

**Fizika fakulteti**  
**Fizika yo`nalishi**  
**Nazariy fizika va kvant elektronikasi**  
**kafedrası**

**Eritmalarda sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka  
bog`liqligini tadqiq qilish**  
**Malakaviy bitiruv ishi**

Bajaruvchi: Xo`janov Shahriyor  
Ilmiy rahbar: dots.Xaydarov X.S

Samarqand - 2012

**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**

**Eritmalarda sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`liqligini  
tadqiq qilish**

**Malakaviy bitiruv ishi**

Bajaruvchi: Xo`janov Shahriyor

Ilmiy rahbar: dots.Xaydarov X.S

Malakaviy bitiruv ishi nazariy fizika va kvant elektronikasi kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2012 yil 15 iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etiladi (bayonnoma № 10).

Kafedra mudiri:

dots.Xaydarov X.S.

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2012 yil “\_\_\_”\_\_\_\_\_dagi majlisida himoya qilindi va \_\_\_\_\_ ball bilan baholandi (bayonnoma № \_\_\_\_).

YaDAK raisi: \_\_\_\_\_

A'zolari: \_\_\_\_\_

**Samarqand – 2012**

Samarqand davlat universiteti fizika fakulteti  
«Nazariy fizika va kvant elektronikasi» kafedrasining majlisining  
№ 10 - bayonnomasidan

**K O`CHIRMA**

2012 yil 15 iyun

**Qatnashdilar:** Kafedra a'zolarining 13 nafari.

**Majlis raisi:** dots. Xaydarov X.S

**Kotib:** Ismailov F.R

**KUN TARTIBI:**

1. «Nazariy fizika va kvant elektronikasi» 2011 - 2012 o`quv yilida bajarilgan malakaviy bitiruv ishlarining bitiruv oldi himoyasi va ularni himoyaga tavsiya etish haqida.

**ESHITILDI:** 2011 - 2012 o`quv yilida bajarilgan malakaviy bitiruv ishlari bilan majlis qatnashchilarini kafedra professori Sabirov L.M tanishtirdi va quyidagilarni bayon qildi:

2011 - 2012 o`quv yilida fizika yo`nalishining bitiruvchi kurs talabasi Xo`janov Shahriyor "Eritmalarda sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`likligini tadqiq qilish" mavzusida malakaviy bitiruv ishini yozdi. Ilmiy rahbari dots. X. Xaydarov. Talaba ushbu mavzu bo`yicha yozgan ishini kafedraga taqdim etgan. Ish yuzasidan ilmiy rahbarning ijobiy mulohazalari ham bor. Shuning uchun so`zni Xo`janov Shahriyorga bersak. U malakaviy bitiruv ishining mazmuni bilan tanishtirsa.

Xo`janov Shahriyor malakaviy bitiruv ishining mazmun - mohiyati haqida gapirib, mavzuning dolzarbligi, o`rganilish darajasi, ilmiy va amaliy ahamiyati, amalga oshirilgan ishlar haqida gapirdi.

Shundan so`ng talabaga dots. Xaydarov X.S, prof. O.Q. L.M. Sabirovlar savollar berishdi. Savollarga u qoniqarli javob berdi.

Xo`janov Shahriyorning chiqishi, savol - javoblardan so`ng mazkur malakaviy bitiruv ishini YaDAga himoyaga tavsiya etish haqida fikr - mulohazalar bildirildi.

**QAROR QILINDI:**

1. Fizika fakulteti fizika yo`nalishi bitiruvchi kurs talabasi Xo`janov Shahriyor "Eritmalarda sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`liqligini tadqiq qilish" malakaviy bitiruv ishi talabga javob beradi deb hisoblansin va YaDAga himoyaga tavsiya etilsin.
2. Xo`janov Shahriyorning ushbu malakaviy bitiruv ishiga SamQXI tabiiy fanlar kafedrasida dotsenti Ismailov E taqrizchi qilib belgilansin.

**Majlis raisi:**

**dots. Xaydarov X.S**

**Kotib:**

**Ismailov F**

SamDU fizika fakulteti “Nazariy fizika va kvant elektronika” kafedrası 4-kuts talabasi Xo`janov Shahriyor “Eritmalarda sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`likligini tadqiq qilish” mavzusidagi malakaviy bitiruv ishiga

## **TAQRIZ**

Xo`janov Shahriyor bitiruv ishi elektrolit bo`lmagan suyuqliklarda sochilgan yorug`lik nuri intensivligini burchakka bog`liqligini tadqiq qilish hisoblanadi, bu ma`lumotlar orqali turli fluktuatsiyalarni shu orqali tovushlarning yutilishi, issiqlik sig`imi va shunga o`xshash muhim ma`lumotlarni olish mumkin. Xo`janov Shahriyorning bitiruv ishi kirish, uchta bob va xulosadan iborat.

Kirish qismida mavzuning dolzarbligi va ishning maqsadi ko`rsatilgan.

I-bobda Sochilgan yorug`likning intensivligining Enshteyn hisoblari

Spirtning suvli eritmada, yorug`lik sochilish (tarqalish) koeffisiyentining konsentratsiyali va temperaturaga bog`liqligi keltirilgan.

II-bobda Eritmalarning maxsus nuqtasini Reley chizig`i nozik strukturasi usuli bilan tadqiq qilish qurilmasi tushuntirilgan.

III-Bobda tajribada olingan natijalar va ularni muhokamasi yozilgan.

Xo`janov Shahriyorning bitiruv ishida gramatik xatolar bor, lekin bitiruv ishida Mandelishtam – Brillyuen komponentasini intensivliklarini konsentratsiya va temperaturaga bog`likliklari tahlil qilingan.

Bitiruv ishi yuqori ilmiy darajada bajarilgan bo`lib, bu ishga qo`yilgan talablarga to`la javob beradi va malaqaviy bitiruv ishini himoya qilishga tavsiya etaman.

**Taqrizchi**

**SamDQXI dots. Ismailov E.**

SamDU fizika fakulteti 4-kurs talabasi Xo`janov Shahriyor “Eritmalarda sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`liqligini tadqiq qilish” mavzusidagi malakaviy bitiruv ishiga ilmiy rahbar

### **MULOHAZASI**

Noelektrolitlar suvdagi eritmasining sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`liqligini tadqiq qilish bog`liqligi tabiatida zichlik va konsentratsiya fluktuatsiyasi katta bo`lgan moddalarda o`rganish ularning molekular kinetik xossalari tushuntirish uchun hamda suyuq holatning nazariyasini yaratish uchun muhimdir.

Xo`janov Shahriyorning malakaviy bitiruv ishida zichlik va konsentratsiya fluktuatsiyasini  $-\gamma$  pikolinning suvdagi eritmasida Mandelishtam – Brillyuen komponentasini siljishining temperaturaga qarab o`zgarishini turli burchaklarda qanday fizikaviy jarayonlarga olib kelishini yoritib berishga harakat qilingan.

Xo`janov Shahriyorning malakaviy bitiruv ishini bajarish davomida ikki o`tishli Fabri-Pero interferometri bazasida yig`ilgan qurulmaning ishlash jarayoni bilan tanishdi, tadqiqot o`tkazishga qatnashdi. Spektrogrammada Mandelishtam – Brillyuen komponentasini siljishini hisoblashni o`rgandi. Malakaviy bitiruv ishi bilan bog`liq bo`lgan hamma masalalarni muvaffaqiyat bilan bajardi.

Berilgan ish hajmi, aktualligi bilan malakaviy bitiruv ishlariga qo`yilgan hamma talablarga javob beradi.

Ilmiy rahbar:

dots. Xaydarov X.S

## MUNDARIJA

Kirish:	-	3
<b>I BOB ELEKTROLIT BO`LMAGAN SUVLI ERITMALARDA SOCHILGAN YORUG`LIK NURI</b>	-	5
1.1 Sochilgan yorug`likning intensivligining Enshteyn hisoblari	-	5
1.2 Spirtning suvli eritmada, R yorug`lik sochilish (tarqalish) koefitsiyentining konsentratsiyali va temperaturaga bog`liqlig	-	14
<b>II BOB. ERITMALARNING MAXSUS NUQTASINI RELEY CHIZIG`I NOZIK STRUKTURASI USULI BILAN TADQIQ QILISH</b>	-	28
2.1 Ikki o`tishli fabri–pero interferometri spektrining ayrim xususiyatlari	-	28
2.2 Ikki o`tishli Fabri-Pero interferomitni tuzilish va yustirovka qilinish	-	30
2.3 Tajribaviy qurilma.	-	36
2.4 Tasodifiy xato	-	41
<b>III. BOB <math>\gamma</math>-PIKOLIN-SUV ERITMASIDA OLINGAN NATIJALAR VA ULARNING TAHLILI</b>	-	42
3.1 Suv - $\gamma$ pikolin eritmasida sochilgan yorug`lik intensivligining temperatura va burchakka bog`liqligini o`lchash	-	42
3.2 Eksperiment natijalari	-	43
Xulosa	-	51
Foydalanilgan adabiyotlar ro`yxati	-	52

## Kirish

**Ishning dolzarbligi:** Turg'un bo'lmagan sohalarda tadqiqot olib boorish hozirgi zamon fundamental fanining dolzarb dolzarb muommolaridan biridir. Suyuqliklarning kritik nuqtasi atrofida fazoviy 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 nolinchi yaqinlashishda xam prinsipial jihatdan ideal gaz modelida 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 unversallik sohasi mavjudligi, modda suyuq holati muommosi masalasini ma'lum jihatdan qayta ko'rishni taqozo etadi. Suyuqlikdagi strukturaviy fazoviy o'tishlar mavjudligi muommosi va bu o'zaro ta'sir fazoviy o'tishlar nuqtasi yaqinidagi anamaliyasi xarakteriga ta'siri masalasi hamda sistemalarning kritik xususiyatlarini izohlash unversalligi saqlanadimi degan muammo hozircha ochiq qolmoqda. Shuning uchun bularni yechishda sifat jihatdan yangi tajribaviy ko'rsatmalar kerak.

**Ishnig maqsadi:** Yorug'likning molekular sochilish usuli yordamida suyuqliklarda yo'rug'lik intensivligini, gipertovushning tarqalish tezligini, yutilishini, tovush tezligini dispersiyasini va maxsus nuqta yaqinida bo'layotgan relaksatsion jarayonlarni taqqiq qilish orqali suyuqliklarda fazoviy o'tishlar mavjudligi haqidagi ma'lumotlarni topish.

Elektrolit bo'lmagan suvli eritmalar qatlamlanish xususiyatiga ega. Bu eritmalar turli usullar yordamida intensive tekshirilmoqda, chunki ularning fizik harakteristikasi va hususiyatlariga juda ko'p. Shu hisobda strukturasi o'ziga hosligi va ularda sodir bo'layotgan jarayonlar turlicha. Hozirgi vaqtda bu sistemalarda sodir bo'layotgan kompleks jarayonlarga yagona yondashuv yo'q.

**Ishning vazifalari:** Qo'yilgan maqsadga asosan tadqiqot va qo'yilgan masalalar yechildi: Yorug'likning molekulyar sochilishining nozik strukturasi komponentasining siljishini yordamida yorug'lik intensivligining

4 –metilpiridinning suvdagi eritmasining temperaturasi va konsentratsiyasini bog`liqligini keng oraliqda o`rganish. Bu masalani yechish uchun yuqori kontrasli ikki marta o`tuvchi Fabri-Pero interferometri, uyg`otuvchi manba sifatida Geliy-Neon lazeri va sochilgan yorug`likni qayd etish uchun Fotoelektron ko`paytirgichdan foydalaniladi.

**Amaliy ahamiyati:** Sochilgan yorug`lik intensivligining burchakka bog`liqligini tadqiq qilish 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 natijalar suv sistemali eritmalar termodinamikasini rivojlantirishda muhim ahamiyatga ega, shuningdek bu sistemalarda fizikaviy kimyuviy jarayonlarda muhim ahamiyatga ega va bu esa meditsina, farmakologiya, biofizika, biotexnologiya va boshqalarda muhimdir.

# I-BOB. ELEKTROLIT BO`LMAGAN SUVLI ERITMALARDA SOCHILGAN YORUG`LIK NURI

## 1.1. Sochilgan yorug`likning intensivligining Enshteyn hisoblari

Biz klassik termodinamikada yorug`lik tezligining intensivligining taxminiy hisobiga nazariy misollarni kiritamiz. Klassik statistik termodinamikaning, yorug`likning intensivlik hisobida kondensirlangan izotrop muhitda sochilgan yorug`likning qo`llanilishi asosli natijalar beradi. Bu haqida BMI davomida aytib o`tiladi.

Shunday sochilish qo`llanilishi natijasi agarda molekular muhitda bosib o`tilgan masofa o`rtacha uzunligi -  $\bar{\ell}$  bo`lsa bu yorug`lik to`lqinining uzunlikdan ancha kamroq  $\lambda/n$ . Bundan tashqari klassik termodinamik hisob faqatgina turli parametrlilik muhitlar xususiyatlari kiritilgan u nurlanish chastotasi (tebranish) tobe emas.

Agar  $\bar{\ell} \ll \lambda/n$  sharti bajarilsa muhitda uzluksiz va optik dielektrik singdiruvchanlik  $\epsilon_0$  bajarilsa. Bu muhit bir xil  $\epsilon_0$  koordinataga (optik har xillik yo`q) bog`liq emas. Yorug`lik sochilishi o`zgarmaydi. Molekulaning muhitda issiqlik harakti, zichlik fluktuatsiyasini paydo qiladi. Deylik, dielektrik singdiruvchanligi muhit  $\epsilon_0$  bo`lgan muhit va kamroq qo`shimcha  $\Delta\epsilon$  fluktuatsiyani vujudga keltiradi.

Agar izotrop muhit anizotrop muhitdan iborat bo`lsa, natijada oriyentatsiya fluktuatsiyasi orasidagi hajmida anizotropiya fluktuatsiyasi hosil bo`ladi, shuning uchun  $\Delta\epsilon$  tenzor kattalik shakllanadi, natijada :

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_0 \delta_{ik} + \Delta\epsilon_{ik} \quad (1.1)$$

$\delta_{ik}$  - Kronerkerning yagona tenzori

birinchi tarkib (1.1). bir jinsli mixitda  $\varepsilon$  qiymati topiladi. Bu muhitda yorug`lik sochilishi mavjud emas shuning uchun bu tarkib, endilikda boshqa ko`rib, chiqilmaydi.

Yorug`lik sochilishi ta`siri faqatgina quyidagicha aniqlanadi,  $\Delta\varepsilon_{ik}$  bu formulani 2 qisimga ta`savur qilish (ajratish) mumkin.

$$\Delta\varepsilon_{ik} = \Delta\varepsilon\delta_{ik} + \Delta\varepsilon'_{ik} \quad (1.2)$$

$\sum_{i=1}^3 \Delta\varepsilon'_{ii} = 0$  fluktuatsiya  $\Delta\varepsilon$  izotropi va faqat  $\Delta\rho$  fluktuatsiya bosimi orqali aniqlanadi yoki entropiya  $\Delta S$  yoki  $\Delta\rho$  zichlik va temperatura  $\Delta T$  yoki boshqa juftliklar.

Agar eritma yoki gaz qo`shilmasi ko`rib chiqilsa, bunda eritma yoki aralashma komponent, konsentratsiya fluktuatsiyasini hosil qiladi.

