

Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта махсус таълим Вазирлиги

Мирзо Улуғбек номи
Ўзбекистон Миллий Университети

И. Бўрибоев, Р.К. Каримов

ОПТИКА
ФИЗПРАКТИКУМ
(ўқув қўлланма)

Тошкент 2004 й.

Ушбу ўқув қўланма Умумий физика курсининг "Оптика" бўлимига оид бўлиб, университетларнинг физика факультетларида тайёрланадиган Физика (В 440100) ва Астрономия (В 440300) бўйича бакалавр тайёрлашнинг давлат стандартлари асосида тузилган ўқув дастурлари бўйича тайёрланди ва шу мутахассисликлар учун дарслик сифатида фойдаланиши мумкун. Унга 14 та лаборатория иши киритилган.

Қўланма Педагогика йўналишларидаги Физика ва Астрономия (В 140200) бакалавр тайёрлаш йўналишлари учун, ҳамда Инженерлик ва Инженер иши йўналишлари (В 520 000) бўйича бакалавр тайёрлашда умумий физика курсининг оптика бўлимларига оид лаборатория ишларини бажаришда ўқув қўланма сифатида ишлатилиши мумкун.

Муаллифлар : проф. Бўрибоев И.
доц. Каримов Р.

Тақризчилар: проф. Умирзақов Б.Е. (ТАТУ)
проф. Валиев У.В. (ЎЗМУ)

Мирзо улуғбек номидаги Ўзбекистон Миллий Университети
Илмий – методик кенгаши томонидан ўқув адабиёти сифатида
нашрга тавсия этилган. (2004 й. « ____ » _____ баённома
№.)

Мундарижа

Сўз боши	4
----------	---

I-боб. Геометрик оптика ва фотометрия.

1-иш. Йиғувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаш.	5
2-иш. Сочувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаш.	12
3-иш. Чўғланма электр лампасининг ёруғлик кучини ва солиштирма қувватини фотометрик усулда аниқлаш.	16
4-иш. Шиша призманинг синдириш кўрсаткичини аниқлаш.	24

II-боб. Ёруғлик спектрларини ўрганиш бўйича

Лаборатория ишлари.

5-иш. Водород спектрини ўрганиш.	
Ридберг доимийсини аниқлаш.	33
6-иш. Стилоскопни даражалаш, неон ва симоб спектрларининг тўлқин узунликларини аниқлаш.	39

III-боб. Ёруғлик дисперсияси ва ютилиши.

7-иш. Аббе рефрактометри ёрдамида суюқликларнинг синдириш кўрсаткичини ва рефракциясини аниқлаш.	49
8-иш. Мураккаб кимёвий моддаларнинг молекуляр рефракциясини аниқлаш.	61
9-иш. Ёруғликни суюқликда тарқалиши. Бугер – Бер қонунини ўрганиш.	65

IV-боб. Ёруғлик интерференцияси ва дифракция.

10-иш. Линзанинг эгрилик радиусини Ньютон ҳалқалари ёрдамида аниқлаш.	74
11-иш. Дифракцион узунликни Френель дифракцияси методи билан ўрганиш.	87
12-иш. Дифракцион панжара ёрдамида ёруғликнинг тўлқин узунлигини аниқлаш.	99
13-иш. Дифракцион панжараларнинг спектрал характеристикаларини аниқлаш.	112

V-боб. Ёруғликнинг қутбланиши.

14-иш. Чизиқли қутбланган ёруғликни ҳосил қилиш ва уни ўрганиш.	121
---	-----

Адабиётлар рўйхати.	130
---------------------	-----

Сўз боши.

Умумий физика курсининг "Оптика" бўлимига оид физпрактикум бўйича ўқув қўлланмани тузишда қуйидагиларга алоҳида эътибор берилди. Унда ҳар бир лаборатория ишини бажаришдан мақсад, ўрганилаётган физик ҳодиса ёки жараёни қисқача назарияси ёки тафсилоти, керакли оптик қурилма ва асбоблар, уларни ишлаш принциплари, оптик схемалари, лаборатория ишида қўлланиладиган усуллар ва тажриба ўтказиш тартиби, ўлчаш натижаларини жадвалларга тажрибалари ва уларни ҳисоблаш усуллари, ишчи формулалар ва улардаги катталикларни белгилашларга катта эътибор қаратилди.

Ушбу қўлланмага киритилган ҳар бир лаборатория ишида олинган тажриба натижаларини ҳисоблашнинг бир нечта усуллари киритилган бўлиб, улар учун доцент Каримов Р.К. томонидан "Бейсик" тилида тузилган дастурлар мавжуд. Бу дастурлар адабиётлар рўйхатидаги [10], [11], [12] ларда келтирилган. Шунинг учун ушбу ўқув қўлланма ҳажмини оширмаслик мақсадида ҳар бир лаборатория ишини охирида тегишли услубий қўлланма кўрсатиб ўтилди. Ундан ташқари, ҳар бир лаборатория ишига зарур бўлган адабиётлар рўйхати келтирилган бўлиб, ўқув қўлланмани охирида асосий ва қўшимча адабиётларнинг тўлиқ рўйхати берилган.

Қўлланмага киритилган лаборатория ишларининг баъзилари иқтидорли ва яхши ўзлаштирадиган талабалар учун мўлжалланган бўлиб, улар кичик илмий изланиш кўринишига келтирилган. Ўқув қўлланмада лаборатория ишларини бажариш билан бир қаторда тажрибада ўлчанган физик катталикларни бир нечта усуллар билан ҳисоблашга, изланаётган катталикларни назарий йўл билан ҳисоблаш ва уни тажрибада олинган натижалар билан солиштиришга, физик катталикларнинг ҳатоликларини, ишонч интервалларини ҳисоблашга катта эътибор берилган.

Шуни алоҳида таъкидлаш зарурки, ушбу қўлланмада келтирилган бир қатор лаборатория ишлари физиклар учун умумий физика кафедрасининг профессор – ўқитувчилари томонидан такомиллаштирилган бўлиб, бу ишга айниқса доцентлар Горбатов И.А., Юсупов Р.А., катта ўқитувчи Рихсиева Ш., лаборатория мудирлари Н.Талипов ва В.Бахрамовалар катта ҳисса қўшганлар. Муаллифлар уларга ўз миннатдорчилигини билдиради.

I-БОБ.
ГЕОМЕТРИК ОПТИКА ВА ФОТОМЕТРИЯ.

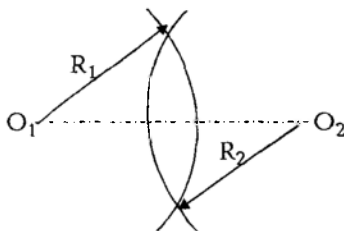
1-иш.

**Йиғувчи линзанинг фокус масофасини
аниқлаш**

Керакли асбоблар: Пасайтирувчи трансформатор, кичик кучланишли лампа (ёруғлик манбаи), оптик тағлик, йиғувчи линза экран.

Ишнинг мақсади: Оптик асбобларнинг асосий қисми бўлган шаффоф шишадан ясалган линзанинг ишлаш асослари ва параметрлари билан танишиш. Лаборатория ишининг 1-машқидан мақсад: Тажрибада линзадан буюм ва тасвиргача бўлган масофаларни ўлчаб, унинг фокус масофасини аниқлаш. Йиғувчи линза фокус масофасини бир неча усуллар билан аниқлашдан иборатдир.

Линзалар. Линзалар асосан буюмнинг тасвирини ҳосил қилиш учун қўлланилади. Кўпроқ, радиуслари R_1 ва R_2 (1.1-шакл) эга бўлган сферик сирт билан чегараланган, сферик линзалардан фойдаланилади. Линзани чегаралаб турувчи сиртлар қавариқ, ботиқ, ясси бўлиши мумкин.



(1.1-шакл)

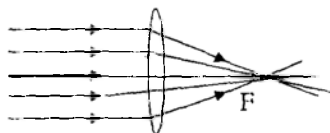
Линзанинг ўртаси икки чеккаларига нисбатан қалин бўлса қавариқ ёки йиғувчи линза дейилади. Юпқа линзанинг қалинлиги эгрилик радиусларига (R_1 ва R_2) нисбатан кичик бўлади.

Линзанинг чегаралаб турувчи сферик сиртларининг марказларидан O_1 ва O_2 (1.1-шакл) ўтувчи тўғри чизик унинг бош оптик ўқи бўлади.

Буюмнинг тасвирини ҳосил қилишда ва линзанинг формуласини келтириб чиқаришларда гомоцентрик (битта нуқтадан тарқалувчи) нур дасталаридан фойдаланилади. Бундай нурлар бош оптик ўққа нисбатан кичик бурчакларда (параксиал нурлар) тарқалади. Улар учун бурчакларни синус ва

тангенсларини, бурчакларни ўзи билан алмаштиришга имкон беради. Натижада келтириб чиқариш формулалари анча соддалашади. Кўпчилик дарсликларда шу усулдан фойдаланилган.

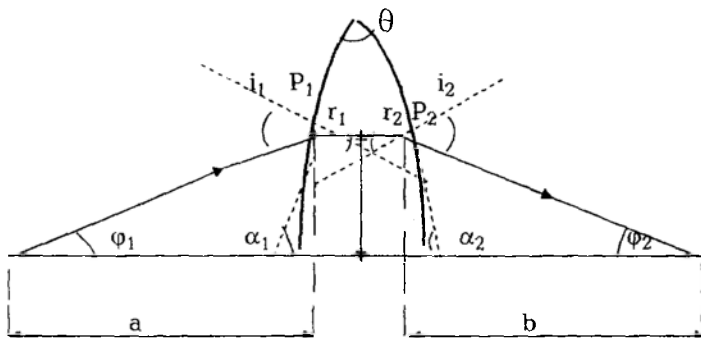
Агар йиғувчи линзага параллел нур дастасини туширсак, линзанинг иккинчи томонида нурларнинг йўналишини бир нуқтага тўплайди (1.2 – шакл). У нуқтани F ҳарфи билан белгилаб, фокус масофаси дейилади. Бош оптик ўққа перпендикуляр бўлган ва фокус масофасидан ўтувчи текисликка фокал текислик дейилади. Фокус масофа ва фокал текислиги линзага нисбатан симметрик жойлашган бўлади.



1.2 – шакл.

Йиғувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаймиз. Эгрилик радиуслари R_1 ва R_2 бўлган сферик сиртларнинг марказлари C_1 ва C_2 нуқталарда жойлашган линза ёрдамида буюмнинг тасвирини қандай ҳосил қилишини кўрамиз (1.3 – шакл).

Шишадан ясалган линзанинг синдириш кўрсаткичи n , линза жойлашган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n_0 бўлсин. Линзадан a масофада, бош оптик ўқда жойлашган нуқтавий манба (гомоцентрик нурлар) тасвирини ваазиятини b ни аниқлаймиз. Унинг учун S манбадан тарқалаётган иккита нурнинг линзадан ўтгандан кейин кесишган нуқтасини топиш керак (1.3 – шакл).



1.3 – шакл

Иккинчи нурнинг йўналиши бош оптик ўққа нисбатан кичик бурчак ϕ билан тарқалаётган бўлсин (параксиал нурлар). Бош оптик ўқ бўйича тарқалаётган нурнинг йўналиши линзадан ўтганда ўзгармайди. Иккинчи нурнинг йўналишини линза ўзгартиради. Бу нурнинг линзадан синиб ўтиши призмадан ўтган нур каби бўлади. Бизга маълумки призмадан ўтган нурнинг огишбурчаги γ ва призманинг синдириш бурчаги θ лар қуйидаги муносабатлар билан аниқланади:

$$\gamma = i_1 + i_2 - r_1 - r_2; \quad \theta = r_1 + r_2$$

Бу ерда i_1 ва r_1 бурчаклар призманинг биринчи ён томонига тушган нурни тушиш ва синиш бурчаклари; i_2 ва r_2 лар унинг иккинчи томонидаги мос бурчаклар.

Иккинчи нурнинг линзага тушиш бурчаги i_1 кичик деб ҳисобласак, синиш қонунига асосан қуйидагини ёзишимиз мумкин.

$$n_0 i_1 = n r_1; \quad n r_2 = n_0 i_2 \quad (1.1)$$

Натижада

$$\gamma = \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) \theta \quad (1.2)$$

тенгликни ҳосил қиламиз. 1.3-шаклдан қуйидаги тенглик кўринади.

$$\gamma = \varphi_1 + \varphi_2, \quad \theta = \alpha_1 + \alpha_2 \quad (1.3)$$

Бундан (1.2)га асосан

$$\varphi_1 + \varphi_2 = (n/n_0 - 1)(\alpha_1 + \alpha_2) \quad (1.4)$$

тенгликни ҳосил қиламиз.

Линзани юпқа деб фараз қилсак, у ҳолда P ва P' нуқталар устма-уст тушади ва улар бош оптик ўққа нисбатан h баландликда жойлашади. $\varphi_1, \varphi_2, \alpha_1$ ва α_2 бурчакларнинг кичиклиги туфайли қуйидаги тенгликларни ёзишимиз мумкин.

$$h/a = \operatorname{tg} \varphi_1 = \varphi_1; \quad \varphi_2 = h/b; \alpha_1 = h/R_1; \alpha_2 = h/R_2 \quad (1.5)$$

1.4 – формулани инобатга олсак. 1.5 – формула қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \left(\frac{n - n_0}{n_0} \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.6)$$

Агарда буюм линзага нисбатан чексиз узоқда ($a = \infty$) жойлашган бўлса, у вақтда тасвир линзанинг фокусиди ($b = F$) ҳосил бўлади ва (1.6) ифода қуйидаги кўринишда бўлади.

$$\frac{1}{F} = \frac{n - n_0}{n_0} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.7)$$

Шунлай қилиб, ҳар қандай линза ўзининг фокус масофаси, синдириш кўрсаткичи ва эгрилик радиуслари билан аниқланади. Тажриба давомида линзанинг синдириш кўрсаткичи ўзгармайди ($n = \text{const}$). Шу сабабли, агарда линзани ҳосил қилувчи сферик сиртларнинг радиуслари бир – бирига тенг бўлса ($R_1 = R_2$) (1.7) – ифодадан қуйидагича боғланиш кўринади.

$$\frac{1}{F} = \frac{2}{R} \quad \text{ёки} \quad F = \frac{R}{2} \quad (1.8)$$

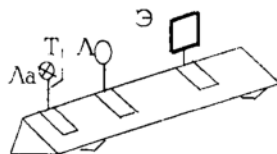
Натижада симметрик сиртлар ёрдамида яратилган линзанинг фокус масофаси эгрилик радиусининг ярмига тенг бўлар экан. (1.6) ва (1.7) – ифодалардан юпқа линза формуласини ёзиш мумкин.

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} \quad (1.9)$$

Йиғувчи линза учун F нинг ишораси мусбат, сочувчи линза учун манфий бўлади.

Экспериментал ускуна

Тажрибани ўтказиш учун керакли асбоблар оптик тагликка ўрнатилган (1.4 – шакл). Оптик таглик яхлит темирдан учбурчак шаклида ясалган қурилма. У горизонтал текисликка параллел ўрнатиш учун (1) болтларга қўйилган. Ёруғлик манбаси сифатида паст кучланишда ёнадиган лампадан (Ла) фойдаланади. Буюм вазифасини лампа олдидаги тирқош (Т) бажаради. Оптик таглик бўйича, фокусини аниқлаш керак бўлган линза (Л) ва тирқошнинг тасвирини кўриш учун экран эркин ҳаракат қилади.



1.4 — шакл.

Ишни бажариш олдидан қуйидаги нарсга амал қилиш керак:

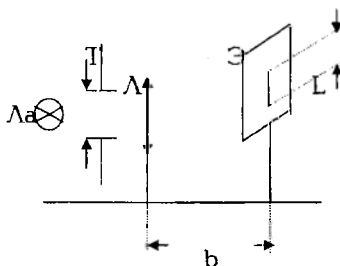
1. Тирқиш, линза ва экраннинг марказлари бир ўқда жойлаштириши;
2. Тирқиш, линза ва экран текисликлари бир — бирига параллел бўлиши ва оптик тағлиққа тик жойлаштириши лозим.

Ўлчашлар

Йиғувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаш.

Биринчи усул. Лампа пасайтирувчи трансформатор орқали ток манбаига уланади. Лампадан маълум масофада жойлашган экранда, линзани оптик тағлиқ бўйича суриб тирқишнинг аниқ тасвирини ҳосил қиламиз. Шу вазиятдагина линзадан тирқишгача бўлган масофа (a) ва экрангача бўлган масофа (b) ни аниқлаймиз. Олинган рақамларини 1-жадвалга ёзамиз. Тажрибани беш марта такрорлаймиз. Рақамларини бундай ёзиш тартиби, олинган натижалар асосида, линзанинг фокус масофасини ЭХМда ҳисоблаш дастури ёрдамида бажариш қулай.

Иккинчи усул. Линзанинг фокус масофасини аниқлаш учун, тирқиш, экранда унинг тасвир катталиклари ва линзадан экрангача бўлган масофани сон қийматлари олинади. Тирқиш ва экран оралиғида линзани шундай вазиятини топиш керакки, экранда тирқишнинг катта тасвири ҳосил бўлсин. Чизгич ёрдамида тирқиш ва унинг экрандаги тасвир катталикларини ўлчаймиз. Оптик тағлиқдан линза ва экран орасидаги масофа (b) ни аниқлаймиз.



1.5 — шакл.

1-жадвал

K	a, (см)	b, (см)	F, (см)
1	a ₁	b ₁	
2	a ₂	b ₂	
3	a ₃	b ₃	

2-жадвал

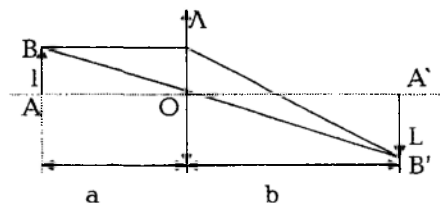
K	l, (см)	L, (см)	b, (см)	F, (см)
1	l ₁	L ₁	b ₁	F ₁
2	l ₂	L ₂	b ₂	F ₂
3	l ₃	L ₃	b ₃	F ₃

1.6-шаклда учбурчаклар АОВ ва А'ОВ' бир-бирига ўхшаш бўлганлиги учун қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин.

$$\frac{l}{a} = \frac{L}{b} \quad \text{ёки} \quad a = b \frac{l}{L} \quad (1.10)$$

а нинг бу қийматини (1.9) — ифодага қўйиб соддалаштиргандан сўнг, қуйидаги формулани ҳосил қиламиз.

$$F = b \frac{l}{L + l} \quad (11)$$



1.6-шакл

Ўлчашларни 10 марта такрорлаб, олинган натижаларни 2-жадвалга ёзамиз.

Учинчи усул. Бу усулда экранда тирқишнинг (буюмнинг) кичиклашган ва катталашган тасвирлари ҳосил қилинади. Тирқиш, экран, тирқишнинг экранда кичик тасвири ва катта тасвири ҳосил бўлгандаги линза вазиятларини билган ҳолда, унинг фокус масофаси аниқланади. Тушунарли бўлиш учун

экранда тирқишнинг катталашган ва кичиклашган тасвир чизмалари алоҳида келтирилган (1.7 – шакл).

Тирқиш ва экран орасидаги масофа (A), тўрт фокус (F) масофадан катта бўлсин, яъни $A > F$. У ҳолда линзанинг иккита вазиятини топиш мумкин. 1 – ҳолда тирқишнинг катталашган тасвири, 2 – ҳолда кичиклаштирилган тасвирини ҳосил қилиш учун линзанинг вазияти ҳар хил. Шу икки вазият орасидаги масофа C билан белгиласак, у вақтда

$$A = a + b; \quad C = b - b' = b - a$$

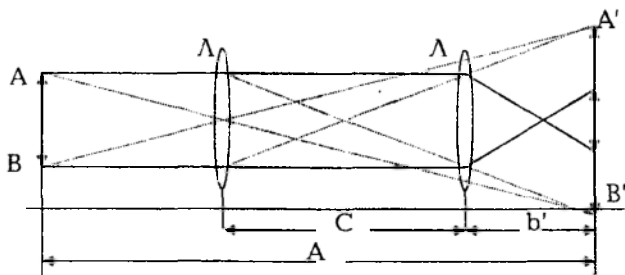
натижада

$$a = (A - C)/2; \quad b = (A + C)/2; \quad (1.12)$$

(1.12) – формуладаги a ва b қийматларини (1.9) ифодага қўйиб, соддалаштиргандан сўнг куйидаги ифодани оламиз.

$$F = (A^2 - C^2)/4A \quad (1.13)$$

Линзанинг фокус масофасини аниқлаш учун тирқиш ва экран орасидаги масофа, ҳамда линзанинг иккита вазияти орасидаги масофалар етарли экан. Бу усул умумий бўлиб, у юпқа ва қалин линзалар учун ҳам ўринлидир.



1.7 – шакл

Навбатма – навбат экранда тирқишнинг кичик ва катта тасвирларини бир неча марта ҳосил қилиб, олинган натижаларни 3 – жадвалга ёзилади. Бу ерда ЭҲМда ҳисоблашни қулайлаштириш учун $A = DA$ деб олинган.

3-жадвал

K	DA (см)	b (см)	b' (см)	C (см)	F (см)
1.	DA ₁	b ₁	b' ₁	C ₁	F ₁
2.	DA ₂	b ₂	b' ₂	C ₂	F ₂
3.	DA ₃	b ₃	b' ₃	C ₃	F ₃

(1.13) – ифода ёрдамида линзанинг фокус масофаси аниқланади.

Учта усул билан йиғувчи линзанинг фокус масофаси аниқлангандан сўнг, шу линза ёрдамида 2-ишда келтирилган сочувчи линзанинг фокус масофасини аниқлашда фойдаланиш мумкин.

Адабиётлар.

[1] – 12 боб 286–291 – бетлар; [2] – 179–183 – бетлар; [3] – 47 – 52 – бетлар; [7] – 389–392 бетлар; [10] – 8–9 – бетлар

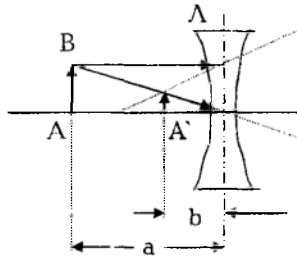
2-иш.

Сочувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаш

Керакли асбоблар: оптик тағлик, ёруғлик манбаи сифатида ишлатиладиган кичик кучланишли лампа, экран, йиғувчи ва сочувчи линзалар.

Ушбу лаборатория ишидан мақсад: сочувчи линзанинг фокус масофасини аниқлаш.

Агар линзаларнинг икки чеккалари ўртасига нисбатан қалин бўлса (2.1–шакл) ботиқ ёки сочувчи линзалар дейилади. Сочувчи линза ёрдамида буюмнинг ҳақиқий тасвирини ҳосил қилиш мумкин эмас. Шунинг учун буюм тасвирини кўз билан кўра олмаймиз. Тушуниш учун сочувчи линзада буюмнинг тасвири қандай ҳосил бўлишини кўриб чиқамиз.



2.1 – шакл

2.1 – шаклдан қўринадики, ҳосил бўлган буюм тасвири: 1) кичик; 2) мавҳум; 3) тўғри. Буюм ва унинг тасвири линзанинг бир томонида ҳосил бўлади. Шунинг учун ҳам линзанинг асосий формуласини (1.9–формула) сочувчи линзаларга қўлаганда фокус масофа ва линзадан тасвиргача (экрангача) бўлган масофалар манфий ишора билан олинади:

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{a} - \frac{1}{b} \quad (2.1)$$

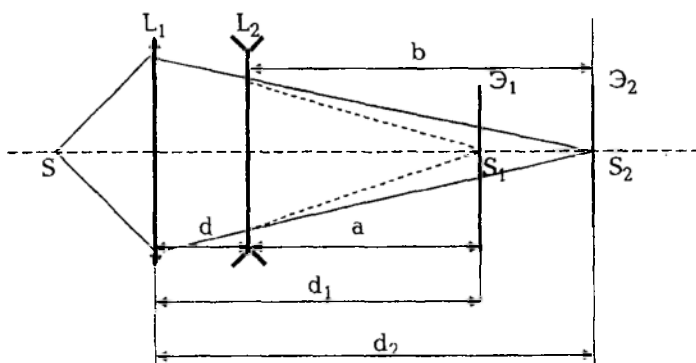
ёки

$$F = \frac{a \cdot b}{a - b} \quad (2.2)$$

Ўлчашлар.

Ўлчашларни ўтказиш учун юқорида келтирилган 1 – лаборатория иши учун тайёрланган экспериментал қурилмадан (1.4 – шакл) фойдаланилади.

Биринчи усул. Сочувчи линзанинг фокус масофасини йиғувчи линза ёрдамида аниқланади. Бунинг учун йиғувчи линза L_1 ёрдамида экраннинг $\mathcal{E}_1$ ҳолатида ёруғлик манбаи (ёки тирқиш) S нинг тасвири S_1 ҳосил қилинади. Ҳосил бўлган S_1 тасвир L_1 линзадан d_1 масофада ётган бўлсин (2.2 – шакл). Агар оптик тағлиққа экраннинг $\mathcal{E}_1$ ҳолати билан L_1 линза орасига L_2 сочувчи



2.2 – шакл.

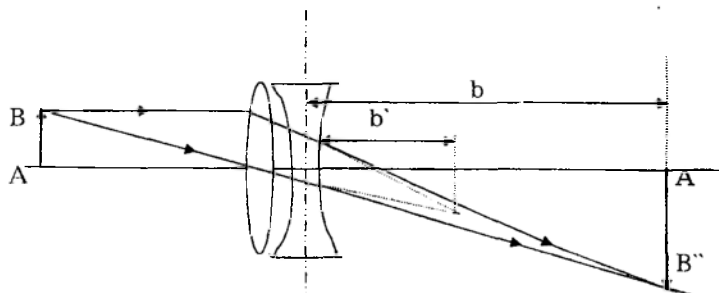
линзани (d масофада) жойлаштирсак экранда S_1 тасвир йўқолади. S манбани тасвирини яна ҳосил қилиш учун экранни

$\mathcal{E}_2$ ҳолатга кўчириш керак бўлади. Экраннинг $\mathcal{E}_2$ ҳолатидан L_1 йиғувчи линзагача бўлган масофани d_1 деб белгилаймиз. $\mathcal{E}_1$ экранда ҳосил бўлган S_1 тасвир L_2 сочувчи линза учун буюм (предмет – нуқтавий манба) вазифасини бажаради ва унинг L_2 сочувчи линзада ҳосил бўлган тасвири S_2 бўлади. Сочувчи линзадан экраннинг биринчи жойлашган нуқтасигача ($\mathcal{E}_1$ ҳолат) бўлган масофани "а" билан, сочувчи линзадан экран жойлашган иккинчи нуқтагача ($\mathcal{E}_2$ ҳолат) бўлган масофани "b" билан белгилаймиз ва уларнинг қийматларини сочувчи линзанинг фокус масофасини ифодасига (2.1 ва 2.2 – ифодалар) қўйиб, фокус масофа F ни ҳисоблаб топилади. Ўлчаш натижалари 1 – жадвалга киритилади. Ўлчашлар d , d_1 ва d_2 ларнинг камида беш марта ўзгартириб такрорланади.

1 – жадвал

№	d	d_1	d_2	a	b	F	$F_{\text{ўрт}}$
1.							
2.							
3.							
4.							
5.							

Иккинчи усул. Бу усулда фокус масофаси аниқланаётган сочувчи линза билан биргаликда фокус масофаси аниқ бўлган йиғувчи линза олинади. Агарда йиғувчи линзанинг фокус масофаси номаълум бўлса, у 1 – лаборатория ишидаги 1 – ёки 2 – усуллар ёрдамида аниқланади. Бунинг учун ўлчашлар камида беш марта такрорланади ва йиғувчи линзанинг фокус масофасини ўртача қиймати аниқланади. Сочувчи линзанинг фокус масофасини иккинчи усулда аниқлаш учун, унга мумкин қадар яқин йиғувчи линза қўйилиб бир мураккаб система ҳосил қилинади (2.3 – шакл).



2.3 – шакл

Система ёрдамида АВ—тирқиш тасвирини (А''В'') экранда ҳосил қилиб, сочувчи линза фокус масофасини аниқлашга киришилади. Мураккаб системанинг фокал текислигида (А''В'') тирқишнинг (АВ) тасвири ҳосил бўлади. Йиғувчи линза (АВ) тирқишнинг ўзининг фокал текислигида (А'В') тасвирини ҳосил қилади (штрих билан чизилган). Йиғувчи линза ҳосил қилган тасвир А'В', сочувчи линза учун манбаи вазифасини бажаради. Бу манба сочувчи линзанинг ўнг томонида жойлашгани учун b' нинг ишораси манфий бўлади. Натижада b' = -F (F—йиғувчи линза фокус масофаси). Энди А'В' буюмнинг тасвири (А''В'') вазиятда ҳосил бўлади. Натижада (1.9)—ифодадан фойдаланиш учун фақат a—нинг сон қиймати ўрнига йиғувчи линза фокус масофасининг ўртача қийматини манфий ишорада қўйиш керак. У ҳолда сочувчи линза фокус масофасини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\frac{1}{F_c} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{F_h} + \frac{1}{b} \quad (2.3)$$

Аниқроқ ўлчаш учун ҳар гал аввало йиғувчи линза билан тирқишнинг аниқ тасвирини ҳосил қиламиз ва унинг учун b'₁ ни ўлчаймиз. b'—ўлчаб бўлингандан сўнг сочувчи линзани йиғувчи линзага ёпиштириб қўйиб, унинг учун b₁ ни топамиз. У вақтда сочувчи линза фокус масофасини аниқловчи ифода қуйидагича ёзилади.

$$\frac{1}{F_c} = -\frac{1}{b'} + \frac{1}{b} \quad (2.4)$$

b'—йиғувчи линзадан экрангача бўлган масофа, b—мураккаб системадан экрангача бўлган масофа. Таҷрибани 5—6 марта такрорлаш керак. Олинган натижаларни 2—жадвалга ёзиш мақсадга мувофиқ.

2—жадвал

К	b' (см)	b (см)	F _c (см)
1.	b'₁	b₁	F₁
2.	b'₂	b₂	F₂
3.	b'₃	b₃	F₃

Фокус масофасини аниқлашда ҳамма усуллар учун лабараторияда тайёр ЭХМда ҳисоблашнинг дастурлари бор.

Адабиётлар.

[1] — 12 боб — 286 — 291 — бетлар; [2] — 179 — 183 — бетлар; [3] — боб — 47 — 53 — бетлар; [7] — 389 — 392 — бетлар; [8] — 381 — 389 бетлар; [10] — 8 — 9 бетлар.

3-иш.

Чўғланма электр лампасининг ёруғлик кучини ва солиштирма қувватини фотометрик усулда аниқлаш.

Бизга маълумки, ёруғлик ўзи билан энергия олиб юрадиган материядир. Ёруғлик бирор жисмга (кўзга, фотозлементга, фотопластинкага) тушганда у жисмни ташкил қилган атомлар билан ўзаро таъсир қилишади ва тушган ёруғлик энергияси ўзаро таъсир натижасида бошқа хил энергияларга айланади: (механик, иссиқлик, химик, электр ва бошқа энергиялар).

Жисм температурасини ошира бошласак, у жисмнинг ўзи ёруғлик манбаи бўлади. Ёруғлик манбалари асосан икки хилда бўлади.

1. Табиий ёруғлик манбаи — қуёшдир. Қуёш ёруғлигининг таркиби мураккабдир ва у спектрларга ажралади. Ҳар бир спектрга тегишли тўлқин узунликлари (интервали) бор.

2. Кишилар томонидан ҳосил қилинган ёруғлик манбаининг энг кўп тарқалгани чўғланма электр лампаларидир. Бу чўғланма электр лампачалари ҳам тузилиши жиҳатдан турли — туман бўлиб, буларда ҳам ўзига хос спектрлар бор.

Ёруғликларни сеза оладиган қабул қилгичлар (кўз, фотозлементлар, фотопластинкалар ва бошқалар)нинг турли спектрларга сезгирликлари турличадир. Масалан: кўзнинг қуёш нури спектрининг ўрта қисмига, яъни $\lambda=555$ нм га бўлган сезгирлиги энг каттадир.

Оптиканинг ёруғлик энергиясини ўлчайдиган бўлими фотометрия бўлими дейилади. Фотометрик ўлчашларда кўпинча нурланишни маълум қисми, яъни ёруғлик қисми ($\lambda=400$ нмдан — 750 нмгача) ишлатилади ва оптиканинг тараққиётида ёруғликнинг бу қисми учун қабул қилгич сифатида кўз ишлатилади. Ёруғликнинг кўз кўрадиган қисмини бундан кейин ёруғлик нурланиши деймиз ва буни характерлаш учун ёруғлик оқимининг нурланиши ёки қисқача ёруғлик оқими тушунчасини киритамиз. Ёруғлик манбаини характерловчи асосий фотометрик катталиклар ёруғлик оқими (Φ), ёритилганлик (E), ёруғлик кучи (I) ва бошқалардир.

Бу ерда келтирилган катталикларнинг ҳаммаси ёруғлик оқими ёрдамида тушунтирилади.

Ёруғлик манбаи – ёруғлик сочиб турган жисм – одатда, маълум сиртта яъни ўлчамга эга. Масалан: электр чўғланма лампа манбаини нуқтавий манба деб олса бўлади. Бунинг учун ёруғлик манбаини ўлчамлари шу қадар кичик бўлсинки, ундан бирор масофада тарқалаётган тўлқин сиртини сферик сирт деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Бундай ёруғлик манбаи одатда нуқтавий манба дейилади. Нуқтавий манбалар ҳамма томонларга бир хилда (текис) ёруғлик нурини сочади. Қуёш нурини ҳам нуқтавий манбадан келади деймиз. Сабаби Қуёш размери Қуёш – Ер орасидаги масофадан жуда ҳам кичикдир. Энди юқорида айтилган фотметрик катталикларни таърифлаймиз.

1. Ёруғлик оқими (Φ) – бирлик вақтда ёруғлик манбаининг нуруланиши бўлиб, у энергия миқдорида ўлчанадиган катталиклардир.

$$\Phi = \frac{\gamma}{t}$$

γ – ёруғлик энергия миқдори.

Ёруғлик оқимининг СИ системасидаги бирлиги люмен (лм), энергетик бирлиги – Ватт. Агар ёруғлик манбаи нуқтавий бўлса, у ҳолда ҳамма томонга ёруғлик текис сочилади ва натижада нуқтавий манбаининг ёруғлик оқими исталган йўналиш учун доимийдир.

2. Фазовий бурчак бирлигига тўғри келган ёруғлик оқими катталиги ёруғлик кучи дейилади.

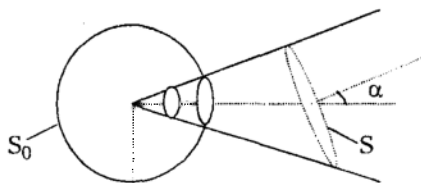
$$I = \frac{\Phi}{\omega}$$

Ёруғлик кучининг СИ системаисдаги бирлиги кандела (кд)

$$1\text{кд}=1\text{лм/срад}$$

(1 кандела қарийиб 1 шамга тенг)

Фазовий бурчак қуйидагича аниқланади. Нуқтавий ёруғлик манбаини радиус R га тенг бўлган сферик сирт билан ўраймиз (3.1 – шакл).



3.1 – шакл.

Кейин маркази нуқтавий манбада бўлган конусни чизамиз ва бу конус сирт билан ўралган сфера қисми фазовий бурчак (телесный угол) ω — дейилади. Бу қуйидагича ифодаланади.

$$\omega = \frac{S_0}{R^2} = \frac{1_M^2}{1_M^2} = \text{стр}$$

(стр — стерadian)

1 стерadian шундай фазовий бурчакки, у сферада сфера радиусининг квадратига тенг юзани кесади.

