

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

SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika fakulteti

Nazariy fizika va kvant elektronikasi kafedrası

Sabirov L.M

NOCHIZIQLI OPTIKA

(5A-140202 fizika (Lazer fizikasi) mutaxassisligi uchun ma’ruza matni)

SAMARQAND - 2016 YIL

SO‘ZBOSHI

O‘zbek tiliga davlat tili maqomi berilgandan keyin o‘quv yurtlari va ta’lim muassasalarida darslarni o‘zbek tilida o‘tish va darsliklarni ham o‘zbek tilida yozish ishlariga alohida ahamiyat beriladigan bo‘ldi. Ilmiy-pedagogik faoliyatimiz davomida yana shunga ishonch hosil qildikki, o‘quvchi-talabalar har qanday fan asoslarini o‘z ona tilida o‘rgansalar uning mohiyatini yaxshi anglab yetadilar. Fan asoslarini yaxshi egallagan yoshlarga esa o‘z bilimlarini yanada chuqurlashtirish uchun xorijiy tillarda yozilgan adabiyotlardan foydalanish qiyinchilik tug‘diradi. Biz rus tilida foydalangan adabiyotlar asosan ilmiy-monografiya bo‘lib, kam nusxada bosmadan chiqarilgan. Ularni hozir kutubxona va qiroatxonalardan topib bo‘lmaydi. Talabalarga esa mustaqil shug‘illanishlari uchun adabiyotlar kerak. Uslubiy qo‘llanma bu sohadagi kamchilikni bir muncha to‘ldiradi degan umiddamiz.

Lazerlarning kashf etilishi va uning inson faoliyatining turli jabhalarida keng qo‘llanilishi yorug‘lik hodisalariga qiziqishni yanada oshirgan bo‘lsa, boshqa tomondan, lazerlar yordamida molekular-optik hodisalarni kuzatish osonlashdi. Natijada chiziqli bo‘lmagan optik hodisalarni ham kuzatish va tadqiq etish qiyin bo‘lmay qoldi. Shu sababli kitobning oxirgi bobida nochiziqli optik hodisalarni bayon qildik, ularning nazariy va amaliy jihatlariga to‘xtaldik. Shuning uchun bu kitob optika va kvant elektronikasi mutaxassisligi bo‘yicha tayyorlanayotgan magistrantlar, aspirantlar va fizika fakultetida xizmat qilayotgan yosh mutaxassislarni qiziqtiradi deb umid qilamiz.

Qo‘llanmani tayyorlashda adabiyotlar ro‘yxatida keltirilgan asarlardan foydalandik. Bizni ilm yo‘liga boshlagan ustozlarimiz M.F.Vuks va I.L.Fabelinskiyning xotiralarini hurmat bilan yodga olgan holda ular yozgan asarlar va bizlarga o‘qigan ma’ruzalar matnidan ham foydalanganimizni alohida qayd qilamiz. Molekular optik hodisalarni tadqiq etishni Samarqandda boshlab bergan marhum ustozimiz A.Q Otaxo‘jayevni esladik va asarlaridan foydalandik. Yozgan kitobimiz kamchiliklardan xoli deya olmaymiz. Kamchiliklarimizni ko‘rsatgan har bir o‘quvchiga avvaldan minnatdorchilik bildirib qolamiz.

NOCHIZIQLI HODISALAR FIZIKASI

1. Kirish
2. Chiziqli bo'lmagan dielektrlarning skalyar nuqtai nazardan tahlili.
3. Chiziqli bo'lmagan dielektrlarning tenzor ko'rinishi.
4. Optikaviy detektorlash va garmonikalar generatsiyasi.
5. Ikkinchi garmonikani kuzatish
6. Yorug'likni o'z o'zini fokuslashi va kanalizatsiya qilish
7. Yorug'likni o'z o'zini difraksiyalashi
8. Yorug'likning ko'p fotonli yutilishi
9. Yorug'likning parametrik generatsiyasi. Lazerlarda nurlanish chastotasini bir maromda tekis o'zgartish.
10. Yorug'likning majburiy sochilishi.
11. Majburiy Mandelshtam-Brillyuen sochilishi
12. Yorug'likning majburiy kombinatsion sochilishi.
13. Reley chizig'i qanotining majburiy sochilishi ultratovush to'lqinlar generatsiyasi.

Tayanch iboralar: nochiziqlilik, lazerlar, dipol momenti, qabul qiluvchanligi, dielektrik singdiruvchanlik, garmonika, chastota, yorug'lik difraksiyasi, anizotropik, tenzor, detektorlash, impuls, fazalar farqi, to'lqin sinxronizmi, intensivlik, to'lqin fronti, generatsiya, difraksiya, fokuslash, interfrensiya, fotonli yutilish, majburiy sochilgan yorug'lik spektri, nozik struktura, kogerentlik, damlash, rezonator, Fabri-Pero interferometri, fluktuatsiya, akustaoptik usul.

Dars o'tish vositalari: sinf doskasi, plakatlar, ilmiy jurnallar va ilmiy maqolalar, fundamental darsliklar, tarixiy ma'lumotlar, fizik entsiklopediyalardan foydalaniladi.

Dars o'tish usullari: takrorlash, ma'ruza, suhbat, savol-javob va jonli muloqot o'tkaziladi; har bir iboraga izoh berib o'tiladi.

.

KIRISH

Chiziqli bo'lmagan yorug'lik hodisalari molekulyar optik hodisalardan bo'lib, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirlashuvida yuzaga keladi. XX asrning 60-yillarida lazerlar fizikasining gurkurab rivojlanishi bilan chiziqli bo'lmagan optika ham intensiv taraqqiy eta boshladi. Lazerlarning juda katta oniy quvvatga ega bo'lgan yorug'lik impulsini vujudga keltirishi uning yanada rivojlanishiga imkon berdi, chunki bunday kuchli yorug'lik oqimi tarqalayotgan muhitda superpozitsiya prinsipidan keskin chetlanish yuz beradi va intensiv chiziqli bo'lmagan jarayonlar rivojlana boshlaydi. Shular bilan bir qatorda chiziqli bo'lmagan effektlar juda kuchli namoyon bo'ladigan maxsus kristallar yaratildi. Umuman olganda bularning hammasi chiziqli bo'lmagan optika deb ataladigan yangi juda muhim sohaning vujudga kelishiga olib keldi.

Elektr va magnetizmga nochoiziqli hodisalar XIX asrdayoq ma'lum bo'lgan. Ferromagnitliklar magnitlanishidagi to'yinish, gazlarda elektr razryadi, yarim o'tkazgichlarda $p-n$ o'tishlar hossalari va boshqa xil fizikaviy qonunlardan chetlanishlar shu aytilganlarga misol bo'ladi. Fototokning to'yinishini ham shu jumlagi kiritish mumkin.

Fan tarixiga nazar tashlasak, optikaning chiziqli qonunlaridan chetlanish birinchi marta yorug'likning yutilish qonunida kuzatilgan. 1727 yilda nemis olimi Pyer Buger (1728-1777) va A.Ber 1852 yilda yorug'likning yutilish qonunini kashf qilganlar. Bu qonun

$$J = J_0 e^{-\delta l}$$

shaklida yoziladi. Bu yerda J_0 - moddaga tushayotgan yorug'lik intensivligi, J - moddadan o'tgan yorug'lik intensivligi, λ - modda qatlami qalinligi, δ - yorug'likning shu moddada yutilish koeffitsiyenti. Bunda minus ishorasi yutilish hisobiga moddadan o'tgan yorug'lik intensivligi kamayishini bildiradi, ya'ni $J < J_0$ bo'ladi. Moddaga tushuvchi yorug'lik intensivligi 10^{20} martdagacha o'zgarishi intervalida ham bu qonun to'liq bajariladi. 1923 yilda rus olimlari S.I. Vavilov (1891-1951y) va V.L.Levshin (1896-1969y) uranli shishalardan katta

intensivlikdagi yorug'lik o'tganda yorug'lik yutilishining kamayishini, ya'ni yutilish qonunining bajarilmaganligini kuzatadilar va bu holni kuchli yorug'lik ta'sirida modda atomlarining ko'pchiligi uyg'ongan holatga o'tadi va yorug'likni ortiqcha yutish imkoni bo'lmaydi deb tushuntirdilar. S.I.Vavilov bu hodisani optikaning chiziqli qonunlaridan chetlanish, nochiziqli optik hodisalardan biri deb hisobladi.

Yorug'likning yutilishi dispersiya bilan bog'liq, demak, yorug'likning muhitdagi tezligi ham tushayotgan yorug'lik quvvatiga bog'liq bo'lib qoladi. Shu sababli yorug'likning ikkilanib sinishi, dixroizm, optik aktivlik va boshqa ko'pchilik optik hodisalarda optikaning klassik qonunlaridan chetlanish yuz berishi mumkin, deb yozgan edi S.I.Vavilov. Optikaning keyingi rivojlanishi, ayniqsa lazerlar yaratilgandan keyingi kashfiyotlar S.I.Vavilovning bashoratlari to'g'riligini tasdiqladi. Olimning bashorati tasdiqlanganligini va nochiziqli optika tushunchasini ham fanga birinchi bo'lib shu olim kiritganini hisobga olsak, nochiziqli optikaning asoschisi S.I.Vavilov ekanligiga qa'tiy ishonch hosil qilamiz.

Lazerlarning qo'llanilishi tufayli kuzatila boshlagan ko'plab nochiziqli hodisalarni tadqiq qilib, olimlar bu hodisalar faqat muhitning kuchli yorug'lik ta'sirida uyg'ongan atom va molekulalar bilan to'yinishi emas, boshqa sabablarga bog'liq ekanligini aniqladilar. Quyida shu sabablar va turli nochiziqli optik hodisalar haqida qisqacha so'z yuritamiz.

1§. CHIZIQLI BO‘LMAGAN DIELEKTRIKLARNING SKALYAR NUQTAI NAZARDAN TAHLILI

Molekular-optik hodisalarning hammasi molekula yoki atomning qutblanuvchanligi bilan xarakterlangani kabi chiziqli bo‘lmagan optik hodisalar ham qabul qiluvchanligi va umuman muhitning qutblanishi bilan bog‘liq. Chunki nochiziqli optik hodisalar ham kuchli yorug‘likning modda bilan o‘zaro ta’siri natijasida yuzaga keladi. Har bir nochiziqli optik hodisani ikki bosqichdan iborat deb tasavvur qilish mumkin. Birinchidan, tushgan kuchli yorug‘lik muhitda nochiziqli aks-sado qo‘zg‘atadi. Ikkinchidan, qo‘zg‘algan bu aks-sado o‘z navbatida yorug‘likning elektr maydonini nochiziqli o‘zgartiradi. Birinchi xil o‘zgarishlar moddiy tenglamalar bilan ifodalansa, ikkinchi xillari Maksvell tenglamalari bilan ifodalanadi.

Chiziqli optikada siyraklashtirilgan izotrop molekulali gazga yorug‘lik tushayotgan bo‘lsa, gaz molekulasiga ta’sir etayotgan maydon kuchlanganligi tashqi maydon kuchlanganligiga teng deb olsa bo‘ladi. Bu to‘g‘rida “Molekular optika” kitobimizning birinchi qismida to‘liq ma’lumot berilgan. Aytaylik, oddiy intensivlikdagi kogerent bo‘lmagan yorug‘lik shu izotrop muhitga tushayotgan bo‘lsin. Uning elektr maydoni ta’sirida dielektrik molekulasi qutblanadi. Molekulaning qutblanish kattaligi, yoki buni molekulaning dipol momenti ham deyiladi, maydon kuchlanganligiga proporsional bo‘ladi.

$$p = \alpha \cdot E \quad (1)$$

Bu formulada r - molekula yoki atomning dipol momenti, E - tushayotgan yorug‘lik elektr maydonining kuchlanganligi, α - proporsionallik koeffitsiyenti bo‘lib, uni molekulaning qutblanuvchanligi deyiladi (o‘lcham birligi sm^3). Hamma molekulyar optik hodisalar shu kattalik bilan ifodalanadi. Qabul qiluvchanligini atom yoki molekulaning chiziqli elektr qabul qiluvchanligi deb atasa ham bo‘ladi. Muhitning 1sm^3 hajmining dipol momenti yoki qutblanishini topish uchun (1) ni 1sm^3 hajmdagi zarralar soniga ko‘paytirib olamiz:

$$P = Np = N\alpha E = aE \quad (2)$$

Bu yerda $N \cdot 1\text{sm}^3$ hajmdagi zarralar soni, $a = N\alpha$ - chiziqli makroskopik dielektrik qabulchanlik-dielektrik hajm birligining qutblanuvchanligi. Muhitning dielektrik sindiruvchanligi ε dielektrik qabul qiluvchanligi bilan qo'ydagicha bog'langan.

$$\varepsilon = 1 + 4\pi a \quad (3)$$

Dielektrik sindiruvchanlik muhitning n -sindirish ko'rsatgichi bilan quydagi

$$\varepsilon = n^2 \quad (4)$$

bog'liqligini hisobga olsak, sindirish ko'rsatgichining dielektrik qabulchanlik a bilan, demak, muhitning qutblanishi bilan bog'liqligini qo'ydagicha ifodalaymiz.

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + 4\pi a} = \sqrt{1 + 4\pi \frac{P}{E}} \quad (5)$$

Yuqorida keltirilgan (1)-(5) formulalarni qanoatlantiradigan muhitlar chiziqli dielektriklar deb ataladi.

Shunday qilib, yorug'lik maydonining ta'siriga muhitning aks-sadosi (2) tenglik bilan ifodalansa, bunday muhitda klassik optikaning superpozitsiya prinsipi bajariladi. Bu tenglama moddiy tenglama deb ataladi. Klassik optikaning barcha hodisalarida chiziqlilik shu moddiy tenglamada ifodalanadi.

Masalan, muhitning tushuvchi yorug'lik maydoni ta'siriga aks-sadosi shunda namoyon bo'ladiki, muhitning har bir zarrasi qutblanib, uning elektroni tashqi yorug'lik maydoniga mos tebranuvchi garmonik ossillyatorga aylanadi va o'zidan garmonik ikkilamchi to'lqinlar tarqata boshlaydi.

Bu yorug'lik va muhitning o'zaro ta'sirining birinchi bosqichi. Ikkinchi bosqichida ikkilamchi garmonik to'lqinlar tushuvchi yorug'lik to'lqinlari bilan qo'shilib qaytgan, singan va sochilgan yorug'lik nurlarini hosil qiladi. Tushayotgan yorug'likning bir qismi muhitda yutiladi. Tushuvchi va ikkilamchi yorug'lik to'lqinlari faza jihatidan farq qilganligi sababli yorug'likning muhitdagi faza tezligi bo'shliqdagi tezlikdan farq qiladi, natijada muhitning sindirish ko'rsatgichi birdan farq qiladi. Bu yorug'lik to'lqinlari ham Maksvell tenglamalari bilan ifodalanadi, ammo bu tenglamalarda muhitning qutblanishi hisobga olinadi. Tushuvchi yorug'lik intensivligi katta bo'lmaganda qutblanish ham chiziqli, uning ta'sirida yuz berayotgan barcha yorug'lik hodisalari ham chiziqli bo'ladi.

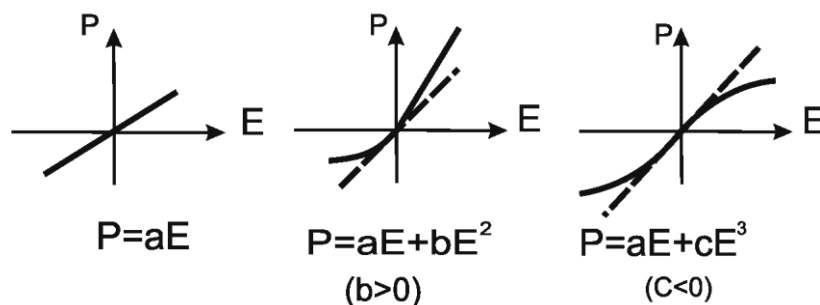
Tashqi maydon ta'sirida tebranayotgan elektronni hamma vaqt ham garmonik ossillyator deb bo'lmaydi. Kondensirlangan muhitda atomga boshqa zarralarning ta'siri yoki tashqi kuchli maydonlarning ta'siri natijasida ossillyator angarmonik ossillyatorga aylanadi. Tashqi kuchli maydon sifatida lazer nurlari maydonini qabul qilish mumkin.

Tashqi maydonning kuchli yoki kuchsizligini atomning ichki maydoni bilan solishtirish asosida aniqlanadi. Sodda hisoblashlar atomning ichki maydon kuchlanganligi $E_a \approx 10^9 \text{ e/cm}$ ekanligini ko'rsatdi. Bu atomlar ichki maydonining maksimal qiymati. Ayrim atomlarda ichki maydon kuchsizroq, hatto yarim o'tkazgichlarda $E_a = 10^7 - 10^8 \text{ e/cm}$ ni tashkil etadi. Oddiy monoxromatik bo'lmagan yorug'lik manbalari intensivligi $J = 1 \div 10 \text{ em/cm}^2$ bo'lib, unga $E = 0,1 \div 10 \text{ e/cm}$ kuchlanganlik to'g'ri keladi. Lazer nurlari maydon kuchlanganligi $E_a = 10^5 \div 10^7 \text{ e/cm}$, intensivligi esa $J = 10^8 \div 10^{10} \text{ em/cm}^2$. Bu kuchlanganliklarni atom bilan solishtirsak monoxromatik bo'lmagan oddiy manbalardan chiqayotgan yorug'likni kuchsiz, lazer nurlarini kuchli deb qarash mumkin. Shu sababli lazer nurlari bilan yoritilgan dielektrik qutblanishi R maydon kuchlanganligi E bilan nochiziqli bog'lanishga ega bo'ladi.

Dielektriklarning qutblanishi chiziqli bo'lmagan munosabatlar orqali aniq ifodalanadi.

$$P = aE^1 + bE^2 + cE^3 \quad (6)$$

bu yerda b va s ikkinchi va o'chinchii tartibli makroskopik qabul qiluvchanligilar hisoblanadi. Tashqi maydon kuchsiz bo'lganda dielektriklarning qutblanishi (6) ning birinchi hadi bilan ifodalanadi, ikkinchi va uchinchi hadlari hisobga olinmasa ham bo'ladi. Tashqi maydon kuchli bo'lganda dielektriklarning nochiziqli hossalari ham namoyon bo'laboshlaydi, bu holda tenglikning keyingi hadlarini ham hisobga olish kerak. Agar $b=c=0$ bo'lsa, bu tenglik chiziqli dielektrikni ifodalaydi, $c=0$ bo'lsa, chiziqli bo'lmagan kvadratik dielektrikni, $b=0$ bo'lsa chiziqli bo'lmagan kubik dielektrikni ifodalaydi. Bu uch xil dielektrik uchun R va E orasidagi bog'lanishni chizmada quydagicha ifodalasa bo'ladi:



22-Rasm

Kvadratik dielektrikka

$$E = E_0 \cos \omega t \quad (7)$$

ko‘rinishidagi sinusoidal to‘lqin tushayotgan bo‘lsin (23- Rasm), u vaqtda dielektrikning qutblanishi R ning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi sinusoidadan farq qiladi.