Eynshteyn tomonidan ishlab chiqilgan metodda yorug`lik sochilishining intevsivlik hisobi suyuqlik va eritmada quyidagi fluktuatsiya  $\Delta\varepsilon$  bu xoxlagan mustaqil o`zgaruvchan termodinamik juftlik fluktuatsiya bo`la oladigan tenglik

$$\Delta\varepsilon = \left( \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \right)_T \Delta\rho \quad (1.3)$$

$$\Delta\rho = \sum_q \Delta\rho_q e^{iqr}, \quad (1.4)$$

$\Delta\rho$  zichlik fluktuatsiya 3 karrali Fure qatoridan  $q_x, q_y, q_z$ , iborat  $q$  - ajralish

(parchalanish) parametri.  $\frac{2\pi m}{2l}$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2,$ ) Taxminan,  $V$  sochilish hajmi

ko`p formulalarda bo`lib, tomoni  $\ell = (V)^{1/3} \gg \lambda$

Tarqalish koeffitsiyenti (1.4) quyidagi formula yordamiga yechiladi.

$$\Delta\rho_q = \frac{1}{V} \int \Delta\rho e^{-iqr} dV \quad (1.5)$$

Bu yerda  $\Delta\rho$  munosib holda bog`liq

$\Delta\rho_{-q} = \Delta\rho_q^*$  (1.3) va (1.4)ni (1.2) ga joylashtirgan holda quyidagi formulaga ega bo`lamiz.

$$\Pi = \frac{E_0 e^{ik'L}}{4\pi L} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \int \sum_q \Delta\rho_q e^{-i(k'-k-q)r} dV \quad (1.6)$$

(1.6) da intergral  $V$  katta hajimlarda 0 (noldan) farqli va  $\Delta\rho_q V$  ga teng faqat  $k'-k-q=0$  bo`lgan holda. Demak (1.7) shartiga mos holda gerts vektori (1.6)ga o`tdi.

$$\Pi = \frac{E_0 V e^{ik'L}}{4\pi L} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \Delta\rho_q. \quad (1.8)$$

Oxirgi misoldan sochilgan to`lqin maydoni topamiz

$$E' = \frac{(k')^2 E_0 V e^{ik'L}}{4\pi L} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \Delta\rho_q \text{Sin } \vartheta \quad (1.9)$$

Bu yerda  $\vartheta$ - $k'$  yo`nalishli vektor orasidagi burchak sochilgan to`lqin yo`nalishida va tebranish yo`nalishi vektorning to`lqini qo`zg`atuvchiligi  $E_0$ .  $E_0 // z$  vektor orqali qutublangan yorug`lik bilan yoritilishi

$$E'_z = \frac{|k'|^2 V E_{oz} e^{ik'L}}{4\pi \varepsilon_0 L} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \Delta\rho_q \text{Sin } \vartheta_y \quad (1.10)$$

Haqiqiy qo`zg`atuvchi yorug`likda  $\frac{cn}{4\pi} (E_{oy})^2 = \frac{cn}{4\pi} (E_{oz})^2 = \frac{1}{2} I_o$ ,

$I_o$  tabiiy yorug`likning to`lqin intensivligi yorug`likning intensivligi ushbu hollarda ko`rsatilgan  $erg \cdot sm^{-2} \cdot sek^{-1}$  yoki  $vt \cdot sm^{-2}$  yoki  $vt \text{ sterred}^{-1}$  sochilgan yorug`lik intensivligi tabiiy yorug`lik qo`zga`lishining kvadratlar yig`ndisi bor. (1.9) va (1.10)

$$I = I_o \frac{(k')^4 V^2 \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \overline{\Delta\rho_q^2}}{2(4\pi \varepsilon_0 L)^2} (\text{Sin}^2 \vartheta_z + \text{Sin}^2 \vartheta_y) \quad (1.11)$$

Quyidagini hisobga olgan holda  $\text{Cos}^2 \vartheta_x + \text{Cos}^2 \vartheta_y + \text{Cos}^2 \vartheta_z = 1$

Endi bu kelib chiqadi  $\text{Sin}^2 \vartheta_z + \text{Sin}^2 \vartheta_y = 1 + \text{Cos}^2 \vartheta_x$

$\vartheta_x \equiv \theta$  sochilgan yorug`lik  $k$  tarqalish yo`nalishlarining orasidagi burchak va sochilgan yorug`lik yo`nalishini kuzatish k' statistik hisob  $\overline{\Delta \rho_q^2}$  bizga buni berdi.

$$\overline{\Delta \rho_q^2} = \frac{1}{V} \beta_T k T \rho^2 \quad (1.12)$$

$|k| = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{\lambda}$  ni hisobga olgan holda, (1.12) ni (1.13) ga qo`ygan holda

Eynshteynning mashhur formulasiga ega bo`lamiz.

$$I = I_0 \frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \beta_T k T (1 + \text{Cos}^2 \theta) \quad (1.13)$$

Bu yerda faqat Eynshteyn zichlik fluktuatsiyasini kenglik davri holda ta'svirlangan. Bu Eynshteynning (rasmiy to`lqinlari) statistik harakterga ega. Bu to`lqinlarning fizik ma`nosi va dinamik xarakteri biroz kechroq ma`lum bo`ladi. Hozir esa boshqa narsaga etibor berish lozim yani (1.7) mashxur Breg sharti asosida vektor formulasida yozilgan.

Katta bo`lmagan to`lqin uzunligidagi farq bilan ekanligini inobatga olgan holda

$$|q| = \frac{4\pi n}{\lambda} \text{Sin} \frac{\theta}{2} \quad (1.14)$$

$q = 2\pi/\Lambda$ .  $\Lambda$ -elastik to`lqin uzunligi (1.14) ni esa  $2n\Lambda \text{Sin} \frac{\theta}{2} = \lambda$

holda yozishimiz mumkin.

Sochilgan yorug`likning maksimum intensivligini  $\theta$  sochilish burchagi ostida  $\lambda$  va  $\Lambda$  berilgan shartlariga muvofiq. Xuddi shu  $\lambda$ , boshqa  $\theta_2$  burchak ostida yorug`likning sochilishi boshqa Fure –komponenta parchalanishli (1.4) va boshqa uzunlikdagi elastik to`lqin  $\Lambda_2$ .

Bir jinsli boʻlmagan muhitdan sochilgan yorugʻlik nurining intensivligi tushuvchi nurning intensivligidan juda kichik boʻlganligi uchun biz nisbiy intensivlik kattaligini ishlatamiz.

$$R = \frac{I}{I_0} \frac{L^2}{V}$$

$I$ -Sochilgan yorugʻlik intensivligi  $I_0$ - Tushuvchi yorugʻlik intensivligi

$L$ - Yorugʻlikning tushuvchi hajmining oʻlchanayotgan nuqttagacha boʻlgan

masofa  $V$  - Yorugʻlikning tushuvchi hajmi  $R$  - Nisbiy intensivlik birigi

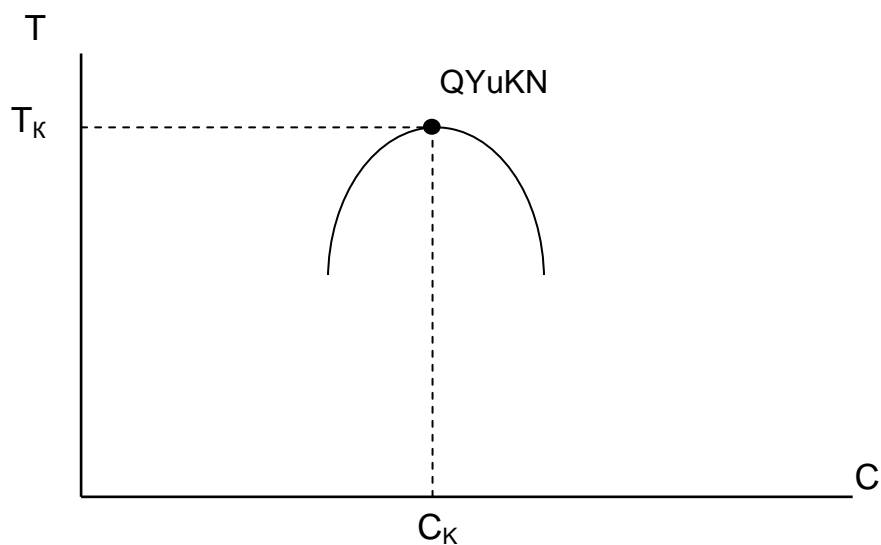
Turli fluktuatsiyalar tufayli sochilgan yorugʻlik nuri turli oʻqlar uchun turlicha boʻlganligi tufayli sochilgan yorugʻlik nuri burchaklar boʻyicha teng taqsimlanmaydi yani sochilgan yorugʻlik nurining intensivligi burchakka bogʻliq boʻlib qoladi. Sochilgan yorugʻlik intensivligi burchaklar boʻyicha bir xil boʻlsa simmetrik, har xil boʻlsa assimetrik sochilgan yorugʻlik nuri deb ataladi. Albatta simmetrik sochilgan yorugʻlik nuriga nisbatan, assimetrik sochilgan yorugʻlik nuri bizni koʻproq qiziqtiradi. Shuning uchun suyuqliklarda sochilgan yorugʻlik intensivligining burchakka bogʻliqligini oʻrganish muhim ahamiyat kasb etadi. Buning uchun biz suyuqlikka tushayotgan yorugʻlikning sochilishiga sabab boʻluvchi fluktuatsiyalarini oʻrganish muhimdir. Zichlik fluktuatsiyasi qaralayotgan suyuqlikning olingan bir xil hajmchalari turli sonli molekular boʻlishi zichlik fluktuatsiyasini vujudga keltiradi. Konsintratsiya fluktuatsiyasi-bu fluktuatsiya faqat eritmalarida mavjud boʻladi yani, olingan eritmadagi qaralayotgan bir xil hajmchalarda erituvchi va eritmalar soni bilan farq hosil qilingandagi fluktuatsiyadir. Bosim fluktuatsiyasi qaralayotgan hajmchalarda turli bosimlarning vujudga kilishidir.

Entropiya fluktuatsiyasi – Temporalura oʻzgarichi mavjud boʻlgan fluktuatsiyadir.

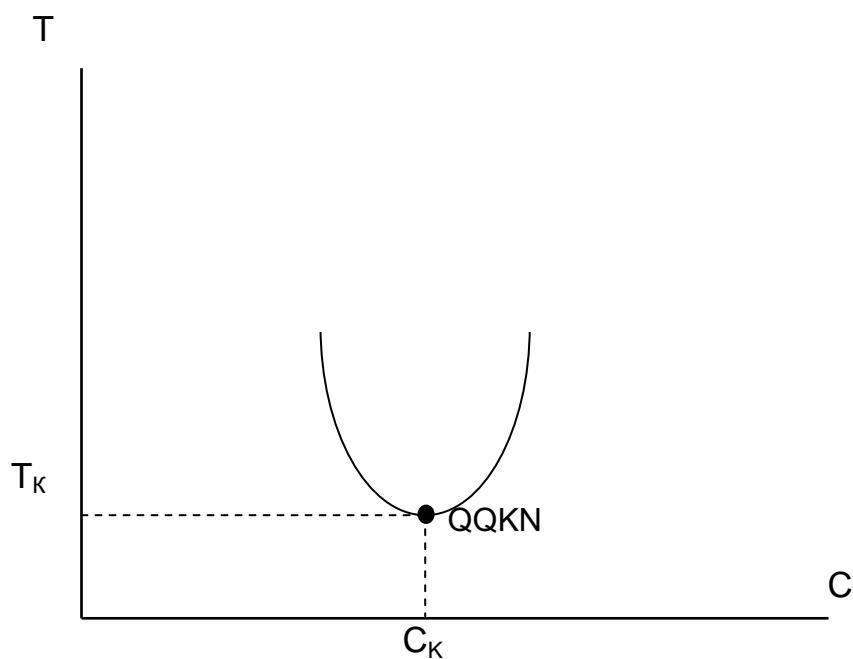
Yuqorida keltirilgan fluktuatsiyalar va doimiy orentatsiya mavjud boʻlmaganligi uchun sochilish ham turli burchaklarda turlicha boʻladi.

Qatlamlanish masofasining oʻzgarishi shuningdek tashqi bosimning Shnayder va boshqalarning ilmiy tajribalarini qoʻllagan holda eritmada bosim oʻzgarishida “Tortishish” sodir boʻladi, ikkilangan kritik nuqada (IKN) yopiq qiyshiq mavjudlik

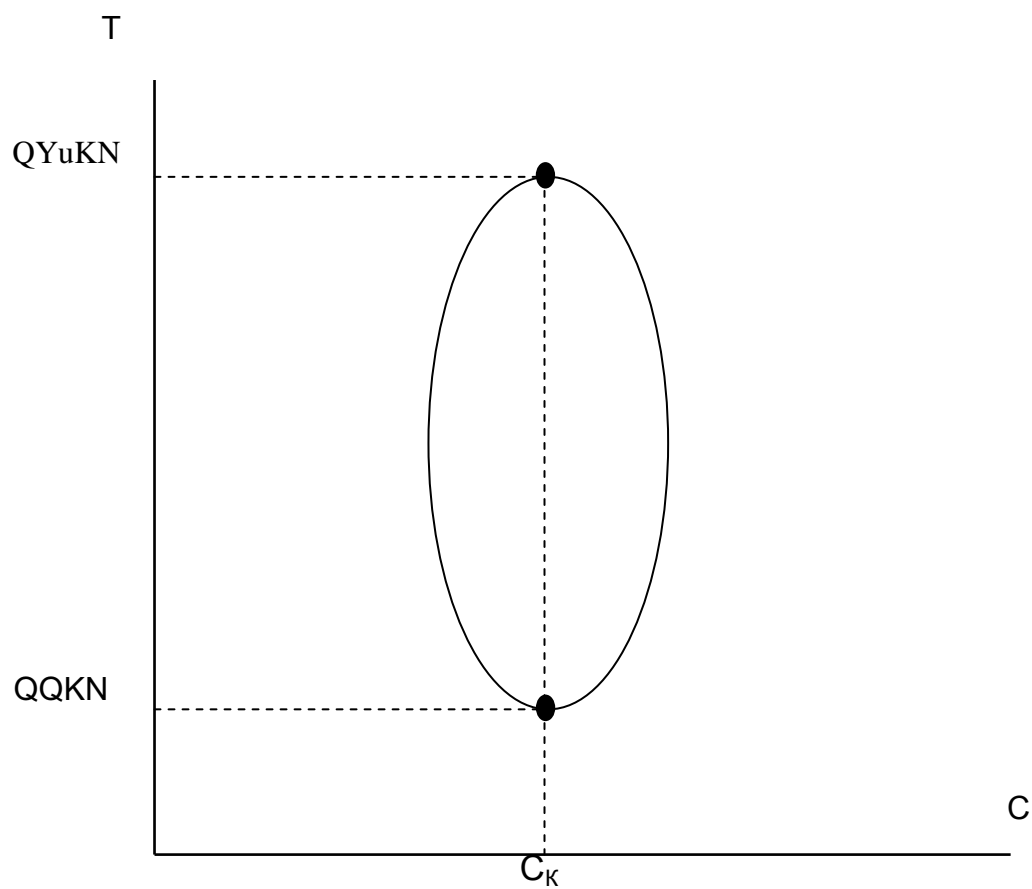
uning ortidan esa – eritmada oxirgi asosiy nuqta transformatsiya (aniq, toʻliq yoʻnalishda aniq nuqtalar) sodir boʻladi.