Тўлқин сирти R радиусли сферанинг тўлиқ сиртига тўғри келсин. Сферанинг сирти $S=4\pi R^2$ бўлса, тўлиқ фазовий бурчак (Ω)

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi$$

га тенг. Юзанинг ёритилганлиги (E) деб бир бирлик сиртта тушган ёруғлик оқими билан ўлчанади.

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{\gamma}{S \cdot t} \quad (3.1)$$

Тажрибалар шуни кўрсатадики, бирор сиртнинг ёритилганлиги ёруғлик кучига ва ёруғлик манбаи билан ёритилаётган сирт орасидаги масофага боғлиқ

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{I \cdot \omega}{S} = \frac{I}{S} \cdot \frac{S_0}{R_s^2} = \frac{I}{S} \cdot \frac{S \cos \alpha}{R_s^2} = \frac{I}{R^2} \cos \alpha \quad (3.2)$$

3.1 — шаклдан кўринадики $\angle \alpha$, S_0 ва S сиртлар орасидаги бурчак, бошқача қилиб айтганда шу сиртларга (юзаларга) ўтказилган перпендикулярлар орасидаги бурчакдир. Бу эса тушиш бурчагидир. Шундай қилиб, ёритилганлик ёруғлик кучига тўғри ва оралиқ масофа квадратига тескари пропорционалдор.

Агарда юзага ёруғлик тик тушса, ($\alpha=0$) у ҳолда ёритилганлик

$$E = \frac{I}{R^2} \quad (3.3)$$

бўлади. Ёритилганликнинг СИ системасидаги бирлиги люкс $1\text{лк}=1\text{лм}/1\text{м}^2$ энергетик бирлиги ватт/м².

Экспериментни бажариш тартиби

Ишни бажаришдан мақсад, фотометриянинг объектив усулларида бирини ўзлаштиришдир. Иш асосан икки қисмдан иборат:

1. Чўғланма электр лампасининг ёруғлик кучини фотометрик усулда аниқлаш.

2. Чўғланма электр лампасининг солиштирма қувватини аниқлаш.

Агар ёруғлик кучлари I_1 ва I_2 бўлган иккита ёруғлик манбалари берилган бўлиб, текшириладиган юзада бир хил ёритилганлик ($E_1 = E_2$) ҳосил қилса ва майдонча билан манбалар орасидаги масофалар R_1 ва R_2 бўлса, ёритилганликнинг тенглигидан (3.3) – ифодага асосан

$$I = I_1 \frac{R_2^2}{R_1^2} \quad (3.4)$$

бўлади. Демак, биринчи манбанинг ёруғлик кучини билган ҳолда (уни эталон ҳисоблаб) иккинчи манбанинг ёруғлик кучини топа олар эканмиз. Охириги (3.4) – формула ёруғлик манбаларидан текшириладиган сирт юзасига бир хил бурчаклар билан ёки нормал тушса ўринли бўлади. Бундай усулда манбанинг ёруғлик кучини аниқлашни фотометрик усул дейилади.

Ушбу лаборатория ишида ёритилганлиги бир хил қилиб олинадиган юзача ўрнига фотоэлементдан фойдаланилган. Бу тажрибада турли ёруғлик манбаларидан келаётган ёруғлик оқимларини таққослаш фотоэлемент юзасини ёритилганлигини бир хил қилиб ($E_1 = E_2$) олиш билан эришилади. Бу фотоэлементга уланган гальванометр стрелкасининг кўрсаткичи бир хиллиги билан аниқланади.

Қурилманинг тавсифи

Цилиндрик труба столга ўрнатилган. Трубанинг бир учига фотоэлемент маҳкамланган бўлиб, иккинчи учига чўғланма лампача патрони ўрнатилган ва патронни труба бўйлаб, фотоэлемент томонга миллиметрларга бўлинган шкала бўйлаб ҳаракатлантириш мумкин. Шундай қилиб, лампачани фотоэлементга нисбатан турли – турли масофаларга жойлаштирилади.

Электр чўланма лампочкага (электр схемага қаранг) бериладиган кучланишни ўзгартириш мумкин ва лампочкадаги токни амперметр ва ундаги кучланишни вольтметр ёрдамида ўлчанади.

Тажриба вақтида эталон лампага ва ёруғлик кучи аниқланадиган лампачаларнинг чўланма иллари мумкин қадар бир хил вазиятда ўрнатишлишлари керак. Ундан ташқари иш давомида лампачаларга берилган кучланишларни доимий сақлаб туриш керак.

Ўлчаш ва ҳисоблашлар

1-машқ.

Бу машқ уч усулда бажарилиши мумкин.

1 – усул.

1. Электр схемаси тузилган. У билан танишиб олиш керак.
2. Эталон чўланма лампани цилиндрик трубачага ўрнатилади ва чўланма лампача электр ток занжирига уланади. Эталон лампача учун $V=6\text{В}$, $I=21\text{шам}$.
3. Фотоэлементни эталон чўланма лампача билан ёритилганда ток борлигини ва уни тўла қоронғилаштирганда ток йўқлигини текширилади.
4. Чўланма лампочкани фотоэлемент томон ҳар 5 см силжитиб, $R_1, R_2, \dots, R_n$ масофалар учун гальванометр кўрсатишлари мос равишда $n_1, n_2, \dots, n_n$ лар ёзиб олинади (R_i — лар лампочкалардан фотоэлементгача бўлган масофа).
5. Сўнггра ҳудди ўша гальванометрнинг кўрсаткичлари учун, яъни $n_1, n_2, \dots, n_n$ лар учун ёруғлик кучи номаълум бўлган, яъни текшириладиган лампочканинг фотоэлементгача бўлган масофалари $R'_1, R'_2, \dots, R'_n$ ларни ёзиб оламиз, шу ҳолдагина текширалаётган электр лампочканинг ёруғлик кучини қуйидаги

$$I_x = I \cdot \frac{R_x^2}{R^2} \quad (3.5)$$

формулага асосан топамиз.

Ҳамма ўлчашлар қуйидаги жадвалга ёзилади, бу ерда $V=6\text{В}$
 $I_0=21\text{шам}$

NN	n	R_0 (см)	R_x (см)	I_x (см)	I (шам)	ΔI (шам)	E (%)
1.							
2.							
3.							

2 – усул.

Бу усулда 1 – усулдаги 1,2,3,4 пунктлари аввалгидек бажарилади.

5. Текширилаётган лампачани фотэлемент томон ҳар 5 смга силжитиб (худди эталон лампадагидек) гальванометр кўрсаткичини ёзиб оламиз (эталон лампачада кўрсатилган гальванометрнинг шкалаларига мос келиш шарт эмас).

6. Бу ҳолда биз n билан R орасидаги боғланиш графикасини чизамиз, графикадан n ни кўрсаткичлари учун қуйидаги

$$I_x = I \cdot \frac{R_x^2}{R^2}$$

формула ўринли бўлади. Агар график тўғри чизик бўлсагина манба нуқтавий бўлади.

3 – усул.

1. Эталон лампача учун турли (R_1 ларда) масофалардаги гальванометр кўрсатиши ёзиб олинади.

2. Номаълум лампа учун ҳам эталон лампачадаги гальванометр кўрсатишлари тўғри келган масофалар (R_1^2 лар) топилади.

1 ва 2 ҳоллар учун E_1 эталон E_2 номаълум фототоклар тенглигидан

$$I_x = I_{\text{эм}} \frac{R_2^2}{R_1^2} \quad (3.5')$$

лар топилади.

Гальванометр фототокни кўрсатади, бошқача айтганда, гальванометрнинг кўрсатиши фототокка, у ҳам фотоэлементнинг ёритилганлигига пропорционалдир.

1). Шунинг учун ҳам эталон ва номаълум лампачалар учун градуировкаланган эгри чизиклар $I_{\Phi}(R)$ ёки $n_i = f(R^2)$ чизилади.

2). Формула (3.5') дан I_x ни топиб, сўнгра лампачалар учун (3.3) га асосан ёритилганликлари топилади ва фотоэлементнинг ёруғлик характеристикаси $I_{\Phi}(R)$ ёки $E(R)$ чизилади.

3). Лампачалар учун 2 та график чизилади.

4). Графиклардан бир хил фототоклар учун R_1^2 ва R_2^2 лар топилади ва бундан лампачанинг ёруғлик кучи (3.5') га асосан ҳисобланади.

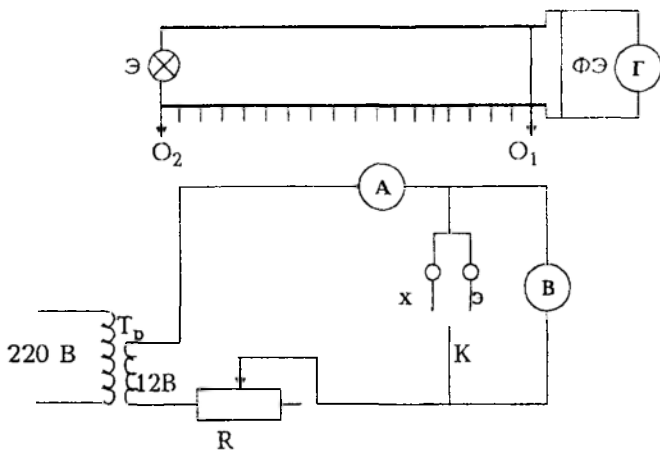
$$I_x = I_{\text{эм}} \frac{R_2^2}{R_1^2}$$

(фақат тўғри чизиқ қисмидангина ҳисобланади).

$$E_1 = \frac{I_1 \eta}{R_1^2} \quad (I - \text{эгри чизиқдан})$$

$$E_2 = \frac{I_2}{R_2^2} \quad (II - \text{эгри чизиқдан})$$

лекин, $E_1 = E_2$ ($I_{\text{эТ}} = \text{const}$)



3.2-шакл

5). I лар яна 2-графикдан бошқа $I_{\text{ф}}$ лар учун топилиб, (3.5') формулага асосан (I_x) топилади ва бу I_x лар учун ўртача қиймати ҳисобланади.

$$I_x = \frac{I'_x + I''_x + \dots + I''_x}{n}; I_x = I_x \pm \Delta I_x$$

Ҳисоблашнинг иккинчи методи.

$$I_x = I_{\text{эм}} \frac{R_1^2}{R_2^2}$$

$$y = ax^2 + b$$

$$y=I_x ; \quad a=I_3 ; \quad x^2=(R_x/R_3)^2$$

2-машқ. Чўғланма лампанинг солиштирма қувватини аниқлаш.

Электр лампанинг солиштирма қуввати деб, бирлик ёруғлик кучини ҳосил қилиш учун сарф бўлган электр қувватини миқдорига айтади.

$$\eta = \frac{W'}{I} ; \quad [\eta] = \frac{Вт}{шам}$$

W — лампанинг толасини қиздирадиган электр токининг қуввати.
 η — солиштирма қувватнинг миқдори, толанинг температурасига ва лампанинг қизишининг ўзгариши билан боғлиқ.

Ўлчашлар ва ҳисоблашлар

1. Оптик тағлиққа текшириладиган сирпанғичли чўғланма лампа шундай R масофага қўйилдики, гальванометрнинг нуъласи ҳудди 1-машқдаги эталон чўғланма лампа қўйилгандаги биронта R_0 бўлимга силжисин.

2. Вольтметр ва амперметрнинг кўрсаткичларидан чўғланма лампа олаётган электр (W) қуввати ҳисобланади. 6—7 марта V — кучланиш ўзгартириб ўлчаш бажарилади.

3. Ҳар бир ўлчаш учун лампада сарфланаётган қувват ва ёруғлик кучи аниқланади, ҳамда солиштирма қувват $\eta=W/I$ ҳисобланади.

4. Солиштирма қувват ва W орасидаги боғланиш графиги чизилади.

3.2 — шаклдаги баъзи бир белгилашлар:

1. Оптик труба O_1, O_2 .
2. Э — лампа 21 шам. (эталон лампа)
3. Х — лампа. (номаълум лампа)
4. T_p — пасайтиручи трансформатор.
5. В — вольтметр, занжирнинг кучланишини ўлчаш учун.
6. А — амперметр, занжирдан ўтаётган ток кучини аниқлаш учун.
7. ФЭ — фотоэлемент.
8. Г — гальванометр.
9. R — реостат.

Адабиётлар.

[1] — 3 боб — 37 — 55 — бетлар, [2] — 10 — 20 — бетлар; [10] — 10 — 16 бетлар.

4-иш.

Шиша призманинг синдириш кўрсаткичини аниқлаш.

Ишнинг мақсади: 1. Бир жинсли шаффоф шиша призманинг синдириш кўрсаткичи n , унинг синдириш бурчаги, нур дастасининг оғиш бурчаги ва тушаётган тўлқин узунликлари орасидаги боғланишни ўрганиш; 2. Призманинг синдириш кўрсаткичини ўлчаш натижалари асосида унинг дисперсиясини аниқлаш йўллари билан танишиш.

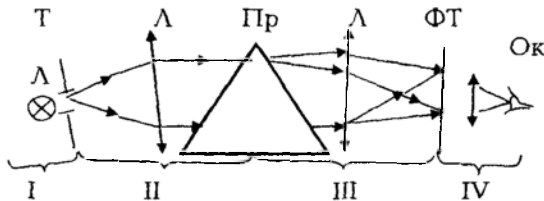
Керакли асбоблар: Симоб лампаси (чизиқли спектрлари) дисперсия ҳодисасини ўрганиш учун етарли, гониометр – спектроскоп ГС-5, бир жинсли шаффоф шишадан қилинган призма.

Синдириш кўрсаткичи n ни дисперсияси деганда, унинг тўлқин узунликларига боғлиқлигини $n=f(\lambda)$ тушунамиз. Тўлқин узунлигининг камайиши билан синдириш кўрсаткичининг ошишига, яъни $dn/d\lambda < 0$ нормал (оддий) дисперсия, тўлқин узунлигининг камайиши билан синдириш кўрсаткичи ҳам камайишига $dn/d\lambda > 0$ аномал (оддий бўлмаган) дисперсия дейилади.

Призманинг синдириш кўрсаткичи ва энг кичик оғиш бурчаги.

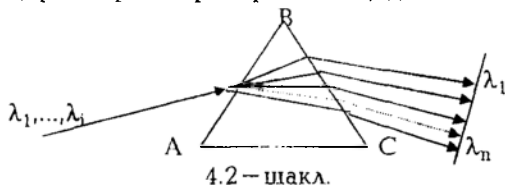
Кўпчилик оптик асбобларда призма асосий вазифани бажаради. Призманинг синдириш кўрсаткичининг дисперсиясини текширишда гониометр – спектрометрдан фойдаланамиз. Унинг оптик чизмаси 4.1 – шаклда келтирилган.

Бу шаклда: I – қисм Т – тиқишни ёритиш ускунаси, II – қисм коллиматор; бу Пр призма қиррасини параллел нурлар билан ёритиш мосламаси, III – қисм камера, Пр призмада дисперсияланган (бир – бирларидан ажралган) нурларни фокал текисликда (ФТ) тўплайдиган мослама; IV – қисм фокал текисликдаги спектрларни кўз билан кўришга мослашган.



4.1 – шакл.

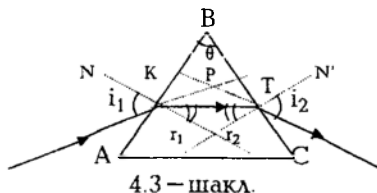
Худди шундай, оптик шаклга эга бўлган ҳар қандай оптик асбоблар билан бу ишни бажариш мумкин. Бир жинсли шаффоф шишадан қилинган призманинг кўриниши тенг томонли учбурчакдан иборат. Қуйидаги 4.2–шаклда кўрсатилганидек призманинг АВ қиррасини оқ ёруғлик билан ёритилганда ВС қиррасидан ҳар хил ранглар ажралиб чиқади.



λ_1 – қизил ранг ёруғлигининг тўлқин узунлиги, у тушаётган йўналишдан бинафша ранг тўлқин узунлигига нисбатан кичик оғади. Сабаби $\lambda_k > \lambda_6$ ва $n_k < n_6$, яъни катта тўлқин узунлигига кичик синдириш кўрсаткичи ва кичик тўлқин узунлигига катта синдириш кўрсаткичи тўғри келади. Кичик синдириш кўрсаткичига мос келувчи тўлқин узунлиги призмада кичик бурчакка синиб ўтади, синдириш кўрсаткичи каттага мос келувчи тўлқин узунлиги катта бурчакка синади. Бунга асосий сабаб монохроматик ёруғлик тўлқинларининг бир жинсли шиша муҳитда ҳар хил тезликлар билан тарқалишидир.

$$v = \frac{c}{n}; \quad c = \lambda v; \quad v = \frac{\lambda v}{n}; \quad n = \sqrt{\epsilon \mu} \quad (4.1)$$

Энди биз ёруғлик нурининг шиша призмадан синиши ва ўтишини кўрамиз. Маълум бир тўлқин узунлиқдаги нурнинг шиша призмадан ўтишини кўрайлик (4.3–шакл).



AB=BC призманинг қирралари, AC – призманинг асоси, $\angle B = 0$ синдириш бурчаги, 4.3–шаклдан ёруғлик нури ўтувчи қирралари (AB ва BC) орасидаги бурчакка призманинг синдириш бурчаги

дейилади. Призманинг АВ қиррасига λ_1 ёруғлик нури i бурчак билан тушганда у призмадан ўтиш жараёнида АС асоси томон синади. Натижада λ ёруғлик нури призманинг ВС қиррасидан i_2 бурчак билан чиқади.

Тушиш бурчаги i_1 ва чиқиш бурчаги i_2 орасидаги α бурчакка призманинг оғдириш бурчаги дейилади. Призманинг синдириш кўрсаткичи n бўлсин, унинг оғдириш бурчаги α ни топайлик. Тўлқин узунлиги λ_1 бўлган нур призманинг АВ қиррасида сингандан сўнг N_1 нормалга нисбатан r_1 бурчак билан тарқалади. Синиш қонунига асосан $\frac{\sin i}{\sin r} = n$. Призманинг ВС қиррасига ёруғлик нури N_2 нормалга нисбатан r_2 бурчак билан тушади. r_1, r_2 — бурчаклар призманинг θ синдириш бурчаги билан аниқланади.

Унинг учун АКВТ учбурчакгидан фойдаланамиз. Бизга маълумки учбурчакнинг бурчаклари $K+B+T=\pi$, лекин $K=\pi/2-r_1$ ва $T=\pi/2-r_2$, $B=\theta$ тенгликларни эътиборга олсак қуйидаги

$$\theta + \pi/2 - r_1 + \pi/2 - r_2 = \pi \quad (4.2)$$

тенглама ҳосил бўлади. $\pi + \theta - (r_1 + r_2) = \pi$
Натижада қуйидаги

$$\theta = r_1 + r_2 \quad (4.3)$$

ифодага келамиз. Агарда r_2 тўла ички қайтиш бурчагидан $i_{\text{чег}}$ чегара бурчак кичик бўлса ($n \sin i_{\text{чег}} = 1$) призманинг В қиррасидан ўтувчи нур N_2 нормалга нисбатан i_2 бурчакка синади. У ВС қиррасига тушиш бурчаги r_2 билан қуйидагича боғланишда бўлади.

$$n \sin r_2 = \sin i_2 \quad (4.4)$$

Оғиш бурчаги α ни учбурчак КРТ ёрдамида аниқлаймиз. Чизмада α бурчак КРТ учбурчакнинг ташқи бурчаги бўлганлиги туфайли қуйидаги тенгликни ёзамиз.

$$\alpha = (i_1 - r_1) + (i_2 - r_2) = (i_1 + i_2) - (r_1 + r_2) \quad (4.5)$$

(4.3) ифодадан фойдаланиб қуйидаги

$$\alpha = i_1 + i_2 - \theta \quad (4.6)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бизга маълумки, берилган призма учун синдириш бурчаги θ ўзгармас. Шу сабабдан, призманинг оғдириш бурчаги α тушиш бурчаги i_1 ва ўтиш бурчаги i_2 ларнинг функциясидир. Бу функциянинг энг кичик қийматини топиш керак, яъни

$$\frac{\partial \alpha}{\partial i_1} = 0 = i_2 - \theta \quad (4.7) \text{ ва}$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial i_2} = 0 = i_1 - \theta \quad (4.8)$$

Натижада $i_1 - \theta = i_2 - \theta$ ёки $i_1 = i_2 = i$ (4.9).

(4.9) ни ҳисобга олиб, (4.6) дан қуйидагиларни келтириб чиқарамиз:

$$\alpha = \alpha_{\min} = 2i - \theta \text{ бундан}$$

$$i = \frac{\theta + \alpha_{\min}}{2} \quad (4.10).$$

ва шуниндек, $\theta = r_1 + r_2 = 2r$ дан

$$r = \frac{\theta}{2} \quad (4.11)$$

ни оламиз.

Призмада монохроматик нурнинг энг кичик бурчакка оғиши ва унинг дисперсияси.

(4.10) ва (4.11) ифодаларни ҳисобга олиб, призманинг оғдириш бурчаги асосида қуйидаги ифодани ёзамиз.

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin \frac{\theta + \alpha_{\min}}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} = n \quad (4.12)$$

(4.12) – ифодадан шу нарса маълумки, призманинг синдириш кўрсаткичи n асосан иккита бурчакларнинг синуслари нисбатига

боғлиқ экан. Шу нарсани ёдда тутиш керакки, ҳар бир монохроматик нури тўлқин узунлиги учун ўзининг $\alpha_{\min}$ бор 4.2 – шаклга қарасак, призманинг АВ қиррасига табиий ёруғлик (қуёш нури) туширсак, унинг ВС қиррасидан 7 хил рангли тўлқинларни (спектрларни) кўрамиз.

Лаборатория ишида симоб (Hg) лампасидан фойдаланганлигимиз туфайли, унинг ҳар бир монохроматик нури учун энг кичик бурчакка оғишини топа олсак, тажрибада ишлатган призманинг дисперсиясини топишимиз мумкин.

Шиша призма дисперсияси ва унинг бурчак дисперсияси ўзаро боғланган. Бу боғланишни топиш учун (4.12) – ифодадан тўлқин узунликлари бўйича ҳосила оламиз.

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = \frac{\cos \frac{\theta + \alpha_{\min}}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} \quad (4.13)$$

(4.12) – ифодадан бурчак дисперсиясини топиш қулай, яъни

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\cos \frac{\theta + \alpha_{\min}}{2}} \frac{\partial n}{\partial \lambda} = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\theta + \alpha_{\min}}{2}}} \frac{\partial n}{\partial \lambda} = \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \quad (4.14)$$

Натижада призманинг бурчак дисперсияси унинг синдириш бурчаги θ га ва призма дисперсиясига боғлиқ экан.

Хулоса.

1. Гониометр ёрдамида симоб лампасининг берилган монохроматик нури учун призма синдириш кўрсаткичини топишда: а) аввало призма синдириш бурчаги θ ни ўлчаш; б) монохроматик нур учун энг кичик оғиш бурчаги $\alpha_{\min}$ ни топиш керак.

2. Тажриба давомида битта призмадан фойдаланганимиз туфайли $\theta = \text{const}$ бўлади. Натижада кузатилган симоб спектрининг ҳар бири учун $\alpha_{\min}$ ларни ўлчаш керак.

Биз шундагина (4.12) ва (4.14) – ифодаларни кенг мулоҳаза қиламиз. Бу иш анча мураккаб бўлганлиги туфайли аввало гониометр созланган бўлиши керак.

Ишни бажариш тартиби.

Ишни бажаришдан олдин юқорида кўрсатилган назария ва мақсад билан танишиб чиқиш керак, ўлчаш жараёнида олинган натижаларни ёзиш учун жадвал тайёрлашимиз керак.

Гониометрларнинг ишлаш асослари (принциплари) 4.1 – шаклда келтирилган спектрал асбобдан деярли фарқ қилмайди.

1. Коллиматор тирқишини Hg лампа нури билан ёритамиз. Кўриш трубкасини чексизликка қўямиз. Коллиматор ва кўриш трубкасининг ўқлари бир чизиқда ётиши керак. Кўриш трубкаси окулярида тик (вертикал) ип ўрнатилган. Демак, коллиматор ва кўриш трубкаси бир чизиққа қўйилганда окулярдан қарасак, коллиматор тирқиши ва вертикал ип аниқ кўринади (устма – уст ўрнатилиши керак).

1 – жадвал

Т.б.	θ	λ_1 α_{min}	λ_2 α_{min}	λ_3 α_{min}	λ_4 α_{min}	λ_5 α_{min}	λ_6 α_{min}	λ_7 α_{min}
1.	θ_1	α_1	α_1	α_1	α_1	α_1	α_1	α_1
2.	θ_2	α_2	α_2	α_2	α_2	α_2	α_2	α_2
3.	.	.	.	.	.	.	.	.
4.	.	.	.	.	.	.	.	.
5.	.	.	.	.	.	.	.	.
ўртача								

2. Шиша призма синдириш бурчагини аниқлаш.

Бошланғич ҳолатда, окулярга қараб кўриш трубкасини айлантириб, вертикал ипни коллиматор тирқиши ўртасига келтирамиз ва бу ҳолат учун θ_0 бурчакни ёзиб оламиз. Бу ҳолат призмага тушган нурнинг (бошланғич – синмаган) йўналишини кўрсатади.

3. Гониометр столи устига текширилиши керак бўлган шиша призmani шундай қўямизки, призманинг синдириш бурчак биссектрисияси тахминан коллиматор ўқиға перпендикуляр бўлсин.

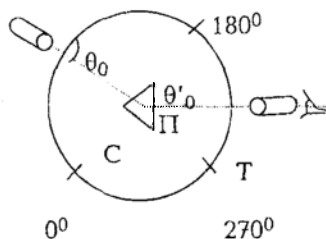
Энди столни айлантириб, танланган бурчагимизга ёпишган иккинчи тамон кўриш трубкасига тўғри келтирилади ва крестлар устма – уст туширилиб, микроскопик труба орқали бурчакни ёзиб оламиз. Призманинг бу вазияти θ'_0 бўлсин. Шундай қилиб призманинг синдириш бурчаги

$$\theta = 180^\circ - (\theta_0 - \theta'_0)$$

га тенг. Бу ҳол 4.4-шаклда кўрсатилган. Агар θ_0 дан θ'_0 га боришда (ўтишда) лимбининг нолинчи бўлимидан ўтилган бўлса, у вақтда

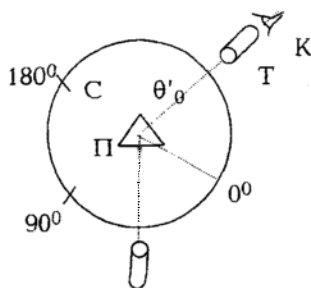
$$\theta = 180^\circ - (\theta_0 + 360 - \theta'_0) = \theta'_0 - (180^\circ + \theta_0)$$

га тенг бўлади. Бу ҳол



4.4-шакл.

4.5-шаклда келтирилган. Шаклдаги белгилар С-гониометр столчаси, П-шиша призма, Т-коллиматор трубаси, К-кўз. Тажриба бир неча марта такрорланиб, олинган натижалар 1-жадвалга ёзилади.



4.5-шакл

4. Шиша призмадан ўтган симоб нурининг ҳамма кўринган спектрлари учун энг кичик оғиш бурчакларини ўлчаш.

Симоб лампаси ёқилиб гониометр тирқиши ёритилади. Симоб нури оптикавий труба ёрдамида шиша призмага тушади. Оптик труба (камера) ва кўриш трубаси тўғри чизиқда (оптик ўқла) ўрнатилган. Шу сабабдан, созланган (фокусировка қилинган) гониометр окляридан қараймиз. Оқ нури (тирқиш тасвирини) окуляр крестининг тик чизиги устига устма-уст

жойлаштирамиз ва винглари қотириб, микроскопик труба орқали бурчак ёзиб олинади. Буни α_0 билан белгилаймиз. Тажрибани ўтказиш жараёнида, шиша призманинг синдириш бурчаги чап томонимизда, асоси эса ўнг томонимизда ётсин. Биз спектрларни асос томонидан кўрамиз. Натижада кўриш трубасини ўнг томонга айлантирсак, окулярда ҳар хил симоб спектрлари кўринади. Айтайлик биринчи окулярда симобнинг қизил спектри кўринди, у вақтда кўриш трубасини маҳкамлаймиз. Призма турган столни тескари томонга айлантирсак, окулярда аввало спектр бирор томонга силжиб, сўнгга орқага қайтади. Шу спектрнинг қайтган вазиятида столни маҳкамлаймиз. Энди кўриш трубасини ҳаракатлантириб окуляр крестининг тик чизигини маъна шу қизил спектр билан устма — уст тушириб трубани ҳам қотириб қўямиз. Кейин микроскопик труба орқали бурчакни α' ёзиб оламиз. Шиша призманинг қизил нури учун оғдириш бурчаги $\alpha_k = \alpha_0 - \alpha'$ ифодадан топилади. Ўлчашни бир неча такрорлаб аниқланган α_k қийматларни 1 — жадвалга ёзамиз. Қолган барча симоб спектрлари учун ҳам энг кичик оғиш бурчакларини шундай қилиб аниқлаймиз.

Агарда α_0 қиймати α'_1 — лардан кичик бўлса, у ҳолда α_i ни топиш учун қуйидаги $\alpha_i = 360^\circ - \alpha'_1 + \alpha_0$ ифодадан фойдаланиш керак.

Олинган натижаларни ҳисоблаш ва таҳлил қилиш.

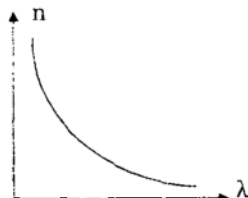
1 — жадвалдан фойдаланиб α_i ва θ бурчакларнинг ўртача қийматларини топамиз. Бу натижалар асосида, призманинг ҳар бир нурга мос келган синдириш кўрсаткичи қуйидаги ифода ёрдамида ҳисобланади

$$n_i = \frac{\sin\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\alpha_i}{2}\right)}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (4.15)$$

[7] адабиётда келтирилган жадвал ёрдамида симоб спектрининг тўлқин узундиглари аниқланади. Сўнг маълум n_i ва λ_i лар асосида $n(\lambda)$ дисперсия графиги чизилади (4.6 — шакл).

Маълумки, синдириш кўрсаткичи ва тўлқин узундиглари орасидаги боғланишни Коши ифодаси ёрдамида аниқлаш мумкин. У қуйидагича ёзилади.

$$n_i = a + \frac{b}{\lambda_i^2} \quad (4.16)$$



4.6 — шакл.

Бу ифодадаги a ва b катталикларини кичик квадрат усули билан топиш мумкин. Натижада (4.16) ифодада ёки n_i ни ёки λ_i ни ҳисоблаб, (4.15) ифода натижалари билан таққослаш мумкин. Ундан ташқари (4.15) ва (4.16) ифодалардан шиша призманинг дисперсияси аниқланади (4.6 — шакл). (4.16) тенглама асосида қуйидаги

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3} \quad (4.17)$$

тенглик ўринлидир. (4.14), (4.15) ва (4.16) ифодалар асосида n ; λ ; $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$ ва $\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda}$ ларни ЭХМ да ҳисоблаш дастурлари лабораторияда мавжуд. $\frac{\partial n}{\partial \lambda} = f\left(\frac{1}{\lambda^3}\right)$ графиги чизилади ва (4.17) ифодадаги « b » коэффициент аниқланади.

Адабиётлар:

[1] — 544 — 554 — бетлар; [3] — 5 — 10 — бетлар; [7] — 425 — 433 — бетлар; [10] — 17 — 27 бетлар

II – БОБ

ЁРУҒЛИК СПЕКТРЛАРИНИ ЎРГАНИШ БЎЙИЧА ЛАБОРАТОРИЯ ИШЛАРИ

5-иш.

Водород спектрини ўрганиш Ридберг доимийсини аниқлаш.

Ишдан мақсад: 1. Водород нур чиқариш спектрларини ўрганиш. 2. Ридберг доимийсини аниқлаш.

Керакли қурилмалар: водород – дейтерида ДВС – 25 типдаги лампа ва СЛП – 2 типдаги спектроскоп.

Қисқача назария. Сийраклаштирилган газларда алоҳида атомларнинг нур чиқаришнинг тажрибада ўрганиш, яъни атомларнинг энергиясини ютиши ва чиқариши жараёнини ўрганиш атом тузилишини ўрганишда жуда муҳим аҳамиятга эга. Бу соҳада энг оддий атом – водород атомини спектрларини ўрганиш ҳозирда замон атом тузилиши ҳақида таълимотини юзага келишида жуда муҳим ўрин тутди. 19 – асрнинг охирида Бальмер (1885 й.) ўтказган тажрибалар, кейинчалик Ридберг ва Ритцлар томонидан ўтказилган изланишлар ёрдамида водород спектрининг ҳамма частоталари учун қуйидаги ифода ўринли эканлиги аниқланади:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = c \cdot R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (5.1)$$

Бу ифодани тўлқин узунлиги учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (5.2)$$

(5.1) ва (5.2) – ифодаларда: c – ёруғлик тезлиги; $n=1,2,3,4,5$ – спектр серияларини билдирувчи сонлар; Бальмер серияси учун $n=2$ бўлади; $m=n+1; n+2, \dots$ – ҳар бир сериядаги қизикли спектрни билдиради. (5.1) ва (5.2) – ифодалардаги R Ридберг доимийси деган ном олган ва водород спектрларининг тўлқин узунликларини ёки частоталарини жуда аниқ ўлчанганлиги сабабли жуда катта аниқликда ҳисоблаб чиқилган.

Маълумки Планк ва Эйнштейнларнинг ёруғлик квантлари, ёруғлик фотонлари ҳиқидаги тушунчалар ва фикрлар асосида

Бор ўз постулатларини яратди. Бунга асосан, ҳар қандай нурланиш энергиялари алоҳида—алоҳида порциялар—квантлар кўринишида атомлардан чиқади ва ютилади. Бу жараён атомнинг бир стационар ҳолатидан иккинчи стационар ҳолатига ўтиши билан содир бўлади ва ажралиб чиққан (ёки ютилган) энергия қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$h\nu = E_m - E_n \quad (5.3)$$

Бу ерда: ν — частота; h — Планк доимийси.

Бор назариясига асосан маълум стационар ҳолатдаги водород атомининг энергияси қуйидагига тенг:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 e^4 m_e}{h^3} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (5.4)$$

бунда нурланиш частотаси қуйидаги ифода билан аниқланади.

$$\nu_{nm} = \frac{2\pi^2 e^4 m_e}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (5.5)$$

бу ерда: e ва m_e — электроннинг заряди ва массаси.

(5.5) ифодадан Бальмер—Ритц формуласи (5.1) билан таққослаб Ридберг доимийсини универсиал катталиклар (e , m , c , h — лар) орқали ёзиш имконияти бўлади:

$$R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{c \cdot h^3} \quad (5.6)$$

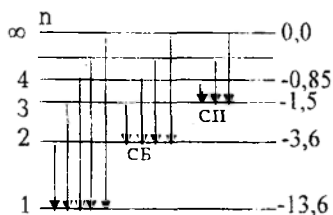
(5.6) — ифодада m , e , c ва h лар СГС бирликлар тизимида олинган. Агар биз R ни ҳалқаро бирликлар тизими (СИ) да ифодаласак (5.6) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$R = \frac{e^4 \cdot m_e}{8h^3 \cdot \epsilon_0^2} \quad (5.7)$$

Ушбу лаборатория ишида водород спектрларининг тўлқин узунликларини тажрибада аниқлаш йўли билан Ридберг доимийсини ҳисоблаш ва олинган натижани (5.6) ёки (5.7) ифодалардан олинган натижалар билан таққосланади.

