

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA FAKULTETI
“5440100- FIZIKA” TA’LIM YO’NALISHI**

“Nazariy fizika va kvant elektronikasi” kafedrası

XAYDAROV SHUXRAT RUSTAMOVICH

**β -pikolinning suvdagi eritmasida giper
tovushning yutilish koeffitsientini
tekshirish**

Malakaviy bitiruv ishi

Ilmiy rahbar: f.-m. f. n. dots. Xaydarov X. S.

Samarqand – 2014

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

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND
DAVLAT UNIVERSITETI**

**FIZIKA FAKULTETI
FIZIKA YO'NALISHI**

**“NAZARIY FIZIKA VA KVANT ELEKTRONIKASI”
KAFEDRASI**

XAYDAROV SHUXRAT RUSTAMOVICH

β -pikolinning suvdagi eritmasida giper tovushning yutilish koeffitsientini tekshirish

**“5440100-Fizika” ta'lim yo'nalishi bakalavr ilmiy
darajasini olish uchun**

Malakaviy bitiruv ishi

Ilmiy rahbar: f.-m.f.n. dots. Xaydarov X. S.

Malakaviy bitiruv ishi “Nazariy fizika va kvant elektronikasi” kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2014-yil 13-iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etildi (bayonnoma № 9).

Kafedra mudiri: _____ dots: Xaydarov X. S

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2014 yil __- iyundagi majlisida himoya qilindi va “____” ball bilan baholandi (bayonnoma № ____).

YaDAK raisi: _____

A'zolari: _____

Samarqand – 2014

SamDU fizika fakulteti “Nazariy fizika va kvant elektronikasi” kafedrası 4-kurs 401-guruh talabasi Xaydarov Shuxratning “ β -pikolinning suvdagi eritmasida giper tovushning yutilish koeffitsientini tekshirish” mavzusidagi malakaviy bitiruv ishiga

TAQRIZ

Xaydarov Shuxrat bitiruv ishi suyuqliklardagi gipertovushning yutilish koeffitsientini aniqlashga bag'ishlangan. Ma'lumki piridin va pikolinlar (β -pikolin)ning suvdagi eritmalarida yorug'lik yutilishini o'rganish orqali ko'pgina ilmiy natijalar olishga olib keladi.

Xaydarov Shuxrat bitiruv ishi kirish, uchta bob va xulosadan iborat. Kirish qismida mavzuning dolzarbligi ishning asosiy maqsadi, muammoning o'rganilganlik darajasi, tadqiqot, tadqiqot predmeti, tadqiqot usullari, ilmiy yangiligi, tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyatiko'rsatilgan.

Birinchi bobda suvli eritmalarda sochilgan yorug'lik nuri sochilish nazariyasi va oldingi olingan natijalar keltirilgan

Ikkinchi bobda o'tkazilgan eksperimental qurilmaning sxemasi va ishlash usullari ko'rsatilgan.

Uchinchi bobda tajribada olingan natijalar, ularni muhokamasi va xulosalari yozilgan.

Xulosaga ko'ra yutilish koeffisiyentini temperaturaga bog'liqligini o'rganishda β -pikolinning suvdagi 0,06 mol qism eritmasida temperaturaning 55°C va 67°C anomalik buzilib, eritmada strukturaviy o'zgarish bo'lishini kuzatgan.

Xaydarov Shuxrat Rustamovichning malakaviy bitiruv ishi yuqori ilmiy darajada bajarilgan bo'lib, bu ishga qo'yilgan barcha talablarga to'la javob beradi. Bu malakaviy bitiruv ishini himoya qilishga tavsiya etaman.

Taqrizchi

**Samarqand qishloq xo'jalik instituti
“Fizika va kimyo” kafedrası mudiri
dotsent Ismailov E**

**SamDU fizika fakulteti “Nazariy fizika va kvant elektronika” kafedra 4-
kurs 401-guruh talabasi Xaydarov Shuxrat “ β -pikolinning suvdagi
eritmasida giper tovushning yutilish koeffitsientini tekshirish”
mavzusidagi malakaviy bitiruv ishiga**

TAQRIZ

Noelektrolitlarning suvdagi eritmalarida gipertovushning tarqalish tabiatini zichlik fluktuatsiyasi katta bo'lgan moddalarda o'rganish ularning molekulyar kinetik xossalari tushuntirish uchun hamda suyuq holatning nazariyasini yaratish uchun muhimdir.

Xaydarov Shuxrat malakaviy bitiruv ishida zichlik fluktuatsiyasi katta bo'lgan 0,06 mol qism pikolinning suvdagi eritmasida gipertovushning yutilish koeffitsientini temperaturaga qarab o'zgarishini o'lchash va shu eritmada 25 MHz chastotada olingan ultiratovushning temperaturaga qarab o'zgarishi tezligidan foydalanib, hajmiy yopishqoqlik koeffitsienti bilan bog'liq bo'lgan relaksatsiya vaqtini hisobladi.

Xaydarov Shuxratning malakaviy bitiruv ishini bajarish davomida ikki o'tishli Fabri-Pero interferometri bazasida yig'ilgan qurilmaning ishlash jarayoni bilan tanishdi, tadqiqot o'tkazishga qatnashdi. Spektrogrammada tezlikni va yutilish koeffitsientini hisoblashni o'rgandi. Malakaviy bitiruv ishi bilan bog'liq bo'lgan hamma masalalarni muvaffaqiyat bilan bajardi.

Berilgan ish hajmi, afzalligi bilan malakaviy bitiruv ishlariga qo'yilgan hamma talablarga javob beradi.

Ilmiy rahbar:

f-m.f.n. dots. Xaydarov X.S

MUNDARIJA

<i>Kirish:</i>	-	6
I BOB. NAZARIY QISM. SUVLI ERITMALARDA SOCHILGAN YORUG`LIK NURI	-	9
1.1. SUYUQLIK VA ERITMALARDA YORUG`LIKNI MOLEKULAR SOCHILISHI NAZARIYASI	-	10
1.2. YORUG`LIKNI SUYUQLIK VA ERITMALARDA MOLEKULAR SOCHILISHINING SPEKTRAL TARKIBI	-	15
1.3 . SUYUQLIKLARDA TOVUSH TARQALISHINING RELAKSATSION NAZARIYASI	-	24
II BOB. ERITMALARNING MAXSUS NUQTASINI RELEY CHIZIG`I NOZIK STRUKTURASI USULI BILAN TADQIQ QILISH.	-	29
2.1. IKKI O`TISHLI FABRI – PERO INTERFEROMETRI SPEKTRINING AYRIM XUSUSIYATLARI.	-	30
2.2. IKKI O`TISHLI FABRI-PERO INTERFEROMETRINI TUZILISH VA YUSTIROVKA QILINISH.	-	33
2.3. TAJRIBAVIY QURILMA.		37
III BOB. TAJRIBADAN OLINGAN NATIJALAR VA ULARNI MUHOKAMASI	-	41
<i>Xulosa</i>	-	44
<i>Adabiyotlar</i>	-	45

K I R I S H.

Ishning dolzarbligi. Turg'un bo'lmagan sohalarda (termodinamik muvozanatda bo'lmagan sistemalar) tadqiqot olib borish hozirgi zamon fundamental fanining dolzarb muommolaridan biridir. Suyuqliklarning kritik nuqtasi atrofida fazaviy o'tish muommolarini yechish muhim ahamiyatga egadir. Turg'unlik chegarasi yaqinida ko'p sonli erkinlik darajasining kuchli o'zaro ta'sir muommosining yechimi hozirgi vaqtda yakka nazariy yechilmagan masaladir, bu yechim nolinchil yaqinlashishda ham prinsipial jihatdan ideal gaz modeliga o'xshamaydi. Hozirgi vaqtda fazoviy o'tish nazariyasi usullari yadro fizikasi va elementar zarralar, polimerlar fizikasi, biofizikada muvozanat vaziyatdan uzoqda bo'lgan sistemalarda qo'llaniladi.

Suyuqliklarda universallik sohasi mavjudligi, modda suyuq holati muammosi masalasini ma'lum jihatdan qayta ko'rishni taqozo etadi. Suyuqlikdagi strukturaviy fazoviy o'tishlar mavjudligi muammosi va bu o'zaro ta'sir fazoviy o'tishlar nuqtasi yaqinidagi anamaliyasi xarakteriga ta'siri masalasi hamda sistemalarning kritik xususiyatlarini izohlash universalligi saqlanadimi degan muammo hozircha ochiq qolmoqda. Shuning uchun ularni yechishda sifat jihatdan yangi tajribaviy ko'rsatmalar kerak.

Ishning asosiy maqsadi. Yorug'likning molekular sochilish usuli yordamida suyuqliklarda yorug'lik intensivligini, gipertovushning tarqalish tezligini, yutilishini, tovush tezligini dispersiyasini va maxsus nuqta yaqinida bo'layotgan relaksatsion jarayonlarni tadqiq qilish orqali suyuqliklarda fazoviy o'tishlar mavjudligi haqidagi ma'lumotlarni topish.

Elektrolit bo'lmagan suvli eritmalar qatlamlanish xususiyatiga ega. Bu eritmalarda turli usullar yordamida sochilgan yorug'lik intensivligi tekshirilmoqda, chunki ularning fizik xarakteristikasi va xususiyatlari juda ko'p. Shu hisobda strukturaning o'ziga xosligi va ularda sodir bo'layotgan jarayonlar turlicha. Hozirgi vaqtda bu sistemalarda sodir bo'layotgan kompleks jarayonlarga yagona yondashuv yo'q.

Muammoning o'rganilganlik darajasi. Eritiladigan modda konsentratsiyasini va eritma temperaturasini o'zgarishi (normal bosimda) eritma qatlamlanishiga olib kelmaydigan suv eritmalarini tekshirish muhim ahamiyatga ega.

Hozirgi vaqtda yorug'likning sochilishini o'rganish orqali suyuqliklarda sodir bo'layotgan o'ta nozik jarayonlar to'g'risida ma'lumot olish mumkin. Bu eritmalarda keng konsentratsiya oralig'ida yorug'likning noelastik sochilishi spektral xarakteristikasi o'zgarishi haqida ma'lumot yo'q. Sochilgan yorug'likni spektral xarakteristikalarini o'rganish suv eritmalarida struktura hosil bo'lish jarayonlari haqida ma'lumot hamda strukturaviy fazoviy o'tishlar atrofida termodinamik parametrlarning o'zgarishi, eritmalarining termodinamik turg'un bo'lmagan sohasida adiabatik fluktuatsiya va struktura fluktuatsiyalari o'zaro ta'siri tabiati va uning sochilgan yorug'lik spektrida namoyon bo'lishi haqida ma'lumot olinadi.

Tadqiqot ob'yekti. Maxsus kritik nuqta hosil qiluvchi pikolin-sistemalarining suvdagi eritmalarida, temperatura va konsentratsiyaning keng o'zgarish sohasida, izotrop sochilgan yorug'likning spektral tarkibini tadqiq qilish hamda eritmalarining termodinamik turg'un bo'lmagan holati tabiatini maxsus kritik nuqta atrofida struktura hosil bo'lish jarayonini aniqlash.

Tadqiqot predmeti. Yorug'likning Reley sochilish nozik struktura chiziqlari spektri tadqiqot predmeti hisoblanadi. Ishning maqsadi bo'lib noelektrolitlarning suvdagi eritmalarida sochilgan yorug'lik spektral xarakteristikasi (nozik struktura komponentalarining chastotaviy siljishi va siljimagan chiziqlar intensivligi) konsentratsiya, temperatura va burchakka bog'liq ravishda o'zgarishini tadqiq qilish.

Tadqiqot usullari. Yorug'likning Reley sochilish nozik strukturasi spektri laboratoriyada maxsus tayyorlangan va sanoatda uchramaydigan, yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lgan ikki karra o'tuvchi Fabri-Pero interferometrida tadqiqotlar o'tkazildi. Nurlanishni uyg'otuvchi manba sifatida He-Ne lazeri

qo'llanildi.(quvvati 15 mWt) Interferometr kamerasida bosimni o'zgartirish yo'li bilan spektrlar yig'ildi.

Ilmiy yangiligi. Ushbu malakaviy bitiruv ishida keltirilgan natijalar birinchi marotaba olingan. Noelektrolitlarning suvdagi eritmalarida termodinamik muvozanatni maxsus nuqta atrofida strukturaviy jarayonlarni o'zgarishi uchun Mandelshtam-Brillyuen spektroskopiya usulidan foydalanish bu usulning istiqbolli va yaxshi natijalar berishini β -pikolinning suvdagi eritmaları misolida amalda ko'rsatildi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati. Malakaviy bitiruv ishini tadqiqoti ilmiy izlanishi fundamental ahamiyatga ega, ishlab chiqilgan eksperimental usul, olingan natijalar va xulosalar Mandelshtam-Brillyuen spektroskopiyasiga, kritik nuqta yaqinida fazoviy o'tish va termodinamik turg'unmas sohada bo'lgan moddalar holati yuqori chastotali akustik spektroskopiyasida qo'llaniladi. Nozik struktura komponentalari chastotaviy siljishini tekshirish natijalari suv eritmalarining turli konsentratsiyalarida va temperaturaning keng oralig'ida adiabatik siqiluvchanlik kabi termodinamik parametrlarni hisoblashda qo'llaniladi, chunki bu parametrlarni to'g'ridan-to'g'ri o'lchash imkoniyati yo'q. Olingan ma'lumotlar suv sistemali eritmalar termodinamikasini rivojlantirishda muhim ahamiyatga ega, shuningdek bu sistemalarda fizikaviy, kimyoviy jarayonlarning ro'y berishini tushinishda, bu esa tibbiyot, farmakologiya, biofizika, biotexnologiya va boshqalarda muhimdir.

I BOB.

SUVLI ERITMALARDA SOCHILGAN YORUG`LIK NURI.

Biz asosan bu bobda e'tiborimizni tajribadan olinadigan natijalarni tahlil qilishda kerak bo'ladigan nazariy va amaliy ishlarga qaratamiz. Bu ishlar doirasida yorug`likning molekulyar sochilishida suyuqlik va eritmalarning molekulyar – kinetik hususiyatini o`rganish metodini qo`llash, yorug`likning molekular sochilish spektri, chastotasi 10^{10} Hz bo`lgan tovushning, ya'ni gipertovushning tezligini va yutilish koeffitsiyentini aniqlash, chastotalarning ultratovush oralig`ida 10^6 Hz da o`lchangan tezligi bilan taqqoslanganda tovush tezligining dispersiyasini, ya'ni tovush chastotasi ortishi bilan muhitda tarqalayotgan tovush tezligining o`zgarishni aniqlaymiz.