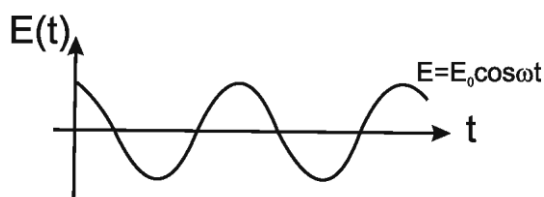
(6) tenglikda $s=0$ deb olib, unga (7) ni qo‘ysak,

$$P = aE_0 \cos \omega t + bE_0^2 \cos^2 \omega t \quad (8)$$

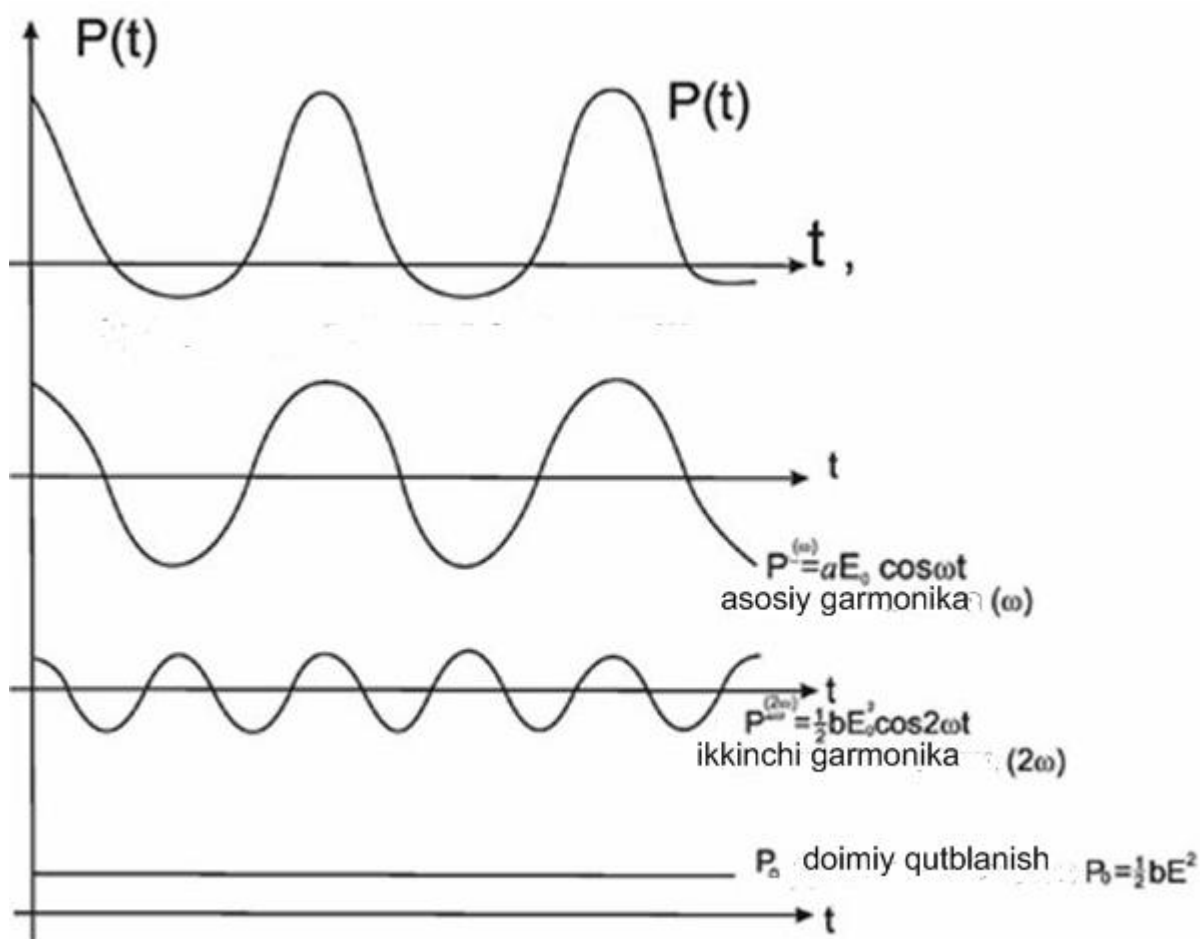
Trigonometriyadan $\cos^2 \omega t = \frac{1}{2}(\cos 2\omega t + 1)$ ekanligini hisobga olsak, (8) ni yozamiz:

$$P = aE_0 \cos \omega t + \frac{1}{2}bE_0^2 \cos 2\omega t + \frac{1}{2}bE_0^2 \quad (9)$$

Qutblanish R va E ning vaqt bo‘yicha o‘zgarish grafiklarini chizsak, quydagini hosil qilamiz:



23-Rasm



24 - Rasm

(9) formuladan va bu rasm 3 dan ko‘ramizki, $P(t)$ qutblanishni uchta tashkil etuvchiga ajratish mumkin: tushuvchi nurning asosiy chastotasiga (ω) bog‘liq bo‘lgan; ikkilangan chastotasiga (2ω) yoki ikkinchi garmonikaga bog‘liq bo‘lgan; doimiy qutblanish qismiga ajratish mumkin.

Berilgan garmonik tebranishlardagi maydon kubik dielektrikka tushayotgan bo‘lsa, u holda qutblanish ikkita tashkil etuvchidan iborat bo‘ladi: asosiy va uchinchi garmonika ta’sirida tebranayotgan qutblanishdan iborat.

Trigonometriyadan $\cos^3 \omega t = \frac{1}{4}(\cos 3\omega t + 3\cos \omega t)$ ni hisobga olsak,

$$P = aE_0 \cos \omega t + \frac{3}{4} c E_0^3 \cos \omega t + \frac{1}{4} c E_0^3 \cos 3\omega t \quad (10)$$

(10) ning birinchi va ikkinchi hadi R ning asosiy qismini tashkil etadi, uchinchi had uchinchi garmonika ta’sirida hosil bo‘lgan qutblanish qismini tashkil etadi.

Shunday qilib, chiziqli dielektrlarning qutblanishini (2) skalyar tenglamalar bilan ifodalash mumkin. Shu tenglama yordamida nochiziqli dielektrik qutblanishini ham skalyar nuqtai nazardan ifodalashga harakat qildik. Albatta, bu aytilganlar izotrop muhit uchun, ya'ni qutblanuvchanligi hamma yo'nalishda bir xil bo'lgan muhit uchun to'g'ri bo'lar edi. Ammo tabiatda dielektrlarning asosiy ko'pchiligi anizotrop bo'lib, qutblanuvchanligi tenzor hossasiga ega. Dielektrlarning tenzor ko'rinishlari haqida quyida alohida to'xtalamiz.

2-§. CHIZIQLI BO'LMAGAN DIELEKTRIKLARNING TENZOR KO'RINISHLARI

Qabul qiluvchanligi molekula elektron bulitining tashqi maydon ta'sirida deformatsiyalanish darajasini bildiradi. Dielektrlarning asosiy ko'pchiligi anizotrop bo'lib, molekulalarning qutblanuvchanligi turli yo'nalishda turlicha qiymat oladi, ya'ni qabul qiluvchanligi anizotropdir. Anizotrop molekulada induksiyalangan dipol momenti tashqi maydon bilan ustma-ust tushmaydi. Lekin molekulada shunday, uch yo'nalish borki, bu uch yo'nalish asosiy qabul qiluvchanligi o'qlari deyiladi. Bu o'qlardan birontasi tashqi maydon bilan ustma-ust tushsa induksiyalangan dipol momenti ham tashqi maydon bilan parallel bo'lishi mumkin. Aksariyat hollarda bu paralellikni ko'rmaymiz.

Anizotrop molekulaning joylashishiga qarab aksariyat moddalar ma'lum bir simmetriyaga ega bo'lgan anizotrop dielektrlarga aylanadi. Ularning makroskopik qabul qiluvchanligilari ham anizotrop bo'ladi, ya'ni to'g'ri yo'nalishda turlicha qiymat oladi. Qabul qiluvchanligining anizotropligi haqida "Molekulyar optika" kitobimizning I qismidan kengroq ma'lumot olish mumkin. Berilgan dielektrlarni ma'lum simmetriyaga ega bo'lgan kristall deb hisoblasak, unga ta'sir etayotgan tashqi E maydonning kristallning qabul qiluvchanligi bosh o'qlariga proyeksiyasini E_1, E_2, E_3 deb olsak yoki umumiy holda E_j deb olsak bo'ladi. Maydonning bu tashkil etuvchilari kristallning bosh o'qlari bo'yicha qutblanishni hosil qiladi. Qutblanishning tashkil etuvchilarini P_1, P_2, P_3 yoki

umumiy holda P_i deb olsak, qutblanish va maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanish murakkab ko'rinishni oladi:

$$P_i = a_{ij} E_j \quad (11)$$

Bunda i va j indekslar 1,2,3 bo'lgan uchtdan qiymat oladi. Demak, (11) tenglama (2) tenglamaning uchtasidan iborat, ammo har biri uch haddan iborat, chunki P_i ning har bir o'qdagi qiymatini E_j ning har bir tashkil etuvchisi induksiyalaydi. Uch tenglama sistemasida a_{ij} ning indekslari kombinatsiyasi bilan belgilanadigan 9-ta had bo'ladi. (11) ni quyidagicha yozib olsa bo'ladi:

$$\begin{aligned} P_1 &= a_{11}E_1 + a_{12}E_2 + a_{13}E_3, \\ P_2 &= a_{21}E_1 + a_{22}E_2 + a_{23}E_3, \\ P_3 &= a_{31}E_1 + a_{32}E_2 + a_{33}E_3, \end{aligned} \quad (12)$$

Biz hozir bu sistemani faqat ichki koordinata o'qlari uchun yozdik. Agar uni tashqi koordinata o'qlari bilan almashtirish formulalarini yozsak, yanada murakkablashib ketadi. Bu almashtirishlar o'rganilayotgan mavzuga kirmaydi. Koeffisiyent $[a_{ij}]$ ikkinchi tartibli tenzor bo'lib, uning tashkil etuvchilari (12) formulalar sistemasidan kurinib turibdiki, 9-ta bo'ladi. Simmetrik tenzorda $a_{ij} = a_{ji}$ tashkil etuvchilar teng bo'lganligidan tashkil etuvchilar 6-taga tushib ketadi. Ayrim kristallarda a_{ij} tashkil etuvchilar nolga tenglashib, faqat a_{11} , a_{22} , a_{33} bo'lgan uchta hadlar qoladi. Bu hadlar tenzorning diagonali deyiladi. Boshqa xil kristallarda $a_{11} = a_{22}$, a_{33} bo'lgan ikkita had qoladi. Kubik simmetriyaga ega bo'lgan kristallarda $a_{11} = a_{22} = a_{33}$ bo'lib, faqat bitta tashkil etuvchi qoladi, u holda izotrop dielektrikka tegishli (2) formulaga qaytamiz. Umuman olganda $[a_{ij}]$ tenzor chiziqli qabul qiluvchanligi tenzori deyiladi.

Chiziqli bo'lmagan dielektriklar uchun qutblanish vektorini (6) tenglama asosida yoziladigan uchta tenglama bilan ifodalash mumkin.

$$P_i = a_{ij}E_j + b_{ijk}E_jE_k + c_{ijkl}E_jE_kE_l \quad (13)$$

Bu yerda ham barcha indekslar $i,j,k,l = 1,2,3$ bo'lgan uchtdan qiymat oladi. Demak, (13) ni ham xuddi (12) kabi uch tenglama ko'rinishida yozish mumkin. Ammo bu tenglamalar sistemasida juda ko'p had bo'ladi, buni tenzorlar tartib

sonidan bilib olsa bo‘ladi. $[a_{ij}]$ - ikkinchi tartibli tenzor, uning tashkil etuvchilari $3^2=9$ ta edi. $[b_{ijk}]$ -uchinchi tartibli tenzor, kvadratik qabul qiluvchanligi tenzori deyiladi, uning tashkil etuvchilari $3^2=27$. $[c_{ijkl}]$ -to‘rtinchi tartibli tenzor, kubik qabul qiluvchanligi tenzori bo‘lib, uning tashkil etuvchilari $3^4=81$. Shu raqamlardan tenglama sistemasining hadlarini hisoblab chiqsa bo‘ladi. Ammo gap bunda emas. Gap shundaki E_i, E_j, E_k ixtiyoriy bo‘lishi mumkinligidan $[b_{ijk}]$ va $[c_{ijkl}]$ tenzorlar j, k , va j, k, l indekslar nuqtai nazaridan simmetrik bo‘lib, nolga teng bo‘lmagan turli tashkil etuvchilari soni kamayada. Kristall tuzilishining simmetriyasiga qarab yanada kamayishi mumkin. (13) tenglamalardan kelib chiqadigan hulosalardan biri shundayki, ikkinchi garmonika quyidagi formula bilan ifodalanadigan qutblanish bilan bog‘liq bo‘lgan tashkil etuvchilarga ega

$$P_i^{2\omega} = \frac{1}{2} b_{ijk} E_j^\omega E_k^\omega \cos 2\omega t \quad (14)$$

Bu yerda E_j^ω va E_k^ω tashqi elektr maydoni E ning ω chastotali j va k tashkil etuvchilarining amplitudalari. Ular quydagicha ifodalanadi

$$E_j = E_j^\omega \cos \omega t, \quad E_k = E_k^\omega \cos \omega t. \quad (15)$$

Izotrop muhit uchun (14) formula (9) ning ikkinchi hadidagi

$$P^{2\omega} = \frac{1}{2} b E_0^2 \cos 2\omega t \quad (16)$$

kabi sodda ko‘rinish oladi.

Kvadratik qabul qiluvchanligining $[b_{ijk}]$ -uchinchi tartibli tenzori o‘zining alohida xususiyatlari bilan ajralib turadi. Inversiya markaziga ega bo‘lgan hamma kristallar uchun bu tenzor nolga teng. Ammo chiziqli qabul qiluvchanligining $[a_{ij}]$ - ikkinchi tartibli va kubik qabul qiluvchanligining $[c_{ijkl}]$ -to‘rtinchi tartibli tenzorlari hatto eng yuqori simmetriyaga ega bo‘lgan kristallarda va izotrop muhitlarda ham nolga teng emas.

Ma’lumki, kristallar o‘z simmetriyasi bo‘yicha 32 sinfga bo‘linadi. Ulardan 12 tasi inversiya markaziga ega, demak, bu kristallarda $[b_{ijk}]$ tenzor tashkil etuvchilari nolga teng. Ammo kristallarning 20 sinfi inversiya markaziga ega

emas, ularda $[b_{ijk}]$ nolga teng bo'lmaydi. Demak, ularda ikkinchi garmonika induksiyanadi. Inversiya markaziga ega bo'lmagan bu kristallar pyezoelektrik hossalriga ham ega bo'lib, ikkinchi garmonikani hosil qiladi. Ikkinchi garmonikani hosil qilishning bu ikki manbai bir biridan farq qiladi. Pyezoelektrik hodisalar ionlar harakati bilan bog'liq bo'lsa, ko'zga ko'rinuvchi sohadagi ikkinchi garmonika elektronlar harakati bilan bog'liq. Shu sababli pyezoelektrik modulini ikkinchi garmonikani hosil qiluvchi qabul qiluvchanligining uchinchi tartibli tenzori $[b_{ijk}]$ kattaligi bilan taqqoslab bo'lmaydi.

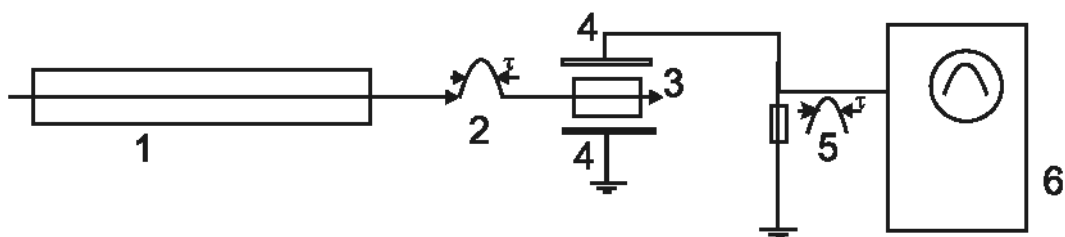
3- §. OPTIKAVIY DETEKTORLASH VA GARMONIKALAR GENERATSIYASI

Yorug'likni detektorlash, ya'ni optikaviy detektorlash bu yorug'likni modulyasiyalashning teskari jarayonidir. Detektorlash so'zi lotin tilidan olingan bo'lib, so'zma-so'z ma'nosi "ochmoq" degani, fizik jihatdan modulyasiya tufayli murakkablashgan yorug'lik to'liqini tashkil etuvchilarga ajratib olish, tarkibini yoyib yoki qatorga yoyib-ochib ko'rsatish ma'nosini anglatadi. Yuqorida ko'rganimizdek, muhitga $E = E_0 \cos \omega t$ garmonik yorug'lik to'liqini tushayotgan bo'lsa (6) formulaga ko'ra, muhitda hosil bo'lgan ikkilamchi yorug'lik to'liqini murakkab bo'lib, unda tushuvchi nur chastotasidagi ω va garmonikalar 2ω , 3ω va hakozo chastotadagi nurlar ham bo'ladi. Agar muhit kvadratik dielektrik bo'lsa, unga tushayotgan garmonik nurlanish ta'sirida nochiziqli qutblanib, nurlanayotgan ikkilamchi to'liqin (6) ning ikkinchi hadi yoki (9) formulada ifodalangan qutblanish bilan bog'liq bo'ladi. Kvadratik dielektrlarning nochiziqli qutblanishi (6) yoki (8) ning ikkinchi hadi yoki unga teng bo'lgan (9) ning uchinchi va ikkinchi hadi bilan ifodalanadi. Uni kuchirib yozamiz:

$$bE^2 = bE_0^2 \cos^2 \omega t = \frac{1}{2} bE_0^2 + \frac{1}{2} bE_0^2 \cos 2\omega t \quad (17)$$

(17) ning birinchi hadi $\frac{1}{2} bE_0^2$ kuchli garmonik yorug'lik to'liqini maydonida kvadratik dielektrikning doimiy qutblanishining ifodasidir. Muhitda shu hilda doimiy qutblanishning paydo bo'lishi optik detektorlash yoki o'zgaruvchan tokni

to'g'rilash degani kabi, optik to'g'rilash deb ham ataladi. Bu yerda yorug'lik maydonini to'g'rilanadi, ya'ni qutblanish hosil qilish bilan birga muhitning doimiy qutblanishini hosil qiladi, binobarin, doimiy elektr maydonini hosil qiladi. Optikaviy detektorlashni quyidagi chizmada yaxshi tushunib olsa bo'ladi. Rubin lazeridan yorug'lik impulsi kvars kristalliga tushadi.