1a-RASM



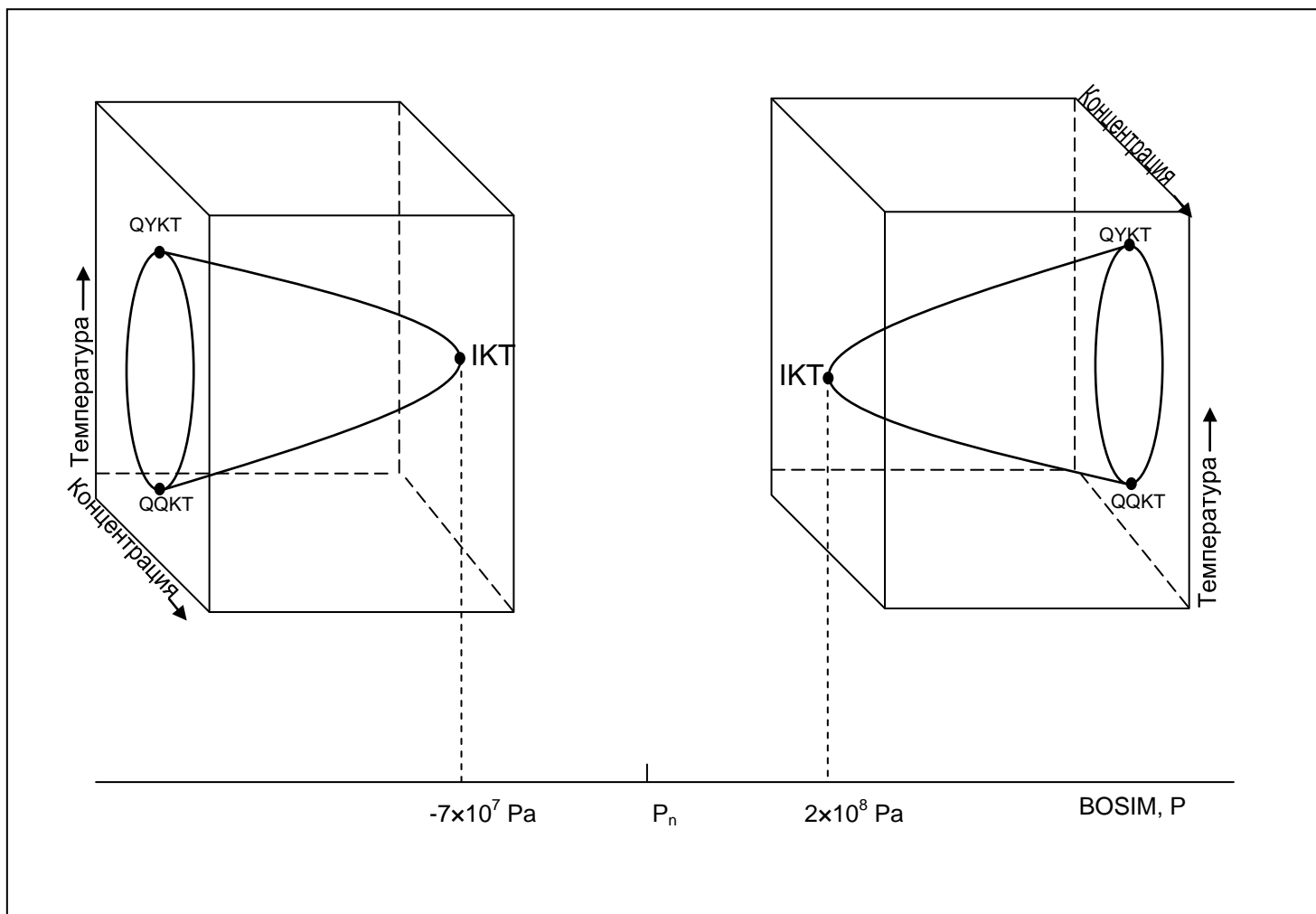
1b-RASM



1c-Rasm

**1-rasm Eritmalarning fazoli diagrammasi**

- a) Qatlamlanishning yuqori kritik temperturasi
- b) Qatlamlanishning quyi kritik temperturasi
- c) Qatlamlanishning berk sohasi



## 2-rasm $\gamma$ –pikolin suvli eritma uchun fazoviy diagramma sxemasi.

Eritmalar maxsus nuqtaga ega konstenratsiya va temperatura koordinatalari, ikkilangan kritik nuqtalar  $C_{IKN}$  va  $T_{IKN}$  bilan mos tushishsa ham bosim ahamyati farq qiladi. (ko`p yoki oz) kritik eritmaga nisbatan.

Shuni aytish joizki eritmaning termodinamik holatida nafaqat bosim o`zgarishi bilan boshqarish shuningdik eritmaga 3-komponent qushilishi bilan boshqarish mumkin.

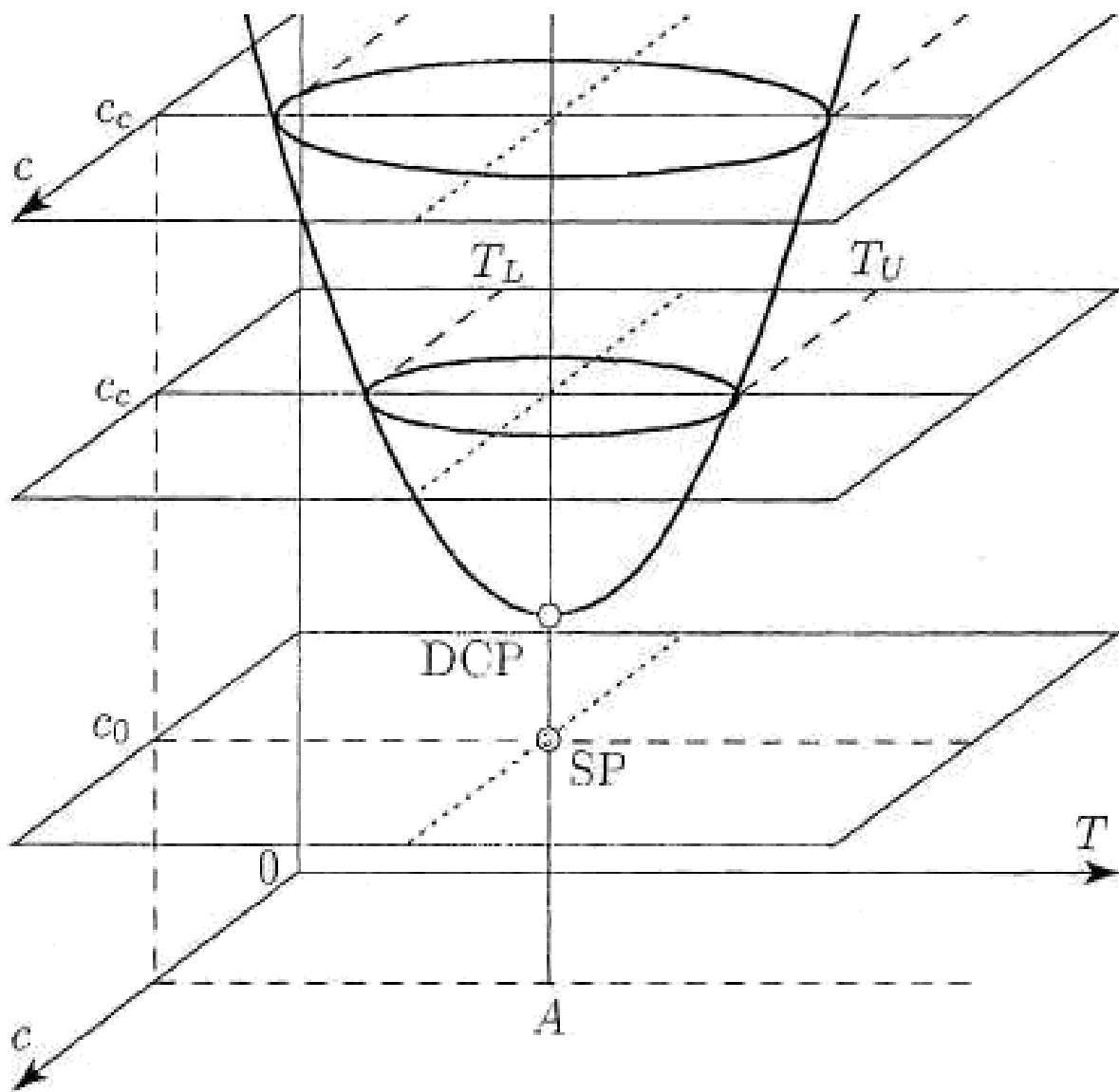
2-rasm [41-43] ular biz tomonimizdan bir-biri bilan bog`langan. Metilpiridin eritmalarida qiyshiq mavjudlik suvda namoyon bo`ladi, bu ishda 3 karrali muhitda koordinatlar kursatilgan. Bosim o`qida 0 nuqtada normal atmosferali bosimga mutonosib manfiy bosimli sohada  $P < P_H$  shuningdik musbat (t) holda  $P > P_H$  2 rasmda sximik qiyshiqlik ko`rsatilgan u 3-metilpiridin suvli eritmasida (*B*-pikolin) va uning dinamik bosim o`garishi uchun qiya mavjudlikning ko`p turli formasining turli xil eritmalardagi ko`rinishini [35] ishda ko`kish mumkin.

Rasimda ko`rsatilganidek yopiq muhitda metilpiridinlarning oz miqdorda mavjudligida bosimning oshishi natijasida *IKN* (ikkilangan kritik nuqta) tomon intiladi. Keyingi bosim ko`tarilishida biz asosiy nuqtaga ega bo`lgan eritmaga ega bo`lamiz. Aniqroq aytganda asosiy nuqtaga ega bo`lgan uzluksiz eritma qatorini ko`ramiz. Keyingi bosim ko`tarilishi 2-*IKN* ning hosil bo`lishiga sabab bo`ladi va muhitining qatlamlanish hosil bo`lishiga olib keladi.

Koordinatarida past bosim ostida “manfiy” tomonga qo`shiladi va “manfiy” maydonda joylashadi.

( $2 \cdot 10^8$ :  $5 \cdot 10^8$  Па) Yuqori bosimda barcha monometil yaratuvchilar  $H_2O$  va  $D_2O$  bilan ikkinchi qatlanish gumbazi tashkil qilishadi (1.2 rasm) 3-metilpiridin  $D_2O$  bilan bo`lganda barcha bosim ostida qatlanish (buklanish) yuzaga keladi; 2-metilpiridin  $D_2O$  bilan birga normal bosim ostida yopiq qatlamlanish maydonini yaratadi qaysiki ko`p bo`lmagan bosim o`shishida *IKN* ga intiladi  $P > 2 \cdot 10^8$  Па da esa yangi qatlamlanish maydoni yaratladi.

Qatlamlanishning yuqori kritik nuqtali ikkilangan eritma va qatlamlanish eritma qatorida yana kam hisobli ikkilangan eritma guruppsi (guruhi) mavjud. Bu guruh kamroq 3-komponent qo`shilmasi bilan butun yopiq qatlamlanish maydoniga (muhitiga) ega bo`ladi  $C$  va  $T$  tekisligida ( $C$ -konsentratsiya va  $T$ -temperatura). Bunday eritmadagi gvayakol- gliserin eritmasi misol bo`la oladi. Bunday eritma uchun 23 molekula eritmasiga 1 molekula suv yoki 10 ta molekula eritmasiga 1 ta molekula 4 xlorli uglerod qo`shish kifoya, natijada chegaralangan interval oralig`da yopiq qatlanish maydoni hosil bo`ladi. ( $CSR$ )  $\rightarrow$  {3-5} yuqori va pastki kritik nuqtalar bilan Tajribalar shuni ko`rsatadiki, qatlanish muhitida faqatgina eritma komponentalaridan biriga eritmalar qo`shilganda hosil bo`ladi. Bu jarayon 3-rasmda tasvirlangan. Asosiy nuqtalar  $AB$  qatordagi (chiziqdagi) barcha o`qlar,  $A$  dan  $DCP$  intervalida joylashgan bu nuqtalarda qayt etilganda maksumumlik qatlanish intevsivligidan (tezligidan) bo`lib bo`lmoq va  $T$  va  $C$  dan konsentratsiya fluktuatsiya korelyatsiya radiusi



Muhitining yopiq qatlanishini tushintiruvchi qiagramma: Ikkilangan kritik nuqta va asosiy nuqtasi gvayakol- glitserin eritmasida: T-temperatura, C-gvayakol konsentratsiyasi,  $C_x$  qo`shilma (qo`shimcha) konsentratsiyasi,  $T_u$  – yuqori kritik nuqta temperaturasi  $T_l$  pastki kritik nuqta temperaturasi, DCP –ikkilangan kritik nuqta, SP- asosiy nuqta, C va T tekislikdagi qatlanishning yopiq muhiti;

## 1.2 Spirtning suvli eritmasida yorug`lik sochilish (tarqalish) koeffitsiyentining konsentratsiyali va temperaturaga bog`liqligi

### Absalyut o`lchovlari

Suyuqlikda, sochilgan yorug`lik intensivligining absolyut o`lchovi, 84 yil oldin Martin va Lermont tomonidan boshlangan haligacha davom ettirilmoqda.

Ayniqsa bu o`lchovlarga endilikda ko`proq etibor berilmoqda chunki ular nafaqat ilmiy shuningdek amaliy qimmatligiga erishildi.

Amaliy yuksaklikka absalut o`lchovlar Debay (42) va uning yordamchilari olib borilgan ilmiy ishdan so`ng erishildi. Yorug`likning sochilish metodi bu jarayonda qulay agarda murakkab absalut o`lchovni nisbatan osonroq o`lchov bilan almashtirganda.

Biroq oxirgi holda yaxshi ma`lum bo`lgan yorug`lik sochilishi absalyut intensivligida etalon bilan joylashtirmoq lozim. Bunday etalonlar sifatida turli xil [7-41] moddalar ishlatilgan lekin asosan suyuq benzol. Shuning uchun u juda ko`p ko`rib chiqilgan (kuzatilgan).

1-jadvalda  $R_{90}$  barcha umumiy absalut o`lchovlar ko`rsatilgan; benzolda turli xil o`lchovlar orasida bo`linish juda muhim. (shuningdek, boshqa suyuqliklarda ham). Benzolda o`lchov qismi  $R_{90} 10^6 \sim 32$  ma`nosida guruhlanadi, ayni vaqtda esa  $R_{90} 10^6 \sim 46$  holda boshqa qismi guruhlanadi. Ikki o`lchov guruh orasida 40% farq bor. Aytish mumkinki bo`linish faqat absalut o`lchov uchun mos. Boshida [3] fotoelektrik metod faqat “Yuksak” (yuqori) natija berish taxmin qilinadi. Lekin Raman va Tao ma`lumotlarni inobatga olmaganda fotoelektirik metod past natija beradi.  $R_{90}$  Kaban [46] va Arrand [44] mashqlarida maxsus fotoelektrik o`lchovlar olib borilganda “past” natija berdi. Fotografik va fotoelektrik metodlar muhokamasi turli tuzatishlar kattaliklarga (fizik kattalik) kiritish shartligi va ko`rsatgichlarning tuzatilishi (45-46-49) da davom etmoqda. Endi esa yetarlicha mushkul (qiyin) vaziyat kelib chiqanligini ko`rsatamiz. Doimiy va tabiiy nazariy tuzatish yo`li- tajriba natijalari orqali tenglashtirish xulosasi. Bu yerda bu usulda nazariyani tekshirish mumkin emas, chunki ikki turli guruh tajribalari orasida tengliklar (bog`liq yohud o`xshashlik) yo`q, biroq, guruhlarning o`z ichlarida bog`liqliklar bor. (37-43-45) nazariyasi bilan mos holda u yoki boshqa o`lchovlarning to`g`riligini tuzatish qanaqa parametrlar qo`yilganiga qarab bir xil formula “yuqori”  $R_{90}$  yohud “past” natija berishi mumkin.

Hisobli va o`lchangan “kattalikning” umumiy formulasi mosligining muhokamasi. Ma’lum shartlar asosida sochilish koeffitsiyentini hisoblash mumkin, ushbu formula bilan;

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left[ \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s^2 \beta_s kT + \left( \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p^2 \frac{\sigma^2 kT^2}{c_p} \right] \frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u} \quad (1.15)$$

va

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \beta_T kT \left( \frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u} \right) \quad (1.16)$$

mos (tushuvchi) keluvchi dinamik parametrlardan foydalanish (1.15) va (1.16)

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left[ \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s^2 \beta_s kT + \left( \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p^2 \frac{\sigma^2 kT^2}{c_p} \right] \frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u}$$

$\left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \frac{T\sigma}{c_V \beta_T \rho} \ll \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T$  sharti asosida, yuqorida aytilganidek

(1.15) formula Eynshteyn- Kabanna formulasiga o`tdi.

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \beta_T kT \left( \frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u} \right)$$

(1.16) formulaga tajriba natijalari bir necha bor qo`llaniladi. Lekin biz faqat

“pastki” natijalar  $R_{90}$  hisoblash sababi ,  $\beta_T$ ,  $\beta_s$ ,  $\left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T$ ,

$\left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s$  parametri olinadi.

Bu barcha parametrlar  $10^{10}$  Gs chastotada o`lchanadi, yorug`lik sochilishining ma’lum qilinishi. Lekin hali tovush tezlik dispersiyasi aniqlanmaguncha, c statik ma’nosidan foydalanilgan (1.16) formulasi har qaysi holda nazariy fikr to`g`riligi ko`rsatilgan. Lekin (1.16)dan  $R_{90}$  ni hisoblash uchun nazariy parametrlar mohiyatini aniqlash [3, 15] o`lchovlar bo`linishga olib keladi.

Bu nazariy bo`linish va tajriba shunga majbur qiladiki statik sharoitlarda “kattaliklar” o`lchovi  $\beta_T, \beta_S, \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T$  va  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_S$  sochilgan yorug`lik [3] ni hisoblash uchun foydalanib bo`lmaydi,  $\sim 10^{10}$  Gs chastotasi bilan sodir bo`laydi. Dielektrik optik o`tkazuvchanlik ( $e = n^2$ )  $\sim 10^{15}$  Gs chastotada o`zgarishi mumkin. Shuning uchun  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  statik mohiyati deyarli bu kattalikdan farq qilmaydi.  $\sim 10^{10}$  Gs chastotasida o`lchangan ; argonda bo`lsa,  $\sim 10^{10}$  gs bo`lgan chastotali tasir ko`rsatadigan. Bu muammoga [15]da kam bo`lsada to`xtalgan, shunday bo`lsada Kabaning [27] etirozlarda  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  ning statik o`lchovi katta hajimda bajarilgan, u (p) fluktuatsiya hajmi (nuqtasi) yaroqli emas.