Kondensirlangan muhitni turli fizik holatlarda masalan, fazaviy o`tish, tadqiqot qilinganda tezlikning chastotaga bog`liqligi (dispersiya) va yutilish koeffitsientini tahlil qilishda biz keyingi yillarda ishlab chiqilgan nazariyalardan foydalanamiz.

Suyuqliklarda molekulalarning issiqlik harakati yuzaga keltirgan zichlik fluktuatsiyasini barcha yo`nalishlarida tarqalayotgan elastik issiqlik to`lqinlari deb qarash mumkin. Shunday qilib, uning harakatlari suyuqliklarda hamda qattiq jismlarda uzluksiz ravishda chastotasi 10^9 - 10^{10} Hz bo`lgan tovushni “generatsiya” qiladi.

Shuni qayd qilish kerakki, suyuqliklarda sun'iy ravishda uyg`otilgan bunday chastotadagi tovushni o`rganish, akustik usullar bilan ularni yutilishi katta bo`lganligi uchun ancha qiyin. Bunday holatlarda yorug`likning Mandelshtam-Brillyuen sochilishi deb ataluvchi zichlikning adiabatik fluktuatsiyasi ta'siri metodini qo`llash ancha qulay.

Qutblangan yorug`likni sochilishi spektridagi Mandelshtam-Brillyuen komponentalari va ularning kengligidan moddadagi gipertovush tezligi va yutilish koeffitsiyentini aniqlash imkonini beradi.

1.1 SUYUQLIK VA ERITMALARDA YORUG`LIKNI MOLEKULAR SOCHILISHI NAZARIYASI.

Yorug`lik sochilishi uchun tushayotgan (uyg`otuvchi) yorug`lik oqimi yo`lida optik bir jinslimaslik to`g`ri kelishi, masalan tuman va bulutlarning suv tomchilari, qora-kuya zarrachalari yoki chang zarralari, kolloid zarrachalar va boshqa shunga o`xshash optik birjinslimasliklar mavjud bo`lishi kerak.

Agar gazda molekulaning o`rtacha erkin yugurish masofasi yorug`lik to`lqin uzunligidan katta bo`lsa bu molekula optik birjinslimaslikni namoyon qiladi va unda yorug`likning sochilishi sodir bo`ladi. Agar molekulani osillyator deb faraz qilsak, unga tushayotgan ν chastotali yorug`lik to`lqini bu osillyatorni shu chastota (majburiy tebranish) bilan tebranishga majbur etadi, bu turli yo`nalishlarda shu chastotali yorug`likni nurlantiradi. Bu holda sochilgan yorug`lik umumiy oqimi barcha eritilgan molekulalar majburiy nurlanishlari yig`indisidan iborat bo`ladi. Agar ba`zi molekulalar harakatda bo`lsa sochilgan yorug`lik chastotasi Dopler effekti natijasida o`zgargan bo`ladi.

Agar sochilish monoxromatik yorug`lik bilan uyg`otilayotgan bo`lsa, odatda bunday o`zgarishlar unchalik katta bo`lmay sochilgan yorug`lik chiziqlarini kengaytirishga olib keladi.

Agar modda kondensirlangan bo`lsa, qo`shni molekulalar orasidagi masofa kichik bo`lib, aloxida molekulada sochilish faqat optik bir jinslimaslikni vujudga keltiruvchi fizik kattaliklarning fluktuatsiyalarida sodir bo`ladi. Kritik nuqtalardan uzoqda bunday bir jinslimaslikning nochiziqli o`lchamlari yorug`lik to`lqin uzunligidan juda kichik bo`ladi. O`z yo`lida bunday bir jinslimaslik uchratgan yorug`lik unda difraksiyalanadi. Bunday holatda sochilgan yorug`lik bu difraksiyalangan yorug`likdir.

Bosim, temperatura va konsentratsiya fluktuatsiyasi natijasida sochilgan yorug`lik intensivligini hisoblashni birinchi marta A. Eynshteyn tomonidan statistik fizika usuli bilan bajarilgan.

Agar muhit anizotrop molekulalardan tashkil topgan bo`lsa, anizotropiya fluktuatsiyasi kuzatiladi. Bu esa kichik hajmning ma'lum joyida va ma'lum vaqtida

katta hajmdagi oʻrtacha qutblanuvchanlik yoʻnalishidan katta yoki kichik qutblanuvchanlik maʼlum bir tomonga yoʻnalgan boʻladi.

Agar muhit sochilgan monoxromatik yorugʻlik bilan uygʻotilsa, masalan, lazer nuri bilan, sochilgan yorugʻlikda siljigan komponentalar (Mandelshtam-Brillyuen komponentalari) va siljimagan kengaygan chiziq vujudga keladi. Spektrning bu manzarasiga anizotropiya fluktuatsiyasining vaqti boʻyicha oʻzgarishi evaziga hosil boʻlgan Reley qanoti chuzigʻining keng sohasi ustma-ust tushadi. Har qanday bir jinsli muhitda yorugʻlikni sochilishi, zichlik va temperatura fluktuatsiyasi natijasida vujudga kelgan optik jihatdan bir jinslimaslik natijasida boʻladi. Molekulalarning issiqlik harakati zichlik va temperaturaning oʻrtacha qiymatidan chetlashishiga olib keladi. Bu esa dielektrik kirituvchanlikning ham oʻrtacha qiymatidan chetlashishiga olib keladi [1.2].

Dielektrik kirituvchanlikning termodinamik fluktuatsiyasi natijasida sochilgan yorugʻlikni qaraymiz. \mathcal{V} -hajmdan sochilgan yorugʻlikning toʻlqin intensivligi quyidagicha aniqlanadi:

$$I = I_0 \frac{\pi}{\lambda^4 r^2} \mathcal{V} \Delta \varepsilon^{-2} V \sin \varphi \quad (1.1.1)$$

Bunda I_0 va I - tushuvchi va sochilgan yorugʻlik intensivligi.

r - sochuvchi jismdan kuzatish nuqtasigacha boʻlgan radius -vektori, \mathcal{V} -hajm, V -elementar hajm, n - elementar hajmlar soni, φ - tushuvchi elektr maydonini yoʻnalishi bilan sochuvchi hajmdan kuzatish nuqtasigacha boʻlgan radius-vektori yoʻnalishi orasidagi burchak, λ -tushuvchi yorugʻlikni toʻlqin uzunligi.

Dielektrik singdiruvchanlik fluktuatsiyasi ($\Delta \varepsilon$) ni zichlik va temperatura fluktuatsiyalari orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\Delta \varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \Delta p + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \Delta T \quad (1.1.2)$$

$\Delta \varepsilon$ ni kvadratga koʻtaramiz va oʻrtacha qiymatini olamiz va termodinamik koʻpaytmasini oʻrtacha qiymati $\overline{\Delta p \cdot \Delta T} = 0$ boʻlganligidan (1.2) ni quyidagicha yozamiz:

(1.1.3)

$$\overline{\Delta \varepsilon} = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \overline{\Delta p^2} + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} \right)_p \overline{\Delta T^2}$$

(1.3) ni (1.1) ga qo'yib

$$I = I_0 \frac{\pi^2}{\lambda^4 r^2} \mathcal{G} \left\{ \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \overline{\Delta p^2} + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \overline{\Delta T^2} \right\} \quad (1.1.4)$$

Ma'lumki

$$\overline{\Delta p^2} = kT\beta_T \frac{p^2}{\mathcal{G}} \quad (1.1.5)$$

$$\overline{\Delta \varepsilon^2} = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \overline{\Delta p^2} + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} \right)_T \overline{\Delta T^2} \quad (1.1.6)$$

Bunda β_T -izotermik siqiluvchanlik, β_p -adiabatik siqiluvchanlik,

$$\gamma = \frac{\beta_T}{\beta_p},$$

σ - issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti.

Bu formulalarni hisobga olib, temperaturaning flukuatsiyasini juda kichik bo'lganligidan tashlab yuborsak, yorug'likni sochilish intensivligi quyidagicha ko'rinishni oladi:

$$I = I_0 \frac{\pi^2}{\lambda^4 r^2} \nu kT\beta_T \left(p \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \sin^2 \varphi \quad (1.1.7)$$

Agar (1.7) formuladagi $\sin^2 \varphi$ ni $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$ bilan almashtirsak,

$$I = I_0 \frac{\pi^2}{\lambda^4 r^2} \nu kT\beta_T \left(p \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (1.1.8)$$

Bunda θ -sochilish burchagi.

Suyuqlikda sochilish koeffitsiyenti quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$R = \frac{I_0}{I_0 \mathcal{G}} \quad (1.1.9)$$

90^0 sochilish burchagi desak unda (1.8) dan foydalansak sochilish koeffisienti:

$$R = \frac{\pi^2}{\lambda^4 r^2} \nu k T \beta_T \left(p \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \quad (1.1.10)$$

Eritmada yorug`lik sochilganda yana yangi ko`rinishdagi zichlikning tartiblanishining flukuatsiyasi paydo bo`lib, intinsivligi quyidagi ko`rinishni oladi:

$$I = I_{\text{zich}} + I_{\text{kon}} \quad (1.1.11)$$

Bunda I_{zich} , I_{kon} -zichlik va konsentratsiya flukuatsiyasi toza moddada ham eritmada ham bo`lishi shart.

Toza suyuqlik uchun chiqarilgan formulani katta o`zgarishsiz eritmalar uchun ham yozish mumkin:

$$I = I_0 \frac{\pi^2}{\lambda^4 r^2} \nu \overline{\Delta \varepsilon^2} V \sin^2 \varphi \quad (1.1.12).$$

Bunda φ -tushuvchi to`lqin elektr vektorining yo`nalishi bilan sochilgan to`lqinni tarqalish yo`nalishining radiusi –vektori orasidagi burchak, ϑ -hajm, V -elementar hajm.

Agar molekulani izotrop deb ikki komponentali eritma uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\Delta \varepsilon = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \Delta x \quad (1.1.13)$$

Yoki flukuatsiyani bog`liqmasligini kiritsak, unda

$$\overline{\Delta \varepsilon^2} = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)^2 \overline{\Delta p^2} + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 \overline{\Delta x^2} \quad (1.1.14)$$

Bunda x - komponentalardan bittasining molyar konsentrasiyasi, x_1 -birinchi komponentaning konsentratsiyasi, x_2 - ikkinchi komponentaning konsentratsiyasi. (1.14) ni (1.12) ga qo`yib eritmalar uchun sochilgan yorug`lik intinsivligi ikkita qo`shiluvchidan-zichlik va konsentratsiya flukuatsiyalaridan iborat bo`lar ekan.

Intensivlikdan sochilish koeffisientiga o`tsak ikkinchi qo`shiluvchi uchun:

$$R_{kon} = \frac{Ir^2}{I_0 \mathcal{G}} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 \frac{1}{\Delta x^2} \mathcal{G} \sin \varphi \quad (1.1.15)$$

(1.14) ifoda tushuvchi yorug`lik qutblangan bo`lgan hol uchun to`g`ri. Tabiiy yorug`lik uchun (1.14) dagi $\sin^2 \varphi$ ni $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$ bilan almashtiramiz. Unda sochilish burchagi $\theta = 90^0$ bo`lgan hol uchun

$$R_{kon} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 \frac{1}{\Delta x^2} \mathcal{G} \quad (1.1.16).$$

Bunda θ -sochilish burchagi.

1.2. YORUG`LIKNI SUYUQLIK VA ERITMALARDA MOLEKULAR SOCHILISHINING SPEKTRAL TARKIBI.

Molekular sochilgan yorug`likning spektral tarkibini o`rganishda, moddaning quyidagi xarakteristik fluktuatsiyalarini qo`llash qulay: bosim fluktuatsiyasi P , entropiya S , konsentratsiya fluktuatsiyasi C va anizotropiya fluktuatsiyasi ξ_{ik} .

Bu holda dielektrik doimiylik tenzorining o`zgarishi ε_{ik} yuqorida ko`rsatilgan fluktuatsiyalari hisobga olgan holda quyidagi ko`rinishda yozish mumkin [1.2].

$$\Delta\varepsilon_{ik} = \left\{ \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial P} \right)_{P,\xi_{ik}} P + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial S} \right)_{P,\xi_{ik}} S + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial C} \right)_{P,C,\xi_{ik}} C \right\} \delta_{ik} + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial \xi_{ik}} \right) \xi_{ik} \quad (1.2.1)$$

(1.2.1) formulaga suyuq sistemalarda bosim fluktuatsiyasidan sochilishining skalyar turini ifodalaydigan Kroneker belgisi δ_{ik} kiritilgan. Bu formuladagi birinchi qo`shuvchi spektrda uyg`ongan yorug`lik chastotasiga tegishli siljigan Mandelshtam-Bryuellen komponentasining hosil bo`lish hodisasini ifodalaydi.

Adiabatik fluktuatsiya natijasida sochilgan yorug`likni, kondensirlangan muhitda tarqalayotgan Debayni issiqlik elastik to`lqinlaridan bo`ladigan difraksiya natijasida deb qarash mumkin. Bundan qarash zichlikni adiabatik fluktuatsiya f chastotali Debay issiqlik to`lqini bilan modullashadi.

Yorug`lik to`lqin amplitudasi va fazosining vaqti bo`yicha o`zgarishi birlamchi monoxromatik yorug`lik nurlanish spektral tarkibining o`zgarishiga olib keladi. Suyuqlik va eritmalarda molekulyar sochilgan yorug`lik spektri birinchi yaqinlashishda suyuqlik va eritmalarda sodir bo`ladigan turli xil jarayonlar tufayli sodir bo`lgan to`rt qism bilan tavsif qilish mumkin.

1) Entropiya fluktuatsiyasidan yuzaga keladigan molekulyar sochilish spektri, maksimumi uyg`otuvchi yorug`lik chizig`i holati bilan mos keluvchi chiziq bo`lib, bu chiziqning yarim kengligi χ issiqlik o`tkazuvchanlik koeffitsentiga bog`liq bo`ladi.

2) Konsentratsiya fluktuatsiyasidan yuzaga keladigan yorug'lik spektri chastotasi siljimgan maksimum hisolanib, bu chiziqning yarim kengligi D diffuziya koefitsientiga bog'liq bo'ladi.

