

**«ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՖԻԶԻԿԱ»**

**ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ
ՋԵՌԵՆԱՐԿ**

Պրակ II

ԵՐԵՎԱՆ 2008

Ձեռնարկը կազմել են՝

Ջ.Խ. Գրիգորյանը, Վ.Բ. Պախալովը,
Գ.Լ. Եսայանը և Մ.Յ. Խուրշուդյանը՝

ՀՀ ԳԱԱ ակադեմիկոս Յու.Ս. Չիլինգարյանի ղեկավարու-
թյամբ:

Խմբագիր՝ ֆիզմաթ.գիտ. դոկտոր Ռ.Բ. Ալավերդյան,
ֆիզմաթ.գիտ. դոկտոր Լ.Ս. Ասլանյան

Համակարգչային աշխատանքները՝ Գ.Հ. Մարգարյանի

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ներածություն	4
<i>Աշխատանք 9</i>	
Լույսի փոխազդեցությունը նյութի հետ: Կլանման սպեկտրների ուսումնասիրությունը	5
<i>Աշխատանք 10</i>	
Բարդ օպտիկական համակարգերի ուսումնասիրությունը	18
<i>Աշխատանք 11</i>	
Ուլտրաձայնային ալիքների վրա Լույսի դիֆրակցիայի ուսումնասիրությունը	37
<i>Աշխատանք 12</i>	
Լույսի ինտերֆերենցիայի ուսումնասիրությունը	50
<i>Աշխատանք 13</i>	
Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափի ուսումնասիրությունը	68
<i>Աշխատանք 14</i>	
Լազերային ճառագայթման կոհերենտության ուսումնասիրությունը	82
<i>Աշխատանք 15</i>	
Երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի ուսումնասիրությունը.....	103
<i>Աշխատանք 16</i>	
Լազերային ճառագայթման ինքնազդեցության երևույթի ուսումնասիրություն.....	123

Ն Ե Ր Ա Ծ ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

«Օպտիկական երևույթների ֆիզիկա» լաբորատոր աշխատանքների ձեռնարկը Երևանի պետական համալսարանի կողմից 2002 թ. հրատարակված համանուն ձեռնարկի II պրակն է: Այն ընդգրկում է թվով ութ աշխատանք՝ նվիրված լույսի առաքման, կլանման և տարածման, ինչպես նաև միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության, այդ թվում նաև՝ ոչ գծային օպտիկական երևույթների ուսումնասիրությանը:

Այստեղ հաշվի է առնված ամբիոնի կողմից վերանայված այս դասընթացի մատուցման դասական դարձած մոտեցումը և փորձ է արված այն առավելագույնս համապատասխանեցնել արդի ֆիզիկայի պահանջներին:

Աշխատանք 9

ԼՈՒՅՍԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ ԿԼԱՆՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակն է կլանման սպեկտրների օգնությամբ Պլանկի հաստատունի որոշումը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության հետևանքով մյուսին հաղորդվում է լուսային ալիքի էներգիա, այսինքն՝ տեղի է ունենում **լույսի կլանում**, որի պատճառով կարող են առաջանալ տարբեր տեսակի երևույթներ:

Կլանված լուսային էներգիան ամենաընդհանուր և ամենատարածված դեպքում ջերմության է փոխվում՝ որոշ չափով բարձրացնելով կլանող մարմնի ջերմաստիճանը: Բայց հաճախ լուսային էներգիայի միայն մի մասն է փոխվում ջերմության, իսկ մյուս մասը կրում է այլ փոխակերպումներ՝ առաջացնելով լույսի այս կամ այն **ազդեցություններ**: Օրինակ՝ լույսի ներգործությամբ միջավայրը ինքը լույսի աղբյուր է դառնում և սեփական կամ ստիպողական հաճախության լույս ճառագայթում (լույսի ցրում, ֆլուորեսցենցիա, ռեզոնանսային ճառագայթում): Այլ դեպքերում լուսային էներգիան վեր է ածվում էլեկտրոնների մեխանիկական էներգիայի (լուսաէֆեկտ և Կոմպտոնի երևույթ) կամ էլ՝ ամբողջ կլանող համակարգի (լույսի ճնշում) էներգիայի: Այն նաև կարող է առաջացնել մի շարք քիմիական պրոցեսներ (ֆիզիոլոգիական օպտիկա, լուսաքիմիա, լուսանկարչություն): Եվ քանի որ այդ երևույթների առաջացման նախնական պրոցեսը **լույսի կլանումն**

է, ծանոթանանք առաքման և կլանման սպեկտրներ հասկացությունների հետ:

Որևէ ճառագայթման բաշխվածությունը՝ ըստ ալիքի երկարությունների (կամ հաճախությունների), կոչվում է սպեկտր:

Լուսատու մարմիններից ստացված սպեկտրները կոչվում են առաքման սպեկտրներ: Գոյություն ունեն երեք տեսակի առաքման սպեկտրներ՝ անընդհատ, գծային և շերտավոր:

Այն սպեկտրը, որտեղ միագույն ճառագայթները անընդհատորեն հաջորդում են միմյանց, կոչվում է անընդհատ սպեկտր: Վերջինս ստացվում է պինդ և հեղուկ լուսատու մարմիններից՝ նրանց տաքացման հետևանքով:

Շերտավոր սպեկտրը բաղկացած է մի շարք լուսավոր շերտերից, որոնք ստացվում են մոլեկուլների ճառագայթումից:

Գծավոր սպեկտրը բաղկացած է տարբեր գույների առանձին նեղ գծերից, որոնք ստացվում են լուսատու գազերից կամ գոլորշիներից:

Յուրաքանչյուր քիմիական տարր առաքում է իր բնութագրական գծավոր սպեկտրը, որը չի համընկնում ուրիշ տարրերի սպեկտրների հետ:

Լազերային աղբյուրները բնորոշվում են որոշակի մի գույնի (մի գծի) լույսի առաքումով:

Երբ սպիտակ լույսը (անընդհատ սպեկտրով լույսը) անցնում է նյութի միջով, լույսի մի մասը սպեկտրում անհետանում է: Սպեկտրում երևան են գալիս սև (մութ) գծեր կամ շերտեր, որոնք առաջանում են ուսումնասիրվող միջավայրով անցնող լույսի որոշակի ալիքի երկարությունների կլանման հետևանքով: Ստացված սպեկտրը կոչվում է կլանման սպեկտր:

Եվ քանի որ նյութի հետ լույսի փոխազդեցության նախնական պրոցեսը պայմանավորված է կլանմամբ, ուստի փորձենք բացատրել այդ երևույթը էլեկտրոնային տեսության միջոցով: Երբ էլեկտրամագնիսական ալիքն անցնում է նյութի միջով, ալիքի էներգիայի մի մասը ծախսվում է էլեկտրոնների տատանումները գրգռելու վրա: Գրգռված էլեկտրոնների կողմից կլանված էներգիան մասամբ ճառագայթվում է երկրորդային ալիքների տեսքով, մասամբ էլ այն փոխարկվում է էներգիայի այլ տեսակների: Այսպիսով, նյութի միջով անցնելիս, լույսի ինտենսիվությունը փոքրանում է՝ լույսը կլանվում է:

Փորձը ցույց է տվել, որ լույսի ինտենսիվության փոփոխությունը համեմատական է նյութի կլանող շերտի dL հաստությանը և ինտենսիվության մեծությանը

$$dI = -\chi I dL \quad (1)$$

Այս արտահայտության մեջ χ հաստատունը կախված է կլանող նյութի հատկություններից և կոչվում է կլանման գործակից: L հաստության նյութի շերտն անցած լույսի I ինտենսիվությունը կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով

$$I = I_0 e^{-\chi L}, \quad (2)$$

որը կրում է Բուլգերի օրենք անունը, որտեղ I_0 -ն կլանող շերտի մուտքում լույսի ինտենսիվությունն է:

Համաձայն այդ օրենքի՝ լույսի ինտենսիվությունը կլանող նյութում նվազում է էքսպոնենցիալ կերպով և երբ $L = 1/\chi$, I ինտենսիվությունը դառնում է e անգամ ավելի փոքր, քան I_0 -ն է: Այսպիսով, կլանման գործակցի արժեքը հակադարձ է այն շերտի

հաստությամբ, որով անցնելիս լույսի ինտենսիվությունը նվազում է e անգամ:

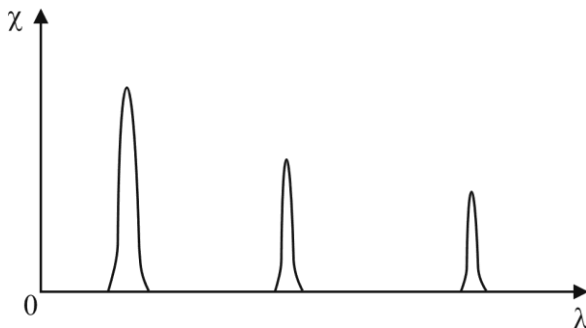
Բուգերի օրենքի ֆիզիկական իմաստն այն է, որ կլանման գործակիցը կախում չունի լույսի ինտենսիվությունից (այդ օրենքից շեղումներ դիտվում են մեծ ինտենսիվությունների դեպքում): Փորձը ցույց է տալիս, որ թափանցիկ լուծիչում նյութի կլանումը ուղիղ համեմատական է լուծված նյութի C կոնցենտրացիային, այսինքն՝ $\chi = kC$, որտեղ k համեմատականության գործակիցը կախված չէ լուծված նյութի կոնցենտրացիայից, այլ որոշվում է միայն կլանող նյութի մոլեկուլների հատկություններով: χ -ի արժեքը տեղադրելով (1) բանաձևի մեջ, կստանանք՝

$$I = I_0 e^{-kcl}$$

առնչությունը: Այն պնդումը, թե k գործակիցը կախված չէ կոնցենտրացիայից, կոչվում է **Բենթի օրենք**, որը կիրառելի է, երբ հարևան մոլեկուլների առկայությունը չի փոխում յուրաքանչյուր տվյալ մոլեկուլի հատկությունը: Զգալի խտությունների դեպքում մոլեկուլների փոխազդեցությունը նկատելի է, և այս օրենքը դադարում է գործելուց:

Կլանման գործակիցը կախում ունի նաև լույսի λ ալիքի երկարությունից (կամ ω հաճախությունից): Կլանման գործակիցը ալիքային երկարությունների մեծ մասի համար մոտ է զրոյին և միայն շատ մեղ սպեկտրային տիրույթների համար (մի քանի հարյուրերորդական անգստրեմ լայնությամբ՝ $\sim 0,01\text{\AA}$) ցուցաբերում է կտրուկ առավելագույններ այն նյութերի համար, որոնց ատոմներն ու մոլեկուլները գործնականորեն իրար հետ չեն փոխ-

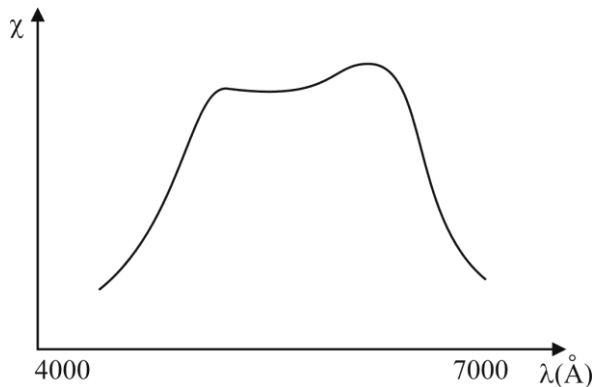
ազդում (մետաղների գազերն ու գոլորշիները ոչ մեծ ճնշման դեպքում) (նկ.1): Կլանման գործակցի առավելագույն այդ արժեքները համապատասխանում են ատոմների ներսում էլեկտրոնների տատանումների ռեզոնանսային հաճախություններին: Բազմատոմ մոլեկուլների դեպքում ի հայտ են գալիս նաև հաճախություններ, որոնք համապատասխանում են մոլեկուլների ներսում ատոմների տատանումների ռեզոնանսային հաճախություններին: Բայց քանի որ ատոմների զանգվածները տասնյակ հազար անգամ մեծ են էլեկտրոնների զանգվածներից, մոլեկուլային հաճախությունները լինում են ավելի փոքր ատոմայիններից և այդ պատճառով կլանման գործակցի առավելագույն արժեքները հանդես են գալիս սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում:



Նկ. 1. Տեսակելի տիրույթում կլանման գործակցի սխեմատիկ կախումը ալիքի երկարությունից այն նյութերի համար, որոնց ատոմները և մոլեկուլները գործնականորեն չեն փոխազդում:

Պինդ մարմինները, հեղուկները և մեծ ճնշումների տակ գտնվող գազերը օժտված են կլանման լայն շերտերով (նկ. 2): Ճնշման մեծացմանը զուգընթաց, գազերի կլանման շատ նեղ առավելագույնները լայնանում են և մեծ ճնշումների դեպքում նրանց կլանման սպեկտրները նմանվում են հեղուկների կլանման

սպեկտրներին: Այս փաստը վկայում է այն մասին, որ կլանման շերտերի լայնացումը ատոմների փոխազդեցության հետևանք է:



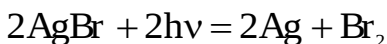
Նկ.2. Կլանման գործակցի կախումը ալիքի երկարությունից պինդ, հեղուկ և բարձր ճնշման տակ գտնվող գազերի համար (սխեմատիկ պատկեր):

Շատ քիմիական պրոցեսներ նույնպես պայմանավորված են լույսի կլանմամբ: Այդպիսի պրոցեսներն ընդունված է անվանել **լուսաքիմիական**: Փորձնականորեն հաստատված է, որ լուսաքիմիական ռեակցիայի մեջ մտած m նյութի քանակությունը համեմատական է կլանված էներգիայի W քանակությանը՝ $m = \beta W$:

Սա լուսաքիմիայի **հիմնական օրենքն է** (Բունզեն-Ռոսկոյի), որտեղ β -ն որոշում է, թե որքան մեծ է այն նյութի քանակությունը, որի հետ լուսաքիմիական ռեակցիա է տեղի ունեցել մեկ միավոր կլանած էներգիայի դեպքում: β գործակիցը կախված է լուսաքիմիական ռեակցիայի բնույթից և լույսի ν հաճախությունից:

Լուսաքիմիական պրոցեսների քանակական հետազոտությունները բարդանում են, երբ լույսի ազդեցության տակ ընթացող առաջնային պրոցեսն ուղեկցվում է կողմնակի (երկրորդային) ռեակցիաներով, որոնք ունեն զուտ քիմիական բնույթ. այսինքն՝ ուղեկցվում են քիմիական ձևափոխություններով՝ ատոմների փոխադարձ դասավորության (կոնֆիգուրացիաների) փոփոխություններով և, հետևաբար, պայմանավորված են համակարգի ներքին էներգիայի փոփոխությամբ:

1905 թ. Էյնշտեյնը ձևակերպեց մի օրենք, որը ճիշտ է լուսաքիմիական պրոցեսների համար. յուրաքանչյուր կլանված $h\nu$ քվանտին համապատասխանում է լույսը կլանող մեկ մոլեկուլի փոխարկում *(էյնշտեյնի լուսաքիմիական համարժեքության օրենք)*: Երկրորդային պրոցեսներով չբարդացված ռեակցիաներն ուսումնասիրելիս, հաջողվեց ստուգել Էյնշտեյնի օրենքը և հաստատել նրա ճշմարտացիությունը: Հետազոտվեց լույսի ներգործության տակ տեղի ունեցող արծաթի բրոմիդի՝ AgBr , տարրալուծման ռեակցիան: Պարզվեց, որ լույսի յուրաքանչյուր կլանված քվանտը տարրալուծում է արծաթի բրոմիդի մեկ մոլեկուլ, այսինքն՝ ռեակցիան կատարվում է՝ համաձայն



հավասարման: Այսպիսով՝ լույսը որպես ֆոտոնների հոսք դիտարկելով, հնարավոր դարձավ բացատրել լուսաքիմիական շատ պրոցեսներ: Մասնավորապես, *լույսի ֆոտոնային տեսությունից* հասկանալի է, որ լույսի կլանումը կարող է քիմիական փոխարկումների համար լուրջ խթան հանդիսանալ: Իրոք, ֆոտոնի կլանվելը մոլեկուլի կողմից, համաձայն

$$h\nu = \frac{3}{2}kT$$

առնչության, մոլեկուլին շատ մեծ քանակությամբ էներգիա է հաղորդում, որը համարժեք է տասնյակ հազարավոր ջերմաստիճանի տակ տեղի ունեցող ջերմային շարժման միջին կինետիկ էներգիային. ($k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ էրգ/աստ., որտեղ k -ն Բոլցմանի հաստատունն է, իսկ T -ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանը): Հետևաբար՝ ֆոտոնը մոլեկուլին շատ մեծ քանակությամբ էներգիա է հաղորդում, որը համարժեք է տասնյակ հազարավոր ջերմաստիճանի տակ տեղի ունեցող ջերմային շարժման միջին կինետիկ էներգիային:

Հասկանալի է նաև, որ ավելի կարճ ալիքները քիմիապես ավելի ակտիվ կլինեն: Քանի որ նյութի կողմից մեկ ֆոտոնի կլանվելը հանգեցնում է մեկ մոլեկուլի փոխարկման, ապա ակտիվ կարող են լինել միայն այն ալիքները, որոնց $h\nu$ էներգիան ավելի մեծ է, քան պահանջվող $W_{ակ.}$ ակտիվացիայի էներգիան, որն անհրաժեշտ է առաջնային պրոցեսի համար (օրինակ՝ լույսը կլանած մոլեկուլի դիսոցման դեպքում): Եվ քանի որ մեկ մոլեկուլի կողմից միաժամանակ երկու կամ ավելի քվանտներ կլանելու հավանականությունը շատ փոքր է, ապա ակտիվ լույսի սահմանային հաճախությունը որոշող պայմանը համապատասխանում է

$$h\nu_0 = W_{ակ} \quad (3)$$

արտահայտությամբ, որտեղ ν_0 -ն քիմիապես ակտիվ լույսի փոքրագույն հաճախությունն է՝ լուսաքիմիական պրոցեսի կարմիր սահմանը որոշող հաճախությունը:

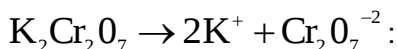
$h\nu \geq W_{\text{ակ}}$. պայմանի առկայության դեպքում առաջնային լուսաքիմիական ռեակցիան հնարավոր է: Բայց անհրաժեշտ է, որպեսզի մոլեկուլը կլանի նշված ν հաճախությամբ լույսը: Իսկ եթե ν -ն կլանման շերտից դուրս է, ապա տեղի չի ունենա ո՛չ կլանում, ո՛չ էլ լուսաքիմիական ռեակցիա: Սակայն լուսաքիմիական տարրալուծման պրոցես հնարավոր է իրականացնել և այս դեպքում՝ հետազոտվող նյութին ավելացնելով մի ուրիշ նյութ, որի կլանման շերտը իր մեջ պարունակում է ν հաճախությունը: Ինֆոտոնը կլանվում է այդ երկրորդ նյութի (սենսիբիլիզատորի) մոլեկուլով, և այդ ճանապարհով ստացված էներգիայի պաշարը կարող է բախումների ժամանակ հաղորդվել հետազոտվող նյութի մոլեկուլին: Այս տեսակի լուսաքիմիական ռեակցիաները կոչվում են սենսիբիլիզացված ռեակցիաներ: Նրա իրականացման համար անհրաժեշտ է, որ քայքայվող նյութի մոլեկուլի հանդիպումը սենսիբիլիզատորի գրգռված մոլեկուլի հետ տեղի ունենա ավելի շուտ, քան վերջինս կկորցնի իր լրացուցիչ էներգիան՝ ճառագայթմամբ (ֆլուորեսցենց) կամ որևէ ուրիշ եղանակով:

Քանի որ նյութի կողմից կլանված յուրաքանչյուր ֆոտոն կարող է լուսաքիմիական ռեակցիայի ենթարկել միայն մեկ մոլեկուլ, ապա W քանակության կլանված էներգիայի դեպքում լուսաքիմիական ազդեցության կենթարկվեն

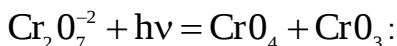
$$N = \frac{W}{h\nu}$$

թվով մոլեկուլներ, որտեղ h -ը՝ Պլանկի հաստատունն է:

Պլանկի հաստատունը կարելի է որոշել կլանման սպեկտրների օգնությամբ: Այդ նպատակով ուսումնասիրվում է կալիումի բիքրոմատի ջրային լուծույթի կլանման սպեկտրը



Լուծույթով լցված բջիջը լուսավորում են անընդհատ առաքման սպեկտր ունեցող լույսի աղբյուրով: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ Cr_2O_7 -ի իոնը կլանում է լույսի կապույտ և մանուշակագույն ճառագայթները, որի պատճառով սպեկտրում բացակայում են այդ գույնի ալիքի երկարությունները, և նյութը ձեռք է բերում դեղին գունավորում: $\varepsilon = h\nu$ քվանտների կլանման պատճառով կալիումի բիքրոմատի Cr_2O_7 իոնը քայքայվում է հետևյալ կերպ.



Ֆիզիկական հաստատունների աղյուսակի տվյալների համաձայն ռեակցիայի ջերմային էֆեկտի մեծությունը մեկ գրամ մոլեկուլի համար $Q = 51,2_{\text{կկալ/մոլ}}$ է: Որպեսզի այդ արժեքը արտահայտվի էրգ/մոլեկուլ-ով, անհրաժեշտ է այն բաժանել Ավոգադրոյի թվի վրա ($N_A = 6,02 \cdot 10^{23}_{\text{մոլ}^{-1}}$) և բազմապատկել ջերմության մեխանիկական համարժեքով՝ $I = 4,19 \cdot 10^{10}_{\text{էրգ/կկալ}}$ -ով: Արդյունքում կստացվի հետևյալ արտահայտությունը.

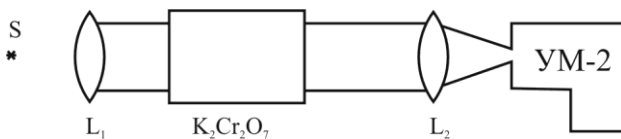
$$h\nu_0 = \frac{IQ}{N_A} \quad \text{կամ} \quad h = \frac{QI\lambda_0}{N_A c}, \quad (3)$$

որտեղ c -ն լույսի արագությունն է:

Այսպիսով՝ Պլանկի հաստատունի որոշումը հանգում է կլանման «կարմիր սահմանի» ալիքի երկարության λ_0 -ի փորձնական չափմանը:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Նկ. 3-ում պատկերված է փորձնական սարքի գծանկարը:



Նկ.3. Փորձնական սարքի գծապատկերը:

Անընդհատ լույսի աղբյուր է ծառայում S շիկացման լամպը:

1. L_1 ոսպնյակի օգնությամբ ստանալ զուգահեռ ճառագայթների փունջ:
2. L_2 ոսպնյակով լույսի այդ փունջը կիզակետել YM-2 միագունիչի ճեղքի վրա:

Միագունիչի դիտակում ստացվում է աղբյուրի առաքած սպիտակ լույսի անընդհատ սպեկտրը՝ մանուշակագույնից մինչև դեղնակարմիր տիրույթը: Դիտակում երևացող սլաքի դիրքը համապատասխանում է միագունիչի թմբուկի ցուցմունքին:

3. Սպիտակ լույսի աղբյուրի և միագունիչի ճեղքի միջև տեղադրել

թորած ջրում լուծված $K_2Cr_2O_7$ լուծույթ պարունակող փորձ անոթ:

Տեղի է ունենում կլանում, և արդյունքում դիտակում անհետանում է սպեկտրի կապույտ-մանուշակագույն տիրույթը:

4. Դիտակի սլաքը տեղադրել լուսավոր ու մութ շերտի բաժանման սահմանում՝ այսինքն կլանման շերտի «կարմիր սահմանին» համապատասխանող դիրքում, և գրանցել թմբուկի ցուցմունքը:

5. Փորձնական սարքին կից ներկայացված գրաֆիկից, որն ալիքի երկարությունների և միագունիչի թմբուկի ցուցմունքների միջև կախվածությունն արտահայտող կոր է, գտնել թմբուկի այդ ցուցմունքին համապատասխանող λ ալիքի երկարությունը:

Ալիքի երկարության այդ արժեքը տեղադրել (3) բանաձևի մեջ և գնահատել Պլանկի հաստատունը:

Ծանոթություն.

Եթե աշխատանքին կից չի ներկայացված այդ գրաֆիկը, ապա այն պետք է ստանալ փորձնական ճանապարհով: Փորձում օգտագործվող անընդհատ առաքման սպեկտր ունեցող շիկացման լամպը փոխարինել առաքման գծային սպեկտր ունեցող լամպով և վերը նկարագրված եղանակով կառուցել ալիքի երկարությունների ու միագունիչի թմբուկի ցուցմունքների կախվածության գրաֆիկ՝ օգտվելով ստորև ներկայացված աղյուսակից:

Մեր փորձում կիրառվում է ПРК-4 մակնիշի սնդիկային լամպ: Ցանցին միացնել այդ լամպը, որի առաքման սպեկտրը պարունակում է հետևյալ գույներին համապատասխանող ալիքի երկարությունները:

<i>ՓՐԿ-4 լամպի սպեկտրը</i>	<i>Ալիքի երկարություններ</i>
դեղին	5791 Å , 5760 Å ,
կանաչ	5461 Å
երկնագույն	4916 Å
կապույտ	4350 Å
մանուշակագույն	4073 Å , 4047 Å

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Г.С. Ландсберг "Оптика", М. 2008.
2. Н.И. Калитеевский "Волновая оптика", М. Наука, 2008.
3. Е.И. Бутиков. Оптика. Санкт-Петербург. 2003.

Աշխատանք 10

ԲԱՐՂ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՆԱԿԱՐԳԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

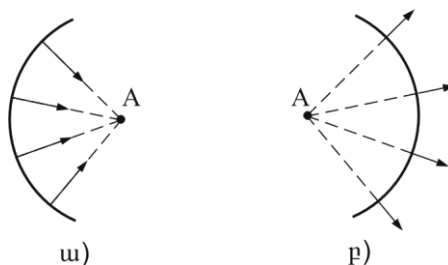
Աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ երկրաչափական օպտիկայի հիմնական հասկացությունների հետ և ուսումնասիրել՝ բարդ օպտիկական համակարգերը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Երկրաչափական օպտիկան ալիքային օպտիկայի այն սահմանային դեպքն է, որը համապատասխանում է անվերջ փոքր ալիքի երկարությանը: Այդ դեպքում անտեսվում են լուսային ալիքների ինտերֆերենցիայի և դիֆրակցիայի երևույթները:

Իզոտրոպ միջավայրում ճառագայթ ասելով հասկանում են ալիքային մակերևույթներին (հաստատուն փուլ ունեցող մակերևույթներին) ուղղահայաց անընդհատ գծերը: Այդ գծերի երկայնքով է տարածվում լուսային էներգիան:

Լույսի ճառագայթների համախումբը կազմում է փունջ: Եթե ճառագայթները շարունակելիս հատվում են մի կետում, փունջը կոչվում է համակենտրոն (օրինակ A կետում): Ճառա-



Նկ. 1. Համակենտրոն փունջեր. ա) զուգամիտող, բ) տարամիտող:

գայթերի համակենտրոն փնջին համապատասխանում է գնդային ալիքային մակերևույթ:

Նկ.1-ում ցույց են տրված զուգամիտող և տարամիտող համակենտրոն փնջեր: Համակենտրոն փնջի մասնավոր դեպքը զուգահեռ ճառագայթների փունջն է, որը տարածվում է անվերջությունում գտնվող լույսի աղբյուրից: Նրան համապատասխանում է հարթ ալիքային մակերևույթ:

Յուրաքանչյուր օպտիկական համակարգ վերափոխում է լուսային փնջերը: Եթե համակարգը պահպանում է փնջերի համակենտրոնությունը, ապա լույսի աղբյուրի որևէ P կետից դուրս եկած ճառագայթները հատվում են որոշակի մի P' կետում, որն իրենից ներկայացնում է P կետի օպտիկական պատկերը: Եթե առարկայի յուրաքանչյուր կետը արտապատկերվում է մի կետի տեսքով, ապա պատկերը կոչվում է կետային կամ ստիգմատիկ:

Պատկերը կոչվում է իրական, եթե լուսային ճառագայթներն իրոք հատվում են P' կետում և՛ կեղծ, եթե P' կետում հատվում են ճառագայթների երևակայական շարունակությունները: Իրական պատկերներն անմիջականորեն լուսավորում են համապատասխանորեն դասավորված էկրանը: Կեղծ պատկերը այդպիսի լուսավորում առաջացնել չի կարող:

Լուսային ճառագայթների դարձելիության հետևանքով P լույսի աղբյուրը և P' պատկերը կարող են իրար հետ փոխել դերերը: Այդ դեպքում P -ն և P' -ը կոչվում են համայնօ կետեր:

Օպտիկական համակարգը, որը ստեղծում է առարկային երկրաչափորեն նման պատկեր, կոչվում է իրենալական:

ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳ

Օպտիկական համակարգն իրենից ներկայացնում է անդրադարձնող և բեկող մակերևույթների համախումբ, որոնք իրարից բաժանում են օպտիկապես համասեռ միջավայրերը: Սովորաբար այդ մակերևույթները լինում են գնդային կամ հարթ (հարթությունը կարելի է դիտել որպես անվերջ մեծ շառավիղով գնդային մակերևույթ): Համեմատաբար քիչ են օգտագործվում ավելի բարդ, բայց համաչափության (սիմետրիայի) առանցք ունեցող մակերևույթները (պտտման էլիպսոիդ, հիպերբոլոիդ, պարաբոլոիդ և այլն):

Գնդային (մասնավորապես՝ հարթ) մակերևույթներից կազմված օպտիկական համակարգը կոչվում է համակենտրոն, եթե բոլոր մակերևույթների կենտրոնները գտնվում են մի ուղղի վրա, որը կոչվում է համակարգի օպտիկական առանցք:

Իդեալական օպտիկական համակարգը կետը արտապատկերում է որպես կետ, այսինքն՝ առարկայի յուրաքանչյուր կետից դուրս եկած ճառագայթները հավաքվում են պատկերի մի կետում: Իդեալական համակարգի լավ օրինակ է համակենտրոն օպտիկական համակարգը, եթե բավարարվենք միայն ճառագայթներով, որոնք բեկող (անդրադարձնող) մակերևույթների նորմալի հետ փոքր անկյուններ են կազմում:

