlarning turlicha yutilishi oqibatida tabiiy yorug'lik tarqalish yo'nalishiga bog'liq ravishda turlicha yutiladi, chunki to'lqinning elektr vektorining kristallografik yo'nalishlarga nisbatan tutgan vaziyati yorug'likning tarqalish yo'nalishiga bog'liq.

II BOB. KRISTALLARNING QUTBLANISH DARAJASI VA MAGNITOOPTIK XOSSALARI.

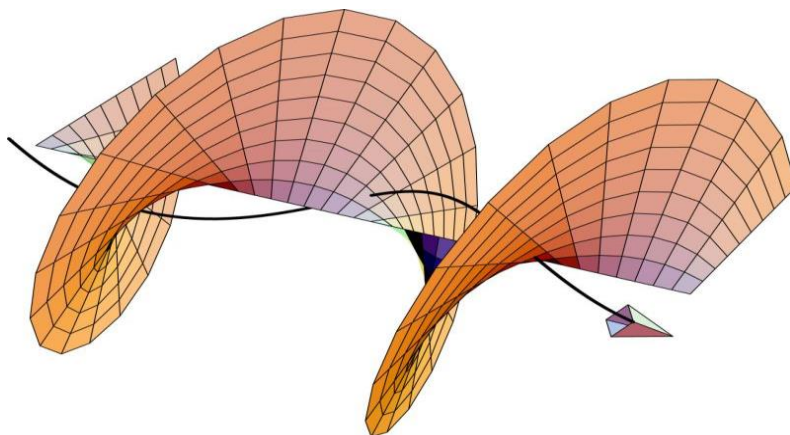
2.1. Yorug'likning elliptik qutblanishi

Frenel va Arago tajribalariga o'xshagan tajribalarda intensivliklarning interferensiyalar almashib kelishining yo'qligi o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki yorug'lik tebranishining o'zaro ta'siri yorug'lik dastasida tajribada kuzatish mumkin bo'ladigan o'zgarishlarga olib kelolmasligini bildirmaydi.

O'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki yo'nalishda qutblangan ikkita kogerent yorug'lik to'lqinining qo'shilish natijasini ko'rib chiqamiz; bu to'lqinlarning amplitudalari *turlicha* bo'lib, to'lqinlar biror *fazalar farqiga* ega. Bunday holni biz tajribada osongina quyidagicha amalga oshirishimiz mumkin. *N* qutbllovchidan (polarizatoridan) o'tgan, ya'ni chiziqli qutblangan va tayinli to'lqin

uzunligiga ega bo'lgan yorug'likni qalinligi d bo'lgan K kristall plastinkadan o'tkazamiz; bu plastinka bir o'qli kristalldan uning optik o'qiga parallel qilib kesib olingan (2.1.1-

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'lqinlardan birida elektr tebranishlari kristallning 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).



2.1.1-rasm. Elliptik qutblangan yorug'lik.

Ya'ni spektrning chegaralangan intervaliga tegishli bo'lgan yorug'lik. 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'lqindagi va oddiy to'lqindagi tebranishlar amplitudasi mos ravishda quyidagiga teng bo'ladi:

$$a = A \cos \alpha, \quad b = A \sin \alpha \quad (2.1.1)$$

bu yerda $A = OM$ — tushayotgan to'lqinning amplitudasi. Bu ikki to'lqin plastinkaning d qalinligini kesib o'tib, $(n_o - n_e) d$ ga teng bo'lgan *yo'l farqiga* ega bo'ladi. Binobarin, oddiy to'lqin faza jihatidan g'ayrioddiy to'lqindan

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d \quad (2.1.2)$$

miqdorda orqada qoladi. Amplitudalari 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'lqin fronti tekisligida ω burchak chastota bilan ellips chizadi: bu chastota qo'shiluvchi tebranishlarning chastotasi bilan bir xildir.

Haqiqatan ham, plastinkadan o'tgan to'lqinlardagi tebranishlar

$$x = A \cos \alpha \cos \omega t = a \cos \omega t \quad (2.1.3)$$

$$y = A \sin \alpha \cos(\omega t - \varphi) = b \cos(\omega t - \varphi) \quad (2.1.4)$$

tenglamalar bilan ifodalanadi. Natijaviy tebranishning traektoriyasini topish uchun bu tenglamalardan t vaqtni yo'qotish kerak. Berilgan tenglamalardan quyidagilarni topamiz:

$$\cos \omega t = \frac{x}{a}, \quad y = b(\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi)$$

yoki

$$\sin \omega t \sin \varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \varphi \quad (2.1.5)$$

Bu ifodani kvadratga ko'tarib va unga

$$(\cos \omega t \sin \varphi)^2 = \frac{x^2}{a^2} \sin^2 \varphi \quad (2.1.6)$$

ifodani hadma-had qo'shib,

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (2.1.7)$$

tenglamaga, ya'ni ellips tenglamasiga ega bo'lamiz. Ellipsning shakli va uning x , y o'qlarga nisbatan tutgan vaziyati (orientatsiyasi) α va φ ning qiymatlariga bog'liq.

Shunday qilib, chiziqli qutblangan yorug'lik kristall plastinkadan o'tgandan so'ng shunday yorug'lik to'lqiniga ega bo'lamizki, bu to'lqinda E va 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‘lqinning yo‘l farqi yorug‘lik to‘lqini uzunligining choragiga teng ($1/4$ to‘lqinli plastinka):

$$(n_o - n_e)d = 1/4 \lambda \quad (2.1.8)$$

yoki

$$(n_o - n_e)d = (m + 1/4)\lambda, \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (2.1.9)$$

Bunday holda $\varphi=\pi/2$ bo‘ladi va ellips tenglamasi

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (2.1.10)$$

ko‘rinishga keladi, ya’ni plastinkaning bosh o‘qlariga nisbatan joylashgan ellips hosil bo‘ldi. 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

$$x^2 + y^2 = a^2 \quad (2.1.11)$$

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 $\pi/2$ va o‘zaro 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° burchak hosil qiladigan bo‘lsin.

Yo‘l farqi chorak to‘lqinga teng bo‘ladigan qilish uchun (natriy alangasi chiqara-digan sariq yorug‘likda) qalinligi $0,027 \text{ mm} = 27 \text{ mkm}$ bo‘lgan slyuda plastinka ishlatish mumkin.

Garchi bunday plastinkalar tayyorlash uncha qiyin bo‘lmasa-da, $(m + 1/4)\lambda$ 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 $-\pi/2$ ga teng bo‘ladi, ya’ni Ox o‘qdagi komponenta Oy o‘qdagi komponentadan faza jihatidan $\pi/2$ 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'qlini uzunligining yarmiga teng ($1/2$ to'liqlinli *plastinka*):

$$(n_o - n_e)d = 1/2 \lambda$$

yoki

$$(n_o - n_e)d = (m + 1/2) \lambda \quad (2.1.12)$$

ya'ni

$$\varphi = \pi$$

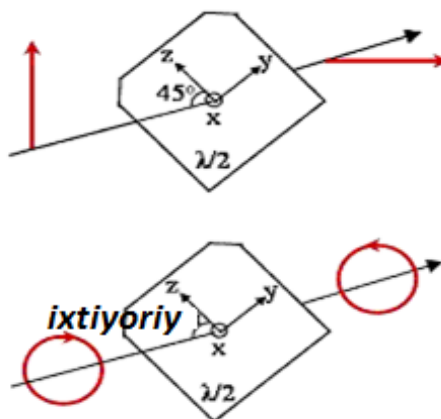
yoki

$$\varphi = 2\pi m$$

Bu holda ellips

$$(2.1.13)$$

to'g'ri chiziqqa aylanadi, ya'ni yorug'lik chiziqli qutblanganicha qoladi, biroq tebranishlar yo'nalishi $180^\circ - 2\alpha$ burchakka burilib (2.1.2-rasm), masalan, 1— 3 kvadrantlardan 2 — 4 kvadrantlarga o'tadi.