Bu tajribaning mohiyati shundaki,  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  prinsipda statistik va dinamik o`lchov agarda ba`zi mohiyatning [38] funksiyasi ayni shu kattalik deb hisoblansa ularni farqlash mumkin. Bu muhit kattaliklar tartibga ega bo`lmog`i lozim molekularlar aro bog`lanish aniqlashtiruvchi. Bu xatolikni inobatga olgan holda biz  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  o`lchov davomida (tovush chastotasining o`lchovi), to`lqin uzunligiga barobar  $\Lambda$ .

$$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right) = \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_{0,S} \left\{ 1 + k \left(\frac{a}{\Lambda}\right)^2 \right\} \quad (1.17)$$

$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  - statik adibatik mohiyati ushbu kattalikning, a- konstanta, uzunlik o`lchamida va kattaliklarda tartibda teng  $10^{-7}$  Gs k-o`lchamsiz konstanta, oldindan aniqlanmagan belgi.

50,  $10^7$  va  $10^{10}$  Gs  $k \left(\frac{a}{\Lambda}\right)^2$  chastotasi uchun  $10^{-20}$ ,  $10^{-10}$  va  $10^{-4}$  tartibi mavjud. Kabann [27] va boshqa mualliflar qatori [16-18-35] R moslashuvidan

so`ng  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  statistik mohiyatidan voz kechishgan va Lorens Lorents [28] yoki Gladston va Dila [26] formulalari turidan hisoblangan (ajratilgan) kattalikka murojat qilishgan.

$E$  va  $P$  orasidagi aloqa muammosini yechish uchun markaziy punktktdan yoki aynan shu  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  haqda molekular maydonga tasir qiluvchi izlangan ichki kattalikda to`xtalinadi. Lorents tomonidan bu savol qanday yechilgani bizga ma'lum.  $E$  va  $P$  orasidagi topilgan aloqa , endilikda Lorents- Lorrns nomi bilan yuritiladi.

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = C' \rho \quad (1.18)$$

$C'$ -doimiy

Eynshteyn [1], (1.18)ni qo`llab

$$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right), \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T = (\varepsilon - 1) \left(\frac{\varepsilon + 2}{3}\right). \quad (1.19)$$

ni hosil qiladi.

(1.16)ga (1.19)ni qo`yib, biz

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} (\varepsilon - 1)^2 \left(\frac{\varepsilon + 2}{3}\right)^2 kT\beta_T \left(\frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u}\right) \quad (1.20)$$

(1.20)dan ajratilgan sochilish koefitsiyentlaridan ko`ra (“past” muhit) tajribada o`lchangandan ko`ra ko`proq, ko`p hollarda (1.16) dan ajratilgandan ko`ra ko`proq.  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T$  statistik mohiyatini qo`llagan holda Rakor, (1.20) formulada

oddiy differentsirlanish bilan  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T$  hisoblangan Eynshten usuli tastiqlagan. U

$E+2$  (1.19) formulasida ko`rinishda molekula harakati natijasida paydo bo`lgan fizik bo`lmagan kichik maydonda joylashgan (Lorents maydon), ko`rib chiqilayotgan molekulalar.  $E$  fluktuatsiyasi tanlanmagan maydonada ichki muhit

maydon o'zgarishiga tasir qiladi, shuning uchun  $E$  ( $E+2$ ) qismida doyimiy deb hisoblash lozim.

P dan differentsirovlashda faqat ( $E-1$ )ni tasdiqlash kerak shartli molekulalar bilan ular zichlik fluktuatsiyasi mavjud kichik fazoda joylashgan. Buday holda  $E+2=const$ , (1.18) o'rniga  $e-l=c''p$  ni olamiz. (1.19)

shunda  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T = \varepsilon - 1$  (1.19) va (1.20) formulasi quyidagi ko'rinishiga ega

bo'ladi.

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} (\varepsilon - 1)^2 kT\beta_T \left( \frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u} \right) \quad (1.21)$$

Bu yerda faqat mavzu shu haqida bo'lishi mumkinki: yorug'lik sochilishi  $\Delta\varepsilon'$  fluktuatsiyasida ginzburgga (s) mos tarizda izttrop fluktuatsiyasi va zichlik fluktuatsiyasida o'z o'rniga ega bo'lib mos kelmasligi ham mumkin.

Biroq (1.21) yoki (1.19) formulasi farqlanishda qandaydir bir xulosa qilish mumkin. Suyuqlikda yorug'lik sochilishining termodinamik nazariyalar

avvalombor (1.18) va (1.19) formulaning ishlatilishi  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  hisobida suyuqlik

butunlay asoslanmagan, (1.18) formulasining ishlatilmasligi suyuqliklarda tushinarsiz taxminlardan asoslanishdir.

Lorentsning [28] "elektronlar nazaryasi"da u o'zining formulasida va eperik formulasida  $n-1=c''p$  tajriba bilan u na'malumli kelishuv yo'qligini aniqlaydi va ichki maydondagi xato hisobni ko'rsatgan. (1.21) formulasi hozirda Gladston va Dila formulasi deb nomlanadi, u Lapas va Lorent tomonidan nazariy olingan edi, Laplas qonuni deb nomlanadi. Lorents u qonun haqida "Laplas" qonuni u kamroq namunali (qoniqarli) natijalarga olib keladi, boshqa formuladan farqliroq (1.9) va (1.22) formulasi bo'linishi yoki mosligi tajribasi suyuqlikda yorug'lik sochilishining nazariyasi tasdiqlanmagan.

(1.17) va (1.20) formulasi suyuqlik uchun empirik, hisoblash kerak va yorug'lik hisoblashlar kerak.

Shuning uchun yuzaga kelgan holatdan yaxshisi  $\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$  eksperimental ko`rinishini tanlash mumkin, bu metod yorug`lik sochilishi hosil bo`lishga tabiiyatan juda yaqin

shundan kelib chiqqan holda  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s$  ni aniqlash metodi ishlab chiqilgan.

Natijada bu usul bilan yechilgan natija 2-jadvalda joylashtirilgan. Afsuski “akustik

shamol” aniq bo`lmagan ro`yxati,  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  ning dinamik ma`nosi unchalik

yaroqlimasligiga sabab bo`ldi. O`lchovlar natijasi N2 jadvalda ko`rsatilganidek

benzol va toula orasida statik va dinamik  $\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$  farqi deyarli yo`qligini ko`rsatadi.

Boshqa ko`rgazmalarda esa bazi bir farqlar mavjud.  $\sim 10^7$  Gs chastotasida

$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$  dispersiyasini kutish hech qanday fizik asosga ega emas [3-15-39]

$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s$  ma`nosi bo`lmaganda  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T$  yoki  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s$  ni boshqa o`lchov

kattaliklari bilan boshqa o`lchov kattaliklar bilan o`rin almashtiramiz juda

qoniqarli, ayniqsa  $\left(\frac{n}{\sigma} \frac{\partial n}{\partial T}\right)_p$  bilan. Haqiqatdan ham agarda [1-61] dan

$$\left[\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s\right] = 0 \quad \text{ni qo`ysak, biz} \quad \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_\rho \frac{T\sigma}{c_v \beta_T \rho} \sim 5 \cdot 10^{-2}$$

kattalik o`rnida qo`llasak yanglishamiz (binzol uchun)

$$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T - \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_s = -\frac{\sigma^2 T}{\rho c_p \beta_s} \left[\left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_p + \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T\right]$$

$$\text{dan} \quad \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T = \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_p \equiv 2 \left(\frac{n}{\sigma} \frac{\partial n}{\partial T}\right)_p \quad (1.22)$$

ni hosil qilamiz va Eynshteyn – Kabanning (1.16) formulasiga yaqinroq

$$R_{90} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left(\frac{n}{\sigma} \frac{\partial n}{\partial T}\right)_p^2 kT\beta_T \left(\frac{6 + 6\Delta_u}{6 - 7\Delta_u}\right) \quad (1.23)$$

formulasini yozish mumkin.

(1.23) formulasi va sochilish koeffitsiyentini hisoblash qatori, haligacha (1.22) boshqa hollarda ishlatiladi. Hozirgi vaqtda suyuqlikda ichki maydon hisobi  $R_{90}$  hisobi uchun (1.23) –(1.16), (1.15) dan foydalanishlar bu qo`yilganda [8-30-32] parametrlari olingan. Afsuski, parametrlarning jadvaldagi mohiyati turli xil toplamlarda va maqolalarda bir kattalik uchun o`zoro tushmaydi. 2-jadval konstant misollari, sochilish koeffitsiyentini hisoblash uchun qo`llagan edik turli xil manbalar.

2-jadval. Suyuq benzolda sochilish koeffitsiyentining har xil mualliflar tomonidan keltirilgan o`lchovlar natijasining turli xilligi.

Jadval 1. Benzol hisoblagan va o`lchangan natijalarning mutunosibliigi.

$R_{90} \cdot 10^4, sm^{-1}$	$R_{90} \cdot 10^4, sm^{-1}$					
	(1.94) <sup>*</sup>		(1.93) <sup>**</sup>		(18.9) <sup>***</sup>	
	1	2	3	4	5	6
32,0						
46,1	37,6	36,0	31,8	47,7	38,6	34

1-jadvalda sochilish koeffitsiyenti, temperaturali koeffitsiyentini qo`llagan holda 20<sup>0</sup> C temperaturaga ko`targach “pastki” va “yuqori” holatlar uchun alohida –alohida o`rtacha o`rtachaligi, [35]

$$\left( \frac{1}{R_{90}} \frac{\Delta R_{90}}{\Delta T} = 0,007 \right) \text{ va } \lambda \ 4358^0A \text{ to`lqin uzunligi faqat } (1/\lambda) \text{ Reley}$$

qonunining qo`llanilishi  $R_{90}$  Hisobning natijalanishida, har xil formula va parametrlarni qo`llagan holda. Sochilish koeffitsiyenti, hisoblanayotgan bir vaqtda shuni inobatga olish kerakli qilish statistikasidan mutloqo foydalanish mumkin emas, biroq bu barcha hollarda qo`llanilgan avvallari va buni yoddan chiqarmaslik shart. Shunga e`tiborimizni qaratamizki yuqorida ko`rib chiqqan ishlarimizda benzol serouglirod, xlorofrom, va boshqa suyuqliklarda tovush tezligi dispersiyasi

topilgan edi.  $10^{10}$  gs chastotasida gepirtovush tezligi boshqa turli xil suyuqliklar uchun 10-20 %, ultratovush tezligidan ko`proq , bu ularning adiabatik qisilishni 20-40% ga kamaytiradi. [37] da mualliflar berilishida berilganlarni tovush tezlik dispersiyasi va dan foydalanishgan bu esa benzolda  $R_{90}$  hisobi uchun yaroqli emas.

[37]da bajarilgan hisobni, topgan holda tug`irlash mumkin shunda benzolda  $R_{90}$  hisobi mos tushadi.  $10^{10}$  gs chastotasida izotermik qilinishini

$$\beta_T = \beta_S + \frac{T\sigma^2}{\rho c_p} \text{ da topish mumkin. Ushbu formulani va tovush}$$

tezligining o`zaro bog`langanligini inobatga olgan holda uni quyidagicha yoziladi

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left( \frac{1}{g^2} + \frac{\sigma^2 T}{c_p} \right) \quad (1.24)$$

-gepirtovush tezligi nozik struktura kompanintalaridan topilgan qolgan, parametrlar esa boshqa statik tajribalardan olinishi mumkin. (2-jadval)

(1.16)dan ni aniqlab,  $g = \frac{\beta_T}{\beta_S}$  munosabatini topish mumkin. (qisilish, [37]

hisobida qullanilgan), bu kattalikning tuzatilgan natijasiga erishish uchun [37]da hisoblanganda ni ko`paytirish lozim. Tuzatilgan natija 9-jadval 5- ustunda kursatilgan. Asosiy konstlarda  $20^0\text{C}$  (2.11) uchun ni hisoblash mumkin. (1.23)dan hisoblangan 2-jadvalda va da tasvirlangan usul bilan yichish mumkin . Bunday hisob natijasi 1-jadval oxirgi ustinida joylashtirilgan. Benzol uchun o`lchangan va hisoblangan farq shuni ko`rsatadiki (1.16) hisobida “pastki” natijada yaxshi mosligi ko`rinadi, (1.22) hisobida esa konstan qo`llanilganjadvaldanbog`liqligi (tobeligi) yoki “pastki” holda yohud “yuqori” natija hoida yaxshi mosligi ko`rsatilgan.

2-jadvalda o`lchangan va hisoblangan holat bashqa oltita suyuqliklar uchun anizotrop fluktuatsiyasi va zichlik fluktuatsiyasi yorug`likning sochilishi alohida absalut koeffisiyenti (1.15) formula va 2-jadvaldan foydalanilgan holda topiladi.

$$I'_{ad} = G \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s^2 \beta_s kT$$

$$I'_{is} = G \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p^2 \frac{\sigma^2 kT}{\rho c_p}$$

va (1.15) bu asoslar 2-jadvalda ko'rsatilgan .

Suyuqliklar	Turli temperaturadagi tajriba natijalari	Formula (2.2)	Formula (2.2)	Formula (2.1)
Suv	2; 3,08; 2,89; 4,3;	2,3	2,0	2,0
Efir	10,1	11,6	9,75	10,3
To'rthlorli uglerod	15,5; 15,4; 14,9			9,3
Serouglerod	151	166	-	147,1
Toluol	32,2; 60; 55,6; 60	41,9	44,1	46,0
Asetono	14,8			

Sochilish koeffitsiyenti qiyoslash, 20°C ga hisob bilan bazi suyuqliklarda o'lgangan quyidagicha.

$$(R_{90})_{ad} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s^2 \beta_s kT \quad (1.25)$$

3-jadvalda (1.13)-(1.15) gacha bazi suyuqliklar uchun absalyut intensivligi hisobiga misollar keltirilgan.

Moddalar	$(R_{90})_{ad} \cdot 10^6, sm^{-1}$	$(R_{90})_{is} \cdot 10^6, sm^{-1}$	$(R_{90})_{an} \cdot 10^6, sm^{-1}$	$R_{90} \cdot 10^6, sm^{-1}$
Suv	1,70	0,02	0,365	2,08
Metil spirti	3,68	0,96	0,65	5,19
Etil spirti	3,90	1,105	0,79	5,80
Efir	6,04	2,59	1,67	10,30
Benzol	7,05	4,39	20,4	31,8
Toluol	9,66	4,15	32,6	46,48

Ba'zi suyuqliklar uchun adiabatik va izobarik zichlik fluktuatsiyasida yorug'lik sochilishining koeffitsiyenti.

Intensivlikning o`lchov nisbati, Sochilish koeffitsiyenti o`lchovining nisbati turli olimlar tomonidan turlicha ko`rib chiqilgan va ularning ishlari bir-biri bilan mutunosib.

Yorug`lik sochilishi intensivlik o`lchovi nisbati asosan asosli ravishta Martin tomonidan [55-49] Martin va Lerman [50] Ramana [29], Ramon va Ruo [42] Krishnan [51] Anantakrishnan [52] Partasarti [53] Peyro [35] va Shveytser [36] tomonidan ko`rilgan.

6-jadvalda boshqa mualliflar tomonidan o`lchangan kattaliklarning natijalari berilgan.[23]dan bog`liqliklar va benzol uchun koeffisiyentining qayta hisoblangan va birligi birga teng. Raonning [54] ko`p miqdorli suyuqliklar uchun keng intervalli temperaturadan yorug` yorug`lik intensivligini hisoblagan. Uch xil suyuqliklarda turli temperaturali intervallarda depolyarlarzatsiya (qutubsizlanish)

koeffisiyenti va  $\frac{I_t}{I_{30^0 c}}$  formulasidan intensivlik nisbati hisobi o`lchangan edi.

Hisoblanganlar va o`lchanganlarning mosligi va barcha inttensivliklar temperaturaga bog`liq ravishda aniqlanadi. Suyuq gelning tarkibiy qismini to`g`ri ta`riflovchi Landau [55] nazariyasi hali paydo bo`lmasdan, Bazeshteyn mukammal gaz kondenstratsiya to`g`ridan-to`g`ri o`xshashlikka o`tishini London [56] kuzatgan edi. Agar barchasi London taxmin qilgandek bo`lganda, galanin [57] va shiff [58] tomonidan ko`rsatilganidek - nuqtada yorug`lik sochilishi intensivligida kuchli o`tish yuzaga kelishi lozim edi. Galanin va shiff fikricha -nuqtasida sochilish intensivligi kuchli o`tish kerak edi. Endi esa (1.16) klassik

formulada  $R_{90}$  ni baholaymiz.  $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T$  suyuq gelda aniqlanmaydi, kattalik

tarkibini baholash uchun (1.23)dan kelib chiqish kifoya katta xatosiz (kamchiliksiz) deb o`ylagan.