Եթե օպտիկական առանցքով համակարգից անվերջ մեծ հեռավորության վրա գտնվող կետից իդեալական համակենտրոն օպտիկական համակարգի վրա ընկնում է օպտիկական առանցքին զուգահեռ ճառագայթների փունջ, ապա նրանից դուրս գալուց հետո փունջը կմնա համակենտրոն: Այդ փունջը կամ կլինի զուգամիտող, կամ տարամիտող (կետագծային ճառագայթները):

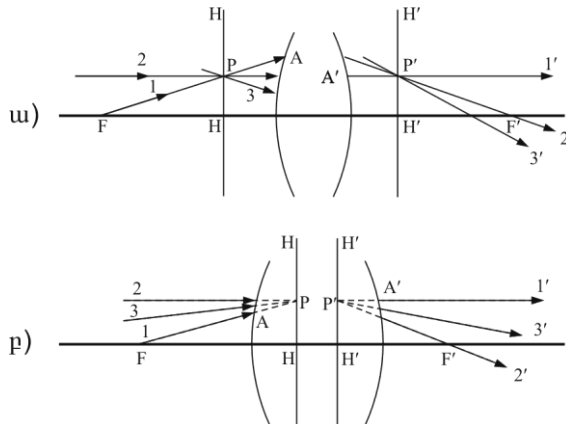
F' կետը, որտեղ հատվում են համակարգից դուրս եկած ճառագայթները, կոչվում է համակարգի ետևի կիզակետ (ֆոկուս): Համաչափության նկատառումներից պարզ է, որ F' -ը գտնվում է օպտիկական առանցքի վրա: Այսպիսով՝ ետևի կիզակետը օպտիկական առանցքի վրա գտնվող այն կետն է, որը համալուծ է անվերջ հեռացված կետին: Այդ կետով օպտիկական առանցքին ուղղահայաց տարված F'F' հարթությունը կոչվում է ետևի կիզակետային հարթություն: Ձուգահեռ ճառագայթների փունջը, որն օպտիկական առանցքի հետ կազմում է փոքր անկյուն, համակարգից դուրս գալուց հետո կիզակետային կիզակետային հարթության կետերից մեկում: Հետևաբար, անվերջ հեռացված առարկայի պատկերը կգտնվի կիզակետային հարթության մեջ:

Համանման ձևով կարելի է սահմանել համակարգի առջևի կիզակետը և առջևի կիզակետային հարթությունը:

Դիտարկենք համակարգի օպտիկական առանցքին ուղղահայաց երկու համալուծ հարթություններ, որոնցից մեկում գտնվում է առարկան, իսկ մյուսում՝ պատկերը: Պատկերը կարող է ուղղված լինել այն նույն կողմը, ինչ առարկան, կամ՝ հակառակը: Առաջին դեպքում պատկերը կոչվում է ուղիղ, երկրորդ դեպքում՝ շրջված: Պատկերի և առարկայի գծային չափերի հարաբերությունը կոչվում է գծային կամ լայնական խոշորացում, որը նշանակենք β -ով: Գծային խոշորացումը հանրահաշվական մեծություն է. դրական է, եթե պատկերն ուղիղ է և բացասական է, եթե պատկերը շրջված է:

Գոյություն ունեն երկու այնպիսի համալուծ հարթություններ, որոնք արտապատկերում են իրար $\beta = \pm 1$ խոշորացումով:

Դիտարկենք 1 ճառագայթը, որն անցնում է F առջևի կիզակետով և հատում է առաջին բեկող մակերևույթը A կետում: Նրան կիսմապատասխանի օպտիկական առանցքին զուգահեռ $1'$ ճառագայթը, որը դուրս է եկել վերջին բեկող մակերևույթի A' կետից: Համակարգի կոնկրետ հատկություններից կախված՝ առանցքից մինչև A' կետը եղած հեռավորությունը կարող է փոքր, կամ ավելի մեծ լինել, քան առանցքից մինչև A կետը եղած հեռավորությունն է: ճառագայթի ընթացքը համակարգի ներսում մեզ չի հետաքրքրում (նկ. 2):



Նկ. 2. Համակենտրոն օպտիկական համակարգ, որի

HH' և $H'H'$ գլխավոր հարթությունները արտապատկերում են միմյանց $\beta = \pm 1$ խոշորացումով:

ա) գլխավոր հարթությունները գտնվում են համակարգից դուրս;

բ) գլխավոր հարթությունները գտնվում են համակարգի ներսում:

Այժմ վերցնենք 2 ճառագայթը, որը զուգահեռ է օպտիկական առանցքին և $1'$ ճառագայթի հետ նույն ուղղի վրա է գտնվում: Նրան կիսմապատասխանի F' ետևի կիզակետով անց-

նող 2' ճառագայթը: Հետևաբար, 1 և 2 ճառագայթների հատման P կետով անցնող ցանկացած 3 ճառագայթին կհամապատասխանի 3' ճառագայթ, որն անցնում է 1' և 2' ճառագայթների հատման P' կետով (նկ. 2 ա): Նկ. 2բ-ում հատվում են ոչ թե իրենք՝ ճառագայթները, այլ նրանց երևակայական շարունակությունները համակարգի ներսում: Այսպիսով, P-ն և P'-ը համալուծ կետեր են: Այդ կետերով տանենք օպտիկական առանցքին ուղղահայաց H և H' հարթությունները: H հարթության մեջ գտնվող HP հատվածին համապատասխանում է H' հարթության մեջ գտնվող H'P' պատկերը, ընդ որում պատկերը ուղիղ է և ունի նույն չափը, ինչ՝ առարկան: P և P' կետերը ընտրված էին կամայական, ուստի կարելի է պնդել, որ H հարթության մեջ գտնվող ցանկացած առարկա համակարգի միջոցով արտապատկերվում է H' հարթության մեջ +1 խոշորացումով:

H հարթությունը կոչվում է օպտիկական համակարգի առջևի գլխավոր, իսկ H' հարթությունը՝ ետևի գլխավոր հարթություն: Այդ հարթությունների և օպտիկական առանցքի հատման կետերը կոչվում են համակարգի գլխավոր կետեր: Ինչպես երևում է նկ. 2-ից, գլխավոր հարթությունները (և կետերը) կարող են գտնվել ինչպես համակարգից դուրս, այնպես էլ՝ նրա ներսում: Հնարավոր է նաև, որ հարթություններից մեկը գտնվի համակարգի ներսում, իսկ մյուսը՝ դրսում: Վերջապես, հնարավոր է, որ երկու հարթություններն էլ գտնվեն համակարգից դուրս՝ նրա նույն կողմում:

Կիզակետային և գլխավոր հարթությունները կոչվում են օպտիկական համակարգի արմատական հարթություններ, գլխավոր կետերը և կիզակետերը՝ արմատական կետեր։ H առջևի գլխավոր կետից մինչև F առջևի կիզակետը եղած f հեռավորությունը համակարգի առջևի կիզակետային հեռավորությունն է։ Համանմանորեն, H' -ի և F' -ի միջև եղած f' հեռավորությունը ետևի կիզակետային հեռավորությունն է։

Գնդային բեկող մակերևույթներից կազմված համակենտրոն համակարգի f և f' կիզակետային հեռավորությունների միջև կա հետևյալ առնչությունը.

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}, \quad (1)$$

որտեղ n -ը և n' -ը համապատասխանորեն համակարգի առջևի և ետևի միջավայրերի բեկման ցուցիչներն են։ Երբ $n = n'$, ապա.

$$f' = -f : \quad (2)$$

և

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} : \quad (3)$$

Φ մեծությունը կոչվում է համակարգի օպտիկական ուժ։ Ինչքան մեծ է Φ -ը, այնքան փոքր է f կիզակետային հեռավորությունը և, հետևաբար, այնքան ավելի ուժեղ են բեկվում ճառագայթները օպտիկական համակարգի կողմից։

Դրական Φ -ի դեպքում անվերջ հեռացված աղբյուրի առաքած ճառագայթների զուգահեռ փունջը դառնում է զուգա-

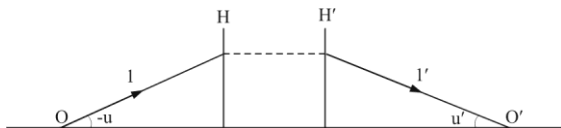
միտվող: Այս դեպքում օպտիկական համակարգը կոչվում է հա-
վաքող: Բացասական Φ -ի դեպքում անվերջ հեռացված կետի
պատկերը կլինի կեղծ՝ համակարգը ճառագայթների զուգահեռ
փունջը դարձնում է տարամիտվող: Այդպիսի համակարգը կոչ-
վում է ցրող:

Օպտիկայում հաճախ հարկ է լինում գործ ունենալ այնպի-
սի տարածական առարկաների պատկերների հետ, որոնց առան-
ձին կետերը գտնվում են կիզակետային հարթությունից տարբեր
 x հեռավորությունների վրա : Այդ դեպքում համակարգի հատկու-
թյունները բնութագրելու համար ներմուծվում է α երկայնական
խոշորացումը, որը ցույց է տալիս պատկերի dx' երկարության
հարաբերությունը օպտիկական առանցքի երկարությամբ դասա-
վորված առարկայի dx երկարությանը

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} : \quad (4)$$

Երկայնական խոշորացումը բնութագրում է հարթ էկրանի
վրա տարածական օբյեկտի պատկերման ցայտունությունը:

Անկյունային խոշորացման գնահատման համար օպտի-
կական համակարգում դիտարկենք 1 և 1' կամայական համա-
լուծ ճառագայթները (նկ. 3):



Նկ. 3. γ անկյունային խոշորացման գնահատում:

Օպտիկական առանցքի հետ նրանց կազմած u' և u անկյունների տանգենսների հարաբերությունը կոչվում է համակարգի γ անկյունային խոշորացում, որը փոքր անկյունների դեպքում կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով

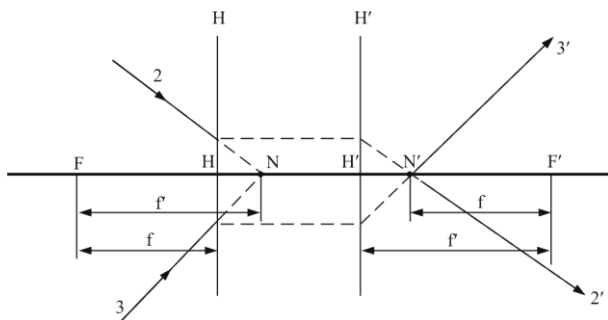
$$\gamma \approx \frac{u'}{u} : \quad (5)$$

Բոլոր երեք խոշորացումների միջև գոյություն ունի հետևյալ առնչությունը

$$\alpha\gamma = \beta : \quad (6)$$

N և N' համալուծ կետերը, որոնց համար $\gamma = +1$, կոչվում են հանգուցային կետեր կամ հանգույցներ: Հանգույցներով անցնող համալուծ ճառագայթներն իրար զուգահեռ են, օրինակ՝ $2-2'$ և $3-3'$ ճառագայթները (նկ.4): Հանգույցներով անցնող օպտիկական առանցքին ուղղահայաց հարթությունները կոչվում են հանգուցային հարթություններ: Այսպիսով, համակենտրոն օպտիկական համակարգն ունի երեք զույգ արմատական կետեր (կիզակետեր, գլխավոր կետեր, հանգույցներ) և երեք զույգ արմատական հարթություններ:

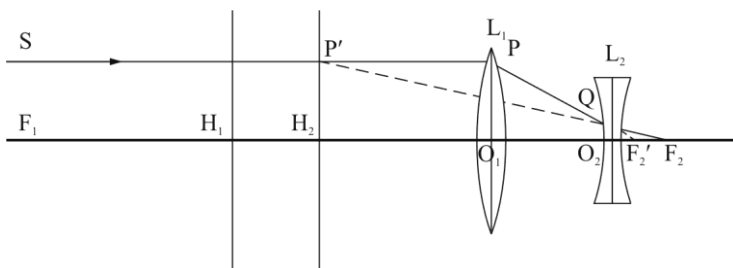
Եթե համակարգի կիզակետային հեռավորությունները իրար հավասար են՝ $f = f'$, ապա հանգույցները համընկնում են գլխավոր կետերի հետ՝ (համապատասխանաբար՝ N -ը H -ի և N' -ը H' -ի հետ): Այդ դեպքում նկ. 4-ում ներկայացված $2-2'$ և $3-3'$ համալուծ ճառագայթներն անցնում են H և H' գլխավոր կետերով:



Նկ. 4. N և N' հանգույցային կետերի (հանգույցային հարթությունների) համար $\gamma = 1$:

Արմատական հարթությունները (արմատական կետերը) լրիվ որոշում են օպտիկական համակարգի հատկությունները: Մասնավորապես, իմանալով այդ հարթությունների դիրքը, կարելի է կառուցել համակարգի կողմից ստացվող պատկերը:

Դիտարկենք բարդ օպտիկական համակարգ, որը բաղկացած է երկու բարակ ոսպնյակներից՝ դրական (հավաքող) և բացասական (ցրող): Ոսպնյակների միջև հեռավորությունը փոքր է դրական ոսպնյակի կիզակետային հեռավորությունից: Այդպիսի համակարգի գլխավոր կետերի և կիզակետերի դիրքը ներկայացված է նկ. 5-ում:



Նկ.5. Երկու բարակ (հավաքող և ցրող) ոսպնյակներից կազմված համակարգ:

Համակարգի O_1O_2 օպտիկական առանցքին զուգահեռ SP_1 ճառագայթը L_1 հավաքող ոսպնյակում բեկվելուց հետո ընթանում է այդ ոսպնյակի F'_2 ետևի կիզակետի ուղղությամբ: L_2 ցրող ոսպնյակը այդ ճառագայթը շեղում է այնպես, որ այն հատում է օպտիկական առանցքը՝ համակարգի F_2 կիզակետում (ցրող ոսպնյակի կիզակետային հեռավորությունը այնպիսին է, որ համակարգը ամբողջությամբ լինի հավաքող): F_2Q ճառագայթի շարունակությունը հատում է ընկնող ճառագայթը P' կետում:

$P'H_2$ -ը համակարգի երկրորդ գլխավոր հարթությունն է: Դժվար չէ նկատել նկ. 5-ից, որ առաջին գլխավոր հարթությունը գտնվում է երկրորդ գլխավոր հարթությունից ձախ: Այդպիսի օպտիկական համակարգը ծառայում է որպես երկար կիզակետային հեռավորություն ունեցող օբյեկտիվ: Իրոք, համակարգի $f = F_2H_2$ կիզակետային հեռավորությունը նկատելի մեծ է օբյեկտիվի վերջին մակերևույթից մինչև նրա կիզակետը եղած O_2F_2 հեռավորությունից: Այսպիսի կառուցվածքով համակարգերում հնարավորություն է ընձեռվում ստանալ պատկերներ՝ մեծ մասշտաբներով:

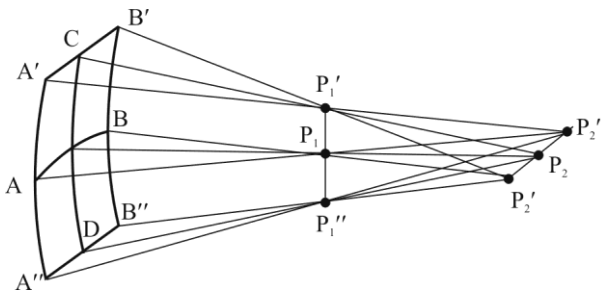
Այս սկզբունքով են կառուցվում բոլոր հեռադիտակները:

Նշենք, որ իրական օպտիկական համակարգերը, ի տարբերություն դիտարկված իդեալական օպտիկական համակարգերի, օժտված են թերություններով (խտտորումներով):

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԽՈՏՈՐՈՒՄՆԵՐԸ

Ենթադրենք որևէ պատճառով ալիքային մակերևույթը տարբեր հատույթներում օժտված է տարբեր կորություններով (նկ. 6):

Դիտարկենք երկու տարբեր կորությամբ ալիքային մակերևույթի մի փոքր տեղամաս: Վերցնենք այդ մակերևույթի ամենամեծ և ամենափոքր կորություն ունեցող AB և CD փոխուղղահայաց հատույթները: Ավելի մեծ կորություն ունեցող AB հատույթին ուղղահայաց ճառագայթները կհատվեն P_1 կետում: Նրան զուգահեռ $A'B'$ և $A''B''$ հատույթներին ուղղահայաց ճառագայթները կհատվեն P_1' և P_1'' կետերում, որոնք P_1 կետի հետ մոտավորապես նույն ուղղի վրա են գտնվում: Համանմանորեն, ավելի փոքր կորություն ունեցող CD և նրան մոտ գտնվող $A'A''$ և $B'B''$ հատույթներին ուղղահայաց ճառագայթները կհատվեն P_2 , P_2' և P_2'' կետերում, որոնք ընկած են մոտավորապես ուղղագիծ հատվածի վրա:



*Նկ. 6. Երկու տարբեր կորություն ունեցող
ալիքային մակերևույթ:*

Այսպիսով, այն դեպքում, երբ ճառագայթների փնջին համապատասխանում է երկու տարբեր կորության ալիքային մակերևույթ, ճառագայթները հատվում են ոչ թե մի կետում, այլ երկու փոխուղղահայաց ուղղագիծ ($P_1'P_1''$ և $P_2'P_2''$) հատվածների վրա գտնվող կետերի համախմբում, որոնք և հանդիսանում են ուղղաձիգ և հորիզոնական կիզակետային գծեր: Գաղափարների այդպիսի փունջը կոչվում է աստիգմատիկ (տարաբեկված), իսկ $P_1'P_1''$ և $P_2'P_2''$ հատվածների միջև եղած հեռավորությունը՝ աստիգմատիկ տարբերություն:

Նշվել է, որ գնդային մակերևույթը (հետևաբար և այդպիսի մակերևույթների համակենտրոն համակարգը) ստիգմատիկ պատկեր է տալիս միայն մեղ լուսային փնջերի դեպքում, որոնք օպտիկական առանցքի հետ փոքր անկյուն են կազմում: Վերջին սահմանափակումը խիստ կրճատում է օպտիկական համակարգով պատկերվող առարկաների չափսերը, իսկ մեղ լուսային փունջը պայմանավորում է պատկերի փոքր լուսավորվածությունը, որովհետև լուսային հոսքը համեմատական է մարմնային անկյանը, որի սահմաններում այն տարածվում է: Գործնականում հարկ է լինում օգտագործել լայն լուսային փնջեր, որոնք համակարգի օպտիկական առանցքի հետ կազմում են զգալի անկյուններ, որի հետևանքով պատկերում առաջանում են տարբեր աղավաղումներ: Այսպիսով՝ իրական օպտիկական համակարգերն ունեն խտտորումներ (աբեռացիաներ) կամ աստիգմատիկություն, որոնց առկայությունը բացասաբար է անդրադառնում պատկերի որակի վրա:

Համառոտակի քննարկենք օպտիկական համակարգերի հիմնական խոտորումները:

Իրական օպտիկական համակարգով անցնելիս՝ համակարգի օպտիկական առանցքի վրա գտնվող կետային օբյեկտից դուրս եկող լայն փնջերի համար ալիքային մակերևույթը **շեղվում է գնդայինից:** Ոսպնյակի եզրերով անցնող ճառագայթներն ավելի շատ են բեկվում, քան այն ճառագայթները, որոնք անցնում են ոսպնյակի միջին մասով: Արդյունքում լուսավոր կետի պատկերը էկրանի վրա ստացվում է աղոտ բծի տեսքով (**գնդային լուսախոտորում**):

Թեք, նեղ ճառագայթների դեպքում, որոնք դուրս են գալիս առանցքի վրա չգտնվող օբյեկտից, լուսավոր կետի պատկերը էկրանի վրա ունի ձգված և ոչ համաչափ բծի տեսք (ստորակետի բնորոշ տեսք): Այդպիսի լուսախոտորումը կոչվում է **կոմա**: Թեք ճառագայթներ հանդես են գալիս, երբ ալիքային մակերևույթները շեղվում են գնդայինից:

Երբ համակարգը լուսավորվում է սպիտակ լույսով, ապա նույնիսկ նեղ փնջերի համար, որոնք օպտիկական առանցքի հետ կազմում են փոքր անկյուն, նյութի դիսպերսիայի հետևանքով պատկերը ստացվում է գունավորված, քանի որ ոսպնյակը տարբեր ալիքի երկարության ճառագայթները հավաքում է տարբեր կետերում: Այդպիսի խոտորումը կոչվում է **քրոմատիկ (գունային)** Ձուգակցելով դրական և բացասական ոսպնյակները, որոնք պատրաստված են տարբեր ապակիներից, հաջողվում է ազատվել այդպիսի խոտորումից:

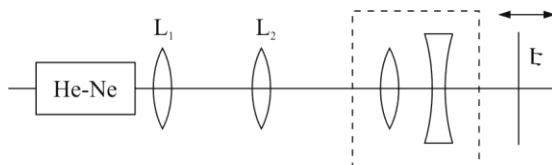
Համակարգը, որում ուղղված են գնդային և գունային լուսախոտորումները, բայց չի վերացված աստիգմաիզմը, կոչվում է ապլանատ:

Աստիգմատիզմը վերացվում է բեկող մակերևույթների կոորդյան շառավիղների և օպտիկական ուժերի համապատասխան ընտրությամբ:

Երբ գնդային և գունային լուսախոտորումները վերացված են և ուղղված է նաև աստիգմատիզմը (տարաբեկությունը), ապլանատ օպտիկական համակարգը կոչվում է անաստիգմատ: Այն աղավաղումը, որն առաջանում է տեսադաշտի սահմաններում ոչ միատեսակ լայնական խոշորացման պատճառով, կոչվում է դիստորսիա: Բոլոր լուսախոտորումների միաժամանակյա վերացման համար պահանջվում է ստեղծել շատ բարդ օպտիկական համակարգեր: Սովորաբար գնում են այլ ճանապարհով. լրիվ վերացնում են միայն այն թերությունները, որոնք վնասակար են հատկապես այն նպատակների համար, որոնց համար նախատեսված է օպտիկական համակարգը, և հաշտվում են մնացած թերությունները մասամբ վերացնելու հետ:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Նկ. 7-ում պատկերված է փորձնական սարքի գծապատկերը:



Նկ. 7. Փորձնական սարքի գծապատկերը:

Օպտիկական համակարգը կազմված է երկու՝ դրական և բացասական ոսպնյակներից, այնպես որ այն գործում է որպես հավաքող ոսպնյակ:

He – Ne լազերը առաքում է $\lambda = 6328\text{\AA}$ ալիքի երկարությամբ կարմիր գույնի նեղ զուգահեռ ճառագայթների փունջ, որի տրամագիծը 1,5 - 2,5 մմ կարգի է: Ավելի մեծ տրամագծով զուգահեռ փունջ ստացվում է L_1 և L_2 ոսպնյակներով, որոնք տեղադրվում են լույսի աղբյուրից հետո միմյանց նկատմամբ որոշակի հեռավորության վրա: Դիտումները կատարվում են լույսի առաքած փնջի դիմաց օպտիկական սեղանի երկայնքով տեղաշարժվող էկրանի վրա:

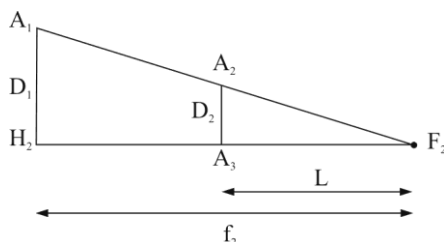
ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 1. ՈՐՈՇԵԼ ԲԱՐԴ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՆԱԿԱՐԳԻ

f_1 եւ f_2 ԿԻՋԱԿԵՏԱՅԻՆ ՀԵՌԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Բարդ օպտիկական համակարգի կիզակետերն ու կիզակետային հեռավորությունները (գլխավոր կետից մինչև կիզակետը եղած հեռավորությունը) որոշելու համար անհրաժեշտ է .

1. Տեղաշարժել L_1 և L_2 ոսպնյակները և ստանալ զուգահեռ ճառագայթների փունջ: Փունջը զուգահեռ է, եթե էկրանը տեղափոխելիս փնջի տրամագիծը չի փոխվում:
2. Չափել ստացված զուգահեռ փնջի D_1 տրամագիծը:
3. Լույսի ճառագայթներին ուղղահայաց տեղադրել բարդ օպտիկական համակարգը:
4. Էկրանը տեղափոխել օպտիկական համակարգից հետո և ստանալ լույսի աղբյուրի հստակ (կիզակետված) պատկերը:

Այն կլինի բարդ օպտիկական համակարգի հետևի կիզակետի դիրքը:



Նկ. 8. Կիզակետային հեռավորությունների չափում:

5. Կիզակետից՝ դեպի օպտիկական համակարգ որոշ L հեռավորությամբ տեղափոխել էկրանը, և այդ դիրքում չափել պատկերի D_2 տրամագիծը (արժեքը վերցնել էկրանից):

Քանի որ զուգահեռ փնջի բեկումը դեպի համակարգի կիզակետը տեղի է ունենում (H_2) գլխավոր հարթության մեջ, ապա ելնելով $F_2H_2A_1$ և $F_2A_3A_2$ եռանկյունների նմանությունից, ունենք.

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{f_2}{L},$$

որտեղ $L = F_2A_3$ -ի, իսկ $f_2 = L \cdot \frac{D_1}{D_2}$ -ը բարդ օպտիկա-

կան համակարգի հետևի կիզակետային հեռավորությունն է:

6. Օպտիկական համակարգը շրջել այնպես, որ լույսն ընկնի նրա հակառակ նիստին: Չափել մյուս՝ առջևի, կիզակետային հեռավորությունը՝ f_1 -ը, նկարագրված եղանակով:

ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 2. ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐԵԼ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԹԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Լույսի փնջին ուղղահայաց տեղադրել ոսպնյակների համակարգը այնպես, որ լույսի նեղ զուգահեռ փունջն անցնի համակարգի կենտրոնական մասով.

ա) տեղաշարժել էկրանը՝ համոզվել, որ ստացվում է լույսի աղբյուրի կիզակետված ստիգմատիկ պատկերը: Ոսպնյակը թեքելիս կամ լույսի փունջը շեղելիս, կրկին կստացվի կիզակետված պատկեր, որն արդեն ունի բծի տեսք: Այդպիսի թերությունը կոչվում է կոմա:

բ) L_1 և L_2 ոսպնյակների օգնությամբ ստանալ ոչ զուգահեռ ճառագայթների լայն փունջ: Տեղափոխել էկրանը օպտիկական սեղանի երկայնքով և ստանալ փնջի կիզակետված պատկերը, երբ լույսի ոչ զուգահեռ փունջն ուղղահայաց ընկնում է համակարգի (ոսպնյակի) կենտրոնական մասում: Գրանցել բարդ օպտիկական համակարգի անկյունաչափի այդ արժեքը: Այն համապատասխանում է հաշվարկման սկզբնական արժեքին, որը ընդունել որպես զրոյական արժեք՝ α :

Օպտիկական առանցքի նկատմամբ համակարգը թեքելիս, ի հայտ է գալիս աստիգմատիզմը՝ միմյանցից շեղված երկու փոխուղղահայաց հատվածների տեսքով: Որքան մեծ անկյունով է շեղվում համակարգը, այնքան ավելի են հեռանում այդ հատվածներն ու այնքան մեծանում են այդ հատվածների չափերը:

Յուրաքանչյուր անկյան համար գրանցել ուղղաձիգ d_1 և հորիզոնական d_2 կիզակետային հատվածների երկարու-

թյունները:

Այդ արժեքների հիման վրա կազմել աղյուսակ, որտեղ α -ն զրոյական արժեքն է, երբ ստացվում է կիզակետված պատկեր.

$\alpha_1 - \alpha$	d_1	d_2
$\alpha_2 - \alpha$	d'_1	d'_2
$\alpha_3 - \alpha$	d''_1	d''_2
$\alpha_n - \alpha$	$d^{n'}_1$	$d^{n'}_2$

Կառուցել գրաֆիկ: Ստացված գրաֆիկից յուրաքանչյուր անկյան արժեքի համար գնահատել տարաբեկությունը (աստիգմատիզմը):

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Г.С. Ландсберг "Оптика", М. 2008.
2. Н.И. Калитеевский "Волновая оптика", М. Наука, 2008.
3. Е.И. Бутиков. Оптика. Санкт-Петербург. 2003.