3) Elastik issiqlik to'lqinida yorug'likning difraksiyasi va modulyatsiyasi tufayli yuzaga kelgan Mendelshtam-Brillyuen spektri, yoki boshqacha aytganda, bosimning adiabatik fluktuatsiyasi sabab hosil bo'lgan spektr. Mendelshtam-Brillyuen komponentalari holati va ularning kengligi o'ta keng chastotalar diapozonida tovush tezligi va yutilishi haqida noyob ma'lumotlar beradi. Yuqorida sanab o'tilgan uchta spektrlar sochilgan yorug'lik tekisligiga perpendikulyar joylashgan elektr vektori bilan qutblangan. Bu uchta tur ko'rinishdagi spektrlar yotgan spektral oraliq unchalik katta emas. Suyuqlik va eritmalar uchun u $2 \div 3 \text{sm}^{-1}$ yoki $60 \div 90 \text{GHz}$ soha bilan chegaralangan va shuning uchun spektrni *nozik struktura spektri* deb ataladi.

4) Anizotropik fluktuatsiyasi sabab sochilgan yorug'lik spektrining ko'rinishi siljigan chastotaga mos keluvchi maksimum polasadir. Bu spektrning intensivligi, odatda uni *Reley chizig'i qanoti* deb yuritiladi, maksimumning ikkala taraf bo'yicha tushadi, va u har bir tarafga $150 \div 200 \text{sm}^{-1}$ yoki $4500 \div 6000 \text{GHz}$ gacha yoyilib ketadi.

Suyuqliklardagi va eritmalarda kritik hodisalarni o'rganish uchun qutblangan sochilish spektiri qo'llaniladi. L.L.Mandelstam va Brullyuen tomonidan taklif qilingan va suyuqliklarda F.Gross tomonidan topilgan yorug'likning molekulyar sochilish chizig'i nozik sutrukturasi moddalarning akustik xossalarni 10^{10} Гц chastotalarda o'rganishga imkon berdi. Gepertovush chastotasining bu sohasi hozirgi paytgacha ultiratovush texnikasi uchun ham qo'llanilgan .

Yuqorida aytib o'tilganidiki, zichlikning adiabatik fluktuatsiyasida yorug'likning sochilishini xuddi kondensirlangan muhitda issiqlik elastik debay – to'lqinlarida yorug'lik difraksiyasi kabi qarash mumkin. Bunday qarash quyidagi xulosaga olib keladi, yani zichlikning adiabatik fluktuatsiyasida sochilgan yorug'lik issiqlik to'lqini debay- to'lqini chastotasi bilan modullashtirilgan

bo'ladi. Uyg'otuvchi to'lqin vektori \vec{k}_0 sochilgan yorug'lik \vec{k}_c va tovush to'lqin vektori quyidagi bo'lgan Breg-Volf munosabatini qanoatlantirishi kerak

$$\vec{k}_0 - \vec{k}_c = \pm \vec{q} \quad (1.2.2)$$

Agar muhitga chastotasi ω bo'lgan monoxromatik yorug'likning parallel oqimini yo'naltirsak, sochilgan (difraksiyalangan) yorug'lik tushayotgan yorug'lik yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida kuzatsak (sochilish burchagi Θ) amalda yakka λ issiqlik elastik to'lqini ajraladi va bu to'lqinda difraksiya (yorug'lik sochilishi) kuzatiladi. (1-rasm)

Θ burchak ostida λ elastik to'lqinda difraksiyalangan yorug'lik Bregg shartiga asosan aniqlanadi. Bu shart quyidagicha:

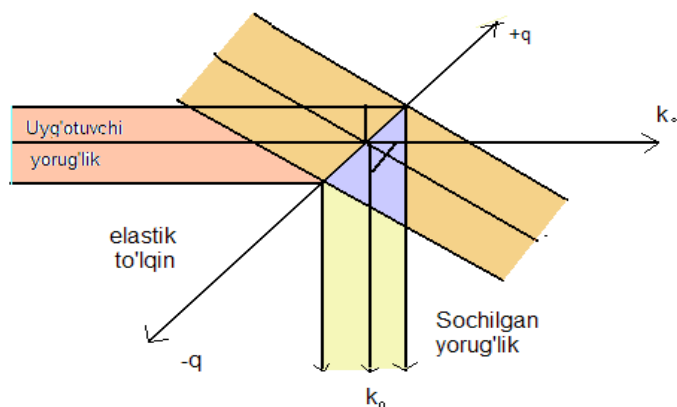
$$2n\lambda \sin \frac{\Theta}{2} = \lambda$$

Bu yerda n -sindirish ko'rsatkichi, λ - tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligi. Shu bilan birgalikda bu yorug'lik chastotasi Ω bo'lib, tovush tezligi v bilan yugirayotgan elastik issiqlik to'lqinining siqilishi va kengayishidan qaytgan yorug'lik. Doppler effekti evaziga elastik to'lqin tarqalishiga bog'liq ravishda, sochilgan yorug'lik chastotasi Ω kattalik ortishi yoki kamayishi mumkin.

Bu vaqtda siljigan Mandelshtam –Brillyuen komponentasi siljimagan chiziqdan Δv farq qiladi va quyidagi munosabatdan aniqlanadi.

$$\Delta v = \pm f = \pm 2n v \frac{V}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.2.3)$$

Bunda n - muhitning sindirish ko'rsatkichi, v - uyg'otuvchi yorug'likni chastotasi, c -yorug'lik tezligi, θ -sochilish burchagi.



1-rasm

Issiqlik elastik to'ldinida yorug'likning difraksiyasi (sochilish) sxemasi $|q|=2\pi/\lambda$ – elastik to'ldinning to'ldin soni, $|k_0|$, $|k_s|$ – lari mos ravishda uyg'otilgan va sochilgan yorug'lik to'ldin sonlari.

Shunday qilib, uyg'otuvchi yorug'lik chastotasi ω ga ega bo'lsa, sochilgan yorug'lik spektri chastotalari $\omega + \Omega$ va $\omega - \Omega$ bo'lgan ikkita komponenta mavjud bo'ladi. Bu komponentalar Mandelshtam Brilliyen komponentalari deyiladi.

Shu nuqtai nazardan bosim fluktuatsiyasini, elastik issiqlik to'ldinlarining interferensiyasi natijasi deb qarash mumkin. Qattiq jismda sochilgan yorug'likda siljigan komponentalarni tajribada aniqlash masalasini L.I Mandelshtam, to'ldinida ifodalagan edi. Kvars kristalida molekular sochilishni birinchi bo'lib Landsberg (1926 -1927 y.) va shogirdlari tajribaviy natijalarida aniqlangan.

Landsberg kvars monokristalida molekular sochilish mavjudligini aniqlagach, Mandelshtam bilan yorug'likning molekular sochilish spektrini o'rgana boshladi. Bu tadqiqotlar 1928 - yili yorug'likning kombinatsion sochilishi (Raman-effekti) hodisasini aniqlash bilan yakunlashdi. Bu kashfiyot XX - asrda aniqlangan eng katta optik effektlaridan biridir. Taqdir hazili shundaki, Landsberg , Mandelshtam, Raman va Krishnanlar boshqa hodisalarni axtarishgan bo'lsa ham bir vaqtda yorug'likning kombinatsion sochilishini aniqlashdi. Kabani va Dor xuddi shu hodisani gazlarda axtarib hech narsani topisha olmadi, chunki gazlarda kombinatsion sochilishi yo'q emas, mavjud lekin yorug'likning kombinatsion sochilishi intensivligi juda kichik bo'lganligi sababli uni o'lchash imkoni bo'lmagan.

G.S. Landsberg va I.L Mandelshtam bu hodisani ham nazariy ham amaliy tadqiqot qilishdi va faqat 1930 yili o'zlarining boshlang'ich masalasi, ya'ni kondensirlangan muhitda sochilgan yorug'lik spektirdagi dopler siljishini axtarishgan. Bu ish Landsberg va Mandelshtam tomonidan Moskvada (MDU da) ularning taklifiga asosan E.F. Gross tomonidan Leningradda (hozirgi Sankt - Peterburg) Davlat optika institutida davom ettirildi. Gross (1930 y.) tomonidan kvars monokristali va suvda sochilgan yorug'lik spektrida diskrit siljigan komponentalarni aniqladi.

Temperatura va konsentratsiya fluktuatsiyasi tufayli sochilgan yorug'lik spektrida siljimagan kengaygan chiziqni beradi. Shunday qilib, agar sochilgan yorug'lik monoxramatik yorug'lik (lazer) bilan uyg'otilayotgan bo'lsa, sochilgan yorug'lik spektrida siljigan komponentalar – Mandelshtam-Brillyuen komponentalari va markaziy komponentalar kuzatilishi lozim. L.I. Mandelshtam, L. Brillyuen, M.A. Leontovich, G.S. Landsberg, A.A. Andronov, I.E. Tamm, L.D. Landau va G. Plachek (1922-1934) tomonlaridan boshlagan bu ish asosida hozirgi vaqtga kelib, sochilgan yorug'lik spektral tarkibi nazariyasi yaxshi rivojlandi.

Shunday qilib, spektroskopik yo'li bilan $\Delta\nu$ gipertovush chastotasi f ni va (1,2.4) formula yordamida uni fazoviy tezligini aniqlash mumkin ekan. Elastik to'lqinlar yuqori chastotada bo'lganda suyuqlikda sezilarli darajada yutiladi. Bu yutilish birinchisidan MB komponentasini kengayishiga olib keladi, ikkinchidan uni maksimumini xolatini bir muncha o'zgartiradi. Zichlikni adibatibatik fluktuatsiyasi natijasida sochilgan yorug'likni spektroskopik masalasini yechishda yutuvchi muhit uchun chiqarilgan gidrodinamik nazariyadan foydalaniladi. Sochilgan yorug'likning intensivligi uchun u quyidagi ko'rinishga ega

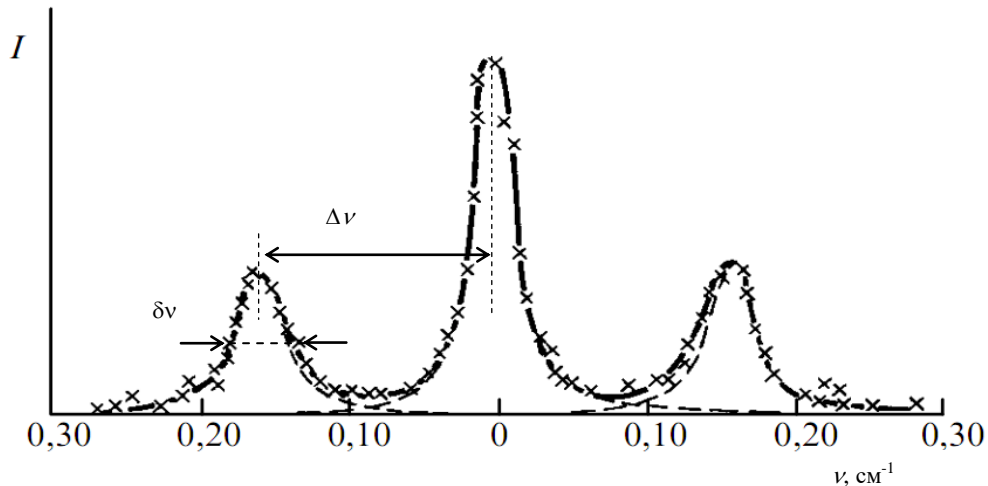
$$I = \frac{\Omega_0^2 \frac{\delta}{\pi}}{(\Omega_0^2 - \omega^2)^2 + \delta^2 \omega^2} \quad (1.2.4)$$

Bu tenglikda nozik struktura uchun intensivlik birga normallashtirilgan. Bunda $\Omega = 2\pi f$, ω - uyg'otuvchi yorug'lik chastotasiga nisatan hisoblanadigan aylanma

chastota, $\delta = 2aV$; a - gipertovushning amplitudali yutilish koeffisienti. (1.2.4) dan komponentani nozik strukturasi holatini aniqlash mumkin.

$$\omega_{\max} = \pm \Omega_0 \left(1 - \frac{\delta^2}{1\Omega_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.5)$$

va har bir komponentani yarim kengligi



Suyuq benzolda yorug'lik sochilishining spektri

$$\delta\omega \approx \delta \left(1 + \frac{1}{8} \frac{\delta^2}{\Omega_0^2} + \dots \right) \quad (1.2.6)$$

dan ko'rinadiki MB komponentasi qisman simmetrik emasligi kelib chiqadi, ya'ni konturini ichki qismi tashqi tashqi qismiga nisbatan bir qancha keng (siljigan chiziqqa nisbatan olganda) Konturni tashqi tomondan, intensivlik 2 marta kamaygan joygacha maksimumdan masofasi quyidagicha bo'ladi.

$$\delta\omega_1 \approx \frac{\delta}{2} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\delta}{\Omega_0} + \frac{1}{8} \frac{\delta^2}{\Omega_0^2} \right) \quad (1.2.7)$$

Konturni tashqi tomonidan

$$\delta\omega_1 \approx \frac{\delta}{2} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\delta}{\Omega_0} + \frac{1}{8} \frac{\delta^2}{\Omega_0^2} \right) \quad (1.2.8)$$

$$\delta\omega \text{ esa } \delta\omega = \delta\omega_1 + \delta\omega_2 \quad (\delta < \Omega_0)$$

Hozirgi o'lchash aniqligida 10% nosimmetriyalik $\sim \frac{1}{8} \frac{\delta^2}{\Omega_0^2}$ hisobga olmasa ham bo'ladi va (1.2.6) formuladan foydalanish kerak. Shunday qilib nozik strukturani komponentalari orasidagi masofani va ularni kengligini aniqlab gipertovushni tezligini va yutilishini aniqlash mumkin ekan.

Ω_0 chastotadagi gipertovushning kengligini esa quyidagi formula bilan hisoblash mumkin:

$$\delta\omega = \delta \equiv 2\alpha V = \Gamma \vec{q}^2 \quad (1.2.9)$$

Bunda $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}p$

hisobga olsak, Γ quyidagi ko'rinishga ega:

$$\Gamma = \frac{1}{p} \left\{ \frac{4}{3} \eta + \eta' + x(\gamma - 1) \right\} \quad (1.2.10)$$

Kondensirlangan muxitda yutilishi uchun gidrodinamik nazariya quyidagi ifodani beradi.

$$\alpha = \alpha_\eta + \alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2}{2V_0^3 p} \left(\frac{4}{3} \eta + \eta' \right) \quad (1.2.11)$$

Unda V_0 -tovushni tezligi (keyinchalik V_0 bilan past chastotali tovush tezligini belgilaymiz.) ρ - muhit zichligi, η va η' - muhitni siljish va xajmiy yopishqoqligi.

Agar ultratovushli uchun keltirilgan (1.2.11) ifodani Mandelshtam – Brilliyen komponentasi chiqadigan Ω_0 chastotagacha davom ettirsak, (1.2.6) ifodaga asosan Mandelshtam – Brilliyen komponentasini yarim kengligi siljishiga nisbatan katta bo'lib, komponentalar ko'rinishligi kerak edi. Lekin tajribada komponentalarni mavjudligini ko'rsatadi.