1 - rubin lazeri, 2 – yorug'lik impulsi, 3 – kvars kristalli,
4 – kondensator, 5 – elektr toki impulsi, 6 – ossillograf

25 -Rasm

Kristall kondensator qoplamalari orasida joylashgan. Lazer nuri impulsining detektorlanishi tufayli kondensator zanjirida elektr tokining impulsi uyg'onadi. Bu kvars kristallida doimiy elektr maydoni hosil bo'lishi bilan bog'liq bo'lib, ossillograf bu tokni qayd qiladi.

(17) tenglikning ikkinchi $\frac{1}{2}bE_0^2 \cos 2\omega t$ hadi ω chastotada tushayotgan uyg'otuvchi nur maydonida tebranayotgan elektron chiqarayotgan 2ω chastotali ikkinchi garmonikadagi ikkilamchi nur to'lqinini hosil qiluvchi qutblanish kattaligini ifodalaydi. (6) ning uchinchi hadi cE^3 bilan bog'liq bo'lgan noxiziqiy qutblanish uchinchi garmonikada ikkilamchi nurlanishning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Hozir bu to'g'rida to'xtalmaymiz. Quyida faqat ikkinchi garmonika hosil bo'lishini tahlil qilamiz.

Dielektrikka tushayotgan yorug'lik nurini boshlang'ich faza bilan $E = E_0 \cos(\omega t - k_1 X)$ shaklida yozib olsak, bu garmonik to'lqin X o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsa, u holda ikkinchi garmonikaning manbai bo'lgan kvadratik qutblanishni, ya'ni (17) ikkinchi hadini quyidagicha yozamiz:

$$P^{2\omega} = \frac{1}{2}bE_0^2 \cos(2\omega t - 2k_1 X) \quad (18)$$

Bu formulada $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$ - to'liqin vektori kattaligi, λ_1 - to'liqin uzunligi. Bu qutblanish faqat vaqt bo'yicha o'zgarmasdan, fazoviy o'zgarishga ega, ya'ni X o'qi bo'yicha uyg'otuvchi nurning ϑ faza tezligiga teng bo'lgan ϑ_k - tezlik bilan tarqaladi:

$$\vartheta_k = \vartheta(\omega) = \frac{\omega}{k_1} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (19)$$

Harakatdagi bu qutblanish ikkilangan 2ω chastotadagi nurlanish, ya'ni ikkinchi garmonikani chiqaradi:

$$E^{2\omega} = E_0^{2\omega} \cos(2\omega t - k_2 X) \quad (20)$$

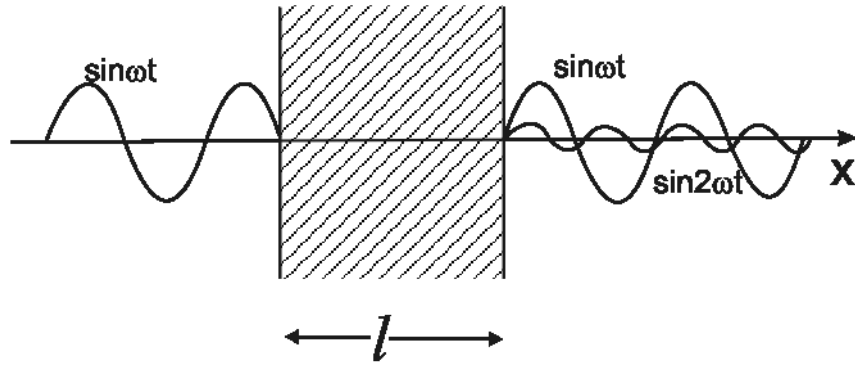
Bu yerda $k_2 = \frac{2\omega}{\vartheta(2\omega)} = \frac{2\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(2\omega)}$ - ikkinchi garmonikaning to'liqin vektori, $\vartheta(2\omega)$ - faza tezligi. Uni yozamiz

$$\vartheta_\phi(2\omega) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(2\omega)}} = \frac{c}{n(2\omega)} \quad (21)$$

Bu formulalarda c - yorug'likning bushliqdagi tezligi, ω - siklik chastota, $\varepsilon(2\omega), n(2\omega)$ - muhitning ikkinchi garmonika uchun dielektrik singdiruvchanligi va sindirish ko'rsatgichi.

Ikkinchi garmonika energiyani qutblanish to'liqini (18) orqali uyg'otuvchi nurdan oladi. Uyg'otuvchi nur va ikkinchi garmonika orasida energiya almashinish qutblanish to'liqini va ikkinchi garmonika to'liqlarining, fazalar farqi $\Delta\varphi$ doimiy qolgan masofa oralig'ida maksimal qiymatga ega bo'ladi.

Ikkinchi garmonika hosil bo'lishini chizmada quydagicha tasvirlash mumkin. Qalinligi l bo'lgan pe'zoelektrik kristallga $\sin\omega t$ sinusoidal, ya'ni garmonik to'liqin tushayotgan bo'lsa, kristalldan xuddi shunday chastotadagi $\sin\omega t$ garmonik to'liqin bilan birga $\sin 2\omega t$ ikkilangan chastotadagi ikkinchi garmonika ham chiqadi.



26- Rasm

Bu yerda kristalldan chiqayotgn ikkita sinusoidal to‘lqinning fazalari mos tushmoqda. Ammo kristall ichida chiziqsiz polyarizasiya to‘lqini bilan ikkinchi garmonikadagi yorug‘lik to‘lqini fazalari hamma vaqt mos tushmaydi. Muhit ichidagi yorug‘lik dispersiyasi tufayli $\Delta\varphi$ doimiy qolmaydi. Uning kattaligi kristall qalinligi l yoki to‘g‘rirog‘i noxiziqli qutblanish to‘lqini va ikkinchi garmonika to‘lqini bosib o‘tgan yo‘l l uzunligiga bog‘liq

$$\Delta\varphi = l(k_2 - 2k_1) \quad (22)$$

to‘lqin vektorlari k_1 va k_2 farqiga ham bog‘liq.

Agar $2k_1 = k_2$ bo‘lsa yoki faza tezliklari $\vartheta(\omega) = \vartheta(2\omega)$ bo‘lsa $\Delta\varphi = 0$ bo‘ladi.

Bu shart to‘lqin sinxronizm sharti hisoblanadi. Shu shart bajarilsa kristall ichida qutblanish to‘lqini va ikkinchi garmonika fazalari mos tushadi. Ammo asosiy ko‘pchilik kristallarda dispersiya tufayli fazalar mosligi qisqa masofada saqlanadi holos. Fazalar mosligi saqlangan yoki fazalar farqi $\Delta\varphi = \text{const}$ bo‘lib qolgan masofa kogerentlik masofasi deyiladi. Bu masofa noxiziqli effektlar quvvati jamlanadigan eng qisqa masofadir. Masofaning ortishi bilan ikkinchi garmonikaning quvvati kamayadi. Hisoblashlarning ko‘rsatishicha ikkinchi garmonikaning $W^{(2\omega)}$ quvvati quyidagicha ifodalanadi

$$W^{(2\omega)} = W^2 k_1^2 b^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{(k_2 - 2k_1)l}{2} \right]}{(k_2 - 2k_1)^2} \quad (24)$$

Bunda W -tushuvchi nur quvvati. Qolgan belgilar yuqorida keltirilgan. Bu formuladan ko‘rinadiki, bular kristallda kogerentlik masofasi aniq bir qiymatga ega bo‘lsa, ikkinchi garmonikaning quvvati uyg‘otuvchi lazer nuri- tushuvchi nur

quvvati W^2, b^2 -nochiziqiy qabul qiluvchanligi kattaligiga va tushuvchi nur to'liq soni kvadratiga bog'liq bo'ladi. Kvars kristallida kogerentlik masofasi $l_{\text{KOZ}} = 10^{-3} \text{ cm}$ bo'lib, bunday qisqa masofada ikkinchi garmonikani hosil qilish foydali ish koeffitsiyentini oshirib bo'lmaydi. Shu sababli FIKni oshirish uchun kogerentlik masofasini oshirish kerak. Shunda sinxronizm shartining uzoq masofada bajarilishiga erishish mumkin. Kogerentlik masofasini oshirish yoki sinxronizmni uzoqroq saqlashning turli usullari hozir ishlab chiqilgan. Shu usullardan birini quyida ko'rib chiqamiz.

4- §. IKKINCHI GARMONIKANI KUZATISH

Garmonika so'zi nemis tilidagi oberton, ya'ni yuqori ton degan so'zdan olingan bo'lib, oberton har qanday murakkab davriy tebranishda asosiy tebranish chastotasidan yuqori bo'lgan qo'shimcha chastotalardagi sinusoidal tashkil etuvchidir. Agar bu qo'shimcha yuqori chastotalar asosiy tebranish chastotasiga karrali bo'lsa, ya'ni asosiy ω chastotasiga karrali $2\omega, 3\omega$ va hokozo bo'lsa, bu obertonlar garmonikalar deb ataladi. Bu to'g'rida yuqorida batafsil so'z yuritdik.

Ikkinchi garmonikani birinchi bo'lib 1961 yilda amerikalik olim P.Franken kuzatgan. Amaliy nochiziqli optika shu yili boshlandi desa ham bo'ladi. Gaz lazeri ham shu yili, ya'ni 1961 yilda amerikalik fizik A.Djavan tomonidan yaratildi. Rubin kristallida lazerni 1960 yilda amerikalik T.Meyman kashf qilgan edi. Undan keyin lazer texnikasining rivojlanishi nochiziqli optik hodisalarni kuzatishni yanada osonlashtirdi.

Franken quvvati 10 Kvt bo'lgan rubin lazeridan foydalandi. To'liq uzunligi $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ bo'lgan qizil nur kvars plastinkasiga tushirildi. Undan o'tgan nur spektrografda suratga tushirib olinganda, asosiy nur tasviridan tashqari ultrabinafsha sohada yana bir kuchsiz tasvir (spektral chiziq) hosil bo'ldi. Uning to'liq uzunligi $\lambda = 3471,5 \text{ \AA}$ bo'lib, chastotasi asosiy nur chastotasidan ikki marta katta edi. Ammo intensivligi juda past bo'lib, ikkinchi garmonikaning hosil bo'lish foydali ish koeffitsiyenti 0,001 -0,01 foizlarni tashkil etgan. Keyingi tadqiqotlarda

FIK oshib borib, 10-20 foizgacha ko'tarildi. Hatto 100 % gacha ham oshishi mumkin, ya'ni ikkinchi garmonika intensivligini yoki quvvatini oshirib borish imkoni paydo bo'ldi.

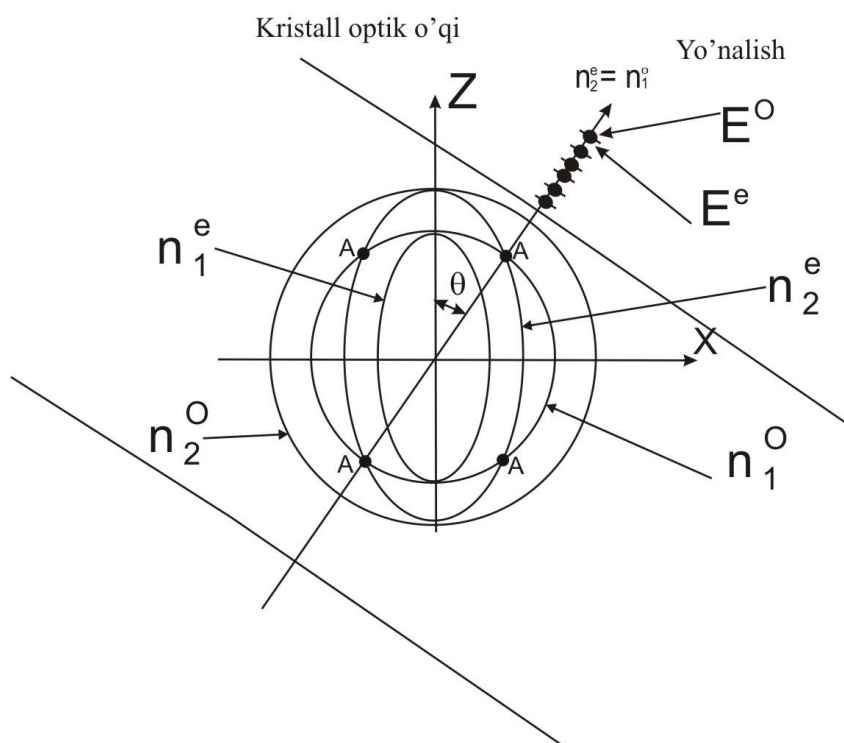
Ikkinchi garmonika intensivligini oshirishning uchta yo'li bor: birinchidan, kvadratik dielektrikka katta quvvatga ega bo'lgan lazer nurining tushayotgan bo'lishi; ikkinchidan, kvadratik dielektriklarning o'zi katta ikkinchi tartibli qabul qiluvchanligika ega bo'lgan kuchli chiziqli bo'lmagan muhit bo'lishi; uchinchidan sinxronizm shartining uzoq masofada bajarilishi yoki kogerentlik masofasi katta bo'lishi kerak, ya'ni $2k_1 = k_2$ yoki $\mathcal{A}(\omega) = \mathcal{A}(2\omega)$ bo'lishi, $\Delta\varphi = 0$ yoki $const$ bo'lishi kerak, ya'ni uyg'otuvchi nur va ikkinchi garmonika to'lqinlarining dielektrik ichida fazoviy tezliklari teng bo'lishi yoki bu to'lqinlar uchun sindirish ko'rsatkichlari teng bo'lishi kerak. Bir qaraganda yorug'lik dispersiyasi kuzatiladigan muhitda bu shartlarni bajarib bo'lmaydi, shunday bo'lsa ham imkon topildi.

1962 yilda amerikalik olimlar R.Terxyun va Dj.Djordmeyn yorug'likning muhitdagi faza tezligi $\mathcal{A}(\omega)$ va $\mathcal{A}(2\omega)$ yoki muhitning sindirish ko'rsatkichi $n(\omega)$ va $n(2\omega)$ faqat ω chastotaga emas, bu nurlarning qutblanishiga ham bog'liq ekanligini ta'kidladilar. Qutblanishdan foydalanib $\mathcal{A}(\omega) = \mathcal{A}(2\omega)$ sinxronizm shartini uzoq masofada bajarilishiga erishish yoki l_{koz} -kogerentlik masofasini juda oshirish mumkinligini isbot qildilar.

Ular yorug'likni ikkilantirib sindiruvchi bir o'qli manfiy kristallardan foydalandilar. Manfiy kristallarda ikkilanib singan nurlardan birini odatdagi nur deb atalib, uning elektr vektori E^0 kristallning bosh kesim tekisligiga perpendikulyar, demak, yorug'lik kristallda qaysi tomonga qarab tarqalsa ham E^0 kristallning optik o'qiga perpendikulyar bo'lib qolaveradi. Bu nurning kristallda tarqalish tezligi hamma yo'nalishda berilgan ω chastota uchun o'zgarishsiz qoladi, sindirish ko'rsatkichi ham hamma yo'nalishda doimiy qoladi. Shu sababli odatdagi nur uchun kristallda to'lqin fronti sferik shaklda bo'ladi. Bu nur, ya'ni odatdagi nur uchun sindirish ko'rsatkichini n^0 deb belgilab olamiz. Ikkilanib singan nurlardan ikkinchisini odatdagi bo'lmagan nur deymiz, uning elektr vektori E^e kristallning

bosh kesimida tebranadi, demak, bu nurning kristalda tarqalish yoʻnalishi oʻzgarishi bilan E^e kristallning optik oʻqi bilan turli burchak hosil qiladi, demak, fazaviy tezligi oʻzgarib turadi, sindirish koʻrsatkichi n^e ham oʻzgarib turadi. Natijada odatdagimas nurning kristall ichidagi toʻlqin fronti ellipsoiddan iborat boʻladi. Kristallning optik oʻqi yoʻnalishida odatdagi va odatdagimas nurlar toʻlqin fronti oʻzaro urinib oʻtadi, chunki optik oʻq Z yoʻnalishida, ularning tezligi bir xil boʻladi. Demak, aytilganlardan koʻrinadiki, $n^0 \geq n^e$ boʻlishi mumkin. Endi quyidagi chizmaga murojaat etamiz. Kristallga tushgan nurdan asosiy nur chastotasidagi ω va ikkinchi garmonikadagi 2ω chastotali nur hosil boʻladi. Ikkilanib sinish tufayli har birida odatdagi va odatdagimas nurlar hosil boʻladi.

Chizmada nurlarning toʻlqin fronti n^0 va n^e sindirish koʻrsatkichlarining katta kichikligiga asosan chizilgan. Uygʻotuvchi nurning sindirish koʻrsatkichlari n_1^0 va n_1^e ikkinchi garmonikaning n_2^0 va n_2^e sindirish koʻrsatkichlaridan kichik. Shu sababli kichik aylana va kichik ellips n_1^0 va n_1^e , katta aylana va katta ellips n_2^0 va n_2^e sindirish koʻrsatkichlariga muvofiq boʻladi.



27-Rasm

Agar ω va 2ω chastotali nurlar tezliklari bo'yicha chizmani chizsak rasm ko'rinishi o'zgarmas edi, faqat katta aylana n_1^0 ga, kichik aylana n_2^0 -ga to'g'ri kelar edi. Chunki $\mathcal{G}(\omega) > \mathcal{G}(2\omega)$, asosiy nurdan hosil bo'lgan odatdagi nur tezligi ikkinchi garmonika tezligidan katta bo'lib, uning to'lqin sirti kristall ichida uzoqda hosil bo'ladi. Agar asosiy va ikkinchi garmonika nurlar tezligi, odatdagi va odatdagimas nurlar tezliklari shu xilda bir-biridan farq qilib turmaganda bu tajriba haqida so'z ochmasa ham bo'lar edi. Hamma gap shundaki, chizmada belgilangan to'rtta A nuqtalar yo'nalishida tarqaluvchi asosiy nurdan hosil bo'lgan odatdagi va ikkinchi garmonikadan hosil bo'lgan odatdagimas nurlar sindirish ko'rsatkichlari $n_1^0 = n_2^e$ teng, demak, tezliklari ham $\mathcal{G}^0(\omega) = \mathcal{G}^e(2\omega)$ o'zaro teng. Bu yo'nalish kristallning optik o'qi bilan θ burchak hosil qiladi. Demak, shu yo'nalishlarda sinxronizm shartlari bajariladi $2k_1 = k_2$, demak, $\Delta\varphi = 0$ bo'lib, kogerentlik masofasi

$$l_{\kappa o z} = \frac{\pi}{2(k_2 - 2k_1)} = \frac{\lambda}{4(n_2 - n_1)} \quad (25)$$

formulaga asosan cheksizlikka intiladi. Natijada bir o'qli kristallni AA yo'nalishga perpendikulyar tekislikda (chizmada punktir chiziqlar) har qancha qalinlikda kesib olingan bo'lsa ham ikkinchi garmonika asosiy to'lqin bilan bir xil fazada kristalldan chiqadi. Shunday qilib, ikkinchi garmonikaning quvvatini oshirishga erishiladi. (24) formulaga asosan kristalldan chiqayotgan ikkinchi garmonika quvvati

$$W^{(2\omega)} = W^2 k_1^2 l^2 b^2 \quad (26)$$

(24) da $(k_2 - 2k_1) \rightarrow 0$ bo'lsa, $\alpha \rightarrow 0$ bo'lganda $\frac{\sin \alpha}{\alpha} \rightarrow 1$ bo'lgani kabi (26) hosil bo'ladi. Natijada quvvati uncha katta bo'lmagan lazerlar yordamida ham ikkinchi garmonikani katta quvvatda hosil qilsa bo'ladi.