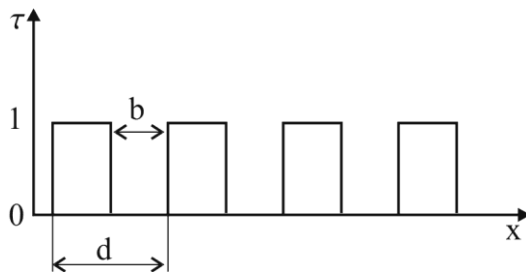
Աշխատանք 11

ՈՒԼՏՐԱՋԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՎՐԱ ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակն է ուսումնասիրել հարթ լուսային ալիքի դիֆրակցիան ուղտրածայնային ցանցի վրա և օպտիկական մեթոդով չափել ձայնի արագությունը հեղուկում:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Առաջին դիֆրակցող ցանցերը XIX դարի սկզբում պատրաստել է Ֆրաունհոֆերը: Այդ ցանցերն իրենցից ներկայացնում էին զուգահեռ ձգված բազմաթիվ բարակ լարեր, որոնց միջոցով ստեղծվում էր ճեղքերի կանոնավոր համակարգ: Ժամանակակից ցանցերն ապակու կամ մետաղի մակերևույթի վրա գծված հսկայական քանակությամբ ալյուսիկներ (տրամատված խազեր) են: Այլ կերպ, ցանցի երկարությամբ τ բացթողման գործակիցը պարբերաբար թռիչքաձև փոփոխվում է 0-ից մինչև 1 արժեքը (նկ. 1):



Նկ. 1. Լայնության ջանցի τ բացթողման գործակիցի կախումը կոորդինատից:

Այդպիսի ցանցը կոչվում է լայնության ջանց, քանի որ փոփոխության է ենթարկվում ընկնող հարթ ալիքի լայնությամբ՝ հանգեցնելով Ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի, որը նկարագրվում է

$$I_{\varphi} = I_0 (\sin u / u)^2 (\sin N\delta / \sin \delta)^2, \quad (1)$$

բանաձևով, որտեղ $u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$, $\delta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi$, N -ը ակոսիկների թիվն է, b -ն՝ ճեղքի լայնությունը, d -ն՝ ցանցի հաստատունը (պարբերությունը), I_0 -ն ընկած ալիքի ինտենսիվությունն է, I_{φ} -ն՝ φ ուղղությամբ դիֆրակցված ալիքի ինտենսիվությունը:

(1) բանաձևից հետևում է, որ առավելագույնները ստացվում են, երբ

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad \text{որտեղ } m = 0, 1, 2, \dots: \quad (2)$$

Հնարավոր են ցանցեր, որոնց առանձին տարրերը կարող են ազդել ընկնող լույսի լայնության մեծության վրա, բայց այդ ազդեցությունը պայմանավորված չէ ցանցի անդրադարձման կամ բացթողման ընդունակության պարբերական փոփոխությամբ. այդ դեպքում փոխվում է ալիքի փուլը: Փուլի փոխվելը կարող է տեղի ունենալ ալիքն անդրադարձնող կամ ալիքն իր միջով անցկացնող թեթելի երկրաչափական ձևի հետևանքով: Նկ. 2 - ուն



Նկ. 2. Անդրադարձման և բացթողման փուլային ցանցի տեսակներ:

պատկերված ցանցերում հարթ ալիքն անդրադառնում (անցնում) է տրամատված խազերի միջով, որոնց առանձին տարրերն առաջացնում են փուլերի հապաղում, քանի որ ալիքային մակերևույթը խազերի տարբեր մասերին հասնում է ժամանակի տարբեր պահերի: Այդպիսի ցանցերը կոչվում են փուլային ցանցեր, որոնց ընդհանուր տեսությունը Ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի տեսության կրկնությունն է, միայն այն տարբերությամբ, որ (1) բանաձևում լայնույթի բաշխումը ներկայացնող $\sin u/u$ արտադրիչի փոխարեն ներմուծվում է $F(b, \lambda, \varphi)$ ՝ ավելի բարդ տեսքի արտադրիչ (b -ն խազի լայնությունն է, λ -ն՝ լույսի ալիքի երկարությունը, φ -ն՝ դիֆրակցիայի անկյունը): $F(b, \lambda, \varphi)$ ֆունկցիայի տեսքը որոշում է խազի առանձնահատկությունները (նրա երկրաչափական ձևը, անդրադարձման կամ բացթողման ընդունակությունը և այլն): Այսպիսով՝ փուլային ցանցերի համար դիֆրակցիայի պատկերում ինտենսիվությունը կներկայացվի հետևյալ արտահայտությամբ.

$$I_{\varphi} = I_0 F^2(b, \lambda, \varphi) (\sin N\delta / \sin \delta)^2: \quad (3)$$

Համապատասխանաբար կփոխվի ինտենսիվությունների բաշխումը գլխավոր առավելագույնների միջև:

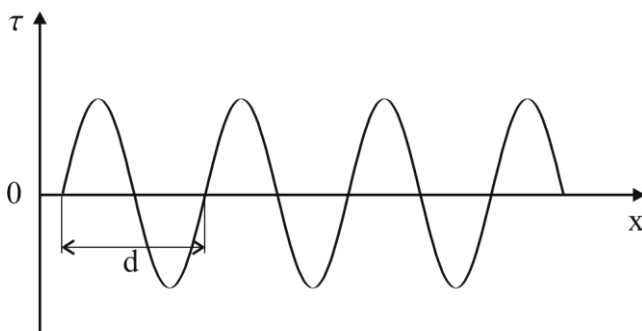
Օրինակ՝ կարող է ամբողջ ճառագայթումը կենտրոնացվել մի կարգի սպեկտրում (մասնավորապես, առաջին կարգում), մի այլ դեպքում կարող է ստացվել առավելագույնների ինտենսիվությունների ավելի բարդ բաշխում:

Ալիքի փուլի վրա կարելի է ներգործել, եթե պահպանվի թիթեղի երկրաչափական ձևը, բայց ստեղծվի բեկման ցուցիչների

տարբերություն: Այդպիսի փուլային ցանց կարելի է ստանալ թափանցիկ նյութում ուլտրաձայնային ալիքի տարածման շնորհիվ:

Հնարավոր է նաև ստանալ լայնութափուլային ցանցեր, այսինքն՝ այնպիսի ցանցեր, որոնք միաժամանակ ազդում են լույսի թե՛ լայնությանի և թե՛ փուլի վրա:

Ենթադրենք ունենք ցանց, որի τ թափանցելիությունը x կոորդինատի ուղղությամբ փոփոխվում է $\tau = \sin \frac{2\pi}{d} x$ սինուսոիդական օրենքով (սինուսոիդական ցանց), որտեղ d -ն ցանցի պարբերությունն է: Ինչպես երևում է նկ. 3-ից, τ -ն փոխվում է



Նկ. 3. d պարբերությամբ լայնութափուլային ցանց:

$+1$ -ից մինչև -1 արժեքը: Այն հանգամանքը, որ τ -ն ընդունում է բացասական արժեքներ, այսինքն՝ անցնող ալիքի լայնությունը բացասական են դառնում, նշանակում է, որ անցնող ալիքի փուլերն իրար հակառակ են: Հետևաբար, սինուսոիդական ցանցն ունի լայնութափուլային բնույթ՝ պարբերության առաջին կեսում լայնությամբ փոխվում է $+1$ -ից մինչև 0 , իսկ երկրորդ կեսում՝ աճում է 0 -ից մինչև 1 արժեքը, բայց փուլերը իրար հակառակ են: Այդպիսի

ցանցի դեպքում էկրանի որևէ կետին (փ ուղղությամբ) կհասնեն այնպիսի լուսային գրգիռներ, որոնք ժամանակի ընթացքում փոխվում են $\sin \frac{2\pi}{T}t$ օրենքով: Այդպիսի սինուսոիդական ցանցի առավելագույնը կառաջանա

$$d \sin \varphi = \lambda, \quad (4)$$

այլ ոչ թե

$$d \sin \varphi = m\lambda$$

պայմանի համաձայն, որը տեղի ունի սովորական (լայնության) ցանցի համար:

Այսպիսով՝ սինուսոիդական ցանցի դեպքում դիֆրակցիան առաջացնում է միայն առաջին կարգի առավելագույններ՝ ($m = \pm 1$), ի տարբերություն լայնության ցանցի, որտեղ առաջանում են զրոյական ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) և այլն կարգի առավելագույններ:

Այս խնդիրը լուծել է Ռելեյը (հայտնի է որպես Ռելեյի խնդիր): Այդ պատճառով սինուսոիդական ցանցի համար միագույն λ ալիքի երկարությամբ լույսը կդիֆրակցվի $\pm \varphi$ անկյուններով: Հետևաբար d պարբերություն և մեծ լուծող ընդունակություն ունեցող սինուսոիդական ցանցերում կամայական ձևի իմպուլսը միագույն ալիքների է տարրալուծվում, որոնք տարածվում են (4) պայմանով որոշվող իրենց համապատասխանող $\pm \varphi$ անկյունների ուղղություներով:

Այժմ ծանոթանանք ուլտրաձայնային ալիքների հետ, որոնք օգտագործվում են փուլային ցանցերի ստացման համար: Այն մե-

խանիկական ալիքները, որոնք առաջ են բերում ծայնային զգացողություն, կոչվում են ծայնային ալիքներ։ Նրանք ընկած են 16 - 20000 Հց հաճախությունների տիրույթում։ Այդ հաճախությունները գերազանցող ալիքները կոչվում են ուլտրածայնային ալիքներ։ Չայնը ալիքային շարժում է և տարածման արագությունը կախված է միջավայրից. օդում՝ 0°C -ում այն 332 մ/վ, ջրում՝ 1450 մ/վ, պողպատում՝ 5000 մ/վ է։ Ուլտրածայնը «սովորական», լսելի ծայնից էականորեն տարբերվում է. այն կլանվում է օդի ու գազերի և գրեթե չի կլանվում պինդ մարմինների ու հեղուկների կողմից։ Ուլտրածայնային ալիքների աղբյուրները կարող են տարբեր լինել։ Պիեզոէլեկտրական ուլտրածայնային աղբյուրները ամենատարածվածն են։ Պիեզոէլեկտրական բյուրեղից հատուկ ձևով կտրված թիթեղը (ավելի հաճախ այն քվարցի բյուրեղ է) փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կարող է կատարել ստիպողական մեխանիկական տատանումներ՝ $\sim 10^8 \text{ Հց}$ հաճախությամբ։ Այդպիսի հաճախությամբ տատանվող թիթեղը ճառագայթում է առաձգական երկայնական ալիքներ, որոնք շրջապատող միջավայրում տարածվում են ուլտրածայնի արագությամբ։ Տեղադրելով տատանվող քվարցը որևէ հեղուկի մեջ (օրինակ՝ ջուր, քսիլոլ), այդ հեղուկում տարածվող ուլտրածայնային ալիքը կստեղծի սեղմված և ընդարձակված տիրույթների պարբերական հաջորդականություն, հետևաբար՝ բեկման ցուցչի նմանատիպ բաշխվածություն։ Այսինքն՝ ստացվում է օպտիկապես անհամասեռ պարբերական կառուցվածքով միջավայր։ Լույսն անցնելով այդպիսի միջավայրով, փոփոխություն է կրում. անցնող լույսի լայնույթը մնում է նույնը, փոխվում է միայն փուլը՝ արդյունքում

առաջանում է փուլերի տարբերություն: Հետևաբար հեղուկը, որում տարածվում է ուլտրաձայնային ալիքը, լույսի համար փուլային ցանցի դեր է կատարում: Դիտվում է լույսի դիֆրակցիա ուլտրաձայնի վրա:

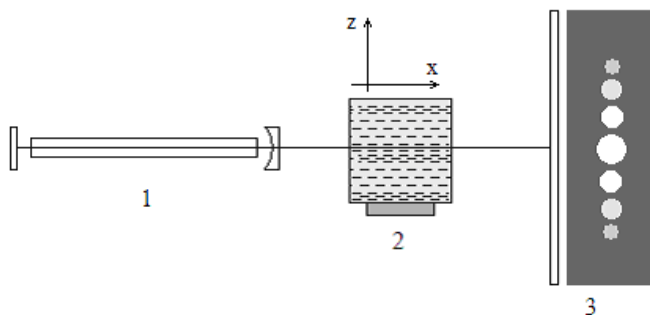
Եթե ստիպենք, որ ուլտրաձայնային ալիքը անդրադառնա անոթը ծածկող ապակուց, ապա անցնող և անդրադարձող ալիքների վերադրումը կառաջացնի ուլտրաձայնային կանգուն ալիք, որը նույնպես կհանդիսանա փոփոխական խտության և, հետևաբար, փոփոխական բեկման ցուցչի պարբերական կառուցվածք: Ինչպես վազող, այնպես էլ կանգուն ուլտրաձայնային ալիքի դեպքում ստացվող փուլային ցանցը կունենա ուլտրաձայնային ալիքի պարբերությանը հավասար պարբերություն: Օրինակ՝ քսիլոլի դեպքում ուլտրաձայնային ալիքի տարածման արագությունը $\sim 1000 \text{ մ/վ}$ է, այնպես որ 10^8 Հց հաճախության դեպքում ուլտրաձայնային ալիքի երկարությունը 10^{-3} մ կարգի է: Հետևաբար, կստանանք փուլային ցանց՝ 10 մկմ պարբերությամբ, որը լրիվ հարմար է լուսային ալիքների դիֆրակցիան դիտելու համար:

Հետաքրքրական է նշել, որ ուլտրաձայնային ալիքների միջոցով իրականացված փուլային ցանցն աչքի է ընկնում ևս մի առանձնահատկությամբ: Բեկման ցուցիչը ոչ միայն ունի տարածական պարբերություն, այլև փոփոխվում է ըստ ժամանակի, ուլտրաձայնային ալիքի հաճախությամբ, այսինքն՝ փոխվում է մոտավորապես 10^7 - 10^8 Հց հաճախությամբ: Արդյունքում՝ դիֆրակցված լույսի ինտենսիվությունը նույն հաճախությամբ պարբերաբար փոփոխվում է, այսինքն՝ մոդուլյացիա է տեղի ունենում: Եթե ուլտրաձայնային ալիքի վրա $v_0 \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ Հց}$ հաճախությամբ

լույս է ընկնում, ապա դիֆրակցված լույսն ունենում է $(v_0 \pm v)$ հաճախություն, որտեղ v -ն ուլտրաձայնային ալիքի հաճախությունն է: Քանի որ v -ն 10^8 Չց-ից մեծ չէ, ապա հաճախության այս փոփոխությունը աննշան է և կազմում է սկզբնական v_0 հաճախության միայն միլիոներորդական մասը, բայց և այնպես փորձերում այդ փոփոխությունը դիտվում է: Շարադրված դիտարկումը կիրառելի է կանգուն ուլտրաձայնային ալիքի նկատմամբ, որտեղ յուրաքանչյուր կետում բեկման ցուցիչը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է: Վազող ուլտրաձայնային ալիքի համար հաճախության փոփոխումը ամենից հեշտ է պատկերացնել որպես շարժվող մակերևույթներից տեղի ունեցող անդրադարձման արդյունք, մակերևույթներ, որոնք վազող ալիքի ճակատի մակերևույթներն են, այսինքն՝ որպես Դոպլերի երևույթի արդյունք:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Փորձի գծապատկերը ներկայացված է նկ. 4-ում:



Նկ. 4. Ուլտրաձայնային ալիքների վրա դիֆրակցիայի հետազոտման փորձնական սարքի գծապատկերը

1 աղբյուրի $\lambda = 6328\text{\AA}$ ալիքի երկարության He - Ne լազերի լույսն անցնում է հեղուկ պարունակող հարթ զուգահեռ փորձանոթով, և էկրանի վրա դիտվում է աղբյուրի ընդգծված լուսավոր պատկերը (փոքր կարմիր շրջանի տեսքով):

Եթե ուլտրաձայնային ալիքները հեղուկի մեջ տարածվեն Z առանցքով (ուղղահայաց լույսի փնջին), ապա էկրանի վրա կդիտվի դիֆրակցիայի պատկեր (նկ.4.): Այդ դեպքում հեղուկում Z առանցքի ուղղությամբ կսկսվի տարածվել ճնշման ալիք՝

$$P = P_0 + \delta p \cdot \cos \left[\left(\frac{2\pi}{T} \right) \cdot \left(t - \frac{z}{v} \right) \right]$$

որտեղ P_0 -ն միջին ճնշումն է հեղուկում, δp -ն՝ ճնշման լայնույթը ուլտրաձայնային ալիքում, T -ն՝ ուլտրաձայնի պարբերությունը, v -ն՝ նրա տարածման արագությունը, t -ն՝ ընթացիկ ժամանակը:

Փորձանոթում գտնվող հեղուկի մեջ ձայնային ալիքի ճնշման առավելագույնների ակնթարթային դասավորությունը պատկերված է նկ. 4-ում: Գծերը ուղղահայաց են Z առանցքին, և նրանց միջև հեռավորությունը հավասար է Λ ձայնային ալիքի երկարությանը:

Ակնհայտ է, որ ճնշման ալիքին համապատասխանում է այդ նույն ուղղությամբ տարածվող խտության ալիք: Բայց նկատի առնելով, որ բեկման ցուցիչը՝ n -ը, կախված է նյութի խտությունից, կարելի է ասել, որ ուլտրաձայնային ալիքի տարածումը հեղուկում հանգեցնում է նրա մեջ բեկման ցուցիչի սինուսոիդալ անհամասեռությունների տարածմանը՝

$$n = n_0 + \delta n \cdot \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{v} \right) \right]$$

որտեղ δn -ն բեկման ցուցիչի փոփոխման լայնույթն է: Այսպիսով, ուլտրաձայնային ալիքի առկայության դեպքում հեղուկն իրենից ներկայացնում է Z առանցքով (ինչպես նաև զուտ ժամանակի) բեկման ցուցիչի պարբերաբար փոփոխվող միջավայր: Z առանցքով բեկման ցուցիչի տարածման պարբերությունը կլինի Λ : Լուսային փնջի համար ուլտրաձայնային ալիքները կկատարեն Λ պարբերությամբ փուլային դիֆրակցող ցանցի դեր, եթե Λ -ն բավականաչափ փոքր է: Հետևաբար, էկրանի վրա կդիտվի ոչ թե լազերային փնջի միակ պատկերը, այլ մի շարք դիֆրակցիոն պատկերներ (նկ. 4), որտեղ առավելագույնների ուղղությունը կորոշվեն հետևյալ պայմաններով.

$$\Lambda \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda \dots \quad (5)$$

որտեղ φ -ն դիֆրակցիայի անկյունն է, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ առավելագույնի կարգը, λ -ն լույսի ալիքի երկարությունը, Λ -ն՝ ցանցի պարբերությունը:

Սովորաբար m -ը մեծ չի լինում, այնպես որ որևէ կարգի կոորդինատը, հաշված զրոյական առավելագույնից, կարտահայտվի՝

$$\Delta z_m = m \cdot F \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \dots \quad (6)$$

բանաձևով, որտեղ Δz_m -ը Z ուղղությամբ m -րդ կարգի առավելագույնի կոորդինատն է՝ կենտրոնական զրոյական կարգի

առավելագույնից հաշված, F -ը՝ հեղուկ պարունակող փորձանոթից մինչ էկրան եղած հեռավորությունը:

Աշխատանքում ուլտրաձայնային ալիքների վրա լույսի դիֆրակցիայի դիտումը հնարավորություն է տալիս, չափելով φ -ն կամ ΔZ_m -ը, հաշվել ուլտրաձայնային ալիքի երկարությունը՝ Λ -ն և գնահատել նաև ուլտրաձայնի արագությունը՝ v -ն ($v = v\Lambda$), որտեղ v -ն սարքում օգտագործվող ուլտրաձայնային գեներատորի հաճախությունն է (20000 Հg և ավելին):

Ուլտրաձայնային սարքի նկարագրությունը

Ուլտրաձայնային ալիքների վրա լույսի դիֆրակցիան իրագործող էլեկտրական սարքը բաղկացած է այդ ալիքների կիսահաղորդչային գեներատորից և վերջինիս հետ ռադիոհաճախային համաառանցք $RK - 50 - 2 - 13$ հաղորդալարով միացվող պիեզոկերամիկական ճառագայթից:

Ուլտրաձայնային գեներատորի առաջնային պատի վրա գտնվում են կարգավորող ունակությունը, ինդիկատորային լամպը և միկրոառձառիչը:

Սարքի աշխատանքի սկզբունքը հետևյալն է:

Գեներատորը ստեղծում է ուլտրաձայնային հաճախությամբ էլեկտրական տատանումներ, որից լարումը տրվում է ճառագայթիչին: Երբ գեներատորը համալարում են ճառագայթիչի սեփական հաճախության վրա (ռեզոնանս), պիեզոտարրի մեխանիկական տատանումների լայնույթը դառնում է առավելագույն: Պիեզոտարրի տատանումները անոթի հատակից հաղորդվում են հեղուկին: Արդյունքում հեղուկի միջով ներքևից վերև տարածվում

են ուլտրաձայնային ալիքներ, որոնց հավասար փուլերի մակերևույթները հորիզոնական են:

Ալիքների այդ համակարգը ստեղծում է փուլային դիֆրակցող ցանց, որի միջով տարածվում է լազերային լույսի զուգահեռ փունջը:

***Վ Ա Ր Ժ ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն ՈՒՆՏՐԱԶԱՅՆԱՅԻՆ ՎԼԻՔՆԵՐԻ
ՎՐԱ ԼՈՒՅՄԻ ԴԻՖՐԱԿՏԻԱՅԻ ԴԻՏՈՒՄԸ ԵՎ ԶԱՅՆԻ
ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ԶԱՓՈՒՄԸ***

1. Միացնել լույսի աղբյուրը: He – Ne լազերի 6328 Å ալիքի երկարության կարմիր գույնի լույսի փունջն անցնում է հեղուկ պարունակող փորձանոթով և էկրանի վրա դիտվում է լույսի աղբյուրի պատկերը (կարմիր գույնի լուսավոր շրջան):
2. Միացնել ուլտրաձայնային սարքը: Դանդաղ պտտել ուլտրաձայնային գեներատորի հաճախության նուրբ կարգավորման բռնակը մինչև էկրանի վրա ի հայտ կգա դիֆրակցիայի հստակ պատկեր՝ 0-ական կարգի նկատմամբ համաչափ դասավորված շրջանների տեսքով (կարմիր գույնի լուսավոր շրջաններ):
3. Չափել $\pm m$ կարգի համաչափ դասավորված առավելագույնների միջև եղած $\Delta z_{\pm m}$ և գնահատել $(\Delta z_{\pm m})_{\text{միջին}} = \langle \Delta z_{\pm m} \rangle$ արժեքը:
4. Չափել փորձանոթից մինչև էկրան եղած F հեռավորությունը:

5. $\langle \Delta z_{\pm m} \rangle = mF \frac{\lambda}{\Lambda}$ բանաձևից գնահատել Λ -ի արժեքը, որտեղ

$\pm m$ -ը 0-ական կարգի առավելագույնի նկատմամբ դասավորված առավելագույնների թիվն է:

6. Գնահատել ջրում ուլտրաձայնի արագության արժեքը՝ $v_\delta = \Lambda v$ բանաձևով, որտեղ v -ն սարքում օգտագործվող ուլտրաձայնի հաճախությունն է ($v \approx 2000$ կհց):

Գտնել β_δ արժեքը՝ օգտվելով $v_\delta = \rho / \beta_\delta$ առնչություն

նից, որտեղ β_δ -ն ջրի ադիաբատիկ սեղմելիությունն է, իսկ

ρ -ն՝ խտությունը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. 1. Г.С. Ландсберг "Оптика", М. 2008.
2. 2. Н.И. Калитеевский "Волновая оптика", М. Наука, 2008.
3. 3. Е.И. Бутиков. Оптика. Санкт-Петербург. 2003.
4. 4. В.И. Иверонова "Физический практикум", Задача 141, "Наука" 1968.

Աշխատանք 12

ԼՈՒՅՍԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակն է տարածության մեջ լուսային էներգիայի հոսքի վերաբաշխման՝ ինտերֆերենցիայի երևույթի, ուսումնասիրությունը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Լույսը էլեկտրամագնիսական ալիք է, որի էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի լարվածության վեկտորները փոխուղղահայաց են, տատանվում են համափուլ՝ տարածման ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ: Փորձնականորեն ապացուցվել է, որ միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության բազմաթիվ երևույթներ պայմանավորված են էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական վեկտորի տատանումներով, որն էլ անվանում են լուսային վեկտոր: Լույսի տարածման ընթացքում իրականանում է էներգիայի տեղափոխություն (հոսք):

Էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի հոսքի խտությունն արտահայտվում է Պոյնտինգի վեկտորով՝

$$\vec{S} = \left(\frac{c}{4\pi} \right) [\vec{E} \vec{H}],$$

որն ուղղահայաց է $\vec{E}$ և $\vec{H}$ վեկտորներին ու իզոտրոպ միջավայրում ժամանակի տվյալ պահին տարածության յուրաքանչյուր կետում համընկնում է էներգիայի տարածման ուղղության հետ:

$\vec{S}$ վեկտորի մեծությունը նվազագույն՝ $S_{\text{նվազ}} = 0$ -ից փոխ-

վում է մինչև առավելագույն $S_{առավ.} = \left(\frac{c}{4\pi}\right) \sqrt{\epsilon} E_0^2$ արժեքը, այ-

սինքն՝ էներգիայի հոսքի խտությունն ուղիղ համեմատական է էլեկտրական դաշտի լայնույթի քառակուսուն։ Յետևաբար, էներգիայի հոսքը կրկնակի հաճախությամբ ($\vec{E}$ և $\vec{H}$ -ի համեմատությամբ) տատանվում է $\frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon} E_0^2$ միջին արժեքի շուրջը։ Բայց ո՛չ

աչքը (մարդու տեսողական ընկալման ժամանակը $\sim 0,1$ վ), ո՛չ էլ լուսային էներգիայի որևէ այլ ընդունիչ չի կարող հետևել էներգիայի հոսքի այդքան հաճախակի փոփոխություններին, որի հետևանքով գրանցվում է ըստ ժամանակի լայնույթի քառակուսու միջինացված արժեքը՝ $\langle E_0^2 \rangle$ -ն։ Լուսային էներգիայի հոսքի խտության միջին արժեքը՝ $\langle S \rangle$ -ը, որն անցնում է ալիքի տարածման ուղղությանն ուղղահայաց մակերևույթի միավոր մակերեսով, կոչվում է լույսի ինտենսիվություն՝ I ։ Այսպիսով.

$$I \sim \langle S \rangle \sim \langle E_0^2 \rangle:$$

Եթե տարածության որևէ կետում միաժամանակ գոյություն ունեն կամայական երկու՝ $\vec{E}_1$ և $\vec{E}_2$, էլեկտրամագնիսական ալիքներ, ապա վերադրման սկզբունքի համաձայն՝ արդյունաբար դաշտի լարվածությունը հավասար է՝

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2:$$

Էներգետիկ նկարագրության համար այդ արտահայտությունը բարձրացնենք քառակուսի՝

$$\bar{E}^2 = (\bar{E}_1 + \bar{E}_2)^2 = \bar{E}_1^2 + \bar{E}_2^2 + 2\bar{E}_1\bar{E}_2 \quad (1)$$

Հաշվի առնելով չափիչ սարքի իներցիոնությունը՝ (1) արտահայտությունն անհրաժեշտ է միջինացնել, այսինքն՝ գնահատել էլեկտրական դաշտի լարվածության քառակուսու միջին արժեքը՝ $\langle E^2 \rangle$ -ն: Եվ այսպես, կստացվի՝

$$\langle E^2 \rangle = \langle (E_1 + E_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \bar{E}_1 \bar{E}_2 \rangle \quad (2)$$

Հնարավոր է երկու դեպք՝

դեպք 1

$$\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle,$$

$$I = I_1 + I_2,$$

$$\text{երբ } \langle \bar{E}_1 \bar{E}_2 \rangle = 0,$$

դեպք 2

$$\langle E^2 \rangle \neq \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$$

$$I \neq I_1 + I_2 \quad (3)$$

$$\text{երբ } \langle \bar{E}_1 \bar{E}_2 \rangle \neq 0:$$

1-ին դեպքում գումար լուսավորվածությունը (ինտենսիվությունը) հավասար է լույսի աղբյուրների ստեղծած լուսավորվածությունների գումարին՝ **ինտերֆերենցիան բացակայում է**:

2-րդ դեպքում գումար լուսավորվածությունը հավասար չէ լուսավորվածությունների գումարին՝ **տեղի ունի ինտերֆերենցիա**:

Այսպիսով՝ $\langle \bar{E}_1 \bar{E}_2 \rangle \neq 0$ անհավասարությունն ինտերֆերենցիայի առաջացման անհրաժեշտ պայմանն է: Հարկ է նշել, որ էներգետիկ բնութագրերի ադիտիվության խախտումը կապված է ոչ թե էներգիայի պահպանման օրենքի խախտման, այլ տարածության մեջ էներգիայի հոսքի վերաբաշխման, այսինքն՝ ինտերֆերենցիայի երևույթի հետ:

Գրենք միագույն ալիքի հավասարումը՝

$$E = \operatorname{Re} E_0 \exp[i(\omega t - \varphi)] = E_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

որտեղ E_0 -ն, ω -ն, φ -ն ժամանակից անկախ հաստատուններ են: Լույսի իրական աղբյուրների համար էլեկտրամագնիսական ալիքի E_0 լայնություն ու φ փուլը կարող են ժամանակից կախված լինել: Նույն հաճախությամբ, տատանումների միևնույն ուղղությունն ունեցող E_{01} և E_{02} լայնությունով E_1 և E_2 լուսային ալիքների վերադրման դեպքում արդյունարար դաշտի լարվածության քառակուսու միջին արժեքի համար կունենանք.