2.1.2-rasm. Yarim to'liqlinli plastinkaning ishlashi

v) Qalinligi yorug'lik to'qlinining butun uzunligiga teng bo'lgan *plastinka* (1λ li *plastinka*):

$$(n_o - n_e)d = \lambda \quad \text{yoki} \quad m\lambda \quad (2.1.14)$$

ya'ni

$$\varphi = 2\pi \quad \text{yoki} \quad \varphi = 2\pi m$$

Bu holda ellips

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0 \quad (2.1.15)$$

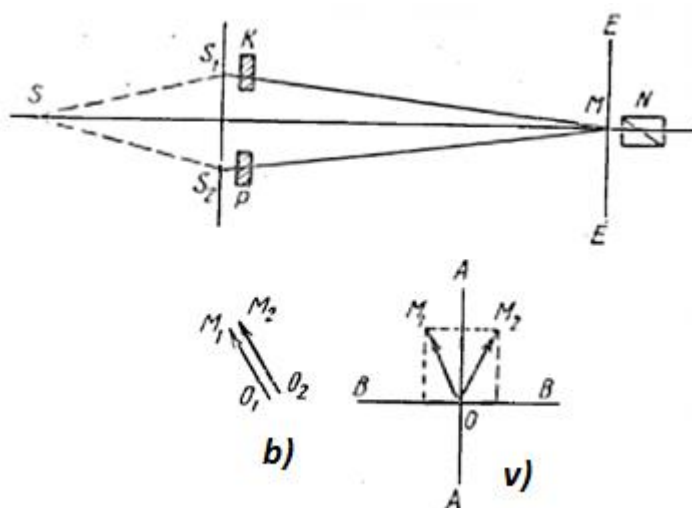
to'g'ri chiziqqa aylanadi, ya'ni nur chiziqli qutblanganicha qolib, tebranishlar yo'nalishi o'zgarmaydi.

Bundan oldingi mulohazalarning hammasi to'lqin uzunligi tayinli bo'lgan yorug'likka, ya'ni spektrning kichikroq intervaliga tegishli edi. To'lqin uzunliklari ancha xilma-xil bo'lganda ikkala to'lqin uchun sinish ko'rsatkichlari to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lishini (dispersiya) e'tiborga olish kerak; sinish ko'rsatkichlarining ayirmasi ham to'lqin uzunligiga qarab o'zgaradi. Bu hol tufayli, bir-biriga yaqin bo'lgan ikki to'lqinni ajratishda qutblangan yorug'likning kristall orqali o'tishidan (Vudning qutblovchi monoxromatori) foydalanish mumkin.

Agar tushayotgan yorug'lik tabiiy yorug'lik bo'lsa (ya'ni uni mumkin bo'lgan barcha yo'nalishlarda qutblangan juda ko'p to'lqinlar to'plami sifatida tasavvur etish mumkin bo'lsa), u holda plastinkadan chiqayotgan yorug'lik elliptik qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'lib, bunda ellipslar asosan ma'lum bir yo'nalishda joylashmagan, ya'ni yorug'lik tabiiyligicha qolavergan bo'lar edi. Shuning uchun kristall plastinka yordamida elliptik qutblangan yorug'lik hosil qilish uchun plastinkaga tushadigan yorug'likni oldin chiziqli qutblash kerak. Biroq tabiiy yorug'lik kristall plastinkadan o'tganda yorug'likning ichki strukturasi o'zgaradi, masalan, xilma-xil joylashgan yassi qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'lgan tabiiy yorug'lik yana tabiiy yorug'likka aylanadi, biroq endi u xilma-xil joylashgan elliptik qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'ladi. S. I. Vavilov ko'rsatgani-dek, bu o'zgarishni tajribada payqash mumkin.

Tabiiy yorug'likning biror dastasini ikki kogerent dastaga ajratamiz, buning uchun hammaga ma'lum bo'lgan interferension sxemalarning biridan foydalanamiz. Bu dastalar uchrashganda maydon markazida maksimumi joylashgan interferension manzara hosil qiladi. Endi tabiiy yorug'likning interferensiyalashuvchi dastalari-dan birining yo'liga yarim to'lqinli K kristall plastinka qo'yamiz; ikkinchi dasta yo'liga esa tegishlicha tanlab olingan shisha P plastinka qo'yamiz, bu plastinka hosil bo'lgan yo'l farqini kompensatsiyalaydi (2.1.3-rasm). Endi uchrashib interferensiyalashuvchi dastalar kogerent dastaligicha

qolib, kutilgan interferension manzara *hosil qilmaydi*; maydon birday yoritilgan bo'ladi. Tabiiy yorug'lik ichki strukturasi yuqorida tilga olingan o'zgarishi mana shu orqali namoyon bo'ladi. Bu hodisaga yaxshi tushunib yetish uchun birlamchi dastadagi yorug'likni qutblanish yo'nalishlari xilma-xil bo'lgan chiziqli qutblangan to'lqinlar to'plami deb tasavvur etamiz. Yorug'likning yarim to'lqinli plastinkadan o'tadigan qismida (dastasida) qutblanish yo'nalishi buriladi (1—3 kvadrantlardan 2—4 kvadrantlarga o'tadi). Shunday qilib, kogerent dastalardagi yorug'lik vektorlarining plastinka bo'lmagan holda bir xil bo'lgan yo'nalishlari (2.1.3-b rasm) endi plastinkaning dastalardan biriga ta'sir ko'rsatishi tufayli bir xil bo'lmay qoladi (2.1.3-v rasm). OM_1 va OM_2 vektorlar orasidagi burchakka qarab interferensiya natijalari har xil bo'ladi, oqibatda o'rta hisobda maksimumlar ham, minimumlar ham bo'lmaydi; biroq bu holda nokogerent nurlar qo'shilgandagi kabi tartibsiz manzara hosil bo'ladi, deb aytish to'g'ri emas.



2.1.3-rasm. Tabiiy yorug'likning ichki strukturasi aniqlash uchun S.I. Vavilov o'tkazgan tajribaning sxemasi.

Yorug'lik vektorlarining har birini vektorlar o'rtasidagi bissektrisalar bo'ylab yo'nalgan AA va BB chiziqlar bo'ylab ikki tashkil etuvchiga ajratamiz. Bu tashkil etuvchilarning har bir jufti kogerent va *bir xil* yo'nalishga ega bo'lgani sababli o'zaro interferensiyalashadi. Biroq yarim to'lqinli plastinkaning ta'siri tufayli AA

bo'ylab yo'nalgan tashkil etuvchilar fazalar farqi avvalgicha qolgan, BB bo'ylab yo'nalgan tashkil etuvchilar esa faza jihatidan qo'shimcha ravishda π

qadar siljigan (chunki ularning *BB* dagi proeksiyalari *har xil* tomonga yoʻnalgan). Shuning uchun *AA* boʻylab yoʻnalgan tashkil etuvchilar avvalgicha maksimumi maydon markazida boʻlgan interferension manzara hosil qiladi, *BB* boʻylab yoʻnalgan tashkil etuvchilar esa *minimumi* maydon markazida boʻlgan, yaʼni birinchi manzaraga nisbatan $\frac{1}{2}$ polosaga siljigan interferension manzara hosil qiladi. Ikkala komponentaning intensivligi oʻrta hisobda bir xil boʻlgani uchun (tabiiy yorugʻlikda tebranishning ustunlik qiladigan yoʻnalishi yoʻq) ikkalasi bir xil ravshan boʻlib, bir-biridan $\frac{1}{2}$ polosaga siljigan interferension manzaralar koʻzga koʻrinadigan interferensiya hosil qilmaydi.

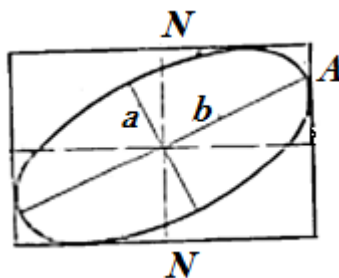
Biroq koʻz ilgʻamaydigan bu interferensiyaning «koʻrinadigan» qilish mumkin: agar ekranga *AA* ga parallel joylashgan qutblovchi prizma orqali qaralsa, u holda bu prizma *BB* boʻylab yoʻnalgan hamma komponentalarni tutib qoladi va maksimumi maydon markazida joylashgan interferension manzarani koʻrishga imkon beradi. Qutblovchini *BB* ga parallel qilib burish bilan biz *AA* boʻylab yoʻnalgan hamma tebranishlarni tutib qolamiz va minimum maydon markaziga joylashgan ikkinchi qoʻshimcha interferension manzarani koʻramiz. Ravshanki, qutblovchi *AA* va *BB* bilan 45° burchak hosil qilib joylashgan holda avvalgicha interferensiya sezilarli boʻlmaydi.

S. I. Vavilov oʻtkazgan bu ajoyib tajriba tabiiy yorugʻlikning elliptik qutblani-shini, yaʼni yuzaki qaraganda gʻalati boʻlib tuyulgan natijani topishga imkon beradi.

Elliptik qutblangan yorugʻlikning oʻziga xos xususiyatlarini payqash ancha qiyin.

Yorugʻlikni qutblovchi biror asbob yordamida analiz qilib, biz quyidagi natijalarga ega boʻlamiz. Qutblovchi orqali yorugʻlikning bu qutblovchi oʻtkazadigan tebranishlar komponeptasiga mos kelgan qismigina oʻtadi; oʻtgan yorugʻlikning amplitudasi qutblovchining *NN* bosh tekisligining ellips oʻqlariga nisbatan tutgan vaziyatiga bogʻliq ekanligini koʻrish oson. A amplituda ichiga ellips chizilgan toʻgʻri toʻrtburchakning *NN* ga parallel boʻlgan tomoni

uzunligining yarmiga teng (2.1.4-rasm). Nikol prizmasi burilganda to'g'ri to'rtburchak ham buriladi.