Agar tenglikni $[\text{sm}^{-1}]$ da ifodalamoqchi bo'lsak, quyidagicha bo'ladi:

$$\delta v \cong \frac{\alpha V}{\pi c} \quad [\text{sm}^{-1}] \quad (1.2.12)$$

Shunday qilib, Mandelshtam-Bryuellen komponentasining siljishi va uning kengligini o'lchashak (1.2.3) va (1.2.12) u holda ma'lum chastotadagi $f = \frac{\Omega_0}{2\pi}$ gipertovush tezligi va yutilish koeffitsientini aniqlashimiz mumkin.

Chastotasi 10^9 - 10^{10} Gs gacha bo'lgan gipertovushning yutilish koeffitsienti o'lchanadi. Bu metod turli muhitlarga giperakustik hususiyatlarni o'rganishda keng qo'llaniladi.

(1.2.1) formuladagi ikkinchi qo'shiluvchi entropiya fluktuatsiyasi tufayli sochilgan yorug'lik spektrida (uyg'ongan yorug'lik spektrida) uyg'ongan yorug'lik chastotasiga tegishli siljimagan $\delta\omega_s$ spektral kenglikning Lorenscha formulasini ifodalaydi.

$$\delta\omega_s = \chi \vec{q}^2 \quad (1.2.13)$$

Bu erda χ - o'tkazuvchanlik koeffitsienti (1.2.13) ning to'g'riligini faqat uyg'onuvchi yorug'lik sifatida lazerlarda ishlaganda tekshirish mumkin bo'ladi.

(1.2.1) formuladagi uchinchi qo'shiluvchi (konsentratsiya fluktuatsiyasi tufayli eritmalarga yorug'likning sochilishi) sochilgan yorug'lik spektrining siljimagan komponentalarining $\delta\omega_c$ yarim kenglikda chastotaning Lorenscha taqsimlanishiga olib keladi va quyidagiga teng.

$$\delta\omega_c = D_t \vec{q}^2 \quad (1.2.14)$$

Bu yerda D_t – translyatsiya diffuziya koeffitsienti. (1.2.14) ning to'g'riligini lazerlarni qo'llash yo'li bilan tajribada aniqlanadi. Suyuqlik – bug' kritik nuqtasi yaqinida va kritik qatlamlanish nuqtasidagi asosiy dinamik koeffitsiyentlari r va D_t larni o'rganish metodi qulay metod hisoblanadi. Bu tekshirishlar konsentratsiya fluktuatsiyasi va kritik nuqta yaqinidagi fluktuatsiya bosimini (suyuqlik – bug') qo'llash mumkinligini ko'rsatadi.

Markaziy komponenta spektral intensivligi I_c ning Mandelshtam-Bryuellen komponentasi intensivligini nisbati (Landay - Plachek munosabatini) toza suyuqliklarda quyidagi formula [1] bilan aniqlanadi.

$$\frac{I_c}{2I_{M-E}} = k \frac{\sigma^2 T}{C_p \rho \beta_s}; \quad k = \frac{\left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_P^2}{\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)^2} \quad (1.2.16)$$

Bu yerda σ hajmiy kengayish koeffitsienti. β_s - adiabatik siqiluvchanlik c_p - o`zgarmas bosimdagi solishtirma issiqlik sig`imi.

Kritik nuqta yaqinida bu bog`lanish kuchli sochilish natijasida (opolesensiya) siljimagan komponentalarning quyidagi qonun buyicha o`shishini beradi.

$$\frac{I_c}{2I_{M-E}} \approx \varepsilon^{(\gamma-\alpha)} \quad (1.2.17)$$

Bu yerda $\varepsilon = \frac{\Delta t_c}{T_c}$, $\Delta t_c = |T - T_c|$ - kritik temperaturalar farqi, T_c - kritik temperatura, $\gamma \cong 1.26$ va $\alpha \cong 0.2$ izotermik siqilish va issiqlik o`tkazuvchanlik kritik indekslari.

Landay-plachek munosabati toza suyuqlik va eritmalarda o`lchangan [7]. O`rganilgan sistemada kritik nuqta yaqinida (1.2.17) bog`lanish yaxshi bajarilishini qisman ko`rsatadi. (1.2.1) formulaning oxirgi ifodasi qutblangan yorug`lik sochilishiga olib keladi. Optik anizotrop molekulalardan tuzilgan suyuq muxit uchun molekulalarning anizotropiya o`qi bo`yicha burchakli taqsimlanishiga anizotropiya fluktuatsiyasi asosiy o`rin egallaydi.

Bizning ishimizda sochilishning bu turi taaluqli bo`lmaganligi uchun biz qarab chiqmaymiz. Bu qarama-qarshilikni L.I. Mandelshtam va M.A. Leontevich tomonidan yaratilgan relaksatsion nazariya hal qildi.

1.3. SUYUQLIKLARDA TOVUSH TARQALISHINING RELAKSATSION NAZARIYASI.

Chastotasi $\sim 10^9$ Hz va undan yuqori tovush gipertovushli chastotalar dipazoniga ta'luqli. Muhitda gipertovushni uyg'onishi murakkabligi bilan ajralib turadi, chunki bunday yuqori chastotali tovushlar muhitda kuchli yutiladi. O'z navbatida yorug'lik sochilishining molekular usuli yorug'likning Reley sochilishi nozik strukturasi spektri bo'yicha gipertovush yutilish koeffitsiyentini amplitudaviy va tezliklar bo'yicha tarqalishlarini o'rganish imkoniyati paydo bo'ladi.

Nozik strukturalarda Reley chiziqlari suyuqlikda bosimning adiabatik fluktuasiyasini mavjudligi va muhitda issiq elastik to'lqinlar sifatida tarqalishi shartiga asoslangan. Bunday to'lqinlarda yorug'lik sochilishi modulyasiyasi sochilgan yorug'lik nurlari chastotasini $\Delta\nu$ ni o'zgarishiga olib keladi:

$$\Delta\nu = 2n\nu_0 \frac{V}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$

Bu yerda ν_0 – uyg'otuvchi yorug'lik chastotasi, n – sindirish ko'rsatkichi, V – tovush tezligi, c – bo'shliqda yorug'lik tezligi, θ -sochilish burchagi.

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, θ sochilish burchagini hozirgacha ultratovush metodida mumkin bo'lmagan chastotalarda tovushning tarqalish xarakteristikalarini tadqiq etish mumkin. Yorug'lik sochilishi modulyasiyasida suyuqlik uchun tovush chastotasi o'ta yuqori va $\theta=90^\circ$ da $5 \cdot 10^9$ Gs ni tashkil etadi. Yorug'lik sochilish burchagining 0° dan 180° gacha o'zgarishi gipertovush chastotalarini 1 GGs dan 7-8 GGs gacha o'rganish imkonini beradi.

Mandelstam-Brillyuen spektral kengliklari komponentasi $\delta\nu$ gipertovush amplitudaviy yutilish koeffisienti α bilan quyidagicha munosabatda:

$$\delta\nu = \frac{\alpha V}{\pi c}$$

Shunday qilib, nozik struktura spektri Reley chiziqlarini yorug'lik sochilishi turli burchaklarida tadqiq etib, $\Delta\nu$ siljishning o'lchangan qiymati bo'yicha va Mandelshtam-Brillyuen komponenti $\delta\nu$ orqali tovushning tarqalish tezligi va

yutilish koeffitsiyentini 1 GGs dan 7-8 GGs gacha chastotalar intervalida aniqlash mumkin.

Yuqorida qayd etilgan elastik to'liqlar tarqalishining gidrodinamik nazariyasidan 10^9 Gs tartibdagi chastotali tovush suyuqliklarda kuchli so'nishi kelib chiqadi va shu sababdan Reley chiziqlari nozik strukturasi suyuqliklarda kuzatilmaydi.

Reley chiziqlari nozik strukturalarini suyuqlikda majudlik fakti Mandelshtam-Leontovich relaksasion nazariyasi orqali tushuntiriladi, bu nazariya klassik nazariya olida turgan qiynchiliklarni tushuntirib beradi shuningdek, tovush tezligi dispersiyasi –ya'ni yuqori chastotali tovush tezligining chastotadan bog'liqligini izohlab beradi.

Kam qovushqoqli suyuqliklarda tovush tezligi dispersiyasini birinchi bor Fabelinskiy va uning xodimlari aniqlashga muvaffaq bo'lishdi. Ular ultratovush tezligini Mandelshtam-Brillyuen komponenti gipertovush tezligi o'zgarishlari bilan taqqoslashdi. Aniqlangan dispersiya hajmiy qovushqoqlik relaksasiyasiga asoslangan. Fabelinskiy va Pesina suyuqlikda qovushqoqlikni katta siljishlarida nozik strukturalar Reley chiziqlarini qovushqoq muhitlarda va shishalarda aniqlashdi. Bu hollarda qovushqoqlik siljishi relaksasiyasiga asoslangan tovush tezligi dispersiyasi 70% aniqlangan.

Tovush tarqalishini Mandelshtam va Leontovich nazariyalari rivojlanishining asosiy sababi, uning fenomenologik xarakterga ega bo'lishidir. Bu nazariya ultratovush va gipertovushlar sohasida tajribani to'g'ri qo'yilishiga asos bo'ldi. Shuningdek, ushbu nazariya xulosalar asosida qator suyuqliklarda dispersiya tezligini aniqlash imkoni paydo bo'ldi.

1937 yilda Mandelshtam va Leontevich tomonidan kondensirlangan muhitda tovush tarqalishini fenomenologik nazariyasi yaratildi. Bu nazariya suyuqliklarni akustik usuli bilan tadqiqot qilishni tez rivojlantirishning boshlanishiga asos bo'ldi.

Nazariyaga ko'ra suyuqlik xolatni nafakat ρ zichlik va T temperatura orqali balkim suyuqlik holatini xakaterlovchi ba'zi ξ parametrlar bilan ham

xarakterlanadi. ξ temperatura va zichlik funksiyasi $\xi = \xi_0$ muvozanat holatida bo'ladi.

ξ o'zgarish tezligini $\xi - \xi_0$ farq bo'yicha vaqt bo'yicha qatorga yoysak:

$$\dot{\xi} = \frac{1}{\tau} (\xi - \xi_0) \quad (1.3.1)$$

τ kattalik vaqt o'lchoviga ega bo'lib u ushbu jarayonning relaksasiya vaqti deyiladi. τ ning oshishi bilan tizim muvozanatining tiklanish jarayoni to'xtaydi.

Faraz qilaylik suyuqlik adiabatik davriy siqilishga va kengayishga uchrasin, uni xakterlovchi barcha parametrlar $e^{-i\omega t}$ (ω – tovushning siklik chastotasi) kattalika proporsional ravishda vaqtdan bog'liq bo'lsin. Bu holda $\xi_0 = \xi_{00} + \xi'$, bu yerda ξ_{00} – o'zgarmas tashkil etuvchi ξ_0 , a ξ' - o'zgaruvchan qism,

Tahliliy jixatdan ξ ni $\xi = \xi_{00} + \xi'$ ko'rinishda yozish mumkin.

Hisoblash natijalariga ko'ra muvozanatning tiklanishni sust jarayoni makroskopik η' ikkinchi qovushkoklikka ekvivalent:

$$\eta' = \frac{\tau\rho}{1+i\omega\tau} (V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.3.2)$$

Bu yerda V_∞ va V_0 – tovush tezliklari mos raviashda $\omega \rightarrow \infty$ va $\omega \rightarrow 0$ chastotalar uchun.

$\omega\tau \ll 1$ tengsizlik o'rinli bo'lgandagi sust o'tuvchi jarayonlar uchun

$$\eta'_0 = \tau\rho (V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.3.3)$$

(1.3.3) ni (1.3.2) ga qo'yib, hajmiy qovushqoqlik koeffisientining chastotadan bog'liqligi uchun ushbu ifodani olamiz

$$\eta' = \frac{\eta'_0}{1+i\omega\tau} \quad (1.3.4)$$

Gidrodinamik nazariyaga asosan tovush yutilishining amplitudaviy koeffisienti quyidagi formula orqali ifodalanadi

$$\alpha = \alpha_\eta + \alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2}{2V_0^3\rho} \left(\frac{4}{3}\eta + \eta' \right) \quad (1.3.5)$$

Bu yerda η va η' - siljish va hajmiy qovushqoqlik koeffisientlari.

(1.3.3)-(1.3.5) ifodalardan foydalanib:

$$\alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2 \tau (V_{\infty}^2 - V_0^2)}{2V_0^3 (1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (1.3.6)$$

(1.3.6) dan ko‘rinib turibdiki hajmiy qovushqoqlikka asoslangan yutilish qismi, relaksasiyalanib aniq o‘zgarmas qiymatga intiladi. Shunday qilib, Reley chiziqlari nozik srukturalari bo‘yicha tajribaviy natijalar va gidrodinamik nazariya xulosalari orasidagi ziddiyatlar yechildi.

(1.3.6) ko‘rinishdagi tovush yutilishi uchun Mandelshtam va Leontovich formulasidan tashqari shuningdek tovush tarqalish tezligi uchun ifoda olindi:

$$V^2 = V_0^2 + (V_{\infty}^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.3.7)$$

(1.3.7) ifodadan ko‘rinadiki tovush chastotasi oshishi bilan uning tezligi ham oshadi va V_{∞} ga intiladi. Hajmiy qovushqoqlikning τ relaksasiya vaqti relaksasion nazariyaning ixtiyoriy parametrlaridan biri sanaladi. Unin aniqlash ikkita mustaqil metod orqali o‘tkazilishi mumkin. Chunki τ relaksasiya vaqti tovush tezligi ifodasi (1.3.7) da va tovush yutilish koeffisiyenti (1.3.6) ifodalarda ishtirok etadi.

Real suyuqliklarda tovush tarqalishi butunligicha relaksasiya vaqtlari orqali ifodalanishi mumkin. U holda (1.3.6) yoki (1.3.7) ifoda orqali aniqlanuvchi relaksasiya vaqti o‘rtacha effektiv qiymat sifatida qaraladi.