Биринчи шаклда водород атомининг энергетик сатҳлари кўрсатилган. Ўқлар билан эса бир спектрал чизиққа тегишли

ўтишлар кўрсатилган. Шаклдан кўриниб турибдики, водород спектрини серияларга ажратиш мумкин. Юқорида келтирилгандек, ҳар бир сериядаги спектрал чизиқ учун n -ўзгармас бўлади, лекин m эса $m = n + 1$ дан ∞ бўлган ҳар қандай қийматларни қабул қилади. Бу ишда водород атоми нурланишини кўз билан кўриш соҳасида жойлашган Бальмер сериясини ўрганишдан иборат.



5.1 — шакл.

Бальмер серияси учун $n = 2$ га тенг, m нинг қийматлари биринчи тўртта чизиқ учун 3, 4, 5 ва 6 сонларига тенг бўлади. Бу спектрал чизиқлар $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ билан белгиланади.

Экспериментал қурилманинг тавсифи.

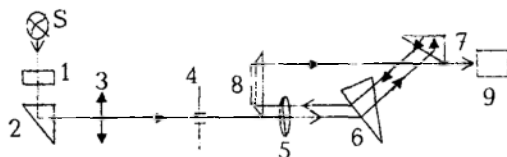
Водород спектрини тажрибада текшириш учун ишлатиладиган экспериментал қурилма водород лампа ва спектраскопдан (5.2 — расм) иборатдир.

Водород — дейтерийли ДВС — 25 лампа шиша балондан иборат бўлиб, унинг ичида иккита электрод, яъни анод ва катод жойлашган. Аноднинг ўртасида думалоқ тешик бўлиб, ундан ёруғлик чиқишга мўлжалланган.

Лампанинг катода ўзгарувчан токли 5 В кучланиш бериш билан қиздирилади. Анод ва катодга ўзгармас 300 В кучланиш берилади. Бу иккала кучланиш махсус электр манбаи ёрдамида олинади. Бу манбани ишлатиш тартиби манбанинг ўзига ёзиб қўйилган. Анод ва қиздиргичининг ток миқдорлари потенциометрлар ёрдамида ўзгартирилади. Ток манбаини 10 минут қиздириш керак. Лампани ёқиб ўчиришнинг ҳамма қоидаларига риоя қилиш керак, акс ҳолда лампа тезда ишдан чиқади.

Ўлчашлар асосан водород спектрининг кўринувчи қисмида, яъни Бальмер сериялари билан олиб борилади. Бу ишда шиша призмали СЛП-2 турдаги спектроскоп ишлатилади.

Спектроскопнинг схемаси 5.2—шаклда келтирилган. Бу спектроскоп тўлқин узунликлари 0,38 дан 10 мкм диапазондаги спектрларни текшириш учун ишлатилади.



5.2 – шакл.

S – ёруғлик манбаидан чиққан нур ҳимоя шиша (1) пластинкадан ўтиб нурнинг йўналишини ўзгартирувчи - (2) призмадан ўтиб, йиғувчи линзага келади ва кенглиги 0,03 мм бўлган (4) тирқишга тушади. Фокус масофаси 322 мм бўлган (5) объективдан чиққан параллел нурлар иккита компонентадан иборат дисперсияловчи элементга тушади. Улардан биринчиси 60° ли ва иккинчиси 30° ли призма (6 ва 7 призмалар). Иккинчи призманинг катта катет томони кўзгусимон қилинган. Параллел нурлар дастаси ҳар иккала призмадан ўтиб, иккинчи призманинг кўзгусимон томонидан қайтиб, яна шу призмалардан тескари йўналишда ўтади. Шундай қилиб дисперсияловчи система учта 60° ли призмаларга эквивалент бўлади. Энди спектрларга ажралган ёруғлик, кўриш трубасини ёки чиқиш колиматорини ролини ўйнаовчи (5) окуляр ёрдамида бажарилади. Дисперсияловчи призмалар 470, 5 нм тўлқин узунлигидаги нур учун энг кичик оғиш бурчагида ўрнатилган.

Асбоб 519,146 нм ва 519,235 нм тўлқин узунлигидаги нурларни ажратиши мумкин. Спектрал чизиқларни (9) окуляр орқали кузатилади. Нурланиш чизиқларини кузатиш (9) окуляр ёрдамида бажарилади. Окулярнинг кўриш майдонида спектрал чизиқларни ўлчаш (қайд) қилиш учун кўрсаткич бор. Окулярнинг чап томонида бўлимларга бўлинган шкалали маховичок бор, у 100 та бўлимга бўлинган.

Унинг бир марта тўла айланиб чиқиши 100 бўлимга тенг бўлади. "Маховичок" айланаётганда, унга мос равишда 35° ли призма ҳам буралади ва бу окуляр кўриш майдонидан спектрал чизиқларнинг бирин-кетин ўтишига олиб келади. Ўлчаш олиб борилаётган вақтда маховикни фақатгина битта томонга бураш керак, акс ҳолда систематик ҳатога йўл қўйиш мумкин.

Спектроскоп паспортидаги даражали жадвалда спектрал чизиқларнинг тўлқин узунликларига мос келувчи "маховичок" шкаласи бўлимларининг қийматлари берилган. Бунда

“Маховичок” катта тўлқин узунлигидан кичик тўлқин узунликлари томонига бураш орқали натижалар олинади. Бундай қоидага бутун иш давомида риоя қилиш керак. Биринчи жадвалдаги маълумотлардан ўлчаш натижаларини қайта ишлашда фойдаланиш мумкин.

Ўлчашлар ва унинг натижаларини қайта ишлаш.

Оддин водород лампасини ёқиб ва ўчириш билан танишиб чиқиш керак. Унинг қойдаси электр манбаи бўлган қутининг деворида ёзилган. Лаборантсиз лампани ёқиш мумкин эмас. Лампани спектроскопнинг каллиметоридаги ҳимоя ойнасига яқин келтириб, ҳамма нурланиш спектрлари яхши кузатиладиган қилиб ўрнатилиши керак.

Спектроскопда кузатиладиган спектрал чизиқларнинг ёрқин ва тиниқлиги, водород лампасининг спектроскопга нисбатан жойлашишига кучли боғлиқ.

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, спектроскоп орқали водород атомига мос келувчи спектрал чизиқлардан ташқари, водород малекуласига мос келувчи спектрал чизиқлар ёки бошқа газлар атомларининг спектрал чизиқлари кўриниши мумкин. Шунинг учун керакли спектрал чизиқларни қидириб топишда тажрибага эга бўлиш керак. Кузатилаётган спектрнинг қизил қисмида жойлашган ёрқин биринчи H_α спектрал чизиқни топилади. Иккинчи H_β спектрал нурланиш чизиги ёрқин “яшил – голубая” рангда бўлиб, спектрда алоҳида ажралиб туради. H_α ва H_β нурланиш спектрал чизиқлари орасида водород малекуласига мос келувчи сариқ ва яшил малекуляр “йўлка” жойлашган. Учинчи H_γ — бинафша — зангори кўринишдаги спектрал чизиқ. Бу чизиқ олдида водород малекуласига мос келувчи кучсиз, нотиниқ зангори рангдаги спектрал “йўлка” жойлашган. Тўртинчи H_δ — бинафша рангли спектрал чизиқ бўлиб, уни ҳар доим кузатиш имкони бўлавермайди. Бальмер тўпламини қидириб, кузатишни бир неча марта такрорлаб, тажриба ортириш керак. Шундан сўнгра ўлчашларга ўтиш мумкин.

Спектрал чизиқларга мос келувчи “маховичок” шкаласидаги белгиларнинг ҳолатини аниқлашда “маховичок” фақат бир йўналишда айлантирилиши керак.

Ўлчаш натижаларини биринчи жадвалга жойлаштиринг.

Жадвал олинган натижалар билан тўлдирилгандан сўнг ўлчаш тугалланади дейиш мумкин ва шу натижалар ёрдамида

белгиланган спектрал чизиқлар тўлқин узунликларининг қийматлари аниқланади.

1 – жадвал. Водород нурланиш чизиқларининг ҳолатини ўлчаш.

NN	Чизиқ ранг.	Маховичок ҳолатлари.			D ўртача
		D ₁	D ₂	D ₃	
1	H _α қизил				D ₀₁
2	H _β кўк-яшил				D ₀₂
3	H _γ бин.занг				D ₀₃
4	H _δ бинаф				D ₀₄

Тўлқин узунликларининг аниқ қийматларини Гартманнинг қуйидаги

$$\lambda_x = \lambda_0 + \frac{c}{d_x - d_0} \quad (5.8)$$

интерполяция формуласи орқали аниқлаш мумкин. Бу ерда λ_0 , c ва d_0 — учта доимийлар бўлиб, улар учта маълум нурланиш чизиқлари орқали топилади.

d_x ва λ_x — маховичок шкаласидан олинган қиймат ва аниқланаётган тўлқин узунлиги. Бу формула ёрдамида призмали спектроскопнинг дисперсия чизигини чизиш мумкин.

λ_0 , c , d_0 — Гартманнинг доимийларини аниқлаш учун, учта маълум $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — тўлқин узунликка эга бўлган нормаллар деб аталувчи чизиқларни d_1, d_2, d_3 ҳолатлари аниқланади. Номеълумлар ҳосил қилинган учта тенгламалар системаси орқали аниқланади:

$$d_0 = \frac{d_3(\lambda_2 - \lambda_1)(d_2 - d_1) - d_1(\lambda_1 - \lambda_2)(d_3 - d_2)}{(\lambda_2 - \lambda_1)(d_2 - d_3) - (\lambda_1 - \lambda_2)(d_3 - d_2)}$$

$$c = \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)(d_1 - d_0)(d_2 - d_0)}{d_2 - d_1} \quad (5.9)$$

$\lambda_0 = \lambda_1 - \frac{c}{d_1 - d_2}$. Бу катталиклар аниқлангандан сўнг (5.8) формуладан номеълум тўлқин узунликлар аниқланади. Бу ишда водород спектрининг чизиқлари топилади.

Нормал сифатида (1) жадвалда келтирилган катталиклар олинади. Бу алгоритм компьютерда ҳисоблаш учун керак.

Энди (5.2) Бальмер формуласини бажарилишини текшириш керак. Бунинг учун квадратлар методини қўллаш орқали амалга ошириш қулай. $\lambda_{\min}$ ва n^2 орасидаги боғланиш чизиқли бўлганидан, қуйидаги алмаштиришлар киритиб, чизиқли боғланишга ҳосил қилиш мумкин:

$$\frac{1}{\lambda_{\min}} = y, \quad 1 - \frac{1}{n^2} = x, \quad \frac{R}{n^3} = b_0, \quad R = -b,$$

у ҳолда (5.8) формула қуйидагича бўлади: $y_i = b_1 x_i + b_0$ ундан сўнг боғланиш коэффициентини, жуфт корреляция коэффициентини, ўртача квадратик ҳатони ҳосил қилиш мумкин.

Ниҳоят, Ридберг доимийсини ва унинг ҳатосини ҳисоблаб, олинган натижани жадвалдаги натижа билан солиштириш керак.

Адабиётлар.

[1] – 38 – бўлим, 721 – 737 – бетлар; [3] – 250 – 253 – бетлар; [7] – 616 – 620 – бетлар; [11] – 3 – 8 – бетлар.

6-иш.

Стилоскопни даражалаш, симоб ва неон спектрларининг тўлқин узунликларини аниқлаш.

Керакли асбоблар: стилоскоп, ёруғлик манбалари (симоб лампаси, неон лампаси, водород лампаси ва бошқалар).

Нур сочиш икки хилда бўлиб, интеграл нур сочишга ва монохроматик нур сочишга бўлинади. Интеграл нур сочишда сочилган (электромагнит тўлқин) ёруғлик тўлқинининг ҳамма соҳаси $\lambda = 0$ дан $\lambda = \infty$ гача, яъни жуда ҳам кенг интервалда бўлади. Монохроматик нур сочиш эса жуда ҳам тор соҳада, яъни λ дан $\lambda + d\lambda$ гача ($d\lambda \rightarrow 0$) бўлади. Монохроматик нур сочишда, одатда маълум тўлқин узунлиги, частотаси бўлиб, улар ўзаро қуйидаги

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

формула ёрдамида ифодаланади.

Исталган муҳитда, агарда муҳитнинг синдириш кўрсаткичи (оптикада муҳит диэлектрикни ташкил этади) $n = \sqrt{\epsilon}$ формула билан ифодаланиб, оптик муҳитда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги

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

ва бу муҳитдаги тўлқин узунлик

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

билан ифодаланади. λ_0 – вакуумдаги тўлқин узунлик. Кўпчилик ёруғлик манбалари (лазерлардан бошқа) нинг нур сочишлари мураккаб бўлиб, улар турла тўлқин узунликларга эга бўлган монохроматик нур сочишлардан ташкил топади ва булар спектрлар дейилади.

Синдириш кўрсаткичи билан тўлқин узунлиги (ёки тўлқин частотаси) орасидаги боғланишга модданинг дисперсияси дейилади. Икки ҳилдаги дисперсия мавжуд бўлиб, биринчисини нормал дисперсия ($dn/d\lambda < 0$ ёки $dv/d\lambda > 0$) ва иккинчиси аномал дисперсия ($dn/d\lambda > 0$ ёки $dv/d\lambda < 0$) дейилади. Шиша призмаларда оқ (мураккаб) ёруғлик ўтганда ($n=f(\lambda)$) дисперсия мавжудлигидан спектрларга ажралади, натижада ўша спектрдаги қисқа тўлқинларнинг синиш бурчаги, узун тўлқинларга нисбатан каттароқ бўлади.

Маълумки, ёруғлик тарқалишида икки ҳилдаги тезликлар мавжуд бўлади.

1. Ёруғликнинг фаза тезлиги (v), бу тезлик монохроматик тўлқинга ҳосил.

2. Ёруғликнинг гўда тезлиги (u), бу тезлик монохроматик бўлмаган, яъни мураккаб тўлқинлар ҳаракатига (гўдага) ҳосил.

Гўда тезлик билан фаза тезликлар орасидаги боғланиш Рэлей формуласи билан қуйидагича ифодаланади.

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (6.1)$$

$$v = \frac{c}{n} \quad \text{дан} \quad n = \frac{c}{v} \quad (6.2)$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{c}{v^2} \frac{dv}{d\lambda} \quad (6.3)$$

(6.1) ва (6.3) формулалардан қуйидаги натижаларни оламыз:

1. Нормал дисперсия $dn/d\lambda < 0$; $dv/d\lambda > 0$; $u < v$.
2. Аномал дисперсия $dn/d\lambda > 0$; $dv/d\lambda < 0$; $u > v$.
3. Дисперсия йўқ $dn/d\lambda = 0$; $dv/d\lambda = 0$; $u = v$.

I. Нормал дисперсия учун дисперсия формуласини эмперик равишда Коши қуйидагича ифодалади:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{D}{\lambda^4} + \dots \quad (6.4)$$

Қўп шиша призмалар учун Коши формуласи

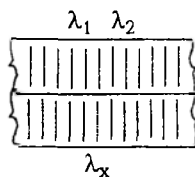
$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (6.5)$$

қўринишида ёзилса етарли бўлиб, А ва В коэффициентлар призма моддасини ифодалайди ва берилган призма учун доимийдир.

II. Мураккаб моддаларнинг кимёвий таркибини, унинг нур сочиш хусусиятига қараб ўрганиш билан оптиканинг спектрал анализ бўлими шуғулланади. Бунинг учун олдиндан бирор эталон модда спектрал чизиқларининг тўлқин узунликларини бир нечтаси (икки ва ундан ортиқ) маълум бўлиш керак.

Ушбу лаборатория ишида спектрал аппарат сифатида стилоскоп ишлатилса, у ҳолда стилоскоп тирқишига текширилувчи манбадан (симоб лампаси, неон лампаси, водород лампаси) ёруғлик юборамиз. Қўриш трубасидан қараб, барабанни айлантириб, қўринган спектрларнинг вазиятларини дафтарга ёзиб оламыз. Берилган ёруғлик манбаси учун қўринган спектрларни миллиметровка қоғозга уларнинг вазиятларига қараб чизамиз.

Масалан:



6.1 — шакл.

Шу спектр чизиқлардан энг камида учтасининг (бунинг учун бир нечта спектрларининг тўлқин узунликлари маълум бўлган манбани олган қулай) тўлқин узунлиги ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) ва уларнинг вазиятлари (d_1, d_2, d_3) маълум бўлса қуйидагича берилган Гартман формуласи ёрдамида

$$\lambda_i = \lambda_0 + \frac{c}{d_i - d_0} \quad j = 1, 2, 3 \quad (6.6)$$

коэффициентлар λ_0, c, d_0 — ларни топиб оламиз. Сўнгра, бу коэффициентларни (6.7) га қўйиб

$$\lambda_i = \lambda_0 + \frac{c}{d_i - d_0} \quad (6.7)$$

формулага фақат стилоскопда олинган барабан кўрсатишларини ($d_i; i=1-k$) бериб, номаълум спектр тўлқин узунликларни, шу жумладан бу стилоскопда ўлчанган бошқа ёруғлик манба спектрларининг тўлқин узунликларини ҳисоблаймиз.

Шиша призмалар ишлатилган спектрал аппаратларда (масалан стилоскоп ишлатилганда) Гартман формуласи ёрдамида призманинг синдириш кўрсаткич билан ёруғлик тўлқин узунлиги орасидаги боғланишни ифодалаш анча яхши натижаларни беради. Гартман формуласи

$$n_i = n_0 + \frac{c}{\lambda_i - \lambda_0} \quad (6.8)$$

λ_i ўрнига (6.7) формулада ҳисобланган қийматлар қўйилиб n_i — лар ҳисобланади.

Коэффициентлар n_0, c, λ_0 — лар берилган призманинг тури учун доимийдир. (6.8) формулага асосан дисперсия графикаси чизилади.

III. Дисперсиянинг элементар классик назариясига биноан, агарда ёруғлик (электромагнит тўлқин) оптик моддага — диэлектрикка тушса унинг атомлари (молекулалари) диполни ҳосил қилади. Дипол моментини ҳосил бўлишини "Электр ва магнетизм" курсининг "Диэлектриклар электр майдонида" мавзусида $D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 E + k_0 4\pi N e r$ эканини кўриб ўтган эдик. Оптик электронларга таъсир этувчи кучлар: эластик кучлар $F_{эл} = -kr$, тормозловчи кучлар $F_{тор} = -h\nu$, ҳамда мажбурий куч $F_{маж} = eE = eE_0$

$\cos(\omega t - kx)$. Бу кучлар таъсирида оптик электрон тезланиш олади. Электроннинг ҳаракат тенгламаси:

$$F = F_{эл} + F_{торм} + F_{маж} \quad (6.9)$$

$$\ddot{r} + \frac{\hbar \dot{r}}{m} + \frac{k r}{m} = \frac{e E_0}{m} \cos(\omega t - kx) \quad (6.10)$$

(6.10) тенглама иккинчи даражали дифференциал тенглама бўлиб, бунинг ечимини қуйидагича

$$r = A \cos(\omega \cdot t - kx + \varphi) \quad (6.11)$$

қўринишда излаймиз. $\ddot{r}$ ва $\dot{r}$ ларни топиб, (6.10) тенгламага қўямиз, сўнгра электронга тормоз қилувчи куч бўлмасин ($\hbar=0$) деб, қуйидагиларни оламиз:

$$E = E \cos(\omega t - kx)$$

$$r = \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cos(\omega t - kx) \quad (\hbar = 0 \text{ бўлгани учун } \varphi = 0)$$

Топилганларни $\epsilon_0 e E + \kappa_0 4\pi N e r$ тенгламага қўйсак ($n = \sqrt{\epsilon}$)

$$n^2 = 1 + \frac{\kappa_0 4\pi N e^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (6.12)$$

(6.12) — дисперсия формуласидир. Бу ерда $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ ва $\omega = 2\pi c/\lambda$ эканини назарга олсак:

$$\frac{1}{n_i^2 - 1} = \frac{\epsilon_0 m 4\pi^2 c^2}{\kappa_0 4\pi N e^2} \frac{1}{\lambda_0^2} + \left(-\frac{\epsilon_0 m 4\pi^2 c^2}{\kappa_0 4\pi N e^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_i} \right)^2 \quad (6.13)$$

(6.13) — формуладаги катталикларни СИ системасида келтирсак:

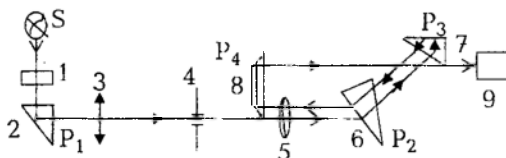
$\kappa_0 = 1/4\pi$; $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ СИ бирлик; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг; $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек; $e = 1,6 \cdot 10^{-16}$ Кл; $[N]$ — мол/м³; $[\lambda]$ — м.
Белгилар киритиб:

$$y_i = a + b x_i \quad (6.14)$$

ни оламиз. (6.14) формулага (6.8) формуладан олинган λ , ва n_i қийматларни қўйиб, энг кичик квадратлар усули билан тенглама коэффициентларини A , B , σ_a , σ_b , ϵ_a , ϵ_b ларни топамиз ва нихоят (6.14) формула графикасини чизамиз.

Стилоскопни тузилиши

Стилоскоп СЛП-2 бу спектрал аппарат бўлиб, берилган мураккаб ёруғликни спектрларга ажратади. Қурилманинг тузилиши қуйидагилардан иборат (6.2—шакл). Ёруғлик нури S манбадан P_1 призмага (2) тушади ва бу призмадан чиққан ёруғлик конденсорга (3) тушади.



6.2-шакл.

Конденсор линзадан иборат бўлиб, диафрагма (4) тешигини текис ёритиб беради. Диафрагма тешиги эса объективнинг (5) фокусида жойлашган. Шунинг учун ҳам объективдан чиққан параллел нурлар дастаси P_2 —призмага (6) тушиб, ундан синиб ўтиб, яна P_3 —призманинг (7) гипотенузасига тушади. P_3 —призманинг (7) катта катети кумушланган лиги туфайли ундан орқага қайтган нур яна P_2 —призмага тушиб ўтади ва ундан кейин яна объективдан ўтиб, P_4 —призмадан (8) (180° га нурни қайтарувчи) қайтиб окулярдан ўтиб, кузатувчи кўзига тушади.

P_2 ва P_3 призмалардан ёруғлик икки марта (у ёққа ва тескарисига) ўтганлиги учун уларни дисперсияловчи (нурларнинг йўлини қўзиш учун ишлатилади) призмалар дейлади.

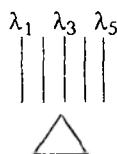
Стилоскопдаги барабан P_2 —призмага боғланган барабани айлантирсак, P_3 —призма ҳам айланиб, окулярдаги учбурчак шаклдаги белги устига керакли спектр чизиғини келтириб, барабандан спектр вазиятини аниқлаш учун ишлатилади.

Ўлчашлар.

1. Мавжуд ёруғлик манбаларини (Hg, Ne, H) ишлатиб, стилоскоп ёрдамида кўринган спектрларнинг вазиятларини стилоскоп барабанидан ёзиб олиб, ҳар бирини қуйидаги жадвалларга киритилади.

Симоб			Неон			Водород		
№	Спектрлар (ранги)	Бараб курс	№	Спектрлар (ранги)	Бараб курс	№	Спектрлар (ранги)	Бараб курс
1	Хира қизи	d_1	1	Хира қизи	d_1	1	Хира қизи	d_1
2	Қизил	d_2	2	Қизил	d_2	2	Қизил	d_2
3	Рав. қизи	d_3	3	Рав. қизи	d_3	3	Рав. қизи	d_3
4		...	4		...	4		...

2. Спектр вазиятларини стилоскоп барабанининг кўрсатишларини миллиметровка қоғозга жадвалларда ёзилганича ўз масштабларида киритилади ва шу киритилган вазиятлар тепасига ҳар бир манба спектрлари қуйидаги схемадагидек чизилади:



6.3 — шакл.

Бундай чизилган шаклдан берилган ёруғлик манбаларида қандай спектрлар (рангларининг тўлқин узунликлари) бир — бирларига яқин келади, яқка қайси тўлқин узунликлар бу ёруғлик манбасида бор (ёки йўқ) эканлигини кўз олдида келтириб тасаввур қила оламиз.

3. Жадвалдаги (исталган ёруғлик манбадан) спектрларнинг энг камида иккита ёки учтасининг тўлқин узунлиги қийматларини (λ_1, λ_2 ва $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) уларнинг рангларида, жадвалдан топиб, ёзиб олишимиз керак.

Ҳисоблашлар (калькулятор ёки ЭҲМ да)

1. усул.

1. Физика қўлланмасидан ТФ — 5 (оғир флинт) шиша призма учун λ_1 ларга тегишли n_1 —ларни ёзиб олиш керак. Сўнгра (6.5) формула ёрдамида энг кичик квадратлар усулига асосан тенглама коэффициентлари $A, B, \sigma_a, \sigma_b, \varepsilon_a, \varepsilon_b$ лар ҳисобланади.

2. Топилган $a=A, b=B$ қийматларни тенгламага қўямиз:

$$y_u = A + \frac{B}{\lambda_1^2} \quad (6.15)$$

(6.15) -- формулада $y_{1i} = n_i$

(6.14) формулага ёруғлик тўлқин узунлигининг кўзга кўринган ($\lambda_i = 4000\text{Å}^0 - 7500\text{Å}^0$) қийматларини бериб, y_{1i} қийматларини ҳисоблаймиз. Сўнгра y_{1i} ва $x_i = 1/\lambda_i^2$ ларнинг боғланиш графикаси чизилади.

3. Яна y_{1i} билан λ_i орасидаги боғланиш (нормал дисперсия) графикаси ҳам чизилади.

4. I усулдаги юқорида айтилганларни ЭХМ ёрдамида ҳисоблаш учун формулалар қуйидагича ифодаланади:

(6.1) формула

$$N(I) = A + B / L(I)^2, \quad I = 1 + k \quad (6.16)$$

$$y_1(I) = A + B * X(I)$$

Бу формулалар ёрдамида ЭХМ да ҳисоблаб A , B , $SIGA$, $SIGB$, $EPSA$, $y_1(I)$, $X(I)$ ларни ҳисоблаш ва булар графикасининг чизилиши L108 дастурда келтирилган [11].

5. Калькулятор ва ЭХМ да ҳисобланган натижалар солиштирилади.

II усул.

1. Жадвалдаги исталган ўлчаш натижаларидан аниқланган (танланган) учта спектр тўлқин узунликлари λ_1 , λ_2 , λ_3 , ва уларга тегишли стилоскоп барабан кўрсатишлари d_1 , d_2 , d_3 қийматларга асосан (6.6) формулага юқоридаги қийматларни қўйиб, учта номаълум учта тенгламалардан $\lambda_0 = L_0$, $d_0 = D_0$, $c_0 = C_0$ лар топилади. Бу қийматларни (6.6) формулага қўйиб

$$\lambda_0 = L_0 + C_0 / (d_i - D_0)$$

жадвалдаги қолган d_i қийматлари бу тенгламага қўйилган λ_1 — лар ҳисобланади.

2. Бу охириги тенглама ёрдамида қолган ёруғлик манбалари учун ҳам d_i ларни формулага қўйиб, λ_1 — лар ҳисобланади ва жадвалга киритилсин.

3. Миллиметровка ($30 \times 30 \text{ см}^2$) қоғозга абцисса ўқига d_i лар, ордината ўқига λ_1 — ларни қўйиб, буларнинг боғланиш графикалари.

4. II усулда айтилганларни ЭХМ да ишлаш учун (6.6) формула қуйидагича ифодаланади:

$$L(I) = L_0 + C / D(I) \quad (I = 1 - k)$$

ЭХМ га L_1 , L_2 , L_3 ва уларга тўғри келган стилоскоп барабан кўрсатишлари D_1 , D_2 , D_3 ларни киритиб, ва яна қолган d_i ларни киритамиз. Натижада машина L_0 , C , D_0 қийматларни ҳисоблайди, ундан ташқари d_i ларга тўғри келган λ_i ларни ва ниҳоят λ_i билан d_i лар орасида боғланиш графикасани чизиш 1.108 дастурида келтирилган.

5. Қолган ёруғлик манбалари учун ҳам d_i ларга тўғри келган λ_i ларни ўша дастур ёрдамида ҳисобланади.

6. Калькулятор ва ЭХМ да олинган ҳисоблаш натижалари солиштирилади.

III усул

1. Қўлланма жадваларидан ТФ – 5 шиша призмаси учун олинган учта λ_1 , λ_2 , λ_3 ва уларга тўғри келган тегишли синдириш кўрсаткичлари n_1 , n_2 , n_3 лар олинган қийматларни (6.8) формулага қўйиб уч номаълумли учта тенгламага эга бўламиз. Бу тенгламаларни ечиб n_0 , C , λ_0 номаълум коэффициентларини топамиз. Бу топилган коэффициент қийматларни (6.8) формулага қўямиз.

$$n_i = N_0 + C_0 / (\lambda_i - \lambda_0) \quad (6.8')$$

Юқоридаги исталган усул билан (I, II – усулларда) ҳисобланган λ_i қийматларни бу формулага (6.8) қўйиб, ҳар бир ёруғлик манбалардаги тўлқин узунликларга мос келган синдтриш кўрсаткичларни ҳисоблаймиз.

2. Миллиметрли (30x30 см²) қоғозга абцисса ўқига λ_i лар $\{(4000 + 7000)A^0\}$, ордината ўқига синдириш кўрсатишлари – n_i лар қўйилиб, n_i билан λ_i боғланиш (нормал дисперсия) графикаси чизилади.

3. III усулда айтилганларни ЭХМ да ишлаш учун (6.7') ва (6.8') формулаларни қуйидагича ифодаланади:

$$L(I) = L_0 + C / (D(I) - D_0) \quad (6.7')$$

$$N(I) = N_0 + C_1 / (L(I) - L_{10}) \quad (6.8')$$

Исталган ўлчаш натижаларидаги жадвалдан ёки юқоридаги ҳисоблашлардан L_1 , L_2 , L_3 ва D_1 , D_2 , D_3 катталикларни ва $D(I)$ ($I=1+k$) ларни ЭХМга киритамиз. ЭХМ L_0 , C , D_0 лар ва $L(I)$ – ларни кейинчалик (6.8') формуладан N_0 , C_1 , L_{10} ларни топади ва

яна (6.8) формула ёрдамида $L(I)$ ларни тўғри келган $N(I)$ ларни ҳисоблайди. Ҳисоблашлар охирида $N(I)$ билан $L(I)$ орасидаги боғланиш графикасини (нормал дисперсия) экранда тасвирлайди. Бу айтилганларни ҳисоблаш ва графикада тасвирлаш L1080 номли дастурда келтирилган.

4. Калькулятор ва ЭХМ да олинган натижалар, графиклар солиштирилади.

IV усул

1. (6.14) – формула

$$y_i = a + bx_i \quad (6.14)$$

$$\text{Бу ерда} \quad y_i = 1/(n_i^2 - 1); \quad x_i = (1/\lambda_i)^2 \quad \} \quad (6.15)$$

$$b = -\frac{\epsilon_0 m 4\pi^2 c^2}{Ne^2} ; \quad a = -b/\lambda_1^2$$

2. Юқоридаги усулларнинг биридан ёки қўлланма жадвалларидан ТФ – 5 призма учун λ_1 ва n , ларни топиб, (6.14) формула ёрдамида энг кичик квадратлар усули билан формула коэффицентлари $a = A$, $b = B$,

σ_a , σ_b , ϵ_a , ϵ_b лар топилади.

3. Миллиметрли (30x30 см²) қоғозга абцисса ўқига x_i ва ордината ўқига y_i лар қўйилиб, боғланиш графикаси чизилади. Графикдан a ва b лар топилади.

4. Иккинчи пунктда топилган A ва B қийматлардан (6.15) формулага асосан, λ_0 ва N (молек/м²) лар ҳисобланади.

5. Топилган A ва B қийматлар $y_{1i} = A + Bx_i$ формулага қўйилиб, x^i га турли қийматларни [$x^i = (1/\lambda_i)^2$] бериб, y_{1i} билан x^i лар ҳам учинчи графикага киритилиб, тажриба ва назария чизиқлари солиштирилади.

6. IV – усулни ЭХМ да ҳисоблаш учун (6.14) формулани қуйидагича ёзамиз.

$$Y(I) = A + B \cdot X(I) \quad (I = 1+k)$$

Иккинчи пунктдаги $L(I)$ ва $N(I)$ қиматларини ЭХМ хотирасига киритиб, A , B , SIGA, SIGB, EPSA, L0, N ларни ва (6.14) формула графикасини ҳисоблаш ва экранга чиқариш L1088 номли дастурда келтирилган. Бу лаборатория ишида формулаларга ва ЭХМ формулаларига кирган физик катталиклар:

K – тажриба сони.

D_1, D_2, D_3 – барабаннинг кўрсатишлари (бўлим).
 L_1, L_2, L_3 – барабан кўрсатишига тўғри келган спектрларнинг тўлқин узунликлари(нм)
 $D(l), L(l)$ – барабан кўрсатишлари ва уларга мос келган тўлқин узунликлар (бўлим, нм).
 L_0, N_0, C, D_0 – формулаларга кирган коэффициентлар.
 N – бирлик ҳажмдаги поляризацияланган молекулалар (молек/м³)

Адабиётлар.

[1] – 56§. 544 – 566 бетлар; [2] – 3§. 268 – 276 бетлар; [7] – 616 – 632 бетлар; [8] – 356 – 365 бетлар; [11] – 8 – 17 – бетлар.

III-БОБ

ЁРУҒЛИК ДИСПЕРСИЯСИ ВА ЮГИЛИШИ.

7-иш.

Аббе рефрактометри ёрдамида суюқликларнинг синдириш кўрсаткичини ва рефракциясини аниқлаш.

Керакли асбоб ва қурилмалар: Аббе рефрактометри, глицериннинг сувдаги бир неча хил концентрацияли эритмалари.

Ишдан мақсад: Глицериннинг сувдаги эритмасини синдириш кўрсаткичини эритманинг концентрациясига боғлиқлигини ўрганиш, ҳамда бу боғланиш тўғри чизиқли эканлигини тажрибада текшириш.

Қисқача назария.

Биз қуйидаги Лоренц – Лорентц ($\Lambda - \Lambda$) формуласини оламиз ва унинг натижалари билан танишиб чиқамиз. Лоренц – Лорентц формуласи ёруғлик дисперсиясини классик электрон назариясининг математик ифодасидир, яъни у $n=f(\lambda)$ ёки $n=f(v)$ функция кўринишини аниқлайди. Бунда n – берилган модданинг синдириш кўрсаткичи, λ – тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги ва v – унинг частотаси. Маълумки, модданинг синдириш кўрсаткичи билан унинг диэлектрик синдирувчанлиги (ϵ) ва магнит синдирувчанликлари (μ) орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (7.1)$$

Кўпчилик диэлектрик моддалар учун $\mu \approx 1$ бўлгани учун:

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (7.2)$$

деб олишимиз мумкин.

Ташқи электромагнит тўлқиннинг электр майдони таъсирида диэлектрикнинг атом ёки молекулаларининг электронлари мувозанат вазиятларидан қандайдир масофаларга силжийди. Бу ҳолда молекулалар ёки атомлар қутбланиб қоладилар ва уларнинг диполь моментлари $\vec{p} = q \vec{r}$ га тенг бўлади.