2.1.4-rasm. Nikol prizmasidan o'tgan elliptik qutblangan yorug'lik intensivligining prizma vaziyatiga bog'liq bo'lishi

NN tekislik ellipsning katta o'qi bilan ustma-ust tushganda amplituda maksimal ($A=b$) bo'ladi, NN tekislik ellipsning kichik o'qiga parallel bo'lganda amplituda minimum ($A=a$) bo'ladi. Shuning uchun qutblovchi aylantirilganda maydon qisman qorong'ulashadi yoki yorishadi, ya'ni qisman qutblangan yorug'likni qutblovchi yordamida tadqiq etgandagi manzaraning xuddi o'zi ko'rinadi. Yorug'lik doira bo'ylab qutblangan (ya'ni $a=b$ bo'lgan) xususiy holda qutblovchining aylanishi o'tayotgan yorug'lik intensivligiga hech ta'sir qilmaydi, bu holda biz tabiiy yorug'likni qutblovchi yordamida tadqiq etgandagi manzaraning xuddi o'zini ko'ramiz. Shunday qilib, qutblovchi yordamida qilingan analiz elliptik qutblangan yorug'likni qisman qutblangan yorug'likdan, doiraviy qutblangan yorug'likni tabiiy yorug'likdan farq qilishga imkon bermaydi.

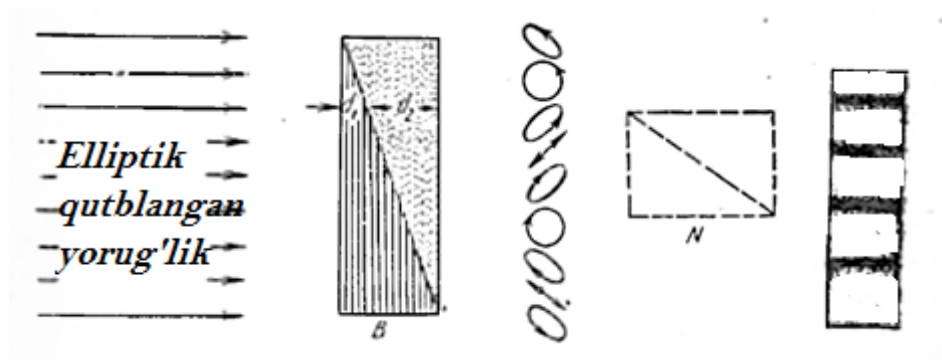
Yorug'lik qutblanishining xarakterini analiz qilishda ishlatiladigan qutblovchi asbob ko'pincha analizator deb ataladi. To'liq analiz qilish uchun elliptik qutblangan yoki doiraviy qutblangan yorug'likni yassi qutblangan yorug'likka aylantirish kerak; yassi qutblangan yorug'lik qutblovchi prizma vositasida osongina analiz qilinadi.

Bir-biriga perpendikulyar ravishda yo'nalgan komponentalar orasidagi fazalar farqini (φ ni) π yoki 2π ga (yoki nolga) yetkazish yo'li bilan bu farqni kompensatsiyalashning o'zi yetarlidir. Bu maqsadda o'rganilayotgan yorug'likni qalinligi yoki joylashish vaziyati kerakli qilib tanlab olingan yordamchi kristall plastinka orqali o'tkazish lozim.

a. *Chorak to'liqlik plastinkaning fazalar farqini kompensatsiyalash maqsadida qo'llanilishi*. Elliptik qutblangan yorug'lik dastasida ellipsning bosh o'qlari bo'ylab yo'nalgan komponentalar orasida (doiraviy qutblangan yorug'lik dastasida o'zaro perpendikulyar yo'nalgan ixtiyoriy ikki diametr bo'ylab yo'nalgan komponentalar orasida) fazalar farqi $\pi/2$ ga teng bo'ladi. Tadqiq etilayotgan yorug'likni $1/4$ to'liqlik plastinkadan o'tishga majbur qilib, biz unga $\pm \pi/2$ ga teng bo'lgan fazalar farqi qo'shamiz, ya'ni undagi bor fazalar farqini nolga yoki $1/4$ ga aylantirib kompensatsiyalaymiz. Shunday qilib, tadqiq etilayotgan yorug'lik yassi qutblangan yorug'likka aylandi, bunga odatdagi qutblovchi vositasida ishonch hosil qilish mumkin. Doiraviy qutblangan yorug'likni tadqiq etganda bu maqsadda to'liqlik plastinkani istalgan vaziyatda joylashtirish mumkin; elliptik qutblangan yorug'lik dastasi tadqiq etilganda bu plastinkani shunday vaziyatda joylashtirish kerakki, bunda plastinkaning bosh yo'nalishlari ellipsning oldin qutblovchi yordamida aniqlab qo'yilgan bosh o'qlari bilan bir xil bo'lsin. Shunday qilib, yorug'lik $1/4$ to'liqlik plastinka va qutblovchi vositasida analiz qilinadi. Aylanish yo'nalishini (o'ng yoki chap qutblanishni) ham hozir ko'rsatilgan usul bilan aniqlash mumkin, buning uchun qo'llanilgan $1/4$ to'liqlik plastinkada ikki tebranishdan qaysi biri kattaroq tezlik bilan tarqalishinigina oldindan bilish kerak.

b. *Elliptik qutblangan yorug'likni analiz qilishda kompensatorlarning qo'llanilishi*. Elliptik qutblangan yorug'likni miqdor jihatidan to'liqlik analiz qilish uchun ellipsning shaklini va uning har qanday yo'nalishlarga nisbatan tutgan vaziyatini bilish, ya'ni har qanday yo'nalishli o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki komponent-

ning fazalar farqini bilish kerak. Bu maqsadda har qanday fazalar farqini 1 nolgacha kamaytiradigan (yoki π ga qadar to'ldiradigan) kompensatsiyalovchi asboblardan xizmat qiladi. Bunday asboblardan *kompensatorlar* deb ataladi. Misol sifatida *Babine kompensatorini* ko'rib chiqamiz. Bu asbob odatda kvarsdan o'qlari bir-biri bilan to'g'ri burchak hosil qiladigan qilib kesib olingan ikki ponadan iborat (2.1.5-rasm).



2.1.5-rasm. Elliptik qutblangan kompensator va

2.1.6-rasm.

qutblovchi vositasida analiz qilish. B-Babine kompensatori

Kompensatorning har xil joylaridan o'tadigan yorug'lik ponalarining shu joydagi qalinliklarining ayirmasiga qarab yorug'lik vektorining ikki komponentasi orasida biror qo'shimcha yo'l farqiga ega bo'ladi. Ponaning birinchi yarmining qalinligini d_1 bilan, ikkinchi yarmining qalinligini d_2 bilan belgilasak, komponentalar (biri chizma tekisligida, ikkinchisi unga perpendikulyar bo'lgan komponentalar) orasidagi qo'shimcha yo'l farqi quyidagiga teng bo'lishini topamiz:

$$[(n)]_e d_1 + n_o d_2 - [(n)]_o d_1 + n_e d_2 = (n_e - n_o)(d_1 - d_2)$$

(2.1.16)

Shunday qilib, musbat kristalldan ($n_e > n_o$) yasalgan kompensatorda $d_1 > d_2$ bo'ladigan chiziq bo'ylab o'tayotgan yorug'lik qo'shimcha yo'l farqiga ega bo'ladi: $d_1 = d_2$ bo'ladigan chiziq bo'ylab o'tayotgan yorug'likda dastlabki yo'l farqi o'zgarmay qoladi; $d_2 > d_1$ bo'ladigan chiziq bo'ylab o'tayotgan yorug'likda yo'l farqi kamayadi.

Elliptik qutblangan yorug'lik kompensatorda uning bosh tekisliklariga parallel bo'lgan komponentalarning fazalar farqini 0 ga, 2π ga, 4π ga va hokazo to'ldiruvchi tayinli joylardan o'tib bir xil yo'nalishli chiziqli qutblangan yorug'likka aylanadi. Kompensatorning bunday qismlari bir-biridan teng masofada joylashgan ekanligini ko'rish oson. Agar B kompensator orqasiga kerakli vaziyatda joylashgan N qutblovchi qo'yilsa, bu joylarning hammasi qorayib qoladi (kompensator qirrasiga parallel bo'lib, bir-biridan teng masofada joylashgan qora polosalar qatori; 2.1.6- rasm, bu rasmda 2.1.5- rasmda ko'rsatilgan

kompensatorning uning sirtini qutb-lovchi orqali qaralgandagi ko‘rinishi tasvirlangan). Qutblovchini boshqacha vaziyatda joylashtirganda bir-biridan teng masofada joylashgan qora polosalar hosil bo‘ladi, bu polosalar kompensatorning boshlang‘ich fazalar farqini π ga, 3π ga, 5π ga va hokazo to‘ldiruvchi joylariga mos keladi.