Muvozanat holatida $\xi = \xi_0$ - agar muhit tarqaluvchi tovushni past chastotali tarqalayotgan P ga proporsional bo‘ladi. U vaqtda reaksiya va energiya tenglamalari quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$(1 + i\Omega\tau_2)\xi = \frac{E_{\xi}}{T\phi_{\xi\xi}} \Delta T - \frac{P}{p^2\phi_{\xi}} \Delta p \quad (1.3.8)$$

$$E_{\xi} \cdot \xi = -c\Delta T + T \frac{P_{\tau}}{p} \Delta p \quad (1.3.9)$$

Tovush tezligining tarqalishining kompleks kvadrati bosim o‘zgarishini, zichlikning o‘zgarishiga bo‘lgan nisbati orqali aniqlanadi. [3] ga asosan

$$W^2 = V_0^2 \left\{ 1 + \frac{i\Omega\tau_2 \left[\left(\frac{V_\infty}{V_0} \right)^2 - 1 \right]}{1 + i\Omega\tau_2} \right\} \quad (1.3.10).$$

$V_0 - \Omega \rightarrow 0$ intilganda kompleks tezlikning Laplascha qiymati

$V_\infty - \Omega \rightarrow 0$ intilganda kompleks tezlikning chegaraviy qiymati

τ_2 -hajmiy yopishqoqlikning relaksatsiya vaqti.

$C_{v\xi}$ -o'zgarmas hajim, ϑ -ga o'zgarmas parametrdagi issiqlik sig'imi ξ -tezlik ϑ -ning va hajmiy yopishqoqlik natijasida hosil bo'ladigan α_η yutilish koeffitsiyentining amplitudasini haqiqiy qiymati tovush tarqalishi tezligini kompleks kvadrati qiymatidan aniqlanadi.

$$\frac{1}{V} = R_e \frac{1}{W} \quad \alpha = \Omega I_m \frac{1}{W}$$

$$\frac{V^2 - V_0^2}{V_\infty^2 - V_0^2} = \Omega^2 \tau_2^2 \frac{1}{1 + \Omega^2 \tau_2^2} \quad (1.3.11).$$

$$\alpha_\eta^1 = \frac{1}{2V_0} \frac{\Omega^2 \tau_2^2 \left[\frac{V_\infty^2}{V_0^2} - 1 \right]}{1 + \Omega^2 \tau_2^2} \quad (1.3.12).$$

(1.3.12) formuladan ko'rinadiki hajmiy yopishqoqlik orqali aniqlanuvchi yutilish relaksatsiyalanadi, u $\Omega \rightarrow \infty$ da doimiy katalikka intiladi, past chastotalarda esa, ya'ni $\Omega\tau^2 \ll 1$ bo'lganda a proporsional bo'ladi.

Gidrodinamik nazariyaning shartlari bajariladiganda sohalarida elastik to'qnashishning yutilish koeffitsiyenti α ni relaksatsiya nazariyasi aniqlangani bilan solishtirsak, u vaqtda

$$\eta = \tau_2 p(V_\infty^0 - V_2^0) \quad (1.3.13).$$

Ya'ni tezliklar farqini maksimal qiymati η kattalik bilan aniqlanar ekan.

Relaksatsion nazariyadan quyidagi xulosalar kelib chiqadi.

1. $\alpha\Delta$ -kattalik $\Omega\tau^2 = 1$ bo'lganda maksimum qiymatga ega bo'ladi.

2. Relaksatsiya nazariyaning hamma formulalariga chegaraviy tezliklar kiradi, bunda tovush tezligining dispersiyasi musbat bo`lishi kerak degan hulosani Mandelshtam va Leontevichlar aytib o`tadi.

Bu ishda murakkab jarayonlar bo`lganda ξ ni bitta qiymati emas, balki bir nechta $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \dots$ parametrlarining, ya'ni boshqacha so`z bilan aytganda qaralayotgan jarayonlarni sababchisi, relaksatsiya vaqtlari to`plamidan iborat deb qarashni taklif etadi.

II BOB.

ERITMALARNING MAXSUS NUQTASINI RELEY CHIZIG`I NOZIK STRUKTURASI USULI BILAN TADQIQ QILISH.

Aniq izlanishlarda, intensivlikning spektral taqsimlanishida Reley chizig`i nozik strukturasi spektrlarini lazer yorug`lik manbai va yuqori kontrasli interferometrni qo`llash orqali o`rganishga erishdik. Atrofimizda juda ko`p fizik masalalar mavjud. Bu masalalarni yechishda interferometrning ajrata olish kuchi yetarli, ammo oddiy Fabri – Pero interferometri sxemasini qo`llashda uning kontrasligi yetishmaydi. Bu kontraslikning yetishmasligiga sabab, spektral chiziq fonining katta intensivligida spektral chiziqning kuchsiz yo`ldoshlarini o`rganish mumkin emas [1]. Bunday holatda eritmaning kritik nuqtasida, Reley chizig`i nozik strukturasiining markaziy komponentasi ortganda Mandelshtam – Brilliyen komponentasi (MBK)ning siljishini tadqiq qilishda ro`y beradi. MBK intensivligi esa uch va undan yuqori tartibda bo`ladi [1]. Katta intensivliklarda chastotalar siljimaydi chunki, chiziq siljishi kuchsiz bo`lib, MBK sini markaziy chiziq yopib qo`yadi va kichik kontraslikda spektral manzarada MBKni kuzatish qiyinlashadi. Xattoki, ba`zi hollarda ko`rishning umuman iloji bo`lmaydi.

Shuning uchun kritik nuqta atrofida nozik struktura spektrini hozirgi vaqtda tadqiq qilish chegaralangandir.

Buni tadqiq qilishning birdan bir yo`li Fabri – Pero interferometri yordamida spektral taqsimlanishning kontrasligini oshirish kerak. Buning uchun

tahlil qilinayotgan yorug`likni interferometer orqali bir necha marta o`tkazish kerak.

2.1. IKKI O`TISHLI FABRI – PERO INTERFEROMETRI SPEKTRINING AYRIM XUSUSIYATLARI.

Spektral manzaraning kontrastligini oshirishda interferometrda yorug`likni o`tkazish usuli ancha ilgari ko`rsatilgan [12]. Ammo bunda keng masshtablarda aniqligi real bo`lmaydi. Bu usul yaqin vaqtlarda rivojlana boshladi [12]. Keng imkoniyatli ko`p o`tishli Fabri – Pero interferometrini qo`llashni umumlashtirib ko`rib chiqamiz [12]. Interferensiyon manzaraning mavjudlik shartini quyidagi ifoda bilan aniqlaymiz.

$$2tn \cos \varphi = m\lambda \quad (2.1.1)$$

bu yerda t , n , φ , m , λ - ko`zgular orasidagi masofa, muhitning sindirish ko`rsatkichi, yassi to`lqinning ko`zguga tushish burchagi, interferensiya tartibi va yorug`likning to`lqin uzunligi. Interferometrning aparat funksiyasi Eyri formulasi bilan aniqlanadi [12]. Ayrim hollarda interferometrning yassi va bir xil ko`zgulariga parallel monoxromatik yorug`lik dasatalari tushganda va uning intensivligi birligi sifatida qabul qilinib, quyidagi ko`rinishda yozish mumkin.

$$Y(m) = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \pi m} \quad (2.2.2)$$

Bu yerda R va T lar mos ravishda interferometer ko`zgusining yorug`likni qaytarish va o`tkazish koeffisientlaridir. Ideal yassi ko`zgular uchun esa quyidagi formulani keltiramiz:

$$F = F_R = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad (2.2.3)$$

Bu formuladagi F kattalik interferensiyon manzaraning o`tkirliyi deyiladi.

(2.2.2) da $m = m_0 + \gamma$ deb olib, bu yerda m_0 - butun son, γ - tartibning bo`laklangan qismi, $\pi\gamma$ -ni kichkina deb faraz qilib (2.2.2) ni

$$Y(\gamma) = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1+4F^2\gamma^2} \quad (2.2.4)$$

ko`rinishda yozish mumkin.

(2.2.4) dan ko`rinadiki, instrumental (yoki qurilma) to`liq yarim kengligi $\delta\theta_B$, $\Delta\theta^x$ dispersiyasi sohasi qismida

$$\frac{\delta\nu_a}{\Delta\nu^*} = 2\gamma = F^{-1} \quad (2.2.5)$$

ni tashkil etadi.

Bir o`tuvchi interferometer uchun interferensiyon spektr kontrastligi C , maksimumdagi maksimal intensivligi ν_{\max} ning interferogramma tartiblari oralig`idagi minimal intensivligi ν_{\min} ga nisbati bilan aniqlanadi. A_n aparat konturi kengligidan ancha kichik bo`lgan xususiy chizig`i kengligi monoxramatik yorug`lik manbayi bilan interferometer yoritilgan holda contrast C

$$C = \frac{Y_{\max}}{Y_{\min}} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^2 \approx 1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \quad (2.2.6)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

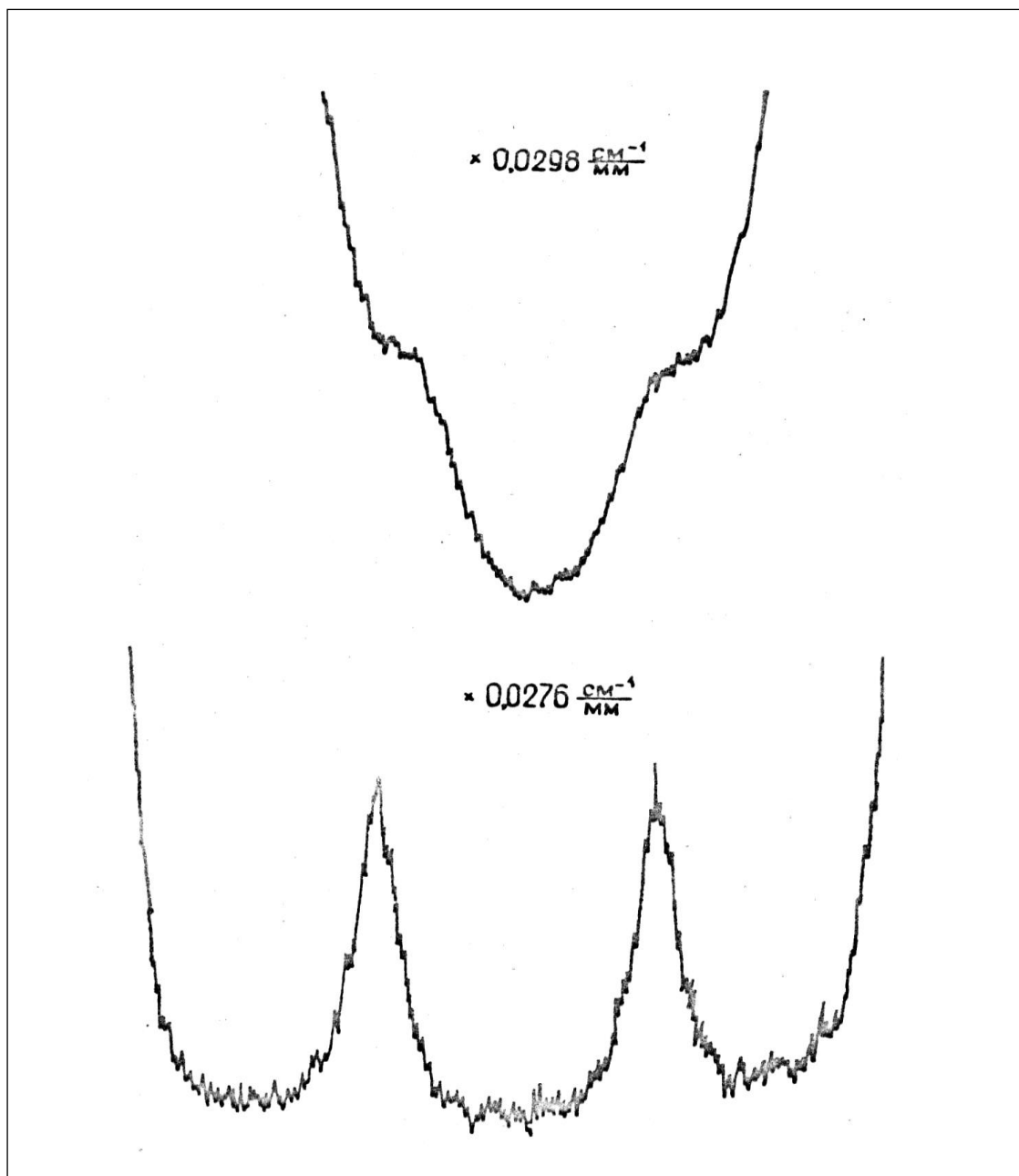
Fabri-Pero yassi interferometri uchun F - o`tkirliги odatda R - kattalik qiymati bilan chegaralanadi u esa o`z navbatida ko`zguning qaytaruvchi qatlamlari va yassi sirtlarini tayyorlanish kamchiliklari yig`indi bilan aniqlanadi. Agar ko`zgu yassiligi λ/m gacha aniqlikda tayyorlangan bo`lsa, maksimal o`tkirliги $F_5=m/2$ ga teng bo`ladi. Ko`p o`tuvchi interferometrlar uchun (2.2.5) va (2.2.6) ifodalar o`rnida

$$\frac{\delta\nu_a}{\Delta\nu^*} = (2^{1/n} - 1)^{1/2} F^{-1} \quad (2.2.7)$$

$$C_n = C^n = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^{2n} \approx \left(\frac{2}{\pi} F \right)^{2n} \quad (2.2.8)$$

ifodalar bo`ladi.

(2.2.8)dan ko`rinadiki, o`kishlar sonini oshirish kontrastni kuchli o`zgartiradi. Haqiqatdan ham, $R=0,95$ va $n=1$ da $C=10^3$ bo`ladi va $n=2$ ga teng bo`lganda esa o`sha R qiymatda $C_n=10^6$ bo`ladi. Demak ikki karra o`tuvchi Fabri- Pero interferometrda intensivlik bo`yicha olti tartibga farq qiluvchi chiziqlarni o`rganish mumkin ekan.