Tajribaviy natijalarda  $\beta_T$  siqiluvchanlik nuqtasida  $\mathcal{G}=225$  m/s - tovush tezligidan,  $P=0,147$  zichligi va  $\frac{c_p}{c_v} = 1,0008$  aniqlangan edi [33-59].

Bu ma'lumotlardan

$$\beta_T = 1,35 \cdot 10^{-8} \quad (1.26)$$

$\lambda$ - nuqta yonida (yaqin) sinish koeffitsiyenti:  $n=1,027$  (1.20) da, topilgan natijalarni joylashtirgan holda va  $\lambda$ - nuqtasida  $T=2,19^\circ$  K, a  $\lambda=4358$   $\text{A}^0$  ekanligini inobatga olib  $R_{90}=1,6 \cdot 10^{-8} \text{cm}^{-1}$  ni hosil qilamiz. Bu kattalik suyuq geli uchun 100 marotaba kamroq temperaturasida turgan suvdan va bu havo tarkibida ham huddi shunday.

[57-58] xulosasidan yorug`lik sochilish nuqtasidagi intensivligi, uy temperaturasidagi suyuq suvdan 50 yoki hatto 500 marta ko`proq bo`lishi kerak.

Yakovlev [61] tajribalarida yorug`lik sochilishiga havo yoki suyuqlikda sochilishga katta etibor bergan va He II sochilishga intensevligi uy tempetarurasidagi havo bilan bir xil kattaliklar tartibida ega bo`lgan. Shunday qilib amalda intensivligi katta o`sovchiligi mavjud emas. Landau [55] nazariyasiga asaoslanadi, nazariya suyuq geliy tartibini tasvirlaydi.

Ginzburg [33] suyuq geliyda  $\sim 0.1^0$  K temperaturagacha yorug`lik sochilish intensivligi Eynshten – kabann (1.16) formulasi bilan tasvirlanadi va biz hozir buning amaliy va nazariy mutanosibligini ko`ramiz.

Lauson va Meyer [62] yana yorug`lik sochilish intensivlik o`lchovi muammosiga yana qaytishdi. Ular suyuq holida sochilishning miqdoriy koiffetsinti o`lchovini bajarishdi, turli xil temperatura asosida ularning tajribalarida yorug`lik sochilishi  $50^0$  K gacha ro`yxatga olingan. Kuzatuvlar natijasidan hosil bo`lgan hisob (1.23) formula suyuqlik va gazlar uchun bir xil.

Xulosa qilib quyidagi formulani yozamiz:

$$\frac{R_{\text{ж}}(T)}{R_{\Gamma}(T_{\text{T.K}})} = \frac{(\epsilon_{\text{ж}} - 1)^2}{(\epsilon_{\Gamma} - 1)^2} \frac{T}{4,2} \beta_T P, \quad (1.27)$$

$R_{\text{ж}}$ - suyuqlikdagi koeffitsiyenti

$R_{\Gamma}$ - qaynash temperaturasida gazda sochilish koeffitsiyenti.

$\epsilon_{\text{с}}$  va  $\epsilon_{\text{а}}$  - Suyuqlik va gazda optik dielektrik singdiruvchanlik.

Dielektriklarning suvli eritmasining qo`shilishi, o`zida gidrofilli bog`liqlik va ularning biologik sistemasida asosiy rol bilan qiziqish uyg`otadi. Bu ishda biz yorug`lik sochilish koefitsiyentining konsentratsiya va temperaturadan asosiy tobiligi haqida gapiramiz. UBS- suv eritmasida, yorug`lik sochilish koefitsiyentining konsentratsion tobeligi ikki temperaturada o`lchanganida ayniqsa  $15^{\circ}\text{C}$  va  $35^{\circ}\text{C}$ da. Barcha konsentratsion natija bog`liqlik 2 ta maksimumga ega. Maksimumning har ikkalasi ham kichik konsentratsiya muhitida joylashgan. Bu ikki maksimumlarni farqi shundaki ularning biri temperature pasayishida ko`tariladi. *R* natija temperatura bog`liqligini tushintirganda ko`rib chiqilayotgan eritmalarda erishib bo`lmas qatlam kritik nuqtasi borliqni bilish kifoya. Bu nuqta erishib bo`lmas deb ataladi. Suv bog`liq vadarod setkasi neeletrolit konsentratsiyasining bazilari natijasida bo`linadi. Bog`liqlik setkasi elektrik bo`lmagan molekulasini setka nuqsoniga (defekt) itaradi. Bu itarilish gidrofobli effekti (ta`siri) qanchalik ko`rastilganidan bog`lik lekin asosan elektrik bo`lmagan molekularlar shunday qo`shiladiki natijada gidrofobli qismi suv bilan juda kam aloqada bo`ladi. Belgilangan konsentratsiyada temperaturaning pasayishi bilan biz bimodal (erishib bo`lmas kritik (.) nuqta sochilishining yuqori kritik nuqtasi bo`ladi.) *R* koefitsiyentining o`shishiga muaffaq bo`lamiz.

Elektrolit bo`lmagan suvli eritmalarda konsentratsiyasidan tobeligi, ham konsentratsiya maydonida molekularlar aro harakat gidrofobli yoki gidrofilli ta`sir hosil qiladi.

Eritmalarning kichik konsentratsiya kattaligi 3 barobar ko`proq farq qiladi. Bunday suyuqliklarga spirtli suvli va suvli amino eritmasi misol. Aniqki bu eritmalar sochilishida yopiq hosil qililmaydi. Yuqoridagi paragriflarda ko`rib chiqanimizdek gvayakol-glitsirin eritmasi misolida yopiq qiyshiq qatlanish uchun konsentratsiya “pastki” va “yuqori” nuqtalar uchun shuningdek qatlamlanishning kritik 2-nuqtasi uchun asosiy nuqta uchun. Shuningdek yana bir xulosa barcha suvli eritma neelektrolitlarda gidrofobli va gidrofilli maydonda molekularlar harakati mavjud.

Metilpiridinlar va gvayakol- glitsirin eritmalarning gidrofobli va girdofilli maydonda harakat faqat eritmaga 3- kompanen qo`shilish yoki tajriba sharaotlar o`zgarilishi lozim.

$R$  yorug`lik sochilish koeffisiyenti o`lchanishi hohlagan eritmalarda temperaturali va  $R$  tobelik konsentratsiyali erishib bo`lmas kritik sochilish nuqtasi yoki asosiy nuqtalariga ega bo`lgan eritmalarda bo`lishi mumkin.

## 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 Mandelshtam – Brilliyen komponentasi (*MBK*)ning siljishini tadqiq qilishda ro'y beradi qachonki, Reley chizig'i nozik strukturasiining markaziy komponentasi ortganda. *MBK* intensivligi esa uch va undan yuqori tartibda bo'ladi [1]. Katta intansivliklarda chastotalar siljimaydi chunki, chiziq siljishi kuchsiz bo'lib, *MBK* sini markaziy chiziq yopib qo'yadi va kichik kontraslikda spektral manzarada *MBK*ni 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 kontrasligini oshirishda interferometrda yorug'likni o'tkazish usuli ancha ilgari ko'rsatilgan [75]. Ammo bunda keng masshtablarda aniqligi real bo'lmaydi. Bu usul yaqin vaqtlarda rivojlana boshladi [74]. Keng imkoniyatli ko'p o'tishli Fabri – Pero interferometrini qo'llashni umumlashtirib

ko`rib chiqamiz[76]. Interferension manzaraning mavjudlilik shartini quyidagi ifoda bilan aniqlaymiz.

$$2m \cos \varphi = m\lambda \quad (2.1)$$

bu yerda  $t$ ,  $n$ ,  $\varphi$ ,  $m$ ,  $\lambda$  - 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 [75]. Ayrim hollarda interferometrning yassi va bir xil ko`zgulariga parallel monoxramatik yorug`lik dasatalari tushganda va uning intensivligi birligi sifatida qabul qilinib, quyidagi ko`rinishda yozish mumkin.

$$Y(m) = \left( \frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + \left( \frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \pi m} \quad (2.2)$$

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

$$F = F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.3)$$

Bu formuladagi  $F$  kattalik interferension manzaraning o`tkirligi deyiladi.

(2.2) formulada qabul qilingan  $m=m_0+\gamma$ , bunda  $m_0$  – umumiy son,  $\gamma$  - tartibning bo`laklangan qismi,  $\pi\gamma$  kam taklif qilingan. Bunlardan kelib chiqib (2.2) formulani quyidagi ko`rinishda yozamiz.

$$Y(\gamma) = \left( \frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + 4F^2 \gamma^2} \quad (2.4)$$

(2.4) ifodani ko`rib chiqib,  $\delta\nu_a$  apparatning to`liq yarim kengligidagi  $\Delta\nu^*$  dispersiya sohasidagi ulushi quyidagicha bo`ladi:

$$\frac{\delta\nu_a}{\Delta\nu^*} = 2\gamma = F^{-1} \quad (2.5)$$

Bir o`lishli interferometrda interferensiyon spektrning kontrastligi  $C$ ,  $Y_{\max}$  maksimal intensivlikka bog`liq.  $Y_{\max}$  maksimal va  $Y_{\min}$  minimal intensivliklar interferogrammalar aro tartiblangan. Interferometrni yoritish uchun foydalaniladigan monoxromatik yorug`lik manbai xususiy kengayish chizig`ga ega va uning aparat konturining kichik kengayishi mavjud bo`ladi. Bunday holatda  $C$  kontrastligini quyidagi ifoda bilan aniqlaymiz.

$$C = \frac{Y_{\max}}{Y_{\min}} = \left( \frac{1+R}{1-R} \right)^2 \approx 1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \quad (2.6)$$

Yassi ko`zguli Fabri – Pero interferometri uchun  $F$ - o`tkirlik oddiy lekin,  $R$ -kattalik qiymati chegaralangan. O`z navbatida usti yopiq qaytaruvchi ko`zguning yassi sirti nomukammal tayyorlangan. Agar yassi ko`zgu  $\lambda/m$ , gacha aniqlikda tayyorlangan bo`lsa bu holda eng yuqori o`tkirlik  $F_s=m/2$  bo`ladi [76].

Ko`p o`lishli interferometrlar uchun 2.5 va 2.6 ifodalar o`rniga quyidagilarni yozamiz.

$$\frac{\delta v_a}{\Delta v^*} = \left( 2^{1/n} - 1 \right)^{1/2} F^{-1} \quad (2.7)$$

$$C_n = C^n = \left( \frac{1+R}{1-R} \right)^{2n} \approx \left( \frac{2}{\pi} F \right)^{2n} \quad (2.8)$$

2.8 ifodadan kelib chiqib, agar o`lishlar sonini oshirsak kontrastlik juda kuchli o`zgaradi. Haqiqatdan xam  $R=0.95$  va  $n=1$  bo`lsa,  $C=10^3$  bo`ladi, agar  $n=2$  bo`lganda ( $R$  o`zgarmagan holda)  $C_n=10^6$  bo`ladi. Bu shuni bildiradiki, ikki o`lishli Fabri-Pero interferometri yordamida intensevlikni olti va undan ko`p tartibda chiziqlarni o`rganishga imkon beradi.

## 2.2. Ikki o`lishli Fabri-Pero interferometrini tuzilish va yustirovka qilinish

### a) Uch qirrali prizma

Barqaror ishlaydigan ikki o`lishli Fabri-Pero interferometrini yasash uchun burchakli qaytargichdan (kub burchaklari) foydalanamiz. Boshqacha qilib aytganda uch qirrali prizma o`ziga tushgan nurni to`g`ri  $180^0$  gradus burchak ostida

qaytaruvchi xususiyatga ega. Antiparalelga qaytarish aniqligi tayyorlangan uch karrali 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 (4- rasm). Prizmaning asosiga tushuvchi nur uning yon tomonlaridan ya'ni uning qirralaridan qaytgandan so`ng, prizmaga tushayotgan nurga nisbatan parallel ravishda orqaga qaytib chiqadi. Interferometer ko`zgidan ketma-ket o`tayotgan nurlarning optik uzunligi bir xil bo`lishi kerak [1]. 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.

#### **b) Ikki o`tishli interferometrning tuzilishi.**

Ikki o`tishli interferometrning prinsipial tuzilishi 5-rasmda ko`rsatilgan. Bu sxemada biz yaratgan interferensiyon qurilmaning asosini tashkil etadi. Bu qurilma yordamida biz yorug`likning molekular sochilish spektrlarini o`rganamiz.

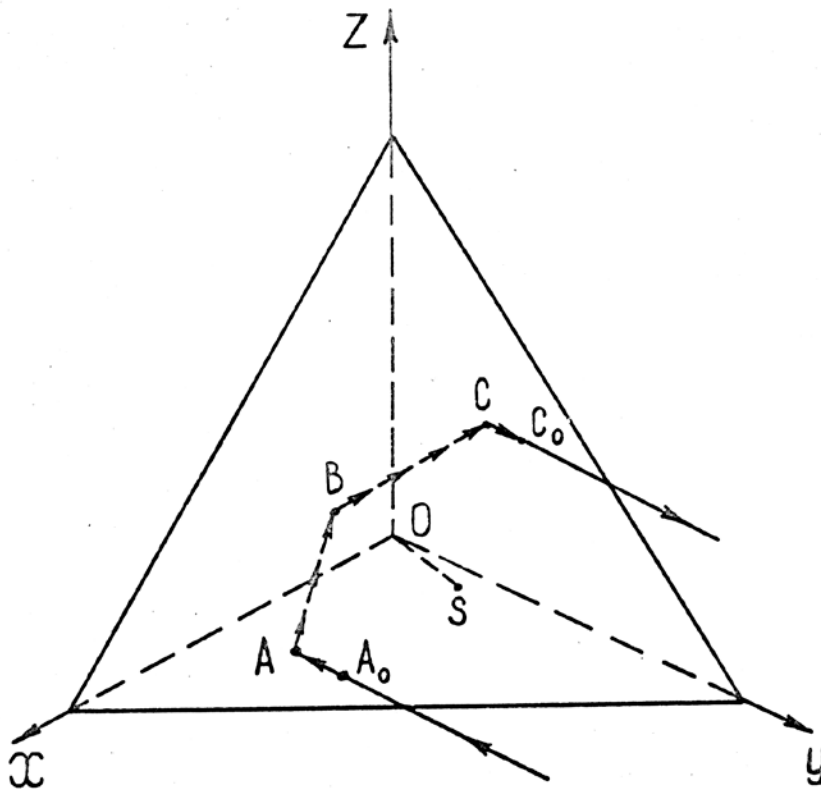
6-rasmdan ko`rinadiki, interferometer korpus barokamera (1) uning yon kameralaridan biri, oynali Kamera derazasi kichik burchak ostida joylashgan (1) interferometr o`qiga nisbatan deraza (2) qalinligi 10mm va diametri 80mm halqali gardish (Flani) bilan berkitilgan. Kamera derazasi interferometer o`qiga nisbatan kichik burchak ostida joylashgan (1) buning sababi keraksiz (parazit) qaytishlarini yo`qotish uchun. Kamera tuzilishini IT-28-30 interferometrning standart detail (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 yustirovka qilishda uning buragichlaridan foydalanamiz (3), purjinalar to`g`irlanadi (4). Yustirovka buragichlari kichik rezvali bo`lib uning har bir qadami-0.5 mm ga teng. Bu bizga interferometrni juda ham nozik yustirovka qilishga imkon yaratadi. Interferometrning plastinkasini yustirovka qilinayotgan

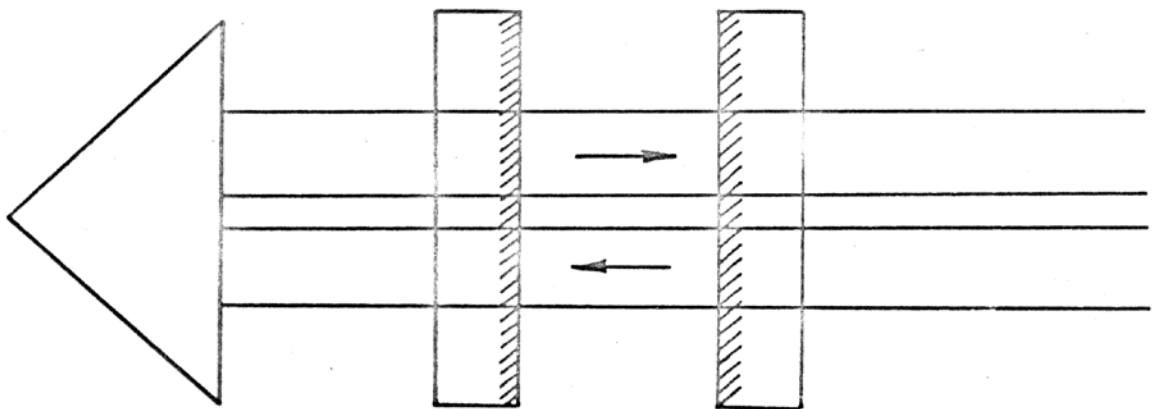
paytda buragichlar barokamera tashqarisiga chiqariladi. Barokamerani germetizamiyalashda silfonlar yordamida amalga oshiriladi. Madomiki, interferension spektr bosim o`zgariishi bilan skaner bo`lar ekan, maxsus qayd etishda yustirofka qilinadigan interfrometr plastinkalari maxkam qisib turuvchi kontgaykalar kontirgaykalar bilan maxkam qisib turuvchi yustirovka buragichi bilan maxkamlanadi (4).