Ponalarning qalinligini va materialini bilgan holda qo‘shiladigan fazalar farqini hisoblab chiqarish (yoki oldindan darajalab qo‘yish) va shunday qilib, mazkur elliptik yorug‘likni xarakterlaydigan fazalar farqini aniqlash mumkin. Kompensatorning turli joylaridan o‘tgan yorug‘likda bu fazalar farqi o‘zgarishi

2.1.5-rasmda sxematik tarzda ko‘rsatilgan. Bu o‘zgarish quyidagicha (pastdan yuqoriga tomon) — 45^0 , 0 , 45^0 , 90^0 , 135^0 , 180^0 , 225^0 , 270^0 , 315^0 .

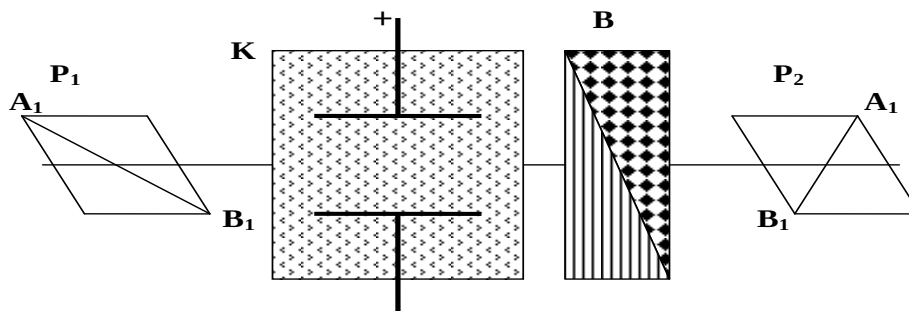
Ko‘pincha ponalar bir-biriga nisbatan siljiriladigan qilinadi; unda ponalarning polosalar ma‘lum tartibda joylashadigan, masalan, maydon markazida (okulyarning krestida) qora polosa paydo bo‘ladigan *siljishiga* qarab hisob qilinadi. Ko‘rish maydonining butun sirti ayni bir qo‘shimcha faza sohasi bo‘lgan kompensatorlar amaliy ishda qulaydir; bunda qo‘shimcha fazani o‘zgartirish mumkin.

Qutblangan yorug‘likni miqdor jihatidan tadqiq etishning hamma metodlarida (qutblovchi, — to‘lqinli plastinka yoki kompensatorning) burilish burchagini aniqlash talab etilgani uchun odatda qutblovchi asboblarning gardishida burchaklarga bo‘lingan yaxshi shkalalari bo‘ladi.

Chiziqli qutblangan yorug‘lik metallardan qaytganda va to‘la ichki qaytishda elliptik qutblanish yuz beradi; ba‘zan bu protsesslarda, shuningdek, nurlanuvchi atomlarga magnit maydoni ta‘sir etganda (Zeeman effekti) va boshqa hodisalarda doiraviy qutblanish paydo bo‘ladi.

Ba‘zi izotrop jismlar: gazlar, suyuqliklar, qattiq jismlar elektr maydoniga joylashtirilganda, bu jismlar anizotrop jism xossasiga ega bo‘lib qoladilar va ularda yorug‘lik ikkiga ajralib sinadi. Bu hodisani ilk bor 1875 yilda Kerr kuzatdi. Bu hodisani kuzatish uchun quyidagi qurilmadan foydalanish mumkin (2.1.7 -

rasm). Elektr maydon kuchlanganligi $E=0$ bo'lganda, P_1 polyarizator optik o'qi P_2 polyarizator o'qiga tik bo'lganda, ko'rish maydoni qorong'i bo'ladi.



2.1.7 – rasm. Kerr tajribasini kuzatish mumkin bo'lgan qurilma.

Elektr maydoni mavjud bo'lsa ($E \neq 0$), P_1 va P_2 o'zaro tik joylashganda ham ko'rish maydoni yorug'lashadi, ya'ni Kerr (K) yachaykasidan chiqqan yorug'lik elliptik qutblangan bo'ladi, buni B kompensator yordamida tekshirish mumkin. Bu holda jismning optik o'qining yo'nalishi elektr maydon kuchlanganligining yo'nalishiga parallel bo'ladi. Tajriba natijalariga asosan

$$n_0 - n_H = k n E^2 \quad (2.1.17)$$

$$k = \frac{n_H - n_0}{n E^2} \quad (2.1.18)$$

birinchi qatlamdan o'tgan nurlarning yo'llar farqi:

$$\Delta L = 1(n_H - n_0) = k n l E^2 \quad (2.1.19)$$

$$\frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} (n_H - n_0) \quad (2.1.20)$$

Fazalar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_H - n_0) l = B E^2 \quad (2.1.21) \quad k = \frac{B}{n} \lambda \quad (2.1.22)$$

$$B = \frac{n_H - n_0}{\lambda E^2} \quad (2.1.23)$$

Bu oxirgi tenglikdagi n_H va n_0 elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishi va unga tik yo'nalishga mos keluvchi moddaning sindirish ko'rsatgichlari. Ko'pchilik

suyuqliklar va musbat kristallar uchun $n_H > n_0$ va $B > 0$. Ba'zi suyuqliklar uchun esa $B < 0$ bo'ladi.

Kerr samarasi hosil bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Suyuqlik va gaz makroskopik o'lchamda izotrop muxitlar bo'lib, ularning molekulalari anizotropdir. Odatdagi sharoitda moddani tashkil etgan zarrachalari molekulalari tartibsiz ravishda joylashadi. Elektr vektorining oriyentatsiyasi turli yo'nalishga ega bo'lgan yorug'likni ana shunday molekulalardan iborat bo'lgan modda har xil yo'nalishlar bo'yicha bir xil sharoitda kutib oladi va natijada makroskopik modda izotrop xossaga ega bo'ladi. Agar elektr maydoni bunday moddaga ta'sir etsa, u holda molekulalar maydon yo'nalish tomon afzalroq yo'nalish bo'yicha oriyentasiyalanadi. Natijada muhit ma'lum biror yo'nalish bo'yicha boshqa yo'nalishlarga nisbatan kattaroq qutblanuvchanlikka ega bo'lishi mumkin. Shuning uchun yorug'lik to'lqinlarining tarqalish tezligi modda ichidagi $\vec{E}$ vektor vaziyatiga bog'liq bo'ladi, ya'ni yorug'lik nurlarining tarqalish tezligi bu nurlarning tarqalish yo'nalishi va qutblanish xarakteriga bog'liq bo'ladi, natijada modda anizotrop xossaga ega bo'ladi.

P. Lanjeven qutbsiz molekulani dipol momentiga ega emas bunday molekulalardan iborat bo'lgan suyuqlikni elektr maydoniga joylashtirgandan so'ng bu moment hosil bo'lishini ko'rsatdi. Bu dipol momentining kattaligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \alpha E \quad (2.1.24)$$

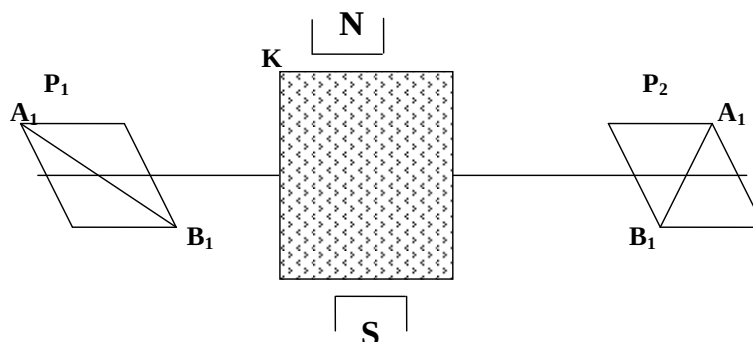
bu yerda α qutblanuvchanlik koeffitsiyenti, E - elektr maydon kuchlanganligi. Tashqi maydonni oriyentasiyalovchi ta'siri va molekulalararo ta'sir natijasida molekulalar qutblanuvchanligi kattaroq bo'lgan yo'nalish bo'yicha maydon yo'nalishi tomon oriyentasiyalanishga intiladi. Ana shu yo'nalish bo'yicha yorug'lik tushganda, ikkiga ajralib sinish natijasida hosil bo'lgan nurlardan qaysi birining $\vec{E}$ vektorining tebranishi eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan bo'lsa uning sindirish ko'rsatkichi katta bo'ladi, ya'ni tashqi maydon

yo'nalishi muhitga nisbatan optik o'q vazifasini bajarganligi uchun N nurning tebranish yo'nalishi bu o'q yo'nalishi bilan mos tushib, uning sindirish ko'rsatkichi $n_H > n_0$ va $B > 0$ bo'ladi.