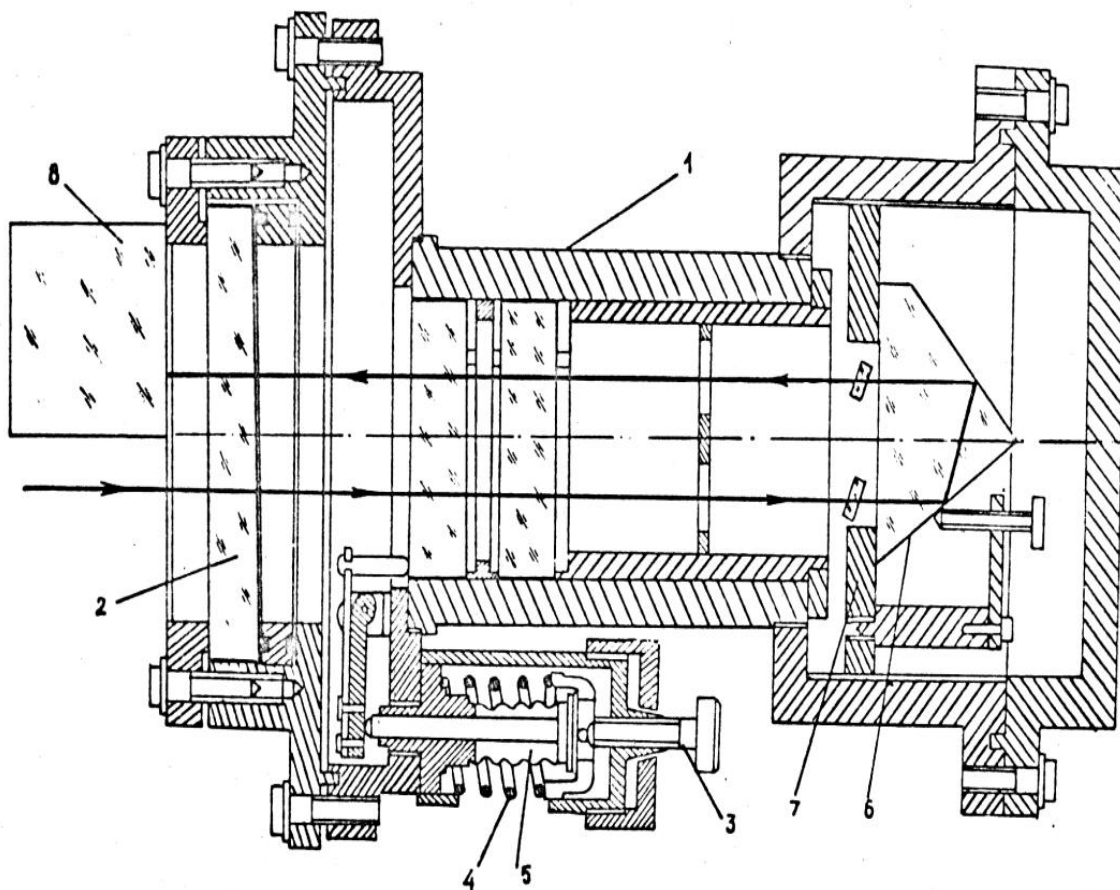


2.4 rasm. Bir o`kishli va ikki o`kishli Fabri-Pero interferometrda bir xil sharoitda olingan spektrogrammalar.

2.2. IKKI O`TISHLI FABRI-PERO INTERFEROMETRINI TUZILISHI VA YUSTIROVKA QILINISHI.

a) Ikki o`lishli interferometrning tuzilishi

Ikki o`lishli interferometrning prinsipial tuzilishi 2.2 rasmda ko`rsatilgan. Bu sxemada biz yaratgan interferensiyon qurilmaning asosini tashkil etadi. Bu qurilma yordamida biz yorug`likning molekular sochilish spektrlarini o`rganamiz.



2.3 Rasm. Ikki o`lishli Fabri-Pero interferometrining tuzilishi.

1 – Interferometr korpusi; 2 – shishali deraza (okno); 3 – yustirovka qiluvchi buragich; 4 – mustahkamlovchi prujina; 5 –silfonlar; 6 – Tripl - prizma; 7 – Metal halqa Tripl – prizmani mahkamlash uchun; 8 – Buruvchi prizma.

2.3 rasmdan ko`rinadiki, interferometer korpus barokamera (1) uning yon kameralaridan biri, oynali kamera derazasi kichik burchak ostida joylashgan (1) interferometr o`qiga nisbatan deraza (2) qalinligi 10mm va diametri 80mm halqali gardish (flani) bilan berkitilgan. Kamera derazasi interferometer o`qiga nisbatan kichik burchak ostida joylashgan (1) buning sababi keraksiz (parazit) qaytishlarini yo`qotish uchun. Kamera tuzilishini IT-28-30 interferometrining standart detal (ko`zgu, halqa, prokladka) ga mo`ljallab foydalanamiz. Tripil-pirizma interferometr o`qiga nisbatan perpendikular qilib to`g`irlanadi. Prizma temir halqachaga bekitiladi. Halqa orqali prizmaning holatini yengil o`zgartirishimiz mumkin.

Interferometrni yustirofka qilishda uning buragichlaridan foydalanamiz (3), purjinalar to`g`irlanadi (4). Yustirofka buragichlari kichik rezvali bo`lib, uning har bir qadami-0.5 mm ga teng. Bu bizga interferometrni juda ham nozik yustirofka qilishga imkon yaratadi. Interferometrning plastinkasini yustirofka qilinayotgan paytda buragichlar barokamera tashqarisiga chiqariladi. Barokamerani germetizamiyalashda silfonlar yordamida amalga oshiriladi. Madomiki, interferensiyalar bosim o`zgarishi bilan skaner bo`lar ekan, maxsus qayd etishda yustirofka qilinadigan interferometr plastinkalari maxkam qisib turuvchi kontgaykalar kontirgaykalar bilan maxkam qisib turuvchi yustirovka buragichi bilan maxkamlanadi (4).

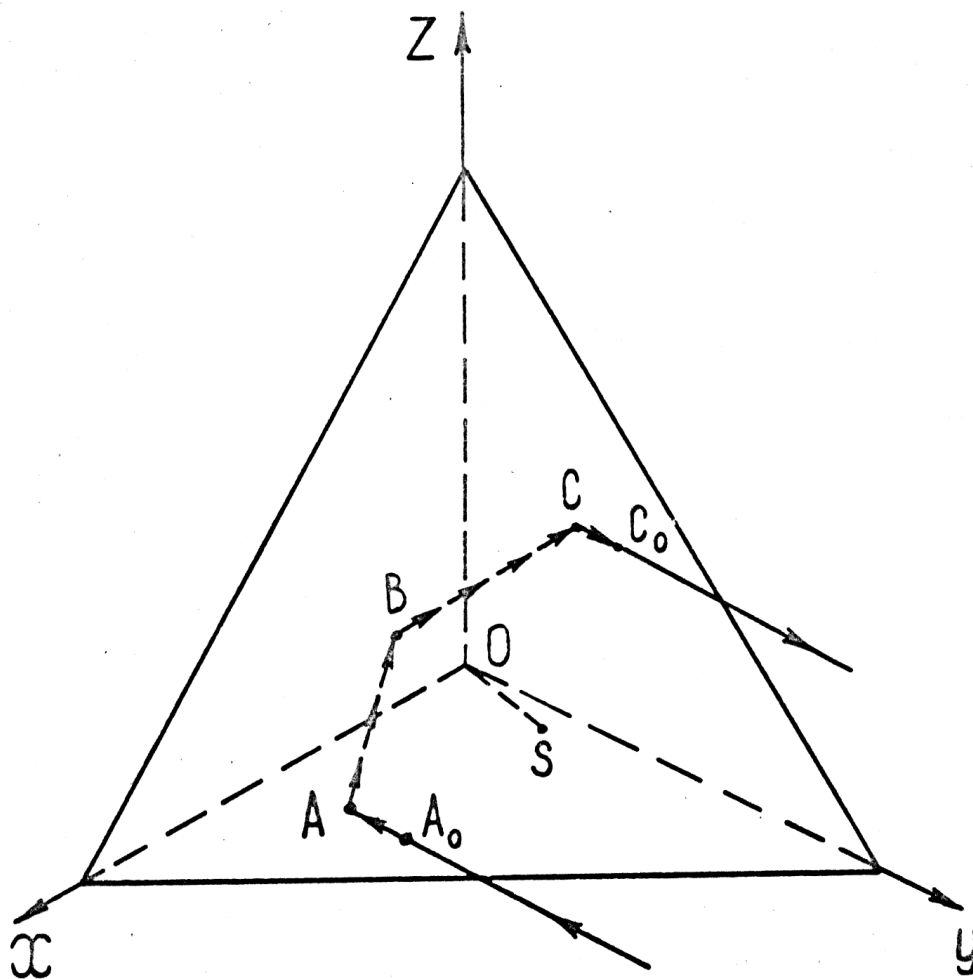
Ikki o`tishli interferometr yustirovkasi ikki bosqichda o`tkaziladi. Tripil prizma yechiladi interferometr yustirofkalanganda ishlash tartibi bir bir o`tishli bo`lib qoladi. Yana tripil prizma o`rnatiladi. Prizmaning joylashuvi o`zgarishi bilan interferensiyalar mazara bir-birini qoplaydi va ikki o`tishli bo`lib qoladi. Biz imkoniyatimizga qarab eng yuqori yoritilganlikni olishga intilamiz. Interferogrammani bir xilda tartibda yoritamiz. Keyin interferogrammaning maksimum tomonida mavjud bo`lgan yorug`likning kuchsiz gardishini kichraytiramiz. Yustirovkani optimal sifatli darajada qilishga yaqinlashgan sari, interferensiyalar tartibi maksimum tomonida yorug`lik gardishini yo`qola boradi lekin bu maksimumning ravshanligi ortadi.

Biz ikki o`kishli interferometrning yustirofka usulida foydalanganimizda, ko`zgu qaytarish ko`ffisiyenti $R=95\%$ o`tkirlik tartibi 40 va kontrasligi 4×10^5 bo`lishiga erishdik. 2.4 rasmda ko`rsatilgan bir o`kishli va ikki o`kishli Fabri-Pero interferometrida bir xil sharoitda olingan spektrlarni solishtirib ko`ramiz.

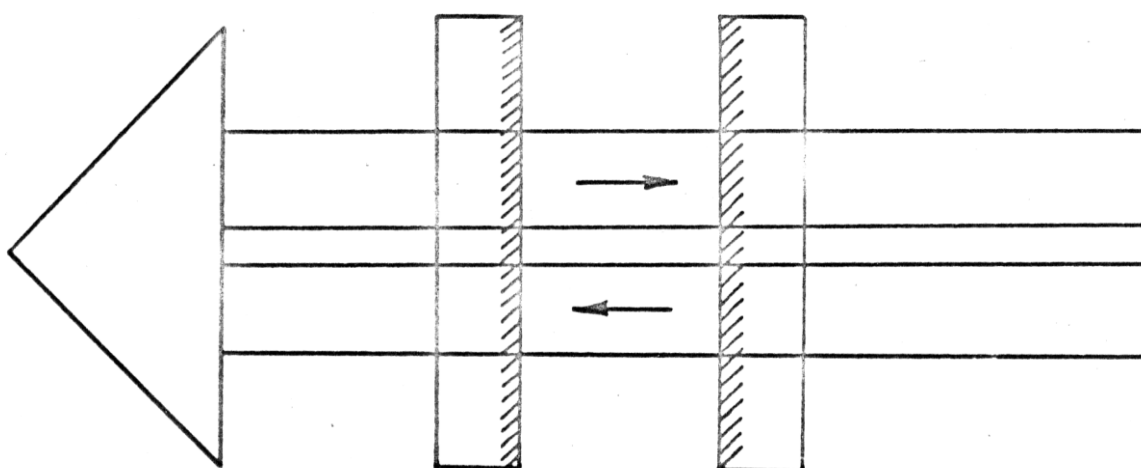
a) Uch qirrali prizma

Barqaror ishlaydigan ikki o`kishli Fabri-Pero interferometrini yasash uchun, burchakli qaytargichdan (kub burchaklari) foydalanamiz. Boshqacha qilib aytganda, uch qirrali prizma o`ziga tushgan nurni to`g`ri 180 gradus burchak ostida qaytaruvchi xususiyatga ega. Antiparalelga qaytarish aniqligida tayyorlangan uch qirrali prizma va yorug`likning tushish burchagiga bog`liq emas.

Trilpil prizma uch qirrali prizmadir. Uchta qirralari yuqori qismida bir-biriga 90 gradus burchak ostida kesishadi va qolgan uch qismi esa prizmaning osti yoki asosini tashkil qiladi (2.1- rasm). Prizmaning asosiga tushuvchi nur uning yon yomonlaridan ya`ni uning qirralaridan qaytgandan so`ng, prizmaga tushayotgan nurga nisbatan parallel ravishda orqaga qaytib chiqadi. Interferometer ko`zgusidan ketma-ket o`tayotgan nurlarning optic uzunligi bir xil bo`lishi kerak. Bundan ko`rinadiki interferometrning plastinka sirtiga ishlov berib ham shartlarni bajarish imkoniyati bor. Ya`ni amaliy maxsus yustirovka qilish shartlari yordamida foydalanamiz. Biz bu ishda shunga erishamizki, prizma metal halqaga mahkamlanadi va uning holati osongina o`zgartiriladi.



2.1. Rasm. Uch qirrali prizmada nurning o`tishi



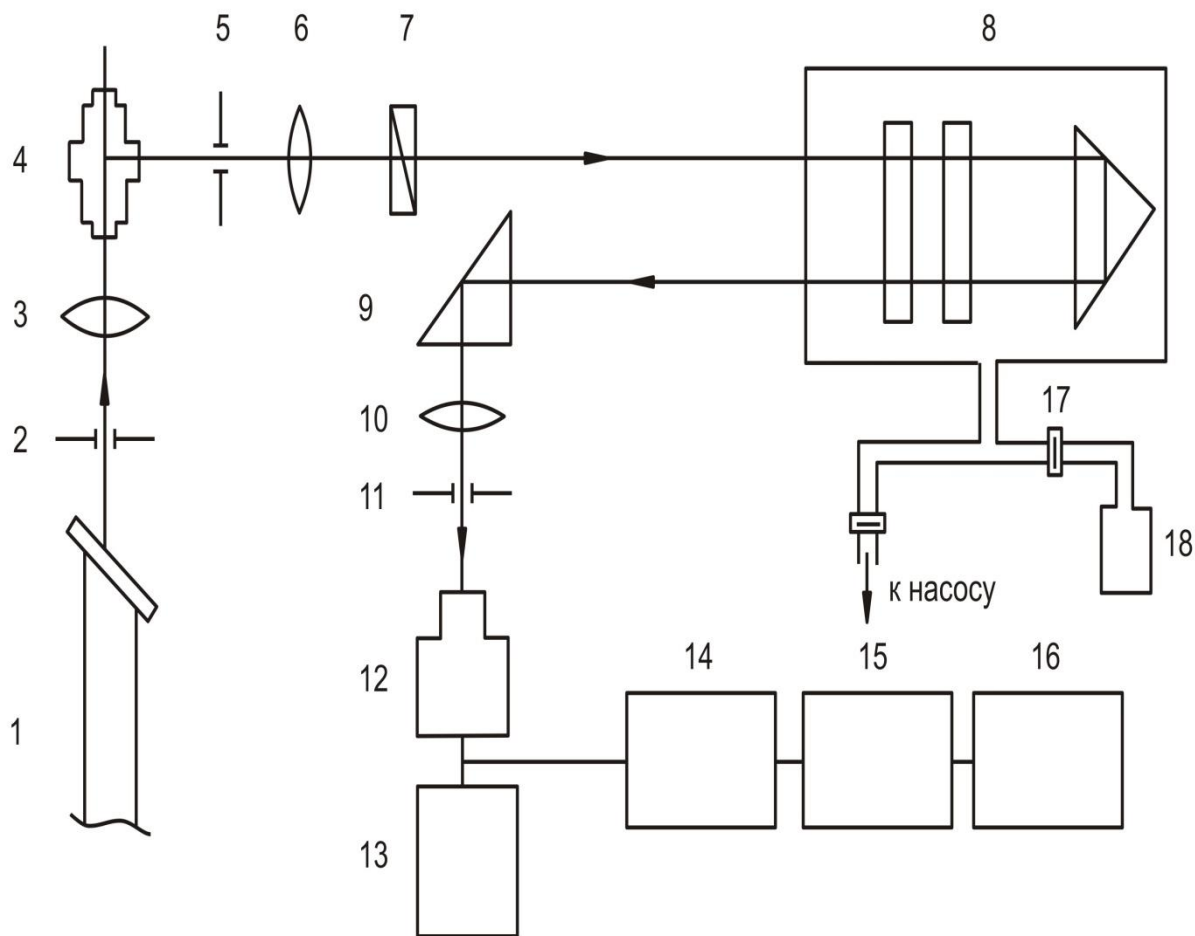
2.2. Rasm. Ikki o`tishli interferometrda nurning o`tishi.