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{t'} \int_0^{t'} E^2 dt = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2E_{10}E_{20} \frac{1}{t'} \int_0^{t'} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt,$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{t'} \int_0^{t'} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt \quad (4)$$

Եթե միջինացման t' ժամանակամիջոցում փուլերի $(\varphi_1 - \varphi_2)$ տարբերության փոփոխությունը կամայական է, ապա $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ -ը կարող է ընդունել ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական արժեքներ և $\int_0^{t'} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt = 0$, այսինքն՝ ինտերֆերենցիայի անդամը բացակայում է: Հետևաբար, ինտերֆերենցիայի գոյության անհրաժեշտ պայմանը կարելի է ձևակերպել այսպես. ինտերֆերենցիայի առաջացման համար անհրաժեշտ է, որպեսզի տատանումների փուլերի $\varphi_1 - \varphi_2$ տարբերությունը միջինացման ժամանակամիջոցում մնա հաստատուն: Այն տատանումները, որոնց փուլերի տարբերությունն անփոփոխ է մնում

դիտման ժամանակամիջոցում, կոչվում են կոհերենտ տատանումներ: Ինտերֆերենցիա կարող է տեղի ունենալ նաև այն տատանումների դեպքում, երբ յուրաքանչյուր տատանման փուլը ժամանակի ինչ-որ ֆունկցիա է՝ $\varphi = \varphi(t)$, սակայն այդ փուլերի միջև տարբերությունը հաստատուն է, այսինքն՝

$$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \text{const}: \quad (5)$$

Հետևաբար՝ կոհերենտ լուսային տատանումների վերադրման ժամանակ տարածության մեջ տեղի է ունենում լուսային հոսքի վերաբաշխում՝ ինտերֆերենցիա, որի հետևանքով ալիքների վերադրման որոշ տիրույթներում առաջանում են ինտենսիվության առավելագույններ (max-ներ), այլ տեղերում՝ նվազագույններ (min-ներ): (4) բանաձևի համաձայն՝ տարածության այն կետերում, որտեղ $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) > 0$, $I > (I_1 + I_2)$: Իսկ այն կետերում, որտեղ $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) < 0$, $I < (I_1 + I_2)$:

Այսպիսով՝ ինտերֆերենցիայի պատկեր կդիտվի, եթե էկրանը լուսավորվի, ասենք, երկու լամպով: Սակայն ամենօրյա փորձերից երևում է, որ այդ դեպքում ոչ մի ինտերֆերենցիայի պատկեր էլ չի դիտվում: Այսինքն՝ լույսի այդպիսի աղբյուրները կոհերենտ չեն, քանի որ լույսի աղբյուրի (Արեգակ, էլեկտրական լամպ) ճառագայթումը ստացվում է աղբյուրի բազմաթիվ ատոմների արձակած ալիքներից:

Առանձին ատոմի ճառագայթումը տևում է $\tau \sim 10^{-8}$ վ՝ առաքելով ալիքաշար (ցուգ), որն ունի $L = c\tau = 3\text{մ}$ երկարություն: Միաժամանակ ճառագայթում են մեծ թվով ատոմներ: Լույսի աղբյուրի առաքած ալիքային ցուգերը վերադրվելով՝ առաջացնում

են արձակած լուսային ալիքը: Այդ ալիքում ատոմների մի խմբի ճառագայթումը 10^{-8} Ա կարգի ժամանակից հետո փոխարինվում է մի այլ խմբի ճառագայթումով. ընդ որում, արդյունաբար ալիքի փուլը կրում է պատահական փոփոխություն: Այն ժամանակամիջոցը, որի ընթացքում իրականացնում է (5) պայմանը, կոչվում է կոհերենտության ժամանակ՝ $\tau_{կոհ.}$, որը սովորական աղբյուրների համար $10^{-9} - 10^{-10}$ Ա կարգի մեծություն է: Այն չափազանց փոքր ժամանակամիջոց է առօրյայում ինտերֆերենցիա դիտելու համար:

Այսպիսով, լույսի բնական աղբյուրները կոհերենտ չեն:

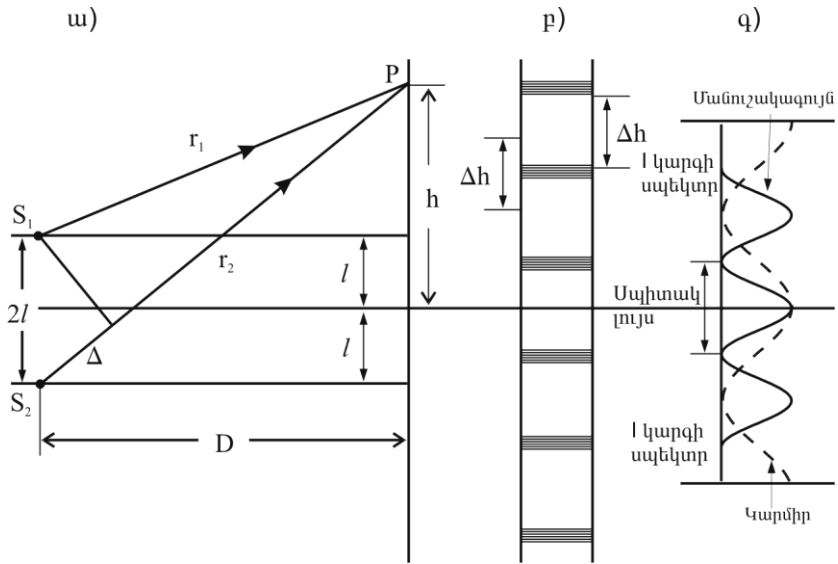
Այժմ արդեն դժվար չէ նկարագրել լուսային ալիքների ինտերֆերենցիա դիտելու փորձը. որևէ կետային աղբյուրից այս կամ այն եղանակով պետք է ստանալ S_1, S_2 ալիքների երկու համակարգ, որոնք այնուհետև անհրաժեշտ է միատեղել տարածության որևէ տիրույթում: Եթե այդ դեպքում ճառագայթների r_1 և r_2 ճանապարհների տարբերության համար տեղի ունի.

$$|r_2 - r_1| < C\tau_{կոհ.} . \quad (7)$$

պայմանը, ապա աղբյուրները կոհերենտ կլինեն և կդիտվի ինտերֆերենցիա:

Փաստորեն, այս գաղափարն է ընկած Նյուտոնի օղակների ստացման և Ֆրենելի երկհատվածակողմով կատարվող փորձերի հիմքում: Այս դեպքերում ալիքների երկու համակարգ ստանալու նպատակով օգտվում են անդրադարձման և բեկման օրենքներից: Սովորաբար դիտվում է աղբյուրի իրական և կեղծ կամ երկու կեղծ պատկերներից դուրս եկող ալիքների ինտերֆերենցիա:

Նկ. 1-ում պատկերված է ինտերֆերենցիայի դիտման սխեմատիկ պատկերը:



Նկ. 1. Ինտերֆերենցիա դիտելու փորձի սխեմատիկ գծապատկերը.

ա) S_1 և S_2 կետային աղբյուրներից ճառագայթվող երկու

միագույն ալիքների ինտերֆերենցիան P կետում;

բ) լուսավոր և մութ շերտերի հերթադալում միագույն լույսի դեպքում;

գ) գունավոր շերտերի հաջորդականություն սպիտակ լույսի դեպքում:

S_1 -ը և S_2 -ը միմյանցից $2l$ հեռավորության վրա գտնվող աղբյուրներ են, որոնցից յուրաքանչյուրը համապատասխանաբար ճառագայթում է

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - kr_1), \quad E_2 = E_0 \cos(\omega t - kr_2)$$

միագույն ալիքներ, որոնք ունեն միևնույն E_0 լայնույթը: Դիտումները կատարվում են աղբյուրներից D հեռավորության վրա գտնվող էկրանի P կետում (նկ.1):

Արդյունաբար E դաշտը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \cos \left(\omega t - k \frac{r_1 + r_2}{2} \right): \quad (8)$$

$(r_2 - r_1)$ -ը նշանակենք Δ -ով, որն անվանում են ճանապարհների տարբերություն: (8) արտահայտության մեջ գումար տատանման լայնույթը՝ $2E_0 \cos(k\Delta/2)$ -ն է: Քանի որ, լույսի I ինտենսիվությունը համեմատական է լայնույթի քառակուսուն, ապա՝

$$I = 4E_0^2 \cos^2 \frac{k\Delta}{2} = 2E_0^2(1 + \cos k\Delta) = 2E_0^2 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right): \quad (9)$$

Գտնենք Δ -ի այն արժեքները, որոնց դեպքում դիտվում են առավելագույն և նվազագույն ինտենսիվությունները՝

$$I_{\text{առավ.}} = 4E_0^2, \quad \text{երբ} \quad k\Delta = 2m\pi,$$

$$I_{\text{նվազ.}} = 0, \quad \text{երբ} \quad k\Delta = (2m+1)\pi,$$

որտեղ k -ն ալիքային թիվն է, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ կոչվում է ինտերֆերենցիայի կարգ: Տեղադրելով $k = 2\pi/\lambda$ արժեքը՝ ինտենսիվության առավելագույնի համար կստանանք

$$\Delta = m\lambda = 2m\lambda/2,$$

այսինքն՝ ճանապարհների տարբերությունը հավասար է զույգ թվով կիսալիքների: Իսկ նվազագույնի համար կստանանք

$$\Delta = (2m+1) \pi / 2,$$

այսինքն՝ ճանապարհների տարբերությունը հավասար է կենտրոնական կիսալիքների:

Դիտարկեցինք պարզագույն դեպք՝ երբ E_1 և E_2 ալիքները տարածվում են վակուումում ($n=1, \lambda=\lambda_0$): Եթե ալիքներից մեկն անցնում է n_1 , իսկ մյուսը՝ n_2 բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրերով, ապա ներմուծվում է օպտիկական ճանապարհների տարբերության գաղափարը ($r_i n_i$ արտադրյալը կոչվում է օպտիկական ճանապարհ): Այս դեպքում երկու ինտերֆերենցող տատանումների փուլերի տարբերությունը կլինի՝

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{r_2}{\lambda_2} - \frac{r_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (r_2 n_2 - r_1 n_1) \quad (10)$$

Եթե օպտիկական ճանապարհների տարբերությունը հավասար է զրոյի ($r_2 n_2 = r_1 n_1$), ապա փուլերի տարբերությունը $\Delta\varphi = 0$, և դիտվում է առավելագույն ինտենսիվություն: Ի դեպ, հենց այդպես է գործում հավաքող ոսպնյակը, որը պատկեր կազմող ճառագայթների մեջ ճանապարհների լրացուցիչ տարբերություն չի մտցնում: Սակայն ոսպնյակի կիզակետող ազդեցությունն ալիքային օպտիկայի տեսանկյունից ըմբռնելը դժվար է: Այն բացատրելու համար պետք է հաշվի առնել երկրորդային ալիքների ինտերֆերենցիան, որը և կատարվում է դիֆրակցիայի երևույթն ուսումնասիրելիս:

Հաշվարկենք լուսավորվածությունը համաչափության առանցքից h հեռավորության վրա գտնվող էկրանի P կետում: Նկ.1.ա)-ից ակնհայտ է, որ $D \gg 2l$ և $D \gg h$ պայմանների դեպքում՝

$$\frac{\Delta}{2l} = \frac{h}{D}, \quad \text{որտեղից՝} \quad \Delta = \frac{2lh}{D} : \quad (11)$$

Հետևաբար՝

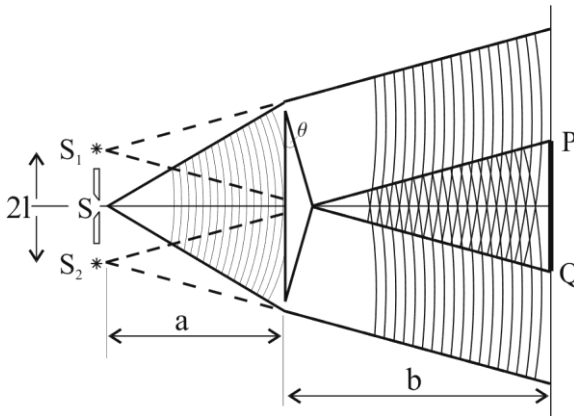
$$I = 2E_0^2 \left(1 + \cos \frac{4\pi hl}{D\lambda} \right), \quad (12)$$

և էկրանի վրա դիտվում է լուսավորվածության պարբերական փոփոխություն՝ լուսավոր և մութ շերտերի հերթագայում (նկ.1բ): Իսկ սպիտակ լույսի դեպքում ինտերֆերենցիայի պատկերը գունավոր շերտերի հաջորդականություն է, որոնք դասավորված են կարճ ալիքներից (մանուշակագույնից) դեպի երկար ալիքներ (կարմիրը) (նկ.1գ): Օգտվելով $\Delta = m\lambda$ պայմանից՝ կստանանք $h = mD\lambda / (2l)$, և երկու առավելագույնների միջև եղած հեռավորությունը (շերտի Δh լայնությունը) կլինի՝

$$\Delta h = D\lambda / (2l): \quad (13)$$

Քննարկենք ինտերֆերենցիայի երևույթն, որը ստացվում է **Ֆրենելի երկհատվածակողմի** օգնությամբ: Այն իրենից ներկայացնում է ապակու մի կտորից պատրաստված և ընդհանուր հիմք ունեցող երկու հատվածակողմեր, որոնց բեկող θ անկյունը փոքր է (նկ. 2):

Լույսի աղբյուր է ծառայում երկհատվածակողմի երկնիստ բութ անկյան նիստերի հատման գծին (բեկող կողին) խիստ զուգահեռ դասավորված վառ լուսավորման նեղ ճեղքը:



Նկ. 2. Ճառագայթների ընթացքը Ֆրենելի երկհատվածակողմում:

Հասկանալի է, որ եթե լույսի աղբյուրն իրենից ներկայացնում է երկար ու նեղ ճեղք, ապա աղբյուրի չափերի սահմանափակումը վերաբերում է զուտ ճեղքի լայնությանը: Ճեղքի երկայնքով դասավորված բոլոր կետերը համարժեք են, և ինտերֆերենցիան դիտվում է ճեղքի դիմաց տեղադրված էկրանի վրա: Էկրանից մինչև ճեղքը եղած հեռավորությունը կամայական է և ազդում է միայն ինտերֆերենցիայի դիտվող պատկերի լուսավորվածության ու չափերի վրա:

Կարևոր է նշել քննարկվող փորձի հետևյալ բնորոշ հատկանիշները, որոնք ընդհանուր են այդպիսի բոլոր փորձերի համար:

1) Ճառագայթումը կիզակետելու համար ուսանյակներ կան այլ օպտիկական սարքեր չեն օգտագործվում: Ինտերֆերենցիայի

պատկերն առաջանում է տարածության ցանկացած մասում, որտեղ վերածածկվում են ինտերֆերենցող փնջերը:

2) ճեղքի լայնության մեծացմանը զուգընթաց աճում է էկրանի լուսավորվածությունը, բայց նվազում է ինտերֆերենցիայի շերտերի հստակությունը, և ճեղքի որոշակի լայնության դեպքում այդ շերտերը բոլորովին վերանում են: Ակներև է, որ այդ պայմաններում լուսային աղբյուրը չի կարելի համարել կետային:

3) Ինտերֆերենցիայի պատկերը հստակ կլինի միագույն լույսով լուսավորելիս: Կիրառվում են նաև լազերային աղբյուրներ:

Լույսի S աղբյուրից a հեռավորության վրա տեղադրված երկհատվածակողմի վրա ճառագայթների անկման անկյունը փոքր է, որի հետևանքով բոլոր ճառագայթները շեղվում են միևնույն $\alpha = (n-1)\vartheta$ անկյունով: Արդյունքում առաջանում են երկու կոհերենտ ալիքներ, որոնք դուրս են գալիս S -ի հետ նույն հարթության մեջ գտնվող S_1 և S_2 կեղծ աղբյուրներից, որոնց միջև հեռավորությունը՝

$$2l = 2a \sin \alpha \approx 2a\alpha = 2a(n-1)\vartheta:$$

Ինտերֆերենցիան դիտվում է երկհատվածակողմից b հեռավորության վրա տեղադրված էկրանի վրա: Աղբյուրներից մինչև էկրանը եղած հեռավորությունը՝

$$D = a + b:$$

Ինտերֆերենցիայի շերտի լայնությունը գտնում ենք՝ օգտվելով (13) բանաձևից.

$$\Delta h = \frac{a+b}{2a(n-1)\vartheta} \lambda : \quad (14)$$

Ալիքների վերածածկման PQ տիրույթի երկարությունը և դիտվող շերտերի թիվը որոշվում են հետևյալ բանաձևերով՝

$$2btg\alpha \approx 2b\alpha = 2b(n-1)\theta,$$

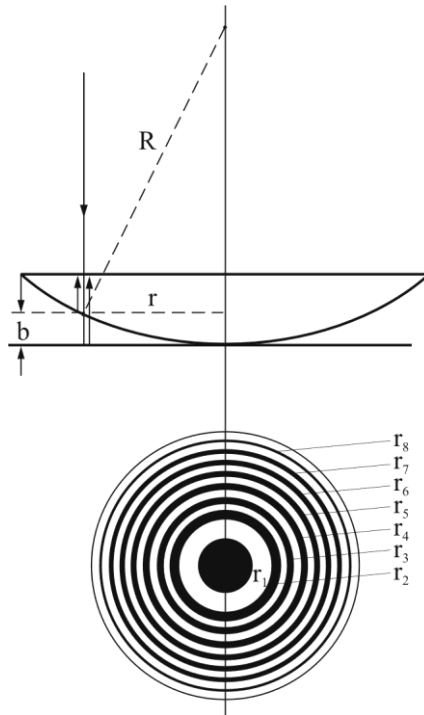
$$N = \frac{4ab(n-1)^2 \theta^2}{\lambda(a+b)}: \quad (15)$$

Ինտերֆերենցիայի փորձերում առավել հետաքրքիր են այն դեպքերը, երբ ինտերֆերենցիայի շերտերը տեղայնացվում են ճանապարհների տարբերություն ստեղծող որևէ թիթեղիկի մակերևույթին (*հավասար հաստության շերտեր*) կամ տեղայնացվում են անվերջությունում (*հավասար թեքության շերտեր*): Բոլորն էլ դիտել են բարակ թաղանթների (օրինակ՝ ջրի մակերևույթին նավթի բարակ շերտի) գունավորումը, երբ այդ թաղանթները լուսավորվում են լույսի տարածական աղբյուրով (օրինակ՝ արևի լույսով):

Հավասար հաստության շերտերի դասական օրինակ են *Նյուտոնի օղակները*: Նրանք դիտվում են, երբ լույսն անդրադառնում է իրար հպված հարթ զուգահեռ հաստ ապակե թիթեղից և կորության մեծ շառավիղ ունեցող հարթ - ուռուցիկ ոսպնյակից:

Որպես բարակ թաղանթ, որի մակերևույթներից անդրադառնում են կոհերենտ ալիքները, ծառայում է թիթեղի և ոսպնյակի միջև եղած օդային սեպը (թիթեղի և ոսպնյակի մեծ հաստության պատճառով այլ մակերևույթներից անդրադարձումների հաշվին ինտերֆերենցիայի շերտեր չեն առաջանում): Լույսի ուղղահայաց անկման դեպքում հավասար հաստության շերտերն ունեն համակենտրոն շրջանագծերի տեսք:

Նկ. 3-ում պատկերված է Նյուտոնի օղակների ստացման գծանկարը և դիտվող ինտերֆերենցիայի գծապատկերը:



Նկ. 3. Նյուտոնի օղակների ստացման գծապատկերը և դիտվող ինտերֆերենցիայի պատկերը:

Գտնենք լույսի ուղղահայաց անկման դեպքում ստացվող Նյուտոնի օղակների շառավիղները: Ինչպես երևում է Նկ. 3-ից, ճառագարիների տարբերությունը հավասար է օդային սեպի ($n = 1$) կրկնակի հաստությանը՝ $\Delta = 2b$ և

$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rb + r^2, \quad (16)$$

որտեղ R -ը ուսանյակի կորության շառավիղն է, r -ը՝ այն շրջանագծի շառավիղը, որի բոլոր կետերին համապատասխանում է սեպի նույն b հաստությունը: (16) բանաձևից կունենանք՝ $b \approx r^2 / 2R$: Թիթեղից անդրադառնալիս, տեղի է ունենում փուլի փոփոխություն, որը հավասար է π -ի: Այն հաշվի առնելով, Δ -ի արժեքին պետք է ավելացնել $\lambda / 2$: Արդյունքում կստացվի՝

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} : \quad (17)$$

Այն կետերում, որոնց համար՝ $\Delta = m\lambda = 2m(\lambda / 2)$, կառաջանան ինտենսիվության առավելագույններ (լուսավոր օղակներ): Այն կետերում, որոնց համար տեղի ունի $\Delta = (2m + 1)(\lambda / 2)$ պայմանը, կառաջանան նվազագույններ (խավար՝ մութ օղակներ): Օգտվելով (17) բանաձևից՝ m -րդ մութ օղակի համար կունենանք՝

$$r_m = \sqrt{m\lambda R} \quad (18):$$

Չետևաբար մութ (խավար) օղակների հաշվարկը սկսվում է $m = 0$ արժեքից, այսինքն՝ ինտերֆերենցիայի պատկերի կենտրոնից սկսած: Լուսավոր օղակների հաշվարկը սկսվում է $m = 1$ արժեքից և որքան մեծանում է m -ը, այնքան ավելի ու ավելի խիտ են դասավորվում ինտերֆերենցիայի օղակները: Չափելով խավար օղակների r_m շառավիղները, (18) բանաձևով կարելի է որոշել λ -ն, եթե հայտնի է ուսանյակի R շառավիղը, կամ հակառակը՝ որոշել R -ը հայտնի λ -ի դեպքում:

**ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 1. ԼՈՒՅՍԻ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՆՅՈՒՏՈՆԻ ՕՂԱԿՆԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ**

1. Միացնել մանրադիտակի լամպը և լուսազտիչի օգնությամբ առանձնացնել կանաչ գույնի լույսը ($\lambda = 5500\text{\AA}$):

2. Մանրադիտակը կիզակետել ապակյա թիթեղի վերին մակերևույթի վրա (առանց ոսպնյակի): Ոսպնյակը տեղադրել այնպես, որ նրա և ապակյա թիթեղի հպման կետը գտնվի մանրադիտակի տեսադաշտի կենտրոնում և դիտվի ինտերֆերենցիայի հստակ օղակներ: Եթե օղակները հստակ չեն, ապա չդիպչելով ոսպնյակին, ճշտադրել մանրադիտակի կիզակետումը: Երբեմն ինտերֆերենցիայի օղակների կենտրոնը փոշու առկայության պատճառով ստացվում է լուսավոր: Այդ դեպքում անհրաժեշտ է ապակյա թիթեղը և ոսպնյակը մաքրել փոշուց: Չափումների համար ընտրել կենտրոնից բավականաչափ հեռու՝ չորսից հինգ հստակ մութ օղակներ (օղակների հստակությունը կենտրոնին մոտ բավականաչափ վատ է): Չափել յուրաքանչյուր մութ օղակի տրամագիծը, հաշվել շառավիղի արժեքը և յուրաքանչյուր զույգ չափումների համար, որոշել ոսպնյակի կորության շառավիղը՝

$$R = \frac{(r_p - r_q)(r_p + r_q)}{\lambda(p - q)},$$

որտեղ r_p -ն և r_q -ն p -րդ և q -րդ օղակների շառավիղներն են:

Որոշելով ոսպնյակի կորության շառավիղը, կարելի է գնահատել լույսի անհայտ ալիքի երկարությունը: Այդ նպատակով կանաչ լուսազտիչը փոխարինել կարմիր լուսազտիչով և չափումները կատարել նույն հաջորդականությամբ, միայն այն տարբերու-

թյամբ, որ արդեն հայտնի կորուսյալ շառավիղի օգնությամբ կարելի է որոշել կարմիր լույսի անհայտ ալիքի երկարությունը:

Հաշվել ալիքի երկարության չափման սխալը:

ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 2. ԼՈՒՅՍԻ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՕԳՆՈՒԹՅԱՆ ՕԳՆՈՒԹՅԱՆ

Որպես լույսի աղբյուր է ծառայում շիկացման լամպով լուսավորվող նեղ ճեղքը:

1. Երկհատվածակողմը տեղադրել ճեղքից 2-3 սմ հեռավորության վրա այնպես, որ նրա բեկող կողերը լինեն ուղղաձիգ և ճեղքին զուգահեռ:

2. Երկհատվածակողմից 30-40 սմ հեռավորության վրա տեղադրել մանրադիտակ և, տեղաշարժելով երկհատվածակողմն ու մանրադիտակը, ստանալ ինտերֆերենցիայի հստակ պատկեր:

3. Մանրադիտակի պտուտակի օգնությամբ օկուլյարում դիտվող խաչը տեղադրել ինտերֆերենցիայի պատկերի որևէ լուսավոր (մութ) շերտի վրա:

4. Գրանցել մանրադիտակի թմբուկի համապատասխան ցուցմունքը: Այնուհետև չափել երկու իրարից զգալիորեն հեռացված լուսավոր (մութ) շերտերի միջև եղած հեռավորությունն ու բաժանել շերտերի թվի վրա:

5. Գնահատել Δh -ը, որը համապատասխանում է երկու առավելագույնների կամ նվազագույնների միջև եղած հեռավորությանը:

6. Այժմ չափել երկու կեղծ աղբյուրների միջև եղած 21 հեռավորությունը:

Այդ նպատակով հատվածակողմի և մանրադիտակի արանքում տեղադրել ուսպնյակ ու էկրանի վրա ստանալ կեղծ աղբյուրների հստակ պատկեր: Հեռացնել էկրանը, մանրադիտակով դիտել կեղծ պատկերները և վերը նկարագրված եղանակով չափել նրանց միջև եղած հեռավորությունը՝ $2l'$ -ը: Ուսպնյակի խոշորացման բանաձևով որոշել կեղծ պատկերների միջև եղած $2l$ հեռավորությունը:

$$2l = \frac{a}{b} 2l',$$

որտեղ a -ն ճեղքի և ուսպնյակի, իսկ b -ն ուսպնյակի և մանրադիտակի միջև եղած հեռավորություններն են, $D = a + b$:

$$\Delta h = \frac{D\lambda}{2l}$$

բանաձևի օգնությամբ հաշվել ալիքի երկարությունը: Չափումները կրկնել մի քանի անգամ և միջինացնել ստացված արդյունքները:

Հաշվել Δh և $2l$ մեծությունների չափման սխալները և նրանց արժեքներով գնահատել ալիքի երկարության չափման սխալը:

Օգտվելով (14) բանաձևից՝ կարելի է գնահատել երկհատվածակողմի գազաթի բեկող θ անկյունը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Г.С. Ландсберг "Оптика", М. 2008.
2. Н.И. Калитеевский "Волновая оптика", М. Наука, 2008.
3. Е.И. Бутиков. Оптика. Санкт-Петербург. 2003.

Աշխատանք 13

ՖԱՐԻ-ՊԵՐՈՅԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԱԶԱՓԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքը նվիրված է Ֆարի-Պերոյի ինտերֆերաչափը բնութագրող մեծությունների չափմանը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

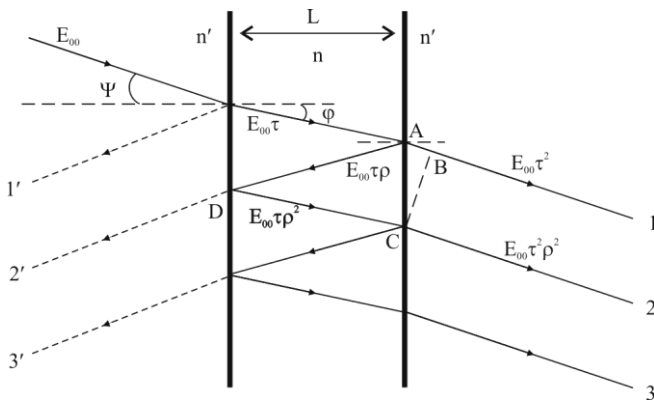
Ֆարի-Պերոյի ստանդարտ ինտերֆերաչափը իրենից ներկայացնում է խիստ զուգահեռ տեղադրված շատ լավ հղկված ապակե կամ քվարցե երկու թիթեղիկներ, որոնց ներքին մակերևույթները ծածկված են անդրադարձնող շերտերով, և հնարավորություն է ստեղծված համեմատաբար հեշտ փոփոխելու նրանց միջև եղած հեռավորությունը: Ավելի պարզ համակարգը Ֆարի-Պերոյի չափանմուշն է, որը և կիրառվում է տվյալ աշխատանքում: Այն դիէլեկտրիկ թիթեղիկ է, որի երկու մակերևույթները ծածկված են անդրադարձնող շերտերով:

Ֆարի-Պերոյի ինտերֆերաչափի աշխատանքը հիմնված է բազմաճառագայթային ինտերֆերենցիայի երևույթի վրա, որը ստացվում է մեծ անդրադարձման գործակից ունեցող զուգահեռ հայելիներից բազմակի անդրադարձումների հետևանքով, երբ ինտերֆերաչափը լուսավորվում է տարածական աղբյուրով: Ֆարի-Պերոյի ինտերֆերաչափը (չափանմուշը) մեծ լուծիչ ուժ ունեցող սպեկտրային գործիք է, որը տարրալուծում է $0,01 \text{ \AA}$ և ավելի պակաս հեռավորություն ունեցող ալիքի երկարության սպեկտրային գծերը:

Հետազոտենք ինտերֆերենցիան, երբ L հաստության և

և բեկման ցուցչով հարթ-գուգահեռ դիէլեկտրիկ թիթեղիկով հարթ միագույն լույսի ալիք է անցնում: Թիթեղիկից դուրս գտնվող միջավայրի բեկման ցուցիչը նշանակենք n' -ով, որը, ենթադրենք, օդ է՝ $n' = 1$: Թիթեղիկի անդրադարձման և բացթողման գործակիցները (ըստ լայնության) համապատասխանաբար նշանակենք ρ -ով և τ -ով, որոնք էներգետիկ գործակիցների հետ կապված են $R = \rho^2$ և $T = \tau^2$ առնչություններով: Կլանման բացակայության դեպքում էներգետիկ գործակիցների գումարը հավասար է մեկի՝ $R + T = 1$:

Այսպիսով, դիէլեկտրիկ թիթեղիկի երկու միստերի սահմանով անցնելիս, էլեկտրամագնիսական ալիքի լայնությամբ փոխվում է τ , իսկ անդրադարձնալիս՝ ρ անգամ: Հետևաբար, թիթեղիկից դուրս են գալիս նվազող լայնությամբ բազմաթիվ ճառագայթներ՝ 1; 2 և այլն, որոնց լայնությամբը հավասար են $E_{00}\tau^2$, $E_{00}\tau^2\rho^2$ և այլն (նկ. 1):



Նկ. 1. Հարթ միագույն լույսի անցումը հարթ գուգահեռ թիթեղիկով:

Կամայական երկու հարևան ճառագայթների (օրինակ՝ 1; 2) օպտիկական ճանապարհների տարբերությունը Δ - է, իսկ փուլերի տարբերությունը՝ $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$, որտեղ $\Delta = n(AD + DC) - AB$:

Նկ. 1-ից ստացվում է, որ

$$\Delta = \frac{2nL}{\cos\varphi} (1 - \sin^2 \varphi) = 2nL \cos\varphi \quad (1),$$

որտեղ φ -ն ճառագայթի բեկման անկյունն է:

Ինտերֆերենցող երկու հարևան ճառագայթների միջև փուլերի տարբերությունը կլինի՝

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2nL \cos\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} L \cos\varphi; \quad (2)$$

որտեղ λ -ն դիէլեկտրիկ թիթեղիկում ալիքի երկարությունն է:

Փուլերի այդ տարբերությունը հաշվի առնենք՝ էլեկտրական դաշտի լարվածության լայնության արտահայտության մեջ ներմուծելով $e^{i\delta}$ արտադրիչը, և գտնենք թիթեղիկով անցած ալիքի գումար լայնությամբ, որը կլինի՝

$$E_{20} = E_0 \{ \tau^2 + \tau^2 \rho^2 \exp(i\delta) + \tau^2 \rho^4 \exp(i2\delta) + \dots \\ \dots + \tau^2 \rho^{2(N-1)} \exp[i\delta(N-1)] \} = E_{00} \tau^2 \frac{1 - \rho^{2N} \exp(iN\delta)}{1 - \rho^2 \exp(i\delta)} : \quad (3)$$