Ikki o`kishli interfrometrda yustirofkasi ikki bosqichda o`tkaziladi. Tripil prizma yechiladi interfrometr yustirofkalanganda ishlash tartibi bir o`kishli bo`lib qoladi. Yana tripil prizma o`rnatiladi. Prizmaning joylashuvi o`zgarishi bilan interfension mazara bir-birini qoplaydi va ikki o`kishli bo`lib qoladi. Biz imkoniyatimizga qarab eng yuqori yoritilganlikni olishga intilamiz. Interferopogrammani bir xilda tartibda yoritamiz. Keyin interferogrammaning maksimum tomonida mavjut bo`lgan yorug`likning kuchsiz gardishini kichraytiramiz. Yustirovkasini optimal sifatli darajada qilishga yaqinlashgan sari interferensiya tartibi maksimum tomonida yorug`lik gardishini yo`qola boradi lekin bu maksimumning ravshanligi ortadi.

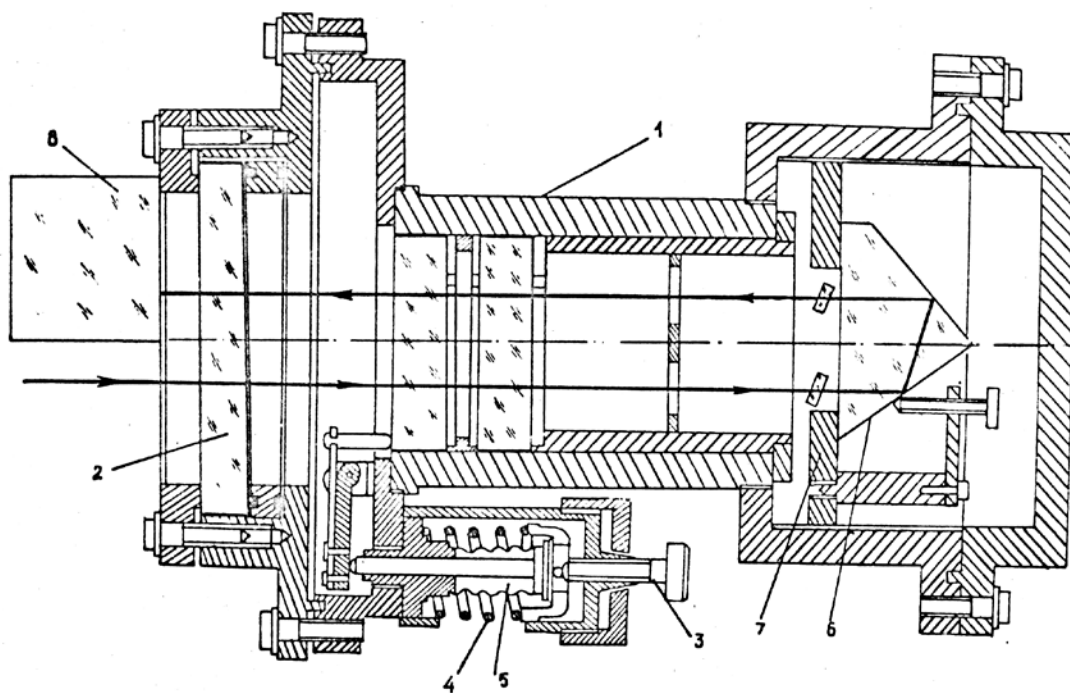
Biz ikki o`kishli interfrometrning yustirofka usulida foydalanganimizda, ko`zgu qaytarish koiffisiyenti  $R=95\%$  o`tkirlik tartibi 40 va kontrasligi  $4 \times 10^5$  bo`lishiga erishdik.



4. Rasm. Uch qirrali prizmada nurning o`tishi

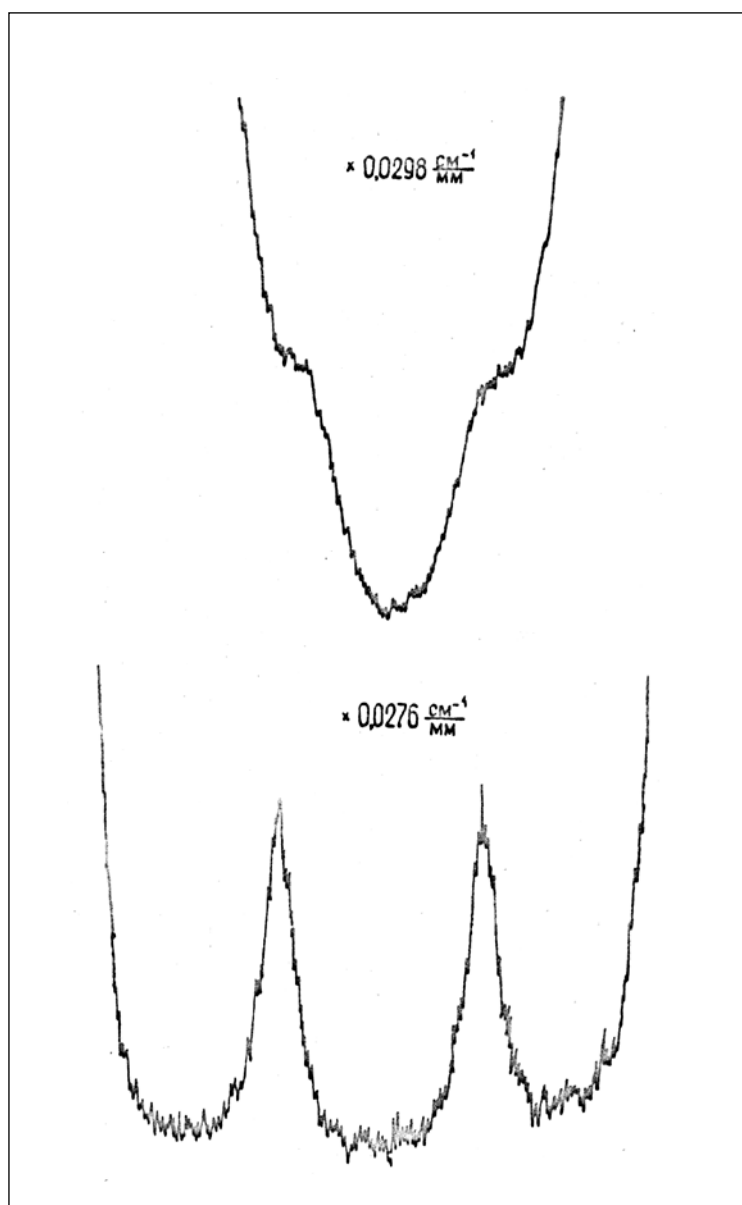


5. Rasm. Ikki o`tishli interferometrda nurning o`tishi.



6. 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.



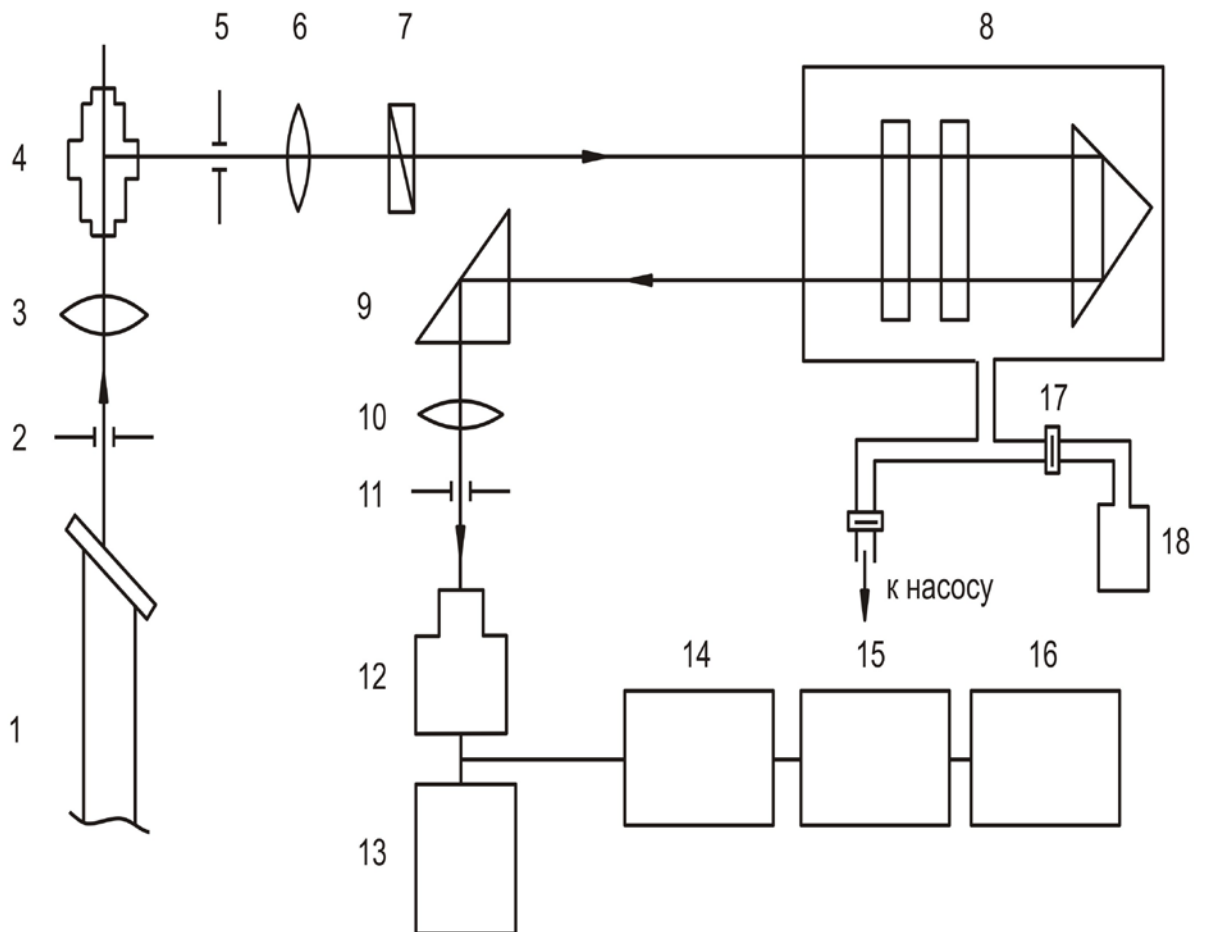
7 rasm. Bir o`tishli va ikki o`tishli Fabri-Pero interferometrida bir xil sharoitda olingan spektrogrammalar.

## 2.3 Tajribaviy qurilma

Tajribaviy qurilmaning tuzilishi 8- rasmda ko'rsatilgan. (1) yorug'likni uyg'otuvchi manba sifatida foydalanilgan He-Ne lazeri LG-38 (to'lqin uzunligi  $6328\text{Å}$ , nurlanish quvvati  $15\text{mW}$  ga yaqin). (3) Uzun fokusli linzada lazer nurining fokusi (4) kyuvetada bo'ladi. Sochilish burchagini pentaprizma (aniqligi  $\pm 0.2^\circ$ ) yordamida to'g'irlanadi. Yorug'lik sochilishi yo'lida Franko -Ritter prizmasi (7) o'rnatilgan bo'lib, sochilgan yorug'likni kerakli qutblanishga imkon beradi. Tajribaga qo'yilgan topshiriqni bajarishda qutblantirgichni yustirovka qilish aniqligi ( $\pm 0.5^\circ$ ) 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 interferometriga (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 skanirovka qilishda interferogrammaning uchlamchi 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 qatiyatlik bilan joylashganki, bu esa apparat funksiyasini minimal darajada oshirishga imkon beradi. Masalan: agar qo'llanilayotgan interferometerning despersion sohasi  $0,417\text{sm}$ , diafragma diametri  $0,25\text{mm}$  ga erishadi.



8-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 – поворотная призма; 10 – Kamerali ob’ektiv (270 mm); 11 – diafragma (0.25 mm); 12 – FEU-79; 13 – FEU blok manbai; 14 – Emmitterli takrorlagich; 15 – chizikli intensimetr; 16 – KSP-4 o’zi yozuvchi qurilma; 17 – yuqori tovushli ignali natekatel; 18 – azot bilan to’ldirilgan balon.

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

Bizning qurilmamiz foto qubul qilgich 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 -25gradusgacha 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 impulslar emmitterli takrorlagichga kiradi (14). Emmitterli takrorlagich etarlicha 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 diagrafma 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 spektrning xatoligini kamaytirish uchun spektrogrammada 4 marotabadan ortiq yozib olish kerak.

#### **b) 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

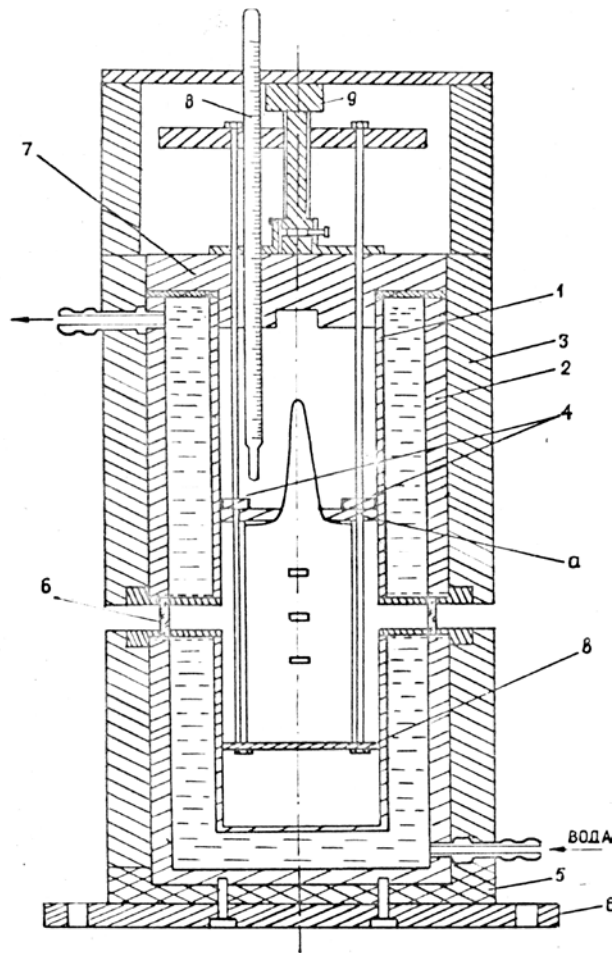
termostat). Termostat 9-rasmda ko`rsatilgandek uch qavat (devorlar)dan iborat. 1-va2-qavatlar metaldan 3-qavat esa issiqlik o`tkazmaydigan material penoplastdan yasalladi. Birinchi va ikkinchi devorlar orasida xaroratni bir xil ushlab turuvchi suyuqlik ( suv ) aylanadi. Kyuvetadagi tadqiq qilinuvchi 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 ( temperatura ) tashqaridan oddiy simobli termometr bilan ( 0.1 grads aniqlikda ) iloji bo`lmasa aks xolda Bekman termometridan foydalaniladi.