2.3. TAJRIBAVIY QURILMA.

Tajribaviy qurilmaning tuzilishi 2.5- rasmda ko`rsatilgan. (1) yorug`likni uyg`otuvchi manba sifatida foydalanilgan He-Ne lazeri LG-38 (to`lqin uzunligi 6328A^0 , nurlanish quvvati 15mVt ga yaqin). (3) Uzun fokusli linzada lazer nuring fokusi (4) kyuvetada bo`ladi. Sochilish burchagini pentaprizma (aniqligi $\pm 0.2^0$) yordamida to`g`irlanadi. Yorug`lik sochilishi yo`lida Franko -Ritter prizmasi (7) o`rnatilgan bo`lib, sochilgan yorug`likni keraklicha qutblanishga imkon beradi. Tajribaga qo`yilgan topshiriqni bajarishda qutblantirgichni yustirovka qilish aniqligi ($\pm 0.5^0$) bo`ladi. Sochilgan nurlar to`laligicha ob`ektiv fokusida (nurlar kesishgan nuqta) (6) bo`ladi. Franka-Ritter prizmasi orqali o`tayotgan parallel nurlar dastatasidan tashkil topgan va keyin nurlar dastasi Fabri –Pero interfrometriga (8) tushadi.

Nurlarni skanirovkada qilish paytida gazning bir tekis oqishi uchun biz ignali yuqori tovushli natekatel (17) (oquvchi) dan foydalanamiz. Skandirovkani chiziqli oshirish uchun ballastli xajmdan foydalanamiz. Natekatelga kiruvchi gazlarning (azot) bosimi 6-8 atm tashkil etadi. Bu sistema orqali gaz uzatganimizda, nochiziqli skanirofka qilishda interferogrammaning o`lchamchi tartiblanishining tuzilishi 0.5% dan oshmaydi.

Sochilgan yorug`lik ikki o`tishli interferometerdan o`tgandan so`ng qayta buruvchi prizmadan o`tib ma`lum masofadagi kamera obektivining fokal tekisligida yig`iladi. (10) fokus masofasi 27mm. Kamera ob`ektivining fokal tekisligida diafragma (11) o`rnatilgan. Diafragma radiusi shunday qatitlik bilan joylashganki, bu esa apparat funksiyasini minimal darajada oshirishga imkon beradi. Masalan: agar qo`llanilayotgan interferometerning dispersiya sohasi 0,417sm, diafragma diametri 0,25mm ga erishadi.



2.5-rasm. Reley chizig`ining nozik strukturasi spektrini qayd qiluvchi tajribaviy qurilmaning sxemasi.

1- He-Ne lazeri; 2 – diafragma; 3 – ob`ektiv (120 mm); 4 – tadqiq qilinayotgan suyuqlik uchun idish; 5 – diafragma; 6 – kollimatirli ob`ektiv (210 mm); 7 – qutblantirgich (Franka-Ritter prizmasi); 8 – ikki o`tishli Fabri-Pero interferometrining barokamerasi; 9 – buruvchi prizma; 10 – Kamerali ob`ektiv (270 mm); 11 – diafragma (0.25 mm); 12 – FEU-79; 13 – FEU blok manbai; 14 – Emmitterli takrorlagich; 15 – chiziqli intensimetr; 16 – KSP-4 o`zi yozuvchi qurilma; 17 – yuqori tovushli ignali natekatel; 18 – azot bilan to`ldirilgan balon.

Agar diafragmani interferinsion manzaraning markaziga joylashtirsak, apparat funksiyasining yarim kengligi minimal darajada shakllanadi. Diafragmani yusturofka qilishda ikki kichik o`lchamli burchak orqali bajariladi bu orqali diafragmalarni aralashtirilib ob'yektivning yassi fokal tekisligiga tik ravishda yo`naltiriladi. (10)

Bizning qurilmamiz fotoqubulqilgich sifatida fotoelektrik ko`paytirgich FEU-79 qo`llanilgan. Bu fotonlar sonini sanash rejimida ishlaydi.

FEUning sovitish tizimi sifatida yarim o`tkazgichli mikromuzlatgich qo`yilgan bo`lib, uning ish rejimi Pelte effekti bo`yicha ishlaydi. FEU 1soatda -25 gradusgacha soviydi. Bu temperaturagacha soviganda qora impulslar soni o`sha sezuvchi fotokatodlarda 100-150 imp/s dan 10-15 imp/s gacha kamayadi.

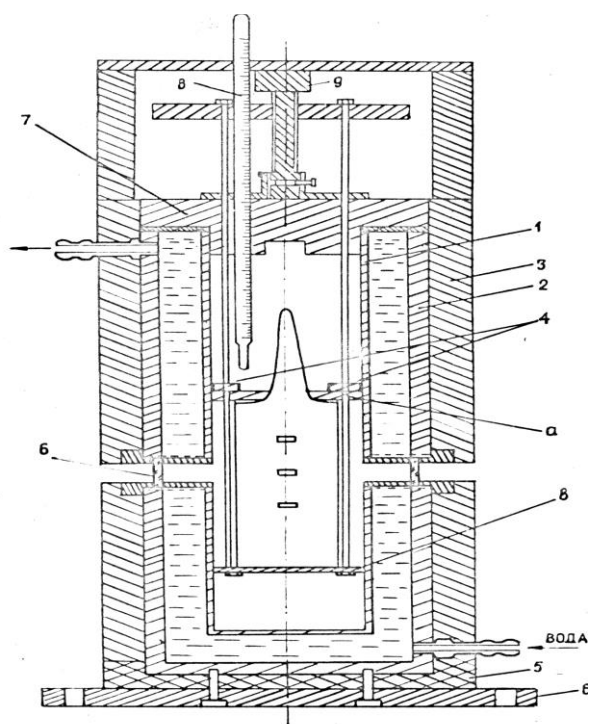
FEU anodi orqali impulslarlar emmitterli takrorlagichga kiradi (14). Emmitterli takrorlagich yetarlicha yuqori kirish qarshiligiga va kichik xajmiga ega. Agar kirish qarshiligi kichik bo`lsa impulsni uzatish zarur bo`ladi. Keyin signal diskirenametrga kirib undan so`ng u bilan bir chiziqda turgan intensimetrga PI4-1(15) tushadi. Intinsimetr diskirminator impulsini qanday ampilituda uzatgan bo`lsa shu tarzda o`tkazadi. Intensimetrdan chiqqandan so`ng o`zgarmas kuchlanish paydo bo`ladi. Uning kattaligi bir sekundagi impulslar soniga proporsional. Bu impulslar potensimetr KSP-4 (o`zi yozuvchi) (16) ga tushgandan so`ng signallarni diagramma lentasiga yozadi.

MBK siljishining sistematik xatoligi aniqlanadi va aniqlangan sochilish burchagining noaniqligi bilan bog`liqligini [1] da ko`rsatilgan formula bilan topiladi. Bizning qurilmamizning burchak aniqligi hatoligi ($\pm 2^0$) bo`ladi. MBK siljishini 90^0 sochilish burchagida kuzatganimizda hatolik 1% dan oshmaydi. Yozib olingan spektrlning xatoligini kamaytirish uchun spektrogrammada 4 marotabadan ortiq yozib olish kerak.

Termostatik namuna

Bunda diametri 40-20mm va balandligi 60-70mm bo`lgan slindrik kyuvetdan foydalanamiz. Bu kyuveta uchun maxsus tayyorlangan termostatik g`ilof kerak bo`ladi. Uning devorlari orasida suyuqlik aylanib turishi kerak (TS-24 tipidagi

termostat). Termostat 2.6-rasmda kursatilgandek uch qavat (devorlar)dan iborat. 1-va2-qavatlar metaldan 3-qavat esa issiqlik o`tkazmaydigan material penopalstdan yasaladi. Birinchi va ikkinchi devorlar orasida xaroratni bir xil ushlab turuvchi suyuqlik (suv) aylanadi. Kyuvetadagi tadqiq qilinuvchi suyuqlikni (a) va (b) plastinkalar orasiga joylashtirib, qisqichlar bilan (4) qotiriladi. Kerakli balandlik to`g`rilovchi buragich (vint) o`rnatiladi (9). Qopqoq (7) issiqlik saqlovchi testolitdan yasaladi. Termostat ichidagi xarorat (temperature) tashqaridan oddiy simobli termometr bilan (0.1 grads aniqlikda) iloji bo`lmasa aks xolda Bekman termometridan foydalaniladi.



. Slindrik kyuveta uchun termostat sxemasi.

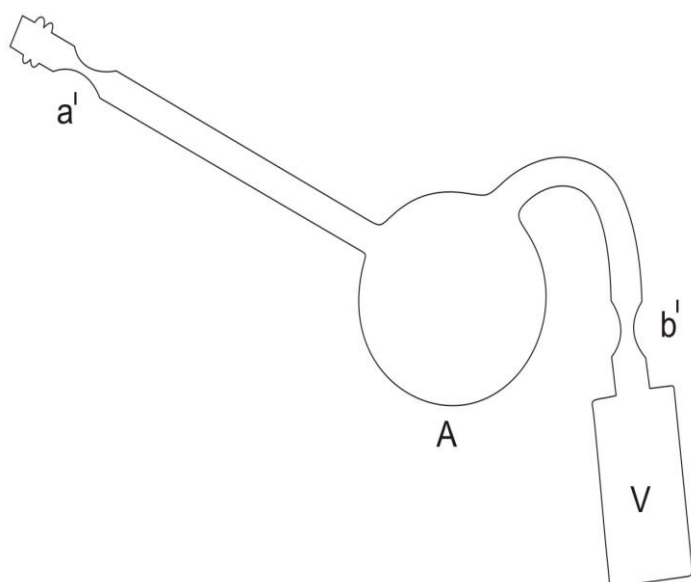
1 va 2 –metal devorlar; 3 – teploizolatsiyalangan materialdan tayyorlangan devor; 4 –qisqich; 5 –taglik(teploizolatsiyalangan material); 6 –oyna; 7 –qopqoq (teploizolatsiyalangan material); 8 –termometr; 9 – boshqaruvchi vint; a, b –metal plastinkalar.

Optik ob`ektlarni tozalash va tayyorlash usuli

Har qanday namunamizda ham sochiluvchi muhit maxsus tayyorlanmagan aniqroq qilib aytganimizda sindirish koeffitsientiga ega bo`lgan tashqi qo`shiluvchilar mavjuddir (chang, kolloid zarralar). Hattoki o`rab turgan muhitning sindirish ko`rsatkichidan yuqori. Tashqi muhit qo`shilishi natijasida olinadigan yorug`lik sochilishining intensivligini aniq hisob –kitob qilganimizda sindirish ko`rsatkichining statistik fluktuatsiyasidan ko`proq bo`ladi. Shuning uchun tashqi qo`shiluvchilardan sochuvchilarni tozalash jiddiy muammolarni keltirib chiqaradi.

Bizning ishimizda optik jihatdan toza bo`lgan ob`ektni tayyorlashda Martin [74] taklif qilgan usuldan foydalandik.

Martin usuli quyidagicha: V idishda biz sochilishni o`rganamiz (2.7-rasm). V idishga A kolba payvandlanadi. A Kolbadan tozalangan va o`lchangan suyuqlik quyiladi (haydaladi) keyin yana V idishga haydalgan suyuqlik yana A kolbaga qaytarilib quyuladi va bu jarayon uch to`rt marta takrorlanadi va kapilyar qismi kesib olinadi. Idish buta oraqli ko`chiriladi b-kerakli vakumga erishganimizdan so`ng bu ham uziladi (uzib olamiz).



Optik jihatdan toza bo`lgan suyuqlikni tayyorlashda ishlatiladigan sistemaning umumiy ko`rinishi.

III bob.

Tajribadan olingan natijalar va ularni muhokamasi.

Bizning ishimizda pikolinni 0,06 mol qismli suvdagi eritmasida relaksatsion jarayonni o'rganish masalasi qo'yilgan edi. Buning uchun biz II bobda keltilgan yuqori kontraslikka ega bo'lgan ikki o'tishli Fabri-Pero interferometrini bazasida yig'ilgan asbobdan foydalandik, sochilgan yorug'likni ZZ yo'nalishi bo'yicha qutblangan tashkil etuvchisi qayt qilindi. Kuzatishlar interferometrni oblast dispersiyasi $\ll 0,625 \text{ sm}^{-1}$ da sochilish burchagi 90^0 bo'lgan hol uchun olib borildi.

Qayd qilingan spektrogrammadagi Mandelshtam-Brillyuen komponentasining asosiy (uyg'otuvchi) chastotaga nisbatan siljishi orqali quyidagi formuladan gipertovushning tarqalish tezligi aniqlandi:

$$V = \frac{\Delta v_{M-B} c \lambda}{2n \sin \frac{\Theta}{2}}$$

Bunda Δv_{M-B} Mandelshtam-Brillyuen komponentasining asosiy komponentaga nisbatan siljishi, n-eritmaning sindirish ko'rsatkichi, λ -tarqaluvchi yorug'likning to'lqin uzunligi, Θ -sochilish burchagi.