Քանի որ ինտերֆերենցող ճառագայթների N թիվը բավականաչափ մեծ է, իսկ $\rho < 1$, ապա $\rho^{2N} \rightarrow 0$ ու սահմանի անցնելիս ստացվում է՝

$$\frac{E_{20}}{E_{00}} = \frac{\tau^2}{1 - \operatorname{Re} i\delta} \quad (4)$$

Դիելեկտորիկ թիթեղիկով անցած լույսի ինտենսիվության փոփոխությունը՝ $I_{\text{անգ.}}/I_{\text{ընկ.}}$, հաշվարկելու համար E_{20}/E_{00} -ն պետք է բազմապատկել $(E_{20}/E_{00})^*$ համալուծով՝

$$I_{\text{անգ.}}/I_{\text{ընկ.}} = \left(\frac{E_{20}}{E_{00}} \right) \left(\frac{E_{20}}{E_{00}} \right)^* = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)}: \quad (5)$$

Այս առնչությունը կոչվում է **էրիի բանաձև**:

(5) բանաձևից ստացվում է, որ ինտենսիվությունն առավելագույն է, եթե $\sin(\delta/2)=0$, և նվազագույն է, երբ $\sin(\delta/2)=\pm 1$: Բանաձևի հետազոտումը ցույց է տալիս, որ անցած լույսում նեղ առավելագույնները բաժանված են լայն նվազագույններով:

Օգտվելով (2) բանաձևից՝ կունենանք, որ վերադրվող ճառագայթներն ուժեղացնում են միմյանց, եթե դրանց միջև ճանապարհների տարբերությունը հավասար է ամբողջ թվով ալիքի երկարության, այսինքն՝ եթե ճիշտ է հետևյալ պայմանը

$$2L \cos \varphi = m\lambda, \text{ որտեղ } m = 0, 1, 2, \dots: \quad (6)$$

Նվազագույն ինտենսիվություններ կդիտվեն $m = 1/2, 3/2, \dots$ դեպքերում:

Գնահատենք ինտերֆերենցիայի պատկերի տեսանելիության ֆունկցիան.

$$V = (I_{\text{առավ.}} - I_{\text{նվազ.}}) / (I_{\text{առավ.}} + I_{\text{նվազ.}}),$$

$I_{առաւ}$, $I_{նվազ}$. արժեքները ստացվում են (5) բանաձևից, երբ $\sin(\delta/2)=0$ և $\sin(\delta/2)=1$

$$I_{առաւ} = (I_{անց.} / I_{ընկ.})_{առաւ.} = T^2 / (1 - R)^2, \quad (8)$$

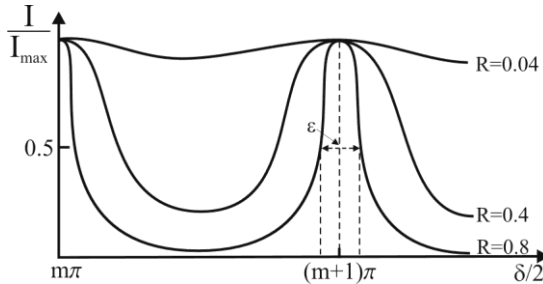
$$I_{նվազ.} = (I_{անց.} / I_{ընկ.})_{նվազ.} = T^2 / (1 + R)^2$$

Ֆեռտաբար՝

$$I_{առաւ.} / I_{նվազ.} = (1 + R)^2 / (1 - R)^2 \text{ և } V = 2R / 1 + R^2 \quad (9)$$

պայմանավորված են անդրադարձման R գործակցով:

Նկ. 2-ում պատկերված է $I_{անց.} / I_{ընկ.}$ -ի կախվածության գրաֆիկը $\delta/2$ -ից. որքան մեծ է անդրադարձման R գործակիցը, այնքան ավելի սուր են լայն նվազագույններով բաժանված առավելագույնները: Որոշ գերադասելի ուղղություններով կենտրո-



Նկ. 2. Էլրիի ֆունկցիայի գրաֆիկը անդրադարձման տարբեր R գործակիցների դեպքում:

նացված էներգիայի հոսքի այդպիսի տարածական վերաբաշխում միշտ առաջանում է բազմաճառագայթային ինտերֆերենցիայի դեպքում:

Ինտերֆերենցիայի շերտի ուրվագծի ձևը բնութագրելու նպատակով ներմուծվում է կտրուկության չափանիշը F -ը

(резкость), որը սահմանվում է որպես ինտերֆերենցիայի երկու հարևան առավելագույնների միջև եղած հեռավորության և շերտի լայնության հարաբերություն: F -ը գտնելու համար գրենք էյրիի բանաձևը՝ տեղադրելով $T = (1 - R)$ ՝

$$I_{\text{անգ.}} / I_{\text{ընկ.}} = \frac{1}{1 + 4R \sin^2(\delta/2) / (1 - R)^2}: \quad (10)$$

Ինչպես հայտնի է, շերտի ε լայնություն անվանում են այն երկու հարևան կետերի միջև եղած հեռավորությունը, որոնց համար ճիշտ է $I_{\text{անգ.}} / I_{\text{ընկ.}} = 1/2$ պայմանը: Այդպիսի արժեքներ ստացվում են $\delta/2 = m\pi \pm \varepsilon/2$ դեպքում, որտեղ m -ը ամբողջ թիվ է: Քանի որ ε -ը փոքր է, ապա կարելի է համարել, որ $\sin(\varepsilon/2) \approx \varepsilon/2$: Չետևաբար՝ $\frac{2\sqrt{R}}{1 - R} \frac{\varepsilon}{2} = 1$, որտեղից շերտի լայնությունը հավասար է՝

$$\varepsilon = (1 - R) / \sqrt{R}: \quad (11)$$

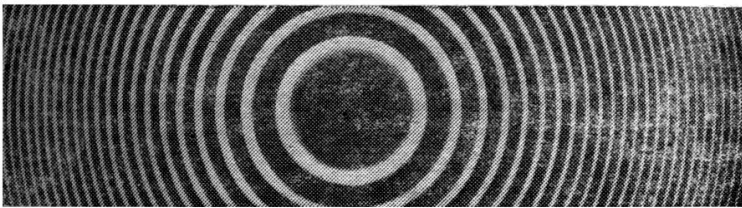
և կտրուկության F չափանիշի համար ստացվում է՝

$$F = \pi / \varepsilon = \pi \sqrt{R} / (1 - R): \quad (12)$$

Ինչպես տեսանելիության V ֆունկցիան, նույնպես և F կտրուկությունը լիովին պայմանավորված է R գործակցով: $R \rightarrow 1$ դեպքում $F \rightarrow \infty$: Իրական ինտերֆերաչափերում $R \approx 0,9$ և $F \rightarrow 30$: Դա նշանակում է, որ երկու հարևան առավելագույնների միջև եղած հեռավորությունը մոտ 30 անգամ մեծ է յուրաքանչյուրի լայնությունից:

Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափն օգտագործելիս՝ անհրաժեշտ է հիշել, որ լույսի տարածական աղբյուրով լուսավորելու դեպքում առաջացող ինտերֆերենցիայի պատկերը անվերջությամբ տեղայնացված հավասար թեքության կորերի (օղակների) համախումբ է, որը ստացվում է ինտերֆերաչափից հետո օբյեկտիվի կիզակետային հարթության մեջ տեղադրված էկրանի վրա:

Նկ. 3-ում ներկայացված է ինտերֆերենցիայի պատկեր, որը ստացվում է Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափը միագույն լույսի տարածական աղբյուրով լուսավորելու դեպքում, որն ապահովում է ինտերֆերենցիայի օղակների ստացումը:



Նկ.3. Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափը միագույն լույսի տարածական աղբյուրով լուսավորելու ժամանակ առաջացող ինտերֆերենցիայի պատկերը:

ՖԱԲՐԻ-ՊԵՐՈՅԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԱՉԱՓԻ ԴԻՄՆԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Ինտերֆերաչափը լույսի փնջի տարբեր ալիքի երկարությունների համար ստեղծում է ինտերֆերենցիայի օղակների համակենտրոն համակարգ՝ առավելագույնների տարբեր անկյունային դիրքերով: Արդյունքում Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափը

բաղադրիչների է տարրալուծում լույսի բարդ սպեկտրային գիծը, այսինքն՝ այն որպես դիսպերսող սարք է ծառայում:

Գնահատենք Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափի անկյունային դիսպերսիան՝ $D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}$ -ն, որը ցույց է տալիս, թե ինչպիսի

ժօ անկյունով միմյանցից կհեռացվեն λ_1 և λ_2 իրար մոտ ալիքի երկարություն ունեցող լուսային երկու փնջերը: D_φ -ն որոշելու համար օգտվենք ինտերֆերաչափով անցած լույսի ինտենսիվության առավելագույնի առաջացման $2L \cos \varphi = m\lambda$ պայմանից: Այն դիֆերենցելով, կստանանք՝ $-2L \sin \varphi d\varphi = m d\lambda$ և

$$D_\varphi = \left| \frac{d\varphi}{d\lambda} \right| = \frac{m}{2L \sin \varphi}: \quad (13)$$

Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափի անկյունային դիսպերսիան առավելագույն արժեք ունի կենտրոնական օղակի համար ($\varphi=0$) և նվազում է φ -ի աճման զուգընթաց: Տեղադրելով $m = (2L \cos \varphi) / \lambda$ արժեքը, կստանանք՝ $D_\varphi = 1 / \lambda \tan \varphi$: Ստացվում է, որ ինտերֆերաչափի անկյունային դիսպերսիան կախված չէ նրա հաստությունից:

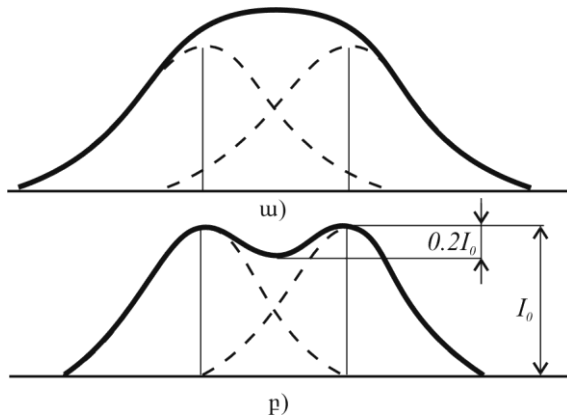
Չափումները սովորաբար կատարվում են 2-րդ կամ 3-րդ օղակների շրջանում, որտեղ դիսպերսիան բավականաչափ մեծ է:

Չափանմուշի D_r գծային դիսպերսիան բնութագրում է օղակի շառավղի փոփոխությունը լույսի ալիքի երկարությունը $1\text{\AA}$ -ով փոխվելիս և գնահատվում է այսպես.

$$D_r = \frac{dr}{d\lambda} \approx f D_\varphi = \frac{-mf}{2L \sin \varphi} \approx \frac{-f^2}{\lambda r}$$

r -ը օղակի շառավիղն է, որը դիտվում է էկրանի վրա, f -ը ինտերֆերաչափից հետո տեղադրված օբյեկտիվի կիզակետային հեռավորությունն է:

Դիսպերսիան լիովին չի բնութագրում բարդ սպեկտրային գիծը բաղադրիչների վերածելու սպեկտրային սարքի ընդունակությունը: Կարևոր է ոչ միայն երկու իրար մոտ ալիքի երկարությունները հնարավորին չափ մեծ անկյունով իրարից հեռացնելը, այլև՝ յուրաքանչյուր բաղադրիչի բավականաչափ մեղ լինելը, որն էլ բնութագրում է **լուծող ուժ** հասկացությունը: Այն քանակապես ներկայացնելու համար կարելի է օգտվել Ռելեյի չափանիշից, համաձայն որի երկու սպեկտրային գծերը տարրալուծված են, եթե λ_1 ալիքի երկարության առավելագույնը համընկնում է λ_2 -ի մո



Նկ. 4. Ռելեյի չափանիշի լուսաբանումը.
ա) գծերը տարրալուծված չեն,
բ) գծերը տարրալուծված են:

տակա նվազագույնին: Այդ դեպքում հետազոտվող առավելագույնների (հավասար I_0 ինտենսիվության ժամանակ) կատարների միջև եղած «փոստրակի» խորությունը $0,2 I_0$ է (նկ. 4):

Լուծող ուժ անվանում են $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ հարաբերությունը, որտեղ

$\delta\lambda$ -ն երկու այնպիսի առավելագույնների ալիքի երկարությունների $|\lambda_2 - \lambda_1|$ տարբերությունն է, որոնց համար տեղի ունի Ռելեյի չափանիշը, իսկ λ -ն գումար ուրվագծում փոստրակի կենտրոնին համապատասխանող ալիքի երկարությունն է: Ակներև է, որ $\lambda/\delta\lambda$ հարաբերությունը բնորոշում է առավելագույնների ձևը, այսինքն՝ սպեկտրային սարքի ազդեցության հետևանքով միագույն ճառագայթման գծի՝ տվյալ փորձում դիտվող լայնացումը: Հաշվենք Ֆաբրի-Պերոյի ինտերֆերաչափի համար ինտերֆերենցիայի կարգը: Այն առավելագույն արժեք ունի պատկերի կենտրոնում՝ $m = 2L/\lambda$: Որքան մեծ է L -ը, այնքան մեծ է պատկերի կենտրոնում ինտերֆերենցիայի կարգը:

Անդրադարձնող շերտերի միջև եղած L հեռավորությունը մեծացնելով՝ սկզբունքորեն կարելի է ստանալ $\lambda/\delta\lambda$ -ի մեծ արժեքներ, բայց դա կհանգեցնի $\Delta\lambda$ ազատ դիսպերսիայի՝ տիրույթի նվազմանը: Բազմաճառագայթային ինտերֆերաչափությունում կարևոր նշանակություն ունի **ազատ դիսպերսիայի տիրույթի** գաղափարը, որը հետազոտվող լույսի սպեկտրային կառուցվածքի լայնությունը կապում է ինտերֆերաչափի թիթեղիկների միջև եղած թույլատրելի L հեռավորության հետ: Գնահատենք $\Delta\lambda$ -ի արժեքը՝ ելնելով այն բանից, որ ինտերֆերենցիա չի կարող

դիտվել, եթե $(\lambda + \Delta\lambda)$ ալիքի երկարության m -րդ կարգի առավելագույնը համընկնի λ ալիքի երկարության ճառագայթման $(m+1)$ -րդ առավելագույնին.

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

որտեղից

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} \approx \frac{\lambda^2}{2L}, \quad (14)$$

Ինտերֆերաչափի դիսպերսիայի տիրույթը հարմար է արտահայտել հաճախային միավորներով.

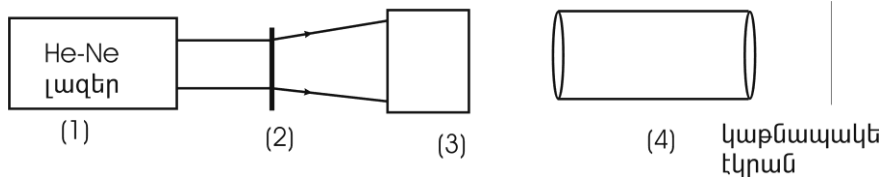
$$\Delta\nu = \frac{1}{2L} [\text{սմ}^{-1}] \quad \text{կամ} \quad \Delta\nu = \frac{c}{2L} [\text{հց}] :$$

Այս միավորներով արտահայտված դիսպերսիայի տիրույթն անվանում են ինտերֆերաչափի հաստատուն:

Փ Ո Ր Ձ Ն Ա Կ Ա Ն Մ Ա Ս

Աշխատանքը կատարվում է նկ. 5-ում պատկերված սարքով:

He – Ne գազային լազերի (1) լույսն անցնում է (2) կաթնապակու միջով. ստեղծվում է ցրված ճառագայթների լայն



Նկ. 5 Փորձնական սարքի գծապատկերը:

փունջ, որն ընկնում է Ֆաբրի-Պերոյի (3) չափանմուշի վրա: Ինտերֆերենցիայի պատկերը դիտվում է (4) ուսանյակների համակարգի կիզակետային հարթության մեջ տեղադրված էկրանի վրա՝ համաչափ դասավորված համակենտրոն օղակների տեսքով, որի կենտրոնը լուսավոր օղակ է: Այդպիսի պատկեր ստանալու համար պետք է սարքը սարել (юстировка) չափանմուշի բռնիչի վրա տեղադրված պտուտակների օգնությամբ:

Ֆաբրի-Պերոյի չափանմուշը պատրաստված է ռեկման ցուցնով որոշակի L հաստության ապակե թիթեղիկից, որի մակերեսների զուգահեռությունը պայմանավորված է թիթեղիկի պատրաստման որակով: Նրա երկու միստերը պատված են մեծ անդրադարձման գործակցով դիելեկտրիկ ծածկույթով ($R \approx 0,9$): Չափանմուշի մակերևույթներից բազմակի անդրադարձումներով առաջանում են բազմաթիվ լուսային ալիքներ, որոնք ստեղծում են ինտերֆերենցիայի պատկեր՝ համակենտրոն օղակների տեսքով:

Ֆաբրի-Պերոյի չափանմուշի հիմնական բնութագրերը՝ D_ϕ անկյունային դիսպերսիան, D_r գծային դիսպերսիան, $\Delta\lambda$ ազատ դիսպերսիայի տիրույթը և $\lambda/d\lambda$ լուծող ուժը (ռեկման

ցուցիչով, L հաստության ապակե թիթեղիկի համար) որոշվում են հետևյալ բանաձևերով.

$$D_{\varphi} = -\frac{f}{\lambda r} \left(n^2 - \lambda n \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (15)$$

$$D_r = -\frac{f^2}{\lambda r} \left(n^2 - \lambda n \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (16)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L \left(n - \lambda n \frac{dn}{d\lambda} \right)} \quad (17)$$

$$\frac{\lambda}{d\lambda} \approx \frac{2L}{\lambda} \frac{\left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \sqrt{RT}}{1 - RT} \quad (18)$$

որտեղ n -ը չափանմուշի ապակու թիթեղիկի բեկման ցուցիչն է,

$\frac{dn}{d\lambda}$ -ն՝ ապակե նյութի դիսպերսիան, R -ը՝ անդրադարձման գոր-

ծակիցը, T -ն՝ բացթողման գործակիցը:

Ֆաբրի-Պերոյի չափանմուշի բնութագրերը որոշելու համար ստացված ինտերֆերենցիայի պատկերում չափել.

1) i հատ օղակների շառավիղները, ($i = 2, 3, 4, \dots$)

2) Յուրաքանչյուր i -րդ օղակի համար հաշվել հակադարձ գծա-

յին դիսպերսիայի արժեքը $\left(\frac{d\lambda}{dr} \right)_r = \frac{\lambda r_i}{f^2 (n^2 - \lambda n \frac{dn}{d\lambda})}$ բանա-

ձևով, որտեղ f -ը փորձում օգտագործվող ոսպնյակի (ոսպնյակների համակարգի) կիզակետային հեռավորությունն է,

$\lambda = 6328 \text{ \AA}$ -ը He – Ne լազերի ճառագայթման ալիքի երկարությունն է, չափանմուշի ապակու բեկման ցուցիչը՝ $n = 1,5$, իսկ

ապակու դիսպերսիան՝ $\frac{dn}{d\lambda} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$ է:

3) Գնահատել ազատ դիսպերսիայի տիրույթի արժեքը

$\Delta\lambda_i = \left(\frac{d\lambda}{dr} \right)_{i,i+1} \Delta r_{i,i+1}$ բանաձևով, որտեղ Δr -ը i և $(i+1)$ -րդ

օղակների շառավիղների տարբերությունն է, իսկ $\left(\frac{d\lambda}{dr} \right)_{i,i+1}$ -ն՝ այդ

երկու հարևան օղակների հակադարձ գծային դիսպերսիաների միջին արժեքը: Կատարել k հատ այդպիսի գնահատումներ:

Հաշվել $\Delta\lambda = \frac{\sum_{i=1}^k \Delta\lambda_i}{k}$ միջինացված արժեքը: $\Delta\lambda$ -ի ստաց-

ված արժեքով (17) բանաձևով գտնել Ֆաբրի -Պերոյի չափանմուշի L հաստությունը:

Գնահատել չափանմուշի լուծող ուժի, անկյունային դիսպերսիայի, գծային դիսպերսիայի արժեքները (15), (16), (18) բանաձևերով:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Г.С. Ландсберг "Оптика", М. 2008.
2. Н.И. Калитеевский "Волновая оптика", М. Наука, 2008.
3. Е.И. Бутиков. Оптика. Санкт-Петербург. 2003.

Աշխատանք 14

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՋԵՐԵՆՏՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակը կոհերենտության հիմնական բնութագրերի հետ ծանոթացումն է և լազերային ճառագայթման տարածական կոհերենտության չափումը:

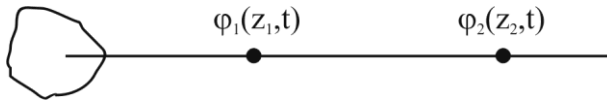
Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Ինտերֆերենցիայի երևույթն ուսումնասիրելիս (աշխ.12), պարզվեց, որ այն դիտվում է երկու կամ ավելի ճառագայթների (ալիքների) վերադրման դեպքում, երբ $\vec{E}_1$ և $\vec{E}_2$ դաշտերի լարվածությունների միջև եղած փուլերի տարբերությունը չափման (միջինացման) ժամանակի ընթացքում մնում է հաստատուն և $\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \neq 0$, այսինքն՝ ինտերֆերենցիայի անդամը հավասար չէ զրոյի: Նրա առավելագույն և նվազագույն ($\max$ և $\min$) արժեքները որոշում են պատկերի հստակությունը՝ այլ կերպ ասած, ինտերֆերենցող ճառագայթների միջև եղած կապը՝ կոհերենտությունը:

Հետազոտենք լույսի կետային աղբյուրից առաքված միագույն (մոնոքրոմատիկ) ճառագայթը: Միագույն լույս առաքող կետային աղբյուրի մասին պատկերացումներն իդեալականացված են: Իրական աղբյուրները միշտ ունեն վերջավոր չափսեր, և նրանց ճառագայթումը միագույն չէ:

Կոհերենտության աստիճանը որոշելու համար դիմենք ինտերֆերենցիայի փորձերի երկու հնարավոր մոդելի.

1. Դիտարկենք ճառագայթի տարածման ուղղությամբ երկու սևեռված կետերում տատանումների փուլերի տարբերությունը, որը բնութագրում է ժամանակային կոհերենտությունը (նկ. 1):



$$\Delta\varphi(t) = \varphi_2(z_2, t) - \varphi_1(z_1, t) \neq \text{const}$$

Նկ. 1. Ժամանակային կոհերենտության բնութագրումը:

Քանի որ իրական (այդ թվում՝ կետային) աղբյուրն առաքում է նշմիագույն ալիք, այսինքն՝ արձակում է վերջավոր տևողության լուսային ալիքաշար (ցուգ), որտեղ $\Delta\varphi(\Delta z, t)$ փուլերի տարբերությունը z_1 և $z_2 = z_1 + \Delta z$ կետերի միջև ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է, այսինքն՝

$$\Delta\varphi(\Delta z, t) = \varphi_2(z_1 + \Delta z, t) - \varphi_1(z_1, t) \neq \text{const}, \quad (1)$$

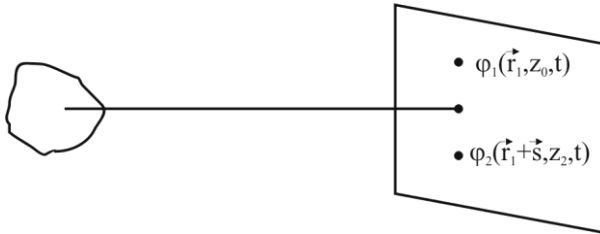
ապա այդ աղբյուրը կլինի ըստ ժամանակի նշ կոհերենտ կամ մասնակի կոհերենտ:

Եթե հաշվի առնենք ճառագայթի տարածման v արագությունը միջավայրում, ապա տատանումների հապաղման τ ժամանակը կլինի՝ $\tau = \frac{\Delta z}{v}$, իսկ փուլերի տարբերությունը կունենա

$$\Delta\varphi(\Delta z, t) \equiv \Delta\varphi(\tau, t) \text{ տեսքը:}$$

2. Այժմ դիտարկենք ճառագայթի տարածման ուղղությամբ ուղղահայաց հարթության երկու միմյանցից $\vec{s}$ հեռավորության

վրա սկսեցված կետերում փուլերի տարբերությունը, որը նկարագրում է տարածական կոհերենտությունը (նկ. 2).



$$\Delta\varphi(z_0, t) = \varphi_2(z_0, t) - \varphi_1(z_0, t) \neq \text{const}$$

Նկ. 2. Տարածական կոհերենտության բնութագրումը:

Քանի որ իրական (նույնիսկ միագույն) աղբյուրը կետային չէ, ապա աղբյուրից z_0 հեռավորության վրա գտնվող հարթության մեջ $\vec{r}_1$ և $\vec{r}_2 = \vec{r}_1 + \vec{s}$ շառավիղ-վեկտորներով որոշվող կետերի տատանումների միջև փուլերի տարբերությունը կախված կլինի ժամանակից.

$$\Delta\varphi(\vec{s}, t) = \varphi_2(\vec{r}_1 + \vec{s}, z_0, t) - \varphi_1(\vec{r}_1, z_0, t) \neq \text{const}: \quad (2)$$

Այս արտահայտությունը բնութագրում է տարածական կոհերենտությունը:

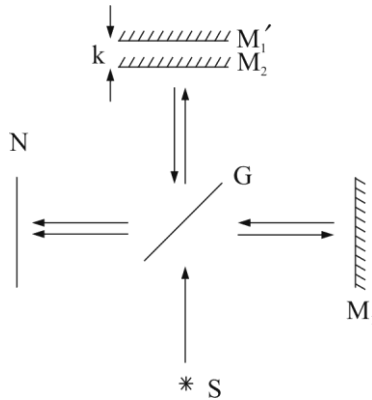
Իզոտրոպ (ուղղությունից անկախ) ճառագայթի համար $\vec{s}$ վեկտորը կփոխարինվի s -ով և կունենանք՝

$$\Delta\varphi(\vec{s}, t) \equiv \Delta\varphi(s, t): \quad (3)$$

Վերը նշված այդ երկու մոդելներն իրականացվում են ինտերֆերենցիայի փորձերի միջոցով: Եվ հաճախ ժամանակային կոհերենտությունը չափելիս օգտվում են Մայքելսոնի ինտերֆերաչափից, իսկ տարածական կոհերենտության չափման դեպքում՝

Յունգի ինտերֆերաչափից:

Դիտարկենք Մայքելսոնի ինտերֆերաչափը (նկ. 3).