P.Lanjeven nazariyasi ba'zan moddalar uchun $B < 0$ va $n_0 < n_H$ ekanligini tushuntira olmaydi. M.Born ko'rsatdiki, ba'zi molekulalar $E=0$ bo'lganda ham doimiy dipol momentiga ega bo'lib, bu momentning yo'nalishi eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi bilan mos tushmasligi mumkin. Tashqi maydon ta'siri ostida molekula shunday oriyentasiyalanadiki, uning oddiy dipol momenti maydon yo'nalishiga mos ravishda joylashishiga intiladi, ammo bunday joylashishga molekulalarning issiqlik harakati to'sqinlik qiladi. Natijada eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi tashqi maydon yo'nalishi bilan ma'lum burchak hosil qilishi mumkin. Bu ikki yo'nalishning o'zaro joylashishiga qarab $B < 0$ yoki $B > 0$ bo'lishi mumkin. Eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi molekulaning doimiy dipol momenti yo'nalishiga mos tushsa $B > 0$ bo'ladi. Bu yo'nalishlar bir-biriga tik bo'lganda $B < 0$ bo'ladi. Kerr samarasini hosil bo'lish va yo'qolish vaqti 10^{-10} s ga teng bo'lib, bu vaqt molekulalarning qayta oriyentasiyalanish vaqti bilan bir xil tartibga ega. Fazalar farqi $\varphi = \pi/2$ ga teng bo'lganda, Kerr katagini (yacheykasini) quyidagi hollarda qo'llash mumkin, juda tez ta'sir etuvchi, ya'ni inersiyasiz zatvor sifatida, tovushli kino va televideniyada chastotasi katta bo'lgan yorug'likni modulyasiyalash uchun va h.k. Xuddi shuningdek lazerlar texnologiyasida ulkan impulslarni generatsiyalashda Kerr samarasidan foydalanish mumkin. Biz doimiy elektr maydoni ta'siri ostida yorug'likning ikkiga ajralib sinishining yuzaga kelishini ko'rib o'tdik. Bunday hodisa o'zgaruvchan maydon va yorug'lik maydonida ham kuzatiladi. Lazerlarning kuchli impulsining maydoni ta'siri ostida suyuqliklarda ikkiga ajralib sinish hodisasi yuzaga keladi.

Magnit maydonida yorug'likning ikkiga ajralib sinish hodisasi 1905-yilda Kotton va Muton tomonidan kashf etildi. Bu hodisani mohiyati quyidagidan iborat (2.1.8-rasm). Magnitning ikki qutblari o'rtasiga izotrop suyuqlikni joylashtirsak, magnit maydoni ta'siri ostida izotrop jism bir o'qli kristall hossasiga ega bo'ladi va

bu jismning optik o'qi magnit maydon yo'nalishiga parallel bo'ladi. Bu holda ham yorug'lik ikkiga ajralib sinadi: oddiy va g'ayrioddiy nurlar hosil bo'ladi. (O va H nurlar).



2.1.8 – rasm

Kotton – Muton doimiysi C_{K-M} quyidagicha aniqlanadi:

$$C_{K-M} = \frac{n_H - n_0}{nH^2} \quad (2.1.25)$$

n -moddaning sindirish ko'rsatkichi, H -magnit maydon kuchlanganligi. C_{K-M} o'rniga ko'pincha C_λ ishlatiladi.

$$C_\lambda = C_{K-M} \frac{n}{\lambda} = \frac{n_k - n_0}{\lambda H^2} \quad (2.1.26)$$

Kotton-Muton hodisasi Kerr samarasining kelib chiqishiga o'xshatib tushuntiriladi. Bu hodisani suyuqliklarda kuzatish uchun magnit maydon kuchlanganligi $(10905 - 17034) \cdot 10^2 \text{ A/M}$ chegarasida bo'lishi kerak.

2.2. Lyuminessensiyaning magnit sirkulyar qutblanishi

Ma'lumki, tashqi H magnit maydoniga kiritilgan kristallarda ikkilamchi nurlanish doirasida uyurmaviy anizotropik spektrlar ko'rinishidagi g'alayonlanish (lyuminessensiya, kombinatsion sochilish va b.q) maydon bo'ylab kuzatilganda va shuningdek uyurmaviy anizotropik spektrlar uyg'onish lyuminessensiyasida hosil bo'ladi. Bu holatlar bir-biridan farqlanuvchi va har-xil o'ziga xos ma'lumotlar

(yarimo‘tkagichlarga xos, dielektrlarda $3d$ - yoki $4f$ – aralash magnitoaktiv ionlar bilan) va *Feofilovning* mashhur ma’ruzalaridan so’ng eksperimental yaqinlashuv nuqtai nazardan 70 - yillarda eksperimentchilar orasida qiziqish uyg’otdi. [16]. Hozirgi vaqtda eng ko‘p rivojlanishga ega bo‘lgan tatqiqod usullaridan biri bu lyuminessensiyaning magnit sirkulyar qutblanishi (LMSQ) – ya’ni zeeman qutblanishidagi lyuminessensiya chizig‘i komponentlarini o‘zgarishi sababli, ikkilamchi nurlanishning uyurmaviy anizotropik spektri (fluoressensiya) [23]. Bu usul orqali odatda ikkilamchi nurlanish darajasi - $P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$ o‘lchanadi, bu yerda

$I_{\pm}$ - lyuminessensiyaning qarama-qarshi uyurmaviy-qutblangan komponentasining intensivligi, LMSQ hodisasining kuzatilishi (differensial nuqtai-nazardan), lyuminessensiyada polosa kengligi zeeman kengayishidan yetarlicha katta bo‘lganda asosiy rol o‘ynaydi va bu narsa turli xil kristallik holatlarda nurlanishlarda uyg‘ongan elektron holatdagi He –ionlarining spektroskopik parametrlari (energiya, shtark oralig‘i, g –faktorlar va b.q) to‘g‘risidagi muhim axborotlarni olish imkonini beradi. Umumiy holda aytganda, FE, MAD usullaridan samaraliroq natijaga erishish mumkin.

Ko‘p hollarda, yuqori sezgirlikka ega va ruxsat etuvchanligi (optik) yuqori xususiyatlarga ega bo‘lgan LMSQ usuli shunday vaziyat bilan bog‘liqki, u tashqi magnit maydonida yuqori ruxsat etuvchanlikka ega nurlanish-o‘tishlarda modulyasiyalangan spektroskopiya usullaridan birini xarakterlaydi [24].

Ikkilamchi nurlanish sirkulyar qutblanish darajasini hosil bo‘lishi - LMSQ darajasi, xuddi intensivlik singari H magnit maydoni (chiziqli yaqinlashishda) ta’siri ostida vujudga keladi, shuningdek nurlanish o‘tishlar energiyasi o‘z navbatida, LMSQ spektrlarini yuqori aniqlikda qayd qilishda alohida “o‘tkir” xarakterga ega bo‘ladi. Bu fizikaviy sabablar tashqi magnit ta’sirida, past temperaturalarda aralashmali ionli dielektrik kristallar [13] va yarim o‘tkazgichlarning [24] optik xossalarini LMSQ usuli orqali keng ko‘lamda tadqiq qilishda asosiy shartlardan biri hisoblanadi.