5- §. YORUG‘LIKNING O‘ZINI-O‘ZI FOKUSLASHI VA KANALIZASIYA QILISHI

Muhitda kuchli yorug‘lik to‘lqinining tarqalishi detektorlash effekti paydo bo‘lishiga va optik garmonikalar generatsiyalanishiga sabab bo‘lishini ko‘rib o‘tdik. Uchinchi effekt muhitning sindirish ko‘rsatkichi o‘zgarishi bilan bog‘liq. Kuchli yorug‘lik maydoni ta’sirida muhit sindirish ko‘rsatkichining o‘zgarishi yorug‘likning o‘zini-o‘zi fokuslashi va kanalizasiya qilishiga sabab bo‘ladi.

Agar kuchli lazer nuri kubik dielektrikka tushayotgan bo‘lsa uning qutblanishi (6) formulaning birinchi hadi aE va uchinchi hadi sE^3 bilan yoki (10) formula bilan ifodalanadi. (10) formulaning ikkinchi va uchinchi hadi qutblanishning chiziqli bo‘lmagan qismidir. Uni boshlang‘ich fazasini ham hisobga olib ko‘chirib yozamiz:

$$cE^3 = cE_0^3 \cos^3(\omega t - kz) = \frac{3}{4} cE_0^3 \cos(\omega t - kz) + \frac{1}{4} cE_0^3 \cos 3(\omega t - kz) \quad (27)$$

(27) ning ikkinchi hadi uchinchi garmonikada nurlanayotgan ikkilamchi to‘lqinni beradi. Hozir biz garmonikalar haqida so‘z yuritmaymiz.

Birinchi hadi uyg‘otuvchi nur kabi ω chastotada vaqt bo‘yicha davriylikka ega bo‘lib, chiziqli bo‘lmagan had hisoblanadi. Chunki unda cE_0^3 koeffitsiyent ikkilamchi nurning nochiziqli qutblanish bilan bog‘liqligini bildirib, muxitning sindirish ko‘rsatkichiga chiziqli bo‘lmagan tuzatmaning kirishiga sabab bo‘ladi. Agar elektrostatik induksiyaning D desak, uning ω chastota bilan bog‘liqligi quyidagicha bo‘lishi mumkin:

$$D = \varepsilon E = \varepsilon E_0 \cos(\omega t - kz) = [1 + 4\pi a + 3\pi c E_0^2] E_0 \cos(\omega t - kz), \quad (28)$$

Bu formulada $\varepsilon_0 = 1 + 4\pi a$, $\varepsilon_2 = 3\pi c$ deb olsak (28) formuladagi o‘rta qavsni

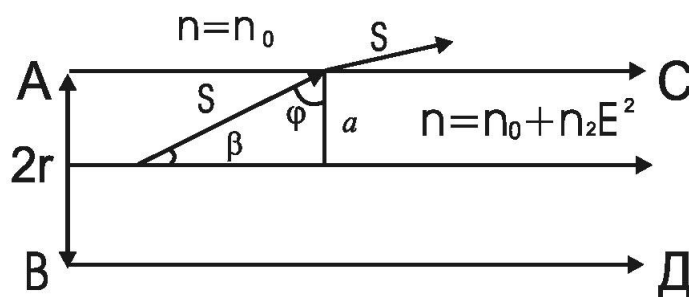
$$\varepsilon = n^2 = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 E_0^2, \quad (29)$$

deb yozsa bo‘ladi. Ammo $\varepsilon_2 E_0^2 \ll \varepsilon_0$ bo‘lgani uchun (29) ni quyidagicha

$$n = n_0 + n_2 E^2, \quad (30)$$

yozsa bo‘ladi. Bunda $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$, $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$ bo‘lib, $n_2 E^2$ - nochiqli muhitda sindirish ko‘rsatkichiga kiritilgan tuzatma. Uyg‘otuvchi nur intensivligi qancha katta bo‘lsa bu tuzatma ham shuncha katta bo‘ladi. Shu tuzatma tufayli chiziqli bo‘lmagan muhitda yorug‘lik o‘ziga o‘zi ta’sir qiladi. Shuning natijasida turli nochiqli hodisalar yuz beradi. Bunday hodisalardan biri o‘zini-o‘zi fokuslash hodisasidir, kanalizasiya ham shu hodisalar hisobiga kiradi. (30) formuladagi $n_2 E^2$ -nochiqli tuzatmaning kiritilishiga muhitning nochiqliligidan tashqari elektrostriksiya, katta quvvatdagi nurning muhitga bergan bosimi, molekulalarning yorug‘lik maydonidagi oriyentatsiyasi, muhitning lazer nuri ta’sirida qizishi ham sabab bo‘lishi mumkin.

(30) formulaga ko‘ra dielektrikka kirgan lazer nuri dastasi sohasida optik jihatdan bir jinlimaslik kuzatiladi, sindirish ko‘rsatkichi nur dastasidagi intensivlik taqsimotiga bog‘liq bo‘lib qoladi. Bu o‘z navbadita nochiqli refraksiyaga sabab bo‘ladi. $n_2 > 0$ bo‘lgan sohada intensivlik katta bo‘lish bilan birga optik zichlik ham katta bo‘ladi. Bunday holatda nochiqli refraksiya tufayli o‘zini-o‘zi fokuslash yuz beradi, nur dastasining chetidagi nurlar markazdagi maksimal intensivlik tomon egiladi. Ammo bu holatda difraksion hodisalar qarshilik ko‘rsatadi. Shu holatni batafsil muhokama qilaylik.



28-Rasm

Faraz qilaylik, ABCD silindrsimon lazer nuri nochiqli muhitda tarqalayotgan bo‘lsin. Uning radiusi r . Muhitning sindirish ko‘rsatkichi $n = n_0$, nurning tarqalish sohasidagi sindirish ko‘rsatkichi $n = n_0 + n_2 E^2$ bo‘lsin.

Nur dastasining markazidan β burchak bilan ajralgan S nur dastaning chetiga φ burchak bilan tushmoqda deylik. S nur nur dastasining ichidagi zichroq muhitdan dastadan tashqaridagi bir muncha siyrak muhitga o'tayapti. Demak, bu nur $\angle\varphi$ ning yoki $\angle\beta$ ning qiymatiga qarab nur dastasidan chiqib ketishi ham, to'liq ichga qaytib dastaning markazi tomon ketishi ham mumkin. φ_0 chegaraviy burchak β_0 chegaraviy burchakka muvofiq keladi. β_0 burchakni quyidagi formuladan topsa bo'ladi.

$$\beta_0 = \arccos \frac{n_0}{n_0 + n_2 E^2} \quad (31)$$

$\beta > \beta_0$ bo'lsa $\varphi < \varphi_0$ bo'ladi, S nur asosiy nurdan ichga qaytadi, asosiy nur markaziga yaqinlashadi.

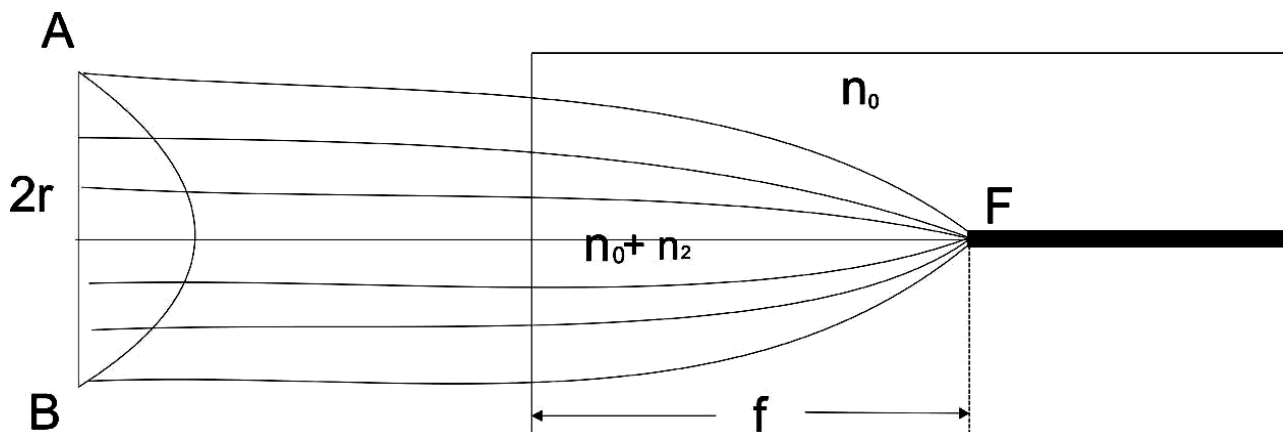
Nozichiqli muhitga kirishda yorug'lik dastasi fronti AB yassi bo'lsa β burchak kattaligi difraksiya kattaligi bilan belgilanadi. Uni β_g deb belgilab olamiz

$$\beta_g = \frac{0,61\lambda_0}{n_0 2r} \quad (32)$$

Bu yerda λ_0 - asosiy nurning to'lqin uzunligi. Muhitga tushayotgan nur dastasining ahvolini β_0 va β_g burchaklarning munosabatidan bilib olish mumkin: 1) $\beta_0 < \beta_g$ bo'lsa nur dastasi yoyilib ketadi; 2) $\beta_0 = \beta_g$ bo'lsa, nur dastasi yoyilib ham yig'ilib ham qolmaydi, nur dastasi nochiziqli muhit ichida o'ziga to'lqin o'tkazgich-optikaviy volnovod yasaydi, unda yoyilib yoki tarqalib ketmay nur dastaligicha ketadi. Bu holatni nur o'zini-o'zi kanalizasiyalashi deb yuritiladi; 3) $\beta_0 > \beta_g$ bo'lsa, chetki nurlar markazga tomon egiladi, nurning o'zini-o'zi fokuslashi yuz beradi. Bu holda nochiziqli muhit yig'uvchi linza kabi xizmat qiladi. O'z-o'zini fokuslash masofasi

$$f = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{n_0}{n_2 E^2}} \quad (33)$$

(33) formuladan o'z-o'zini fokuslash masofasi nur dastasining r -radiusiga, muhitning n_0 -sindirish ko'rsatkichi va n_2E – sindirish ko'rsatkichiga nochiqlik tuzatmaga bog'liq bo'ladi.



29-Rasm

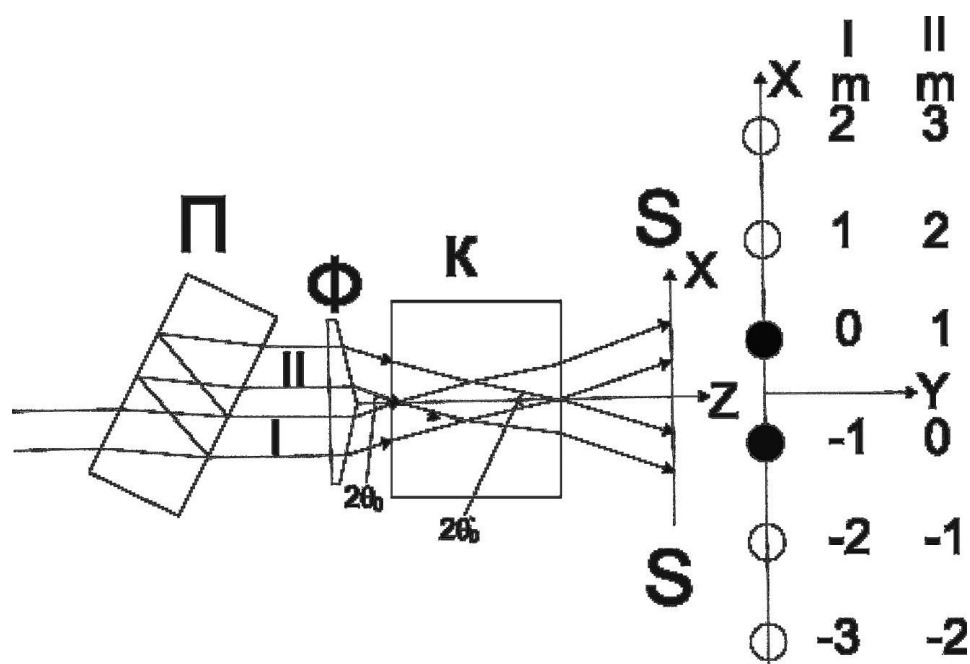
F - fokus muhit ichida yotgan bo'lsa, undan keyin kuchli ingichka nur tolalari dastasi sifatida tarqalishi mumkin, bu dastani o'zini-o'zi kanalizatsiyalash dastasi yoki kanali desa bo'ladi, ammo bu holning tabiati hali tadqiqotlarni talab qiladi. Agar yig'ilayotgan nur dastasi yupqa dielektrikdan yana havoga chiqsa, havoda to'planib F fokusdan keyin yoyilib ketuvchi nur dastasiga aylanadi. Bu holat bilan G.S. Landsbergning «Optika» kitobida tanishsa bo'ladi.

6- §. YORUG'LIKNING O'ZINI-O'ZI DIFRAKSIYALASHI

Muhitning yorug'likni sindirish ko'rsatkichi tushuvchi yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lib qolishi odatdagi yorug'lik hodisalarining o'ziga hos qirralarini ochmoqda. Yorug'likning o'zini-o'zi difraksiyalashi shunday hodisalardan biri desa bo'ladi. Masalan, oddiy Frenel biprizmasida yorug'likni ikkiga ajratib interferensiyani kuzatish mumkin bo'lgan tajribaga diqqatni qarataylik.

Yarim shaffof P plastinkada nur ikkiga ajralib, F Frenel biprizmasiga tushuriladi. Biprizmada nurlar sinib K idish ichidagi serouglerodda bir-biri bilan usma-ust tushuriladi. Albatta, ular qo'shilgan sohada yorug'lik interferensiyasi yuz

beradi. Hozir bizni interferensiya qiziqtirmaydi. Nurlar qo‘shilish sohasidan nariroqda qo‘yilgan SS ekranda nurlar hosil qilgan yorug‘ dog‘larni kuzatamiz. SS ekranni o‘zimizga qaratib qo‘yib olsak uning XZ xolatidan XY xolatiga burilishini tasavvur qilish mumkin. Nur kuchsizroq bo‘lganda ekranda 0 1 va -1 0 holatdagi ikkita yorug‘ dog‘ni ko‘ramiz. Eslatib qo‘yamizki, interferensiyaning kuzatish uchun SS ekran nurlar bir-biri bilan kesishgan sohada turishi kerak. Hozir ekran uzoqda turibdi, nurlar bir-biridan ajralgan. Shu sababli ikkita dog‘ni ko‘ramiz.



30-Rasm

Tushayotgan nurning intensivligi oshgan sari yorug‘ dog‘lar intensivligi ham oshadi, tushuvchi nur kuchayib boraversa, ekranda avval 1 2 va -2 -1 dog‘larni ko‘ramiz, tushuvchi nur yanada kuchaysa, navbatdagi, 2 3 va -3 -2 dog‘larni ko‘ramiz. Bu guyo difraksiya panjarada yuz berayotgan odatdagi difraksiyaga o‘xshaydi. Ammo bu yerda panjara yo‘q, yoki serouglerodga ultratovush ham tushayotgan emaski, u muhit ichida siqilish va siyraklanish kabi difraksiyalovchi panjara hosil qilsa. Bu yerda tushuvchi kuchli yorug‘likning o‘zi anizotrop muhitda fazoviy panjara hosil qilmoqda, uning hosil bo‘lishi esa, yuqorida aytganimizdek, noxiziqli dielektrikda sindirish ko‘rsatkichining tushuvchi yorug‘likning elektr maydoni kvadratiga bog‘liq bo‘lib qolishi bilan tushuntiriladi. (30) formulaga

qarasak, unda $n_2 E^2$ tuzatma bor. Bu tajribada ikkita I va II nur dastalari qatnashayotgani uchun E^2 ni ikki nur maydonlari kuchlanganliklari yig'indisi kvadratidan iborat deb qarash mumkin. Nurlar amplitudalari teng bo'lmasa bu yig'indi kosinuslar teoremasi bilan ifodalanadi.

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} n_0 x \sin \theta_0' \right] \quad (34)$$

Bu yerda E_{01} ba E_{02} - I va II nurlar elektr maydoni kuchlanganligi amplitudasi, $2\theta_0'$ - kyuveta ichida I va II nurlar o'zaro hosil qilgan burchak, λ - yorug'lik to'lqin uzunligi, n_0 - muhitning sindirish koeffitsienti, x - biprizma qirrasiga perpendikulyar koordinata o'qi bo'yicha muhit ichida olingan masofa. Kuchli yorug'lik maydonida muhit sindirish koeffitsienti E^2 ga bog'liqligi natijasida muhit ichida davriy optik bir jinslimaslik vujudga keladi, bu fazoviy difraksion panjaraga muvofiq keladi. Sindirish koeffitsienti

$$n = n_0 + n_2 (E_{01}^2 + E_{02}^2) + \Delta n(x) \quad (35)$$

Bu yerda $\Delta n(x)$ (34) formulaning uchinchi hadi bilan belgilanadi, yangi tuzatma

$$\Delta n(x) = 2n_2 E_{01} E_{02} \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} n_0 x \sin \theta_0' \right] \quad (36)$$

Hosil bo'lgan fazoviy panjara doimiysi

$$d = \lambda \frac{1}{2n_0 \sin \theta_0'} \quad (37)$$

(35) ning ikkinchi hadi va (36) bilan ifodalangan uchinchi hadi birgalikda sindirish koeffitsientiga noxiziqchilik tufayli kiritilgan tuzatmani tashkil etadi.