Նկ. 3 Մայքելսոնի ինտերֆերաչափի գծապատկերը:

Լույսի իդեալական S աղբյուրից (որը տեղադրված է օբյեկտիվի կիզակետում) ինտերֆերաչափը լուսավորվում է զուգահեռ փնջով, որը բաժանվում է երկու մասի՝ G կիսաթափանց հայելու օգնությամբ: Նրանից անդրադարձված փունջն ուղղահայաց է M_1 անշարժ հայելուն, իսկ անցած փունջը՝ M_2 հայելուն, որը կարելի է տեղաշարժել: N էկրանի վրա ստացվող ինտերֆերենցիայի պատկերն այնպիսին է, ինչպիսին կստացվեր M_2 հայելիով և M_1 հայելու M_1' պատկերով ստեղծված օդի զուգահեռ շերտում կամ սեպում: Այս սարքով հնարավոր է իրականացնել հավասար հաստության, ինչպես և հավասար թեքության ինտերֆերենցիայի պատկերների ստացումը:

Եթե K տիրույթում շերտի հաստությունը L է, ճանապարհների տարբերությունը՝ $\Delta z = 2L$, կետային աղբյուրի առաքած միագույն լույսի ալիքի երկարությունը՝ λ , ապա հաստատուն գործակցի ճշտությամբ ինտերֆերենցիայի պատկերում ինտենսիվությունը կլինի.

$$I = \cos^2 \frac{\varphi}{2} = \cos^2 \frac{\pi \Delta z}{\lambda} = \cos^2 \frac{2\pi L^*}{\lambda} \quad (4),$$

Ինտերֆերենցիայի պատկերի որակը որոշվում է

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5)$$

բանաձևով, որտեղ $I_{\max}$ -ը և $I_{\min}$ -ը առավելագույնների և նվազագույնների (լուսավոր և խավար շերտերի) ինտենսիվություններն են, իսկ V -ն տեսանելիությունն է:

(4) արտահայտությունից հետևում է, որ ամեն անգամ, երբ L հաստությունը հավասար է կենտ թվով $\lambda / 4$, $I_{\min} = 0$ և $V = 1$, այսինքն՝ տեսանելիությունը կլինի առավելագույն: Սակայն փորձը ցույց է տալիս, որ V տեսանելիությունը միշտ փոքր է մեկից, քա-

** (4) բանաձևը հետևում է հարմոնիկ տատանումների վեկտորական գումարման օրենքից: Գումարային տատանման մոդուլը որոշվում է կոսինուսների թեորեմից: Եթե ընդունենք երկու գումարվող տատանումների լայնույթը հավասար a -ի, ապա $I \sim A^2$ -ու համար կունենանք.*

$$A^2 = a^2 + a^2 + 2a^2 \cos \varphi = 4a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

Այստեղ $\varphi = k\Delta z$ -ը ճանապարհների Δz տարբերությանը համապատասխանող փուլերի տարբերությունն է, k -ն ալիքային թիվն է:

նի որ իրական աղբյուրը կետային չէ և առաքում է ոչ լրիվ միագույն լույս:

Լույսի իրական աղբյուրների առաքած էլեկտրամագնիսական ալիքներն անվերջ չեն տևում, այսինքն՝ ճառագայթվում են ոչ թե մեկ հաճախությամբ (ոչ որպես միագույն ալիք), այլ որպես հաճախությունների մի ամբողջ սպեկտր ունեցող ալիքաշարեր: Այն հանգեցնում է ինտերֆերենցիայի պատկերի տեսանելիության արժեքի փոքրացմանը: Հետևաբար, գործ ունենք ժամանակային մասնակի կոհերենտության հետ և այդ դեպքում երևույթները կարելի է ուսումնասիրել՝ հաշվի առնելով աղբյուրի միագունության (մոնոքրոմատիկության) աստիճանը:

Ենթադրենք աղբյուրի տրամագիծը շատ փոքր է՝ աղբյուրը կետային է: Այս դեպքում ինտերֆերենցիայի պատկերի տեսանելիության վատացումը կապված է աղբյուրի առաքած ալիքաշարի τ_0 տևողության հետ:

Ընդհանուր դեպքում կարող են պատահականորեն փոփոխվել ալիքաշարի տևողությունը, լայնությունը և բևեռացումը:**)

Կրկին դիմենք Մայքելսոնի ինտերֆերաչափին (նկ. 4):

Աստիճանաբար հեռացնելով հայելիներից մեկը (օրինակ՝ M_2 -ը)՝ մեծացնենք ճանապարհների տարբերությունը: Յուրաքանչյուր ալիքաշար (օրինակ՝ A -ն) ինտերֆերաչափում G կիսաթափանց հայելիով բաժանվում է երկու մասի: Եթե 1 և 2 ճառագայթ-

**) Տարածականորեն բաշխված այդպիսի պատահական ալիքները կազմում են պատահական դաշտ:

փոքրանա, քանի որ այդ դեպքում τ ժամանակահատվածը նույն-
 պես կփոքրանա: Երբ τ -ն τ_0 -ի կարգի է, ապա նույն ալիքաշարի
 երկու փնջերը մասամբ վերադրվում են և ստացվում է ինտերֆե-
 րենցիա, քանի որ այդ փնջերը կոհերենտ են: Կոհերենտությունը
 պահպանվում է աղբյուրի առաքած բոլոր ալիքաշարերի համար:
 Առաջացած ինտերֆերենցիայի շերտերի քիչ թե շատ հստակու-
 թյունը վկայում է 1 և 2 ճառագայթների մասնակի կոհերենտության
 մասին: Ինտերֆերենցիայի շերտերի տեսանելիությունը կախված է
 կոհերենտության աստիճանից, տվյալ դեպքում՝ ժամանակային
կոհերենտությունից, որի կարևորագույն բնութագրերը՝ կոհերեն-
տության ժամանակը $\tau_{\text{կոհ.}}$ -ն է և կոհերենտության երկարությունը՝
 $L_{\text{կոհ.}}$ -ն է: Նկատի ունենանք, որ $\tau_{\text{կոհ.}}$ -ն որոշվում է ալիքաշարի
 τ_0 տևողության և հապաղման τ ժամանակի փոխհարաբերու-
 թյամբ, իսկ $L_{\text{կոհ.}} = c\tau_{\text{կոհ.}}$ ՝ ճանապարհների այն տարբերությունն
 է, որի դեպքում ինտերֆերենցիա կարող է դիտվել, և հետևաբար
 $\Delta z < L_{\text{կոհ.}}$. ճանապարհների այն սահմանային տարբերությունն է,
 որի որոշումն էլ տվյալ աղբյուրի կոհերենտության երկարության և
 կոհերենտության ժամանակի չափման խնդիրն է: Նշենք, որ $\tau_{\text{կոհ.}}$
 կոհերենտության ժամանակը հակադարձ համեմատական է
 սպեկտրային գծի $\delta\nu$ հաճախությունների լայնությանը
 ($\tau_{\text{կոհ.}} \sim 1/(\delta\nu)$ -ին), և, հետևաբար, կոհերենտության երկարու-
 թյունը ալիքի երկարություններով արտահայտված կլինի՝

$$L_{\text{կոհ.}} = c\tau_{\text{կոհ.}} = c/(\delta\nu) = \lambda^2 / \delta\lambda, \quad (6)$$

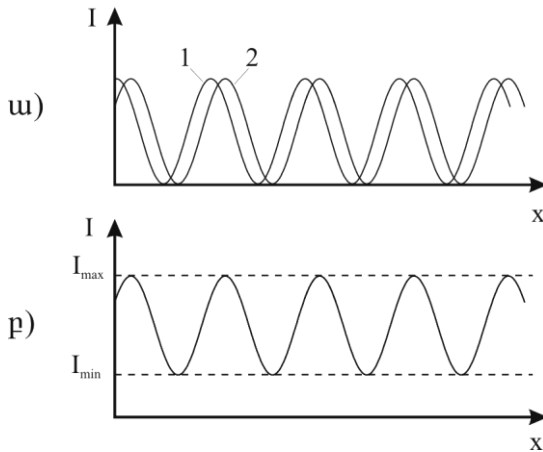
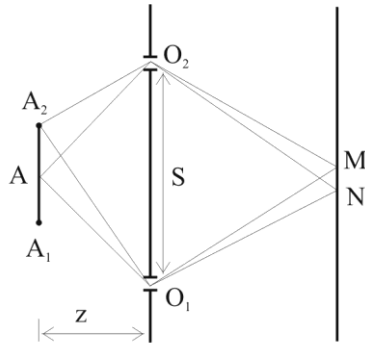
որտեղ $\delta\lambda$ -ն գծի լայնությունն է ալիքի երկարությունների սանդղակում:

Մինչ այժմ մենք դիտարկում էինք կետային լույսի աղբյուր, մինչդեռ իրական աղբյուրն ունի վերջավոր չափսեր, շատ ավելի մեծ, քան առաքած լույսի ալիքի երկարությունը:

Նկատի ունենալով այդ քննարկենք տարածական կոհերեն-տուքունը (աղբյուրի տարածական չափերի ազդեցությունը): Տես. նկ.2, որտեղ քննարկվել է տարածական կոհերենտությունը:

Նկ.5-ում պատկերված է Յունգի ինտերֆերաչափի ուրվագիծը, որտեղ A_1A_2 -ը A կենտրոնով լույսի աղբյուր է: Աղբյուրից z հեռավորության վրա լույսի տարածման ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ միմյանցից s հեռավորության վրա գտնվող O_1 և O_2 ճեղքերով անցած լուսային դաշտի ինտերֆերենցիայի պատկերը դիտվում է էկրանի վրա: A կենտրոնից O_1 և O_2 ճեղքերով անցած լուսային դաշտի ինտերֆերենցիայի առավելագույնը կդիտվի M կետում, որին համապատասխանող ինտենսիվության բաշխումը ներկայացված է նկ. 5ա-ում (կոր 1): Աղբյուրի ցանկացած այլ կետից (օրինակ A_2 - ից) առաջացած առավելագույնը կշեղվի M -ի նկատմամբ, օրինակ՝ դեպի N կետը (կոր 2), իսկ բ) կորով ներկայացված է ինտերֆերենցիայի պատկերում ինտենսիվության բաշխումը, որը ստացվում է աղբյուրի A_1 և A_2 կետերից միաժամանակ: M -ի և N -ի միջև ընկած ամբողջ տարածքը կլրացվի աղբյուրի այլ կետերից ստեղծված ինտերֆերենցիայի պատկերներով, որը կհանգեցնի տեսանելիության վատացմանը:

Մեզ հետաքրքրում է V տեսանելիության կախվածությունը O_1 և O_2 կետերի միջև եղած S հեռավորությունից (աղբյուրի չափերից):



Նկ. 5. Յունգի ինտերֆերաչափի ուրվագիծը:
 ա) ինտենսիվության բաշխումը աղբյուրի A կետից՝ կոր 1, և A_2 կետից՝ կոր 2;
 բ) ինտենսիվության բաշխումը աղբյուրի երկու կետերից միաժամանակ:

Պատկերի V տեսանելիությունը ինֆորմացիա է տալիս A_1A_2 աղբյուրի $|\gamma(s)|$ տարածական կոհերենտության աստիճանի մասին, որի սահմանումը կտանք ստորև:

ԿՈՀԵՐԵՆՏՈՒԹՅԱՆ ԿՈՄՊԼԵՔՍ ԱՍՏԻՃԱՆ

Այժմ սահմանենք կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանը, որը կիրառելի է ինչպես տարածական, այնպես էլ ժամանակային կոհերենտության չափման համար: Ընդհանուր դեպքում, այսպես կոչված, սպեկտրային մաքուր դաշտերի դեպքում***) կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանի համար կունենանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$\gamma(s, \tau) = \gamma(s) \cdot \gamma(\tau), \quad (7)$$

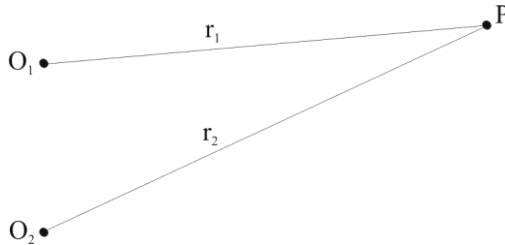
որտեղ $\gamma(s)$ -ը տարածական կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանն է, $\gamma(\tau)$ -ն՝ ժամանակային կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանը, իսկ $\gamma(s, \tau)$ -ն՝ տարածաժամանակային կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանը:

Դիտարկենք ω հաճախականությամբ երկու լուսային աղբյուրների առաջացրած գունարային տատանումները P կետում: Նշանակենք $O_1P = r_1$ և $O_2P = r_2$, Δt_1 և Δt_2 -ով P կետում տատանումների հապաղման ժամանակները O_1 և O_2 կետերի տատանումների նկատմամբ (նկ. 6):

Նկատի ունենանք, որ ալիքները տարածվում են միևնույն n բեկման ցուցչով միջավայրում, և դիսպերսիան բացակայում է:

***)) (7) պայմանին բավարարող պատահական դաշտերը կոչվում են սպեկտրային մաքուր դաշտեր:

O_1 և O_2 աղբյուրներն առաքում են $E_1 = E_{10}(t)e^{i\omega t}$ և $E_2 = E_{20}(t)e^{i\omega t}$ ալիքներ, որոնց լայնույթները կարելի է ներկա-



Նկ. 6. Կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանի հասկացության լուսաբանումը:

յացնել կոմպլեքս տեսքով: Օգտվելով կոմպլեքս թվերի հետ վարվելու կանոններից՝ գրենք P կետում գումարային տատանման ինտենսիվության համար հետևյալ արտահայտությունը.

$$I = \langle \{E_{10}(t - \Delta t_1) + E_{20}(t - \Delta t_2)\} \{E_{10}^*(t - \Delta t_1) + E_{20}^*(t - \Delta t_2)\} \rangle \quad (8)$$

Ընդունելով, որ ժամանակի հաշվառման սկիզբը շեղված է $\Delta t = (\Delta t_2 - \Delta t_1)$ չափով, պարզ ձևափոխություններից հետո կունենանք^{*)}.

$$I = \langle E_{10}(t + \Delta t) E_{10}^*(t + \Delta t) \rangle + \langle E_{20}(t) E_{20}^*(t) \rangle + 2 \operatorname{Re} \langle E_{10}(t + \Delta t) E_{20}^*(t) \rangle \quad (9)$$

(9)-րդ բանաձևը ստացվում է՝ տեղադրելով $\Delta t = \Delta t_2 - \Delta t_1$ ժամանակային տեղաշարժը՝ $(t - \Delta t)$ -ն փոխարինելով t -ով և հաշվի առնելով, որ.

$$E_{10}(t + \Delta t) E_{20}^*(t) + E_{10}^*(t + \Delta t) E_{20}(t) = 2 \operatorname{Re} (E_{10}(t + \Delta t) E_{20}^*(t)):$$

Առաջին երկու անդամները բնութագրում են աղբյուրների ճառագայթած էներգիաները, իսկ վերջինը նկարագրում է ինտերֆերենցիայի հետևանքով գումարային էներգիայի տարածական վերաբաշխումը: $\langle E_{10}(t + \Delta t)E_{20}^*(t) \rangle$ մեծությունն անվանում են փոխադարձ կոհերենտության ֆունկցիա: Սովորաբար այն չափակարգում են՝ բաժանելով $\sqrt{\langle E_{10}^2 \rangle \langle E_{20}^2 \rangle}$ վրա և ստացված $\gamma_{12}(\Delta t)$ ֆունկցիան անվանում են ուսումնասիրվող տատանումների կոհերենտության

$$\gamma_{12}(\Delta t) = \frac{\langle E_{10}(t + \Delta t)E_{20}^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle E_{10}^2 \rangle \langle E_{20}^2 \rangle}} \quad (10)$$

կոմպլեքս աստիճան: Այդ դեպքում (9) արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2 \operatorname{Re} \sqrt{I_1(P)I_2(P)} \gamma_{12}(\Delta t) \quad (11)$$

$\gamma_{12}(\Delta t)$ կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանը կարելի է հաշվել տարբեր կոնկրետ խնդիրների համար և այդպիսով գնահատել ինտերֆերենցիայի պատկերի որակը՝ տեսանելիությունը: Կարելի է վարվել և այլ կերպ. ելնելով փորձում ստացվող պատկերի որակը բնութագրող մեծությունից՝ տեսանելիության արժեքից, գնահատել $\gamma_{12}(\Delta t)$ -ն:

Հաշվի առնելով աղբյուրի ոչ միագունությունը և վերջավոր չափերը՝

$$\langle E_{10}(t + \Delta t)E_{20}^*(t) \rangle$$

կոհերենտության ֆունկցիան ընդհանուր դեպքում գրենք որպես տարածաժամանակային ֆունկցիա.

$$\langle E(\vec{r}_1, t_1) E^*(\vec{r}_2, t_2) \rangle = B(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2):$$

Ստացիոնար պատահական դաշտերի համար համասեռ տարածության մեջ B -ն կախված է միայն $\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{s}$ և $\Delta t = t_2 - t_1 = \tau$ տարբերություններից, այսինքն՝

$$B(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2) = B(\vec{r}_2 - \vec{r}_1, t_2 - t_1) \equiv B(\vec{s}, \tau),$$

իսկ հզոտրոպ դաշտերի համար՝ $B(\vec{s}, \tau) = B(s, \tau)$: Ընդհանուր դեպքում նորմավորված կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանը՝ $\gamma_{12}(\Delta t)$ -ն, գրենք որպես.

$$\gamma(s, \tau) = \frac{B(s, \tau)}{(I_1 I_2)^{1/2}},$$

որտեղ $I_1 = I_1(P)$ և $I_2 = I_2(P)$: γ -ի մոդուլը և արգումենտը ներմուծելով բացահայտ տեսքով՝ կունենանք.

$$\gamma(s, \tau) = |\gamma(s, \tau)| \exp i[\alpha(s, \tau) - \omega_0 \tau]:$$

$\omega_0 \tau = \delta$ փուլերի տարբերությունը արտահայտենք հետևյալ կերպ՝

$$\delta = 2\pi \nu_0 \tau = 2\pi c \tau / \lambda_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (r_2 - r_1),$$

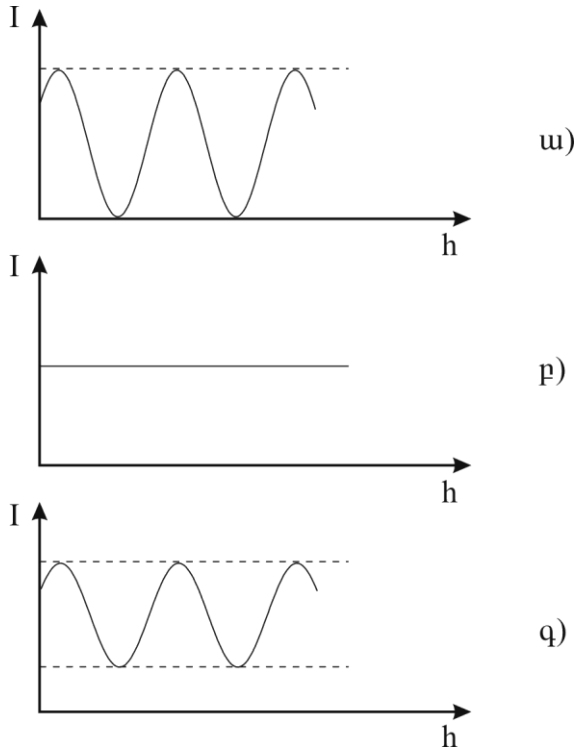
որտեղ λ_0 միջին ալիքի երկարությունն է, իսկ $\tau = \frac{r_2 - r_1}{c}$:

Տեղադրելով $\gamma(s, \tau)$ -ն (11) արտահայտության մեջ, կստանանք.

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(s, \tau)| \cos[\alpha(s, \tau) - \delta], \quad (12)$$

որտեղ $0 \leq |\gamma(s, \tau)| \leq 1$ արտահայտությունը բնութագրում է կոհերենտության աստիճանը:

Նկ.7-ում պատկերված են ինտենսիվության բաշխումները երկու փնջերի համար, երբ փնջերը կոհերենտ, ոչ կոհերենտ և մասնակի կոհերենտ են.



Նկ. 7. Ինտենսիվության բաշխումը երկու փնջերի համար, երբ փնջերը
 ա) կոհերենտ՝ $|\gamma(s, \tau)| = 1$; բ) ոչ կոհերենտ՝ $|\gamma(s, \tau)| = 0$;
 գ) մասնակի կոհերենտ $|\gamma(s, \tau)| < 1$ փնջերի փոխազդեցության
 դեպքում:

ա) $|\gamma(s, \tau)| = 1$ դեպքում O_1 և O_2 կետերում եղած տատանումները կարելի է համարել կոհերենտ:

բ) $|\gamma(s, \tau)| = 0$ դեպքում ինտերֆերենցիայի անդամը հավասար է զրոյի, այսինքն O_1 և O_2 կետերում տատանումները կոհերենտ չեն:

գ) $0 < |\gamma(s, \tau)| < 1$ դեպքում տատանումները կոչվում են մասնակի կոհերենտ:

Կոհերենտության կոմպլեքս աստիճանի գնահատման համար հնարավոր է երկու մոտեցում.

1. Տարածական կոհերենտության չափումը իրականացվում է Յունգի ինտերֆերաչափով: O_1 և O_2 կետերը, որոնց միջև չափվում է դաշտի կոհերենտությունը, գտնվում են լույսի տարածման ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ և միմյանցից շեղված են s մեծությամբ:

Եթե $(r_2 - r_1)$ ճանապարհների տարբերությունը զգալիորեն փոքր է $L_{\text{կոհ.}} = c\tau_{\text{կոհ.}}$ կոհերենտության երկարությունից՝

$$(r_2 - r_1) = c\tau \ll c\tau_{\text{կոհ.}}$$

և քանի որ $\tau \ll \tau_{\text{կոհ.}}$ -ից, ապա կարելի է ընդունել, որ $\tau = 0$, հետևաբար.

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(s, 0)| \cos[\alpha(s, 0) - \delta]: \quad (13)$$

Այդ դեպքում.

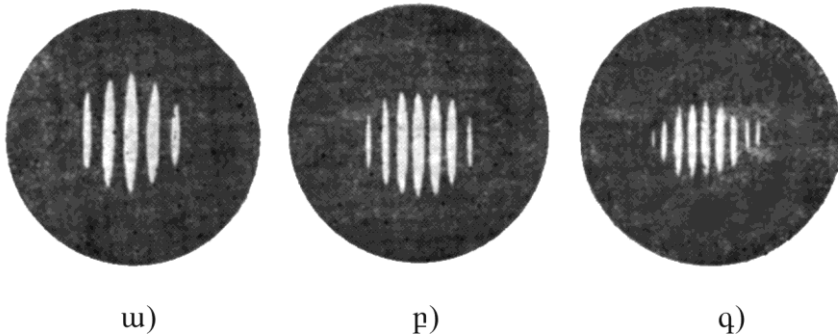
$$I_{\text{max}}(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(s, 0)| \quad (14)$$

$$I_{\text{min}}(P) = I_1(P) + I_2(P) - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(s, 0)| \quad (15)$$

Այսպիսով՝ ինտերֆերենցիայի պատկերի տեսանելիության V աստիճանը կորոշվի հետևյալ բանաձևով.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma(s, 0)| : \quad (16)$$

Եթե $I_1(P) = I_2(P)$, $|\gamma(s, 0)| = |\gamma(s)|$, ապա $V = |\gamma(s)|$, այսինքն՝
տեսանելիությունը հավասար է տարածական կոհերենտության աստիճանին:

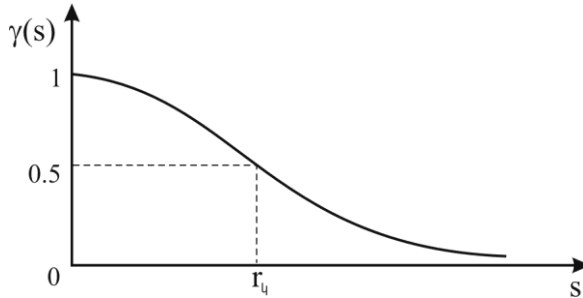


Նկ 8. Ձույգ կլոր անցքերից ստացված ինտերֆերենցիայի պատկերները անցքերի միջև եղած երեք տարբեր հեռավորությունների դեպքում:

Նկ. 8-ում ներկայացված է լազերային աղբյուրով լուսավորվող զույգ կլոր անցքերից ստացված ինտերֆերենցիայի պատկերները, երբ տարբեր են այդ կլոր անցքերի միջև եղած հեռավորությունները: Որքան մեծանում է անցքերի միջև եղած հեռավորությունը, այնքան փոքրանում է պատկերի հստակությունը:

Նկ 9-ում պատկերված է Յունգի փորձում տեսանելիության կախվածությունը ճեղքերի միջև եղած հեռավորությունից: Տեսա-

նելիության 0,5 արժեքին համապատասխանող r_{li} արժեքը աղբյու-
րի կոհերենտության շառավիղն է:



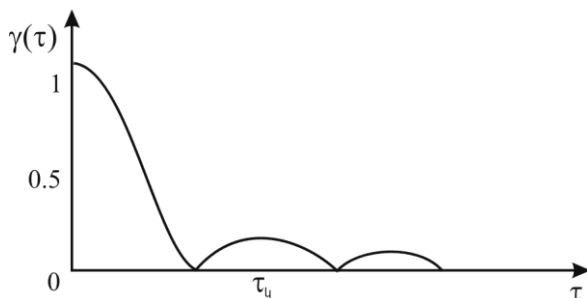
Նկ.9. Տեսանելիության կախվածությունը ճեղքերի միջև եղած S հեռավորությունից:

ճեղքերի միջև S հեռավորության մեծացմանը զուգընթաց տարածական կոհերենտության վրա սկսում է ազդել նաև ժամա-
նակային կոհերենտությունը:

2. Ժամանակային կոհերենտության չափումը իրականաց-
վում է Մայքելսոնի ինտերֆերաչափով: O_1 և O_2 կետերը, որոնց
միջև չափվում է դաշտի կոհերենտությունը, գտնվում են լույսի տա-
րածման ուղղության վրա և ճառագայթվում են միմյանց նկատ-
մամբ τ ժամանակային հապաղումով:

Օգտվենք գրեթե կետային լույսի աղբյուրից՝ ընդունելով
 $s = 0$, այսինքն $|\gamma(0, \tau)| = |\gamma(\tau)|$: Համաձայն (22) բանաձևի՝ կստա-
նանք, որ ինտերֆերենցիայի V տեսանելիությունը հավասար է
ժամանակային կոհերենտության աստիճանին՝ $V = |\gamma(\tau)|$:

Նկ. 10-ում պատկերված է Մայքելսոնի փորձում տեսանելիության ժամանակային կոհերենտության, կախվածությունը հապաղումից, որտեղ τ_q արժեքը համապատասխանում է կոհերենտության ժամանակին:

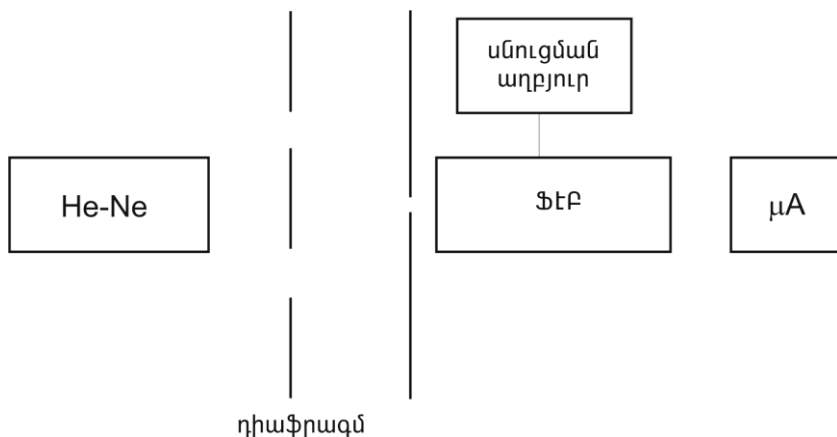


Նկ. 10. Տեսանելիության կախվածությունը հապաղումից:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Փորձի նպատակը He – Ne լազերի տարածական կոհերենտության չափումն է: Նկ. 11 – ում ներկայացված է փորձնական սարքի ուրվագիծը:

Որպես կոհերենտ լույսի աղբյուր ծառայում է He – Ne լազերը, որը ճառագայթում է $\lambda = 6328\text{\AA}$ ալիքի երկարության լույս: Լազերի ճառագայթումն ընկնում է զույգ կլոր անցքերով դիաֆրագմայի վրա, որի վրա կան միմյանցից տարբեր հեռավորությունների վրա գտնվող մի շարք զույգ կլոր անցքեր: Լույսն, անցնելով դիաֆրագմայից, առաջացնում է ինտերֆերենցիայի պատկեր, որը դիտվում է էկրանի վրա: Էկրանը հեռացնելով՝ ինտերֆե-



Նկ. 11. Փորձնական սարքի գծապատկերը:

րենցիայի պատկերը ուղղվում է դեպի ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչը՝ ՖԷԲ-ը ($\Phi\Theta\Upsilon$), որին հարմարեցված է ճեղք: Ճեղքի լայնությունն ընտրվում է ինտերֆերենցիայի շերտերի միջշերտային հեռավորություններից զգալիորեն փոքր: Այն ապահովում է չափման ճշտությունը, հակառակ դեպքում տեղի է ունենում միջինացում:

Չափվում է ստեղծված հոսանքը ՖԷԲ-ին միացված միկրոամպերմետրի օգնությամբ (μA): Կա համապատասխանություն ֆոտոկաթոդի վրա միավոր ժամանակում ընկած ֆոտոնների թվի (լույսի ինտենսիվության) և ելքային հոսանքի միջև:

Փորձը կատարելու համար.

1. Միացնել He – Ne լազերը:

2. ՖԷԲ-ի առջև տեղադրել էկրան, և դիաֆրագման տեղաշարժել այնպես, որ էկրանի վրա ստացվի հստակ ինտերֆերենցիայի պատկեր: Հեռացնել էկրանը: ՖԷԲ-ին ամրացված ճեղքը կողմնորոշել ինտերֆերենցիայի շերտերին զուգահեռ:

3. Միացնել ՖԷԲ-ի բարձր լարման սնուցման աղբյուրը:
4. Միկրոպտուտակի օգնությամբ տեղաշարժել սեղանիկը (որին ամրացված է ՖԷԲ-ը)՝ ինտերֆերենցիայի շերտերի լայնքով:
5. Գրանցել ինտենսիվության առավելագույն և նվազագույն արժեքները, որոնց համապատասխանում են հոսանքի $I_{\max}$ և $I_{\min}$ -ը: Այդ արժեքները տեղադրել V -ի արտահայտության մեջ (բանաձև 22): Չափումները կատարել դիաֆրագմայի վրա եղած բոլոր զույգ անցքերի համար:
6. Կառուցել V -ի արժեքների և անցքերի միջև եղած հեռավորությունների կախվածության գրաֆիկը: Ստացված կորից գնահատել He – Ne լազերի կոհերենտության շառավիղը:
7. Հաշվել V -ի չափման սխալը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Н.И. Калитеевский "Волновая оптика", М. Наука, 2008.
2. Е.И. Бутиков. Оптика. Санкт-Петербург. 2003.
3. М.Франсон, С.Сланский, Когерентность и оптика. М., "Наука", 1976.