Бу ерда q — заряд, $[\vec{r}]$ — мусбат ва манфий зарядлар марказлари орасидаги силжиш масофаси. Агар биз ўрганаётган диэлектрикнинг бирлик ҳажмдаги N та қутбланган атом ёки молекула бўлса, у ҳолда бирлик ҳажмдаги диполь моменти, ёки қутбланиш вектори:

$$\vec{P} = N \vec{p} = q \vec{r} \quad (7.3)$$

га тенг бўлади. Бу ерда диэлектрикнинг таркиби бир хил типдаги N та атом ёки молекулалардан ташкил топган деб ва уларда биттадан электрон ташқи майдон тавсирида $\vec{r}$ масофага силжийди деб фараз қилинади. Агар диэлектрик бир неча типдаги атом ёки молекулалардан ташкил топган бўлса қутбланиш вектори қуйидагига

$$\vec{P} = \sum N_i q_i \vec{r}_i \quad (7.4)$$

тенг бўлади.

Агар муҳит изотроп бўлса ва унча катта бўлмаган электр майдонида

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}(s) \quad (7.5)$$

тенглик ўринли бўлади. Бу ерда α — диэлектрикнинг қутбланиш коэффициенти. Электр майдон индукция вектори $\vec{D}$ ва электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ орасидаги қуйидаги боғланишларни ҳисобга оламиз.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (7.6)$$

$$\text{ва} \quad \vec{D} = \vec{E} - 4\pi \vec{P} \quad (7.7)$$

$$\text{ёки} \quad \vec{D} = \vec{E} + 4\pi\alpha \vec{E} \quad (7.8)$$

(7.6) ва (7.8) – ифодалардан

$$\epsilon = 1 + 4\pi\alpha \quad (7.9)$$

га тенглаги келиб чиқади.

(7.7) – формуладан

$$\epsilon = 1 + 4\pi \frac{\left| \vec{P} \right|}{\left| \vec{E} \right|} \quad \text{га тенг бўлади.}$$

$$\text{ёки} \quad \epsilon = 1 + 4\pi \frac{Ner}{\left| \vec{E} \right|} \quad (7.10)$$

(7.10) – ифодани ёзишда биз юқорида қайд қилганимиздек, диэлектрикда фақат бир хил типдаги атомлар бор деб қабул қилдик ва ҳар бир атомда битта электрон ташқи электр майдони таъсирида силжийди деб ҳисобладик. Бундай электронларни оптик электронлар дейилади. (7.2) – ифодани ҳисобга олсак (7.10) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$n^2 = 1 + 4\pi \frac{Ner}{E} \quad (7.11)$$

Агар биз ташқи майдоннинг ўзгариш қонуниятини ва бунда оптик электронларнинг силжишини аниқлаб,, уарни (7.11) формулага қўйсак қўйилган масалани тўлиқ ечган бўламиз. Бизга 6 – лаборатория ишидаги (6.9) – ифодадан маълумки ёруглик дисперсиясининг классик назарияси асосида, электронга таъсир этаётган кучларни ва бу кучлар таъсирида электрон қандайдир ҳаракат қилади. Натижада тебранаётган электрон учун дифференциал тенглама келиб чиқади ва бу тенглама ечиб, топилган γ – нинг ифодасини (7.11) – формулага қўйсак муҳитнинг синдириш кўрсаткичини ташқи электромагнит тўлқиннинг частотасига (тўлқин узунлигига), ҳажм бирлигидаги заррачалар

сонига (N) боғлиқлиги, яъни Лоренц – Лорентц формуласи келиб чиқади.

Электроннинг силжиши масофасини $r=r_0\cos\omega t$ ва ташқи электр майдонни $E=E_0\cos\omega t$ кўринишда оламиз. Бунда r учун иккинчи даражали дифференциал тенгламани ечимдан

$$r_0 = \frac{e E_0}{m_e (\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m_e})}$$

келиб чиқади. Натижада синдириш кўрсаткичи учун қуйидаги ифодага келамиз.

$$n^2 = 1 + \frac{\frac{4\pi e^2}{m_e} N E_0 \cos\omega t}{E_0 \cos\omega t (\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m_e})} = 1 + \frac{\frac{4\pi e^2 N}{m_e}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m_e}} \quad (7.12)$$

Олинган n^2 учун (7.12) формулани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$n^2 - 1 = \frac{\frac{4\pi e^2 N}{m_e}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m_e}}$$

Бу ифодани қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$(n^2 - 1)(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m_e}) = \frac{4\pi e^2 N}{m_e} (n^2 - 1)(\omega_0^2 - \omega^2) = \frac{4\pi N e^2}{3m_e} (1 + \frac{n^2 - 1}{3}) = \frac{4\pi N e^2}{3m_e} (n^2 + 2)$$

ва ниҳоят қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2 N}{3m_e (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (7.13)$$

Натижада биз Лоренц – Лорентц формуласини олдик. Бу ерда ω ни ω_0 га интилитирганда (7.13) ифоданинг ўнг томонини чексизликка интилишини сабаби биз юқорида тебранаётган

электронга қаршилик кучини, яъни синдириш кўрсаткичи n нинг мавҳум қисмини ҳисобга олмаганимиздир.

(7.13) ифодадаги N ҳажм бирлигидаги молекулалар сони бўлиб, у модданинг зичлигига пропорционал бўлади. Берилган модда билан электромагнит тўлқинлар учун (7.13) — формуладаги ϵ, m, ω_0 ва ω лар ўзгармас бўлгани учун

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const} \quad (7.14)$$

бўлади. Бу ўзгармас катталиқ солиштирма рефракция деб аталади. Бундан ташқари атом ва молекуляр рефракциялар деган катталиқлар мавжуд. Бунинг учун солиштирма рефракция R — ни элементнинг атом массасига кўпайтирсак молекуляр рефракциясини оламиз. Бирорта молекуланинг молекуляр рефракцияси

$$R_M = N_1 R_{A1} + N_2 R_{A2} + N_3 R_{A3} + \dots + \quad (7.15)$$

R_M га тенг бўлади. Бу формулада N_i лар молекула таркибига кирган бир типдаги атомлар сони R_{Ai} лар шу атомларнинг атом рефракцияларидир. Маслан, сув (H_2O) учун:

$$R_{H_2O} = 2R_{AH} + R_{AO}$$

Глицерин ($C_3H_8O_3$) учун:

$$R_{C_3H_8O_3} = 3R_{AC} + 8R_{AH} + 3R_{AO}$$

Агар биз N та атомнинг атом рефракциясини билсак, у ҳолда шу N та атомларнинг ихтиёрий m тасидан тузилган молекуланинг молекуляр рефракциясини (7.15) формула ёрдамида ҳисоблаб топишимиз мумкин.

Тажриба натижаларини ҳисобга олган ҳолда, Эйкман солиштирма рефракция учун қуйидаги формулани олди.

$$R = \frac{n^2 - 4}{n + 0,4} \cdot \frac{1}{\rho}$$

Бу формуланинг афзаллиги, R учун тажриба натижалари билан назарий қийматларини бир — бирига яқин келишидир.

Моддаларнинг синдириш кўрсаткичи унинг табиатига боғлиқ. Агарда ташқи муҳитнинг параметрлари (температура, босим ва ҳоказолар) ўзгармас бўлса, турли моддаларнинг синдириш кўрсаткичи $n = \sqrt{\epsilon}$ турлича бўлади. Бу ҳол моддаларни ташкил этган молекулаларнинг ташқи ёруғлик тўлқиннинг электр майдони таъсирида қутбланиш хусусиятига боғлиқ. Классик электрон назарияда модда синдириш кўрсаткичи билан унинг молекулаларини қутбланиши орасидаги боғлиқлик Лоренц – Лорентц формуласи билан аниқланади.

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \frac{N_A}{M} \alpha \quad (7.16)$$

бу ерда ρ – модданинг зичлиги, N_A – Авогадро сони, M – молекуляр оғирлик, α – қутбланувчанлик.

(7.16) – ифоданинг ўнг томонидаги ўзгармас катталиклар бўлгани учун, унинг чап томонидаги қисми ташқи муҳит параметрлари ўзгарганда ҳам ўзгармас бўлиши керак. Шунинг учун унга солиштирма рефракция R – коэффициентни дейилади:

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} \quad (7.17)$$

$R \cdot M$ – кўпайтма молекуляр рефракция номини олган. (7.16) – формула билан аниқланувчи рефракция модда агрегат ҳолати ўзгарганда ҳам доимий қолиб, ташқи муҳитнинг температураси ва босими ўзгарганда кичик миқдорларда ўзгариши мумкин. Бу ўзгаришнинг сабаби (7.16) формулани келтириб чиқазганда электромагнит тўлқин билан моддани ташкил этган молекулалар орасидаги таъсирлашувда молекулаларнинг ўлчами ва қутбланувчанлиги эътиборга олинмаган. Маълумки, булар ташқи муҳитнинг ўзгаришига боғлиқдир. Бу масала ҳозиргача тўла ечилмаган. Шундай бўлса ҳам, (7.16) – формула кўп ҳолларда тўғри натижа беради.

Агар моддалар аралашмаси бўлса унинг учун рефракция формуласи қуйидагича:

$$\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \frac{1}{\rho} = \sum P_i \left(\frac{n_i^2 - 1}{n_i^2 + 2} \right) \frac{1}{\rho} \quad (7.18)$$

Бу ифоданинг чап томонида солиштирма рефракция берилган бўлса, ўнг томонида эса солиштирма рефракция йиғиндисининг R_i "оғирлик қисми" — га кўпайтмаси берилган. Аралашмани ташкил этган қисмлар рефракцияларнинг ("оғирлик қисми"ларига кўпайтмаларининг) йиғиндисига тенг. Бу ҳолдаги аралашма рефракциясининг аддитивлик хусусиятига эга, яъни аралашмани ташкил этувчилар миқдорини эътиборга олиб, йиғилади. Лекин баъзи ҳолларда аддитивлик принципи бажарилмаслиги ҳам мумкин. (7.16) формуладан кўриниб турибдики, молекуляр рефракция молекулалар қутбланишининг ўртача ўлчовини билдиради.

$$R_M = RM = \frac{4\pi}{3} N_A \alpha = 2,54 \cdot 10^{21} \alpha \quad (7.19)$$

Нурланишнинг кўзга кўринадиган диапазонда молекулаларнинг қутбланиши моддадаги электрон булуғларининг мувозанат ҳолатидан четга чиқишига боғлиқ бўлиб, кимёвий бирикмалардаги ҳар бир электронларнинг эффектив силжишларининг йиғиндисига тенг. Бу йиғиндининг маъноси шундан иборатки, у аддитивлик хусусиятини билдиради, лекин бу аддитивлик хусусияти кимёвий бирикманинг қисмларига тегишлидир. Рефракциянинг аддитивлик хусусияти молекулаларнинг таркибини ва хусусиятларини аниқлашда ишлатилади.

Рефрактометрия — бу физик ўлчаш усули бўлиб, кимёвий бирикмаларнинг (айниқса органик) таркибини ва хусусиятларини уларнинг синдириш кўрсаткичини ўлчаш йўлига асосланган. Синдириш кўрсаткичини аниқлашда турли рефрактометрлар ишлатилади. Бу лаборатория ишини бажаришда Аббе рефрактометри қўлланилади.

Аббе рефрактометрнинг таърифи ва ишлаш принципи.

Аббе рефрактометрнинг ишлаш принципи нурларнинг икки муҳит чегарасидан тўла ички қайтиш ҳодисасига асосланган. Нур оптик зичлиги катта бўлган муҳитдан оптик зичлиги кичик бўлган муҳит чегарасига тушаётган бўлсин ($n_1 > n_2$). (7.1 — шакл).



7.1 — шакл. Чегаравий ҳолатда нурнинг синиши. а — тўла қайтиш ҳоли, б — ярим соя ҳоли бўлади.

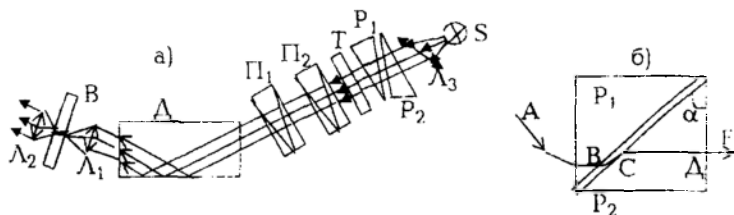
Тушиш ва синиш бурчаклари қуйидагича ифода билан аниқланади:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_1}{n_2}$$

Тушиш бурчагининг қандайдир $i = i_{\text{чег}}$ ҳолда синган нур икки муҳит чегараси бўйлаб тарқалади ва $r = \pi/2$ бўлади. Тушиш бурчагининг $i > i_{\text{чег}}$ қийматларида синган нур бўлмайди ва тушувчи нур икки муҳит чегарасидан тўла қайтади. Агар $i < i_{\text{чег}}$ шарт бажарилса, тўла ички қайтиш ҳодисаси рўй бермайди ва икки муҳит чегарасига тушаётган нурнинг бир қисми иккинчи муҳитга синиб ўтади. Шундай қилиб, икки муҳит чегарасида қайтишни кузатилаётганда ёрқин ва ярим сояли соҳалар кўринади. Ёрқин ва ярим сояли соҳалар чегараси $r=90^\circ$ шартта мос келиб, n_2 ни билган ҳолда $i_{\text{чег}}$ тушиш бурчагини аниқлаб, n_1 нинг қийматини ҳисоблаб топиш мумкин.

Агар нур икки муҳит чегарасига оптик зичлиги кичик бўлган муҳит томонидан тушаётган бўлса, (7.2—шакл) иккинчи муҳитга синиб ўтган нур, тушиш бурчагига боғлиқ равишда икки муҳит чегарасига ўтгазилган нормал билан қиймати 0 дан $i_{\text{чег}}$ гача бўлган бурчакни ҳосил қилиши мумкин. Чегаравий i бурчак тушиш бурчагининг $\pi/2$ қийматига тенг (сирпанувчи нур). Шундай қилиб, синган нурларда ёрқин ва қуюқ сояли кескин чегара ҳосил бўлади. Шу ҳолатнинг рўй беришига қараб, бирор муҳитнинг синдириш кўрсаткичи аниқланиши мумкин. Бу усул тўла ички қайтиш усулидан фарқли равишда сирпаниш усули деб ном олди.

Аббе рефрактометрининг конструкцияси шундай ясалганки, у билан муҳитларнинг синдириш кўрсаткичини иккала усулда аниқлаш мумкин. Аббе рефрактометрининг оптик схемаси, ундаги нурларнинг йўллари 7.2—шаклда келтирилган.



7.2 — шакл. Аббе рефрактометрида нурларнинг йўли.

Аббе рефрактометрнинг асосида синдириш кўрсаткичи катта қиматли ($n=1,7$) P_1 ва P_2 призмалар ётади. Бу призмалар гипатенузали томонлари билан бир-бирига қаратиб жойлаштирилган. Улар оралиғи 0,1 мм атофида бўлиб, бу оралиққа текширилувчи суюқлик жойлаштирилиши мумкин. P_1 призманинг гипатенузали томони хиралаштирилган. Унга манбадан тушаётган нур хира сиртда турли бурчакларда сочилиб, оралиқдаги суюқликка тушади. Оралиқдаги суюқлик ясси параллел шаклга эга бўлгани учун ундан ўтган нурлар ҳам турли бурчакларда тарқалади. Суюқликдаги сирпанувчи ВС нурга (7.2 — шакл), P_2 призмадан F йўналишда тарқалувчи чегаравий CD мос келади. Бу ҳол кузатиш йўналишидаги ёрқин ва сояли соҳаларнинг чегарасига мос келади. Бу ёрқин ва соя соҳалар чегараси чексизликка созланган кўриш трубаси (Λ_1 ва Λ_2 линзалар) ёрдамида кузатилади. Кўриш трубасининг фокал текислигига шкаланинг кўрсаткичини тасвирлари туширилади (ип ва кесишган чизиклар). Кўриш соҳасида бир вақтнинг ўзида шкала тасвирининг бир қисми ва P_2 призмадан чиқиб фокусланган нурларнинг бир қисми кўринади.

P_1 ва P_2 призмалардан иборат системани бураб, чегаравий нурларнинг кўриш найининг ўқиға нисбатан оғиш бурчагини ўзгартириб, шундай ҳолға эришиш мумкинки, бу ҳолда ёрқин ва соя соҳалар чегараси Λ_2 окулярни кўриш соҳасида бўлиб ва кўрсаткич ҳолати билан мос тушсин. Призмали система буралаётганда, у билан боғлиқ бўлган шкала пластинка ҳам ўз ҳолатини ўзгартирада. Шкала сариқ нур ($\lambda = 5890\text{Å}$) учун n синдириш кўрсаткичининг рақамли қийматларида даражаланган (белгиланган).

Ҳақиқатан ҳам i бурчакнинг қиймати (7.2,б — шакл) ўлчанш призмасининг юзасига суртилган модданинг синдириш

кўрсаткичи билан белгиланади. P_2 призмадан чиқишдаги нурнинг D нуқтаси учун

$$N \sin r' = \sin i \quad (7.20)$$

ифодани ёзиш мумкин. Бу ерда $N - P_2$ призманинг синдириш кўрсаткичи. Геометрик нуқтаи назардан

$$\alpha = r + r' \quad (7.21)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ерда α — призманинг синдириш бурчаги. Нурнинг C нуқтадаги синиши яна бир ифодани ёзиш имконини беради:

$$n = N \sin r \quad (7.22)$$

Юқоридаги (7.21), (7.22) ифодалардан қуйидаги муносабатни олишимиз мумкин.

$$n = \sin \alpha \sqrt{N^2 - \sin^2 i} - \cos \alpha \cdot \sin i \quad (7.23)$$

(7.23) — формуланинг таҳлили шуни кўрсатадики, синдириш кўрсаткичини аниқловчи шкала бир текис ўлчамли эмас. Синдириш кўрсаткичининг катта қийматлари соҳасида кенгайиб, унинг кичик қийматлари соҳасида торайган. Шунинг учун n нинг ўлчаш аниқлиги, унинг қийматлари 1,6–1,7 соҳасида $\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$ га, 1,3–1,4 соҳасида $\Delta n = 5 \cdot 10^{-4}$ га тенг.

Агар кўрсатиш монохроматик бўлмаган нурда олиб борилса, синдириш кўрсаткичи тўлқин узунлигига боғлиқ бўлгани учун ёруғ соҳа билан соя соҳа чегараси рангли бўлиб, тиниқлиги бузилади. Бу камчиликни тузатиш учун нурлар йўлига оптик ўқлари мос келувчи икки "Амичи" номли призмалардан иборат компенсатор жойлаштирилади. Бу призмаларнинг ҳар бири синдириш кўрсаткичи турлича бўлган ўрта призмалардан йиғилади. Уларнинг дисперсияси шундай танланганки, тўлқин узунлиги 5890 $\text{\AA}$ бўлган монохроматик нур бу призмалардан ўтишда оғмайди. Бошқа тўлқин узунликлардаги нурларнинг оғиш эффектини йўқотиш ёруғ ва соя соҳалар чегарасининг тиниқлигини ошириш учун "Амичи" номли призмалар оптик ўқ атрофида бир — бирига нисбатан маълум бурчакка оғдирилиши керак. Бунинг учун қурилманинг қобиғига ўрнатилган бураш дастасини бураб, призмаларнинг қарама — қарши томонга

айлантириб, ёруғ ва соя соҳалар чегарасини тиниқлиги оширилади. Натрий нурланишининг D тўлқин узунлигига ёруғ ва соя соҳалар чегараси мос келиб, унинг учун жадвалда синдириш кўрсаткичининг қийматлари берилган. 7.2-шаклда призма D нурларни буради ва шунинг учун қурилманинг ўлчамини кичрайтиради. Шу чизмадаги В белги визир вазифасини (крест ва горизонтал чизиқ) бажарувчи шиша пластинкани билдиради.

Қурилманинг чап томонида очиладиган қопқоқ бор. Қопқоқга кўзгу ўрнатилган ва унинг ёрдамида шкалани ёритиш мумкин. Бунинг учун ёруғлик нурининг интенсивлиги кўзгунини бураш билан ўзгартирилади ва шкаланинг ёрқинлиги оширилиб – камайтирилиши мумкин.

Призмаларнинг сиртини бузиб қўймаслик учун, улар билан эҳтиёт бўлиб, ишлаш керак. Синдириш кўрсаткичини аниқ ўлчанг учун P_1 ва P_2 призмаларнинг ишчи сиртларини ҳар бар тажрибадан сўнг юмшоқ мато билан артиб туриш керак.

Ўлчашларга киришишдан аввал қурилмани тўғри жойлаштириш керак ва эталон суюқликнинг (дистилланган сувнинг синдириш кўрсаткичи $t = 20^{\circ} \text{C}$ да $n = 1,3329$) ўлчаниши керак.

Ўлчаш пайтида кўз қурилманинг окуляри орқали тўғри йўналишда қараши ва мустақил ўлчашлар сони иложи борица қўл бўлиши керак.

Ўлчашлар.

Глицериннинг сувдаги эритмасининг синдириш кўрсатки – чини концентрацияга боғлиқлигини ўлчаш. Тажриба шуни кўрсатадики, баъзи ҳолларда моддалар аралашмасининг R рефракциясини, аралашмани ташкил этувчиларининг рефракцияларини йиғиндиси сифатида қараш мумкин:

$$R = \frac{C_1}{100} R_1 + \frac{C_2}{100} R_2 + \dots \quad (7.24)$$

бу ерда C_i – аралашмани ташкил этувчиларининг процентли миқдори.

Агар икки компоненти аралашмада $C_1 + C_2 = 100$ бўлса, у ҳолда (7.24) муносабатни қуйидаги

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = \frac{C_1}{100} (R_1 - R_2) + R_2 \quad (7.25)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда

$$\rho = \rho_c + (\rho_r - \rho_c) \cdot \frac{C_1}{100},$$

n — аралашманинг синдириш кўрсаткичи, ρ_r ва ρ_c — аралашма ташкил этувчиларининг зичликлари:

$$\rho_r = 1,26 \text{ г/см}^2 \quad ; \quad \rho_c = 0,998 \text{ г/см}^2$$

Бу машқда (7.24) — муносабатнинг тўғрилигини текшириш керак. Бунинг учун аввал дистилланган сувнинг, глицериннинг сувдаги бешта: 3,12%, 6,25%, 12,5%, 25% ва 50% ли эритмаларининг синдириш кўрсаткичларини ўлчаш керак. Сўнгра сувсизлантирилган глицериннинг синдириш кўрсаткичи аниқланади.

Ўлчашлар икки марта такрорланиши керак. Олинган натижалар 1 — жадвалга жойлаштирилади

1-жадвал. Эритмалар синдириш кўрсаткичларини ўлчаш натижалари.

№	Концентрация %	n(1)	n(2)	n(ўртача)
1	0			
2	3,12			
3	...			
4	...			
5	...			
6	...			
7	100			

Натижаларни олиб бўлгандан сўнг, уларни таҳлил этиш керак. (7.24) формуланинг тўғрилигини текширишда эритма концентрациялари ва синдириш кўрсаткичлари орасидаги боғланиш тўғри чизиқдан иборат эканлигини кўрсатиш керак.

Қуйидаги $\rho(I) = 0,998 + 2,62 \cdot 10^{-3} C(I)$, $n(I) = N(I)$ ва $C(I) = X(I)$ белгилашлар киритиб, (7.24) формулани ЭХМ да ҳисоблаш учун дастурлаштиришга мос ҳолга келтирамиз:

$$R(I) = \frac{[N(I)]^2 - 1}{[N(I)]^2 + 2 \cdot 0,998 + 2,62 \cdot 10^{-3} X(I)} = (R_1 - R_2) 10^{-2} X(I) + R_2 \quad (7.26)$$

Иккинчи жадвалга керакли натижаларни жойлаштириамиз.

Ёрдамчи натижаларни таҳлил этиш учун:

2 – жадвал

№	Глицериннинг судаги ҳажмий концентрацияси %	Глицериннинг судаги миқдор концентрацияси %	Эритманинг синдириш кўрсаткичи N(l)
1	0	0	
2	3,12	4,8	
3	6,25	9,1	
4	12,50	16,6	
5	25,0	28,4	
6	50,0	44,0	
7	100,0	100,0	

(7.26) формулани қуйидагича $y(l) = Ax(l) + B$ кўринишда ёзамиз. Бу ерда $Y(l) = R(l)$, $A = (R_1 - R_2) \cdot 10^{-2}$, $B = R_2$ ЭХМ да ҳисоблаш натижасида тоза сув, глицерин ва глицериннинг судаги турли концентрацияли эритмаларининг рефракциясини чизиқли боғланишнинг корреляция коэффицентини ва тажриба натижаларининг ҳисоб чизигидан ўртача квадратик четланишларини топиш мумкин. Бир графикда $n(C_1)$ ва $R(C_1)$ боғланиш чизиқларини кўрсатилади ва уларни солиштилади.

Адабиётлар.

[1] – 156 §, 557 – 563 бетлар; [2] – 276 – 279 – бетлар; [3] – 197 – 204 – бетлар.

8-иш.

Мураккаб кимёвий моддаларнинг молекуляр рефракциясини аниқлаш.

Ушбу лаборатория ишининг асосий мақсади мураккаб кимёвий моддаларнинг молекуляр рефракцияларини, уларни ташкил этган атомларнинг рефракциялари орқали аниқлашдир.

Шундай, эмпирик қоида борки, унга асосланиб, мураккаб кимёвий моддаларнинг рефракциясини уни ташкил этган атомларнинг рефракцияларининг йиғиндиси сифатида аниқлаш мумкин. Тажриба шуни кўрсатадики, кўп ҳолда молекуляр рефракция аддитивлик хусусиятига эга:

$$R_m = \sum R_{Ai} \cdot q_i \quad (8.1)$$

Бу ерда i — атом тури, q_1 — шу турдаги атомларнинг сони, R_{λ} — атомларнинг рефракциялари.

Бажарилаётган лаборатория ишида углевод, водород ва кислород каби элементлардан ташкил топган бирикмалар бўлган сув, глицерин ва этил, бутил ҳамда бошқа спиртларнинг рефракциялари ўрганилади. Агар тажриба йўли билан шу учта бирикмаларнинг синдириш кўрсаткичлари ўлчанса, қолганларининг синдириш кўрсаткичлари ҳисоблаб топилиши мумкин.

Мисол учун сув, глицерин ва бутил спиртининг синдириш кўрсаткичлари ўлчаниб аниқланган бўлса, уларнинг молекуляр рефракцияларини ҳисоблаб топиш мумкин. Шу молекуляр рефракциялар асосида тенгламалар системасини тузиб, водород, кислород ва углевод атомлари рефракцияларининг қийматларини ҳисоблаб топиш мумкин. Топилган R_O , R_C , R_H кислород, углевод ва водород атомларининг рефракциялари орқали, шу атомлардан ташкил топган ҳар қандай кимёвий бирикмаларнинг молекуляр рефракцияларини аниқлаш мумкин.

Ўлчашлар.

Ушбу лаборатория ишини бажаришда Аббе рефрактометридан фойдаланилади. Аббе рефрактометрининг оптик схемаси ва ишлаштиш услуби 7 — ишда келтирилган. Лампа ёқилади ва уни шундай ўрнатиш керакки, бунда ёруғлик шкалани ёрутувчи кўзгуга ва ёритиш призмасининг томонига тушадиган бўлсин. P_2 призманинг силлиқланган томонига текшириладиган суюқликдан 2–3 томчи томизилади, сўнгра ёритиш призмаси ўз жойига қўйилади (7.2 — шакл, 7 — иш).

Асбобнинг чап томонида шкаланинг ёритиш кўзгусидан пастда жойлашган ўлчаш паллагининг тутқичини суриб, кўриш майдонида равшан ва хира майдонлар чегараси аниқланади. Ҳар бир тажриба 3–4 марта такрорланади. Топилган катталиклар синдириш кўрсаткичи номаълум моддалар (сув, глицерин, бутил спирти) олиниб тажрибалардан олинган ўртача $n_{\text{ўрт}}$ ҳисобланади ва қуйидаги 1 — жадвал тўлдирилади.

1 – жадвал

	n_1	n_2	n_3	n_4	$n_{урт}$
Сув H_2O					
Глицерин $C_3H_8O_3$					
Бутил спирти $C_4H_{10}O$					
...	..	..	..	..	..

Жадвалдан n –ларни билган ҳолда биз юқорида келтириб чиқарилган Лоренц – Лорентц формуласидан фойдаланиб мураккаб кимёвий моддаларнинг ташкил этувчи атомларнинг рефракцияларини ҳисоблаймиз:

Сув учун:

$$R_{H_2O} = 2R_H + R_O$$

Глицерин ($C_3H_8O_3$) учун:

$$R_{C_3H_8O_3} = 3R_C + 8R_H + 3R_O$$

Бутил спирти:

$$R_{C_4H_{10}O} = 4R_C + 10R_H + R_O$$

Тажибадан сув, глицерин ва бутил спиртларининг синдириш кўрсаткичларини ўлчаб 1–жадвалга киритамиз. Лоренц – Лорентц формуласидан фойдаланиб моддаларнинг молекуляр рефракцияларини ҳисоблаймиз:

$$\left. \begin{aligned} R_{H_2O} &= \frac{M_{H_2O}}{\rho_{H_2O}} \cdot \frac{n_{H_2O}^2 - 1}{n_{H_2O}^2 + 2} = 0,00369191 \\ R_{C_3H_8O_3} &= \frac{M_{C_3H_8O_3}}{\rho_{C_3H_8O_3}} \cdot \frac{n_{C_3H_8O_3}^2 - 1}{n_{C_3H_8O_3}^2 + 2} = 0,0199888 \\ R_{C_4H_{10}O} &= \frac{M_{C_4H_{10}O}}{\rho_{C_4H_{10}O}} \cdot \frac{n_{C_4H_{10}O}^2 - 1}{n_{C_4H_{10}O}^2 + 2} = 0,0219626 \end{aligned} \right\} \quad (8.2)$$

Молекуляр рефракциялар қийматларини билган ҳолда буларни (8.1) га қўйиб қуйидаги тенгламалар системаси ҳосил қилинади:

$$\begin{cases} 2R_H + R_O = 0,00369191 \\ 3R_C + 8R_H + 3R_O = 0,0199288 \\ 4R_C + 10R_H + R_O = 0,0219626 \end{cases} \quad (8.3)$$

(8.3) тенгламалардан атомлар рефракциялари топилади. Тенгламалар системасини ечиб, кимёвий моддаларни ташкил қилувчи атомларнинг (водород, кислород ва утлерод) атомлар рефракцияларини ҳисоблаб чиқилади:

$$\left. \begin{aligned} R_H &= 0,00121248 \\ R_O &= 0,00126693 \\ R_C &= 0,00214271 \end{aligned} \right\} \quad (8.4)$$

(8.4) ифодаларда келтирилган H_2O ва C_2H_6O атомлар рефракцияларининг қийматларини (8.3) системага қўйиб, моляр рефракция учун олинган натижаларни текширамыз, яъни:

$$R_{H_2O} = 2 \cdot 0,00121248 + 0,00126693 = 0,0036917$$

$$R_{C_2H_6O} = 3 \cdot 0,00214271 + 8 \cdot 0,00121248 + 3 \cdot 0,00126693 = 0,0199288$$

$$R_{C_4H_{10}O} = 4 \cdot 0,00214271 + 10 \cdot 0,00121248 + 0,00126693 = 0,0219617$$

Демак, олинган натижалар Лоренц—Лорентц формуласи ёрдамида ҳисобланган молекуляр рефракцияга тенг экан. Бу формула ҳар қандай моддалар учун ўринлигидан биз атомлар рефракцияларини, яъни R_H , R_O , R_C ларни билган ҳолда бошқа моддалар, таркибида H, C, O атомлар бўлган моддаларни синдириш кўрсаткичини аниқлаймиз. Мисол тариқасида қуйидаги моддаларни (кимёвий брикмаларни) кўрамыз:

1. Метил спирти — CH_4O .
2. Этил спирти — C_2H_6O .
3. Пропил спирти — C_3H_8O .
4. Ацетон — C_3H_6O .
5. Бензол — C_6H_6 .

Юқоридаги моддаларни синдириш кўрсаткичини осонгина топамиз.

1. Метил спирти. $R_{CH_4O} = R_C + 4R_H + R_O$

$$R_{n,D} = \frac{M}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \rightarrow n = \sqrt{\frac{M - 2\rho R_{n,D}}{M - \rho R_{n,D}}}$$

Шундай қилиб, юқоридагидек ҳисоблашлар натижасида, атомлар рефракцияларини билган ҳолда бир қатор номаълум моддаларнинг синдириш кўрсаткичлари аниқланади ва қуйидаги жадвални тўлдирилади.

2 — жадвал

№	Модданинг Номи	Химиявий формуласи	Молекуляр массаси	Зичлиги ρ кг/м ³	n синдириш кўрсаткичи
1.	Сув	H ₂ O	18,01564	1	1,33345
2.	Глицерин	C ₃ H ₈ O ₃	92,09541	1,2	1,45815
3.	Бутил сп.	C ₄ H ₁₀ O ₃	74,1237	0,808	1,39513
4.	Метил сп.	CH ₄ O	32,04243	0,798	1,5126
5.	Этил сп.	C ₂ H ₆ O	46,06952	0,7893	1,359
6.	Пропил сп.	C ₃ H ₈ O	60,09655	0,8035	1,4505
7.	Ацетон	C ₃ H ₆ O	58,09067	0,792	1,3475
8.	Бензол	C ₆ H ₆	78,11472	0,879	1,4135

Лаборатория ишининг охирида ҳисоблаш ва тажриба йўллари билан топилган синдириш кўрсаткичларининг қийматларини солиштиринг. Хатоликларни эътиборга олган ҳолда, олинган натижа ларни таҳлил этинг. Назарий муносабатлар ёрдамида текширилган суюқликлар молекулалари қутбланишларининг ўртача қийматларини топинг.

Адабиётлар.

[1]. 156 § , 557 — 563 бетлар. [2]. 4 § , 276 — 279 бетлар. [11] — 19 — 26 бетлар.

9-иш.

Ёруғликни суюқликларда тарқалиши. Бугер-Бер қонунини ўрганиш.

Ёруғликнинг моддалар (суюқликлар, газлар, қаттиқ жисмлар) билан ўзаро таъсири унинг ютилиши (абсорбция), рефракцияси (синиш), қутбланиши, сочилиши ва ҳақозалар орқали намоён бўлади. Бу ҳодисаларнинг ҳар бирини миқдорий ҳарактерлаш учун маълум бир катталиклар орқали ифодаланади: булар — ютилиш коэффициенти, қутбланиш даражаси, сочилган нурнинг интенсивлиги ва ҳақозалар билан номланади.

Ёруғликнинг икки муҳит чегарасида қайтиши ва синишини ўрганаётганда унинг ютилиши ва сочилишини ҳисобга оламаймиз. Шунинг учун, бу жараён фақат битта катталик —

синдириш кўрсаткичи n орқали ифодаланади. Агар биз ёруғлик интенсивлигини камайишини ҳам ҳисобга олмоқчи бўлсак, у ҳолда синдириш кўрсаткичи билан бир қаторда муҳитда ёруғликни ютилиши ва сочилишини ҳисобга олувчи экстинкция коэффиценти киритишимиз керак бўлади.

Бирор муҳитдан ўтаётган ёруғлик тўлқинининг электромагнит майдони таъсирида муҳитнинг электронлари тебранади ва тўлқин энергиясининг бир қисми электронларни (оптик электронларни, яъни одатда атомга энг кучсиз боғланган валент электронларни ёруғлик дисперсиясининг классик назариясидаги моделга эътибор беринг) тебрантиришга сарф бўлади.