Shunday qilib, ekranda kuzatilgan manzarani tushuntirmoqchi bo'lsak, markazdagi ikkita yorug' dog' I va II nurlar tasviri. Tushuvchi nur intensivligi oshib ketsa noxiziqchilik tufayli muhitda hosil bo'lgan fazoviy panjarada difraksiya yuz beradi va I va II nurlar bilan bir hil yo'nalishda tarqaluvchi difraksiyalangan nurlar dastalari hosil bo'la boshlaydi. Yangi nurlarning Z o'qi bilan hosil qilgan burchaklarini θ_{lm} va θ_{llm} deb belgilab olsak, ularning qiymati I va II nurlarning Z o'qi bilan hosil qilgan burchaklarini θ_0 yoki bu ikki nur orasidagi $2\theta_0$ burchak

orqali va difraksion maksimumlar tartibi $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ bilan belgilanadi. Bu bog'lanishni quydagicha yozsak bo'ladi:

$$\sin \theta_{\text{Im}} = (2m+1)\sin \theta_0; \quad \sin \theta_{\text{IIm}} = (2m-1)\sin \theta_0 \quad (38)$$

26-Rasmning ikkinchi qismida SS ekran bizga qaratib quyilgan, ya'ni XZ holatda turgan ekran XY holatda turibdi. Shu sababli X o'qi bo'ylab joylashgan difraksion maksimumlarni ko'ramiz. Maksimumlar tartibi yuqorida I_m va II_m ko'rinishda belgilab qo'yilgan. Difraksion maksimumlarga ikkitadan tartib raqami qo'yilgan, chunki har bir nurdan hosil bo'lgan va tartib raqami 1-ga farq qiladigan boshqa maksimum ustma-ust tushgan. Masalan, Y o'qining ustida I nurdan hosil bo'lgan markaziy maksimum, ostki qismida II nurdan hosil bo'lgan markaziy maksimumlar joylashgan. Ularning tartib raqami $m=0$, demak, $\theta_{I_0} = \theta_0$, $\theta_{II_0} = \theta_0$ bo'ladi, bu (38) formuladan ko'rinib turibdi. Ayni shu markaziy maksimumlar ustiga I va II nurlardan hosil bo'lgan birinchi tartibli difraksion maksimumlar tushgan, aniq qilib aytsak I nurning markaziy 0 tartibli maksimumi ustiga II nurning $m=1$ tartibli, II nurning markaziy 0 maksimumi ustiga I nurning $m=-1$ tartibli maksimumi tushgan. Yoki Y o'qining ustki tomonidagi ikkinchi maksimumni olsak unga 1 va 2 raqami qo'yilgan, demak, bu nuqtaga I nurdan hosil bo'lgan birinchi maksimum, II nurdan hosil bo'lgan ikkinchi maksimum tushgan. Pastdagi ikkinchi maksimumga -2 va -1 raqamlar qo'yilgan, demak, bu nuqtaga I nurning $m=-2$ va II nurning $m=-1$ tartibli maksimumlari tushgan. Boshqa difraksion maksimumlarda ham shunday bo'ladi. Difraksion maksimumlar orasidagi masofalar I va II nurlar hosil qilgan boshlang'ich yorug'dog'lar yoki markaziy difraksion maksimumlari orasidagi masofaga teng bo'lganidan, navbatdagi maksimumlar doimiy ustma-ust tushib boradi.

Shunday qilib, hozir muhokama qilgan hodisamizni o'zini-o'zi difraksiyalash hodisasi deb ataladi, chunki bir-birini interferensiyalovchi bu nurlar chiziqli bo'lmagan muhitda difraksion panjarani o'zlari hosil qiladi. Bu ikki nurdan birining yo'lga yarim to'lqin uzunlik qalinligidagi plastinka kiritsak, nurlar o'zaro ortogonal qutblangan bo'lib qoladi. Bu holda markaziy yorug'dog'lardan boshqa

difraksion maksimumlarni kuzatmaymiz. Chunki ortogonal qutblangan nurlar interferensiyalanmaydi va muhit ichida davriy birjinslimaslikni hosil qila olmaydi. Agar muhit solingan K idishni nurlar ustma-ust tushgan sohadan ko`chirib yuborsak ham o`zini-o`zi difraksiyalash hodisasini kuzatmaymiz.

O`zini-o`zi difraksiyalash hodisasiga o`xshash hodisani optikaviy kvant generatorlari ishlashida, yorug`likning o`zini-o`zi qaytarish va boshqa hodisalarda ham kuzatish mumkin. Bu hodisalarning hammasida ham asosiy sabab chiziqli bo`lmagan dielektrlarda chiziqli bo`lmagan optikaviy hodisalarning yuz berishidir. Bu hodisalardan ayrimlarini quyida o`rganishga harakat qilamiz.

7- §. YORUG`LIKNING KO`P FOTONLI YUTILISHI

Uranli shishalarda yorug`lik yutilishini o`rgangan rus olimlari S.I.Vavilov va V.L.Levshin odatdagi intensivlikdagi yorug`likdan kuchliroq intensivlikdagi yorug`lik tushganda yutilish koefitsiyenti kamayishini kuzatib, bu hodisani to`yinish effekti bilan bog`ladi. Ya`ni yorug`lik maydonida atom yoki molekulalarning ko`pchiligi uyg`ongan holatga o`tib, yorug`likni yutuvchi zarralar soni kamayadi yoki boshqacha aytsak, uyg`ongan va uyg`onmagan zarralar soni tenglashib, ustki va pastki energetik sathlar to`ldirilishi tenglashib qoladi. Yutilish va majburiy nurlanish ehtimoli tenglashadi. Shunday qilib, yutilish koefitsiyentining kamayishi yuz beradi, ammo yorug`lik yutilishining maksimal qiymati nolga tenglashmaydi, balkim bir muncha oshib boradi.

To`yinish effekti tufayli kuchsizroq yorug`lik uchun uncha shaffof bo`lmagan muhit kuchli yorug`lik uchun shaffof bo`lib qoladi. Ayrim optik jihatdan shaffof dielektrlarda bunga teskari holni ham kuzatish mumkin. Ya`ni intensivligi katta bo`lgan yorug`lik kuchsiz yorug`likka nisbatan juda kuchli yutilishi mumkin. Bunday holat ko`p fotonli yutilish bilan bog`liq bo`ladi. Bu hodisa elektromagnit to`lqin nazariyasi nuqtai nazaridan (6) formula bilan tushuntiriladi. Undagi kubik had  $cE^3$  sindirish ko`rsatkichiga (30) formuladagi kabi tuzatma kiritgani kabi yorug`likning yutilish koefitsiyenti δ -ga ham nochiziqli

tuzatma kiritadi. Shunday qilib, ko‘p fotonli yutilishni tushuntirish mumkin, ammo ko‘p fotonli yutilishni kvant nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntirish oson bo‘ladi.

Atom yoki molukuladan iborat kvant sistemasining rezonans chastotasi ν_0 ,

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (39)$$

bo‘lsin deylik. Bu formulada va chizmada E_1 va E_2 -sistemaning pastki va ustki energetik sathlari, h -Plank doimiysi.



31-Rasm

Yorug‘likning chiziqli optikaviy yutilish chog‘ida yorug‘likning modda bilan o‘zaro ta’sir jarayonida chastotasi sistemaning rezonans chastotasi ν_0 -ga teng bo‘lgan bitta kvant yutilishi mumkin. Tushuvchi nur intensivligi katta bo‘lganda kvant sistema faqat rezonans ν_0 chastotadagi kvantni emas, balki undan ikki- uch marta kam $\frac{\nu_0}{2}, \frac{\nu_0}{3}$ va hokazo chastotadagi bir nechta kvantni yutib E_1 energetik sathdan E_2 sathga kutarilishi mumkin. ν_0 rezonans chastotaga ega bo‘lgan kvant sistemasining $\frac{\nu_0}{2}$ chastotali ikkita fotonni yutishi ikki fotonli yutilish deb ataladi, $\frac{\nu_0}{3}$ chastotali uchta fotonlarni yutishi uch fotonli yutilish deb ataladi. Tushayotgan nurlar chastotasi rezonans ν_0 chastota bo‘laklaridan iborat bo‘lmay, yig‘indisi $\nu_1 + \nu_2 = \nu_0$ bo‘lgan turli chastotali nurlar bo‘lsa ham ikki, uch yoki ko‘p fotonli yutilish yuz berishi mumkin. Ko‘p fotonli yutilishdan tashqari ko‘p fotonli ionizasiya ham yuz berishi mumkin.

Ko‘p fotonli yutilish hodisasidan amaliy maqsadlarda foydalanish mumkin. Masalan, chastotasi birtekis o‘zgaradigan lazerlar yasash, nochiziqli yutilish spektrlarini hosil qilish va tahlil qilish amaliyotida keng foydalaniladi.

8- §. YORUG‘LIKNING PARAMETRIK GENERASIYASI. LAZERLARDA NURLANISH CHASTOTASINI BIR MAROMDA TEKIS O‘ZGARTIRISH

Chiziqli bo‘lmagan dielektrikda berilgan chastotadagi kuchli yorug‘lik energiyasini kichik chastotadagi nurlanish energiyasiga aylantirishni parametrik generasiya deyiladi. Faraz qilaylik ω_H chastotali kuchli yorug‘lik to‘lqini kvadratik nochiziqli dielektikka tushayotgan bo‘lsin. Bu nur damlash to‘lqini deb ataladi.

$$E_H = E_{OH} \cos(\omega_H t - k_H X) \quad (40)$$

Bu to‘lqinni uyg‘otuvchi yoki dielektrikka tushuvchi to‘lqin desa bo‘ladi. Bu formuladagi hamma belgilarni yuqorida ko‘rganmiz. Aytaylik, nur X o‘qi bo‘ylab tarqalayapdi. Bu to‘lqin tarqalish yo‘nalishida dielektrikning har bir nuqtasida ω_1 va ω_2 chastotadagi tebranishlarini uyg‘otadi, shu chastotadagi bE^2 qutblanishlarini uyg‘otadi. Bu nochiziqli qutblanishlar

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 X) \text{ va } E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 X) \quad (41)$$

ikkilamchi to‘lqinlar tarqatadi. Bu yerda

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_H \quad (42)$$

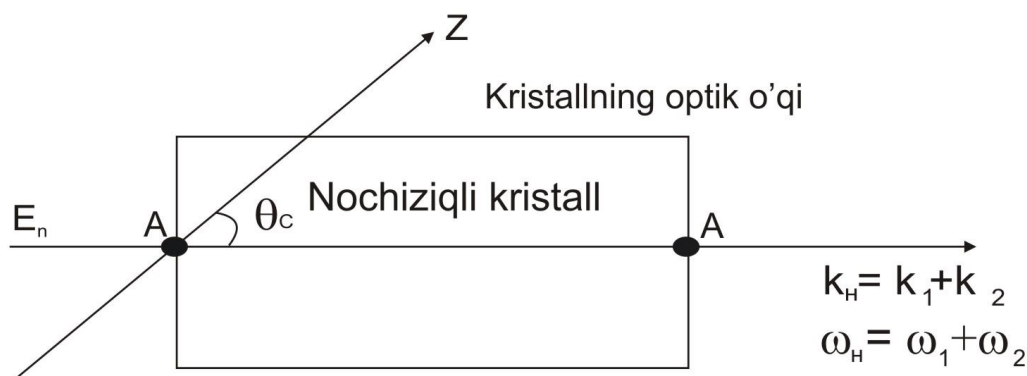
tenglik bajarilishi kerak. ω_H -damlash to‘lqini chastotasi, ω_1 va ω_2 - yangi hosil bo‘lgan to‘lqinlar chastotalari.

Nurlar bir tomonga yo‘nalgan bo‘lishi va damlash to‘lqini o‘z energiyasini yangi hosil bo‘lgan nurlarga berishi uchun bu yerda ham, ikkinchi garmonikani kuzatgandagi kabi, sinxronizm sharti

$$k_H = k_1 + k_2 \quad (43)$$

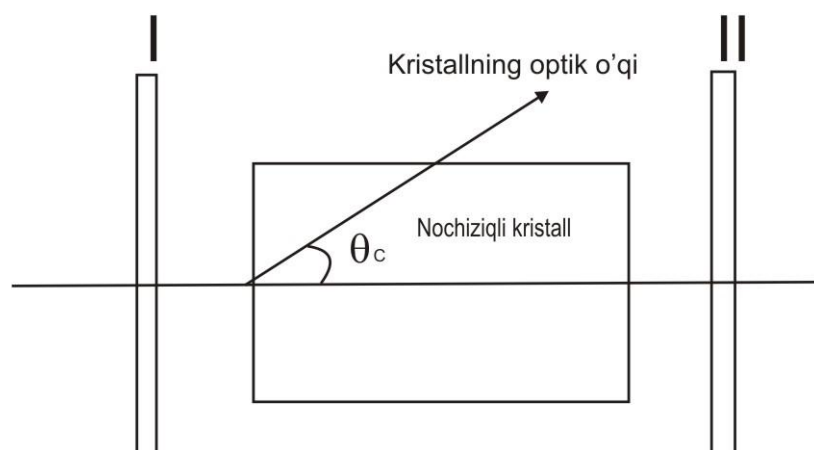
bajarilishi kerak. (23) formuladagi to‘lqin sinxronizmi (43) ko‘rinishdagi sinxronizmining umumiy holi hisoblanadi. Agar masalan, (43) da $k_1 = k_2 \frac{\omega}{g(\omega)}$ va $k_H = \frac{2\omega}{g(2\omega)}$ deb olsak, (23) ni hosil qilamiz, ya’ni $g(\omega) = g(2\omega)$. Shunday qilib, sinxronizm sharti bajarilsa damlash to‘lqini o‘z energiyasini yangi to‘lqinlarga effektiv bera boradi. Natijada muhitning ichiga qancha chuqur kiraborsa uyg‘ongan yangi to‘lqinlar amplitudalari ortib boradi. Demak, bu yerda ham ikkinchi garmonikani kuzatgandagi kabi, sinxronizm uzoq saqlanishi yoki kogerentlik masofasi katta bo‘lishi kerak. Ammo normal dispersiya, ya’ni ω ortishi bilan n -sindirish ko‘rsatkichi ortib boradigan sharoitda yorug‘likning parametrik generatsiyasini amalga oshirib bo‘lmaydi. Chunki unday dielektrikda $g(\omega_H) = g(\omega_1) = g(\omega_2)$ tenglik bajarilmaydi. Ammo yana qiyinchilikdan bir o‘qli manfiy kristall yordamida chiqib ketish mumkin.

“Ikkinchi garmonikani kuzatish” mavzusida bir o‘qli manfiy kristallni (6-rasm) AA yo‘nalishiga perpendikulyar yo‘nalishda har qancha qalinlikda kesib olish mumkin deyilgan. Ammo optik jihatdan toza kristalning cheksiz kattasini topib bo‘lmaydi. Shu kristalldan kesib olingan plastinkaga AA yo‘nalishda ω_H chastotali damlash nurini tushirsak, bu yo‘nalish kristallning optik o‘qi bilan $\angle \theta$ - ni hosil qiladi. Chizmaga qaraylik.



32-Rasm

$\angle \theta_c$ -sinxronizm burchagi deb ataladi. Chunki Z kristallning optik o'qiga θ_c burchak yo'nalishida sinxronizm shartlari bajariladi. Chunki bu yo'nalishda damlash nurdan hosil bo'lgan odatdagi va ikkilamchi nurlardan birining (ω_1 chastotasining deyish mumkin) odatdagimas hosilasining tezliklari o'zaro teng bo'ladi. ω_1 chastotali nur shu yo'nalishda kuchayib chiqadi. ω_2 nurni kuchaytirish uchun θ_c sinxronizm burchagini bir muncha o'zgartirish kerak. Chunki turli chastotali nurlar uchun sinxronizm burchagi farq qiladi. Ammo faqat kristallning o'zida ω_2 va ω_1 nurlar hosil qilinganda bu nurlar quvvati katta bo'lmaydi. Generasiya qilingan bu nurlar quvvatini oshirish uchun kristall plastinka optik rezonator ichiga kiritiladi.



33-Rasm

I va II ko'zgular orasida hosil qilingan ω_1 va ω_2 nurlardan biri, albatta $\angle \theta_c$ kattaligiga bog'liq ravishda, ko'zgulardan ko'p marta qaytib kristall ichidan o'tadi, natijada damlash nurining quvvati asosan generasiya qilingan ω_1 va ω_2 nuriga beriladi. Chunki qayta – qayta o'tish natijasida kogerentlik masofasi ortib ketadi, sinxronizm uzoq davom etadi. Rezonator ichida kristallni juda kichik burchakka burish yo'li bilan yoki kristallning isishi hisobidan, damlash nurini almashtirish bilan, rezonator parametrlarini o'zgartirish yo'li bilan lazer nurlari chastotasini bir maromda tekis o'zgartirib borish mumkin.

9- §. YORUG‘LIKNING MAJBURIY SOCHILISHI

Moddaga intensivligi uncha katta bo‘lmagan odatdagi yorug‘lik tushayotgan bo‘lsa yorug‘likning spontan sochilishi ro‘y beradi. Bu sochilish modda zarralari: elektron, atom, molekula, molekulyar komplekslar va boshqa tuzilmalar harakatining yorug‘lik maydoni ta’sirida o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘ladi. Sochilish intensivligi tushayotgan yorug‘lik intensivligidan juda kichik qismini, taxminan 10^{-8} - 10^{-6} qismini tashkil qiladi. Tushayotgan yorug‘lik intensivligi oshsa sochilish intensivligi ham oshib boradi. Ammo tushuvchi yorug‘lik intensivligi juda katta bo‘lganda, bu yorug‘lik to‘lqinini damlash to‘lqini deb yuritiladi, yorug‘lik yutilishida klassik qonunlardan chetlanish kuzatiladi, muhitning chiziqli bo‘lmagan xususiyati namoyon bo‘ladi. Yorug‘likning majburiy sochilishi yuz beradi. Endi faqat damlash to‘lqini ta’sirida emas, balki sochilayotgan yorug‘lik to‘lqini ta’sirida muhit zarralari harakatining o‘zgarishi natijasida ham yorug‘lik sochiladi. Muhit zarralariga damlash to‘lqini chastotasi ω_H , sochilgan yorug‘lik chastotasi ω_1 , bu chastotalar farqiga teng bo‘lgan- muhit zarralarining xususiy tebranish chastotasi Ω -da tebranayotgan kuchlar ta’sir qiladi va zarralar tebranishining rezonans uyg‘onishiga olib keladi. Rezonans tebranish amplitudasining oshib ketishi yorug‘lik sochilishini yanada kuchaytiradi, bu o‘z navbatida zarrachalar tebranishini kuchaytiradi. Chunki endi sochilishga sabab bo‘lgan zarrachalar tebranishini tushuvchi nur bilan sochilgan ikkilamchi nur tebranishlari birgalikda uyg‘otayapdi, sochilishning intensivligi damlash to‘lqini intensivligiga tenglasha borishi zarrachalar tebranishini kuchaytira boradi. Shunday qilib, sochilgan yorug‘likning o‘zi yorug‘lik sochilishini kuchaytiradi, zarralarni yorug‘lik sochishiga majbur qiladi. Shu sababli bu sochilishni majburiy yorug‘lik sochidlishi deb ataladi.