Mandelshtam-Brillyuen komponentalarining yarim kengligi orqali gipertovushining yutilish koeffisienti quyidagi formula orqli hisoblanadi:

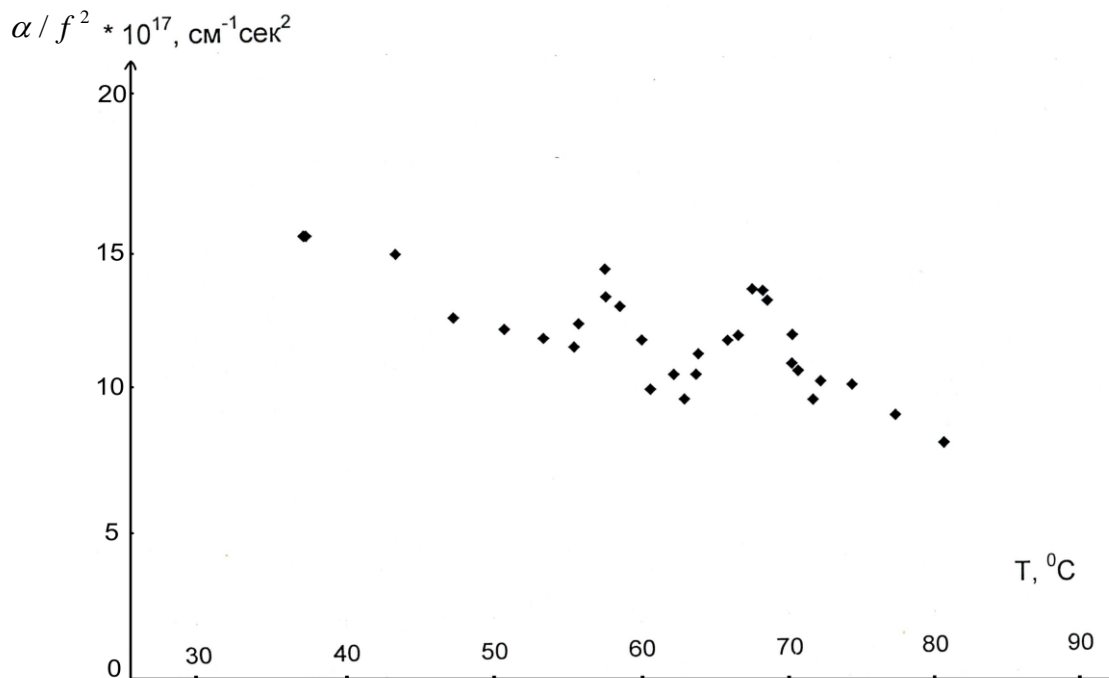
$$\alpha = \pi c \delta v / v$$

Bunda c- yorug'lik tezligi; Δv_{M-B} Mandelshtam-Brillyuen komponentasining yarim kengligi, V-gipertovush tarqalish tezligi.

Tajribada olingan natijalar asosida hisoblangan gipertovushning tarqalish tezligi va yutilish koeffisientlarining temperaturaga qarab o'zgarishi 3.1 va 3.2-grafiklarda keltirilgan.

Rasmda taqqoslash uchun 25 MHz chastotada o'lgangan ultratovush tarqlash tezligini temperaturaga bog'liqligi keltrilgan. Bu rasmda ko'rinadiki, temperaturaning 20⁰ C da 40⁰C oralig'ida gipertovushning va ultratovushning tarqalish tezliklarida biror bir anomallik ko'zatilmaydi shu tempertura oralig'ida α / f^2 kattalikni temperaturaga qarab o'zgarishda ham anomallik yo'q.

No	t °C	$\alpha / f^2 * 10^{17} \text{ sm}^{-1} \text{ sek}^2$
1	37	15,5
2	44	15
3	47	12,5
4	51	12
5	54	11,9
6	55	11,5
7	56	12,3
8	58	13,5
9	58	14,5
10	59	13
11	60	11,8
12	60,5	10
13	61	10,5
14	62	9,5
15	64	10,5
16	64	11,5
17	66	11,9
18	66,5	12
19	67	13,9
20	68	13,9
21	69	13,5
22	70	12
23	70	11
24	70,5	10,8
25	71	9,5
26	72	10,5
27	75	10,3
28	77	9
29	81	7,5



Gipertovushning β -pikolinning suvdagi 0,06 qismlil eritmasidagi yutilish koeffitsientining temperaturaga bog'liqligi

Shuning uchun biz tajribada kuzatilayotgan dispersiya bilan bog'liq bo'lgan relaksatsion jarayoni faqat 40 °C temperaturadan past temperatura oralig'ida tajribadan olingan tezlikni yutilish koeffitsientini natijalaridan foydalanib, β -pikolin-suv eritmasi uchun hisobladik.

Relaksatsiya vaqti τ -tovush tarqalishini relaksatsion nazariyasida keltirilgan formulalar orqali aniqladik.

$$\alpha_{\eta} = \frac{\Omega^2}{2V_0^3 p} \cdot \frac{4}{3} \eta$$

α_{η} - yutilish koeffisienti.

$\Omega = 2\pi\nu$ - siklik chastota.

V_0 -ultratovushning to'liq tezligi

p-eritmaning zichligi

η - eritmaning yopishqoqlik koeffisienti.

P va η qiymatlari eritma uchun laboratoriya hodimlari o'lchangan hajmiy yutilish koeffisienti:

$$\alpha_{\eta 1} = \alpha - \alpha_{\eta} \text{ teng}$$

Bunda $\alpha - \Omega$ chastotadagi gipertovushning yutilish koeffisienti.

Relaksatsiya vaqtini kattaligi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$\tau = \frac{V^2 - V_0^2}{2V_0^3 \alpha_{\eta 1}}$$

Hisoblashlar ko'rsatadiki, 20⁰C dan 40⁰C gacha bo'lgan temperatura oralig'ida τ ning qiymati $1.3 \cdot 10^{-11}$ sek. dan $2.0 \cdot 10^{-11}$ sek. gacha o'zgarar ekan ko'pchilik suyuqliklarda struktura o'zgarish relaksatsiyasi shunday tartibga ega. Qaralayotgan temperatura oralig'ida α / f^2 kattalik α_{KL} / f kattalikka nisbatan temperaturaga bog'liq emas.

Bunday natija assotsiatsiyalanuvchi suyuqlikka xosdir [15].

Shunday qilib, relaksatsiyani yuzaga kelishiga nafaqat strukturaviy o'zgarish, balki siljish yopishqoqligiga ham olib kelishi mumkin degan xulosaga kelimiz.

XULOSA

1. Maxsus nuqtaga ega bo'lgan eritmalarga doir chop etilgan adabiyotlar va o'quv qo'llanmalar bilan tanishdim.

2. Geliy-Neon lazeri va yuqori kontrastlikka ega bo'lgan ikki o'tishli Fabri-Pero interferometri bazasida yig'ilgan qurulmani ishlash jarayoni bilan tanishdim. (Spektrogrammani olishda) β -pikolin-suv eritmasida 90^0 burchak ostida I_{ZZ} yo'nalishida sochilgan yorug'likni olishda ishtrok etim va spektrni tahlil qilish usullarini o'rgandim.

3. Olingan natijalar asosida gipertovushni yutilish koeffitsientini temperaturaga bog'liqligini o'rgandim.

Yutilish koeffitsientini temperaturaga bog'liqligini o'rganishda pikolinning 0,06 mol. qism eritmasida 55^0 va 67^0 gradus selsiyda anamallik buzilib, eritmada strukturaviy o'zgarish bo'ladi deb xulosa qilishimiz mumkin.

ADABIYOTLAR

1. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света –М:Наука,1965г. 511;
2. Вукс М.Ф «Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах». А.Л.ГУ, 1977, стр 320;
3. Тиганов Е.В. «Труды ФИАН» 1972 г. 52 стр 42;
4. Вукс М.Ф, Лисняский Л.И. «Акустика» журнал. 1963, вып 1, срт 23;
5. Эскин В.Е «Рассеяние света растворами полимеров» М наука 1973 г;
6. Эскин В.Е. Нестеров А.Е. Украина физ. Журнал, 1964 г. Т.9 № 5, стр-540-543;
7. Лиснянский Л.И. Дис-к. ф.-м.н Ленинград 1962
8. Глубовский Н.В. Украина физ. журнал 1964 г. Т-9.
9. Рощина Г.П. Циденко Э.Д. Украина физ.журнал. 1967 г. Т-4, N7, стд-5-12.
10. Туракулов Я.Т. Экспериментальное исследования ультраакустических и гипер акустических свойств растворов в окрестности критической и особой точек. Дис. кан. ф.м. Самарканд. 1981 г.
11. Томский С. Спектроскопия высокой разрешающей силь М. 1965 г. стр. -43.
12. Фабелинский И.Л. Спектроскопия высокой разрешающей силы УФН 1976 г. т-119. N 3 стр - 487-524.
13. Lindsday S.M. Correlation of brillouin Line xilid appl opt. 1977. V-19. N 5.Ph-4. 1407.
14. Hulst H.S. vander Astrophys. J. 1947 V-106. Reesink J.J. P-121-129.
15. Кашаева А.М., Сабиров Л.М. Акустический журнал , 1988 г, Сидиков Ш. т. 44 N 3. стр. -461-464.
16. Кривохижа С.В., Сабиров Л.М., Туракулов Я., Утарова Т.М. Изучение спектра рассеяния света и распространения ультра и гиперзвука в растворе β - пиколин – вода. // Письма ЖЭТФ. – 1980. – 31. №12. – с 746-749.

17. Исмаилов Э., Сабилов Л.М., Туракулов Я., Утарова Т.М. Температурная зависимость скорости и коэффициента поглощения гиперзвука и растворе ацетон – вода. // Физика жидкого состояния. – Киев, 1985. - №13 – с. 99 – 96.
18. Сабилов Л.М., Хайдаров Х.С., Исмаилов Э., Мандельштам-Бриллюэновская спектроскопия релаксационного процесса в β -пиколине, Замодавий физика ва астрономия муамоллари, тезис. Карши, 2005, с.40.
19. Сабилов Л.М., Семенов Д.И., Хайдаров Х.С. «Спектр тонкой структуры линии Рэлея и характер распространения гиперзвука в водном растворе β -пиколина», СамДУ Илмий Ахборотнома, 2007, №1(14), с.41-47.
20. Сабилов Л.М. диссертация доктора «Спектры молекулярного рассеяния света и распространение гиперзвука в жидкостях и растворах». 1984г.
21. Сабилов Л.М., Семенов Д.И., Хайдаров Х.С. «Температурные и концентрационные исследования частотного смещения компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе γ -пиколина», Оптика и спектроскопия, 2007, т.103, №3, с.505-510.
- Sabirov L.M., Semenov D.I., Haydarov H.S., “Temperature and Concentration Dependences of the Frequency Shift of the Rayleigh Line Fine-Structure Components in Aqueous Solutions of γ -Picoline”, Optics and Spectroscopy, 2007, v.103, #3, pp.490-495.
22. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – М.: Наука. 1987.
- 22.Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. – М.: Наука, 1982.
- 24.Сабилов Л.М. Спектры молекулярного рассеяния света и распространение гиперзвука в жидкостях и растворах. Дисс. док. физ.-мат. наук, Самарканд. 1984.
- 25.Семенов Д.И. Спектроскопические и акусто-оптические исследования релаксационных процессов в изотропной фазе жидких кристаллов. Дисс. канд. физ.-мат. наук, Ташкент. 2004.

26. Вальков А.Ю., Романов В.П., Шалагинов А.Н. Флуктуации и рассеяние света в жидких кристаллах. // УФН. 1994. т.164(2). с.149-193.
27. Natale G.G. // J. Acust. Soc. Am. 1978. v.63(5). p.1265-1278.
28. Sreenivasa Rao P., Veeraiyah T. // Acustica. 1997. v.83(3). p.577-578.
29. Кожевников Е.Н. // Акустический журнал. 1996. т.42(6). с.800-805.
30. Табидзе А.А., Корольков В.Г. // Ж. хим. физ. 1996. т.15(7). с.126-149.
31. Dhake K.P., Ajje F., Chudgar N.K. // Acustica. 1997. v.83(6). p.1109-1111.
32. Jhiriet Y., Martinoty P. // J. Physique. 1979. v.40. p.789-797.
33. Eden D., Garland C.W., Williamson R.C. // J. Chem. Phys. 1964. v.58(5). p.1861-1864.
34. Botch W., Fixman M. // J. Chem. Phys. 1965. v.42. p.199-204.
35. Лерман В.Ю. Спектры релеевского рассеяния и распространение звука в изотропной фазе нематиков: Дис. канд. физ.-мат. наук – Самарканд. 1988.
36. Natale G.G., Commins D.E. // Phys. Rev. Lett. 1972. v.28(22). p.1439-1441.
37. Кожевников Е.Н., Чабан И.А. // Акустический журнал. 1975. т.21(3). с.421-431.
38. Сабиров Л.М., Семенов Д.И., Утарова Т.М. // Акустический журнал. 2004. т.50(1). с.106-110.
39. Бункин Н.Ф., Горелик В.С., Сабиров Л.М., Семенов Д.И. // Квантовая электроника. 2009. т.39. №8. с.774.
40. Bunkin N.F., Gorelik V.S., Sabirov L.M., Semenov D.I. // Physics of Wave Phenomena, 2009, v.17, #1, p.1.
41. Сабиров Л.М., Семенов Д.И. // Узбекский физический журнал. 2009. т.11. №3. с.66.
42. Сабиров Л.М., Семенов Д.И. // Оптика и спектроскопия. 2006, т.100. №6. с.952. [Sabirov L.M., Semenov D.I. // Optics and Spectroscopy. 2006. v.100. #6. p.877.]
43. Сабиров Л.М., Семенов Д.И. // Оптика и спектроскопия. 2006, т.101. №2. с.314-317. [Sabirov L.M., Semenov D.I. // Optics and Spectroscopy. 2006. v.101. #2. p.299.]

44.Сабиров Л.М., Семенов Д.И. // Краткие сообщения по физике (Физический Институт Российской Академии Наук). 2005. №12. с.18-25.

[Sabirov L.M., Semenov D.I. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2005. v.12. p.14.]

45.Sabirov L.M., Semenov D.I., Utarova T.M. Uzbek Journal of Physics. 2003 v.5(2-3). p.112.

Internet resurslar ro'yxati

1. www.ufn.ru – Сайт журнала «Успехи физических наук»
2. www.quantum-electron.ru – Сайт журнала «Квантовая электроника»
3. www.maik.ru – Портал издательства научной литературы МАИК, содержание журналов «Журнал экспериментальной и теоретической физики», «Оптика и спектроскопия», «Акустический журнал»
4. www.lebedev.ru – Сайт Физического Института Академии Наук (ФИАН) России, содержание журнала «Краткие сообщения по физике ФИАН»