Darxaqiqat, LMSQ darajasi P - uchun quyidagi ifodani yozish mumkin bo‘ladi.

$$P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{\Delta I}{I} = \Delta(\ln I) \quad (2.2.1)$$

Bu erda
$$\Delta I = \frac{I_+ - I_-}{2} \quad \text{va} \quad I = \frac{I_+ + I_-}{2}.$$

Agar gauss konturi formasi ko‘rinishiga ega, LMSQ hodisasini lyuminessensiya chizig‘i doirasida qarab chiqsak: $I = I_0 \exp [-(\nu_0 - \nu)^2 / \tilde{A}^2]$, bu erda ν - to‘lqin soni, G – nurlanish chizig‘ini yarim kengligi ($I = I_0/e$ holatida), ko‘rinib turibdiki yuqoridagi ifoda quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin.

$$P = \Delta(\ln I) = \left[\Delta(\ln I_0) - 2 \frac{(\nu_0 - \nu)}{\Gamma^2} \cdot \Delta \nu_0 \right] \quad (2.2.2)$$

Bu yerda $\Delta \nu_0 = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_0}{dH} \Delta H = \mu_0 H$ - nurlanish o‘tishlardagi zeeman chastota o‘zgarishlari, ya’ni atom sistemasidagi H bo‘ylama magnit maydon ta’siri bilan bog‘lik bo‘lgan, shuningdek tashqi magnit maydoni ta’sirida lyuminessensiya chizig‘i ikkita komponentaga ajralib kengayishini $\omega_0 \Rightarrow \omega_0 \pm \mu_0 H$ xarakterlaydi. Agar nurlanish sathosti holatida bol’sman joylashuvini hisobga olsak I_0 - ikkilamchi nurlanishning intensivlik chizig‘i quyidagi ifoda orqali aniqlanadi $I_0 \sim e^{-E'/kT}$, bu erda E' - nurlanish sathosti energiyasi, sathosti magnit momenti E' energiya bilan quyidagicha aniqlanadi: $\mu' = \frac{dE'}{dH}$, u holda (2.2.2) ifodani quyidagicha ko‘rinishda qayta yozishimiz mumkin.

$$P = - \left[\frac{\mu'}{kT} + \frac{2(\nu_0 - \nu)}{\Gamma^2} \mu_0 \right] H \quad (2.2.3)$$

Bu erda μ' – nurlanish holatini magnit momenti (nurlanish holatidagi zeeman komponentalarni shartli farqlangan termik joylashuvi), μ_0 – nurlanish o‘tishlar sodir bo‘ladigan oxirgi energetik holat magnit momenti.

Shu narsani ta'kidlab o'tish lozimki, LMSQ spektrini qayd qilishda ikki xil o'xshash holatni qarash mumkin: ikkilamchi nurlanish elliptikligi o'zgarmas bo'lganda H magnit maydon modulyatsiyasi, yoki doimiy H maydonda ikkilamchi nurlanish elliptikligini modulyatsiyalanishi.

Shunisi e'tirofliki, magnit maydoni ta'sirida lyuminessensiya sistemasida magnitoaktiv ionlarni asosiy va uyg'ongan holatlari o'rtasidagi nurlanish o'tishlar jarayonida o'zaro ajralish hodisasi, ya'ni odatda asosiy holatdagi yutilishda kuzatiladigan holat paydo bo'ladi. [14].

SHuning uchun ham, bu holatda LMSQ darajasini "paramagnit" tabiati to'g'risida gapirish mumkin bo'ladi, agar nurlanayotgan sath g'alayonlangan bo'lsa, kuzatilayotgan lyuminessensiyaning magnit sirkulyar qutblanishi o'yg'ongan holatdagi zeeman ajralish komponentalarini nisbiy joylashuvchanligi orqali aniqlanadi. (2.2.3) formuladagi birinchi qo'shiluvchi, bunda temperaturaviy bog'lanishni ifodalaydigan S – LMSQ daraja hadi (LMSQ da "paramagnit" ulushi [16] faqatgina ionning uyg'ongan holatidagi magnit ajralishlar kattaliklari to'g'risidagina emas, balki nurlanish holatini yashash vaqtini, uyg'otilgan holatning spin-panjara relaksatsiya (nurlanish) vaqtiga o'zaro nisbatini, uning issiqlashuv darajasi to'g'risida ham axborotlarni olish mumkin bo'ladi. Agar nurlantirilgan sath g'alayonlanmagan bo'lsa temperaturaga bog'liq bo'lmagan chiziqli spektral xarakterdagi LMSQ darajasi (polosa markazida nolga aylanadi), LMSQni "diamagnit" A – hadi [16], nurlanish o'tishlarning oxirgi holatidagi zeeman komponentalarining nisbatan siljishlari hisobiga paydo bo'ladi. (2.2.3) formuladagi ikkinchi qo'shiluvchi, S – LMSQ hadi lyuminessensiyaning qarama-qarshi sirkulyar-qutblangan komponentalarini spektral bog'lanishlarini intensivligini farqini qatnashmasligini (uyg'otilgan (nurlanish) "muzlatilgan" holatdagi zeeman sath ostidan farq qiluvchi holat, bu holda nurlanish polosalarini ajralishini hisobga olmaslik mumkin) va kuchli temperaturaviy bog'liqlikni xarakterlaydi.

Umumiy holda bunday oddiy modelni qo'llanilishida, LMSQ spektr darajasi to'g'ri qiyalik ko'rinishida bo'lib, nolga nisbatan (ikkilamchi nurlanish polosasi markazi) siljigan "paramagnit" doirasidagi kattalik ko'rinishida bo'ladi. LMSQ spektr darajasini S – hadi, bu kattalik zeeman energiyasini issiqlik energiyasiga ($\mu_B N/kT$) nisbatini ifodalaydi, H maydan kattaligi bilan temperaturaga teskari $1/T$ kattaliklar bir xil ko'rinishda bog'lanishga ega bo'lishlari kerak (yuqori T temperatura sohasi va H –chiziqli kichik maydonda).

Yuqorida bayon etilganlarning yaqqol namunasi sifatida, LMSQ spektr darajasini va disproziy-ittriy granat-alyuminat DyYAG ($\text{Dy}_{0,2}\text{Y}_{2,8}\text{Al}_5\text{O}_{12}$) lyuminessensiyasini o'lchash natijalarini qarab chiqamiz. Qaralayotgan ishda [25] optik va magnitooptik tadqiqotlarni o'tkazish jarayonida (001) kristallografik tekislikda yo'nalishlangan $\text{Dy}_{0,2}\text{Y}_{2,8}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($C_{\text{Dy}} \approx 6\text{ves.}\%$) monokristallaridan foydalanilgan. SHuningdek granat tuzilmaga ega Dy^{3+} ionida nurlanish o'tishlari bilan bog'liq bo'lgan ${}^6F_{9/2} \rightarrow {}^6H_{15/2}$ ($20000 \div 21000 \text{ sm}^{-1}$) va ${}^6F_{9/2} \rightarrow {}^6H_{13/2}$ ($17000 \div 17400 \text{ sm}^{-1}$) o'tishlar tadqiq etilgan. Uyg'otilish singari lyuminessensiya ham, "yorug'likda" H magnit maydon ($H // [001]$ - o'qda) kuchlanganligi $\sim 5 \text{ kOe}$ gacha bo'lganda magnitlangan yorug'likning nisbatan bo'ylama tarqalishida kuzatiladi.

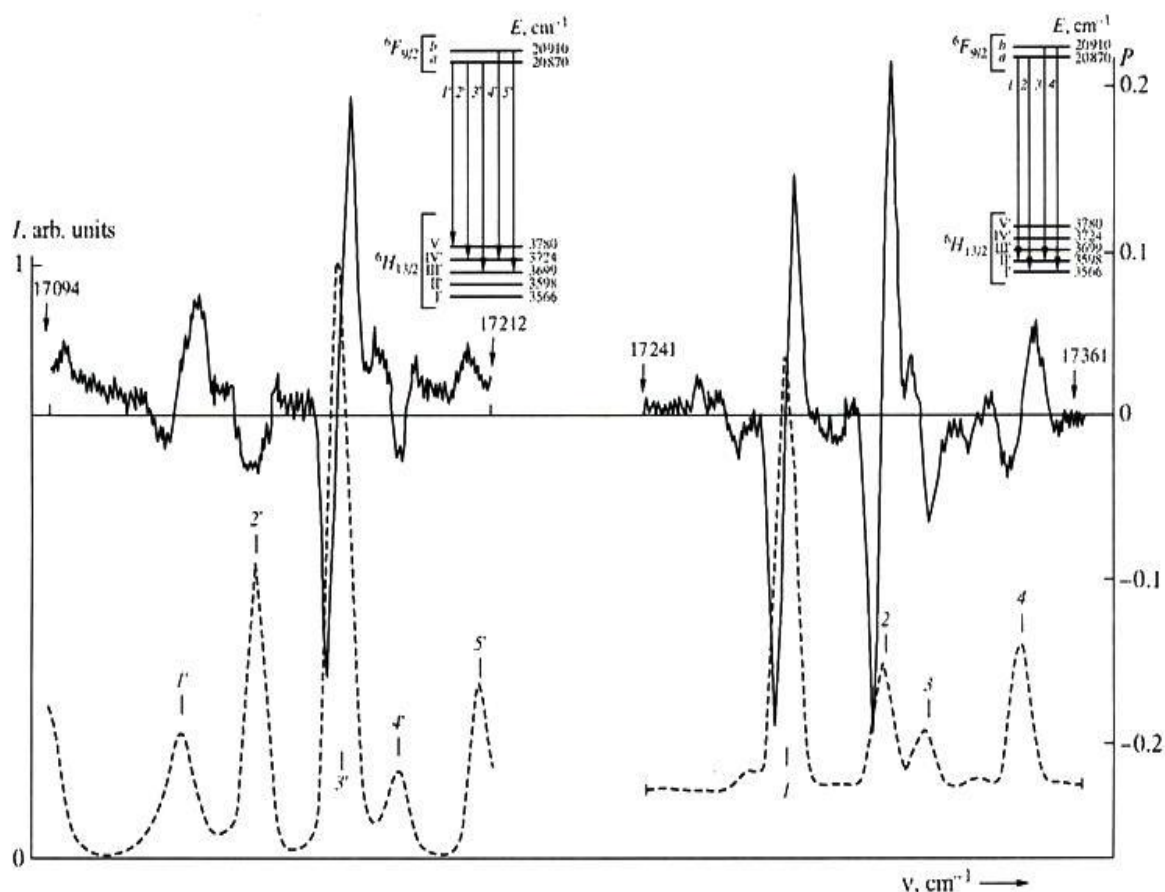
2.2.1-rasmda ko'rsatilgan LMSQ darajasini spektral bog'liqligi va lyuminessensiyadan kelib chiqib, ${}^6F_{9/2} \rightarrow {}^6H_{13/2}$ nurlanish o'tishda LMSQ darajasini spektral bog'liqligi qiya chiziqli bog'lanishni hosil qilib (lyuminessensiya chizig'i chegarasida), LMSQ darajasi "diamagnit" A –had uchun xarakterlidir [16,25], ya'ni lyuminessensiya markaziga mos keluvchi chiziqda effekt belgisini navbati bilan almashishi (masalan, chiziq -1 , -2 va $-3'$ 2.2.1-rasm). Temperaturani 300 K dan 85 K gacha tushib ketishi, P kattalikni ($3 \div 4$ martadan kam bo'lmagan holda) sezilarli oshishiga olib keladi, bu esa qaralayotgan chiziqda yarimkenglik G ni eksperimentalda kamayishini aniqlanishi bilan bog'liq bo'lgan holat bo'lishi mumkin (LMSQ darajasidagi "diamagnit" kattalikni ulushi $\sim 1/G^2$ [16]).