Majburiy sochilish paytida sochilgan nur muhitdan chiqib ketsa spontan sochilishdagi kabi kogerent bo‘lmaydi. Sochuvchi muhit optik rezonator ichiga

kiritilgan bo'lsa, sochilgan nurning rezonator kuzgularidan ko'p marta qaytishi natijasida sochilgan ω_1 chastotali nur juda kuchaygan kogerent nurlanishga aylanadi. Albatta, bu xildagi majburiy nurlanish damlash nurining ma'lum bir chegaraviy qiymatidan (buni porog, ya'ni busag'a qiymati ham deyiladi) keyin boshlanadi. Kuchaygan majburiy sochilish hisobidan hosil bo'lgan bu kogerent nurlanish yo'nalishi rezonatorning yasalishi va hossalari bilan belgilanadi. Damlash nuri va sochilish nuri intensivliklari juda katta bo'lganidan majburiy sochilishdan boshqa nochiziqli optik va akustik hodisalar ham yuz berishi mumkin.

Yorug'likning majburiy sochilishiga misol qilib quyidagi nochiziqli hodisalarini ko'rsatish mumkin: majburiy kombinasion sochilish, majburiy Mandelshtam-Brillyuen sochilishi, Reley chizig'i qanotining majburiy sochilishi, majburiy entropiyali sochilish, majburiy temperaturali sochilish, majmburiy konsentratsiyali sochilish, molekulalarning aylanma tebranish majburiy sochilishi, siljish to'lqinlaridan majburiy sochilish, spin to'lqinlaridan majburiy sochilish, sirdagi to'lqinlardan majburiy sochilish va hakovolar. Yorug'likning majburiy sochilishlarining hammasi uchun ikkita umumiylik borligini hisobga olish kerak: birinchidan, tushayotgan damlash yorug'lik to'lqini muhitning nochiziqligi hisobiga muhit ichida intensiv kogerent ichki tebranishlarni hosil qiladi, bu zarralarning tebranishlari, akustik to'lqinlar va hakovolar bo'lishi mumkin; ikkinchidan, o'z navbatida bu ichki kogerent to'lqinlar yorug'likning yanada kuchli sochilishiga sabab bo'ladi. Bu ikki jarayon, yorug'likning muhitga, muhitning yorug'likka ta'siri bir vaqtda bir-biriga bog'langan holda sodir bo'ladi.

Yorug'likning majburiy sochilish hodisasidagi jarayonlar chiziqli bo'lmagan optikaning, bir qarashda bir-biriga hech aloqasi bo'lmagan, ko'plab hodisalarning asosini tashkil etadi. Shu sababli majburiy sochilishni o'rganish yorug'lik va moddaning o'zaro ta'sirini tadqiq etish ishlarida muhim ahamiyat kasb etadi. Yorug'likning majburiy sochilishi yorug'likni parametrik generasiya qilishiga uxshaydi. Ularni yaxshiroq tasavvur qilish uchun ayrim mujburiy sochilish hodisalariga to'xtalib o'tamiz.

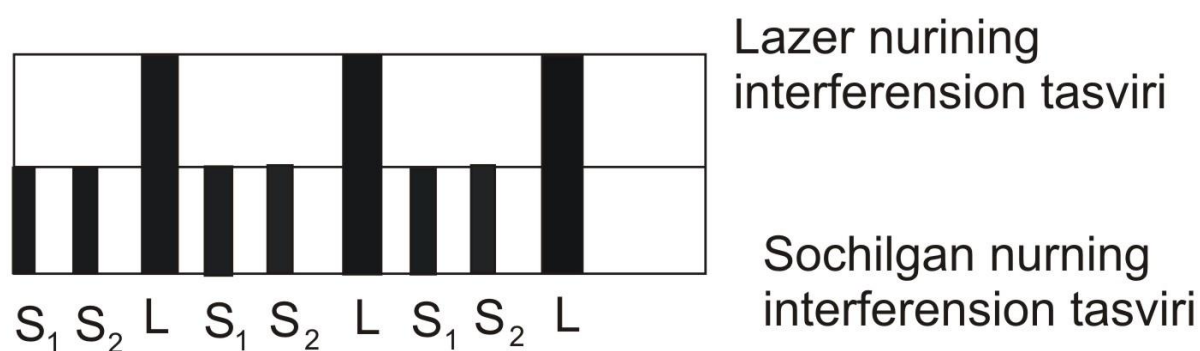
10- §. MAJBURIY MANDELSHTAM-BRILLYUEN SOCHILISHI

Chiziqli bo'lmagan muhitga kuchli lazer nuri tushayotgan bo'lsa (damlash to'liqini), tushayotgan va sochilgan nurlarning o'zaro ta'sirlashuvidan tashqari bu nurlarning muhit ichida doimiy mavjud bo'lgan akustik tebranishlar bilan ham ta'sirlashuvi yuz beradi. Akustik tebranishlarning muhitga tushayotgan kuchsiz yorug'lik nurini modulyatsiya qilishi tufayli Reley chizig'ining nozik strukturasi hosil bo'ladi, ya'ni spontan Mandelshtam-Brillyuen sochilishi kuzatiladi. Bu to'g'rida V bobda batafsil to'xtalganmiz. Tushayotgan yorug'lik intensivligi kuchli bo'lsa uning to'liqlari akustik tebranishlariga aks ta'sir ham ko'rsatadi. Tushayotgan kuchli yorug'lik to'liqining elektr maydonida dielektrik o'z hajmini shunday o'zgartiradiki, natijada elektrostriksion bosim hosil bo'ladi. Bu bosim

$$P = \frac{E^2}{8\pi} \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \quad (44)$$

ko'rinishda ifodalanishi mumkin. Bu yerda $\varepsilon = n^2$ -muhitning dielektrik singdiruvchanligi, ρ -zichligi, E -yorug'lik to'liqining elektr maydon kuchlanganligi. Kuchli lazer nurining elektr maydonida bu bosim yuz minglab atmosfera bosimiga yetishi mumkin. Quyosh nurining elektr maydoni $E = 10^6 \text{ V/cm}$ bo'lsa, uni fokuslash yo'li bilan maydon kuchlanganligini 10^4 marta oshirganda ham elektrostriksion bosimi $P = 5 \cdot 10^{-3} \text{ kg/cm}^2$ ni tashkil etadi, xolos. Lazer nurini fokuslab $E = 10^9 \text{ V/cm}$ -ga erishish mumkin, uning bosimi $P = 5 \cdot 10^5 \text{ kg/cm}^2$ bo'ladi. Odatdagi yorug'lik maydonida yuz bergan elektrostriksion bosimning optik hodisalariga ta'sirini sezmaymiz, chunki bu ta'sir juda kuchsiz, buni yuqoridagi raqamlarni solishtirishdan ham bilib olish mumkin. Katta intensivlikdagi lazer nuri maydonida paydo bo'lgan elektrostriksiya bosimi esa juda kuchli, bu bosim to'liqini chiziqli bo'lmagan qutblanish to'liqini vujudga keltiradi. Kuchli lazer nurining elastik, ya'ni akustik to'liqin va qutblanish to'liqini bilan o'zaro ta'siri tufayli yorug'likning majburiy Mandelshtam-Brillyuen sochilishi yuz beradi.

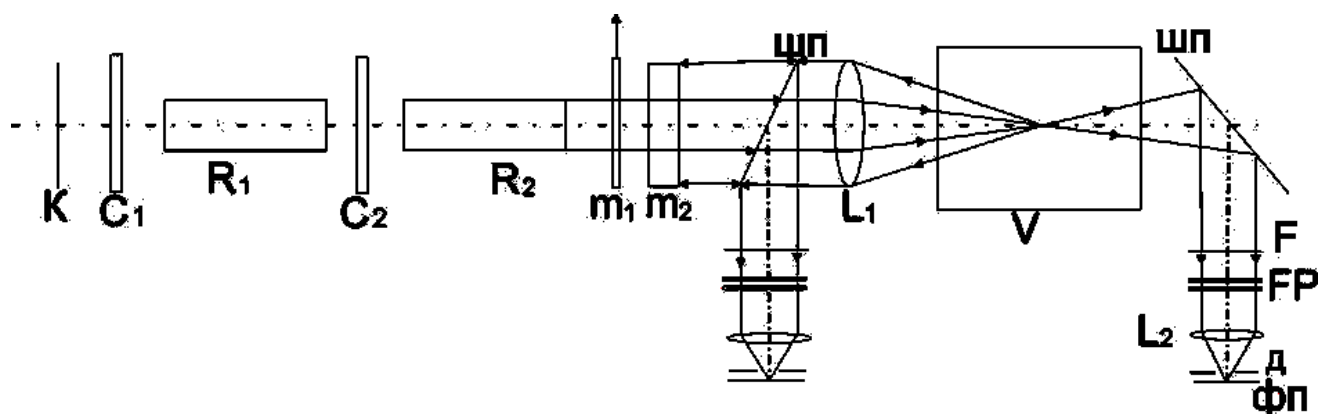
Majburiy Mandelshtam-Brillyuen sochilishini 1964 yilda kvars va sapfir kristallida Chao, Tauns va Stoychev, suyuqliklarda Garmayr va Taunslar birinchi boʻlib kuzatganlar. Ular tajribada impuls davomiyligi 30 nsek, quvvati 50 Mvt boʻlgan $\lambda = 69434^{\circ}$ toʻlqin uzunlikdagi yoqut lazerining qizil nuridan foydalandilar. Muhitdan $\theta = 180^{\circ}$ orqaga sochilgan nurni tadqiq qilishdi. Nurning quvvati boʻsagʻa qiymatidan past boʻlganda sochilgan yorugʻlikning Fabri-Pero interferometrida hosil qilgan interferensiyon halqalari lazer nurining toʻgʻridan-toʻgʻri hosil qilgan halqalaridan farq qilmas edi. Yaʼni sochilish spektrida Mandelshtam-Brillyuen komponentalari kuzatilmadi. Lazer nuri quvvati boʻsagʻa qiymatidan oshganda interferensiyon halqalarda sochilish spektriga xos nozik struktura paydo boʻldi. Uni chizmada quydagicha tasvirlash mumkin, ularni interferensiyon halqalardan olingan kesim deb qarash kerak.



34-Rasm

Bu chizmada L - lazer nuri-damlash nuri spektrining tasviri, S_1 va S_2 -MMBS 1 va 2 stoks komponentalari tasviri, L - lazer nuriga nisbatan S_1 nozik strukturaning toʻlqin uzunligi buyicha siljishi turli suyuqliklar uchun $\Delta\lambda = 0,1A^{\circ}$ atrofida, toʻlqin soni boʻyicha $\frac{1}{\lambda} = 0,2cm^{-1}$ atrofida boʻlgan, masalan suv uchun $\frac{1}{\lambda} = 0,1885cm^{-1}$. Suvda tovush tezligini shu siljish asosida hisoblab, $\vartheta = (1471 \pm 8) m/sec$ chiqardilar, bu boshqa tajriba natijalari bilan mos tushdi. Chizmada S_1 va S_2 komponentalar keltirilgan boʻlib, ulardan S_1 lazer nurining muhitda MMBS-da hosil boʻlgan birinchi stoks chizigʻi boʻlib, sochilish spektri 180° burchak ostida kuzatilganda

shu birinchi stoks chizig'i lazerga qaytib tushadi va unda qayta kuchayib muhitga tushadi va akustik to'liqida sochilish hisobiga o'zining S_2 stoks chizig'ini hosil qiladi. Bunday ketma-ketlik davom etib, stoks chiziqlari o'zining navbatdagi stoks chiziqlarini hosil qiladi. Bu stoks chiziqlar soni ko'p bo'lishi mumkin. Tajribaning boshqa xil variantlarida ko'plab antistoks chiziqlari ham kuzatiladi. I.L. Fabelinskiyning MMBS- ni kuzatish bo'yicha shogirdlari bilan o'tkazgan tajribasining chizmasi quyida keltirilgan. Majburiy Mandelshtam-Brillyuen sochilishini kvant nazariyasi asosida ham klassik elektromagnit to'liqin nazariyasi asosida ham tushuntirish mumkin. Ammo har ikkisida ham eksperimental tajribalar natijalarini aniq ravshan tushuntirib bo'lmaydi, ma'lum bir cheklanishlarga, farazlarga tayanib tajriba natijalari tushuntiriladi. Bu farazlar turlicha bo'lgani kabi, yaratilgan nazariyalar ham turlicha, mualliflari ham ko'p.



35-Rasm

Bu tajriba qurilmasida yoqut lazeridan chiqqan 100Mvt quvvatli 10^{-8}sek davomidagi qisqa impuls L_1 , linza yordamida V idishdagi sochuvchi muhitga fokuslanadi. Fokusdagi quvvat 10^8 Mvt/sm^2 . Sochilgan yorug'lik IIII plastinkalardan qaytib F filtr va FP - Fabri-Pero interferometridadan o'tib, $\Phi\Pi$ -fotoplastinkaga tushuriladi. Bu tajribada antistoks chizig'i kuzatilmagan. Stoks chizig'ining intensivligi damlash nur intensivligiga teng bo'lgan. Bu qurilmada MMBS-ni va Reley chizig'i qanotini tadqiq qilish mumkin.

Ularni turli monografiya va darsliklarda to'rtlicha talqin ham qilinadi. O'z bilimini yanada oshirishni istagan o'quvchini adabiyotlarga murojaat qilishini

maslahat bergan holda MMBS soddalashtirilgan variantda tushuntirishga harakat qilamiz.

Yuqorida takidlaganimizdek, damlash to‘lqini, ya’ni muhitga tushayotgan kuchli lazer nurining elastik to‘lqin yoki elektrostriksiya tufayli vujudga kelgan bosim to‘lqini bilan va shu bosim to‘lqini hosil qilgan qutblanish to‘lqini bilan o‘zaro ta’siri natijasida MMBS yuz beradi. Bu hodisaning haqiqiy mohiyatini tushunib olish uchun muhitning noxizizqligini hisobga olgan holda Maksvell tenglamalari va gidrodinamika tenglamalaridan iborat tenglamalar sistemasini yechib chiqish kerak. Ammo ularning aniq yechimini chiqarib bo‘lmaydi. Faqat ayrim farazlar va cheklashlar bilan tahminiy yechimini topsa bo‘ladi. Shunday tahminiy yechimlarga asoslangan holda fizik mohiyatini quydagicha tushuntirish mumkin. Tushayotgan lazer nurini damlash to‘lqini desak, demak, muhit ichida damlash to‘lqini mavjud, uni quydagicha yozamiz.

$$E_H = E_{OH} \cos(\omega_H t - k_H r) \quad (45)$$

Damlash to‘lqinining Ω chastotali va q to‘lqin vektoriga ega bo‘lgan akustik to‘lqin bilan o‘zaro ta’siri tufayli modulyatsiyalanishi natijasida

$$E_1 = E_{01} \cos[(\omega_H - \Omega)t - k_1 r] \quad (46)$$

stoks chizig‘i hosil qiluvchi sochilgan to‘lqin va

$$E_2 = E_{02} \cos[(\omega_H + \Omega)t - k_2 r] \quad (47)$$

antistoks chizig‘ini hosil qiluvchi sochilgan to‘lqin paydo bo‘ladi. Bu sochilish akustik to‘lqinlardan Bregg burchagi ostida sochiladi va Bregg shartini qanoatlantiradi, ya’ni

$$k_H - k_1 - q = 0 \quad \text{yoki} \quad k_H - k_2 - q = 0 \quad (48)$$

Shunday qilib, muhit ichida to‘rtta to‘lqin mavjud bo‘ladi. (44) formuladagi, ya’ni ortiqcha bosim yoki elektrostriksiya bosimi formulasidagi E -maydon kuchlanganligi muhitda mavduj bo‘lgan to‘rt to‘lqindan uchtasining yig‘indisidan iborat, ya’ni

$$E = E_H + E_1 + E_2 \quad (49)$$

Bu formulaga (45), (46), (47) formulalaridan qiymatlarini qo'yib, bu uch hadni kvadratga ko'tarib, ayrim trigonometrik almashtirishlarni bajarsak, p -elektrostriksion bosim formulasini hosil qilamiz. Unda yuqori chastotali $\sim \omega$ va $\sim 2\omega$, va giperakustik $\Omega, 2\Omega$ chastotali hadlari bo'ladi. Ammo $\Omega, 2\Omega$ chastotali tovush to'lqinlari tezda so'nib qoladi, ularni hisobga olmasa ham bo'ladi. MMBS ga sabab bo'ladigan gipertovushning tashkil etuvchilarini quydagi ko'rinishda yozamiz.

$$p = \frac{1}{8\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s \{ E_{OH} E_{01} \cos[\Omega t - (k_H - k_1)r] + E_{OH} E_{02} \cos[\Omega t + (k_H - k_2)r] + E_{01} E_{02} \cos[2\Omega t + (k_1 - k_2)r] \} \quad (50)$$

Ma'lumki, yorug'lik sochilishi ε dielektrik singdiruvchanlik fluktuatsiyasi $\Delta\varepsilon$ -ga bog'liq, $\Delta\varepsilon$ esa bosimning Δp , entropiyaning ΔS , zichlikning $\Delta\rho$, temperaturaning ΔT , konsentraciyaning ΔC , anizotropiyaning va boshqa turli termodinamik kattaliklarning fluktuatsiyasiga bog'liq. Endi kuchli yorug'lik maydoni ta'sir qilayotganda $\Delta\varepsilon$ qo'shimcha elektrostriksion bosimiga, uning ta'sirida yuzaga keluvchi chiziqli bo'lmagan qutblanish to'lqiniga ham bog'liq bo'lib qolmoqda. 13 rasmda ko'rsatilgan faqat birinchi tartibli S_1 MMBS -ning birinchi tartibli stoks komponenti hosil bo'lishini tushunish uchun (13) formulada keltirilgan yuqori tartibli nochiziqlilikni emas, balki kuchsizroq, pastroq tartibdagi nochiziqlilikni hisobga olsak yetarli bo'ladi. Bunday nochiziqli qutblanishni quyidagicha ifodalasa bo'ladi:

$$P^{Hr} = \frac{\Delta\varepsilon(p)}{4\pi} E = \frac{1}{4\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s \beta_s p E \quad (51)$$

Bu formulada $\Delta\varepsilon(p)$ -dielektrik singdiruvchanlik fluktuatsiyasining bosimga bog'liq qismi, uning kattaligi β_s -adiabatik siqiluvchanlikka, $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s$ -dielektrik singdiruvchanlikning zichlikka bog'liq fluktuatsiyasining adiabatik qiymatiga va p - (50) formulada keltirilgan elektrostriksion bosimga bog'liq. Nochiziqli qutblanish P^{Hr} dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi E -ga ham bog'liq. (51) formulaga (49) ni, (50) ni qo'yib chiqsak qanday murakkab formulaga aylanishini tasavvur qilish qiyin emas. Agar formulalarni S_2, S_3 va hakoza stoks chiziqlari

uchun yozsak murakkablik yanada oshadi. Bu qutblanish formulalarini intensivlik formulasini chiqarish uchun ishlatsak hisob yanada murakkablashadi. Ulkan formulalarni yozishni to'xtatib, hodisani sifatliy tahlil qilamiz.