### **b) Optik obektivlarni tozalash va tayyorlash usuli**

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

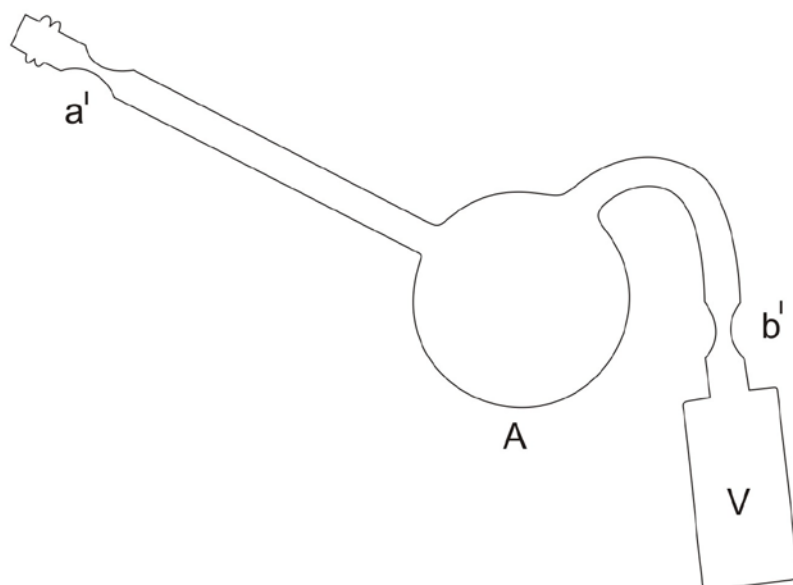
Bizning ishimizda optik jixatdan toza bo`lgan ob`ektzni tayyorlashda Martin [74] taklif qilgan usuldan foydalandik.

Martin usul quyidagicha: V idishda biz sochilishni o`rganamiz (2.7-rasm). V idishga A kolba payvantlanadi. A Kolbadan tozalangan va o`lchangan suyuqlik quviladi (haydaladi) keyin yana V idishga xaydalgan 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).



9-rasm. 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, б* –metal plastinkalar.



10-rasm. Optik jixatdan toza bo`lgan suyuqlikni tayyorlashda ishlatiladigan sistemaning umumiy ko`rinishi.

#### **2.4 Tasodifiy xatolik**

Tasodifiy xatolikning manbai bu spektrlarni ayrim notekis yozilganidir. Bizning tajribamizda chiziqli dispirsiya interferometr dispirsiyasi  $0.625 \text{ 1/sm}$  qilib foydalanganimizda  $0.002\text{sm/mm}$  ga teng bo`ladi.  $0.5\text{mm}$  xatolik MBK kengligi o`lchov o`tkazganimizda aniqlanmagan tenglik  $\pm 0.001 \text{ 1/sm}$  bo`ladi.

Bu kattalik MBK kengligiga bog`liq bu esa 1% dan 10% bo`ladi. Bu xatolik MBK kengligining haqiqiy aniqlanganidir. Agar zonani kamaytirsak interferometr dispirsiyasi xatoligi kamayadi. Aniqlikni oshirish uchun o`lchash har seriyada o`lchanib eng kamida 6 marotaba interfogrammada yozib olinadi Oxirgi natija barcha spektrogramma o`lchovlarining qiymati qabul qilingan.

### III. BOB $\gamma$ -PIKOLIN-SUV ERITMASIDA OLINGAN NATIJALAR VA ULARNING TAHLILI

#### 3.1 Suv - $\gamma$ pikolin eritmasida sochilgan yorug`lik intensivligining temperatura va burchakka bog`liqligini o`lchash

$\gamma$  pikolinning 0.06 m.d konsentratsiyali  $\gamma$  pikolin suv eritmasi maxsus nuqtaga ega bo`lgan eritmalarga tegishlidir. Bu eritma kritik nuqtaga ega bo`lgan eritmalardan farqli ravishda kuchsiz opalestirlanadi.

Bizning vazifamiz yuqorida aytilganidek, tarqoq nur intevsivligining temperaturaviy bog`lanishini o`rganish edi. Bunday o`rganishdan kuzatilgan maqsad –shunday temperaturaviy sohasini aniqlashki, unda maksimum intensivlik kuzatilsin. Kritik temperaturaga yaqinlashganda  $\beta_T$  izotermik siqilish cheksiz ortadi,  $\beta_S$  adibatik siqilish esa o`zgarishsiz qoladi. Qatlamlarga ajratilishning yopiq sohasi yeyilganda yuqori va quyi kritik nuqtalar ikkilangan kritik nuqta aylanadi. Maxsus nuqta kritik nuqtaga xos barcha holatlar nisbatiga kuchsiz variantda o`rinlidir, ya'ni bunda  $\beta_T$  ning ortishi,  $\beta_S$  ning esa o`zgarmasdan qolishi kuzatiladi. Natija tarqalish markaziy chizig`ining Mandelshtamp- Brilliyuen komponentalari chiziqlariga nisbatan ham ortadi.

Bu holda uni hisoblashning iloji yo`q, Landay-Plachek munosabatini o`lchaymizki, u quyidagi formula bo`yicha aniqlandi.

$$\frac{I_C}{2I_{MA}} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \gamma - 1$$

bunda  $C_p$  va  $C_v$  –doimiy bosim va doimiy hajimdagi solishtirma issiqlik sig`imi.

$I_c$ -markaziy intensivligi,  $I_{MB}$  –Mandelshtam- Brilliyuen komponentalar intensivligi.

Bizning ishimizda markaziy intensivligiga nafaqat zichlik izobarik flukuatsiyalarida yorug`lik tarqalishi, balki konsentratsiyalar fluktatsiyalarda

yorug`lik tarqalishilari ham kiradi. Shunga ko`ra bizning holatda  $\frac{I_C}{2I_{MA}}$

munosabati farq markaz intensivligining nisbiy ortishini ko`rsatadi va u maxsus

0.06 m.q konsentratsiyali  $\gamma$ -pikolin suv eritmasida sochilgan yorug`lik intensivliklari  
(sochilish burchagi  $45^0$ )

nuqtalarning koordinatasini ko`rsatadi.

### **3.2 Eksperiment natijalari**

yuqorida aytilganicha eritmalar kritik va maxsus nuqtalari yaqinida tarqoq yorug`lik indikatriyasireleyevdan shu bilan farq qiladiki, kichik burchaklar orasidagi tarqalish katta burchak ostidagi tarqalishga nisbatan katta intensivlikka ega bo`ladi. Shunday qilib, tarqalishining kichik burchaklarida opalessensiya xususiyatlarini ham kattaroq ifodalaydi. Bizning eksperimentlarimizda tarqash burchagi  $\varphi=45^0$ . Bu burchak masalan  $\varphi=90^0$  burchakka nisbatan qulayroq sharoitlarda intensivlikni o`rganishga imkon beradi. Tekshirishlarning temperaturaviy itervali  $9^0$  C dan  $80^0$ C gacha sohani o`z ichiga oladi. 1-jadvalda eksperiment natijalari keltirilgan. Mandelshtam- Brilliyuen triplet markazlari maksimal intensivliklari bilan bir qatorda integral intensivlik ham o`lchangan. Bu uchun markaz intensivligi yarim kenglikka ko`payadi

	Температура	$I_{\psi}^{мак}$	$I_{\psi}^{инт}$	$I_{МБ}^{мак}$	$I_{МБ}^{инт}$
1	9.5	83.33	1433.27	78.33	1352.5
2	16	99.33	2135.6	90.67	2145.77
3	19.8	87.33	1368.17	50.67	979.54
4	21.8	103.67	1865.98	92.17	1609.9
5	25.5	110	843.3	92.16	720
6	27	121.67	2595.6	91.5	1982.5
7	30.5	148.33	2942	99.58	2033
8	36.4	126.33	2021.33	97.66	1513.7
9	38.9	95	2137.5	78.33	1749.37
10	40.8	176	3696	112.67	2469.35
11	41.6	148.67	3171.4	101.17	2141.34
12	42.8	149	2384	104.8	1790.33
13	45	179.7	3662.33	109.33	2190.8
14	47.6	86.33	1352.5	56.4	982.3
15	49.6	173.3	3871	127.5	2868.75
16	57.8	171.7	3547.85	91	1850.33
17	58.3	208	4368	121.33	2426.6
18	59.8	178	3797.33	115	2395.8
19	60.4	178	3797.33	116.2	2400.8
20	60.6	173.33	3896.8	102.5	2393.6
21	60.9	166	3486	101	2154.67
22	61.2	143.7	3304.3	92.3	2000
23	61.3	147.3	3192.7	91.8	1960
24	61.6	153.3	3450	99	2182
25	62.8	155	3512.7	84.8	1895.5
26	63.6	149.7	3043.22	73.3	1442.2
27	64.6	155.7	3424.7	77.2	1647.5
28	65.3	185.7	4084.7	117	2505.7
29	65.6	164.7	3512.3	86.33	1855.7
30	66.6	220.3	4548	134.8	2718
31	66.8	166	3652	100.3	2140.4
32	67.1	129.7	2766.2	66.5	1363.25
33	67.3	231.3	5086	123.8	2700
34	69.1	166.7	3500	104.3	2173.5
35	69.4	166.7	3611	100	2120.2
36	70.6	121.3	2669.3	71.83	1532.4
37	71.6	180	3915	115.5	2493
38	78.7	155.7	3269	97	2085.5
39	79.4	163	3531.7	108.3	2473.5
40	81.3	149.3	3136	109.3	2277.7

1 jadval

2-jadval

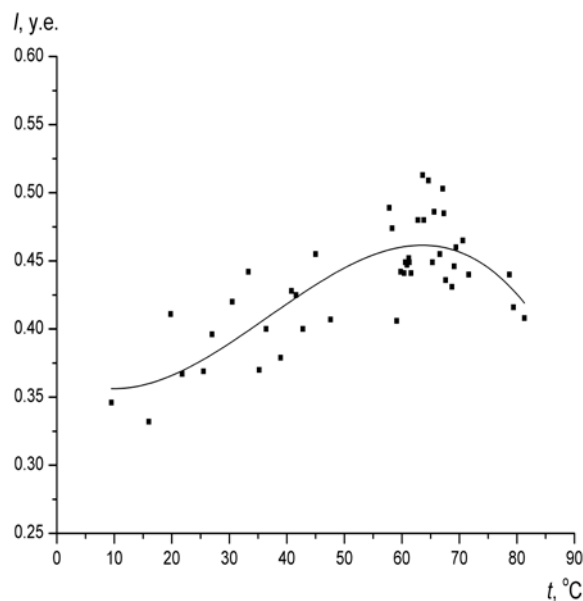
0.06 m.q konsentratsiyali  $\gamma$ -pikolin suv eritmasida sochilgan yorug`lik

intensivliklari (sochilish burchagi 45 <sup>0</sup> )				
	Температура	$I_{\psi}^{max}$	$I_{\psi 9.5^0}^{max}$	$\frac{I_{\psiен}^{max}}{I_{\psiен}^{max 9.5^0}}$
1	9.5	83.33	83.33	1
2	16	99.33	83.33	1.19
3	19.8	87.33	83.33	1.05
4	21.8	103.67	83.33	1.24
5	25.5	110	83.33	1.32
6	27	121.67	83.33	1.46
7	30.5	148.33	83.33	1.78
8	36.4	126.33	83.33	1.52
9	40.8	176	83.33	2.1
10	41.6	148.67	83.33	1.78
11	42.8	149	83.33	1.79
12	45	179.7	83.33	2.16
13	49.6	173.3	83.33	2.08
14	57.8	171.7	83.33	2.06
15	58.3	208	83.33	2.5
16	59.8	178	83.33	2.14
17	60.4	178	83.33	2.14
18	60.6	173.33	83.33	2.08
19	60.9	166	83.33	1.99
20	61.2	143.7	83.33	1.72
21	61.3	147.3	83.33	1.77
22	61.6	153.3	83.33	1.84
23	62.8	155	83.33	1.86
24	63.6	149.7	83.33	1.8
25	64.6	155.7	83.33	1.87
26	65.3	185.7	83.33	2.23
27	65.6	164.7	83.33	1.97
28	66.8	166	83.33	1.99
29	69.1	166.7	83.33	2
30	69.4	166.7	83.33	2
31	70.6	121.3	83.33	1.46
32	78.7	155.7	83.33	1.87
33	79.4	163	83.33	1.96
34	81.3	149.3	83.33	1.79

3-jadvalda Mandelshtam-Brillyuen komponentalarining intensivligi va nisbiy intensivliklari keltirilgan.

0.06 m.q konsentratsiyali $\gamma$ -pikolin suv eritmasida sochilgan yorug`lik intensivliklari (sochilish burchagi $45^{\circ}$ )				
№	Температура	$I_{MB}^{\max}$	$I_{MB9.5^{\circ}}^{\max}$	$\frac{I_{MB}^{\max}}{I_{MB9.5^{\circ}}^{\max}}$
1	9.5	78.33	78.33	1
2	16	90.67	78.33	1.16
3	21.8	92.17	78.33	1.18
4	25.5	92.16	78.33	1.18
5	27	91.5	78.33	1.17
6	30.5	99.58	78.33	1.27
7	36.4	97.66	78.33	1.25
8	38.9	78.33	78.33	1
9	40.8	112.67	78.33	1.44
10	41.6	101.17	78.33	1.29
11	42.8	104.8	78.33	1.34
12	45	109.33	78.33	1.4
13	47.6	56.4	78.33	0.72
14	49.6	127.5	78.33	1.63
15	57.8	91	78.33	1.16
16	58.3	121.33	78.33	1.55
17	59.8	115	78.33	1.47
18	60.4	116.2	78.33	1.48
19	60.6	102.5	78.33	1.3
20	60.9	101	78.33	1.29
21	61.2	92.3	78.33	1.18
22	61.3	91.8	78.33	1.17
23	61.6	99	78.33	1.26
24	62.8	84.8	78.33	1.08
25	63.6	73.3	78.33	0.94
26	64.6	77.2	78.33	0.98
27	65.3	117	78.33	1.49
28	65.6	86.33	78.33	1.1
29	66.8	100.3	78.33	1.28
30	67.1	66.5	78.33	0.85
31	67.3	123.8	78.33	1.58
32	69.1	104.3	78.33	1.33
33	69.4	100	78.33	1.28
34	70.6	71.83	78.33	0.92
35	71.6	115.5	78.33	1.47
36	78.7	97	78.33	1.24
37	79.4	108.3	78.33	1.38
38	81.3	109.3	78.33	1.39

11 RASM.  $\frac{I_{MB}}{I_M}$  KATTALIGINING TEMPERATURAGA BOG`LIQLIK GRAFIGI

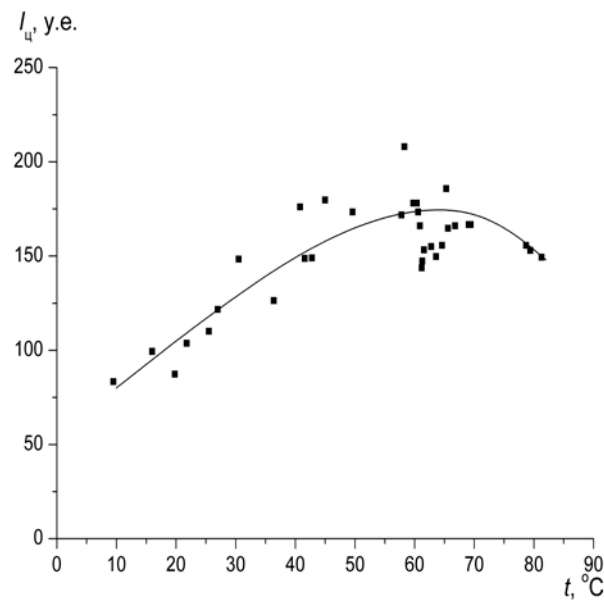


Rasmga qaraganda eksperimentdagi katta xatoga (30%) qaramay, yuqori temperaturali sohada unchalik katta bo`lmagan maksimumning rivojlanish tendensiyasi ko`rinadi. Yuqori temperaturali sohada haqiqatdabn ham maksimum mavjud bo`lishiga ishonch hosil qilish uchun biz 2 va 3-jadvallar ma'lumotlardan foydalanamiz.

Bunda tarqalish intensivligi biz tomonimizdan nisbiy kattalik sifatida qaraladi. Barcha ma'lumot  $9.5^{\circ}\text{C}$  temperaturada olingan maksimumlar intensivligi uchun qayta hisoblanganlar.