Magnitoptik nurlanish o'lchashlarda [16] LMSQ darajasi kattaligi ikkilamchi nurlanish chizig'i atrofida, ya'ni -1 (17270 sm^{-1}), -2 (17298 sm^{-1}) va $-3'$ (17166 sm^{-1}) 2.2.1-rasmda ko'rsatilgan, $T = 85 \text{ K}$ va $H = 4,5 \text{ kOe}$ qiymatlarda $P \sim 20 \div 25\%$ sezilarli ravishda o'ziga e'tiborni jalb qiladi.

Qiziqarli holatlardan biri, LMSQ darajasida -1 , -2 va $-3'$ lyuminessensiya chiziqlarida kutilmaganda, asosiy holda shtark sathosti Dy^{3+} ionini to'lqin funktsiya simmetriyasi xarakteri bilan bog'liq bo'lgan absolyut qiymati katta bo'lgan ($\sim 25\%$), $4f \rightarrow 4f$ nurlanish o'tishlarda kombinatsiyalangan absolyut kattalik hosil bo'ladi, bu asosan a o'yg'otilgan ${}^6F_{9/2}$ multipletda asosiy dublet sathostida ro'y berayotgan ${}^6H_{13/2}$ multipletning sathosti dubletlari I' – III' o'tishlar asosida ro'y beradi va bu H tashqi magnit maydonidagi zeeman ajralishlari kattaliklari bilan bog'liq emas [25].

Rasmdagi ko'rinish: NE-ioni Dy^{3+} (YAG)dagi shtark sathosti ${}^6F_{9/2}$ va ${}^6H_{13/2}$ multipletlar orasidagi nurlanish o'tishlar ko'rinishi [25]. ${}^6F_{9/2}$ va ${}^6H_{13/2}$ multipletlarning shtark sathosti energiyalari, asosiy dublet ${}^6H_{15/2}$ multiplet energiyasidan boshlab hisoblanadi. Barcha NE-ionlarning shtark sathosti multiplet energiyalari sm^{-1} da berilgan.

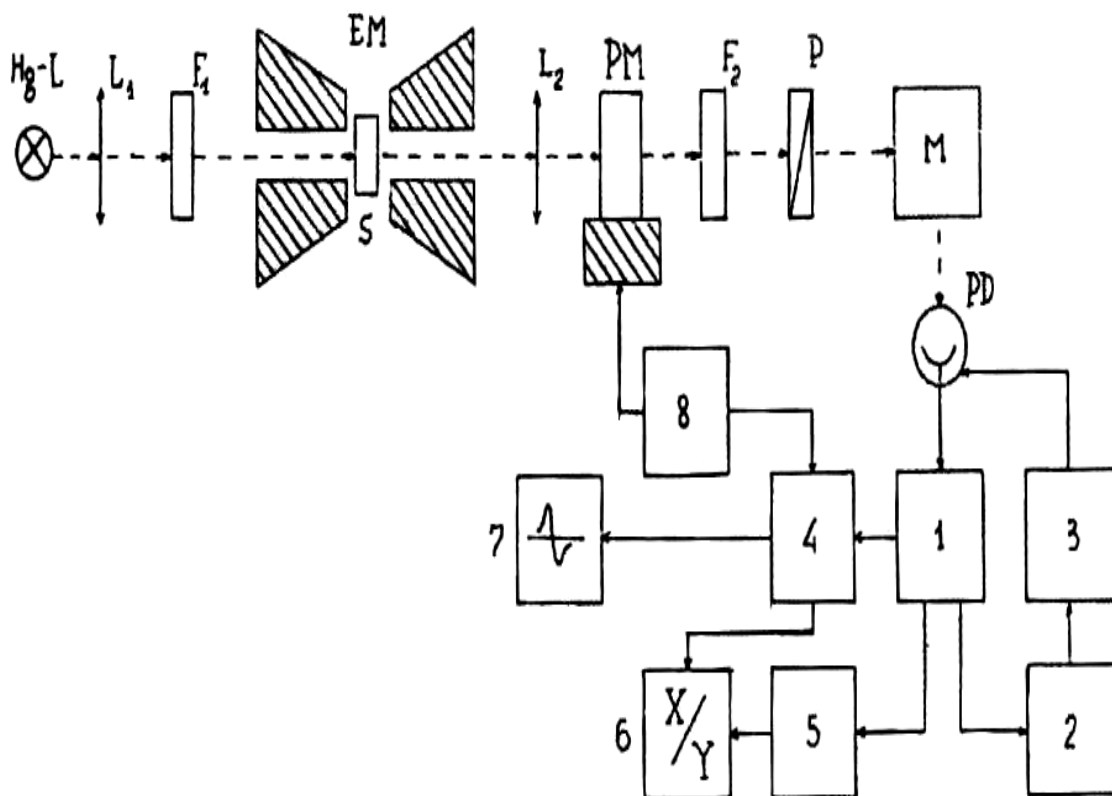
Lyuminessentsiya (fluoresstentsiya) spektrlarini qayd qilishda prinsipal sxemasi keltirilgan qurilmadan foydalanildi. Qo'zg'atuvchi ultrabinafsha nurlanish L_1 va L_2 kvartslar linzalardan tuzilgan kondensor yordamida S namunaga fokuslanadi. U optik kriostat ichida joylashtirilgan bo'lib, kriostat tekshirilayotgan namunani $T=78 \text{ K}$ azotning bug'lanish temperaturasigacha sovutishga imkon beradi va MDR-23 monoxromatorining namunalarga mo'ljallangan bo'lmachasiga joylashtiriladi. Keyin tekshirilayotgan namunaning ikkilamchi nurlanishi L^3 linza va M monoxromatori kirish tirqishi orasida, sochilgan qo'zg'atuvchi UF-nurlanishni deyarli to'liq yutuvchi va namunaning shu'lasini o'tkazuvchi, modulyator – obyektur (0) va (F^2) svetofiltiri joylashtiriladi.



2.2.1-rasm. $\text{Dy}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ paramagnit granatda, $T = 85 \text{ K}$ va $H = 4.8 \text{ kE}$ magnit maydonida, ${}^6\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{13/2}$ nurlanish o‘tishlarda LMSQ darajasi spektrlarining (yaxlit chiziq) va lyuminessensiya (uziq chiziq) ko‘rinishi.