Tushayotgan kuchli lazer nuri izotrop muhitda o'zining to'liqin vektori k_H yo'nalishida tarqalayotgan bo'lsa, sochilish orqaga 180° burchak ostida kuzatilayotgan bo'lsa, (50) formulaning birinchi hadi tovush to'liqini yoki elektrostriksion bosim to'liqinining muhitda doim mavjud bo'lgan gipertovush to'liqini bilan ustma-ust tushgan qismini ifodalaydi, bu k_H bilan bir xil, lazer nuri bilan ilgariga tarqalmoqda. Bu yerda $k_H > k_1$ demak, $k_H - k_1 = +q$, ya'ni musbat. Ikkinchi hadi ham xuddi shu chastotadagi va fazadagi to'liqinni beradi, bunda $k_H - k_2 = -q$, chunki $k_H < k_2$, bu to'liqin ham k_H yo'nalishida uchinchi had ikkilangan chastotadagi tovush to'liqini ham o'sha yo'nalishda, chunki $k_1 < k_2$. Demak (50) bilan ifodalangan qo'shimcha bosim to'liqini, ya'ni elektrostriksion bosim muhitda mavjud bo'lgan Ω chastotali gipertovush to'liqinining sochilgan yorug'likda stoks chizig'ini hosil qiluvchi qismi bilan ustma-ust tushib uni kuchaytiradi. Natijada MMBS-ni orqa tomonda kuzatganda faqat stoks tashkil etuvchisini ko'ramiz. Chunki E_{01} boshda hosil bo'lganda kuchsiz bo'lsa ham E_{OH} nihoyatda katta bo'lganidan ularning ko'paytmasi $E_{OH} \cdot E_{01}$ juda kuchli bo'ladi, stoks komponent intensivligi oshib ketadi, bu o'z navbatida p elektrostriksion bosimning yanada oshishiga sabab bo'ladi. Bu holat parametrik generasiya yoki parametrik rezonans bo'lib, shu jarayonda damlash to'liqini energiyasi stoks tashkil etuvchi va gipertovush to'liqlariga uzatiladi (perekachka), ya'ni beriladi. Shunday qilib, $\theta = 180^\circ$ ostida sochilish parametrik rezonans tufayli $(\omega_H - \Omega)$ chastotali yorug'lik va Ω chastotali gipertovush generatoriga aylanishi mumkin. Bu yerda generasiya uchun rezonator shart bo'lmaydi. Orqaga sochilgan yorug'lik spektrida antistoks komponenti ham bo'ladi, ammo uning intensivligi stoks chizig'i intensivligidan juda kichik bo'ladi.

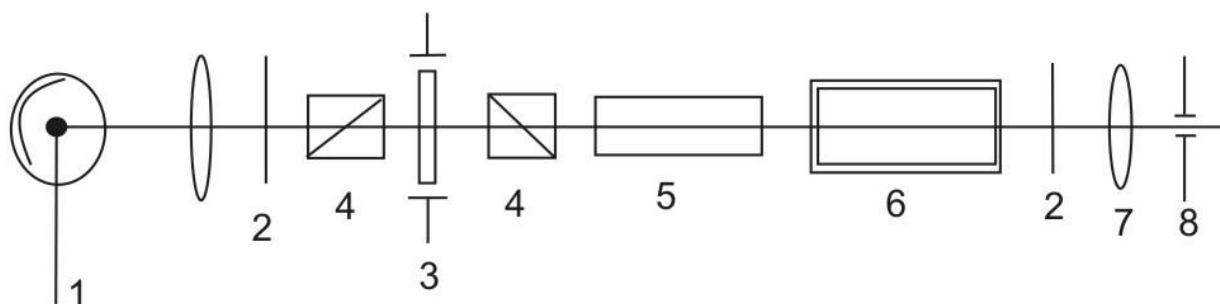
Damlash nurining yo'nalishida, ya'ni sochilish burchagi $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ bo'lganda ham sochilishning stoks komponenti koordinataga bog'liq ravishda

eksponensial oshib boradi, ammo generatsiya vujudga kelishi uchun muhitni rezonator ichiga joylashtirish kerak.

MMBS yuz berishi uchun uygʻotuvchi damlash nuri maʼlum bir chegaraviy yoki busagʻa qiymatidan oshgan boʻlishi kerak. Chunki nur va akustik toʻlqinlarining yutilishi damlash nurining har qanday qiymatida majburiy sochilishning rivojlanishiga qarshilik koʻrsatadi. Majburiy sochilishning busagʻa qiymati turli moddalar uchun turlicha: masalan, serouglerod uchun $30 \frac{M\epsilon m}{cm^2}$, benzol va boshqa ayrim suyuqliklar uchun $1200 \frac{M\epsilon m}{cm^2}$, salol va triasetin uchun yanada yuqori boʻladi.

11- §. YORUGʻLIKNING MAJBURIY KOMBINATSION SOCHILISHI

Yorugʻlikning majburiy kombinasion sochilishini 1962 yilda Vudberi va Nglar birinchi boʻlib kuzatdilar. Quvvati katta boʻlgan yoqut lazeri nurlanish impulsi vaqtini yanada qisqartirish maqsadida nitrobenzol toʻldirilgan Kerr yacheykasidan foydalanilgan edi. Tajriba asbobining optik sxemasi quydagicha.



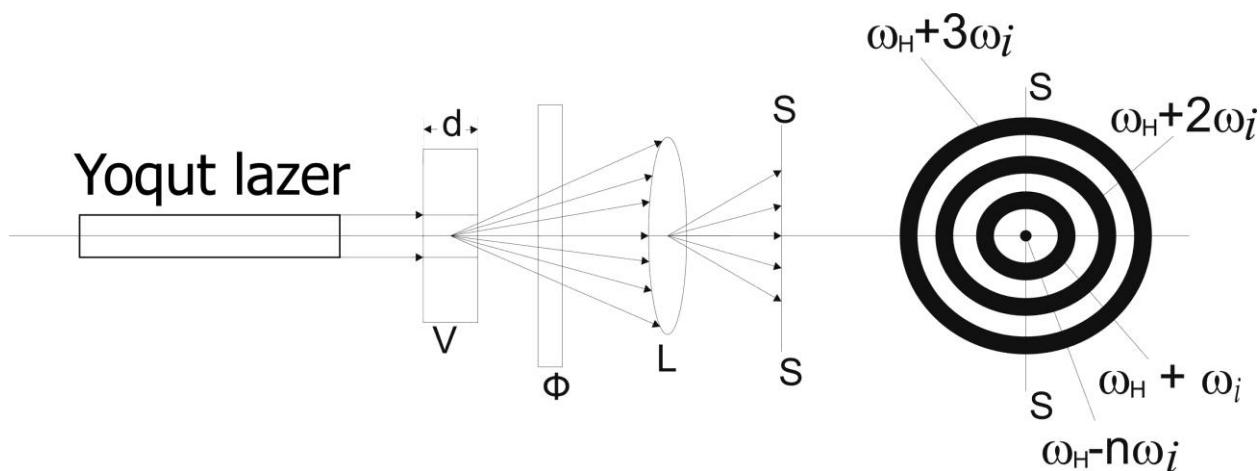
36-Rasm

Bu chizmada 1-fotomnojitel, 2-koʻzgular, 3-Kerr yacheykasi, 4-qutblash asboblari, 5-nurlagich yoqut tayoqchasi, 6-tadqiq etiladigan muhit, 7-toʻplovchi linza, 8-spektrograf tirqichi. Chizmadan koʻrinib turibdiki, lazerning rezonatori koʻzgulari orasida yoqut nurlagich ham, Kerr yacheykasi va tadqiq etiladigan

muhit joylashgan. Kerr yacheykasi bunda ochib-yopqich-zatvor vazifasini bajaradi. Bu yerda tadqiq etiladigan muhit qolib, lazer nurlanganda tushirib olingan spektrda Kerr yacheykasiga to'lg'azilgan nitrobenzoldan sochilgan nur chizig'i paydo bo'lgan, ya'ni $\lambda = 6943\text{\AA}$ to'lqin uzunlikdagi lazer nuri chizig'idan boshqa $\lambda = 7670\text{\AA}$ to'lqin uzunlikdagi majburiy nurlanish chizig'i kuzatilgan. Bu chiziqning asosiy nur chizig'iga nisbatan chastotalar bo'yicha siljishi

$$\Delta \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_H} = 1370\text{cm}^{-1}$$

bo'lgan. Paydo bo'lgan bu chiziqni tez orada nitrobenzolning majburiy kombinatsion sochilish stoks chizig'i deb tushuntirildi. Ma'lum bo'ldiki, lazer nurining quvvati busag'a qiymatidan oshsa bu chiziq paydo bo'lar ekan. Keyinchalik turli asbob uskunalarda bunday tajribalar ko'plab o'tkazilgan. Odatdagi kogerent bo'lmagan yorug'lik manbalaridan chiqqan nurlanish bilan yoritilganda muhitdan sochilgan yorug'lik intensivligi tushuvchi yorug'lik intensivligining 10^{-6} - 10^{-7} qismini tashkil etadi. Uyg'otuvchi nur yoki damlash to'lqini, ya'ni muhitni yoritayotgan yorug'lik intensivligi 10^8 - 10^9 vt/sm² ni tashkil etsa sochilish intensivligi tushuvchi nurning o'nlab foizini tashkil etishi mumkin. Albatta, intensivlik hamma kombinatsion sochilish chiziqlarida bunday oshmaydi, ayrim tanlangan chiziqlar intensivligi oshishi mumkin. $\omega_H \pm \omega_i$ birinchi tartibli stoks va antistoks chiziqlaridan tashqari yuqori tartibli $\omega_H \pm 2\omega_i, \omega_H \pm 3\omega_i$ va hakozo garmonikalar ham kuzatiladi. Quyidagi tajriba uskunasiga nazar tashlaylik



37-Rasm

Lazerdan taralgan nur V sochuvchi muhitga tushadi. Sochilgan yorug'lik F filtdan o'tib, L linza orqali SS ekranga tushuriladi. O'ng tomonda ekran bizga qaratib qo'yilgan. Markaziy nuqta lazer nurining o'z yo'nalishi, $\omega_H - n\omega_i$ stoks chiziqlari ham shu nuqtaga to'plangan, antistoks $\omega + n\omega_i$ chiziqlar konsentrik aylanalar tariqasida joylashgan. Garmonikalar tartibi ortgan sari aylanalar radiusi ham oshib boradi. Ta'kidlash kerakki, antistoks komponentlar faqat asosiy nur yo'nalishida ma'lum burchaklar ostida hosil bo'ladi, stoks chiziqlari esa qarama-qarshi tarafga ham tarqalishi mumkin. Majburiy kombinatsion sochilish – MKS tajriba sharoitiga bog'liq bo'lib, kuchli damlash nuri tushganda MKS boshqa nochiziqli optik hodisalar bilan birgalikda kuzatilishi mumkin. Kvant nazariyasi nuqtai nazaridan MKS hodisasi muhitga tushayotgan $h\omega_H$ fotoni yo'q bo'lib, uning o'rniga $h\omega_s$ sochilgan yorug'lik fotoni hosil bo'lish jarayoni bo'lib, bunday jarayon yuz berishi ehtimoli tushuvchi va sochilgan yorug'liklar intensivliklariga proporsional bo'ladi. ω_s chastotada sochilayotgan nur sochuvchi muhit ichida xuddi majburiy nurlanishdagi kabi eksponensial qonun asosida kuchayib boradi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, sochuvchi muhit qalinligi $d=1\text{sm}$ bo'lganda MKS intensivligi spontan sochilish intensivligiga nisbatan 10^8 - 10^9 marta oshib ketadi, tushayotgan uyg'otuvchi yorug'lik intensivligiga tenglashib qoladi. Bu aytilganlar stoks komponentining paydo bo'lishiga tegishlidir. Antistoks sochilishning yuz berishi jarayoni stoks sochilishi jarayonidan farq qiladi.

MKSni kombinatsion sochilishning tabiati haqidagi klassik tushunchalar asosida tahlil qilinsa, stoks va antistoks komponentlar paydo bo'lishini tushuntirish qiyin bo'lmaydi. Klassik tushunchalarga asosan, molekula qutblanuvchanligini uning yadrolari tebranishi bilan modulyasiyalanishi natijasida kombinatsion sochilish yuz beradi. Faraz qilaylik, ikki atomli molekula berilgan bo'lsin. Molekula muvozanat holatidan chiqarilganda ikki yadro orasidagi masofa o'zgarishini ξ harfi bilan belgilab olaylik. Shu molekulaga yorug'lik to'lqini ta'sir qilayotgan bo'lsa unda induksiyaangan dipol momentini quydagicha ifodalash mumkin.

$$P = (\alpha_0 + \mu\xi)E \quad (52)$$

Bu yerda α_0 -molekulaning muvozanat holatidagi, ya'ni $\xi = 0$ bo'lgandagi qutblanuvchanligi, $\mu\xi$ -yadrolar siljiganda molekula elektron bulutiga ta'sir etib, hosil bo'lgan qo'shimcha qabul qiluvchanligi. Demak, yadrolar qo'zg'alishi molekula elektron bulutining deformatsiyasiga ta'sir ko'rsatadi va qabul qiluvchanligika $\mu\xi$ tuzatmani kiritadi. E -molekulaga ta'sir etayotgan monoxromatik yorug'lik maydoni kuchlanganligi. Yadrolar bu maydon ta'sirida $\xi = \cos\omega_i t$ qonun asosida garmonik tebranayotgan bo'lsa, u dipol momenti (52)ning $\omega_H \pm \omega_i$ chastotada tebranayotgan tashkil etuvchisini hosil qiladi, bu o'z navbatida $\omega_H \pm \omega_i$ chastotali kombinatsion yorug'lik sochilishini hosil qiladi. Demak, bu sochilgan yorug'likda stoks va antistoks chiziqlarining hosil bo'lishini bildiradi. Shunday qilib, molekula elektron buluti yadro tebranishlari natijasida modulyasiyalanadi, o'z navbatida yorug'lik maydoni ta'sirida qutblangan elektron buluti yadrolarga ta'sir etib, ularning tebranish amplitudasini oshirib yuboradi, bu yana elektron bulutiga teskari ta'sir ko'rsatadi. Kuchli damlash to'lqini maydonida bu o'zaro ta'sir kuchayib ketadi va bu qo'shimcha $\mu\xi$ qabul qiluvchanligining chiziqli bo'lmagan qismini hosil qiladi. Shunday qilib, (52) formulani quydagi ko'rinishda yozamiz:

$$P = (\alpha_0 + \mu\xi)E = \alpha_0 E + P_s + P_{\omega_H} + P_{as} + P_{ss} \quad (53)$$

Bu formulada $\alpha_0 E$ -chiziqli qutblanish, E sochuvchi muhit ichida yorug'lik elektr maydoni kuchlanganligi.

$$E = E_{OH} \cos(\omega_H t + \varphi) + E_s \cos(\omega_s t + \varphi_s) \quad (54)$$

(54) formulaning birinchi qismi damlash to'lqini, ikkinchi qismi sochilgan yorug'lik to'lqini. Boshqa belgilarni takrorlab turmaymiz. (53) ning qolgan qismi birgalikda nochiziqli qutblanishni tashkil etadi. Ulardan P_s -qutblanishning stoks chizig'ini hosil qiladigan qismi, yuqorida kvant nuqtai nazardan muhokama qilingan MKS –ni hosil qiladi. P_{ω_H} -damlash to'lqini hosil qilgan qo'shimcha qutblanish bo'lib, uning bir qismi stoks chizig'ini kuchaytirishga, boshqa qismi

molekulani uygʻotgan tebranish holatiga oʻtkazish uchun xizmat qiladi. P_{as} - qutblanishning antistoks chizigʻini hosil qiladigan qismi. P_{ss} - ikkinchi stoks chizigʻini hosil qiladigan qismi.

Bu aytganlardan tashqari ikkinchi stoks chizigʻining paydo boʻlishiga sabab birinchi stoks chizigʻining katta quvvatga ega boʻlib, oʻzi uygʻotuvchi nurga aylanishidir. Yana farqlash qiyin emaski, yadrolarning majburiy tebranishi ikkinchi stoks va birinchi antistoks komponentalarini hosil qilish jarayonida uchinchi va ikkinchi antistoks kompanontalarini hosil qiladi. Komponentalar tartibi oshaverishi mumkin edi, ammo boshlangʻich damlash toʻlqini energiyasi chegaralangandir.

12- §. RELEY CHIZIGʻI QANOTINING MAJBURIY SOCHILISHI

Suyuqlik va siqilgan gaz anizotrop molekularining orentatsiya fluktuatsiyasi va taqsimlanishi dielektrik singdiruvchanlik fluktuatsiyasiga sabab boʻladi. Bu oʻz navbatida yorugʻlikning anizotrop sochilishiga olib keladi. Bu sochilish qutbsizlangan sochilish boʻlib, spektral chizigʻining juda kengligi bilan farq qiladi. Unda intensivlik spektr markazidan tortib $150-200\text{cm}^{-1}$ gacha yoyilib ketgan, uzluksiz kamayib boradi. Spektrga yondashgan bu yorugʻlik foni Reley chizigʻinig qanoti deyiladi. Bu hildagi sochilish Reley chizigʻi qanotining sochilishi deb yuritiladi.

Uygʻotuvchi nur yoki muhitga tushayotgan damlash nuri katta quvvatga ega boʻlsa Reley chizigʻi qanotida ham majburiy sochilish yuz beradi. Reley chizigʻi qanotining majburiy sochilishini quyidagicha tasvirlash mumkin: muhitga E_H damlash nuri tushayotgan boʻlsa, E_1 -sochilgan nur toʻlqinining kuchlanganligi desak, ularning oʻzaro taʼsiri natijasida toʻlqinlar modulyatsiyalanib, tepki hosil boʻladi. Tepki anizotrop molekularni qayta oriyentirlaydi va qayta taqsimlaydi. Maʼlum vaqt ichida tegishli sohada yuz berayotgan qayta oriyentirlanish va qayta taqsimlanish oʻz navbatida E_H tepkisi vositasida E_1 toʻlqinni kuchaytiradi. Shunday qilib, Reley chizigʻi qanotining majburiy sochilishi sodda qilib aytganda E_H va E_1

to'liqlarning o'zaro ta'sirlashuvi va anizotrop molekulalarning orentatsiyasi va taqsimlanishida yuz bergan o'zgarishdan iborat.