Աշխատանք 15

ԵՐԿՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակն է ոչ գծային օպտիկական երևույթների՝ մասնավորապես, երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի ուսումնասիրությունը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Օպտիկայի այն բաժինը, որտեղ ուսումնասիրվող երևույթների բնույթը կախված չէ լույսի ինտենսիվությունից, կոչվում է գծային օպտիկա: Այդ դեպքում միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության երևույթները կարելի է նկարագրել դասական տեսության սահմաններում, որի դեպքում ատոմը դիտարկվում է որպես ներդաշնակ տատանակ:

Լուսային ալիքի E էլեկտրական դաշտում միջավայրի ատոմները (մոլեկուլները) բևեռանում են, այսինքն դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոնները շեղվում են դրական լիցքավորված միջուկների նկատմամբ. ստեղծվում է էլեկտրական դիպոլային մոմենտ: Թույլ լուսային դաշտերի (փոքր ինտենսիվությունների) դեպքում միջուկի կողմից էլեկտրոնի վրա ազդող F ուժի մոդուլը համեմատական է x շեղմանը՝ $F = kx$, որտեղ x -ը որոշվում է դաշտի լարվածության մեծությամբ և նշանով: Քանի որ հարմոնիկ լույսի դաշտի լարվածության մեծությունը և նշանը փոխվում են ω հաճախությամբ, հետևաբար նույն հաճախությամբ փոխվում է էլեկտրոնի դիրքը: Տատանվող էլեկտրոնն ինքը դառնում է լույսի աղբյուր, որի առաքած ալիքի դաշտը, ժամանակից կախված,

փոխվում է ճիշտ նույն օրենքով, ինչ օրենքով փոխվում է միջավայրի հետ փոխազդող հարմոնիկ ալիքի դաշտը: Ազդող և ճառագայթված դաշտերը միմյանցից տարբերվում են միայն փուլերով ու լայնություններով: Փուլերի այդ տարբերությամբ է պայմանավորված միջավայրում և վակուումում լույսի արագությունների տարբերությունը:

Լուսային դաշտի ազդեցությամբ առանձին ատոմի դիպոլային մոմենտը $P_0 = \alpha_0 E$ է, որտեղ α_0 -ն՝ ատոմական գծային ընկալունակությունն է: Միջավայրի դիպոլային մոմենտը կոչվում է միջավայրի բևեռացում՝ $P = N\alpha_0 E = \alpha E$, որտեղ N -ը ատոմների թիվն է 1 սմ^3 -ում, α -ն՝ մակրոսկոպիկ գծային ընկալունակությունը, $\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha$ մեծությունը կոչվում է դիէլեկտրիկ թափանցելիություն, իսկ $n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + 4\pi\alpha}$ բեկման ցուցիչն է:

Ներկայացված բոլոր մեծությունները, այդ թվում և ալիքի $v = c/n$ փուլային արագությունը, կախված չեն ինտենսիվությունից: Եվ իրոք, քանի որ լույսի փոխազդեցությունը միջավայրի հետ իրականանում է $P = \alpha E$ բանաձևի համաձայն, այսինքն՝ P -ի և E -ի միջև առկա է գծային կախում, հետևաբար բացառվում են լույսի ինտենսիվությունից կախված երևույթները:

Արդի օպտիկայում զգալի տեղ են զբաղեցնում լույսի ազդեցությամբ միջավայրի ոչ գծային արձագանքով պայմանավորված երևույթները՝ օպտիկական հարմոնիկների գեներացիան, պարամետրական պրոցեսները, լույսի ստիպողական ցրումները, ինքնազդեցությունը (մասնավորապես, ինքնակիզակետումը և ինքնաապակիզակետումը) և այլն: «Ոչ գծային օպտիկա» անվամբ

միավորված այդ բոլոր երևույթների բնորոշ առանձնահատկությունն ազդող լույսի ինտենսիվությունից միջավայրի հատկությունների խիստ կախվածությունն է:

Այդ երևույթները նույնպես կարելի է բացատրել դասական տեսության սահմաններում՝ ատոմը որպես ոչ ներդաշնակ տատանակ դիտարկելով:

Այս դեպքում ևս լուսային ալիքի E էլեկտրական դաշտում միջավայրի ատոմները (մոլեկուլները) բևեռանում են: Մեծ ինտենսիվությամբ լուսային դաշտերում էլեկտրոնների շեղումը դրական լիցքավորված միջուկների նկատմամբ բավականաչափ մեծ է, և միջուկի կողմից էլեկտրոնի վրա ազդող ուժը համեմատական չէ X շեղմանը, այլ արտահայտվում է $F = kx + \beta x^2 + \dots$ հավասարումով: Այսինքն՝ էլեկտրոնի շարժումը նկարագրվում է ոչ գծային հավասարումով և տատանվող էլեկտրոնն այլևս այլևս ներդաշնակ տատանակ չէ:

Ուժեղ լուսային դաշտերում միջավայրի հատկությունները նկարագրվում են ոչ թե միայն մեկ գծային ընկալունակությամբ, ինչպես գծային օպտիկայում է, այլ անվերջ թվով ոչ գծային ընկալունակություններով: Միջավայրի P բևեռացումն՝ ըստ E դաշտի, ներկայացվում է հետևյալ վերլուծությամբ

$$P = \alpha E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots, \quad (1)$$

որտեղ՝ $P_{գծ.} = \alpha E$ ՝ գծային, $P_{նչ.գծ.} = \chi E^2 + \theta E^3 + \dots$ ՝ ոչ գծային բևեռացումներն են, α -ն՝ գծային, իսկ $\chi, \theta, \dots$ ՝ ոչ գծային ընկալունակությունները: Կարելի է ցույց տալ, որ $P_{գծ.}$ և $P_{նչ.գծ.}$ բևեռացումների միջև գոյություն ունի հետևյալ կապը.

$$\left| P_{n_z, q\phi} / P_{q\phi} \right| \sim \left| E / E_{\text{եր.}} \right|, \quad (2)$$

որտեղ E -ն արտաքին, $E_{\text{եր.}}$ -ն ներքին դաշտերն են: Պարզագույն դեպքում ջրածնի ատոմի համար գնահատենք $E_{\text{եր.}}$ ներքին դաշտի մեծությունը, օգտվելով $E_{\text{եր.}} = -e^2 / a$ բանաձևից, որտեղ e -ն տարրական լիցքն է, a -ն՝ Բորի առաջին շառավիղը ($e = 4 \cdot 10^{-10}$ ՄԴՄԵ և $a = 10^{-8}$ սմ): Ջրածնի ատոմի համար միջուկի կողմից էլեկտրոնի վրա ազդող դաշտի լարվածությունը կլինի՝ $E_{\text{եր.}} \sim 10^9$ Վ/սմ: Բյուրեղներում այն $\sim 10^8$ Վ/սմ, կիսահաղորդիչներում՝ $\sim 10^7$ Վ/սմ, իսկ մոլեկուլյար հեղուկներում՝ $10^5 - 10^7$ Վ/սմ կարգի մեծություններ են: Թույլ լուսային դաշտերում (օրինակ՝ արեգակնային ճառագայթման էլեկտրական դաշտի համար) լարվածությունը ~ 10 Վ/սմ, է և $E / E_{\text{եր.}} \sim 10^{-7}$ Վ/սմ կարգի մեծություն է, այսինքն՝ $P_{n_z, q\phi} / P_{q\phi}$ հարաբերությունը չնչին մեծություն է, որի հետևանքով ոչ գծային օպտիկական երևույթների դիտումը հնարավոր չէ: Իրավիճակն այլ է լազերային դաշտերի դեպքում, որոնց լարվածությունը կարող է գերազանցել 10^8 Վ/սմ, ուստի $E \sim E_{\text{եր.}}$ և (1) բանաձևի ոչ գծային մասի դերը եական է: Այժմ կարելի է հստակ տարանջատել գծային օպտիկան ոչ գծային օպտիկայից:

Գծային օպտիկան ուսումնասիրում է երևույթներ այնպիսի E լուսային դաշտերում, որի դեպքում $E \ll E_{\text{եր.}}$: Այդպիսի լուսային դաշտերում միջավայրի P բևեռացման և ներգործող E

դաշտի միջև գործում է գծային կապ՝ $P = \alpha E$, և էլեկտրոնը դիտվում է որպես ներդաշնակ տատանակ: Սյդ դեպքում օպտիկական երևույթների բնույթը կախված չէ լույսի ինտենսիվությունից: Արդյունքում պահպանվում է միջավայրով տարածվող ալիքի ձևը: Տարբեր հաճախության ալիքները միջավայրում տարածվում են միմյանցից անկախ և պահպանվում է վերադրման սկզբունքը:

Ոչ գծային օպտիկան ուսումնասիրում է օպտիկական երևույթներ այնպիսի ինտենսիվությունների դեպքում, երբ ներգործող լուսային ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծությունը համեմատելի է օպտիկական էլեկտրոնի վրա ազդող ներատոմային կապի ուժերով որոշվող էլեկտրական դաշտի լարվածության մեծությանը՝ $E \sim E_{\text{գեր.}}$: Միջավայրի P բևեռացման ու ազդող

E դաշտի միջև կապը դառնում է ոչ գծային: Այդ դեպքում օպտիկական էլեկտրոնը դիտարկվում է որպես ոչ ներդաշնակ տատանակ: Արդյունքում՝ չի պահպանվում միջավայրում տարածվող ալիքի ձևը և խախտվում է վերադրման սկզբունքը:

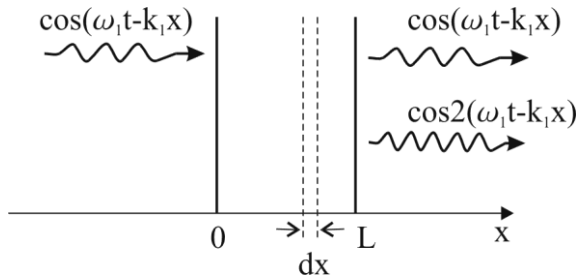
Նշենք, որ ասվածն արդարացի է միայն ռեզոնանսից (այսինքն՝ կլանումից) հեռու գտնվող օպտիկական հաճախությունների համար:

Ուժեղ լուսային դաշտի փոխազդեցությունը միջավայրի հետ կնկարագրվի (1) բանաձևով, համաձայն որի միջավայրը կառաքի ոչ միայն սկզբնական ω_1 , այլ նաև $2\omega_1$, $3\omega_1$ և այլն հաճախության ալիքներ:

Հանգամանորեն քննարկենք ընկնող լույսի հաճախության կրկնապատկման երևույթը (երկրորդ հարմոնիկի գեներացիան), որի էությունն այն է, որ հզոր լուսային դաշտի ազդեցությամբ ոչ

գծային միջավայրում առաջանում է կրկնակի հաճախություն ունեցող ճառագայթում:

Նկ.1-ում պատկերված է երկրորդ հարմոնիկի գեներացման սխեմատիկ գծապատկերը.



Նկ. 1. Երկրորդ հարմոնիկի գեներացման սխեմատիկ գծապատկերը:

Երբ L հաստության բյուրեղական թիթեղով անցնում է ω_1 հաճախության

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x), \quad (3)$$

մեծ ինտենսիվություն ունեցող հարթ ալիք, ապա բյուրեղից դուրս կգա ω_1 հիմնական և $2\omega_1$ երկրորդ հարմոնիկի ալիք (Նկ.1):

Այդ երևույթը նկարագրում է (1) հավասարման 2-րդ անդամը (քառակուսային կամ երկրորդ կարգի ոչ գծայնությունը): Այն նշանակենք $P^{(2)}$ -ով.

$$P^{(2)} = \chi E^2 : \quad (4)$$

Համաձայն (3)-րդ բանաձևի՝ երկրորդ կարգի ոչ գծային րևույթից համար կունենանք հետևյալը.

$$\begin{aligned}
 P^{(2)} &= \chi E_1^2 = \chi E_0^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 x) = \\
 &= \frac{1}{2} \chi E_0^2 + \frac{1}{2} \chi E_0^2 \cos 2(\omega_1 t - k_1 x)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

(5) արտահայտության առաջին գումարելին համապատասխանում է ինտենսիվ լույսի դաշտում միջավայրի հաստատուն բևեռացման գեներացիային, որն ըստ էության նկարագրում է, այսպես կոչված, օպտիկական ուղղման երևույթը (оптическое детектирование), այսինքն՝ հարմոնիկ օրենքով փոփոխվող լուսային դաշտը ստեղծում է միջավայրի հաստատուն բևեռացում, հետևաբար և՛ հաստատուն էլեկտրական դաշտ: Երկրորդ անդամը՝

$$P^{(2\omega)} \sim \cos 2(\omega_1 t - k_1 x), \tag{6}$$

ոչ գծային բևեռացման ալիք է, որը երկրորդ հարմոնիկի գեներացման սկզբնաղբյուրն է: Բևեռացման ալիքը կարելի է պատկերացնել որպես յուրատեսակ ալեցիր (անտեննա), որը տարածության մեջ տեղափոխվում է (6)-րդ բանաձևով նկարագրվող օրենքով: Ալեցիրի տեղափոխման արագությունը՝ v_{ω_1} -ը, որոշվում է ω_1 հիմնական հաճախության ալիքի v^{ω_1} փուլային արագությամբ՝

$$v_{\omega_1} = v^{\omega_1}, \text{ որտեղ } v^{\omega_1} = \frac{\omega_1}{k_1}:$$

Ալեցիրը տեղափոխվելով, առաքում է կրկնակի հաճախության լուսային ալիք .

$$E_2 \sim \cos 2(\omega_1 t - k_1 x), \tag{7}$$

որի փուլային արագությունը կլինի.

$$v^{2\omega_1} = \frac{\omega_2}{k_2} = \frac{2\omega_1}{2k_1}:$$

Կարելի է ցույց տալ, որ երկրորդ հարմոնիկի N_2 հզորությունը (ինտենսիվությունը $I^{2\omega_1} \sim N_2$) նկարագրվում է

$$N_2 \sim N_1^2 k_1^2 \chi^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{2\pi L}{\lambda_1} (n_1 - n_2) \right]}{\left[\frac{4\pi}{\lambda_1} (n_1 - n_2) \right]^2} \quad (8)$$

արտահայտությամբ, որտեղ λ_1 -ն հիմնական ալիքի երկարությունն է վակուումում, $n_1 = n^{\omega_1}$ -ը և $n_2 = n^{\omega_2}$ -ը միջավայրի բեկման ցուցիչներն են հիմնական և երկրորդ հարմոնիկի հաճախությունների համար, N_1 -ը հիմնական ճառագայթման հզորությունն է, L -ը լույսի անցած ճանապարհի երկարությունն է միջավայրում:

Երկրորդ հարմոնիկի էներգիան կուտակվում է ի հաշիվ հիմնական ալիքի էներգիայի՝ $P^{2\omega_1}$ բևեռացման ալիքի միջոցով: Հիմնական ալիքից երկրորդ հարմոնիկի ալիքին էներգիայի փոխանցումը կլիմի առավելագույն, եթե բևեռացման ալիքի և երկրորդ հարմոնիկի միջև փուլերի տարբերությունը հաստատուն լինի բավականաչափ մեծ L հեռավորությունների վրա: Բայց միջավայրում լույսի դիսպերսիայի հետևանքով բևեռացման ալիքի և երկրորդ հարմոնիկ լուսային ալիքի միջև փուլերի տարբերությունն անընդհատ փոխվում է: Այդ ալիքների միջև փուլերի տարբերությունը L երկարության համար կլիմի $\Delta\phi$, որտեղ

$\Delta\varphi = L(k_2 - 2k_1)$: $\Delta\varphi \equiv 0$, այսինքն՝ հիմնական ալիքի և երկրորդ հարմոնիկի փուլային արագությունները հավասար են.

$$2k_1 = k_2 \quad \text{կամ} \quad v^{(\omega_1)} = v^{(2\omega_1)} : \quad (9)$$

(9) պայմանը կոչվում է համաժամանակայնացման պայման (չսլո-
ւաւ սինքրոնիզմա): Այդ պայմանի իրականացման դեպքում ոչ
զծային բևեռացման ալիքը և երկրորդ հարմոնիկի ալիքը փուլով
համընկնում են տարածության յուրաքանչյուր կետում: Սակայն դա
հնարավոր է միայն այնպիսի միջավայրերում, որոնք օժտված չեն
դիսպերսիայով: Իրական միջավայրերն օժտված են դիսպերսիա-
յով, և տարբեր հաճախության ալիքների փուլային արագություն-
ներն իրար հավասար չեն: Բևեռացման ալիքի և երկրորդ հարմո-
նիկի ալիքի միջև փուլերի տարբերությունը հաստատուն է մնում
միայն սահմանափակ երկարության վրա, որը կոչվում է լոկերեն-
տության երկարություն՝ $L_{\text{լոհ.}}$, այսինքն՝ այնպիսի երկարության
վրա, որտեղ հարմոնիկի փուլը բևեռացման ալիքի փուլից ետ է
մնում $\pi/2^*$: Այսպիսով՝

$$L_{\text{լոհ.}} = \frac{1}{4} \lambda_1 \left(\frac{1}{n_1 - n_2} \right) : \quad (10)$$

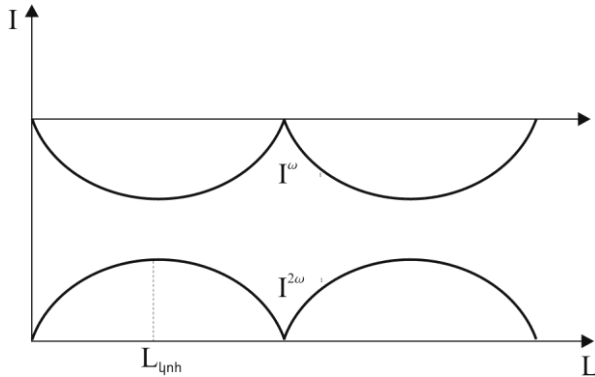
Այստեղ խոսքը խիստ միագույն երկու տարբեր հաճախության
ալիքների փոխազդեցության մասին է:

$L_{\text{լոհ.}}$ -ը՝ դիսպերսիայով պայմանավորված այն փոքրագույն

*)Երկու ալիքների միջև փուլերի առնչությունները համարվում են խախտ
ված, եթե փուլերի տարբերությունը՝ $\Delta\varphi \geq \pi$

հեռավորությունն է, որտեղ իրականանում է ոչ գծային երևույթ, մասնավորապես, երկրորդ հարմոնիկի գեներացիա:

Ինչպես երևում է նկ. 2 - ից, երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվությունը, միջավայրի երկարությունից կախված, ենթարկվում է



Նկ.2. Երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվության $I^{2\omega_1}$ կախումը ոչ գծային միջավայրով լույսի անցած օպտիկական ճանապարհի երկարությունից՝ L -ից:

բաբախումների: Սկզբում այն աճում է ի հաշիվ հիմնական ալիքի ինտենսիվության, որը փոխարինվում է տիրույթներով, որտեղ իրականանում է հակադարձ պրոցեսը՝ երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվությունը փոխանցվում է հիմնական ալիքին: Բաբախումների պարբերությունը համեմատական է կոհերենտության երկարությանը՝ L_{qnh} , -ին:

(8)-րդ բանաձևից հետևում է, որ L որոշակի արժեքի դեպքում երկրորդ հարմոնիկի հզորությունը կարող է աճել՝ հիմնական ճառագայթման հզորության և χ ոչ գծայնության գործակցի մեծացման շնորհիվ: Նշենք, որ հիմնական ճառագայթման հզորու-

թյունը չի գերազանցում $300\text{--}400 \text{ Մգ/վտ/սմ}^2$ արժեքը, քանի որ մեծ հզորությունների դեպքում բյուրեղներում առաջանում են պարպումներ: Սակայն նույնիսկ հիմնական ճառագայթման հնարավոր առավելագույն հզորության դեպքում, երկրորդ հարմոնիկի հզորությունը չափազանց փոքր է, քանի որ օպտիկական հաճախության կրկնապատկման երևույթի օգտակար գործողության գործակիցը շատ փոքր մեծություն է՝ $0,001 - 0,01\%$, քանի որ շատ բյուրեղների համար կոհերենտության երկարությունը՝ $L_{\text{կոհ.}} \sim 10_{\text{սմ}}^3$ կարգի մեծություն է:

Հարկավոր է նկատի ունենալ, որ համաչափության (սիմետրիայի) վերաբերյալ դատողություններից բխում է, որ իզոտրոպ նյութերում (օրինակ՝ ապակի) երկրորդ հարմոնիկ չի կարող ստացվել, քանի որ ինվերսիայի կենտրոն ունեցող նյութերի համար ինվերսիայի ձևափոխության ժամանակ χ -ն չի փոխում իր նշանը: Բայց այդպիսի ձևափոխության ժամանակ P -ն և E -ն փոխում են իրենց նշանները, հետևաբար (5) բանաձևից ստացվում է, որ $\chi = 0$: Այսպիսով՝ երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի համար պիտանի են միայն անիզոտրոպ նյութերը, որոնք չունեն ինվերսիայի կենտրոն: Անիզոտրոպ նյութերում նորմալ դիսպերսիայի տիրույթում սովորական՝ n^0 և անսովոր՝ n^e ալիքների բեկման ցուցիչներն աճում են հաճախության մեծացման զուգընթաց և տարբեր հաճախությունների համար բեկման ցուցիչների $\Delta n^0 = n_2^0 - n_1^0$, $\Delta n^e = n_2^e - n_1^e$ տարբերությունները զրոյից չնչին չափով տարբերվող մեծություններ են: Հետևաբար, եթե հիմնական հաճախության և երկրորդ հարմոնիկի ալիքները միևնույն քնեռագ-

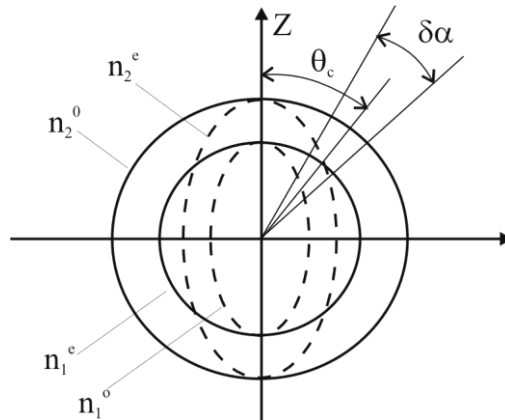
$$\underline{\text{ման են}}, \text{ ապա } L_{\text{լնհ.}}^0 = \frac{\lambda_1}{4(n_2^0 - n_1^0)} \quad \text{և} \quad L_{\text{լնհ.}}^0 \cdot L_{\text{լնհ.}}^0 = \frac{\lambda_1}{4(n_2^e - n_1^e)}$$

շատ փոքր մեծություններ են՝ $\sim 10^{-3}$ սմ, կարգի (հիմնական ճառագայթի ալիքի երկարությունը $\lambda_1 = 1\text{մկմ}$ է) :

Այսուհանդերձ կարող է իրականացվել $\mathbf{v}^{(\omega_1)} = \mathbf{v}^{(2\omega_1)}$ համաժամանակայնացման պայմանը և կարող է ստացվել $L_{\text{լնհ.}}$ -ի բավականաչափ մեծ արժեքներ, եթե փոխազդեցության մեջ մտնեն երկու տարբեր բևեռացման ալիքներ: Հիշենք, որ միջավայրի բեկման ցուցիչը, հետևաբար և ալիքի փուլային արագությունը, կախված են ոչ միայն ω հաճախությունից, այլ նաև ալիքի բևեռացումից:

Այժմ անդրադառնանք անիզոտրոպ միջավայրերին: Որպես օրինակ դիտարկենք միառանցք բյուրեղը, որի գլխավոր հատույթի հարթության մեջ բևեռացված ալիքի (սովորական ալիքի) բեկման ցուցիչը՝ n^0 -ն, կախված չէ ալիքի տարածման ուղղությունից, մինչդեռ նրան ուղղահայաց հարթության մեջ բևեռացված ալիքի (անսովոր ալիքի) n^e բեկման ցուցիչը զգալիորեն կախված է ալիքի տարածման ուղղությունից: Համապատասխանաբար անիզոտրոպ բյուրեղի ալիքային մակերևույթների հատույթները տարբեր են. շրջան է սովորական ալիքի համար և էլիպս՝ անսովոր ալիքի համար: Հետևաբար, միառանցք բյուրեղում կամայական ուղղություններով լույսի տարածման դեպքում (բացառությամբ օպտիկական առանցքի) միևնույն հաճախությամբ տարբեր բևեռացումներով ալիքներն ունեն տարբեր փուլային արագություններ:

Նկ.3-ում պատկերված է միառանգք բյուրեղի բեկման ցուցիչների $(n_1^0, n_1^e), (n_2^0, n_2^e)$ մակերևույթների հատույթները համապատասխանաբար՝ հիմնական և երկրորդ հարմոնիկի ալիքների համար: Եթե հիմնական հաճախության ալիքը սովորական, իսկ երկրորդ հարմոնիկն անսովոր ալիք է, այսինքն՝ դրանք տարբեր բևեռացման ալիքներ են, և եթե երկբեկունը բավականաչափ մեծ է (էլիպսը բավականաչափ հեռու է շրջանից), ապա հնարավոր է n_2^e էլիպսի և n_1^0 շրջանի փոխհատումն օձառանցքի նկատմամբ θ_c անկյան տակ:



Նկ. 3. Անիզոտրոպ բյուրեղում բեկման ցուցիչների $(n_1^0, n_1^e), (n_2^0, n_2^e)$ մակերևույթների հատույթները հիմնական և երկրորդ հարմոնիկի ալիքների համար: Բյուրեղի օպտիկական առանցքը ուղղված է OZ –ով:

Հետևաբար, այդ ուղղությամբ լույսի տարածման դեպքում իրականացվում է $\mathbf{V}^{(\omega_1)} = \mathbf{V}^{(2\omega_1)}$ համաժամանակայնացման պայ-

մանը և կարող է ստացվել կոհերենտության երկարության բավականաչափ մեծ արժեքներ:

Եվ քանի որ (8) բանաձևից ստացվում է որ համաժամանակայնացման ուղղությամբ (երբ $k_2 - k_1 \rightarrow 0$) երկրորդ հարմոնիկի հզորությունն աճում է բյուրեղի երկարության քառակուսուն համեմատական, ապա՝

$$N_2 = \chi^2 k_1^2 L^2 N_1^2:$$

Այստեղից հետևում է, որ բավականաչափ մեծ L երկարությունների համար հնարավոր է ստանալ մեծ հզորության երկրորդ հարմոնիկ (ոչ գծային երևույթի զգալի արժեք), եթե նույնիսկ հիմնական ճառագայթման հզորությունն այնքան էլ մեծ չէ: Բայց պետք է նկատի ունենալ, որ հիմնական ճառագայթման հզորությունը չի կարող աննշան լինել, քանի որ L_{qnh} երկարությունը կարող է լինել մեծ միայն համաժամանակայնացման ուղղությամբ: Այդ ուղղությունից չնչին շեղումները հանգեցնում են կոհերենտության երկարության զգալի փոքրացմանը:

Գիտենալով հիմնական ճառագայթման համար՝ n_1^0 , n_1^e և երկրորդ հարմոնիկի համար՝ $n_2^e(\theta=0) = n_2^e$ բեկման ցուցիչների արժեքները, կարելի է հաշվել համաժամանակայնացման θ_c անկյունը:

Ունենք հետևյալ բանաձևը՝

$$n_2^e(\theta) = \frac{n_2^e}{\sqrt{1 - \epsilon_2^2 \cos^2 \theta}}, \quad (11),$$

որտեղ $\varepsilon_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_2^e}{n_2^0}\right)^2}$ -ն էլիպսի էքսցենտրիսիտետն է:

Այստեղ դիտարկվում է $k_\omega^0 + k_\omega^0 = k_{2\omega}^e$ տեսքի փոխազդեցություն, այսինքն, երբ հիմնական ճառագայթման երկու սովորական ալիքների փոխազդեցությունից ծնվում է երկրորդ հարմոնիկի «անսովոր» ալիքը (կրճատ՝ փոխազդեցության այսպիսի տեսակը գրվում է՝ $oo \rightarrow e$ կամ ooe): Օգտվելով (11) բանաձևից՝ այսպիսի փոխազդեցության համար կստանանք.

$$\cos^2 \theta_c^{ooe} = \frac{1}{\varepsilon_2^2} \left[1 - \left(\frac{n_2^e}{n_1^0} \right)^2 \right], \quad (12)$$

որից կարելի է ստանալ θ_c անկյան արժեքը:

KDP բյուրեղում համաժամանակայնացում հնարավոր է նաև $\omega^0 + \omega^e = (2\omega)^e$ տեսակի փոխազդեցության համար: Բայց այս աշխատանքում այն չի դիտարկվում:

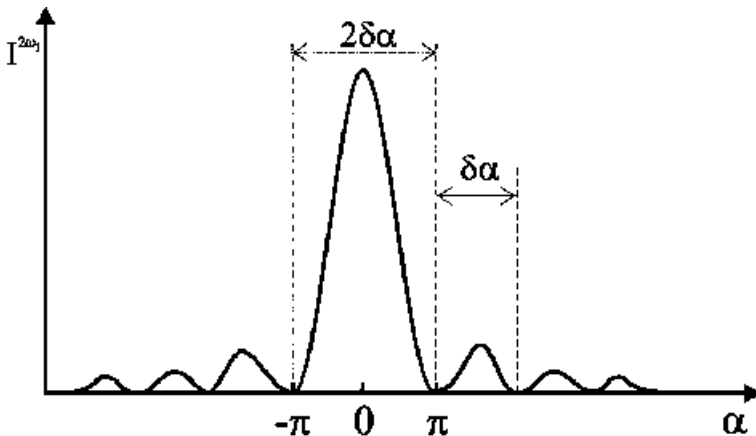
Իրականում հիմնական ճառագայթի փունջն (լազերային ճառագայթն) ունի չափավոր տարամիտում, և համաժամանակայնացման պայմանը չի կարող իրագործվել ամբողջ փնջի համար, եթե նույնիսկ փնջի առանցքն ուղղված լինի համաժամանակայնացման ուղղությամբ: Որքան մեծ է հիմնական ճառագայթի և համաժամանակայնացման ուղղության հետ կազմած անկյունը այնքան փոքր է նրա ներդրումը հարմոնիկում:

Երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվության բաշխումը համաժամանակայնացման ուղղության մոտ կարելի է ստանալ՝ գտնելով

$\Delta n = (n_2 - n_1)$ -ի կախումը α անկյունից (θ_c -ից հաշված): օօԵ փոխազդեցության դեպքում θ_c -ի շրջակայքում (11) արտահայտությունը վերլուծելով, շարքի՝ փոքր $\delta\alpha$ շեղումների համար կստանանք՝

$$\Delta n^{\text{օօԵ}} = n_2^e(\theta) - n_1^o = \frac{dn_2^e(\theta_c)}{d\theta} \delta\alpha = \frac{\frac{1}{2}(n_1^o)^3 \varepsilon_2^2(\sin 2\theta_c)}{[n_2^e(\theta_c)]^2} \quad (13)$$

Երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվության բաշխումը կունենա շերտերի տեսք, քանի որ ճառագայթով և օպտիկական առանցքով անցնող գլխավոր հարթությանն ուղղահայաց հարթությունում $\Delta n^{\text{օօԵ}}$ -ն թույլ է կախված անկյունից: Նկ. 4-ում պատկերված է երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվության կախումը α անկյունից, համաժամանակայնացման θ_c անկյանը կից արժեքներում:



Նկ. 4. Երկրորդ հարմոնիկի ինտենսիվության կախվածությունը α անկյունից:

Այս կախման մեջ նվազագույնների միջև եղած հեռավորությունները հավասար են և որոշվում են ինտենսիվության զրո դառնալու պայմանից.