Модданинг сиртига I_0 интенсивликли монохроматик параллел нурлар дастаси (яъси тўлқин) тушаётган бўлсин, интенсивликни камайиши (dI) модданинг қалинлиги (dx) га ва муҳитдан ўтаётган интенсивликка (I) пропорционал бўлади.

$$-dI = \beta I dx \quad (9.1)$$

(9.1) дан

$$-\frac{dI}{I} = \beta dx$$

Бу ифодани ўнг томонини I_0 дан I гача ва чап томонини 0 дан x гача интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$I = I_0 e^{-\beta x} \quad (9.2)$$

Бу ерда I_0 — модда сиртига тушаётган ёруғлик интенсивлиги, x — модда қатламнинг қалинлиги.

Олинган (9.2) ифода адабиётда Бугер қонуни номи билан аталади. Бу қонунни Бугер (1729 йил) тажрибада топган ва назария жиҳатдан асослаган. Ундаги β қўпичча экстинкция коэффиценти деб аталади ва у ёруғликни сочилиши ҳисобга олмаслик даражада кам бўлса (ютилишга нисбатан), экстинкция коэффицентини ютилиш коэффиценти деб аталади. Аксинча, агар ёруғликнинг сочилиши унинг ютилишига нисбатан катта бўлса сочилиш ҳисобига юзага келган экстинкция коэффиценти дейишимиз ўринлироқ бўлади.

Бу ишимизда ёруғликнинг сочилишини унинг ютилишига нисбатан жуда кам бўлгани учун ёруғлик интенсивлигини камайиши асосан ютилиш ҳисобига содир бўлади, яъни (9.1) даги пропорционаллик коэффицентини (β) ютилиш коэффицентини билдиради.

(9.1) да ёруғликнинг ютилиш коэффициенти қуйидаги ифода

$$\beta = \frac{1}{x} \ln \frac{I_0(x)}{I(x)} \quad (9.3)$$

орқали ҳисобланади. Натурал логарифм ўрнига ўнли логарифмни ишлатиш қулай бўлган ҳолларда (9.3) ни ўрнига қуйидагини оламиз.

$$\beta = \frac{2,303}{x} \lg \frac{I_0(x)}{I(x)} \quad (9.4)$$

Бу β — коэффициентнинг сон қиймати модданинг ёруғлик интенсивлигини $e=2,72$ марта камайтирувчи қатламининг $x = \frac{1}{\beta}$ қалинлигини кўрсатади. Бундан кўриниб турибдики, ютилиш коэффициентининг ўлчов бирлиги см^{-1} ёки м^{-1} кўринишда бўлади.

Ёруғликнинг ютилиш қонуни юқорида айтганимиздек Бугер томонидан аниқланган. Кейинчалик Ламберт ва Бер томонидан ҳар томонлама ўрганилган. Бу қонуннинг қўлланиш соҳасини Вавилов ўрганган ва у тушаётган ёруғлик интенсивлигини 10^{10} — 10^{20} мартагача ўзгартирганда ҳам Бугер қонуни ўринли эканлигини аниқлаган.

Аралашмали суюқликларда ёруғликнинг ютилишини ҳар томонлама ўрганиб, Бер ютилиш коэффициентини (экстинкция коэффициентини), ёруғликни солиштирма ютилиш коэффициенти (k) ва аралашма концентрацияси (c) кўпайтмаси сифатида текширади.

$$\beta = kc \quad (9.5)$$

Бу ерда k — солиштирма ютилиш коэффициенти. Бунда Бугер қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$I = I_0 e^{-kcx} \quad (9.6)$$

ва янги катталик солиштирма ютилиш коэффициенти учун қуйидаги ифодани оламиз.

$$k = \frac{1}{c \cdot x} \ln \frac{I_0}{I} \quad (9.7)$$

Бернинг тажрибаларидан олинган асосий хулосалардан бири солиштирма ютилиш коэффициенти (k) аралашмаларнинг концентрациясига боғлиқлигидир. Бу хулоса Бер қондаси деб аталади ва асосан кичик концентрацияли аралашмалар учун ўринлидир. Концентрацияни ошириш билан бу қондадан чекланиш кучайиб бораверади. Бундан ташқари экстинкция (ютилиш) коэффициенти концентрацияга пропорционал ($\beta \sim c$) бўлиши билан биргаликда солиштирма ютилиш коэффициенти (k) ташқи факторларга боғлиқ бўлиши мумкин (температура, эритувчининг табиатига ва ҳакоза).

Худди шунга ўхшаш бир жинсли моддалар учун ютилиш коэффициентини модданинг зичлигига (ρ) пропорционал эканлигини қайд қилиш мумкин, яъни

$$\beta = k\rho \quad (9.8)$$

(9.5) ва (9.8) ифодаларни Бер қонуни (қондаси) ҳам дейилади. (9.5) ва (9.8) лардаги

$$k_c = \frac{\beta}{c} \quad (9.9)$$

ва

$$k_\rho = \frac{\beta}{\rho} \quad (9.10)$$

k_c ва k_ρ — ларнинг доимийлиги аралашмалардаги молекулаларнинг ўзаро таъсири (кичик концентрациялар) экстинкция коэффициенти таъсир қилмаслик даражада кичик бўлганда ўринли бўлади. Бу қонданинг физик маъноси молекуланинг ютиш қобилияти атрофдаги молекулалар таъсирига боғлиқ эмаслигидан иборатдир.

Концентрация анча катталашганда, яъни ютувчи модда молекулалари орасидаги масофалар кичиклашганда бу қонундан четлашишлар кузатилади.

Бутер — Бер қонуни (9.7) ёруғликни ютилишини ўлчаш йўли билан ютувчи модда концентрациясини аниқлаш учун жуда фойдалидир. Бу усул кўпинча кимёвий анализи жуда мураккаб бўлган моддалар концентрациясини тез топиш учун лаборатория ва саноатда қўлланилади.

Булардан ташқари кимёвий тоза суюқликни ёки аралашмани оптик хусусиятларини характерлаш учун муҳитда ёруғликни ўтиш коэффициенти

$$I = \frac{I(x)}{I_0(x)} = \exp(-\beta x) \quad (9.11)$$

ва ёруғликнинг сўнишини характерлайдиган катталикини аниқлаш мумкин.

$$B = \frac{I_0 - I}{I_0} \quad (9.12)$$

А ва В коэффициентлар айниқса тажриба ҳар хил тўлқин узунликли ёруғликда олиб берилганда спектрал сўниш ва ўтишни характерловчи катталиклар сифатида катта аҳамиятга эга бўлади.

Қурилма ва ўлчаш методикаси.

Суюқликларда ёруғликни ютилишини ўрганиш ва Бутер — Ламберт — Бер қонунини текшириш учун ясалган қурилманинг схемаси 9.1 — шаклда берилган. У умумий асосга (1) ўрнатилган бўлиб, горизонтал жойлашган гелий — неон лазери (2) 45° градус бурчак билан жойлашган, призма (5) ва вертикал ҳолда ўрнатилган цилиндр кўринишдаги кюветадан (6) иборат. Кюветанинг юқори учига фотодиод (9) ўрнатилган ва ҳосил бўлган фототокни ўлчаш учун (кенг ўлчаш диопозонига эга бўлган) рақамли микроамперметрга (11) уланган. Кювета махсус резина труба (14) орқали қўшимча шиша идишга (12) уланган. Бу идишга ўрнатаётган керакли қалинликдаги суюқлик қатлами ҳосил қилинади. Кюветада суюқлик баландлигини аниқ қўйиш учун махсус кран (13) ўрнатилган. Қўшимча шиша идишни энг юқори кўтарилиши кюветанинг учига жойлашган фотодиоддан 3 — 5 см пастроқда бўлиши керак.

Гелий — неон лазери монохраматик параллел нурлар дастасини ҳосил қилади ва бу нур дастаси призмадан қайтиб суюқлик сиртининг паст қисмига тик тушади. Суюқликнинг маълум қалинлигидан ўтган нурнинг интенсивлиги фотодиодда электр токини (фототок) ҳосил қилади.

Бизга маълумки фотоэлементларда ҳосил бўлган фототок унинг юзига келиб тушаётган ёруғликнинг интенсивлигига тўғри пропорционалдир.

Демак, биз суюқликнинг ҳар хил қалинлигига мос келувчи фототокни ўлчаб берилган интенсивликдаги нурни (I_0) қанча қисми суюқлик томонидан ютиб қолинганлиги ($I_0 - I$) ва қанча қисми суюқликдан ўтганлигини (I) билишимиз мумкин.

Кюветанинг ташқи сиртига жойлаштирилган даражаланган ўлчагичлар ёрдамида суюқлик қатламининг қалинликларини аниқ

билиб ва унга мос келувчи фототокни ўлчаган ҳолда $\beta = \frac{1}{x} \ln \frac{I_0(x)}{I(x)}$

формула орқали берилган суюқликда ёруғликнинг ютилиш (ёки экстинкция) коэффицентини ҳисоблаймиз.

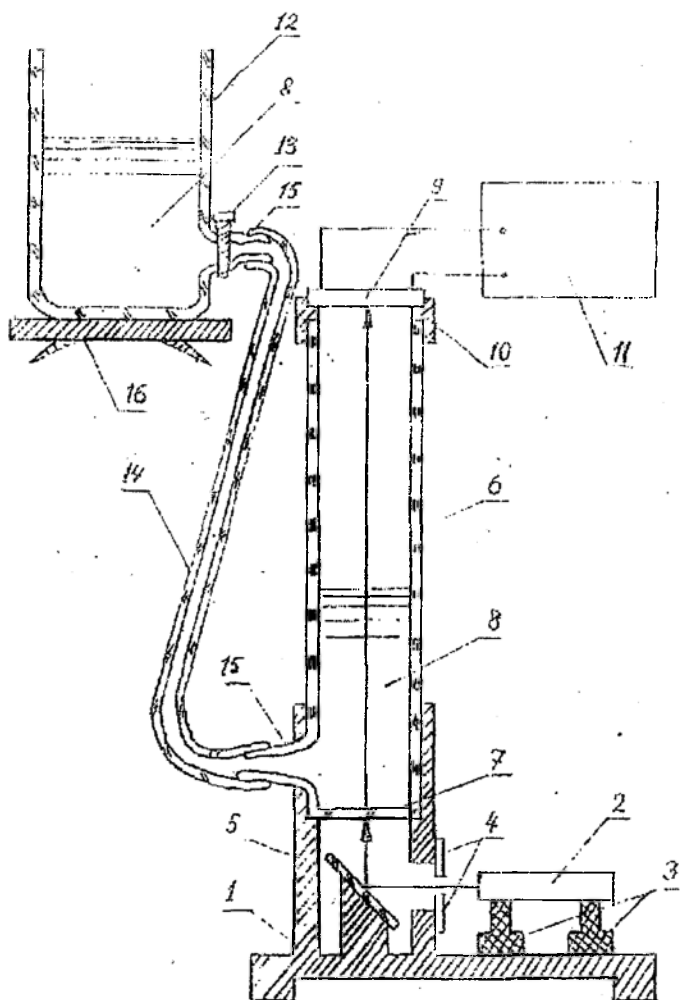
Бу ерда I_0 ни билиш маълум қийинчиликлар ҳосил қилиши мумкин. I_0 ни суюқлик сиртига тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги деб, яъни кюветада суюқлик йўқлигида ўлчанган фототок орқали белгилашимиз мумкин. Лекин суюқлик сиртига нур келиб тушганда унинг бир қисми суюқлик сиртидан қайтади.

Бу қийинчиликларни енгиш учун берилган суюқликнинг (дистерланган сув) ёки аралашма учун ҳар хил қалинликлар учун (суюқлик баландлигини 5–10 см га ўзгартириб) ўтган ёруғлик интенсивлигига мос келувчи фототокни ўлчаб ёруғликнинг ютилиш коэффицентини ҳисоблаш керак. Масалан, x_1 қалинлик учун интенсивлик I_1 бўлса ва x_2 учун I_2 бўлса, унда ёруғликнинг берилган суюқликда ютилиш коэффиценти қуйидаги

$$\beta = \frac{1}{(x_1 - x_2)} \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right)$$

кўринишда бўлади.

Юқорида қайд қилинган ўлчашларни бажаришга киришишдан олдин берилган қурилма билан мукамал танишиб чиқиш тавсия қилинади. Ундан ташқари оптик хусусиятлари ўрганиладиган суюқлик ва ҳар хил концентрацияли аралашмалар тайёрланиб (0,5 л) концентрациясини сон қиймати кўрсатилган шиша идишларга солинади. Берилган концентрацияли аралашма учун тажрибалар ўтказилиб бўлгандан сўнг ўлчаш кюветаси дистерланган сув билан бир неча бор чайиб ташланади. Бунинг учун қўшимча шиша идишга дистерланган сув солиниб бир неча марта юқорига кўтарилиб пастга тушириб чайиб ташланади.



9.1 — шакл.

Эслатма: Суюқлиқли шиша идишни юқорига кўтарилганда унинг баландлиги фотодиоднинг баландлигидан 5 см пастроқда бўлиши шарт!

1-машқ. Бу машқни бажаришдан асосий мақсад дистерланган сув ва мис купорасининг сувдаги маълум концентрацияли эритмаси учун Бугер—Ламберг қонунини бажарилишини ўрганиш.

Бу суюқлик ва аралашмаларда монохроматик тўлқиннинг ютилиш (экстинкцияси) коэффициентини аниқлаш ва уларнинг ҳар хил қалинликлари учун ёруғликнинг ўтиш ва сусайиш даражаларини аниқлаймиз.

Машқни бажариш учун 0,5 литрли шиша идишли дистерланган сув ва шунча миқдорда тайёрланган мис купорасининг сувдаги эритмаси (1—3% атрофида) олинади.

Биринчи бўлиб шиша идишга (кран берк) дистирланган сув солиниб уни штативга маълум баландликда жойлаштирилади.

Фототокни ўлчаш схемаси уланиб уни иш ҳолатида эканлиги текшириб кўрилади. Ёруғлик манбаи сифатида ишлатилаётган лазер ёқилиб уни ишлаш режими стабиллашгунча (10 мин.) кутилади ва лазер нури кўзгуга қараб йўналтирилади. Бунда фотодиодда ҳосил бўлган ток ўлчанади. Бу ток ёруғлик интенсивлиги бошланғич қийматига (I_0) мос келади. Бунда бир неча марта токнинг қийматини ўлаб, ўртачаси олинади. Сўнгра, резина трубкадаги кран очилиб сув сатҳини баландлигини 5 см гача кўтарилади ва кран беркитилади. Яна токни ўлчаш схемаси уланиб шу қалинликка мос келувчи фототокни микроамперметр кўрсатишидан ёзиб олинади. Сувнинг устуни то 50 см бўлгунча ҳар бир 5 см баландликдаги (демак 10 та нуқтада) фототок ўлаб борилади ва ўлчашлар сув ҳар 5 см га камайтириб тажриба қайтарилади. Бу ўлчашлар 4—6 марта (юқорига 2—3 марта, пастга қараб 2—3 марта) қайтарилади. Сувнинг ҳар бир қалинлиги учун токнинг ўртача қиймат олинади. Тажрибада олинган натижаларни 1—жадвалга ёзамиз.

1 — жадвал

Т.б.	I_0 (mA)	х. (см)	I_1 (mA)	I_2 (mA)	I_3 (mA)	I_4 (mA)	I. ўрт.
1.	I_{01}	x_1	I_{11}	I_{21}	I_{31}	I_{41}	I_1 ўрт.
2.	I_{02}	x_2	I_{12}	I_{22}	I_{32}	I_{42}	I_2 ўрт.
3.	I_{03}	x_3	I_{13}	I_{23}	I_{33}	I_{43}	I_3 ўрт.
4.	I_{04}	x_4	I_{14}	I_{24}	I_{34}	I_{44}	I_4 ўрт.

(9.2) — ифода ёрдамида ютилиш коэффициентини β кичик квадратлар усулида ҳисоблаймиз. (9.2) — ифодадан логарифм олсак қуйидаги

$$\ln I_i = \ln I_0 - \beta x_i \quad (9.13)$$

тенгламани ҳосил қиламиз ва белгилашлар киритамиз.

$$y_i = \ln I_i; A = \ln I_0$$

Натижада,

$$y_i = A - \beta x_i \quad (9.14)$$

тўғри чизиқ тенгламасига келамиз.

Тенгламалар туркумини ечиш жараёнида A ва β ларнинг сон қийматлари топилади. Ҳисоблашни ЭХМ да бажариш учун дастур бор.

I_0 ва β қийматларидан фойдаланиб (9.11) ва (9.12) ифодалардаги A ва B коэффициентларини топамиз.

2—машқ. Машқнинг иккинчи қисмида шиша идишга текширилиши керак бўлган аралашма концентрациясини навбатма — навбат қўйилади. Ҳар бир 5 см аралашма устунда 1 — машқдагидек ўлчашлар бажарилади.

Олинган натижаларни 2—жадвалга ёзамиз.

Т.б.	x_i (см)	C^1 %		C^2 %		C^3 %	
		I_1, mA	I_2, mA	I_1, mA	I_2, mA	I_1, mA	I_2, mA
1.	x_1	I_{11}	I_{21}	I_{11}	I_{21}	I_{11}	I_{21}
2.	x_2	I_{12}	I_{22}	I_{12}	I_{22}	I_{12}	I_{22}
3.	x_3	I_{13}	I_{33}	I_{13}	I_{23}	I_{13}	I_{23}
.	.	.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.	.	.

2—жадвал натижаларидан фойдаланиб $\ln I_i$ ўрт. ва x_i координаталарда графиклар чизамиз. Ҳар бир концентрация учун (9.2) ифодадан β_α ($\alpha=1,2,3$) сон қийматларини ва (9.9) ифодадан k_{0i} ларни топамиз. Аниқланган k_{0i} ва C ёрдамида график чизамиз. Кичик квадратлар усулида (9.9) ифодадан k_{0i} аниқлаб, (9.2) — шаклга бошқа белгилар қўйилади. Олинган натижаларни бир бири билан таққослаш керак.

Адабиётлар.

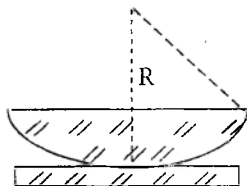
1. [1] — 157 §, 569 — 576 — бетлар; [2] — 279 — 283 — бетлар; [3] — 205 — 206 — бетлар; [10] — 28 — 34 — бетлар.

IV-БОБ. ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ ВА ДИФРАКЦИЯСИ

10-иш.

Линзанинг эгрилик радиусини Ньютон
ҳалқалари ёрдамида аниқлаш.

Ясси қавариқ линзанинг қавариқ томонини ясси параллел шиша пластинка устига 1-шаклда кўрсатилгандек жойлаштирамиз. Линзанинг эгрилик радиуси R бўлсин.



10.1 – шакл.

Агарда линза идеал бўлса, у ҳолда линза битта нуқтаси билан ясси параллел шиша пластинкага тегиб туради. Шу тегиб турган нуқтадан ташқарига қараб, линза билан пластинка орасидаги масофа ортиб боради. Линзанинг ясси томонига тик равишда параллел монохроматик тўлқинларини туширамиз. Бунда икки ҳол бўлиши мумкин:

1. Қайтган ёруғлик тўлқинларидан ҳосил бўлган Ньютон халқалари:
2. Ўтган ёруғлик тўлқинларидан ҳосил бўлган Ньютон халқалари.

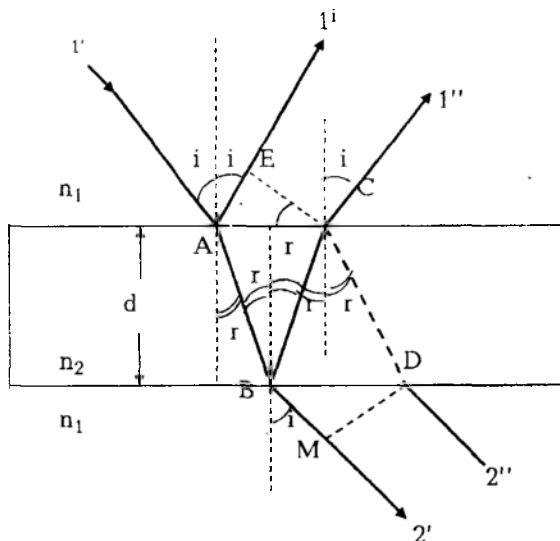
Қайтган ва ўтган ёруғлик тўлқинларидан ҳосил бўлган Ньютон халқаларини қарашдан олдин юпқа пардадан қайтган ва ўтган тўлқинларнинг интерференциясини кўриб ўтамиз ва бундан олинган натижаларни Ньютон халқалари учун қўлаймиз.

Қалинлиги d , синдириш кўрсаткичи n_2 бўлган юпқа парда берилган бўлсин. Ташқи муҳитнинг синдириш кўрсаткичинини n_1 деб белгилаймиз. Ёруғлик тўлқини юпқа пардага i бурчак билан тушсин. Бу нур A нуқтада парданинг тепасидан қайтади ва синади. Яна B нуқтада парданинг пастидан қайтади ва ўтади. 10.2 – шаклда белгиланган бурчаклар: i – тушиш бурчаги, i' – қайтиш бурчаги, r – синиш бурчаги. Ёруғлик тўлқинлари: I – тушган ёруғлик тўлқини, I' ва I'' – қайтган когерент тўлқинлар, $2'$ ва $2''$ – ўтган когерент тўлқинлар.

I' va I'' тўлқинлар орасидаги оптик йўллар фарқи, яъни муҳитни назарга олган ҳолдаги йўллар фарқи қуйидагича топилади:

$$\delta = AB \cdot n_2 + BC \cdot n_2 - AE \cdot n_1 \quad (10.1)$$

Тўлқинлар орасидаги йўллар фарқини топганда қуйидагиларни назарга олиш керак: агарда тўлқин синдириш кўрсаткичи кичик муҳитдан синдириш кўрсаткичи катта бўлган муҳитга тушиб қайтса, қайтган тўлқин фазасини π - га, йўллар фарқини эса $\lambda/2$ га ўзгартирилади.



10.2 – шакл

Агарда тўлқин синдириш кўрсаткичи катта муҳитдан синдириш кўрсаткичи кичик муҳитга тушиб қайтса, у ҳолда қайтган тўлқин фазасини ҳам, йўллар фарқини ҳам ўргартирмайди. Бундан кейин иккита тўлқин орасидаги йўллар фарқини топганимизда буларни ҳисобга олишимиз керак. Бизда (10.2-шаклда) $n_1 < n_2$ эканини назарга олиб, формула (10.1) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\delta = (AB + BC) n_2 - (AE n_1 + \lambda/2) \quad (10.2)$$

10.2 – шаклга асосан АВ, ВС, АЕ ларни синиш бурчакларни i , қалинликни d орқали ифодалаб, ҳамда $\sin i / \sin r = n_2 / n_1$ эканини назарга олиб, (10.2) формулани қуйидагича ёзамиз:

$$\delta = 2n_2 d \cos r + \lambda/2 \quad (10.3)$$

тушиш бурчак ёрдамида

$$\delta = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \lambda/2 \quad (10.4)$$

Демак, юпқа пардадаги қайтган қўшни тўлқинлар орасидаги йўллар фарқи d , n_1 , n_2 , i , r , λ – ларга боғлиқ экан.

Иккита қўшни когерент тўлқинларни қўшилиши натижасида ҳосил бўлган интерференциянинг максимум ва минимум шартлари қуйидагича ифодаланади:

$$\text{Максимум шarti: } \delta = \pm m\lambda, \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad \} \quad (10.5)$$

$$\text{Минимум шarti: } \delta = \pm (2m - 1) \lambda/2, \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots)$$

(10.5) – даги максимум ва минимум шартларини юпқа пардадан қайтган тўлқинларнинг йўллар фарқини (10.3) ва (10.4) формулаларга ишлатсак:

а) синиш бурчак орқали ёзсак:

$$\text{Максимум шarti: } 2n_2 d \cos r = \pm (m - 1/2) \lambda \quad \} \quad (10.6)$$

$$\text{Минимум шarti: } 2n_2 d \cos r = \pm m\lambda$$

б) тушиш бурчак орқали ёзсак:

$$\text{Максимум шarti: } 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} = \pm (m - 1/2) \lambda \quad \} \quad (10.7)$$

$$\text{Минимум шarti: } 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} = \pm m\lambda$$

Агарда, 10.2 – шаклда тўлқин ҳаводан ($n_1 = 1$) бирор муҳитга ($n_2 = n$) тушса (10.6) ва (10.7) формулалар қуйидагича ифодаланади:

$$\begin{cases} 2 \cdot n \cdot d \cos r = \pm \left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda \\ 2 \cdot n \cdot d \cos r = \pm m \lambda \end{cases} \quad (10.8)$$

Энди ўтган тўлқинлар (2') ва (2'') орасидаги йўллар фарқини топамиз. Яна 10.2-шаклга асосан (2') ва (2'') тўлқинлар В нуқтада ҳосил бўладилар. (2') тўлқин юпқа парда ичида ВС ва CD ларни ўтади. Ўша вақтда эса (2'') тўлқин ВМ масофани ўтади. 10.2-шаклдан юқоридаги I' ва I'' га ўхшаб, 2' ва 2'' когерент тўлқинлар орасидаги йўллар фарқи

$$\delta = (BC + CD)n_2 - BM \cdot n_1 \quad (10.9)$$

Бу ерда ҳам 10.2 - шаклдан ВС, CD ва ВМ ларни i , r , d , n , n_1 , n_2 лар ёрдамида ифодалаб, ўтган когерент тўлқинлар учун интерференция натижасида ҳосил бўлган максимум ва минимум шартларни қуйидагича аниқлаймиз:

а) синиш бурчак орқали:

$$\begin{aligned} \text{Максимум шарти :} & \quad 2 \cdot n_2 \cdot d \cdot \cos r = \pm m \lambda \\ \text{Минимум шарти :} & \quad 2 \cdot n_2 \cdot d \cdot \cos r = \pm (m - 1/2) \lambda \end{aligned} \quad \} \quad (10.10)$$

б) тушиш бурчак орқали :

$$\begin{aligned} \text{Максимум шарти :} & \quad 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} = \pm m \lambda \\ \text{Минимум шарти :} & \quad 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} = \pm (m - 1/2) \lambda \end{aligned} \quad \} \quad (10.11)$$

Бу ерда ҳам $n_1 = 1$, $n_2 = n$ (муҳит) бўлса, (10.10) ва (10.11) формулалар қуйидагича ёзилади:

$$\begin{aligned} 2 \cdot n \cdot d \cdot \cos r &= \pm m \lambda \\ 2 \cdot n \cdot d \cdot \cos r &= \pm (m - 1/2) \lambda \end{aligned} \quad \} \quad (10.12)$$

$$\begin{aligned} 2 \cdot d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 i} &= \pm m \lambda \\ 2 \cdot d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 i} &= \pm (m - 1/2) \lambda \end{aligned} \quad \} \quad (10.13)$$

Агарда 10.2 – шаклда тўлқин исгалган i бўрчак билан эмас, балки тик тушса, у ҳолда (10.6, 10.7) ва (10.10, 10.11) формулалар қуйидагича ёзилади:

1. Қайтган тўлқин учун (I'' ва I')

$$\text{Максимум шарти : } 2 \cdot n \cdot d = \pm (m - 1/2) \lambda \quad \} \quad (10.14)$$

$$\text{Минимум шарти : } 2 \cdot n \cdot d = \pm m \lambda$$

2. Ўтган тўлқинлар учун ($2''$ ва $2'$)

$$\text{Максимум шарти : } 2 \cdot n \cdot d = \pm m \lambda \quad \} \quad (10.15)$$

$$\text{Минимум шарти : } 2 \cdot n \cdot d = \pm m \lambda$$

Юқоридаги тушунчаларга эга бўлганимиздан кейин, энди Ньютон ҳалқаларини ҳосил қилувчи қурилмани кўра бошлаймиз. Бу 10.1 – шаклда келтирилган. Ньютон ҳалқалари ясси қавариқ шиша линза билан ясси параллел шиша пластинка орасидаги қатламдан қайтган ва ўтган тўлқинлардан ҳосил бўлади. Линза ва ясси параллел шишанинг қалинликлари катта бўлгани учун, уларда интерференцион манзара кузатилмайди. Бу қатламда ҳаво ёки суюқлик бўлиши мумкин. Агарда бу оралиқдаги модданинг синдириш кўрсаткичини n десак, бу қурилмада юпқа парда ролини линза билан шиша пластинка орасидаги d ҳаво қатлами ўйнайди. d – қалинлик, линза билан пластинка тегиб турган жойдан ташқарига кенгая боради. Шундай қилиб, интерференция натижасида ҳосил бўлган Ньютон ҳалқалари иккита шишалардан қайтган ёки ўтган тўлқинларнинг қўшилиши натижасида вужудга келади. Бундай юпқа пардаларда ҳосил бўлган интерференцияни понасимон юпқа пардаларда ҳосил бўлган интерференция манзараси дейилади.

Биз исалган бир хил d қалинликни оламиз ва бу қалинликдан қайтган ва ўтган тўлқинларнинг орасидаги йўлар фарқини топамиз.

Бу ерда ҳам иккита ҳолни алоҳида – алоҳида қараймиз:

1. Қайтган тўлқиндан ҳосил бўлган Ньютон ҳалқалари.

Фараз қилайлик, тўлқин узунлиги λ бўлган монохроматик, ўзаро параллел ёруғлик тўлқинлари линзанинг ясси томонига тик тушсин. Бунда d қатламдан қайтган тўлқинлардан ҳосил бўлган йўлар фарқи (10.14) формулага биноан:

$$\text{Максимум шарти: } 2 \cdot n \cdot d = \pm (2m - 1) \lambda / 2 \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (10.16)$$

$$\text{Минимум шарти: } 2 \cdot n \cdot d = \pm m \lambda \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (10.17)$$

Бу ерда d — линза — пластинка орасидаги исталган қатлам, n — бу қатламнинг синдириш кўрсаткичи, λ — қурилмага тушаётган монохроматик тўлқиннинг тўлқин узунлиги, m — қайтган тўлқиндан ҳосил бўлган Ньютон ҳалқаларининг (максимум ва минимумларининг) тартиб номерлари.

10.4 — шаклдаги учбурчакдан $R \gg d$ эканини назарга олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$2d - \frac{r_m^2}{R} \quad (10.18)$$

(10.18) ни (10.16) ва (10.17) формулаларга қўйиб, Ньютон ҳалқаларини ҳосил қилувчи қурилмага нормал тушувчи монохроматик (тўлқин) ёруғликнинг қайтган ёруғликдан ҳосил бўлган Ньютон ҳалқаларининг ёруғ (максимум) ва қоронғи (минимум) ҳалқаларининг радиусларини топиш формулаларини оламиз. Ёруғ Ньютон ҳалқаларининг радиуси (максимум шартидан)

$$r_m = \sqrt{(2m - 1) \frac{R\lambda}{2n}} \quad (10.19) \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

қоронғи Ньютон ҳалқаларининг радиуси (минимум шарт)

$$r_m = \sqrt{m \frac{R\lambda}{n}} \quad (10.20) \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

Линза билан юпқа шиша пластинка орасидаги бўшлиқда ҳаво бўлгани учун $n = 1$. Унда формула (10.20) қуйидагича ёзилади:

$$r_m = \sqrt{R \cdot \lambda \cdot m} \quad (10.21)$$

Бу формулада r_m — қайтган ёруғликдаги m — қоронғи (минимум) Ньютон ҳалқасининг радиуси, m — қоронғи ҳалқаларнинг тартиби (тартиб маркази нолинчи деб аталади). R — қурилмада ишлатилаётган линзанинг эрилик радиуси, λ — қурилмага тушаётган монохроматик ёруғликнинг тўлқин узунлиги.

Шундай қилиб, (10.21) формула ёрдамида линзанинг эгрилик радиусини аниқлаш мумкин. Шуни айтиш керакки, шишаларда эластик деформация бўлиши натижасида линза билан ясси пластинкани идеал бир нуқтада тегизиб жойлаштириш мумкин эмас. Чунки, биз уларни бир – бирларига жойлаштириб, бир – бирларига нисбатан қўзғалмас ҳолда маҳкамлаймиз. Шу сабабдан идеал нуқта ўрнига катта нуқта бўлиб, ҳосил қилинган Ньютон ҳалқаларининг бир нечтасини йўқатамиз. Натижада, кузатилган Ньютон ҳалқаларининг тартиб номерлари ўзгарган бўлади. Сабаби, нечта ҳалқа йўқолгани бизга номаълум. Албатта, бу йўқолган Ньютон ҳалқаларининг сонини топса бўлади. (10.21) формуладан аниқланган линзанинг эгрилик радиусининг хатолиги анча катта. Хатоликни камайтириш мақсадида, (10.21) формуланинг ўрнига қуйидаги формула ишлатилади:

$$R = \frac{rm^2 - rn^2}{(m-n)\lambda} = \frac{Dm^2 - Dn^2}{4\lambda(m-n)} \quad (10.22)$$

Шуни айтиш керакки, ўлчанаётган Ньютон ҳалқаларининг радиуслари (диаметрлари) жуда ҳам кичикдир, шунинг учун ҳам бу Ньютон ҳалқаларининг радиусларини ўлчаш учун микроскоп ишлатилади. Бизда ишатиладиган микроскоп МИР – 12.

Яна манбанинг ўлчами катта бўлганда, тарқалаётган тўлқинларнинг монохроматиклик (якка рангли) даражасини эътиборга олиш керак. Манбадан чиқаётган тўлқинларнинг тўлқин оралиқ узунлиги (λ – дан $\lambda + \Delta\lambda$ гача) $\Delta\lambda$ билан белгиланади. Интерференцион манзаранинг тартиби ва монохроматиклик даражаси орасидаги боғланиш

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

берилган ускуна учун интерференция тартибини аниқлаш мумкин. Симобнинг сариқ тўлқин узунлигининг ўртача қиймати: $\lambda = 5800 \text{ \AA}$, одамнинг кўзи ўртача $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ тўлқин оралигини ажрата олади, у ҳолда

$$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{5800 \text{ \AA}}{100 \text{ \AA}} = 58$$

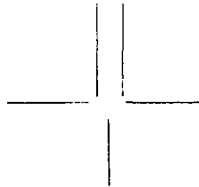
Натижада (10.18) формула ёрдамида линза ва шиша парда орасидаги ҳаво қатламининг қалинлигини ҳисоблаш мумкин.

$$d = \frac{m\lambda}{2n} = \frac{m\lambda}{2} = 17 \cdot 10^{-11} \text{ см} = 0.0017 \text{ см}$$

Ньютон ҳалқалари маълум кенгликка эга. У марказдан узоқлашган сари ингичкалашиб боради ва интенсивлиги ҳам кенгаяди. Шу туфайли, ҳамма ҳалқаларнинг радиусларини бир хил аниқликда ўлчаш мумкин эмас.

Қоронғи ҳалқа радиусини ўлчашда, МИР-12 микроскоп визирини тахминан ҳалқа кенглигининг ўртасига қўйилади. МИР-12 микроскопнинг аниқлиги 0,005 мм. Бундай аниқликда радиусни 2 нисбий хатолик билан 20 та ҳалқанинг радиусини ўлчаб бўлади.

Микроскоп визирининг кўриниши.



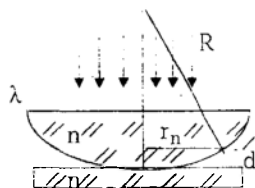
10.3—шакл.

Керакли қурилма ва асбоблар: МИР-12 микроскони, эгрилик радиуси катта линза ва ясси параллел шиша пластинка, сариқ филътр $\lambda_c - 578 \text{ нм}$, ёруғлик манбаи.

Қурилманинг тузилиши ва ишни бажариш тартиби.

Ньютон ҳалқаларини ҳосил қилувчи қурилма МИР-12 типдаги микроскопнинг столчаси устига жойлаштирилган бўлиб, столча микроскоп оптик ўқига перпендикуляр ҳолда микрометрик винт билан горизонтал ўқда миллиметр шкала бўйлаб силжийди. Микрометрик винтнинг тўлиқ айланиши 100 бўлимга бўлинган ва бу 100 бўлим 1 мм га силжийди.