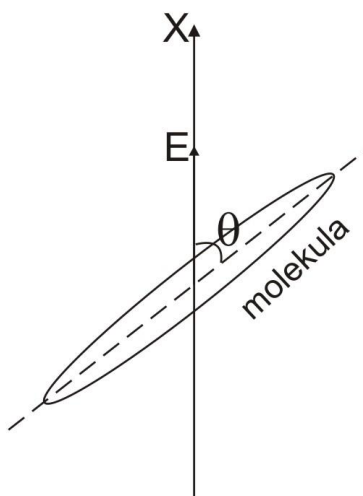
Berilgan modda molekulasi anizotrop bo'lib, chuzinchoq shaklda, silindrsimon simmetriyasiga ega bo'lsa, uning o'qi bo'ylab qutblanuvchanligi $\alpha_{||}$, o'qiga perpendikulyar yo'nalishdagi qutblanuvchanligini $\alpha_{\perp}$ deb belgilaymiz. Ta'sir etayotgan maydon kuchlanganligini E desak va $E \parallel X$ bo'lsa, ya'ni X o'qi bo'ylab tebranayotgan bo'lsa, molekulada P dipol momentini induksiyalaydi. Qo'yilgan maydon E dipol bilan o'zaro ta'sirlashib, molekulani X o'qi bo'ylab oriyentirlashga intiladi, ammo issiqlik harakati bunga yo'l qo'ymaydi. Molekulada induksiyalangan dipolning X o'qiga proyeksiyasi $P_X = \alpha_{xx} E$ bo'lsa, bu yerda

$$\alpha_{xx} = \alpha_{||} \cos^2 \theta + \alpha_{\perp} \sin^2 \theta = \alpha + \Delta\alpha \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (55)$$

Bu yerda $\Delta\alpha = \alpha_{||} - \alpha_{\perp}$ va $\alpha = \frac{\alpha_{||} + 2\alpha_{\perp}}{3}$ - o'rtacha qabul qiluvchanligi, θ - molekula o'qining X o'qi bilan hosil qilgan burchagi. Molekulaning o'rtacha qutblanuvchanligi α bo'ladigan bo'lsa, muhit hajm birligining qutblanuvchanligi yoki dielektrik qabulchanlik skalyar ko'rinishda

$$a = N\alpha \quad (56)$$

bo'lsa, uning tenzor ko'rinishda o'qlar bo'yicha tashkil etuvchilari quydagi ko'rinishda bo'ladi:



38-Rasm

$$a_{xx} = a + \frac{2}{3}N\Delta\alpha Q \quad \text{va} \quad a_{yy} = a_{zz} = a - \frac{1}{3}N\Delta\alpha Q \quad (57)$$

Bu formulalarda N - 1sm^3 hajmda molekulalar soni, Q –molekulalarning oriyentirlanish darajasini bildiradigan kattalik. Agar muhitda anizotrop molekulalar butunlay tartibsiz bo‘lsa $Q=0$, molekulalar butunlay maydon yo‘nalishida tartiblangan bo‘lsa $Q=1$ bo‘ladi. Ammmo har qanday kuchli maydon qo‘yilganda ham molekulalarni tuliq X o‘qi bo‘ylab oriyentirlab bo‘lmaydi, chunki unga issiqlik harakati yo‘l qo‘ymaydi. E maydon muhitda hosil qilgan qutblanishni (57) ga asosan yozamiz:

$$P = Xa_{xx}E = X(aE_0 + \frac{2}{3}N\Delta\alpha QE) \quad (58)$$

Oriyentirlanish darajasi Q -ning qiymati E -ning kattaligi bilan bog‘liq, demak (58) ning birinchi hadi chiziqli qutblanishni bersa, ikkinchi hadi nochiziqli qutblanishni ifodalaydi.

$$P^{Hch} = X \cdot \frac{2}{3}N\Delta\alpha QE \quad (59)$$

Ammo $Q \sim E^2$ proporsionallikni hisobga olsak, bu yerdagi nochiziqli qutblanish kubik nochiziqli qutblanish ekanligini tushunish qiyin emas.

Reley chizig‘i qanotining majburiy sochilishida molekulalarning oriyentatsiya bo‘yicha taqsimlanishi ikkita optik maydon E_H va E_1 tepkisining ta’sirida o‘zgaradi. Shuning uchun molekulalarning qayta oriyentirlanishi uchun harakat tenglamasini oriyentirlanish darajasi Q uchun yozilgan Debayning diffuziya tenglamasi ko‘rinishida yozsa bo‘ladi:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{Q}{\tau_D} + \frac{4}{3\nu}\Delta\alpha|E|^2 \quad (60)$$

Bu yerda $\tau_D = \frac{\nu}{5kT}$ -Debay relaksatsiya vaqti, bunda ν -alohida olingan molekula uchun yopishqoqlik koeffitsiyenti, k -Bolsman doimiysi, T -absolyut temperatura. Bu yerda $E=E_H+E_1$ ekanligini hisobga olib tenglama yechib chiqilsa

$$Q = \frac{4\tau_D\Delta\alpha E_H E_1}{3\nu(1+i\omega\tau_D)} \quad (61)$$

ekanligini topsa bo‘ladi. (61) ni (59) ga qo‘ysak

$$P^{Hch} = \frac{8N\tau_D(\Delta\alpha)^2}{9\nu(1+i\omega\tau_D)} |E_H|^2 \bar{E}_1 \quad (62)$$

bu yerda $\omega = \omega_H - \omega_1$. Nochiziqli qutblanish maydon kuchlanganligining kubiga $\sim E^3$ proporsional ekanligini ko'ramiz, demak, kubik nochiziqli qutblanish. (62) formulada Reley chizig'ining qanotidagi sochilish uchun dielektrik qabulchanlik to'rtinchi tartibli tenzor, uni yuqorida c_{ijke} bilan belgilab olgan edik,

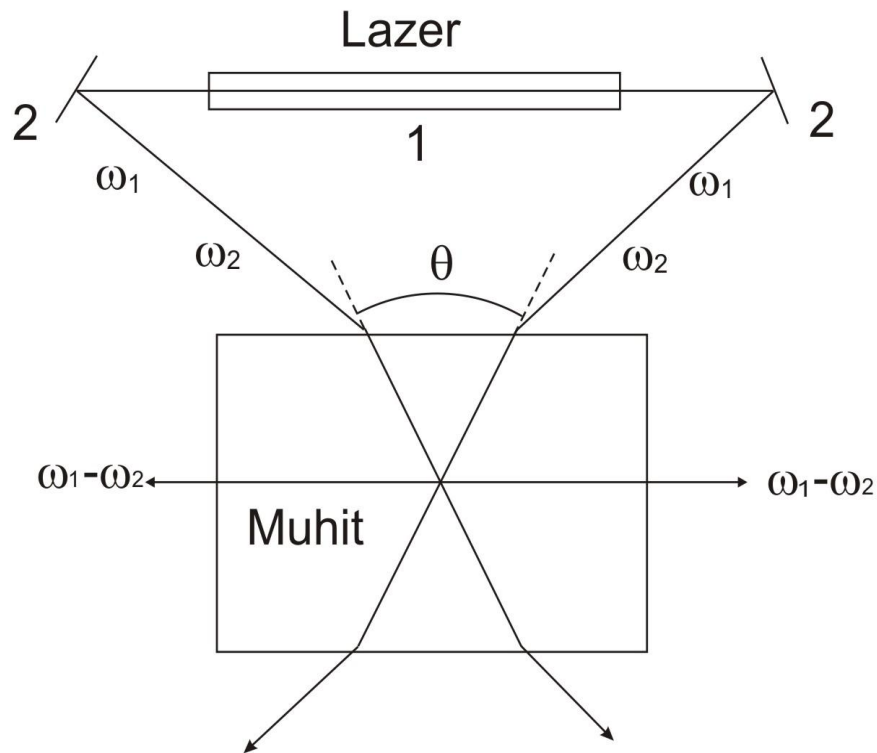
$$c = \frac{8N\tau_D(\Delta\alpha)^2}{9\nu(1+i\omega\tau_D)} \quad (63)$$

manfiy mavhum qiymat oladi. Bu holni boshqa majburiy yorug'lik sochilishlari bilan solishtirsak, E_1 -sochilgan yorug'lik elektr maydoni kuchlanganligi eksponensial usib boradi yoki kuchayib boradi va markazdan qanotning chastotalar bo'yicha siljishi $\omega = \omega_H - \omega_1 = 1/\tau_D$ bo'lganda maksimumga erishadi. Reley chizig'i qanotidagi majburiy sochilishning bir xil kuchayishi suyuqliklarda kombinasion sochilish kuchayishiga yaqinlashadi. Umuman olganda bu xil sochilish majburiy kombinasion sochilish bilan ko'p jihatdan o'xshash bo'ladi. Xuddi MKS-da stoks va antistoks komponentlarining o'zaro ta'siri asosiy nur yo'nalishi yaqinida, ya'ni θ burchak ostida antistoks chizig'ini generasiya qilgani kabi, Reley chizig'i qanotidagi majburiy sochilishda ham shu hol yuz beradi. Boshqacha qilib aytsak, Reley chizig'i qanotining majburiy sochilishida asosiy nur yo'nalishiga θ burchak ostida konussimon nurlanish generasiyalanadi.

Reley chizig'i qanotidagi majburiy sochilishni I.L.Fabelinskiy o'z shogirdlari bilan birga birinchi bo'lib kuzatishdi. Ular nitrobenzol, serouglerod va boshqa moddalarda Reley chizig'i qanotining majburiy stoks tashkil etuvchisini kuzatishdi. Nitrobenzol uchun bu tashkil etuvchining maksimal qiymati $\omega = \omega_H - \omega_1 = 0,5\text{cm}^{-1}$ chastotada kuzatildi. Xorijiy olim Cho Reley chizig'i qanotining stoks qismi $285^0\text{K}-390^0\text{K}$ temperatura intervalida markazga nisbattan $\omega = 0,09 \div 0,41\text{cm}^{-1}$ oralig'ida siljiganini kuzatdi.

13- §.ULTRATOVUSH TO‘LQINLARI GENERATSIYASI

Optik usul bilan ultratovush to‘lqinlarini generatsiya qilishni fransiyalik olim fizik A.Kostler kashf qilgan. Uning fikricha, yorug‘lik dastalarining o‘zaro ta’sirlashuvi natijasida muhit ichida ultratovush to‘lqini hosil bo‘lishi harakatdagi ikki elektromagnit to‘lqinlardan harakatlanayotgan interferension tekisliklar sistemasi hosil bo‘lishidan iborat. Bunday ikkita kuchli elektromagnit to‘lqini muhitga ikkita lazerdan tushirilishi mumkin. Yoki ikki tomondan ham nur taratadigan bitta lazerdan ham tushirsa bo‘ladi. Quyidagi chizmada bir lazerdan ikki nur muhitga tushmoqda.



39-Rasm

Lazerdan chiqqan ikki nur 2 ko‘zgulardan qaytib o‘zaro θ burchak hosil qilib muhitga tushayapdi. Faraz qilaylik bu ikkita yorug‘lik to‘lqini

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 r), E_2 = E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 r) \quad (64)$$

ω_1 va ω_2 chastotalari bilan farq qilsin. Ular o‘zaro interferensiyalashib bir-biriga parallel interferension tekisliklarni hosil qiladi. Yig‘indi to‘lqin elektr maydon kuchlanganligini yoza olamiz:

$$E = E_1 - E_2 = 2E_0 \cos\left[\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t - \frac{k_1 - k_2}{2}r\right] \cos\left[\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t - \frac{k_1 + k_2}{2}r\right] \quad (65)$$

Agar chastotalari $\omega_1 = \omega_2$ bo‘lsa natijaviy to‘lqin amplitudasi

$$2E_0 \cos\left[\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t - \frac{k_1 - k_2}{2}r\right]$$

vaqt t -ga bog‘liq bo‘lmay qoladi, faqat koordinata r -ga bog‘liq bo‘lib qoladi. Interferension tekisliklar siljmaydi. Bu tekisliklar fazalari vaqtga bog‘liq bo‘lmaydi. Nurlar qo‘shilgan joyda fazasi $\frac{k_1 - k_2}{2}r = m\frac{\pi}{2}$ bo‘lsa tekisliklar tor va qorong‘u, $\frac{k_1 - k_2}{2}r = m\pi$ bo‘lsa yorug‘ bo‘ladi. Bunda $m = 1, 2, 3, \dots$ qiymat oladi. Agar $\omega_1 - \omega_2 \neq 0$ bo‘lsa, ya’ni chastotalar o‘zaro farq qilsa, u holda interferension tekisliklar $k_1 - k_2$ vektor yo‘nalishida, ya’ni chizmada $(\pi - \theta)$ burchakka o‘tkazilgan bissektrisa yo‘nalishida V tezlik bilan siljiyboshlaydi. Bu tezlik kattaligi

$$V = \frac{\omega_1 - \omega_2}{|k_1 - k_2|} \quad (66)$$

ko‘rinishda ifodalanadi. Agar

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{\omega_1}{g_1} = \frac{\omega_1}{c} n \quad (67)$$

$$k_2 = \frac{\omega_2}{c} n$$

ekanligini hisobga olsak, $\omega_1 - \omega_2$ farq shu chastotalarning o‘zlariga nisbatan juda kichik bo‘lganidan oddiy geometrik tushunchalarga tayanib yozaolamiz

$$|k_1 - k_2| \approx k_1 \sin \frac{\theta}{2} + k_2 \sin \frac{\theta}{2} \quad (68)$$

Endi (66) ni yozish mumkin:

$$V = \frac{\omega_1 - \omega_2}{(k_1 + k_2) \sin \frac{\theta}{2}} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \frac{c}{n} \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (69)$$

Bu formulani Mandelshtam-Brillyuen formulasi

$$\nu_n = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \frac{c}{n} \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}}$$

bilan solishtirsa, interferensiyalar tekisliklar tezligi ultratovush tezligi ν_n bilan teng ekanligini ko'ramiz. Bu formulalarda c -yorug'likning bo'shliqdagi tezligi.

Shunday qilib, kuchli lazer nurlari energiyasi ultratovush to'liqini energiyasiga aylanmoqda. Bu hodisa, albatta, elektrostriksiya tufayli yuz bermoqda. Elektrostriksiyani yuqorida ko'rib chiqqanmiz: yorug'likning kuchli elektr maydoni ta'sir etayotgan sohasida muhitni zichlashtiradi. Nurlar uchrashib interferensiyalar maksimumlar hosil qilgan sohada, ya'ni yorug'lik interferensiyalar tekisliklarda zichlashish yanada kuchayadi. Demak, kuchli elektrostriksiyalar bosim hosil bo'lib, bu bosim maydon kuchlanganligi kvadratiga proporsional bo'ladi. Interferensiyalar minimumlar sohasida, ya'ni qorong'u interferensiyalar tekisliklarda bu bosim nolga tushib ketadi. Yorug'lik chastotasida tebranishga ulgurmaydigan molekulalar, interferensiyalar manzara tebranishi chastotasida tebranishga ulguradi. Demak, muhit ichida doimiy mavjud bo'lgan zichlik fluktuatsiyasi atom va molekulalarning betartib issiqlik harakati tufayli vujudga kelib, bu fluktuatsiyalarni muhit ichida doimiy mavjud bo'lgan ultratovush yoki gipertovush desak, bu ultratovush tezligi lazer nurlari hosil qilgan interferensiyalar tekisliklar tezligi bilan teng bo'lganda rezonans yuz beradi. Shu rezonans paytida yorug'lik to'liqlari quvvati to'liq ultratovush to'liqlariga beriladi. Shunday qilib, optik yo'l bilan ultratovush yoki gipertovushni generatsiya qilish mumkin. Bu ultratovush piezoelektrik kristall sirtida shu tovush chastotasida o'zgaruvchi potensiallar farqini hosil qiladi. Bu hodisani esa qayd qiluvchi elektr uskunalari mavjud bo'lib, ulardan turli maqsadlarda foydalanish mumkin. Masalan, A. Koslarning o'zi shu yo'l bilan santimetr va millimetr to'liq uzunligidagi elektromagnit to'liqlar hosil qilishni taklif qilgan.

Sinov topshiriqlari va savollari:

1. Chiziqli optika bilan nochiziqli optika sohalarining bir-biridan farqi nimada?
2. Ikkilamchi garmonika deb nimaga aytiladi?
3. Chiziqli dielektrlarning qutblanuvchanligi deyilganda nimani tushunasiz?
4. Kvadratik dielektrlarning nochiziqli qutblanishini tushuntiring.
5. Ikkilamchi garmonika qanday hosil bo'ladi?
6. To'lqin fronti nima?
7. Yorug'lik to'lqinining tarqalishini detektorlash effektini ayting.
8. O'z-o'zini fokuslash deganda nimani tushunasiz?
9. O'z-o'zini difraksiyalash deganda nimani tushunasiz?
10. To'yinish effektini tushuntiring.
11. Ko'p fotonli yutilish qanday amaliy maqsadlarda foydalaniladi?
12. Parametrik generatsiyaga ta'rif bering.
13. Sinxronizmlilik shartini ayting.
14. Optik damlash deb nimaga aytiladi?

Adabiyotlar:

1. Пекора А. Новый облик оптики.- М.: Советское радио ,1973. Гл 5 с 138-147
2. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики .-М.: Наука 1989.Гл.7,Гл17,с.95-116, с.146-186, с.290-316.
3. Квантовая электроника .Под ред.Ахманова С..А. и др.-М .:Изд. Сов. Энциклопедия, 1969.с.119-152. с.339-346.
4. Фабилинский И.Л. Молекулярное рассеяние света -М.: Наука ,1965. Гл IX. §34.с.411-434.
5. Физический энциклопедический словарь. –М.: Изд . Сов. Энциклопедия , 1984. с 458-464.

ADABIYOTLAR

1. Вукс М.Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах.-Л.: Изд. ЛГУ, 1977.-С. 318.
2. Вукс М. Ф. Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных сред.-Л.: Изд. ЛГУ, 1984.-С. 332.
3. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света.- М.: Наука, 1965.С.511
4. Сущинский М.М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов.- М.: Наука, 1969.- С.576.
5. Ландсберг Г.С. Оптика.- М.: Наука, 1976.-С. 926.
6. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т.1.- М.:Наука, 1969.- с.910.
7. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс теоретической физики. Том 2.- М.: Наука, 1971.- с.936.
8. Пекара А. Новый облик оптики.- М.: Советское радио, 1973.-С.263.
9. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики.- М.: Наука, 1989.-С.558.
- 10.Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом.- М.: Наука, 1989.-С.278
- 11.Квантовая электроника. Под ред. Ахманова С.А. и др. - М.: Изд.Сов.энциклопедия, 1969. –С.430.
- 12.Физический энциклопедический словарь. -М.: Изд. Сов.энциклопедия, 1984. –С.944.
- 13.Атаходжаев А.К., Тухватуллин Ф.Х. Спектральное распределение интенсивности в крыле линии рассеяния жидкостей и растворов.- Ташкент. Фан, 1981,- с.123.
- 14.Otaxo‘jayev A.Q., Jo‘rayev B. Molekulyar optika. -Samarqand. SamDU nashriyoti, 1992. - S.116.
- 15.Собиров Л.М. Спектры молекулярного рассеяния света и распространение гиперзвука в жидкостях и растворах. Докторская диссертация, М.:ФИАН, 1989.

16. Жураев Б. Оптическая активность водных растворов глюкозы, сахарозы и винной кислоты при малой концентрации. - Узбекский физический журнал, 1992. №6, -Ташкент. Фан.- С.61.