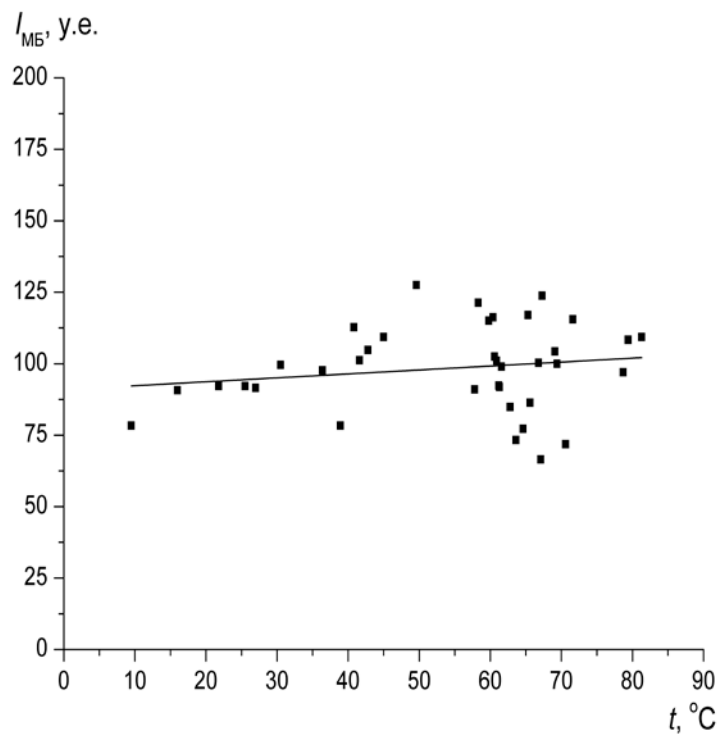
11-rasmda 2-jadvalda keltirilgan ma'lumotlar keltirilganlar.

12. RASM.  $\frac{I_M}{I_{M.9.5^{\circ}C}} = \alpha$  KATTALIGINING TEMPERATURAGA BOG'LANISH  
**GRAFIGI**



12-rasmda 3-jadvalda keltirilgan ma'lumotlar berilgan.

13. RASM  $\frac{I_{MB}}{I_{MB.9.5^{\circ}C}} = \beta$  KATTALIGINING TEMPERATURAGA BOG'LANISH  
**GRAFIGI**



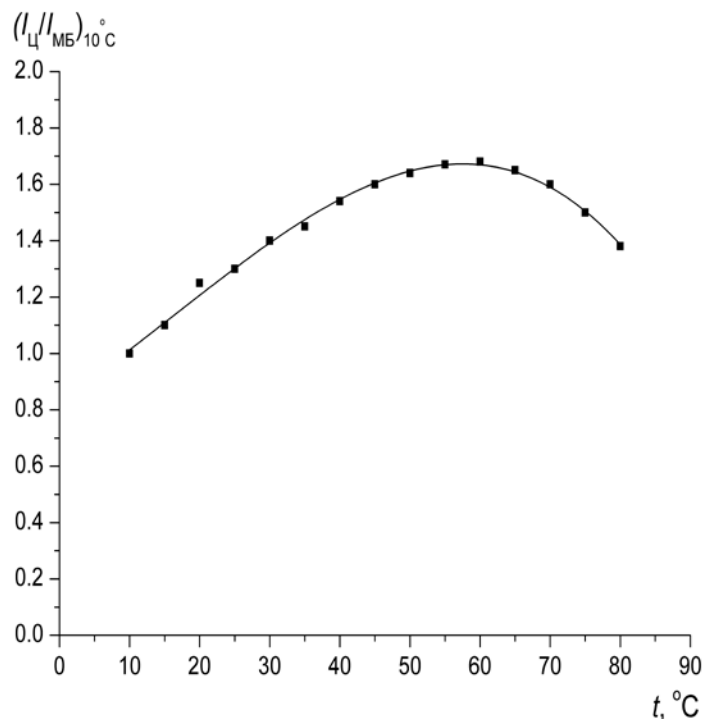
Qalin chiziqlar origin kompyuter dasturi bo'yicha o'zlashtirish ko'rsatilgan. Keyingi bosqichda uzluksiz chiziqlar 9.5<sup>0</sup>C dan 80<sup>0</sup>C gacha temperatura intervalida tekshirilayotgan eritmadan tarqoq nur intensivligini nisbatan ortishi uchun foydalanish bo'ladi.

№	температура	$\frac{I_u}{I_{u9,5^0}} \cdot \frac{I_{MB}}{I_{MB9,5^0}}$
1	10	1
2	15	1.1
3	20	1.25
4	25	1.3
5	30	1.4
6	35	1.45
7	40	1.54
8	45	1.6
9	50	1.64
10	55	1.67
11	60	1.68
12	65	1.65
13	70	1.6
14	75	1.5
15	80	1.38

4- jadvaldagi ma'lumotlar 12-rasmda ko'rsatilgan uzluksiz chiziqdagi ma'lumotlarni 11- rasmdagi chiziq tegishli ma'lumotlariga bo'lishdan hosil bo'ladilar.

14-rasmda 4-jadval ma'lumotlari tasvirlangan.

14 RASM.  $\frac{\alpha}{\beta}$  KATTALIGINING TEMPERATURAGA BOG'LANISH GRAFIGI



Rasmga qaraganda tarqoq yorug'lik intensivligi maksimumi 55°C dan 65°C gacha temperaturalar sohasiga to'g'ri keladi. Bu esa 1-jadvaldan foydalanish orqali topilgan natijalarga muvofiq keladiki, unda maksimum 65°C rayoniga joylashgan.

№	Температура	Бурчак	Конц-я	$I_{Ц}$	$I_{МБ}$	$\frac{I_{Ц}}{I_{Ц22^0}}$	$\frac{I_{Ц}}{2I_{МБ}}$
1	22	135	0.06	57	51	1	0.56
2	35.6	135	0.06	65	107	0.87	0.3
3	40.8	135	0.06	105	91.5	0.54	0.57
4	48.2	135	0.06	85	78	0.67	0.55
5	59.8	135	0.06	104	64	0.55	0.81
6	62.6	135	0.06	90	95	0.63	0.47
7	63.2	135	0.06	93	111	0.61	0.42
8	66.4	135	0.06	71	68	0.8	0.52
9	67	135	0.06	94	113	0.6	0.42
10	70	135	0.06	60	59	0.95	0.5
11	73	135	0.06	89	115	0.64	0.39
12	75	135	0.06	80	93	0.71	0.43
13	79.4	135	0.06	59	58	0.97	0.5
14	81.6	135	0.06	95	68	0.6	0.7
15	82.4	135	0.06	66	72	0.86	0.46

## Asosiy xulosalar

Sochilgan yorug`likning tarqoqligi maksimumi (14 rasmda)  $60-70^{\circ}\text{C}$  sohasiga to`g`ri keladi.

Suv -  $\gamma$  pikolin (0.06 m.d.  $\gamma$  pikolin ) eritmasidagi temperaturalarning keng sohasi markaz va Mandelshtam- Brilliyen komponentlari integral intensivligini tekshirishlar quyidagilarni beradi:

1. Markaziy chiziq temperatura oshishi bilan oshadi va  $65^{\circ}\text{C}$  sohasida maksimumga ega bo`ladi. Bu esa eritmaning maxsus nuqtasiga yaqinlashishda konsentratsiya fluktatsiyalarning o`shishi bilan muvofiqlashtiriladi. .
2. Mandelshtam- Brilliyen komponentlari intensivligini intervallarining barcha tekshirilayotgan sohasida ham absolyut qiymat va ham  $t=9.5^{\circ}\text{C}$  temperaturaga nisbatan ham o`zgaradi.
3. Tarqoq yorug`likning tarqoqlik quyi va yuqori kritik temperaturalari yaqinida intensivlikning keskin ortishi farqli ravishda nisbiy intensivlik maksimumi juda kichik va  $5-10^{\circ}\text{C}$  dan kam bo`lmagan temperaturalar sohasini o`z ichiga oladi.
4. Kuzatilayotgan maksimum gumbazi kengligi maxsus nuqta atrofida  $3-5^{\circ}\text{C}$  dan nari turli hollarda o`rganishga imkon beradi. Qavatlanishning yuqori va quyi nuqtalari yaqinida barcha kritik holar kritik nuqtalardan  $0.1-0.01^{\circ}\text{C}$  chegarasiga bevosita yaqin chegaralarda ro`y beradi.

Biz olib borgan tadqiqot konsentratsiyalarning rivojlangan fluktatsiyalari natijasida ro`y beradigan kritik holatlarda o`zgarish temperaturaviy diapazonini ancha keng.

## ADABIYOTLAR RO`YHATI

1. A. Einstein, Theorie der Opaleszens von homogenen Flussigkeiten und Flussigkeitsgemischen in der Nahe des kritischen Zustandes, Ann. Physik 33, 1275 (1910).
2. М. А. Леонтович, Статистическая физика, Гостехиздат, 1944.
3. И. Л. Фабелинский, Некоторые вопросы молекулярного рассеяния света в жидкостях, УФН 63, 355 (1957).
4. М. С. Песин, И. Л. Фабелинский, Спектральное исследование распространения гиперзвуковых колебаний в вязких жидкостях, ДАН СССР 135, 1114 (1960).
5. М. С. Песин, Исследование гиперзвуковых колебаний в жидкостях, Диссертация ФИАН, Москва, 1961; Труды ФИАН 30, 158 (1964).
6. P. Debye, Light scattering in solutions, J. Appl. Phys. 15, 338 (1944).
7. K. A. Stacey, Light-scattering in physical chemistry. Acad. Press, 1956.
8. В. Л. Гинзбург, О рассеянии света в жидкостях, ДАН СССР 42, 172 (1944).
9. В. В. Владимирский, О влиянии межмолекулярного взаимодействия на распространение звука и молекулярное рассеяние света в жидкостях, ЖЭТФ 9, 1226 (1939).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, 1957.
11. Дж. А. Стрэттон, Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.
12. Г. Плачек, Релеевское рассеяние и раман-эффект, Харьков, ГНТИУ, 1935.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Изд-во «Наука», 1964.
14. И. Л. Фабелинский, Спектральное исследование классического рассеяния света в жидкостях, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 538 (1953).
15. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света в жидкостях, Труды ФИАН 9, 181 (1958).
16. Sunanda Bai, The scattering of light in liquids, Proc. Indian Acad. Sci. 115, 338 (1942).
17. G. de Vaucouleurs, Sur les constantes de la diffusion Rayleigh dans les liquides, C R. 229, 35 (1949).
18. G. de Vaucouleurs, Les constantes de la diffusion Rayleigh dans les gaz et les liquides, Ann. physique 6, 211 (1951).
19. Y. Rocard, Intensite de la lumiere diffusee dans la composante centrale du triplet Rayleigh, C R. 229, 1137 (1949).
20. М. А. Леонтович, Введение в термодинамику, Гостехиздат, 1951.
21. C. V. Raman, C. S. Venkatesvaran, Determination of the adiabatic piezo-optic coefficient of liquids, Proc. Roy. Soc. A171, 137 (1939).
22. Л. М. Левин, Температурная зависимость показателя преломления и комбинационное рассеяние 2-го порядка, Изв. АН СССР, сер. физ. 4, 111 (1940).

23. S. Bhagavantam, Scattering of light and the Raman effect, Chemical Publishing Company, Inc. Brooklyn, N. Y., 1942.
24. Щ. Фабри, Общее введение в фотометрию, ОНТИ, 1934.
25. Д. С. Волосов, М. В. Цивкин, Теория и расчет светооптических систем, «Искусство», 1960.
26. A. Rousset, Contribution a l'etude de la diffusion moleculaire de la lumiere: effect Cabannes-Daure, opalescence critique des melanges binaires, Ann. physique 5, 5 (1936).
27. J. Cabannes, La diffusion moleculaire de la lumiere, Paris, Presse univ. France, 1929.
28. Г. А. Лорентц, Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, Гостехиздат, 1956.
29. K. R. Ramanathan, The molecular scattering of light in vapours and in liquids and its relations to the opalescence observed in the critical state, Proc. Roy. Soc. 102, 151 (1922).
30. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. 5, Изд-во АН СССР, 1950.
31. L. D. Landau, G. Placzek, Struktur der unverschobenen Streulinie, Sow. Phys. 5, 172 (1934).
32. Г. С. Ландсберг, Рассеяние света в твердых телах. II. Зависимость интенсивности рассеянного света от температуры, Z. Phys. 45, 442(1927); Г. С. Ландсберг, Избранные труды, Изд-во АН СССР, 1959.
33. В. Л. Гинзбург, Рассеяние света в гелии II, ЖЭТФ 13, 243 (1943).
34. W. H. Martin, The scattering of light by dust free liquids, J. Phys. Chem. 24, 478 (1920).
35. P. Peyrot, Nouvelles recherches experimentales sur la diffusion de la lumiere dans les liquides, Ann. physique 9, 335 (1938).
36. C. V. Sweitzer. Light scattering of aqueous salt solution, J. Phys. Chem. 31, 1150 (1927).
37. G. I. Carr, B.H. Zimrn, Absolute intensity of light scattering from pure liquids and solutions, J. Chem. Phys. 18, 1616 (1950).
38. Г. П. Мотулевич, И. Л. Фабелинский, О зависимости показателя преломления от плотности на низких звуковых частотах, ДАН СССР 106, 637 (1956).
39. Г. П. Мотулевич, И. Л. Фабелинский, Об одном оптическом способе контроля характера акустического поля, ДАН СССР 81, 787 (1951). физике (памяти Г. С. Ландсберга), Изд-во АН СССР, 1959.
40. W. H. Martin, S. Lehrman, The scattering of light by dust-free liquids, J. Phys. Chem. 26, 75 (1922).
41. Ф. Пикер, Метод светорассеяния, в книге «Метод исследования полимеров, ИЛ, 1961 (Techniques of polymer characterization, London, 1959).
42. C. V. Raman, R. Rao, On the molecular scattering and extinction of light in liquids and determination of the Avogadro Constant, Phil. Mag. 46, 626 (1923).

43. M. Halwer, G.C. Nutting, B.A. Brice, Rayleigh's ratio for benzene and the problem of absolute light scattering determination, *J. Chem. Phys.* 21, 1425 (1953).
44. M Harrand, Nouvelle mesure de la constante de diffusion du benzene liquide, *Ann. physique* 8, 646 (1953).
45. D. K- Carpenter, W. R. Krigbaum, On the question of the correct values for Rayleigh's ratio, *J. Chem. Phys.* 24, 1041 (1956).
46. J. Cabannes, Sur la diffusion de la lumiere dans les liquids. Les essais de determination de la constante de Lord Rayleigh dans benzine, *Ann. physique* 1, 857 (1956).
47. M. J. Rocard, Theorie moleculaire de la diffusion de la lumiere par les fluides. I. On neglige le champ intermoleculaire, *Ann. physique* 10, 116—179 (1928).
48. S. Guinond, J. Tonnelat, Sur l'etude experimental des solutions macromoleculaires par la diffusion de la lumiere. III. La mesure experimental du rapport de Rayleigh. Application au benzene, *J. Chim. Phys.* 51, 539 (1954). "
49. W. H. Martin, The scattering of light by liquids: effect of direction on polarisation and intensity, *Trans. Roy. Soc. Canada* 17, 151 (1923).
50. W. H. Martin, S. Lehrman, The scattering of light by dust-free liquids, *J. Phys. Chem.* 26, 75, 1922; 27, 558 (1923).
51. R. S. Krishnan, On the molecular scattering of light in liquids, *Phil. Mag.* 50, 697 (1925).
52. R. Ananthakrishnan, Photoelectric photometry of light scattering in fluids, *Proc. Indian Acad. Sci.* 1, 201 (1934).
53. S. Parthasarthy, Studies in light-scattering by binary liquids mixtures, *Indian J. Phys.* 8, 275 (1933).
54. R. Rao, The scattering of light by liquids at high temperatures, *Indian J. Phys.* 2, 7 (1927).
55. L. Landau, The theory of superfluidity of helium II, *J. Phys. USSR*, 5, 71 (1941).
56. А. Д. Галанин, Флуктуации плотности в идеальном газе Бозе — Эйнштейна, *ЖЭТФ* 10, 1267 (1940).
57. L. I. Schiff, Scattering of light by liquid helium, *Phys. Rev.* 57, 844 (1940).
58. E. Burton, H.D. Smith, J.O. Wilhelm, Phenomena at the temperature of liquid helium, New York, 1940.
59. J. McLenan, H. G. Smith, J. O. Wilhelm, The scattering of light by liquid helium, *Phil. Mag.* 14, 161 (1932).
60. И. А. Яковлев, Observation on the scattering of light in liquid helium, *J. Phys. USSR* 7, 307 (1943).
61. A. W. Lawson, L. Meyer, Light scattering in liquid helium, *Phys\* Rev.* 93, 259 (1954).