Шундай қилиб, ҳалқаларнинг вазиятини мм ли линейка ва микрометрик винт шкаласининг кўрсатишларига биноан жадвалга ёзиб борамиз. Қурилмага тик тушаётган ёруғлик симоб лампасидан микроскоп ўқига нисбатан 45° бурчак билан жойлаштирилган. П-шаффоф шиша пластинкага тушириш билан таъминланади.



10.4 – шакл.

1. Қурилманинг маркази (линзанинг пластинкага тегиб турган нуқтаси) микроскоп ўқиға жойлаштирилади.

2. Ёруғлик манбаи ёқилади.

3. П – пластинканинг манба ёруғлигига нисбатан 45^0 эканлиги текширилади.

4. Микроскоп окуляридан қараб, ҳалқаларни кўриш керак, окуляр ва объективларни бураб, ҳалқаларнинг яхши кўриниши таъминланади.

5. Микрометрик винтни бураб, керакли бўлган ҳалқаларни окуляр ичидаги чизиқлар тагига олиб келиб, ўнг вазиятларини (ёки чап вазиятларини) жадвалга кирита бошлаш керак. Шуни айтиш керакки, ҳалқалар вазиятини ўлчашда микровинт резбаларининг хатоликлари кам бўлиши учун уни ҳамма вақт бир томонга бураш керак. Мумкин қадар кўп ҳалқалар вазияти ўлчанади. 0 дан 20 гача ҳар бир ҳалқа, ундан кейин ҳар бир бештадан, то 50 тагача ҳалқалар ўнг ва чап вазиятлари ўлчангани маъқулдир.

Ишни бажаришда ўлчашлар натижасини қуйидаги жадвалга ёзилади:

Микроскопда кўринган ҳалқаларнинг ўнг ва чап вазиятлари маълум бўлса, уларнинг айирмасини исталган ҳалқанинг диаметри бўлади.

k	чап $B_1(I)$ mm	ўнг $D_2(I)$ mm
1.	$B_1(1)$	$D_2(1)$
2.	$B_1(2)$	$D_2(2)$
3.	$B_1(3)$	$D_2(3)$
...	...	...

Шундай қилиб, олинган жадвалдан исталган Ньютон ҳалқаларининг диаметрларини (радиусларини) ҳисоблаб топишимиз мумкин. Жадвалда: $D_2(I)$ – микроскоп окулярида

кўринган ўнг ҳалқаларнинг маркази қора доғга нисбатан вазиятлари. $B_1(l)$ —микроскоп окулярида кўринган чап ҳалқаларнинг маркази қора доғга нисбатан, вазиятлари.

Ўлчаш натижаларини калькулятор ва ЭХМ ёрдамида ҳисоблаш

I-усул.

(10.21) формуладан исталган m -нчи Ньютон қора ҳалқасини радиусини ҳисоблаш формуласи

$$r_m = \sqrt{R * \lambda * m} \quad (10.23)$$

Ўша ҳалқанинг диаметри

$$D^2 = 4R * \lambda * m \quad (10.24)$$

Юқорида айтганимиздек, исталган ҳалқанинг диаметри жадвалдаги ўнг ва чапҳалқа вазиятларининг айрмасига тенг, яъни

$$D_m = D_2(m) - B_1(m) \quad (10.25)$$

Бунга асосан, (10.24) қуйидагича ёзилади:

$$[D_2(m) - B_1(m)]^2 = 4 * R * \lambda * m \quad (10.26)$$

(10.26) формулани қуйидагича ёзамиз:

$$y_i = a + b * x_i \quad (10.27)$$

Бу ерда

$$b = 4 * R * \lambda ; \quad x_i = m_i ; \quad y_i = [D_2(m) - B_1(m)]$$

Жадвалдаги ўлчашларга асосан, (10.27) формула ёрдамида энг кичик квадратлар усули билан тенглама коэффицентлари A , B , m_0 , R —лар, уларнинг хатоликлари ва нисбий хатоликлари топилади. m_0 —йўқолган Ньютон ҳалқаларининг сони ясси параллел шиша пластинка устидаги ясси қавариқ линза қаттиқ сиқилиб қўйилгани учун иккала шиша ҳам деформацияланади. Шу сабабдан, микроскоп остида кўринган марказий минимум нолинчи эмас.

Миллиметр қўбозга жадвал остида (10.26) формулага биноан абсцисса ўқига m_i лар, ордината ўқига $d_{\min}^2$ лар жойлаштириб, график чизилади ва экстрополяция қилиб m_0 топилади. Кейин ўша график устига $y_{1i} = A + Bx_i$ назарий томондан олинган график ҳам чизилиб, улар солиштирилади. Графикдан ҳам коэффициентлар A ва B лар топилади

(10.26) тенглама ва жадвалда олинган ўлчаш натижаларини ЭХМ ёрдамида ишлаш учун (10.26) ни қуйидагича ёзамиз:

$$[D_2(m) - B_1(m)]^2 = 0 + 4 \cdot R \cdot \lambda \cdot M(I) \quad (10.28)$$

Белгилашлар киритиб,

$$\begin{aligned} x(I) &= M(I), & y(I) &= [D_2(I) - B_1(I)]^2 \\ a &= 0, & B &= 4 \cdot R \cdot \lambda, & y(I) &= a + b \cdot x(I) \end{aligned} \quad (10.29)$$

тенгламага эга бўламиз. Бу ерда $I = L, N, T$
Жадвал натижаларини (10.20), (10.21) формулаларга ишлатиб, энг кичик квадратлар усули билан ЭХМ да $a = A$, $b = B$, R , M_0 , буларнинг хатоликлари ва $x(I)$, $y(I)$, $y_1(I)$ ларни ҳисоблаш $L103$ дастурда берилган [12].

II-усул.

(10.21) формулани m — нчи ҳалқа радиуси учун ёзсак,

$$r_m = \sqrt{R \cdot \lambda \cdot m}$$

I усулдаги йўқотилган ҳалқаларини ҳам назарга олсак, у ҳолда

$$r_{m_i} = \sqrt{R \cdot \lambda (m_i + m_0)} \quad \text{ва} \quad D_{m_i}^2 = 4 \cdot R \cdot \lambda \cdot (m_i + m_0) \quad (10.30)$$

(10.30) формуладан исталган ҳалқалар учун линзанинг эгрилик радиусларини ҳисоблаш керак (қуйидаги тенглама):

$$R_i = \frac{1}{4\lambda} \frac{D_{m_i}^2}{m_i + m_0} \quad (10.31)$$

(10.31) формула ёрдамида йўқотилган ҳалқаларни назарга олиб, линзанинг эгрилик радиуслари (R_i), хатоликлари нисбий хатолиги, $R_{\text{грт}}$ топилади. ЭХМ ёрдамида ишлаш учун (10.31) формула қуйидагича ифодаланади.

$$R(I) = \frac{1}{4\lambda} [D_2(I) - B_1(I)]^2 / (I - MO) \quad (10.32)$$

$$I = L, N, T$$

Жадвалдаги ўлчаш натижалари ва (10.32) формулага асосан ЭХМ да $R(I)$, $R_{\text{эрт}}$, DR , $EPSR$ ларни ҳисоблаш L1030 дастурда келтирилган.

III усул.

(10.21) формулани m ва n -нчи ҳалқалар учун ёзамиз:

$$\begin{aligned} r_m &= \sqrt{R * \lambda * m} & r_n &= \sqrt{R * \lambda * n} \\ D_m^2 &= 4 * R * \lambda * m & D_n^2 &= 4 * R * \lambda * n \\ D_m^2 - D_n^2 &= 4 * R * \lambda * (m - n) \\ D_m^2 &= 4 * R * \lambda * T + D_n^2 \end{aligned} \quad (10.33)$$

Белгилашлар киритиб,

$$\begin{aligned} x_i &= D_{ni}^2, \quad y_i = D_{mi}^2, \quad a = 4 * R * \lambda * T \\ y_i &= a + b * x_i \end{aligned} \quad (10.34)$$

тўғри чизиқли тенгламага эга бўламиз. (10.33) тенгламага жадвалдаги ўлчаш натижаларини ишлатиб D_m^2 билан D_n^2 боғланиш графикаси чизилади. Графикдан R -аниқланади. Жадвал натижалари ва (10.34) формулага асосан энг кичик квадратлар усулига асосан коэффициентлар $a = A$, $b = B$, R уларнинг хатоликлари топилади ва y_{ii} билан x_i орасидаги боғланиш графикаси чизилади. Бу график устига $y_{ii} = A + B * x_i$ графикаси ҳам чизилиб, улар солиштирилади. ЭХМ ёрдамида ишлаш учун (10.33) ва (10.34) формулалар қуйидагича ёзилади:

$$[D_2(I) - B_1(I)]^2 = 4R\lambda T + [D_2(I - T) - B_1(I - T)]^2 \quad (10.35)$$

$$y_i = a + b * x(I) \quad I = L, N, T \quad (10.36)$$

Жадвалда олинган ўлчашларга биноан (10.34) формула ёрдамида энг кичик квадратлар усули билан A , B , R , KOP , $x(I)$, $y(I)$, $SIGA$,

SIGB, SIGR, EPSA, EPSB, EPSR ларни ҳисоблаш L1031 дастурда берилган[12].

IV усул.

(10.21) формулани m ва n – Ньютон ҳалқалари учун ёзсак,

$$r_m = \sqrt{R * \lambda * m} \quad r_n = \sqrt{R * \lambda * n}$$

$$D_m^2 = 4 * R * \lambda * m \quad D_n^2 = 4 * R * \lambda * n$$

$$D_m^2 - D_n^2 = 4 * R * \lambda * (m - n) \quad (m - n) = T$$

$$R_i = \frac{D_m^2 - D_n^2}{4R\lambda} \quad (10.37)$$

Жадвалдан олинганлардан ва (10.37) формула ёрдамида турли m ва n лар (ҳалқа номерлари) учун линзанинг эгрилик радиуслари R_i , хатолиги ΔR , нисбий хатолиги ϵ_R , $R_{\text{фрт.}}$ лар топилади. ЭХМ да ишлаш учун (10.37) формула қуйидагича ёзилади:

$$R(I) = [(D_2(I) - B_1(I))^2 - (D_2(I - T) - B_1(I - T))^2] / (4 * \lambda * T) \quad (10.38)$$

Жадвалда олинган ўлчашларга биноан (10.38) формула ёрдамида ЭХМ да $R(I)$ ларни $R_{\text{фрт.}}$, DR , $EPSR$ ларни ҳисоблаш L1032 программада келтирилган. Калькулятор ва ЭХМ да олинган ҳисоблаш натижалари солиштирилади.

V усул.

(10.21) формулага биноан $r_m = \sqrt{R * \lambda * m}$, $r_n = \sqrt{R * \lambda * n}$

$$D_m^2 = 4 * R * \lambda * m \quad D_n^2 = 4 * R * \lambda * n$$

$$D_m^2 - D_n^2 = 4 * R * (\lambda * T * (m - n)) \quad (10.39)$$

$$R(m, n) = \frac{D_m^2 - D_n^2}{4\lambda T} \quad (10.40)$$

(10.40) формула ёрдамида турлича комбинациялар учун, жадвалдаги ўлчашлар асосида, линзанинг эгрилик радиуслари, $R_{\text{фрт.}}$, DR , ϵ_R лар ҳисобланади. ЭХМ ёрдамида ҳисоблаш учун (10.40) формула қуйидагича ёзилади.

$$R(J, I) = (1/4\lambda) [(D_2(J) - B_1(J))^2 - (D_2(J - I) - B_1(J - I))^2] / (J - I) \quad (10.41)$$

(10.41) формулада $I = L, N, T$, $J = I + T, N, T$

Жадвалда олинган ўлчаш натижаларига биноан (10.41) формула ёрдамида ЭХМ да ҳисоблаб, эгрилик радиусларини ҳалқаларнинг турли комбинациялари учун $R(J, I)$ лар $R_{\text{ўрт.}}$, DR , $EP SR$ ларни ҳисоблаш L1033 дастурда келтирилган. Калькулятор ва ЭХМ да ҳисобланган натижалар солиштирилади.

Бу ишни ҳисоблаш учун келтирилган формулалар ва ЭХМ га кирган физик катталиклар қуйидагилардир.

K — тажриба сони.

L, N — ихтиёрий бошланғич ва охириги ҳалқалар номери

T — қадам

$D_2(I)$ — микроскопда кўринган марказдан ўнг томондаги ҳалқалар вазияти (мм)

$B_1(I)$ — микроскопда кўринган марказдан чап томондаги ҳалқалар вазияти (мм)

$R_{\text{ўрт.}}$ — эгрилик радиусининг ўрта қиймати (мм)

DR — эгрилик радиусининг ўртача квадратининг хатолиги (мм)

$EP SR$ — эгрилик радиусининг нисбий хатолиги.

Адабиётлар.

[1] — 114 — 122 бетлар; [2] — 76 — 96 — бетлар; [3] — 75 — 83 — бетлар; [7] — 451 — 455 — бетлар; [12] — 3 — 13 — бетлар.

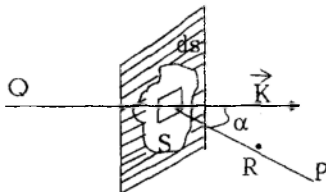
11-иш.

Дифракцион узунликни Френель дифракциси методи билан ўрганиш.

Ҳар қандай ёруғлик дифракцияси ҳодисаларини янги принциплар ишлатмасдан электромагнит тўлқин назарияси асосида тушунтириш мумкин. Ёруғликнинг бирор муҳитда тарқалиши масаласини ўзига мос чегаравий шартлар асосида Максвелл тенгламалари ёрдамида ечиш кўпдан — кўп математик қийинчиликларни тўлдиради. Асосий қонуниятларни ҳисоблаб топишда тақрибий методларни қўллаш қулайроқдир. Бу методлардан бири Гюгенс — Френель принциpidир. Бу метод ёруғликнинг дифракцион манзарасидаги ёруғ ва соя соҳаларидаги интенсивликнинг тақсимотини тақрибан ҳисоблаб топиш имконини беради. Гюгенс — Френель принципига асосан, кузатиш нуқтасидаги ёруғлик майдонини иккиламчи ёруғлик тўлқинларининг интерференциясини натижаси сифатида қараш

мумкин. Ушбу иккиламчи ёруғлик тўлқинлари фазодаги нуқталарнинг асосий ёруғлик манбаси тўлқинини галаёнлаштириши натижасида вужудга келади.

Ихтиёрий шаклдаги тирқиш ёрдамида ёруғлик дифракциясини ҳосил қилиш схемаси (11.1 — шаклда берилган). Монохроматик ёруғлик тўлқинини тарқатувчи Q нуқтавий манба берилган бўлиб, ундан тарқалаётган тўлқин йўлига S тирқишли экран, тўсиқ сифатида қўйилган бўлсин (11.1 — шакл).



11.1 — шакл

Агар экрандаги тирқишнинг ўлчами ёруғлик тўлқин узунлигидан кўп марта катта бўлса, тирқиш четидан ҳар қандай узоқликдаги дифракцион манзаранинг хусусияти тўсиқ сифатида ишлатилган экраннинг материалга боғлиқ бўлмайди.

Френель методи бўйича, қўйилган масалани тақрибан ечиш учун S тирқишдаги ёруғлик тўлқинининг E электр майдон кучланганлиги экран бўлмагандаги тўлқин электр майдони кучланганлигига тенг деб, экраннинг тирқишдан бошқа нуқталарида эса нолга тенг деб олинади. Ихтиёрий кўринишдаги S тирқиш юзасини жуда кичик dS юзачаларга бўлиб чиқайлик. Бу dS юзанинг ўлчами тўлқин узунлигининг квадрати (λ^2) нисбатан кўп марта катта ($dS \gg \lambda^2$) бўлиб, лекин S юзага нисбатан кўп марта ($S \gg dS$) кичик бўлсин. Элементар dS қисм томонидан дифракцион манзаранинг P нуқтасида ҳосил қилинган $d\vec{E}_P$ электр майдон кучланганлиги тирқишнинг dS қисмидаги $\vec{E}$ электр майдон кучланганлигига ва проекцияси dS_n га тенг бўлган P нуқтадан кузатганда кўринувчи dS майдончанинг юзасига пропорционал бўлсин. Агар dS элементар юзадан P нуқтагача бўлган масофани R билан белгиласак, у ҳолда P нуқтадаги электр майдон кучланганлигининг амплитудаси қуйидагича кўринишда аниқланади:

$$d\vec{E}_P = k(\alpha)\vec{E} \frac{e^{ikr}}{R} dS_n \quad (11.1)$$

бу ерда $k(\alpha)$ – қандайдир оғиш коэффициентлари бўлиб, у иккиламчи тўлқинлар амплитудасининг тўлқин вектори $\vec{K}$ ва кузатиш нуқтасига ўтказилган нормаль орасидаги α – бурчакка боғлиқлигини билдиради.

Бунинг ажойиб томони шундан иборатки, биз $K(\alpha)$ функциянинг аниқ ифодасини унинг $\alpha = 0$ да максимум қийматни олади ва α нинг ўсиши билан қиймати бир текисда камаяди деб, кўпгина дифракцион масалаларни ечишимиз мумкин. Биринчи формуладаги $\frac{e^{ikr}}{R}$ кўпайтма иккиламчи тўлқинлар амплитудасининг dS дан P йўналишда тарқалишида камайишини билдиради. Кузатиш P нуқтасидаги тўла электр майдонни, тирқишдаги барча элементар dS юзачалардан келаётган иккиламчи тўлқинлар электр майдон кучланганликларининг йиғиндисидан иборат, яъни:

$$\vec{E}_P = sk(\alpha)\vec{E} \frac{e^{ikr}}{R} d\vec{S}_n \quad (11.2)$$

(11.2) формуладаги ифода Гюгенс–Френель принципининг математик ифодасидир. Ушбу формуладаги ифода ёрдамида P кузатиш нуқтасидаги электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш жуда мураккаб масаладир. Лекин тўлқин манбаи билан кузатиш нуқтаси P оралиғига қўйилган тўсиқ – экран симметрик хусусиятига эга бўлса (доира, тўғри бурчакли тўртбурчак ва ҳоказо), у ҳолда ҳисоб – китоб йўли соддалашади.

Френелнинг ўзи томонидан таклиф этилган ва «Френель зоналар методи» деб ном олган, ҳисоблаш методи катта қулайликларга эга. Симметриклик хусусияти бор бўлганда, иккиламчи тўлқинлар манбаи маълум қоида билан группаларга (зоналарга) тўпланиши мумкин ва P нуқтадаги электр майдон кучланганлиги ҳар бир зонадаги иккиламчи тўлқин манбалари таъсирининг йиғиндиси сифатида кўриш мумкин.

Агар, тўлқин сферик тўлқин бўлса, (ёруғлик манбаи нуқтавий бўлса), у ҳолда бир жинсли изотроп муҳитда тарқалаётган тўлқин сирти SP тўғри чизиқга нисбатан симметрик бўлади. У ҳолда тўлқин сиртини шундай доиравий камарларга ажратамизки, бу доиравий камарнинг икки – четидан P нуқтагача

бўлган масофалар бир — биридан $\lambda/2$ га фарқ қилсин. Бу ерда λ шу муҳитда тарқалаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигидир.

(11.1) формула орқали кўрсатиш мумкинки, ҳар бир зонанинг юзи λ^2 аниқлик билан бир — бирларига тенг бўлиб, ҳар бир кейинги зонанинг эгрилик радиуси аввалгисига нисбатан $\sqrt{n}$ каби ортади. Бу ерда n — зоналар номери. Қўшни зоналардан P нуқтага келаётган тўлқинларнинг фазаси бир — биридан π га фарқ қилади, шунинг учун P нуқтадаги йиғинди электр майдон кучланганлиги қуйидаги ифода билан ифодаланади:

$$E_p = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (11.3)$$

Бу қатор ҳадларининг қиймати модуль жиҳатдан қатор сони ошган сари қиймати икки сабабга кўра камайиб боради: биринчидан, зоналар номери ошган сари зоналардан кузатиш P нуқтасигача бўлган масофа ошиб боришига бўлса, иккинчидан зоналарнинг номери ошиши билан уларнинг P кузатиш нуқтасидан кўриниш юзасининг камайиши (зоналарнинг оғиш эффекти) ҳисобига. (11.3) формуладаги E_n майдон амплитудасининг йиғиндисининг ярмига тенг деб олиш мумкин, яъни:

$$E_n = \frac{E_{n-1} - E_{n+1}}{2}$$

Шунинг учун қуйидаги ифодани ёзишимиз мумкин:

$$E_p = \frac{E_1 \pm E_m}{2}$$

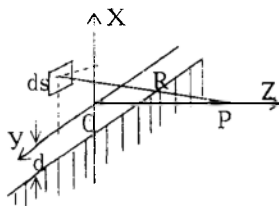
бунда, E_m — кузатиш P нуқтасидан энг узоқдаги m — зонадан келаётган тўлқин амплитудаси.

Эркин тўлқин фронти учун P нуқтадаги майдон амплитудаси марказий зонадан келаётган тўлқин амплитудасининг ярмига тенг, чунки m — нинг катта қийматларида E_m нинг ҳиссаси кичикдир.

Агар тўлқин фронтининг бир қисми тўсиқ билан беркитилган бўлса, бу ҳолда дифракцион масалани ечишда ишлатилаётган (11.3) йиғиндида тўсиқ беркитган зоналарни ифодаловчи ҳадларни эътиборга олмаслик керак.

Қирраси тўғри чизиқли тўсиқ четидан ҳосил бўлган дифракцион манзаранинг табиатини ҳисоблайлик. Соддалик учун

тўсиқ қиррасига ясси фронгли тўлқин тушади деб фараз қилайлик.



11.2 — шакл.

Қирраси тўғри чизиқли тўсиқ ёрдамида дифракция ҳосил қилиш схемаси 11.2—шаклда берилган. Декарт (x y z) координаталар системасида кўчиш нуқтаси Р учун қуйидаги $L \gg d$ шарт бажарилсин. Бу ҳолда биз геометрик соя чегарасидаги дифракцион тасвирдаги интенсивлик тақсимотини аниқлайлик. Гюгенс — Френель принципини қўлашда S юзанинг вазифасини X Y текисликнинг тўсиқ билан беркитилмаган қисми бажаради. Бу текисликнинг ҳар бир нуқтасидаги ясси тўлқин майдон кучланганлигини бир хил оламиз. Бу текисликни тўсиқ қиррасига параллел бўлган тасма (йўлка полоса) ларга ажратамиз.

Тўсиқ яқинидаги тўлқин фронтининг dS элементлари учун (кичик дифракцион оғишлар дейилади) зоналарнинг оғиш фактори доимийдир. Шунинг учун айтиш мумкинки, Р нуқтадаги майдон кучланганлиги зоналарнинг турлича хисса қўшишининг сабаби, бу зоналарнинг Р нуқтадан турлича масофада жойлашганлигидир.

Элементар dS юзадан Р нуқтагача бўлган R масофа қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$R = \sqrt{L^2 + x^2 + y^2} = L + (x^2 + y^2)/2L$$

У ҳолда (11.2) ифодадан фойдаланиб, эни η_1 га тенг бўлган зоналардан Р нуқтага келган тўлқинлар майдон кучланганлиги E_p қуйидаги ифода билан иниқланади:

$$E_p = C \frac{E}{L} \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} e^{ik[L + \frac{x^2 + y^2}{2L}]} dx dy = C \frac{E}{L} e^{ikL} e^{ik \frac{y^2}{2L}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik \frac{x^2}{2L}} dx$$

бу ерда $C = \text{const}$. Бу ифодадаги «у» бўйича олинган биринчи интеграл доимий кўпайтувчини беради, сабаби у тўлқин фронтининг (OX_1) поласасининг кенглигига боғлиқ эмас. У ҳолда $0 + X_1$ кенгликдаги тўлқин fronti Р нуқтада ҳосил қилган майдон кучланганлиги қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$E_p \approx \int_0^{x_1} e^{ikx^2} dx \quad \text{ёки}$$

янги $kx^2/L = \pi\eta^2$ кўринишдаги ўзгарувчини киритсак, у ҳолда

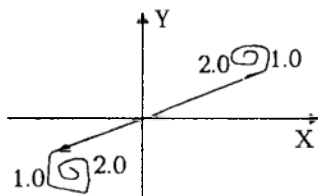
$$E_p = \int_0^{\eta_1} e^{i\pi\eta^2/2} d\eta \quad (11.4)$$

ифодани оламиз. Бу ифода Корню спиралининг комплекс формадаги параметрик тенгламасидир.

Тўғри бурчакли X,Y координаталари системасида Корню спиралининг тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\begin{aligned} x(\eta_1) &= \int_0^{\eta_1} \cos(\pi\eta^2/2) d\eta \\ y(\eta_1) &= \int_0^{\eta_1} \sin(\pi\eta^2/2) d\eta \end{aligned} \quad (11.5)$$

Бу тенгламалар Френель интеграллари дейилади:



11.3 — шакл

Корню спиралининг элементар ёйини $d\eta$ дифференциал билан белгилаймиз. Координата бошидан η_1 нуқтагача бўлган масофани $|\eta_1|$ билан белгилайлик. Параметр η нинг η_1 нуқтадаги қийматига

мос келувчи dy/dx ҳосилани аниқлайлик. (11.5) формулага асосан η нинг $d\eta$ орттирмасига қуйидагилар мос келади:

$$dx = \cos \frac{\pi\eta^2}{2} d\eta$$

$$dy = \sin \frac{\pi\eta^2}{2} d\eta$$

яъни,
$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi\eta^2}{2}\right) = \operatorname{tg}\alpha$$

бу ерда α — эгри чизиқнинг шу нуқтадаги уринмасининг оғиш бурчаги:

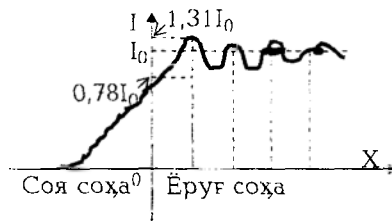
Шундай қилиб,

$$\alpha = \frac{\pi\eta^2}{2} \quad (11.6)$$

Агар $\eta = 0$ бўлса, $\alpha = 0$ бўлади ва Корню спирали 0 нуқтада x ўқига уринма бўлади.

Агар $\eta = 1$ бўлса, $\alpha = \pi / 2$ бўлади ва Корню спирали 0 нуқтада "у" ўқига уринма бўлади. Шундай қилиб, Корню спирали фокуслари атрофида қўлаб уринмаларни кузатиш мумкин. (11.6) муносабатта асосланиб η параметрнинг берилган қийматига мос нуқтани Корню спиралидан топиш мумкин.

Корню спирали ёрдамида ҳар қандай нуқтадаги ёруғлик тебранишининг амплитудасини аниқлаш мумкин. Бунинг учун Корню спиралида жойлашган икки нуқтанинг координатасини билиб, уларни тўғри чизиқ билан туташтириш керак. Бу нуқталардан бири очиқ зоналарнинг биринчисининг бошланишида, иккинчиси эса сўнггисининг охирида жойлашган. Икки нуқтани туташтирган тўғри чизиқнинг узунлиги P нуқтадаги тебраниш амплитудасини беради. Ёруғлик интенсивлигининг P нуқта координатасига боғлиқ графиги (x ўқи йўналишида) 11.4 — шаклда берилган.



11.4 – шакл

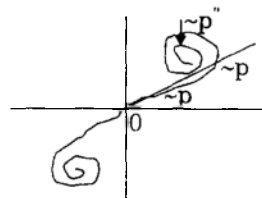
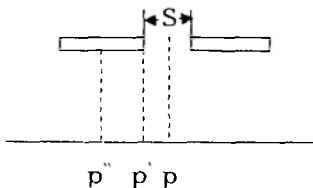
Геометрик соя чегарасидаги ёруғлик интенсивлигининг тақсимот графиги 11.4 – шаклдан кўриниб турибдики, геометрик соя қисмига ўтганда (x нинг манфий қийматлар соҳасида) ёруғлик интенсивлигининг қиймати аста – секин камайиб нолга интилади.

Чегаранинг ён томонларида ёруғлик интенсивлигининг алмашиб турувчи максимум ва минимумлари жойлашган. Уларнинг координатлари қуйидаги ифода орқали аниқланиши мумкин:

$$x_i = \frac{\pi L}{k} \eta_i^2 = \frac{\pi L}{k} \frac{2\alpha}{\pi} = \frac{2L}{k} \alpha$$

бу ерда α – Корню спиралидаги мос нуқтадан ўтган уринманинг оғиш бурчаги. Ушбу муносабат ёрдамида максимум ва минимумларнинг координатлари, уларнинг кенглигини аниқлаш мумкин. Бунинг учун L , λ ва α_1 ларнинг қийматларини билишимиз зарур.

Ярим текисликдан ҳосил бўлган дифракция масаласини ечиш усули бизга чексиз узун тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияни аниқлаш имконини беради. Тирқиш маказининг қаршисидаги P нуқтада йиғинди векторнинг бошланиши ва охири Корню спиралининг координат бошига нисбатан симметрик жойлашган.



11.5 – шакл.

Тирқишнинг четига қарши бўлган P нуқтага сурилса, йиғинди векторнинг учи спиралнинг маркази бўлган O нуқтага силжийди. Векторнинг охири эса спирал бўйлаб P' полоса томонга силжийди. Соянинг ички томонига кирган сари, йиғинди векторнинг учи ва охири спирал бўйлаб силжиб, энг кичик масофада (P'' нуқтага мос келувчи вектор узунлигида) жойлашади. Бу ҳолда ёруғлик интенсивлиги минимум қийматга эришади. Вектор учи ва охири янада спирал бўйлаб силжишида унинг узунлиги узайиб—қисқариб кучсиз тебранади ва мос равишда кучсиз максимум ва минимумлар пайдо бўлади. Агар P нуқтани қўзғалмас сақлаб, тирқишнинг кенглигини P нуқтага нисбатан симметрик равишда кенгайтириб борсак, у ҳолда P нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги максимумлар ва нолдан фарқли минимумлардан ўтиб пульсланади. Марказий йўлча дифракцион манзаранинг симметрик ўқи бўлиб хизмат қилади. Шундай қилиб, дифракцион манзаранинг симметрия марказини кузатиш натижасида тирқиш орқали ўтаётган зоналар миқдори тўғрисида аниқ ҳулоса чиқариш мумкин.

Агар тирқишнинг кенглигини аста—секин ошира бошласак, дифракцион манзаранинг марказида ёруғлик интенсивлигининг минимуми (икки ёруғ йўлка ўртасида қоронғи йўлка) пайдо бўлса бу ҳолни пайдо қилувчи тўлқин фронти икки бирламчи зонадан иборат бўлади. Тўлқин фронти учта зонадан иборат бўлса, дифракцион манзаранинг марказида ёруғ йўлка пайдо бўлади ва унинг икки ёнида қоронғи йўлка пайдо бўлади. Тўрт зонали тўлқин фронти дифракцион манзаранинг марказида яна қоронғи йўлка билан икки ёндош минимумни ҳосил қилади.

Шундай қилиб, дифракцион манзара маркази ёнидаги минимумлар сони, тирқиш кенглигига мос келган Френель зоналар сонидан бирга фарқ қилади. 1—жадвалда дифракцион манзаранинг тирқиш кенглигига боғлиқ бўлган интенсивликнинг турли тақсимотларининг кўриниши (дифракцион манзаранинг марказида кузатиладиган якка, жуфт, учта ва ҳоказо максимумли ҳоллар ва уларга мос x ,

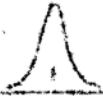
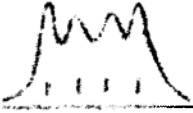
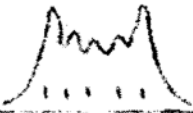
$$\eta = \frac{x\sqrt{2}}{\sqrt{L\lambda}}$$

параметрларнинг қийматлари кўрсатилган ва берилган).

Жадвалдан кўриниб турибдики, агар $\eta^2 \ll 1$ шарт бажарилса, у ҳолда дифракцион манзаранинг марказида ягона максимум ҳосил бўлади, яъни Фраунгофер дифракцияси ҳолидагидек.

Агар $\eta^2=1$ бўлса дифракцион манзара Френель дифракцияси бўлиб, марказдаги ҳолат тирқиш кенглигида жойлашадиган зоналар сонига боғлиқ. Агар $\eta^2 \gg 1$ бўлса, манзаранинг марказида интенсивлик тақсимооти бир текис бўлиб, бу ҳол геометрик оптика ҳолига мос келади.

Дифракцион манзара кўринишининг α ва η параметрларга боғлиқлиги 1 — жадвалда ифодаланган. 1 — жадвал.

N	Дифракцион манзаранинг кўриниши	α	η
1		$\frac{3\pi}{4}$	$\sqrt{1.5}$
2		$\frac{7\pi}{4}$	$\sqrt{3.5}$
3		$\frac{11\pi}{4}$	$\sqrt{5.5}$
4		$\frac{15\pi}{4}$	$\sqrt{7.5}$
5		$\frac{19\pi}{4}$	$\sqrt{9.5}$
6		$\frac{23\pi}{4}$	$\sqrt{11.5}$

Қуйидаги $\eta^2 = \frac{2x^2}{L\lambda} \approx 1$ шартдан дифракцион $L < 2x^2/\lambda$ узунликни аниқлаш мумкин (бу катталиқнинг физик моҳиятини аниқлашга ҳаракат қилинг).

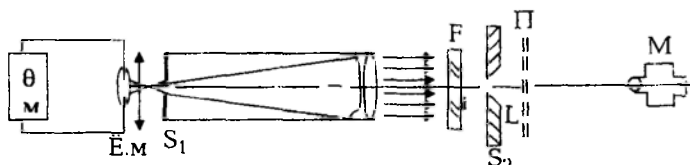
Шундай қилиб: $z_d \approx \frac{2r^2}{\lambda}$ ёки $z_d \approx \frac{b^2}{2\lambda}$,

Бу ерда b — тирқиш кенглиги.

Ишнинг мақсади: тирқиш кенглиги ва кузатиш нуқтаси ўзгарганда дифракцион манзаранинг ўзгаришига қараб z_d дифракцион узунликни аниқлашдан иборат.

Экспериментал қурилма

Френель дифракциясини кузатиш ва керакли ўлчашни бажаришга имкон берадиган қурилма ГС — 5 гониометр асосида яратилган ва унинг схематик қурилиши 11.6 — шаклда берилган.



11.6—шакл Френель дифракциясини кузатиш қурилмасининг схематик қўрилиши.

Симобли ёруғлик λ лампасининг нури, К конденсор ёрдамида гониометр кўришдаги созланадиган коллиматорнинг S_1 тирқишига туширилади (гониометр лобарант томондан созланади). Коллиматор ёрдамида ҳосил қилинган ясси фронтли, параллел нурлар дастаси F

($\lambda = 0,55$ мкм) ёруғлик фильтридан ўтиб, кенглиги ўзгарувчан S_2 тирқишга тушади. Унинг кенглигини ўлчаш учун коллиматор микрометрик ўлчагич билан таъминланган. Тирқишнинг кенглиги 0,001 мм қадам билан 0 ÷ 0,4 мм оралиқда ўзгаради. Микроскоп M ёрдамида Π текисликдаги дифракцион манзара кузатилади ва ўлчашлар олиб борилади. Микроскопнинг кўндаланг йўналишидаги ҳаракати микроскопдаги микрометрик қурилма ёрдамида амалга оширилади (микроскоп 0,001 мм қадам билан максимал 2,4 мм масофага силжиш мумкин).