UF-nurlanishi manbai sifatida yuqori bosimli DRSh-250 (yoki 500) simob lampalari UFS-5 (F^1) UF-filtrlari bilan birga foydalanilganda $450 \div 650 \text{ nm}$ to‘lqin uzunliklari sohasida ishlanganda effektiv “qirqish” (F^2) filtrlari sifatida “OS-11”, “JS-12” va “PF-0,5” polarizatsion svetofiltrlaridan foydalaniladi. Monoxromatordan o‘tgan yorug‘lik nurlanish (M) monoxromator chiqish tirqishi orqasida joylashtirilgan FEU (FEU- 71, 62) fotoko‘paytirgich fotokatodiga proeksiyalanadi. Qurilmaning sezgirlikni orttirish uchun chastotasi $f \approx 300 \text{ Gst}$ bo‘lgan modulyator – optyurator (0) amalga oshiradigan yorug‘lik oqimi intensivligi modulyatsiyasi qo‘llanildi. $f \approx 300 \text{ Gst}$ chastotali FEU nagruzka qarshiligida ajratiladigan o‘zgaruvchi elektr signal yuqori kirish qarshiligiga ega

bo'lgan birlamchi kuchaytirgich – takrorlagich yordamida kuchaytiriladi va u sinxron, kuchaytirgich vazifasini bajaradigan UPI – 1 (1) da kuchaytirib, detektrlanadi. maydoni ta'siri ostida izotrop jism bir o'qli kristall xossasiga ega bo'ladi va bu jismning optik o'qi magnit maydon yo'nalishiga parallel bo'ladi



2.2.2-chizma. MSPL darajasini tekshirish uchun qo'llaniladigan qurilma prinsipial sxemasi Hg-L- simob lampasi; L₁ -kondensor – shishalinza F₁ – UF-filtr; EM - elektromagnit; S - namuna; RM – qutblanishning fotoelastik modulyatori; F₂ – svetofiltr R – qutblagich (analizator) M – monoxromator; RD - fotoko'paytirgich; 1 – birlamchi ko'paytirgich (RUP); 2 – o'rtacha tok stabilizator bloki FEU 3 – yuqori kuchlanishli to'g'rilagich 4 – sinxron kuchaytirgich (sinxron detektorli selektiv kuchaytirgich); 5 - doimiy tok kuchaytirgichi; 6 – ikki signal nisbatini o'lchovchi blok; 7 – samonisest; 8 – avtogenerator.

O'lchashlar natijasida intensivlik fluoktuatsiyasi ta'sirini kamaytirish maqsadida DRSh – 250 (yoki 500) lampa yorug'lik oqimi intensivlik bo'yicha stabillashtirish amalga oshirildi.

II-bob xulosasi

Doira bo'yicha qutblangan yorug'lik hosil qilish uchun amplitudalari teng, fazalar farqi $\pi/2$ va o'zaro 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 kerak.

To'lqin uzunliklari ancha xilma-xil bo'lganda ikkala to'lqin uchun sinish ko'rsatkichlari to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lishini (dispersiya) e'tiborga olish kerak; sinish ko'rsatkichlarining ayirmasi ham to'lqin uzunligiga qarab o'zgaradi. Bu hol tufayli, bir-biriga yaqin bo'lgan ikki to'lqinni ajratishda qutblangan yorug'likning kristall orqali o'tishidan foydalanish mumkin ekan.

Tabiiy yorug'lik kristall plastinkadan o'tganda yorug'lik-ning ichki strukturasi o'zgaradi, masalan, xilma-xil joylashgan yassi qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'lgan tabiiy yorug'lik yana tabiiy yorug'likka aylanadi, biroq endi u xilma-xil joylashgan elliptik qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'ladi.

LMSQ spektrini qayd qilishda ikki xil o'xshash holatni qarash mumkin: ikkilamchi nurlanish elliptikligi o'zgarmas bo'lganda H magnit maydon modulyasiyasi, yoki doimiy H maydonda ikkilamchi nurlanish elliptikligini modulyasiyalanishi.

Xotima

Markaziy maydon tenglamalarining qo'llanilishini o'rganishga bog'ishlangan malakaviy bitiruv ishini bajarishda quyidagi xulosalar qilishim mumkin.

1. Markaziy maydon tenglamalarining qo'llanilishini bo'yicha ilmiy va ommabop manbalardan yetarlicha ma'lumotlar to'plandi.
2. Nurlanayotgan sath g'alayonlangan bo'lsa, kuzatilayotgan lyuminessensiyaning magnit sirkulyar qutblanishi uyg'ongan holatdagi zeeman ajralish komponentalarini nisbiy joylashuvchanligi orqali aniqlanar ekan.
3. To'lqin uzunliklari ancha xilma-xil bo'lganda ikkala to'lqin uchun sinish ko'rsatkichlari to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lishini (dispersiya) e'tiborga olish kerak; sinish ko'rsatkichlarining ayirmasi ham to'lqin uzunligiga qarab o'zgaradi. Bu hol tufayli, bir-biriga yaqin bo'lgan ikki to'lqinni ajratishda qutblangan yorug'likning kristall orqali o'tishidan foydalanish mumkin ekan.
4. Tabiiy yorug'lik kristall plastinkadan o'tganda yorug'lik-ning ichki strukturasi o'zgaradi, masalan, xilma-xil joylashgan yassi qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'lgan tabiiy yorug'lik yana tabiiy yorug'likka aylanadi, biroq endi u xilma-xil joylashgan elliptik qutblangan to'lqinlar to'plamidan iborat bo'ladi.
5. Malakaviy bitiruv ishi uchun rejalashtirilgan ishlarini nihoyasiga etkazdim deb o'ylayman.

ABIYOTLAR RO'YXATI

1. Kramers H. A. Proc. Acad. Sci., Amsterdam, 1930, V.33, P. 959.
2. Landau L.D., Lifshits E.M. *Elektrodinamika sploshnykh sred.* M: «Nauka», 1982, 620 S.
3. Kramers H. A. and Heisenberg W., Z. Physik, 1925, V.31, P. 681; Born M., Heisenberg W., and Jordan P. Z. Physik, 1926, V.35, P.570.
4. Блохинцев Д.Д. *Основы квантовой механики.* М: «Высшая школа», 1961, 437 С.
5. Stephens P.J. Magnetic circular dichroism.// Advan. Chem. Phys., 1976, Vol.35, pp. 197-264.
6. Шатц П.Н., Мак-Каффри А.Д. Эффект Фарадея.// Успехи химии – 1971. - Т.11. - В.9. - с.1698-1725.
7. Звездин А.К., Котов А.В. *Магнитооптика тонких пленок.* М: «Наука», 1988, 190 С.
8. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики.* М: «Наука», 1982, 620 С.
9. Писарев Р.В. Магнитное упорядочение и оптические явления в кристаллах: в кн. *Физика магнитных диэлектриков.* Л.: «Наука», 1974, С. 356-450.
10. Shen Y.R. Faraday rotation of rare-earth ions. I. Theory. //Phys. Rev., 1964, V. 133, No 2A, A511.
11. Ельяшевич М.А. *Спектры редких земель.* - М: Гостехиздат, 1953. - 456с.
12. A. K. Zvezdin and A. V. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials.* Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997.
13. U.V. Valiev, J.B. Gruber, G.W. Burdick. *Magneto-optical spectroscopy of the rare-earth compounds: development and application.* Scientific Research Publishing, Irvin, USA, 2012, p.143.

14. Stephens P.J. Magnetic circular dichroism.// *Advan. Chem. Phys.*, 1976, Vol.35, pp. 197-264.
15. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*. М: «Мир», 1985. 294 С.
16. Запасский В.С., Феофилов П.П. Развитие поляризационной магнитооптики парамагнитных кристаллов // *УФН.* – 1975. - Т.116. - В.1. - с.41-78.
17. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров*. М: Наука, 1977. 219 С.
18. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента*. Л: «Наука», 1975, 439 С.
19. Валиев У.В., Клочков А.А., Попов А.И., Соколов Б.Ю.// *Опт. и Спектр.*, 1989, Т.66, в.3, с.612-616.
20. Валиев У.В., Клочков А.А., Неквасил В., Попов А.И., Соколов Б.Ю.// *ФТТ*, 1987, Т. 29, В. 6, С.1640.
21. Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений*. М: МГУ, 1985, 336 С.
22. Валиев У.В., Клочков А.И., Неквасил В. Магнитооптика $4f-5d$ переходов в $YAlG$, активированном редкоземельными ионами Ce^{3+} , Tb^{3+} , Nd^{3+} // *Опт. и Спектр.* 1993, Т.75, В.1, С.54-68.
23. Riehl J.P. and Richardson F.S. General theory of circularly polarized emission and magnetic circularly polarized emission from molecular systems// *J. Chem. Phys.* - 1976. - V.65. - No3. - P.1011 – 1021
24. Кардона М. *Модуляционная спектроскопия*. М.: «Мир», 1972, 417 С.
25. Валиев У.В., Gruber J.B., Рахимов Ш.А., Соколов В.Ю. Магнитоциркулярная поляризация люминесценции диспрозий-иттриевого граната – алюмината $Dy_{0.02}Y_{2.8}Al_5O_{12}$ // *Опт. и Спектр.* 2004, Т.96, № 4, С.608-614.