Микроскоп ва S_2 тирқиш ўзаро қатғиқ қотирилган ҳолда кронштейнга ўрнатилади. Кронштейн ўз навбатида гониометр столчасига ўрнатишган. Бу ишда гониометрнинг чиқиш коллиматоридан фойданилмайди.

Топшириқлар

1. Экспериментал қурилманинг элементлари билан танишинг. Симоб лампасини электр таъминот манбаини электр тармоғига уланг. Тирқиш S_2 кенглигини тахминан $0,1 \pm 0,2$ мм оралиқда қўйиб, микроскопни созлаш жараёнида окулярда тирқишнинг аниқ тасвирини ҳосил қилинг. Микроскоп асосида бўйлама чизғич шкаласи ёрдамида унинг иш ҳолатини белгилаб олинг. Микроскопни силжитиб, тирқиш четидаги дифракцияни кузатинг. Дифракцион манзарадаги ёруғлик интенсивлигининг тақсимотини чизиб олинг ва олинган тасвирни Корню спирали ёрдамида тушунтиринг.

2. Микроскопни аввалги ҳолатига қайтариб, тирқишнинг аниқ тасвирини окулярда ҳосил қилиб, унинг бу ҳолатини чизғич шкаласида белгилаб олинг. Сўнгра микроскопни аста—секинлик билан S_2 тирқишдан (5 мм дан кўп эмас масофага суриб окулярда биринчи жадвалдаги биринчи қаторда тасвирланган дифракцион манзарага ўхшаш марказий максимумли) тасвирни ҳосил қилинг. Шу тасвирда ҳосил бўлган микроскопнинг ҳолатини белгилаб олинг. Сўнгра микроскоп ҳолатини бузмасдан, тирқиш кенглигини аста—секин ўзгартириб дифракцион манзара ўзгариш динамикасини кузатинг. Икки, уч, тўрт, беш ва олти максимумли дифракцион манзаралар ҳосил бўлгандаги тирқиш кенглигининг қийматларини ёзиб олинг. Шу ўлчаш жараёнини уч марта қайтаринг.

3. Микроскопни аввалги ҳолатидан 5 мм масофага силжитиб, бажарилган барча ўлчашларни қайтаринг. Учинчи цикл ўлчашлар микроскопни 10 мм масофага силжитиб бажарилади.

Олинган натижаларни иккинчи жадвалга киритинг.

2. жадвал

N/N	N	L_1	L_2	L_3	b_1	b_2	b_3
1	1	5	10	20			
2	2	— " —	— " —	— " —			
6	6	5	10	20			

4. Ўлчашларни тугатгандан сўнг, симоб лампасини ўчиринг ва қурилмани бошланғич ҳолатга созланг.

Ўлчаш натижаларини қайта ишлаш

Иккинчи жадвалда келтирилган ўртачалаштирилган натижалардан фойдаланиб, $b^2 = 2\eta^2 \lambda L$ муносабатни ифодаловчи

тўғри чизиқлар оиласини чизинг. Уларнинг қиялиги $2\eta^2\lambda$ кўпайтмани, сўнгра дифракцион η - параметрни ва дифракцион Z_d – узунликни аниқлаш имконини беради.

Текшириш учун саволлар

1. Қандай ҳолларда Френель ва Фраунгофер дифракциялари кузатилади? Бу дифракцияларнинг бир – биридан фарқи нимада?
2. Тирқишдан ва тешиқдан ҳосил бўлган дифракциялардаги вектор диаграммаларнинг фарқи нимада?
3. Корню спирали ёрдамида дифракцион йўлчаларнинг кенглигини қандай баҳолаш мумкин?
4. Гюгенс – Френель принципи асосида дифракцион масалаларни тақрибан ечиш методидаги асосий принципиал характердаги қандай қийинчиликлар бор?

Адабиётлар

[1] – 145 – 168 бетлар; [2] – 118 – 135 бетлар; [6] – 268 – 283 бетлар; [12] – 14 – 21 бетлар.

12-иш.

Дифракцион панжара ёрдамида ёруғликнинг тўлқин узунлигини аниқлаш.

Керакли асбоблар: Гониометр ГС – 5, дифракцион панжара, симоб лампаси.

Шаффоф бўлмаган тўсиқ чеккасида ёруғлик тўлқинининг тўғри чизиқли тарқалишидан ҳар қандай оғишига дифракция дейилади. Ёруғлик дифракцияси ёруғлик тўлқинининг тўсиқ чеккалари билан ўзаро таъсирлашишидан вужудга келади.

Масалан, жуда ҳам ингичка ип оламит ва бу ипни монохроматик ёруғлик нурининг йўлига жойлаштирамиз. Фикран экранда ўша иннинг сояси (қоронғи) бўлиши ўрнига ёруғ чизиқларга эга бўламиз. Ундан ташқари бу оқ полоса тевақларида яна ёруғ ва қоронғи кўп полосалар вужудга келади. Демак, ёруғлик ингичка ип чеккаларидан оғади ва дифракция ҳодисаси бўлади. Ёруғликнинг ип чеккаларидан оғиб ўтган қисмлари бир – бирларини қоплаши натижасида интерференциялашади. Натижада, экранда максимум (ёруғ), минимум (қоронғи) полосалар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, ёруғлик дифракцияси иккита принцип ёрдамида:

1. Гюйганс принципига асосланиб – сферик тўлқин фронтининг ҳар хил нуқтаси ўз навбатида иккиламчи ёруғлик манбаи

ҳисобланади ва бу янги тўлқин шу муҳитда маълум тезлик билан тарқалади.

II. Интерференция қонунига асосан, сферик тўлқин фронтининг ҳамма нуқталари бир хил частота ва бир хил фазаларда тебранадилар ва улар когерент манбалар ҳисобланиб, улардан ҳосил бўлган иккиламчи тўлқинларнинг қўшилиши натижасида фазонинг баъзи бир нуқталарида бир – бирларини кучайтирадилар (максимум бўлади), баъзи бир нуқталарида эса бир – бирларини сусайтирадилар (минимум) ҳосил қиладилар.

Максимум ва минимумларнинг ҳосил бўлишини Френель сферик тўлқин фронтини зоналарга бўлиб, у зоналардан кузатиш нуқтасига келган ёруғлик тўлқинининг амплитудаларини қўшиш билан тушинтиради.

Дифракция ҳосил қилишда асосан икки типдаги дифракция (ёруғлик манбаи билан тўсиқ ва тўсиқ билан экранлар оралиғи чекли бўлган ҳол) ва иккинчиси Фраунгофер типидagi дифракция (ёруғлик манбаи билан тўсиқ ва тўсиқ билан экран орасидаги масофалар чексиз бўлган ҳол) ажратади.

Иккинчи типдаги дифракцияни лаборатория шароитларида олиш учун ёруғлик манбаи билан тўсиқ оралиғи ва тўсиқ билан экран оралиқларига линзалар жойлаштириш билан эришиш мумкин.

Ҳозир биз Фраунгофер типидagi дифракцияни, яъни тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияни кўрамиз.

Тирқиш деб, ҳосил бўлган ярим текисликлар бир – бирларидан b масофада параллел жойлашган системага айтилади. b – ни тирқишнинг кенглиги дейилади. Тирқишга параллел нурлар дастаси тушиши керак (Фраунгофер типидagi дифракция). Шунинг учун ҳам ёруғлик манбаи билан тирқиш оралиғига ва тирқиш билан манзарани кузатиладиган экран оралиғига линзалар жойлаштирамиз. Тирқишдан олдинги линза фокусида ёруғлик манбаи, тирқишдан кейинги линзанинг фокал текислигида экран жойлашган бўлади.

Шундай қилиб, тирқиш текислигига параллел нурлар дастасини нормал туширамиз ва тирқиш текислиги тўлқин фронтини ҳосил қилади. Тирқиш кенглиги $A = b$, φ – дифракция бурчаги (12.1 – шакл). Агарда AB – тирқиш оралиғини x десак, A ва B нуқталардан φ – дифракция бурчаги билан чиққан нурлар орасидаги йўллар фарқи $AE = d = x \sin \varphi$ бўлади. Тирқишнинг элементар dx – юзаларидан (чунки dx – эни ва l – тирқиш узунликлар кўпайтмаси юзачани ташкил этади) чиққан тебраниш амплитудалари $dA \sim dx$ ёки $dA = c dx$ бўлади. Тирқишнинг

ҳамма юзасидан (b — энидан) ҳосил бўлган тебраниш амплитудаси.

$$A_0 = \int_0^b dA = \int_0^b c dx = cb$$

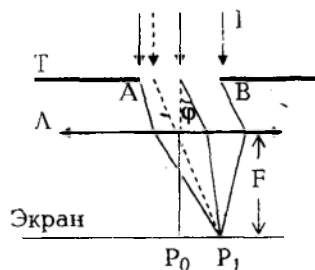
бундан

$$c = \frac{A_0}{b}$$

келиб чиқади.

$$dA = \frac{A_0}{b} dx$$

ни ҳосил қиламиз.



12.1 — шакл.

Одатда дифракция бурчаклари кичик бўлганлигидан,

$$S = \int_0^b ds = \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kd) dx = \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = A_0 \frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \cos(\omega t - \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda})$$

Бу тебраниш амплитудаси $\cos$ (ёки $\sin$) лар олдидаги коэффициентдир, яъни

$$A\varphi = A_0 \frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \quad (12.1)$$

Интенсивлик $I\varphi = (A\varphi)^2$ бўлгани учун //

$$I\varphi = I_0 \left(\frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \right)^2 \quad (12.2)$$

Интенсивлик формуласидан экраннинг қайси нуқталарида дифракцияланган (тирқишдан) нурларнинг максимум ёки минимум шартларини (12.2) формуладан топамиз. (12.2) формулага қуйидаги белгилар киритиб,

$$\beta = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \quad (12.3)$$

$$I\varphi = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \quad (12.4) \text{ ни оламиз.}$$

1. (12.4) дан $\lim_{\beta \rightarrow 0} \frac{\sin \beta}{\beta} = 1$: $I\varphi = I_0$ максимум бўлади.

Демак, $\beta = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}$ $\sin \varphi = 0$, $\varphi = 0$ да нолинчи ёки бош максимум бўлади. Экраннинг P_0 нуқтасида (тирқиш учун), агарда тирқишга тушаётган ёруғлик оқ бўлса (қуёш нури) оқ ёруғ полоса, агарда монохроматик (маълум тўлқин узунлигида – қизил, ёки кўк, сариқ,...) бўлса P_0 нуқтада ўша тушган рангдаги ёруғлик бўлади.

2. (12.2) дан $b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \lambda / 2$ $(k = 1, 2, 3, \dots)$ (12.5)

бўлса, яъни бу (12.5) шарт бажарилса ҳам экраннинг бу нуқталарида бошқа максимумлар бўлади. Лекин бу нуқталардаги интенсивликлар, $\varphi = 0$ дагига нисбатан жуда ҳам кам (хира) бўлади.

3. (12.2) – формуладан

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (12.6)$$

тирқишдан ҳосил бўлган дифракциянинг минимум (қоронғи) шартини беради. Бу нуқталар исталган максимумлар оралиғидир.

Шуни айгиш керакки, (12.2) формулага назар ташласак шуни кўрамизки, $\sin \varphi$ - φ дифракция бурчакларидаги интенсивликлар бир хил ва P_0 нуқтадаги (экран марказидаги нолинчи максимумга нисбатан) манзара симметрик жойлашган бўлади (синуслар квадратда бўлгани учун). Бошқа максимумлар шартини, яъни (12.5) шартини (12.2) формулага қўйиб, $k = 1, k = 2, k = 3, \dots$ ларни берсак,

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : 0.045 : 0.016 : 0.0086$$

лар каби интенсивликлар нисбатлари келиб чиқади. Бу нисбатлардан кўринадики, нолинчи максимум ($\varphi = 0$) бошқа максимумлардан жуда ҳам юксак экан.

Тирқиш учун минимум шартидан (12.6—формуладан)

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (12.6)$$

$k \lambda / b = \sin \varphi \leq 1 \quad k \leq b / \lambda$ (12.7) минимумлар сонини беради. Бошқача айтганда, агарда $\lambda > b$ бўлганда, тирқишдан ҳеч қандай дифракцион манзара (максимум ёки минимумлар) ҳосил бўлмас экан.

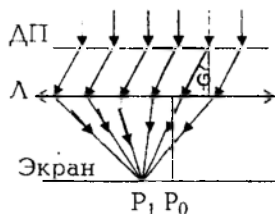
(12.6)—формуладан $b \sin \varphi_{+1} = x \sin \varphi_{-1} = (\lambda - (-\lambda))_{\varphi} = 2\lambda_{\varphi \pm 1}$ бурчак жуда кичик бўлгани учун

$$\Delta \varphi = 2\lambda / b \quad (12.8)$$

ни оламиз. (12.8) формула тирқишдан ҳосил бўлган нолинчи максимумнинг бурчак кенглиги дейилади.

Энди дифракцион панжарада ёруғлик дифракцияси ҳосил бўлишини кўрамиз.

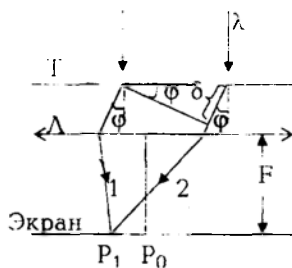
Эни (кенглиги) "b" ва узунлиги "y" бўлган ($y \gg b$) шаффоф рамкани тирқиш дейилади. Кўп сондаги эни b, бир—бирларидан эни "a" масофалардаги тўсиқлардан иборат бўлган тирқишлар тўпламини дифракцион панжара дейилади. 12.2—шаклда дифракцион панжара тасвирланган бўлиб, унга параллел нурлар дастаси нормал тушади.



12.2 — шакл

Дифракцион панжара шаффоф оралиқларининг (тирқишларининг) кенглигини b билан, тирқишлар орасидаги шаффоф бўлмаган оралиқлар a билан белгиланган. Дифракцион панжарадаги тирқишларнинг умумий сони N ва дифракцион панжара узунлигини L десак, у ҳолда $n = N / L$ ни дифракцион панжара бирлик узунлигидаги штрихлар сони дейилади. Чунки, дифракцион панжара текис ясси параллел шиша устига олмос қирраси билан, бўлиш машинаси ёрдамида, бир текис қилиб чизиқлар чизилади. Олмос қирраси чизган изи a , излар оралиғи b деб белгиланади. Энг яхши дифракцион панжараларда бирлик узунликдаги штрихлар сони 1 мм узунликда 2000 гача чизилади. Умумий штрихлар сони $N = 200000$ гача бўлади.

Дифракцион панжарадан пастда (12.3 — шакл) линза L жойлаштирилади ва линзанинг фокал текислигида экран (дифракцион манзара кузатилиши учун) жойлаштирилади. Линза қўйилишига сабаб, дифракцион панжарадан турли бурчаклар билан чиққан ёруғлик дасталари линзадан ўтиб, фокал текислигида йиғиладилар ва йиғилган жойларида максимум (ёруғ), минимум (қоронғи) чизиқлар ҳосил бўлади (дифракцион манзара ҳосил бўлади). Ҳозир дифракцион панжарадаги ҳосил бўлган максимум ва минимум шартларини кўрамиз. Тирқиш кенглиги b , тирқишлар оралиғи a ва $a + b = d$ дифракцион панжара доимийси (ёки даври) бўлган N — та тирқишлардан ташкил топган дифракцион панжара берилган бўлсин. Бунда $n = \frac{N}{L} = \frac{1}{a}$ бўлади. Бундай дифракцион панжарага параллел монокроматик нурлар дастаси нормал тушсин.



12.3 – шакл

Нормал тушган параллел нурлар дастаси дифракцион панжара билан ўзаро таъсирлашиши натижасида ўз йўналишини, тушган нурга нисбатан, φ – бурчакка ўзгартиради. (дифракция ҳодисаси). 12.3 – шаклдан бу йўллар фарқи δ га тенг бўлади:

$$\delta = d \sin \varphi \quad (12.9)$$

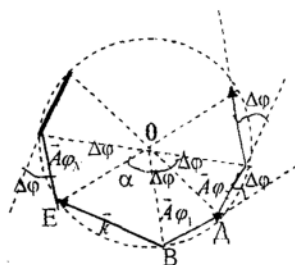
Бу иккита (бошқа тирқишлардан шу φ бурчак билан дифракцияланган нурлар ҳам) нурлар линзадан ўтиб, фокал текисликнинг P_0 нуқтасига тўпланадилар. Бу тўпланган нурларнинг исталган иккитаси (d – оралиқдан чиққанлар) орасидаги йўллар фарқи $\delta = d \sin \varphi$ га тенг бўлади, яъни бир хил йўллар фарқига эга бўладилар. Иккита нурлар орасида йўллар фарқидан ташқари яна фазалар фарқи ($\Delta\varphi$) ҳам бор. Булар орасидаги боғланиш:

$$\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi \quad (12.10)$$

Бу ерда $k = 2\pi/\lambda$ тўлқин сони дейилади. Юқорида қулайлик учун иккита тирқиш ва иккита нурни олган эдик. Одатда дифракцион панжарада N – та тирқишлар бор, undan ташқари бир хил тирқишдан φ дифракция бурчаги билан чиққан нурлар ҳам кўпдир. Агарда ҳар бир тирқишдан чиққан нурларнинг амплитудаларини A_i лар билан белгиласак ва ҳамма тирқишлардан φ бурчак билан чиқиб, экраннинг P_0 вазиятига йиғилган нурлар амплитудаларини қуйидагича ифодалаймиз:

$$\vec{A} = \sum_{\substack{N-\text{та} \\ \text{тиркинига}}} \Delta \vec{A}_i = \sum_{1-\text{тир}} \Delta \vec{A}_1 + \sum_{2-\text{тир}} \Delta \vec{A}_2 + \dots + \sum_{N-\text{тир}} \Delta \vec{A}_N = A\varphi_1 + A\varphi_2 + \dots + A\varphi_N \quad (12.11)$$

Бу векторлар бир-бирларидан фазалар фарқи $\Delta\varphi$ га фарқ қиладилар.



12.4 – шакл.

Агарда бу векторларни бирин-кетин (12.4) шаклдагидек қўя бошласак, бир-бирларидан фазалар фарқи $\Delta\varphi = \text{const}$ бўлгани учун, айлананинг координаталарига ўхшаб кетади. 12.4 – шаклдан $\triangle OCD$ ва $\triangle OEC$ лардан ярим бурчак синусларини топсак.

$$\sin \frac{\Delta\varphi}{2} \approx \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{\frac{A\varphi}{N}}{OC} \quad \quad \quad OC = \frac{A\varphi}{2 \sin \frac{\Delta\varphi}{2}}$$

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{A/2}{OC} \quad , \quad A = A\varphi_i \frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}} \quad (12.12)$$

12.4 – шаклдан $\varphi = 2\pi - N\Delta\varphi$; маълумки, $\Delta\varphi = 2\pi - 2\pi/\lambda \cdot d \sin \varphi$. Бу қийматларни (12.12) – тенгламага қўйсак:

$$A = A\varphi_i \frac{\sin \left(\frac{\pi N d \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\sin \left(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)} \quad (12.13)$$

$A\varphi$ – битта тирқишдан φ – дифракция бурчаги билан P_φ – нуқтага келган амплитудалар.

$$A\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \quad (12.14)$$

Шундай қилиб, N – та тирқишлардан φ – дифракция бурчак билан чиқиб, P_φ нуқтага келган натижавий амплитуда:

$$A = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \frac{\sin\left(\frac{\pi N d \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}\right)} \quad (12.15)$$

формула билан ифодаланар экан/ Амплитуда квадрати ёруғлик интенсивлигига пропорционаллигини назарга олиб, ёруғлик интенсивлиги формуласини қуйидагича ёзамиз (чунки экрандаги максимум ёки минимумларни интенсивлик формуласига биноан топилади).

$$I = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \right]^2 * \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi N d \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}\right)} \right]^2 \quad (12.16)$$

(12.16) формула ёрдамида экраннинг қайси вазиятларида (жойларида) ёруғлик қўшилиши натижасида кучайишларни (максимумларни) ва (минимумларни) текшириб кўриш мумкин. Шундай қилиб, дифракцион панжара учун максимум ва минимум шартларини (12.16) формуладан топилади.

Дифракцион панжара минимум шarti битта тирқишдаги минимум шarti билан бир хил бўлади, яъни:

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (12.17)$$

(12.16) формулани ёруғлик интенсивлиги ва $\alpha = \frac{\Delta \varphi}{2} = \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}$ ёрдамида қуйидагича ёзмиз:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 N\alpha}{\sin^2 \alpha} \quad (12.18)$$

Бу интенсивлик максимум бўлади. Шу вектор қачонки $\alpha = \pm k\pi$ ($k=0,1,2,3,\dots$) шарт бажарилса. Бу шартга мувофиқ,

$$\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} = \pm k\pi, \text{ унда } I = I_0 N^2$$

бўлади ва

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (12.19)$$

(12.19) формула дифракцион панжарага ёруғлик дастаси нормал тушганда экрандаги ҳамма максимумларнинг вазиятини кўрсатадиган формула бўлиб, бу формулани дифракцион панжара учун бош мксимумлар шarti дейилади. $\varphi = 0$ ни нолинчи бош максимум дейилади ва бу нолинчи максимум битта тирқишнинг нолинчи максимумидан N^2 марта кўп(жуда ҳам равшан) бўлади.

Шуни айтиш керакки, агарда дифракцион панжарага тушаётган ёруғлик монохроматик бўлса, экрандаги ҳамма максимумлар ўша рангда бўлади, шу жумладан нолинчи максимум ҳам бўлади. Агарда дифракцион панжарага тушаётган ёруғлик – оқ ёруғлик бўлса, дифракцион максимумларда ҳамма ранглар (спектрлар) бўлади. Нолинчи максимум эса кескин равшан оқ бўлади. Чунки нолинчи максимумда ҳамма спектрлар қўшилади.

Шундай қилиб, дифракцион панжара билан иш олиб борганда, асосан (12.20) – формула билан иш олиб борамиз:

$$d \sin \varphi_{\pm k} = \pm k\lambda \quad (12.20)$$

Бу формулада: d – дифракцион панжара доимийси,

k – дифракцион бош максимумлар тартиби,

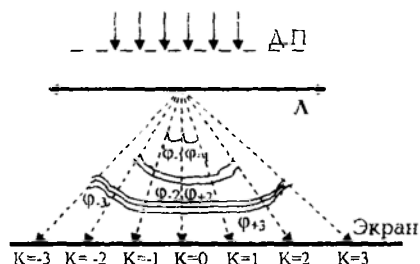
λ – тушаётган ёруғлик тулқин узунлиги,

$\varphi_{\pm k}$ – дифракция бурчаги. Бу бурчак $\varphi = 0$ дан ҳам

ўнгда $(+\varphi_1, +\varphi_2, +\varphi_3, \dots)$, ҳам чап томонда $(-\varphi_1, -\varphi_2, -\varphi_3, \dots)$ бўлади.

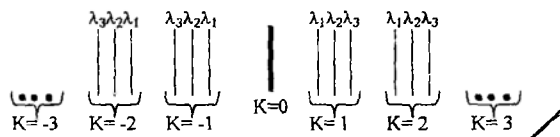
Лекин $|\varphi_{+k}| = |\varphi_{-k}|$ (12.20) ва (12.16) формулалар тўғрисида қуйидагиларни айтиш мумкин. Интенсивлик формуласида синусларнинг квадрати бўлгани учун (синус тоқ функция) унинг аргументи φ плюс ёки минус қийматларни олганда ҳам интенсивлик плус бўлаверади, яъни бу формулаларга асосан

экрандаги дифракцион манзара (максимумлар ва минимумлар) нол ҳолатга нисбатан симметрик бўлади (12.5—шаклга қаранг).



12.5—шакл.

Агарда дифракцион панжара монохроматик бўлмаган ёруғлик дастаси билан ёритилса, 12.6—шаклдагидек кўринишга эга бўлади ($\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$).



12.6—шакл

Ўлчашлар

1. Гониометр ГС—5 столчаси устига дифракцион панжарани коллимат тирқишига параллел қилиб жойлаштирамиз. Бунда дифракцион панжара тирқишлари столчага тик ўрнатилади. Коллиматор тирқишини кенг ёки тор қилиш мумкин.
2. Коллиматорнинг тирқишига симоб лампасидан ёруғлик туширилади.
3. Коллиматорни қарама—қарши томонида кўриш трубкиси жойлашган. Кўриш трубкисини ўқ атрофида (столлик ўқи атрофида) ўнг ва чап томонларга силжитиш мумкин. Кўриш трубкисининг аввало жуда ҳам интенсивлиги кучли (оқ) ёруғликка бураб келтирамиз ва кўриш трубкисини шу ёруғликка фокуслаймиз. Бу $k=0$ ҳолат вазиятини (бурчагини) нониус билан жиҳозланган гониометр лимби ёрдамида аниқланган бурчакни (градусини секундларда) кўрсатилган $k = 0$ нинг тагига ёзиб оламиз.

4. Кейин кўриш трубкасини аста-секин ўнг томонга силжитиб. $k = +1$ даги кўринган ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) спектрларнинг вазиятларини $k = +2, k = +3, k = +4$ даги спектрлар вазиятларини, ундан кейин $k = 0$ дан чап томондаги спектрларнинг вазиятларини ҳам аниқлаб тегишлича k -лар ва λ -лар тагига ёзамиз.

5. 4-пунктда ўлчанган бурчакларнинг вазиятларига биноан, марказий оқ спектрга (ёруғликка) нисбатан қолган спектрларнинг бурчакларини топамиз. Масалан, 12.5-шаклдан кўринадикки $k = +1$ нинг λ_2 тўлқинли спектрининг бурчаги φ_{+3} ни топиш учун 12.5-шаклдаги $k = +1$ нинг λ_2 га тегишли ёзилган бурчагидан φ_0 бурчакни айириш керак. Худди шунингдек, ўнг ва чап томондаги спектрларнинг бурчакларини топиб, 1-жадвалга киритиш керак (жадвални тўлғазиш керак). Масалан, агарда учинчи тартибли ($k = \pm 3$) сариқ ёруғликнинг бурчаги $\varphi_{+3} = 2^\circ 13' 47''$ бўлса, 1-жадвалга асосан қуйидагича ёзилади:

$$k = +3 \quad F_0(3) = 2(\text{град}) \quad F_1(3) = 13(\text{мин}) \quad F_2(3) = 47(\text{сек})$$

Бу ёзилишда F -лардаги қавс ичида спектр тартиби (k) ёзилган. Биринчиси градусларда, иккинчиси минутларда, учинчиси эса секундларда.

1 — жадвал.

тарг	чап спект.	град	мин	сек	тарг	ўнг спект	град	мин	сек
$k = -1$	бинафша яшил сариқ				$k = +1$	бинафша яшил сариқ			
$k = -2$	бинафша яшил сариқ				$k = +2$	бинафша яшил сариқ			
$k = -3$	бинафша яшил сариқ				$k = +3$	бинафша яшил сариқ			
$k = -4$	бинафша яшил сариқ				$k = +4$	бинафша яшил сариқ			

Ўлчаш натижаларини ҳисоблаш

1. 12.18-формулага асосан 1-жадвалнинг фақат сариқ нур спектрлари учун $\lambda_0 = 5780$ $\text{\AA} = 5,78 \cdot 10^{-7}$ м ни билган ҳолда (маълум деб ҳисоблаймиз), жадвалнинг ўнг спектрлари томони учун $d = \frac{k\lambda_0}{\sin \varphi_k}$ билан d_1 -лар, d , ε_d -лар ҳисобланади.

Бу формула билан ЭХМ да ҳисоблаш учун формула қуйидагича ёзилади:

$$D(l) = k * LC / \sin(F_0(l), F_1(l), F_2(l))$$

Охирги формула 1 – жадвалнинг ўнг томонидаги сариқ спектрлар учун D – лар D ўртача, EPSPD. N – ларни ЭХМ да ҳисоблаш L 105 дастурида берилган [12].

2. 1 – пунктдаги айтилганлар ҳам калькулятор ва ЭХМ да 1 – жадвалнинг чап томони учун ҳам ишлатилади. Ўнг ва чап сариқ спектрлар учун ҳам калькулятор ва ЭХМ да топилган дифракцион панжара доимийлари (d – лар) солиштирилади ва $n=1/d$ дан дифракцион панжаранинг бирлик узунлигидаги штрихлар сони ҳисобланади.

3. Ўртача d – топилгандан кейин $\lambda_k = \sin\phi_k / k$ дан:

а) ўнг томондаги $k=+1, k=+2, k=+3, k=+4$ лардаги қолган бинафша (λ_6) қийматлари, ўртача квадратик ҳолатлари, нисбий хатоликлари ҳисобланади:

б) чап томондаги $k=-1, k=-2, k=-3, k=-4$ лардаги $\lambda_6, \lambda_{\text{я}}$ – лар ва уларнинг ўртача қийматлари, ўртача квадратик ҳолатлари, нисбий хатоликлари ҳисобланиб, а пунктдаги тегишли қийматлар билан солиштирилади.

4. 1 – жадвалдаги ўнг ва чап томонлардан олинган ўхшашларни алоҳида – алоҳида λ_6 ва $\lambda_{\text{я}}$ тўлқин узунликларни ЭХМ да ҳисоблаш L 1051 дастурида берилган [12].

5. Калькулятор ва ЭХМ да ҳисобланган λ_6 ва $\lambda_{\text{я}}$ тўлқин узунликлар солиштирилади.

6. 1 – жадвалдаги тегишли $\lambda_6, \lambda_{\text{я}}, \lambda_c$ спектрларнинг ўнг ва чап томондаги тегишли бурчакларнинг $k=\pm 1, k=\pm 2, k=\pm 3, k=\pm 4$ лардаги бурчакларнинг йиғиндисининг ярмини олиб, сариқ ранглардан d ни, ундан кейин λ_6 ва $\lambda_{\text{я}}$ ларни ҳисоблаш керак:

$$dk = \frac{k\lambda_{ok}}{\sin\left(\frac{\varphi + \varphi}{2}\right)} \quad 12.21) \quad (k=1,2,3,4) \quad d - \text{топилгандан}$$

сўнг.

$$d_6(k) = d \sin\left(\frac{\varphi + k + \varphi - k}{2}\right) / 2 \quad (k=1,2,3,4) \quad (12.22)$$

$$\lambda_{\text{я}}(k) = d \sin\left(\frac{\varphi + k + \varphi - k}{2}\right) / 2 \quad (k=1,2,3,4) \quad (12.23)$$

(12.21) формулани ЭХМ да ишлаш учун L105 программадан фойдаланилади. (12.22) ва (12.23) – формулаларни ЭХМ да ишлаш учун L1051 – дастур ишлатилади [12].

7. Кўриш трубкасидан кўринган (ўнг ва чап спектрлар) дифракцион манзаранинг ҳақиқий тасвирини миллиметрли қоғозга (ранглари билан) чизилади.

Дифракцион панжара ёрдамида доимийсини бирлик узунликдаги штрихлар сонини, тўлқин узунликларни ҳисоблашдаги формулалар ва ЭХМ да ҳисоблашдаги учраган физик катталиклар:

k – спектр тартиби (сони),

LC – сариқ нурнинг тўлқин узунлиги (м),

LB – бинафша нурнинг тўлқин узунлиги (м),

LY – яшил нурнинг тўлқин узунлиги (м),

D – дифракцион панжара доимийси (м),

$F(1) - (F_0, F_1, F_2)$ – бурчаклар (градус, минут, секунд).

Адабиётлар

[1] – 168 – 201 бетлар; [2] – 135 – 148 бетлар; [7] – 524 – 536 бетлар; [8] – 471 – 477 бетлар; [12] – 25 – 32 бетлар.

13-иш.

Дифракцион панжараларнинг спектрал характеристикаларини аниқлаш.

Керакли асбоб ва қурилмалар: ГС – 5 типдаги гониометр, симоб лампаси, 2 та ёки 3 та ҳар хил даврга эга бўлган (узунлик бирлигига тўғри келувчи штрихлар сони ҳар хил бўлган) дифракцион панжаралар.

Ушбу лаборатория ишидан мақсад: дифракцион панжараларнинг спектрал аппарат сифатида характеристикаларини, яъни уларнинг бурчак дисперсияларини ва ажрата олиш қобиятларини (ажрата олиш кучини) спектрлар тартиб номерларига, панжара даврига, ҳамда уларнинг умумий штрихлари сонига боғлиқлигини ўрганишдир.

Дифракцион панжара призмага ўхшаб ўзига тушган оқ (мураккаб) ёруғликни спектрларга ажратади. Шунинг учун, дифракцион панжара ҳам спектрал аппарат ҳисобланади. Чунки, дифракцион панжарага ёруғлик дастаси нормал тушганда экрандаги ҳамма бош максимумларнинг вазиятини кўрсатадиган

ифода (бу формула 12-ишнинг назарий қисмида келтириб чиқарилган):

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (13.1)$$

Ушбу ифодадан кўринадики, турли тўлқин узунликларига мос турли дифракция бурчаклари, ва аксинча, ҳар бир дифракция бурчагига мос ўзининг тўлқин узунлиги тўғри келади. Ҳар бир дифракция бош максимумининг тартиби (k) учун тўлқин узунликлар қанча катта бўлса, экранда марказий максимумдан (ўнгда ҳам, чапда ҳам) спектрлар узокроқ жойлашади.

Дифракцион панжараларнинг спектрал аппарат сифатидаги характеристикаларига уларнинг бурчак дисперсиялари ва ажрата олиш қобилиятлари киради.

1. Бурчак дисперсияси (D). Бурчак дисперсияси деганда 2 та бир бирларига жуда ҳам яқин жойлашган спектраларнинг (тўлқин узунликларнинг: $\lambda_2 - \lambda_1 = d\lambda$) экранда бир-бирларидан қандай бурчакларга ($\varphi_2 - \varphi_1 = d\varphi$) ажрата олиши тушунилади:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (13.2)$$

D нинг ўлчов бирлиги: $[D]$ — радиан/Ангстрем, радиан/см, радиан/м ларда берилади.

Дифракцион панжаранинг бош максимумларини ифодаловчи (13.1) формуладаги ўзгарувчилардан φ ва λ бўйича ҳосила оламыз:

$$d \cos \varphi \cdot d\varphi = k d\lambda$$

ва дифракцион панжаранинг бурчак дисперсияси учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламыз:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi} = \frac{nk}{\cos \varphi} = \frac{nk}{\sqrt{1 - (k\lambda n)^2}} \quad (13.3)$$

Бу ерда

$$n = \frac{1}{d}$$

Демак, дифракцион панжаранинг бурчак дисперсияси шу вақтда катта бўлар экан, агарда: биринчидан, λ_1 ва λ_2 лар экранда бир-бирларидан узокда жойлашган ($d\varphi$ — катта) бўлса; иккинчидан,

бирлик узунликдаги панжара штрихларининг сони (n) кўп бўлса; учинчидан, бош максимумнинг тартиби (k) катта бўлса. Масалан, экранда λ_1 ва λ_2 бир-бирларига яқин спектрлар берилган бўлиб, улар (13.1) шаклдагидек жойлашган бўлсин, унда:

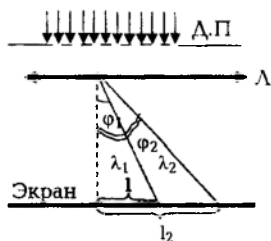
$$D = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

бўлади.

Шаклдан: $\operatorname{tg}\varphi_2 = l_2 / F$ ва $\operatorname{tg}\varphi_1 = l_1 / F$
Одатда бурчаклар жуда ҳам кичик бўлади. Кичик бурчакларда $\operatorname{tg}\varphi_2 = \operatorname{tg}\varphi_1$

$$D = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{1/F(l_2 - l_1)}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{1}{F} \cdot \frac{dl}{d\lambda} = \frac{1}{F} \cdot D^* \quad (13.4)$$

Бу ерда: $D^* = dl / d\lambda$ чизиқли дисперсия дейилади: $[D^*] - \text{мм}/\text{\AA}^\circ$.
 F — линзанинг фокус масофаси. Демак, бурчак ва чизиқли дисперсиялар ўзаро линзанинг фокус масофаси орқали боғланган экан.



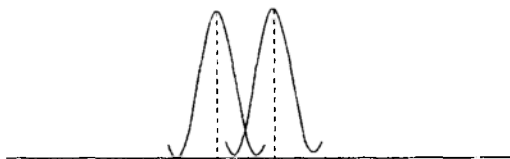
13.1 — шакл

2. Ажрата олиш қобилияти (R) Спектрал аппаратларнинг ажрата олиш қобилияти ёки ажрата олиш кучи қуйидагича ифодаланади:

$$R = \lambda / \Delta\lambda \quad (\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda : \lambda_1 \approx \lambda_2)$$

Агарда иккита спектрлар экранда бир-бирларига яқин жойлашган бўлсалар, улар худди битта спектрга ўхшаб кўринади, аммо интенсивлиги кучли бўлади. Қайси вақтда тўлқин узунликлари жуда ҳам яқин бўлган ёруғлик спектрларини бир —

биридан ажратиш мумкин. Бундай спектрларни бир – бирларидан ажратишда Рэлей критериясини қўллаб, дифракцион панжараларнинг ажрата олиш қобилиятини топамиз. Рэлей критерияси қуйидагидан иборат: Интенсивликлари тенг бўлган иккита яқин спектрларни бир – бирларидан ажратиш мумкин шу вақтда, агарда бирининг максимумига иккинчисининг минимуми тўғри келса, шаклда λ_1 ва λ_2 тўлқин узунликлар ($\lambda_1 = \lambda_2$) берилган бўлиб, уларнинг m – тартибли спектрлари тасвирланган.



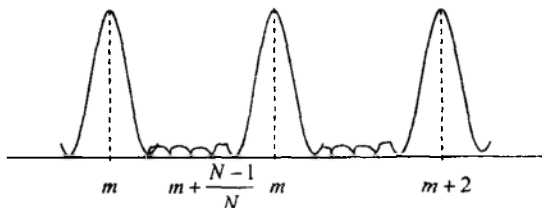
13.2 – шакл.

Ажрата олиш қобилиятини топишдан олдин яна дифракцион панжара учун чиқарилган интенсивлик формуласини кўрамиз ва унга қуйидагича белгилашлар киритамиз:

$$\frac{N\pi d \sin \varphi}{\lambda} = m' \pi, \quad d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2(m' \pi)}{\sin^2(m' / N \pi)} \quad (13.4) \text{ га эга бўламиз.}$$

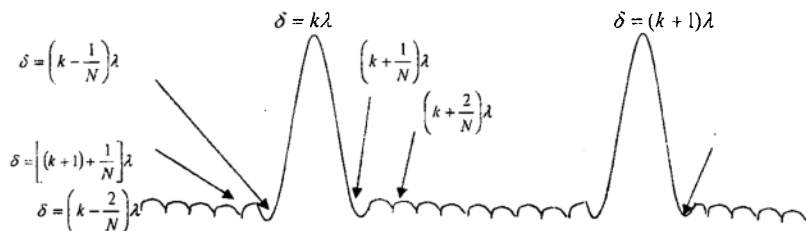
Бу формуладан кўринадики, $m' = 0$ да интенсивлик максимум бўлади. Кейин максимум $m' = N$ да яна, $m' = 2N$ ва ҳоказо.



13.3 – шакл

Демак, $d \sin \theta = \pm m' N \lambda$ минимум шarti ($m' = 0, N, 2N, 3N, \dots$) $m = 0, N, 2N, 3N, \dots$ қийматларда бош максимумларга эга бўламиз (13.3—шакл). Шаклдан кўринадики, исталган максимумлар оралиғида $(N-1)$ —та минимумлар бор. Бу минимумлар ёндош минимумлар дейилади.

$(N-1)$ та ёндош минимумлар оралиғида $(N-2)$ та ёндош максимумлар бор. Шундай қилиб, исталган иккита бош максимум оралиғида $(N-1)$ та ёндош минимумлар ва $(N-2)$ та ёндош максимумлар жойлашган экан. Қуйидаги шаклда m —бош максимумни келтирамыз:



13.4—шакл

Бу тушунчаларга эга бўлганимиздан кейин λ_1 ва λ_2 ($\lambda_1 \sim \lambda_2$) ёруғлик тўлқинлари учун дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилиятини қараймиз.

Рэлей критериясига биноан λ_1 нинг k —нчи максимуми ($d \sin \varphi_1 = k \lambda_1$) λ_2 нинг k —нчи максимуми олдидаги минимуми ($d \sin \varphi_2 = \left(k - \frac{1}{N}\right) \lambda_2$) устма—уст ($\varphi_1 \sim \varphi_2$) тушиши керак, деганимизга асосан,

$$k \lambda_1 = \left(k - \frac{1}{N}\right) \lambda_2 \quad \text{ни оламиз.}$$

$$k \lambda_1 = k \lambda_2 - \frac{1}{N} \lambda_2, \quad k(\lambda_2 - \lambda_1) = \frac{1}{N} \lambda_2$$

$$k d \lambda = \frac{1}{N} \lambda_2, \quad R = \frac{\lambda_2}{d \lambda} = k N. \quad (13.7)$$

($\lambda_1 \sim \lambda_2 \sim \lambda$) деб ҳисобланади.

Бу ерда: k – бош максимумлар тартиби; N – дифракцион панжаранинг умумий штрихлар сони, яъни $N = \frac{l}{d}$; l – дифракцион панжаранинг эни. Мисол учун, дифракцион панжаранинг эни $l = 1 \text{ см} = 10 \text{ мм}$, даври $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$ бўлса $N = 500$ та бўлади.

Ўлчашлар.

Дифракцион панжараларнинг спектрал характеристикасини ўрганиш учун 2 та ёки 3 та дифракцион панжара берилган бўлса, ўлчашлар кетма – кетлиги ҳар бир панжара учун қуйидаги тартибда ўтказилади.

Ушбу лаборатория ишида ўлчашларни бажариш кетма – кетлиги натижаларини жадвалга жойлаштириш тартиби 12 – ишдагидек бўлади.

1. Симоб лампасини гониометрнинг коллиматорини тирқишига яқин қилиб жойлаштирамиз. Симоб лампасини эса лаборант руҳсати билан ёқилади.

2. Дифракцион панжаралардан бирини гониометр столчасига коллиматорнинг тирқишига параллел қилиб ўрнатилади.

3. Кўриш трубкасини бураб, интенсивлиги кучли бўлган оқ ёруғликка фокусланади. Бу $k=0$ бўлган бош максимумдир. Кўриш трубкасини ушбу вазиятни гониометр лимби ёрдамида аниқланган бурчакни градус, минут ва секундларда ёзиб оламиз. Бу $k=0$ бўлган бош максимумнинг экрандаги вазиятини кўрсатади.

4. Кўриш трубкасини ўнг томонга қараб аста секин силжитиб $k=\pm 1$, $k=\pm 2$ ва $k=\pm 2$ ларда кўринган спектрларнинг вазиятиларига мос бурчакларни градус, минут ва секундларда ҳар бир спектрнинг тартиб номери (k) тегишли бинафша, яшил ва сариқ ранглар қаршисига ёзиб олинади. 12 – ишнинг 12.5 – шаклида келтирилганидек ҳар бир $k=\pm 1$, $k=\pm 2$ ва $k=\pm 3$ лар учун 3тадан (бинафша, яшил ва сариқ) ранглар кўринади. Шу рангларга мос бурчакларни ёзиб олиш керак бўлади.

5. Кўриш трубкасини энди $k=0$ дан чап томонга буриб, $k=-1$, $k=-2$ ва $k=-3$ бош максимумларга мос келувчи рангларнинг (бинафша, яшил ва сариқ) қаршисига градус, минут ва секундларда вазиятини ёзиб олинади.

1 – жадвал.

k	Чап спектр	$\lambda, (A^0)$	Дифр. Бурчаги Град, мин, сек	k	Унг спектр	$\lambda, (A^0)$	Дифр. Бурчаги Град, мин, сек
k = -1	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780		k = +1	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780	
k = -2	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780		k = +2	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780	
k = -3	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780		k = +3	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780	
k = -4	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780		k = +4	бинафша яшил сариқ	4358 5461 5780	

6. 4 ва 5 пунктларда келтирилган бурчаклардан $k=0$ бош максимумнинг ҳолатига мос бурчак $k=\pm 1$, $k=\pm 2$, $k=\pm 3$ ва $k=-1$, $k=-2$, $k=-3$ лар мос спектрларнинг дифракция бурчакларини (12.5–шаклда келтирилганидек) аниқлаб, 1 – жадвали тўлдирилади. Бунда градус, минут ва секундлар ўз қаторига киритилишига эътибор бериш керак.

7. Агарда дифракцион панжара 2 та ёки 3 та бўлса, ушбу ўлчашлар ҳар бир дифракцион панжара учун такрорланади ва ўзининг 1 – жадвали тўлдирилади.

Ўлчаш натижаларини ҳисоблаш.

1. Бу лаборатория ишида симоб спектрларининг бинафша, яшил ва сариқ рангларини тўлқин узунликларини маълум деб оламиз ва улар қуйидагиларга тенг.

$$\lambda_b = 4358 A^0 = 4.358 \cdot 10^{-5} \text{ см}, \quad \lambda_s = 5461 A^0 = 5.461 \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

$$\lambda_{2c} = 5780 A^0 = 5.78 \cdot 10^{-5} \text{ см}$$

2. Дифракцион панжараларнинг бош максимумларининг ифодаловчи $d \sin \varphi = k\lambda$ формуладан фойдаланиб 1 – жадвалдаги бинафша, яшил ва сариқ рангларнинг тўлқин узунликларини билган ҳолда жадвалнинг ўша спектрлари учун

$$d = \frac{k\lambda}{\sin \varphi_k}$$

ифодадан фойдаланиб d – лар ҳисобланади ва уларнинг ўртача қийматлари топилади. Ҳатоликлари ҳисобланади.

3. $d_{\text{стр}}$ ни билган ҳолда узунлик бирлигига тўғри келувчи штрихлар сони (n) ҳисобланади. Агарда 2 та ёки 3 та дифракцион панжаралар берилган бўлса, уларнинг ҳар бирини даврини (d) ва узунлик бирлигига мос келувчи штрихлар сони (n) ҳисобланади.

4. Дифракцион панжараларнинг бурчак дисперсияларини (13.3) ифода

$$D = \frac{nk}{\sqrt{1 - (nk\lambda)^2}}$$

ёрдамида ҳисобланади. Бу ифоданинг маъражидан 1 га яқин сон чиқишини ҳисобга олган ҳолда спектрнинг тартиб номери (k) ва дифракцион панжаранинг узунлик бирлигига мос келувчи штрихлар сонига (n) боғлиқлиги кўрсатилади. Бунинг учун ҳар бир дифракцион панжара (n) учун $k=\pm 1$, $k=\pm 2$ ва $k=\pm 3$ лар учун бурчак дисперсияси ҳисобланади.

5. (13.5) ва (13.7) ифодалардан фойдаланиб берилган ҳар би дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти ҳисобланади. Бунинг учун ҳар бир дифракцион панжаранинг эни (R), даври (d) алиқлангандан кейин уларнинг умумий штрихлари сони (N) лар ҳисобланади. Сўнгра

$$R = mN \quad (13.7)$$

ифодадан $k=\pm 1$, $k=\pm 2$, $k=\pm 3$ лар учун $R_1=k_1N_1$, $R_2=k_2N_2$ ва $R_3=k_3N_3$ лар биринчи дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилиятларини бош максимум спектрнинг тартиби (k) га боғлиги ҳисобланади. Олинган натижалардан кўрнадик ҳар бир дифракцион панжара учун спектрлар тартиби (k) ошиши билан панжаранинг ажрата олиш қобилияти ошиб боришига ишонч ҳосил қилинади. Иккинчи дифракцион панжара учун ҳам $R_1=k_1N_1$, $R_2=k_2N_2$, ва $R_3=k_3N_3$ лар ҳисобланиб, ажарата олиш қобилиятини панжаранинг штрихлар сонига (дифракцион панжаранинг даврига) боғлиқ бўлиши кўрсатилади.

6. Ҳар бир дифракцион панжара учун ($N=\text{const}$) бинафша, яшил, сариқ ранглар соҳасида $k=1$, $k=2$ ва $k=3$ лар учун панжаранинг ажрата олиши мумкин бўлган тўлқин узунликлар фарқи ($\Delta\lambda$) ҳисобланади.

Мисол учун битта дифракцион панжаранинг умумий штрихлар сони $N_1=500$ бўлсин, иккинчисиники $N_2=100$ бўлсин. У ҳолда (13.7) ифодадан яшил спектр соҳасидаги $\Delta\lambda$ ни ҳисоблаймиз:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_n}{kN} \quad \text{бўлади.}$$

а) Биринчи дифракцион панжара учун ($N=500$) $k=1$ бўлганда яшил ранг соҳасида ($\lambda=5461\text{Å}^0$) $\Delta\lambda_1=11,2\cdot 10^{-8}\text{ см}=11,2\text{Å}^0$ бўлишига ишонч ҳосил қилиб, $\Delta\lambda$ ни $k=2$ ва $k=3$ лар учун ҳисобланади.

б). Иккинчи дифракцион панжара учун ($N=100$) ва $k=1$ бўлганда $\Delta\lambda_1=56,1\cdot 10^{-8}\text{ см}=56,1\text{Å}^0$ бўлишини ҳисоблаб, $\Delta\lambda$ ни $k=2$ ва $k=3$ лар учун аниқланади. Олинган натижалар таҳлил қилинади.

Адабиётлар

[1] — § 50; 209—217 бетлар, [3] — § 25, 114—123 бетлар, [5] — § 33. 225—227 бетлар.

V-БОБ
ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ.

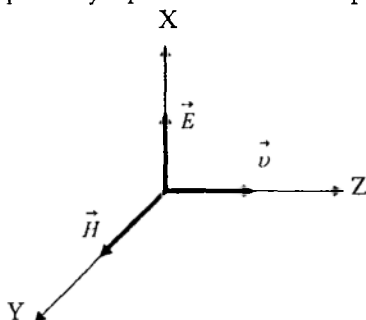
14-иш.

Чизиқли қутбланган ёруғликни ҳосил қилиш
ва уни ўрганиш.

Ушбу лаборатория ишидан мақсад ёруғликнинг чизиқли қутбланишини ҳосил қилиш ва Малюс қонунини ўрганишдан иборат.

Ёруғлик электромагнит тўлқин табиатига эга бўлиб, унинг асосий хоссаларидан бири бу тўлқинларнинг кўндаланг эканлигидир, яъни $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларини тўлқин тарқалиш йўналишига (нурга) перпендикуляр текисликларда тебранишидир. Ҳар бир табиий манбалардан (лазерлардан ташқари) чиқаётган ёруғлик табиий тўлқин бўлиб, уларда нур йўналишига нисбатан перпендикуляр текисликда ётган турли йўналишдаги тебранишлар бир-бирини жуда тез ва тартибсиз алмаштириб туради. Агарда ушбу тебранишлар маълум йўналиш бўйича тартибланган бўлса, бундай ёруғликни биз қутбланган ёруғлик деб атаймиз. Ёруғликнинг $\vec{E}$ векторини тебранишлари битта текисликда содир бўлаётган бўлса, у ҳолда чизиқли қутбланаган ёруғлик ҳосил бўлди дейилади ва бу текисликни тебраниш текислиги дейилади. Унга перпендикуляр бўлган текисликни, яъни $\vec{H}$ вектори тебранаётган текисликни қутбланиш текислиги деб аталади.

(14.1) – шаклда чизиқли қутбланган тўлқинда $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларнинг ўзаро жойлашиши берилган.



14.1 – шакл.

Табиий (қутбланмаган) ёруғликни ўзаро перпендикуляр текисликларда чиқиқли қутбланган, бир томонга тарқалаётган иккита тўлқинларнинг йиғиндисидан иборат деб қарашимиз мумкин. Бунда бу тўлқинларнинг фазаларини ўзгариши бир — бирига ҳеч қандай боғлиқ бўлмаган деб қаралади.

Чиқиқли (ясси) қутбланган ёруғликни табиий ёруғликдан қутблагичлар (поляризаторлар) ёрдамида ажратиш олиш мумкин. Қутблагичлар, маълум текисликда тебранаётган (қутблагич текислигига параллел) тебранишларни ўзидан ўтказди ва унга перпендикуляр текисликдаги тебранишларни бутунлай ўтказмайди. (14.2) — шаклда $\vec{A}$ амплитуданинг қутблагич текислиги билан α бурчак ҳосил қилувчи текисликдаги тебранишни $A_{\parallel}$ ва $A_{\perp}$ тебранишларга ажратиш мумкинлиги кўрсатилган. Шаклдан

$$A_{\parallel} = A \cos \alpha \quad (14.1)$$

ва

$$A_{\perp} = A \sin \alpha \quad (14.2)$$

бўлади.



14.2 — шакл.

Қутблагич текислигига параллел бўлган $A_{\parallel} = A \cos \alpha$ тебраниш асбобдан тўлиқ ўтади, унга перпендикуляр бўлган $A_{\perp} = A \sin \alpha$ тебраниш эса бутунлай ўтмайди. Бизга маълумки, ёруғликнинг интенсивлиги амплитуданинг квадратига пропорционал бўлган катталиқдир, яъни

$$I_{\parallel} = A_{\parallel}^2 = (A \cos \alpha)^2 \quad (14.3)$$

$$\text{ва} \quad I_{\perp} = I_0 \sin^2 \alpha = (I_0 \sin \alpha)^2 \quad (14.4)$$

бўлади. Булардан

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} \cos^2 \alpha = I_0 \cos^2 \alpha$$

га тенг интенсивлик қутблагичдан тўлиқ ўтади. Демак қутблагичдан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (14.5)$$

(14.5) муносабат билан аниқланар экан. (14.5) – ифодани Малюс қонуни деб аталади.

Агарда табиий нурнинг йўлига битта қутблагич (поляризатор) қўйсақ ундан ўтган нурнинг интенсивлиги

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{таб}}$$

бўлади ва бу интенсивлик қутблагичнинг қандай бурчак ҳосил қилиб туришига боғлиқ эмас. Чунки, биз юқорида ҳар қандай табиий нурни иккита ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган тебранишларнинг йиғиндисидан иборат бўлади деб қабул қилган эдик. Шунинг учун қутблагичдан ўтган тўлқиннинг интенсивлиги ҳамма вақт унга тушаётган табиий нурнинг интенсивлигини ярмига тенг бўлади. Унда биринчи қутблагичнинг текислиги билан α бурчак ҳосил қилувчи иккинчи қутблагични (анализаторни) жойлаштирсак, иккинчи қутблагичдан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги қуйидаги ифода билан аниқланади.

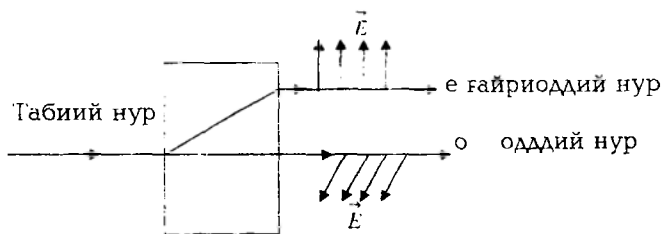
$$I = \frac{1}{2} I_{\text{таб}} \cos^2 \alpha \quad (14.7)$$

(14.7) – ифодадан кўринадики иккала қутблагичларнинг текисликлари ўзаро параллел бўлса ($\alpha=0$) улардан ўтган ёруғлик интенсивлиги максимал қийматга эга бўлади ва

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{таб}}$$

га тенг бўлади. Агар иккала қутблагичларнинг текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлса ($\alpha = \frac{\pi}{2}$), улардан ўтган ёруғлик интенсивлиги $I=0$ бўлади. Бунда поляризатор ва анализаторлар ўзаро тўғри бурчак $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ҳосил қиладиган ҳолда жойлаштирилганда улардан ёруғлик ўтмайди.

Табиий (қутбланмаган) ёруғликни қутблагичлардан (поляризаторлардан) ўтганда қутбланишининг асосий сабаби уни анизатроп муҳитда (кристалларда) ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган иккита нурларга ажралиб чиқишидир. Ёруғликнинг бундай фундаментал хоссасига уни иккиланиб синиш ҳодисаси дейилади. Бу ҳодиса биринчи марта 1670 йилда Бартолини томонидан исланд шпатида (CaCO_3 — кальций корбанат тузи) аниқланган ва у Гюгенс томонидан ҳар томонлама ўрганилиб чиқилган. Тажриба натижаларини Гюгенс 1690 йилда ўзининг “Ёруғлик ҳақидаги трактат” асарида эълон қилган. Тажрибалар шуни кўрсатадики, исланд шпати кристаллига тушган табиий нур ундан иккита нурга ажралиб чиқади. Ҳосил бўлган нурлардан бирини Гюгенс оддий (o) нур иккинчисини эса ғайриоддий (e) нур деб атади. Иккинчи нурни ғайриоддий деб аталишининг асосий сабаби бу нур учун муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n_e унинг кристаллдаги йўналишига қараб ўзгариб туради; ундан ташқари табиий нур кристаллга нормал (тик) тушганда ҳам ғайриоддий нур маълум бурчакка оғади (14.2° — шакл). Шунинг учун табиий ёруғлик кристаллга нормал тушганда ҳам, биз унинг иккиланиб синиш ҳодисасини кузатамиз. Оддий нур учун эса кристаллнинг синдириш кўрсаткичи ҳамма йўналишларда ҳам ўзгармас бўлади. Масалан, ғайриоддий нур учун исланд шпатининг синдириш кўрсаткичи 1,486 дан 1,658 гача ўзгарса, оддий нур учун эса ҳамма йўналишларда 1,658 га тенг. Ғайриоддий нурнинг оддий нурдан яна бир фарқи шундан иборатки, у икки муҳит чегарасига ўтказилган нормал ва тушувчи нур билан бир текисликда ётмайди, яъни одатдаги синиш қонунини бузилишини кузатишимиз мумкин. Оддий ва ғайриоддий нурларнинг энг асосий ўхшашликлари уларнинг чизиқли қутбланган эканликларида бўлиб, улар ўзаро перпендикуляр текисликларда қутблангандир.



14.2 — шакл.

Табиий нурдан қутбланган нур ҳосил қилишнинг яна бир усули бу баъзи кристалларда учрайдиган дихроизм ҳодисасидир. Бундай кристалларда оддий нур ғайриоддийга нисбатан тез ютилади ва бундай кристалдан фақат битта чизиқли қутбланган нур чиқади. Амалда қўлланиладиган қутблагичларнинг (поляризатор ва анализаторлар) аксарияти поляриоидлардан тузилган асбоблардир. Лаборатория шароитларида баъзан исланд шпатидан ясалган Николь призмаси қутблагичлар сифатида ишлатилади.

Табиий ёруғликни поляризатордан ўтганда қутбланган нурлар ҳосил бўлишини тушунтириш учун уни оптик анизотроп муҳитдан ўтишини кўриб чиқамиз. Анизотроп диэлектрикларда электр майдон индукция вектори билан электр майдон кучланганлиги орасидаги қуйидаги

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (14.8)$$

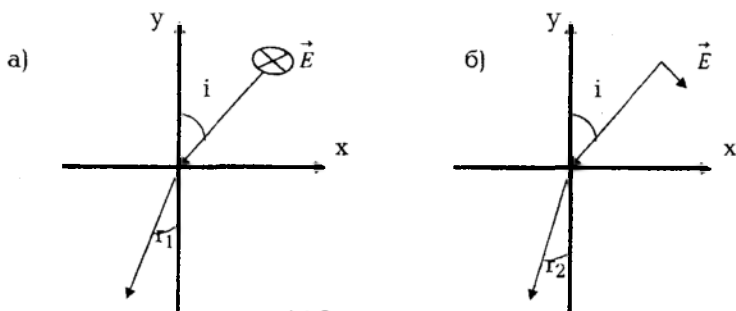
боғланиш изотроп муҳитдагидан мураккаб бўлади. Бунинг асосий сабаби анизотроп муҳитларда (14.8) ифодадаги диэлектрик сингдирувчанлик (ϵ) йўналишга боғлиқ бўлади. Умуман олганда x , y , z ўқлар бўйича $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$ (икки ўқли кристалларда) ва $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$ (бир ўқли кристалларда) кўринишга эга бўлади. Агарда биз $n = \sqrt{\epsilon}$ эканлигини (диэлектрикларда $\mu \approx 1$) ҳисобга олсак, кристаллга маълум йўналиш бўйича тарқалаётган нур тушганда унинг таркибидаги ҳар хил текисликларда тебранаётган $\vec{E}$ — векторлар учун муҳитнинг синдириш кўрсаткичи ҳар хил бўлади. Натижада ҳаво — кристалл чегарасига i — бурчак билан тушган табиий нурдаги ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган нурлар ҳар хил бурчак билан синиб, иккинчи

муҳитда, яъни кристаллда турли хил йўналишда тарқалади. Бу ҳодисани биз юқорида ёруғликни иқшланиб синиши деб атадик.

Бу ҳодисани яна ҳам оддийроқ тушунтириш учун, табиий нурни фазаларини ўзгариши бир-бирига боғлиқ бўлмаган иккита ўзаро перпендикуляр текисликларда чизиқли қутбланган нурларнинг йиғиндисидан иборат деб олган моделимиз асосида уни анизотроп муҳит чегарасидаги ҳолатини кўрамиз (14.3 — шакл). Биринчи қутбланган нурнинг $\vec{E}$ — вектори Z ўқиға параллел, яъни ху текислиғига перпендикуляр текисликда тебранаётган. Иккинчисининг $\vec{E}$ — вектори ху текислиғида тебранаётган бўлсин. $\vec{E}$ — векторлари, тушиш текислиғига перпендикуляр ($\vec{E}_i$) ва параллел ($\vec{E}_r$) бўлган (14.3 (а) ва 14.3 (б) — шакллар) тўлқинлар учун синиш қонунини ёзамиз:

$$\frac{\sin i}{\sin r_1} = \sqrt{\epsilon_r} \quad \text{ва} \quad \frac{\sin i}{\sin r_2} = \sqrt{\epsilon_0} \quad (14.9)$$

Анизатроп муҳитларда $\epsilon_r \neq \epsilon_0$ бўлгани учун ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган нурлар кристаллга ҳар хил бурчак билан синиб ($r_1 \neq r_2$) киради. Чунки (14.9) ифодадан кўринадики $\epsilon_r \neq \epsilon_0$ бўлгани учун синиш бурчаклар ўзаро тенг бўлмайди, яъни $r_1 \neq r_2$ бўлади. Бу нурлар кристалл ичида ҳар хил йўналишда тарқалади.



14.3 — шакл.

Юқоридагилардан кўринадики, анизатроп муҳитга (бир ўқли ёки икки ўқли) кристаллдан чиққан ҳар бир нур ўзаро перпендикуляр текисликларда чизиқли қутбланган бўлади. Бу

нурларнинг ҳар бирини интенсивлиги табиий нурнинг интенсивлигини ярмига тенг:

$$I_{\perp} = I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_{\text{таб}}$$

Агарда Николь призмасидагидек оддий нурни йўналишини ўзгартириб юборилса ёки поляроидлардаги дихроизм ҳодисасига асосан оддий нурни кристалл ютиб қолса, қутбловчи қурилмадан битта чизиқли қутбланган, интенсивлиги

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{таб}}$$

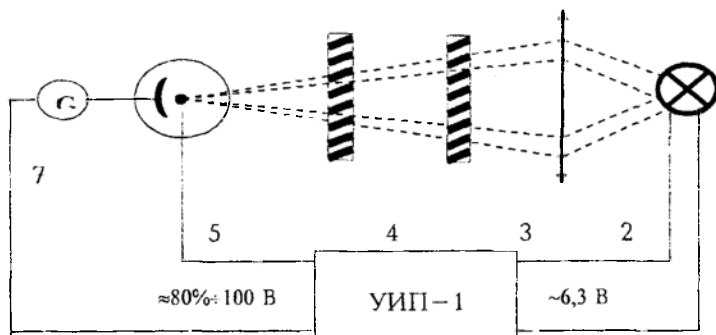
га тенг нур олинади.

Экспериментал қурилма.

Қурилма схемаси 14.1 — шаклда кўрсатилган.

Паст кучланишли универсал электр манбаи УИП—1 (6 ёки 12В) (6) га уланган чўланма лампадан (1) сочилган ёруғлик конденсор линзалари (2) ёрдамида сурма—цезийли вакуум фотоэлементининг фотокатоди (5) га йиғилади. Фотоэлемент ҳам УИП—1 электр манбаига уланган. Фотоэлементга тушувчи ёруғлик оқимида тўғри пропорционал бўлган фототок кучини ўлчаш учун занжирга гальванометр (7) уланган. Ёруғлик йўлида қутбловчи мосламалар (3) ва (4) лар жойлаштирилган. Бу иккита қутблагичларнинг бири (3) қурилмага маҳкамланган, иккинчи қутблагич (4) гардишга маҳкамланган.

Гардиш градусли шкалаларга ажратилган лимб ва қўзғалмас қутблагич (3) га нисбатан (4) қутблагичнинг аниқ бурилиш бурчагини топиш мақсадида нониус билан жиҳозланган. Табиий ёруғлик (3)—қутблагич, поляризатор орқали ўтгандан кейин чизиқли қутбланган ҳолатда бўлади. (3) қутблагични тушувчи ёруғликка нисбатан бурчак ҳолати ҳеч қандай аҳамиятга эга эмас.



14.1 — шакл.

(4) — қутблагич (анализатор) бурилиш бурчагининг ҳисоб бошини топиш учун бу қутблагични буриб, фототокнинг минимал ёки максимал қийматига эришган ҳолатларини аниқлаб олишимиз зарур бўлади. Бунда қутблагичлар бир — бирига нисбатан шундай жойлашган бўладики, улардан ўтувчи ёруғликнинг тебраниш текислиги параллел (максимум ҳолатида) ёки перпендикуляр (минимум ҳолатида) бўлади.

Курилма чиқишида жойлашган иккинчи қутблагич (4) — анализатор ёруғликнинг қутбланиш текислигини аниқлашда ёрдам беради. Анализаторни буриш йўли билан тушаётган чизиқли ёруғликнинг бир қатор ўқлар бўйича, масалан координата ўқлари бўйича бўлган текисликда ажратиб олиш мумкин. Бунда албатта анализаторга тушаётган чизиқли қутбланган ёруғликнинг вазияти катта аҳамиятга эга. Анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлигининг қийматига қараб тушган ёруғликни қутбланиш текислиги қандай ҳолатда эканлигига баҳо бериш мумкин.

Анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги фотозлемент ёрдамида қайд қилинади (интенсивлик фотозлементда ҳосил бўлган фототокга тўғри пропорционал). Қайд қилинган ёруғлик интенсивлигининг қиймати қанақа вазиятда келиб тушаётганига боғлиқ бўлади. Агарда анализаторга тушаётган ёруғликнинг тебраниш текислиги, яъни поляризаторнинг бош қутбланиш текислиги, анализаторнинг бош қутбланиш текислиги билан α бурчак ҳосил қилган бўлса, у ҳолда анализатордан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (14.5)$$

тенг эканлиги юқорида кўрсатилган эди. I_0 — анализаторга тушаётган ёруғлик интенсивлиги. Агарда анализатор ва поляризаторларнинг қутблаш текисликлари бир — бирига нисбатан перпендикуляр бўлса, у ҳолда ўтган ёруғлик нолга тенг бўлади. Юқорида берилган қонуният Малюс қонуни дейилади. Ушбу ишда асосан Малюс қонуни текширилади.

Ишнинг бажариш тартиби.

1. Лаборант назоратида электр манбаи УИП-1, ёритиш лампочкалари, фотоэлемент занжири ва гальвонометр уланади.
2. 10—12 минутдан сўнг, яъни қурилма ишчи ҳолатига келгандан кейин ўлчашлар бошланади.
3. Анализатор кетма — кетлик билан 5—6° бурилиб, ҳар бир ҳолатда ҳосил бўлган фототок қиймати ўлчанади. Ўлчашлар жадвал кўринишида дафтарга ёзиб борилади.
4. Бу ўлчашлар анализаторнинг тўла бир марта айланиб чиқиши учун бажарилади.
5. Ўлчашлар анализаторни тескари тамонга буриш орқали давом эттирилади.
- 6.

Натижаларни қайта ишлаш тартиби.

1. Миллиметрли қоғоз қутб координаталар системаси радиусининг ҳар 5—6° бурчаклари учун наъмунавий чизмаси тайёрланади. Радиус векторининг узунлигини 100мм деб олиш тавсия этилади.
2. Бу координаталар системасида олинган интенсивлик қийматларини бурчакка боғлиқлик графиги чизилади.
3. Худди шу координаталар системасида бурчакнинг бир хил ўзгартириб $\cos^2 \alpha$ функция учун график чизилади.
4. Ҳосил бўлган графикларни бир — бири билан солиштирилиб, олинган натижалар таҳлил қилинади ва табиий ёруғлик поляризатор ва анализатордан ўтганда (14.5) — ифода, яъни Малюс қонуни ўринли эканлигига ишонч ҳосил қилинади.

Адабиётлар.

- [1] — 371—388 — бетлар, [2] — 224—234 — бетлар, [3] — 133—137 — бетлар, [4] — 87—100 — бетлар, [5] — 272—276 — бетлар.

Адабиётлар рўйҳати.

1. Ландсберг Г.С. Оптика. Тошкент Ўқитувчи. 1981 й.
2. Годжаев Н.М. Оптика. Москва «Высшая школа». 1977 й.
3. Савельев И.В. Умумий физика курси. III – том. Тошкент «Ўқитувчи» 1976 й.
4. Калитеевский Н.И. Волновая оптика . Москва. Высшая школа. 1978г.
5. Матвеев А.Н. Оптика. Москва. Высшая школа. 1985 г.
6. Бутиков Е.И. Оптика. Москва. Высшая школа. 1986 г.
7. Физический практикум. Электричество и оптика. Под. Ред. В.И. Иверновой. Изд. «Наука» М.1968 г.
8. Гольдин Л.М. Лабораторные занятия по физике. Москва «Наука». 1963 г.
9. Зейдель А.Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Москва. Наука. 1965 г.
10. Каримов Р., Бурибаев И., Юсупов Р.А., Горбатов И.А., Рихсиева Ш.Т. «Фотометриядан лаборатория ишлари». Методик қўлланма. Тошкент, Университет 1993 й.
11. Каримов Р., Бурибаев И., Юсупов Р.А., Горбатов И.А., Рихсиева Ш.Т. «Ёруғлик спектрларини ўрганиш». Методик қўлланма. Тошкент, Университет 1993 й.
12. Каримов Р., Бурибаев И., Юсупов Р.А., Горбатов И.А., Рихсиева Ш.Т. «Дифракция ва интерференцияни ўрганиш». Методик қўлланма. Тошкент, Университет 1993 й.
13. Бурибаев И., Каримов Р. Электр ва магнетизм физпрактикум. Тошкент, Университет 2002 й.
14. Каримов Р.К., Оптика. Маърузалар матни. Тошкент, Университет 2001 – й.

Босишга рухсат этилди 29.12.2003 Ҳажми 8,25 босма табок.
Бичими 60×84 1/16. Адади 200 нусха. Буюртма 93.
М. Улугбек номидаги Ўзбекистон Миллий Университети
босмахонасида чоп этилди