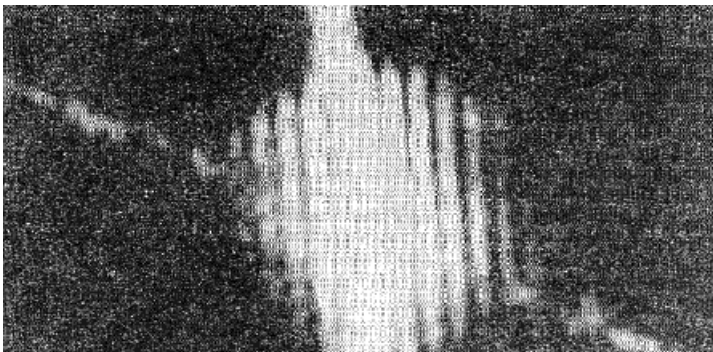
$$\frac{2\pi L}{\lambda_1} \Delta n^{\text{ooe}} = m\pi, \quad (14)$$

որտեղ m -ը ամբողջ թիվ է:

Օգտվելով (13)-ից և (14)-ից կստանանք յուրաքանչյուր շերտի անկյունային լայնությունը.

$$\delta\alpha = \frac{\lambda_1}{\varepsilon_2^2 (\sin 2\theta_c) L} \cdot \frac{(n_2^e)^2}{(n_1^0)^3}: \quad (15)$$

Ինչպես երևում է նկ. 5-ից, կենտրոնական շերտի լայնությունը, որը համապատասխանում է համաժամանակայնացման ուղղությանը, երկու անգամ լայն է եզրային շերտերի լայնությունից:



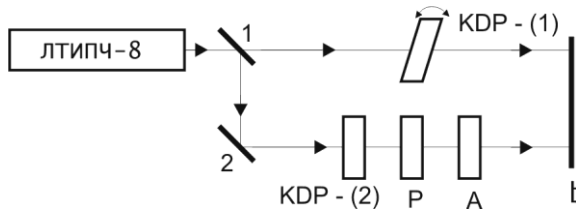
Նկ.5. Բյուրեղում լազերով երկրորդ հարմոնիկի գեներացման անկյունային բաշխվածությունը: Միայն հիմնական փնջի կենտրոնական ճառագայթներն են ստեղծում բավական պայծառ երկրորդ հարմոնիկ:

Փ Ո Ր Ջ Ն Ա Կ Ա Ն Մ Ա Ս

Երկրորդ հարմոնիկի անկյունային բաշխվածության ուսումնասիրման համար օգտագործվող փորձնական սարքի գծանկարը պատկերված է նկ.6-ում:

ЛТИПЧ-8 մակնիշի $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ լազերի ճառագայթումը 1 կիսաթափանց հայելու օգնությամբ բաժանվում է երկու փնջի:

Փնջերից մեկն անցնում է պատվանդանի վրա ամրացված KDP - (1) բյուրեղով, որը կարելի է պտտել առանցքի շուրջը: Ստացված երկրորդ հարմոնիկը դիտվում է էկրանի վրա: Բյուրեղի պտույտին զուգընթաց էկրանի վրա դիտվում են լուսավորվածության բաբախումներ:



Նկ.6. Փորձնական սարքի գծապատկերը:

Մյուս փունջը 2-րդ հայելուց լրիվ անդրադառնալով՝ անցնում է KDP -(2) բյուրեղով, այնուհետև՝ P բևեռացուցչով, որը ծառայում է գծային բևեռացված լույսի ստացման և ինտենսիվության կարգավորման նպատակին: A վերլուծչով հնարավոր է դառնում էկրանի վրա հավասարեցնել երկու փնջերի լուսավորվածությունները (աչքը մեծ ճշտությամբ կարող է գնահատել երկու դաշտերի լուսավորվածության հավասարությունը):

Փորձը կատարել հետևյալ հաջորդականությամբ.

1. P բևեռացուցիչը և A վերլուծիչը դասավորել միմյանց զուգահեռ (P բևեռացուցիչի անցած լույսի ինտենսիվությունը մնում է նույնը A վերլուծչով անցնելուց հետո):
2. $KDP - (1)$ բյուրեղը կողմնորոշել այնպիսի անկյունային դիրքով, որպեսզի էկրանի լուսավորվածությունը լինի առավելագույն: Գրանցել $KDP - (1)$ -ին համապատասխանող անկյունը պատվանդանին ամրացված անկյունաչափի սանդղակից:
3. Պտտել $KDP - (2)$ բյուրեղն այնպիսի անկյունով, որ էկրանի վրա դիտվի ճիշտ այնպիսի լուսավորվածություն, որը հավասար լինի $KDP - (1)$ բյուրեղով անցած փնջի լուսավորվածությանը: Լուսավորվածության այդ արժեքը ընդունել հավասար միավորի:
4. Պտտել $KDP - (1)$ բյուրեղը փոքր α անկյուններով: Էկրանին կդիտվի լուսավորվածության փոփոխություն: A վերլուծիչը պտտել այնպիսի φ անկյունով, որ էկրանի վրա ստացվի ճիշտ այնպիսի ինտենսիվություն, ինչպիսին ստացվել է $KDP - (1)$ բյուրեղով անցնելուց հետո: Վերլուծչով անցած լույսի ինտենսիվությունը փոխվում է $I = I_0 \cos^2 \varphi$ օրենքով, որտեղ I_0 -ն A վերլուծչի վրա ընկած լույսի ինտենսիվությունն է, որը մեր փորձում ընդունվել է հավասար միավորի: φ -ն P բևեռացուցիչի և A վերլուծչի կազմած անկյունն է:

Այսպիսով, ուսումնասիրվող $KDP - (1)$ բյուրեղի դիրքորոշման յուրաքանչյուր α անկյանը համապատասխանում է որո-

շակի φ անկյուն: Բոլոր չափումները կատարվում են այն դեպքում, երբ $KDP - (1)$ և $KDP - (2)$ բյուրեղներով անցած երկու փնջերի ինտենսիվությունները հավասար են էկրանի վրա անգեն աչքով դիտելիս:

Գրանցել $KDP - (1)$ բյուրեղի կողմնորոշման յուրաքանչյուր α անկյան համար $\cos^2 \varphi$ -ի արժեքը և կառուցել գրաֆիկ: Չափել շերտերի միջև եղած հեռավորությունը: Փորձնական արդյունքները համեմատել տեսության հետ (15 բանաձև): Հաշվումների ժամանակ պետք է օգտվել բեկման ցուցիչների հետևյալ արժեքներից.

$\lambda(\mu)$	n^0	n_e
1,06	1,49345	1,46057
0,53	1,51065	1,47051

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. С.А. Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.Х. Хохлов. УФН, т. 93, с. 19, 1967.
2. А. Ярив, П.Юх Оптические волны в кристаллах , М,Мир, 1987г.
3. Квантовая электроника , Сов. энциклопедия М. 1969г.

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԻՆՔՆԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ
ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ լազերային փնջի ինքնազդեցությամբ պայմանավորված երևույթի հետ, որը դրսևորվում է լույսի ինտենսիվությունից միջավայրի բեկման ցուցիչի կախվածության պատճառով:

Այդ երևույթի բնորոշ առանձնահատկությունը միջավայրի օպտիկական անհամասեռությունների մակածման հետևանքով առաջացած լուսային փնջի տարածական և ժամանակային կառուցվածքի փոփոխությունն է:

ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Լույսի ինքնագոյեցությունը ոչ գծային օպտիկայի երևույթներից է, որի դեպքում ուժեղ լուսային դաշտերում միջավայրի հատկությունները նկարագրվում են ոչ թե մեկ գծային ընկալունակությամբ, ինչպես գծային օպտիկայում է, այլ անվերջ թվով ոչ գծային ընկալունակություններով: Միջավայրի P բևեռացումն ըստ E դաշտի ներկայացվում է հետևյալ վերլուծությամբ.¹

$$P = \alpha E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots \quad (1)$$

որտեղ $P_{q\dot{\phi}} = \alpha E$, $P_{n\dot{q}\dot{\phi}} = \chi E^2 + \theta E^3 + \dots$, համապատասխանաբար գծային և ոչ գծային բևեռացումներն են, որոնց միջև գոյություն ունի հետևյալ առնչությունը՝

*₁) ä³ñ¹/₂ãõÃûÝ Ñ³ûñ máÉáñ 3ñ³Ñ³ûiãõÃûáõÝÝ»ñÁ Ý»ñ³û³óíáõû »Ý
ë³É³ûñ i»èùáí: Û³Ë³ã»ë í³ÝáÃÝ³É 3Ë. 15-Ç Ñ»í:

$$\left| P_{n\gamma q\delta} / P_{q\delta} \right| \sim \left| E / E_{\text{եր.}} \right| \quad (2)$$

որտեղ $E_{\text{եր.}}$ -ն՝ ներքին, իսկ E -ն՝ արտաքին դաշտերի մեծություններն են: Լազերային դաշտերի դեպքում, որոնց լարվածությունը կարող է հասնել $\sim 10^8$ Վ/սմ-ի, $E \sim E_{\text{եր.}}$, (2) արտահայտության մեջ $E / E_{\text{եր.}}$ հարաբերությունն ունի զգալի արժեք, և (1) վերլուծության ոչ գծային մասի հաշվառումը դառնում է անհրաժեշտություն:

Օպտիկապես հզոտրոպ միջավայրերում լուսային դաշտերի ոչ գծային փոխազդեցությունը դրսևորվում է միայն այն դեպքում, երբ (1) առնչությունում հաշվի են առնվում դաշտի լարվածության կենտ աստիճան պարունակող անդամները, քանի որ համաչափության կենտրոն ունեցող միջավայրերում լարվածության զույգ աստիճան պարունակող անդամները հավասարվում են զրոյի: Նկատի ունենալով, որ այդ դեպքում զրոյից տարբեր առաջին ոչ գծային անդամը θE^3 -ն է, ապա (1) արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$P \approx \alpha E + \theta E^3 \quad (3)$$

Այժմ ենթադրենք, որ ուսումնասիրվող համասեռ իզոտրոպ միջավայրի վրա ընկնում է տարածականորեն սահմանափակ չափեր ունեցող միագույն ալիք.

$$E = E_0 \cos \omega t, \quad (4)$$

որտեղ պարզության համար բաց է թողնված տարածական կոոր-

դինատից ունեցած կախվածությունը: Այդ դեպքում (3) հավասարումից կունենանք^{*)}

$$P = \frac{1}{4} \theta E_0^3 \cos 3\omega t + \left(\alpha + \frac{3}{4} \theta E_0^2 \right) E_0 \cos \omega t : \quad (5)$$

(5)-րդ արտահայտության առաջին անդամը նկարագրում է երրորդ հարմոնիկի գեներացիան, որը կապված է հաճախության փոփոխության հետ, բայց այս աշխատանքում այն չի քննարկվում: Երկրորդ գումարելին ունի նույն հաճախությունը, ինչ ընկնող ալիքին և նկարագրում է միջավայրի օպտիկական հատկությունների կախվածությունը փոխազդող ալիքի ինտենսիվությունից: Այսինքն՝ այն ոչ գծային անդամ է, որով պայմանավորված միջավայրի բեկման ցուցչի n_0 արժեքին ավելանում է ոչ գծային հավելում:

Եվ իրոք, քանի որ $D = E + 4\pi P$, հետևաբար միջավայրի օպտիկական հատկությունները բնութագրող բեկման ցուցչի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը՝ ^{**)}

$$n = [1 + 4\pi\alpha + 3\pi\theta E_0^2]^{1/2} \approx n_0 + n_2 E^2, \quad (6)$$

որտեղ $n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\alpha}$ և $n_2 = \frac{3}{2} \pi\theta / n_0 :$

n_0 -ն միջավայրի բեկման ցուցիչն է դաշտի բացակայության դեպ-

^{*)} $\cos^3 \varphi = \frac{1}{4} \cos 3\varphi + \frac{3}{4} \cos \varphi$

^{**)} $n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + 4\pi P / E} = n_0 + n_2 E^2,$

քանի որ $(1 + x)^{1/2} = 1 + x / 2$

քում, n_2 -ը կոչվում է երրորդ կարգի ոչ գծայնության գործակից, $n_2 E^2$ -ն բեկման ցուցչի ոչ գծային հավելումն է, որն առաջանում է լույսի ինտենսիվությունից միջավայրի բեկման ցուցչի կախվածության հետևանքով և այն այնքան մեծ է, որքան մեծ է ընկնող լույսի ինտենսիվությունը: Այսպիսով, ինտենսիվ լույսի ազդեցությամբ փոխվում է միջավայրի բեկման ցուցիչը, և նախապես համասեռ միջավայրը դառնում է անհամասեռ, որի հետևանքով փոխվում է միջավայրով տարածվող լուսային փնջի տարածական և ժամանակային կառուցվածքը: Այդպիսի երևույթը կոչվում է **լուսային ալիքների ինքնազդեցության երևույթ**:

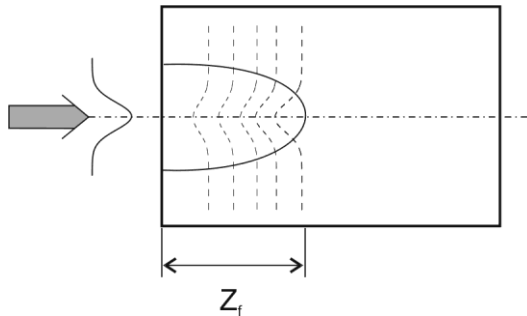
Ուժեղ լուսային դաշտի ազդեցությամբ միջավայրում անհամասեռությունների մակածումը պայմանավորված չէ միայն օպտիկական էլեկտրոնի ոչ գծային արձագանքով, այլ նաև մի շարք այլ ֆիզիկական պատճառներով.

ա) Հեղուկներում ուժեղ լուսային դաշտի ազդեցությամբ մոլեկուլների վերակողմնորոշման հետևանքով (այսպես կոչված, բաժր հաճախականության Կերրի երևույթ),

բ) Ինտենսիվ լույսի կլանման պատճառով անջատված ջերմության հաշվին միջավայրի տաքացման հետևանքով և այլն:

Կախված լույսի և միջավայրի փոխազդեցության ֆիզիկական մեխանիզմից՝ n_2 ոչ գծայնության գործակիցը կարող է լինել դրական կամ բացասական, որից էլ կախված է փնջի էվոլյուցիայի բնույթը միջավայրում: $n_2 > 0$ միջավայրերում սահմանափակ տարածական չափեր ունեցող փունջն իր տարածման ուղղությամբ փոխում է բեկման ցուցչի արժեքը՝ համաձայն (6) բանաձևի, որի

հետևանքով փնջի կենտրոնում փուլային արագությունը դառնում է ավելի փոքր, քան եզրերում, և լույսի տարածման ընթացքում սկզբնական հարթ ալիքային ճակատն աղավաղվում է, ինչպես պատկերված է նկ. 1-ում:



Նկ. 1. Հարթ ալիքային ճակատի կորացումը
ոչ գծային միջավայրում ($n_2 > 0$):

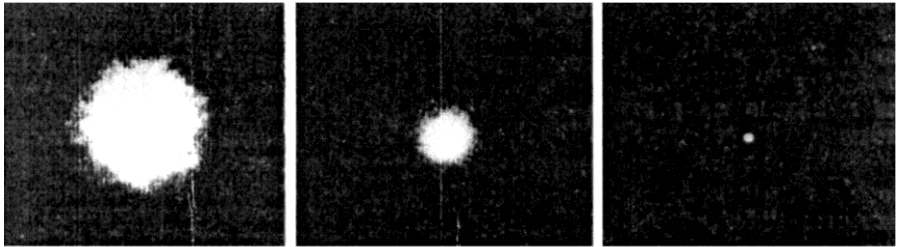
Այդ աղավաղումը համարժեք է հավաքող ոսպնյակում ալիքային ճակատի կորացմանը: Քանի որ օպտիկական ճառագայթները տարածվում են ալիքային ճակատի նորմալի ուղղությամբ, փունջն ինքնակիզակետավում է, հակառակ՝ $n_2 < 0$, դեպքում ոչ գծային միջավայրը խաղում է բացասական ոսպնյակի դեր և փունջը տարամիտում է:

Նկ. 2-ում պատկերված են ոչ գծային միջավայրի տարբեր կետերում լազերային փնջի լայնական հատույթները, որոնք ցուցադրում են ինքնակիզակետման երևույթը.

ա) փնջի լայնական հատույթը ոչ գծային միջավայրի մուտքում ~ 100 մկմ է,

բ) փնջի տրամագիծը միջավայրի որոշ երկարության վրա փոքրացել է ~ 10 անգամ,

գ) Փունջն ունի ~ 10 մկմ հաստության թելի տեսք. իրականացվել է լազերային փնջի ինքնակիզակետում ոչ գծային միջավայրում:



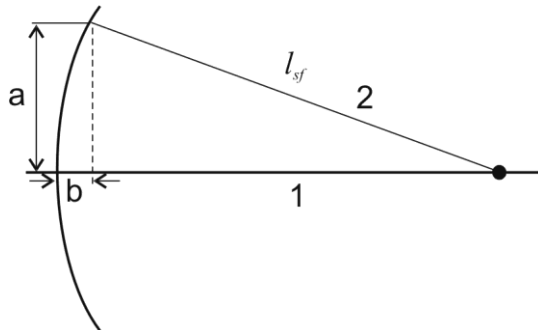
ա)

բ)

գ)

Նկ. 2. Լազերային փնջի ինքնակիզակետում
ոչ գծային միջավայրում:

Քննարկենք պարաբոլական փնջի տարածումը (6) բանաձևով նկարագրվող ոչ գծային միջավայրում և գնահատենք ինքնակիզակետման երկարությունը:



Նկ.3. Ինքնակիզակետման երկարության հաշվարկի գծանկարը:

Գրենք 1 և 2 ճառագայթների միջև $\Delta\varphi$ փուլերի տարբերությունը.

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c}(n_0 + n_2 E_0^2)l_{sf} - \frac{\omega}{c}n_0 l_{sf} = \frac{\omega}{c}n_2 E_0^2 l_{sf}$$

Նկարից երևում է, որ

$$b = l_{sf} - \sqrt{l_{sf}^2 - a^2} \approx \frac{a^2}{2l_{sf}}:$$

Ալիքային ճակատի պատկերված կորության դեպքում եզրային ճառագայթների փուլերի տարբերությունը կլինի.

$$\Delta\varphi_1 = \frac{\omega}{c}n_0 b = \frac{\omega}{c} \frac{n_0 a^2}{2l_{sf}}:$$

$\Delta\varphi$ և $\Delta\varphi_1$ փուլային տարբերությունները պետք է հավասար լինեն՝ $\Delta\varphi = \Delta\varphi_1$ և կունենանք՝

$$n_2 E_0^2 l_{sf} = \frac{n_0 a^2}{2l_{sf}},$$

որտեղից՝

$$l_{sf} = \frac{a}{E_0} \sqrt{\frac{n_0}{2n_2}}: \quad (7)$$

l_{sf} -ը կոչվում է ինքնակիզակետման երկարություն, a -ն փնջի նախնական շառավիղն է, λ_0 -ն ալիքի երկարությունը վակուումում, E_0 -ն լազերային փնջի առանցքի վրա դաշտի լարվածության արժեքը: Այսպիսով, միջավայրի ոչ գծայնությամբ պայմա-

նավորված ճառագայթների կորացման անկյունը կլինի հավասար θ_{sf} -ի, որտեղ

$$\theta_{sf} = \frac{a}{l_{sf}} :$$

Նշենք, որ ոչ գծային միջավայրում լազերային փունջը բացի ինքնակիզակետումից, ենթարկվում է նաև դիֆրակցիայի, որը բնորոշվում է $\theta_d \sim \frac{\lambda_0}{an_0}$ տարամիտման անկյամբ:

Չնարավոր է 3 դեպք.

ա) Փունջը տարամիտում է, բայց ոչ գծային միջավայրում տարամիտման անկյունը ավելի փոքր է, քան գծային միջավայրում՝ $\theta_{sf} < \theta_d$;

բ) Ոչ գծային միջավայրում տարածման ընթացքում փնջի ձևն ու չափերը մնում են հաստատուն՝ $\theta_{sf} = \theta_d$,

գ) Փունջը գուգամիտում է, այսինքն՝ ինքնակիզակետվում է՝ $\theta_{sf} > \theta_d$:

Նշենք, որ ինքնակիզակետման երևույթի դրսևորման համար լրացուցիչ պահանջ է ներկայացվում և՛ փնջի ինտենսիվությանը (լրիվ հզորությանը), և՛ միջավայրի ոչ գծայնությանը: Նկատի ունենալով այդ հանգամանքը, գտնենք ինքնակիզակետման համար անհրաժեշտ շեմային դաշտի մեծությունը: $\theta_{sf} \geq \theta_d$ պայմանից ստանում ենք՝ $E_0^2 \geq (E_0^2)_{\text{շեմ.}}$, որտեղ

$$(E_0^2)_{2\text{եմ}} = \frac{\lambda^2}{2a^2 n_0 \cdot n_2} :$$

Գտնենք դաշտի լարվածության և փնջի հզորության միջև եղած կապը: Ինտենսիվության պարաբոլական բաշխվածությամբ լազերային փնջի համար կարող ենք գրել.

$$E_0(r) = E_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} :$$

Այդ փնջի հզորությունը կլինի.

$$P = \int_0^a I(r) \cdot 2\pi r dr ,$$

որտեղ

$$I(r) = \frac{c}{8\pi} n_0 E_0^2(r) :$$

Կատարելով ինտեգրումը՝ ստանում ենք E_0^2 լարվածության և փնջի P հզորության միջև հետևյալ կապը.

$$E_0^2 = \frac{16P}{n_0 c a^2} :$$

Հետևաբար, շենային հզորության համար, ընդունելով $E_0^2 = (E_0^2)_{2\text{եմ}}$, կունենանք.

$$P_{2\text{եմ.}} = \frac{c\lambda^2}{32n_2} : \quad (8)$$

Մասնավորապես, CS_2 ոչ գծային միջավայրի համար $n_2 \approx 0,22 \cdot 10^{-19} \text{մ}^2 / \text{Վ}^2$ և $P_{2\text{եմ.}} = 23 \text{կՎտ}$:

Այստեղ հարկավոր է անել հետևյալ դիտողությունը. $n_2 > 0$ միջավայրում $P > P_{\text{շն}}$. հզորությամբ փունջը կտրուկ կիզակետվում է, որը շարունակվում է այնքան ժամանակ, մինչև զգալի են դառնում ոչ գծային այլ երևույթների ազդեցությունները, որոնք էլ ընդհատում են ինքնակիզակետումը: Թե ինչպիսի ոչ գծային երևույթներ կզարգանան կիզակետում, կախված է ոչ գծային միջավայրի հատկություններից: Դրանք կարող են լինել ստիպողական կոմբինացված ցրումը, Մանդելշտամ-Բրիլյուենյան ստիպողական ցրումը, երկֆոտոն կլանումը և այլն:

ԼՈՒՅՍԻ ԻՆՔՆԱՊԱԿԻՋԱԿԵՏՈՒՄԸ ՈՒԺԵՂ ՈՉ ԳԾԱՅՆՈՒԹՅԱՄԲ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Նախորդ քննարկման ժամանակ նշվեց, որ ուժեղ լուսային դաշտի ազդեցությամբ փոխվում են միջավայրի հատկությունները. փնջի տարածման և փնջին ուղղահայաց ուղղություններով առաջանում է բեկման ցուցչի բաշխվածություն: Ձևափոխելով (6) արտահայտությունը, կստանանք.

$$\Delta n = n - n_0 = n_2 E_0^2 : \quad (9)$$

Δn -ը կախված է միջավայրի ոչ գծային հատկություններից՝ n_2 -ից և E_0^2 -ուց, որը համեմատական է ընկնող ալիքի ինտենսիվությանը: Երբ $n_2 E_0^2$ մեծությունը փոքր է, ինքնազդեցության հետևանքով փոխվում են միայն փնջի տարածական չափերը՝ թողնելով անփոփոխ նրա տեսքը: Այդ դեպքում դիտվում է, այսպես կոչված, առանց խոտորումների ինքնաապակիզակետում: Երբ միջավայ-

րում տարածվում է մեծ ինտենսիվության ալիք, այսինքն՝ $n_2 E_0^2$ մեծությունն ունի զգալի արժեք, առաջանում են խոտորումներ, և փնջի տեսքը ձևափոխվում է:

Այս հարցը քննարկենք մանրամասն: Ենթադրենք ընկնող փնջի ինտենսիվությունն ունի հետևյալ տեսքը.

$$|E|^2 = |E_0|^2 \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right), \quad (10)$$

որտեղ r -ը փնջի լայնական կոորդինատն է, a_0 -ն՝ փնջի շառավիղը: Այսպիսի բաշխվածություն ունեցող դաշտն ընդունված է անվանել “գաուսյան”:

Անցնելով d հաստության շերտով, փնջի տարբեր հատվածները ձեռք են բերում փուլերի տարբերություն՝

$$\Delta\varphi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-d/2}^{d/2} \Delta n(r, z) dz, \quad (11)$$

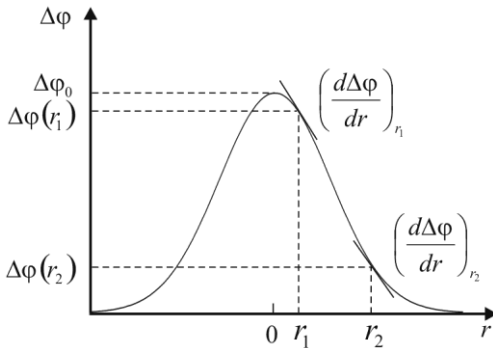
որտեղ $\Delta n(r, z) = n(r, z) - n_0$: Տեղադրելով (9) և (10), առնչությունները (11) բանաձևում՝ կստանանք.

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right) \quad (12)$$

որտեղ

$$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi d}{\lambda} n_2 E_0^2: \quad (13)$$

Հետազոտելով (12) արտահայտությունը՝ փուլերի տարբերության համար ստանում ենք հետևյալ կախվածությունը, որը պատկերված է նկ. 4-ում:



Նկ.4. Ինքնաապակիզակետման ժամանակ ինտերֆերենցիայի օղակների առաջացման պարզաբանումը:

Ինչպես երևում է, ցանկացած r_1 կետի համար գոյություն ունի նույն ածանցյալով մեկ այլ r_2 կետ: Հաշվի առնելով, որ

$$\frac{d\Delta\varphi}{dr} = k \quad (k\text{-ն ալիքային թիվն է}),$$

կարելի է ասել, որ r_1 և r_2 կետերի շրջակայքից եկող ալիքներն ունեն նույն ալիքային վեկտորը, և կարող են առաջացնել ինտերֆերենցիա:

Ինտերֆերենցիայի պատկերի առավելագույններն առաջանում են, երբ փուլերի տարբերությունը՝

$$\Delta\varphi(r_1) - \Delta\varphi(r_2) = m\pi, \quad (14)$$

որտեղ m -ը ամբողջ թիվ է: Եթե $n_2 E_0^2$ արժեքն այնպիսին է, որ $\Delta\varphi_0 \gg 2\pi$, ապա առաջանում է ինտերֆերենցիայի օղակների համակարգ, որոնց թիվը կարելի է որոշել

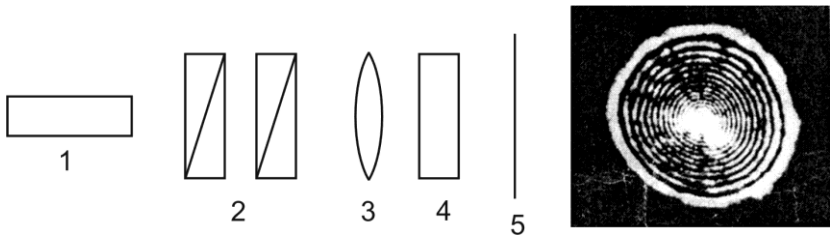
$$N = \frac{\Delta\varphi_0}{2\pi}, \quad (15)$$

առնչությամբ, որտեղ $\Delta\varphi_0$ -ն փուլերի տարբերությունն է փնջի կենտրոնում:

Այսպիսով, $n_2 E_0^2$ բավականաչափ մեծ արժեքների դեպքում դրսևորվում է խոտորումային ինքնաապակիզակետման երևույթ:

Փ Ո Ր Ձ Ն Ա Կ Ա Ն Մ Ա Ս

Փորձնական սարքը պատկերված է նկ. 5-ում.



Նկ.5. Փորձնական սարքի օպտիկական գծապատկերը:

Փորձի համար օգտագործվում է 5-10 մկտ հզորությամբ անընդհատ գործողության միամոդ լազեր (1), որի ելքային հզորությունը կարգավորվում է երկու բևեռարդների օգնությամբ (2), որոնցից երկրորդը օգտագործվում է (4) փորձանոթի վրա ընկնող լազերային ճառագայթի բևեռացումը անփոփոխ պահելու համար: Լազերային ճառագայթման հզորությունը չափվում է ИМО-2 սարքի օգնությամբ: 1-4 մմ հաստության հարթ զուգահեռ փորձանոթը, որը պարունակում է ադամանդականաչի քլորոֆորմային լուծույթ, տեղավորվում է 40-45 մմ կիզակետային հեռավորություն ունեցող

(3) ոսպնյակի կիզակետում: Անցած ճառագայթը դիտվում է (5) էկրանի վրա:

ՎԱՐժՈՒԹՅՈՒՆ 1. ԵՐՐՈՐԴ ԿԱՐԳԻ ՈՉ ԳԾԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ

1. Փնջի լայնությամբ տեղափոխել ֆոտոէլեկտրական բազմապատկիչը և չափել ինտենսիվության բաշխվածությունը (ՖԷԲ -ի ելքում չափել հոսանքը, որն համեմատական է լույսի ինտենսիվությանը՝ $I \sim |E|^2$):

2. Չափել ելքային հոսանքը փնջի կենտրոնում և կենտրոնից r հեռավորության վրա (I_0 -ն և I -ն): Ձևափոխել (10) բանա-

ձևը և կառուցել $\left(\ln \frac{I_0}{I} \right)^{1/2} = \frac{r}{a_0}$ կախվածության գրաֆիկը: Եթե

հիմնական լազերային փունջն ունի գաուսյան բաշխվածություն, ապա պետք է ստացվի ուղիղ համեմատականության գրաֆիկ, որը կոչվում է գծայնացման գրաֆիկ:

3. Կառուցել ինտերֆերենցիայի պատկերում ստացված օղակների թվի և ընկնող լույսի ինտենսիվության (հզորության) միջև կախվածության գրաֆիկ:

Օգտվելով N -ի և P -ի միջև միջև եղած հետևյալ կապից՝

$$N = \frac{\Delta\varphi_0}{2\pi} = \frac{d}{\lambda} \cdot n_2 E_0^2 = \frac{8dn_2 P}{c\lambda n_0 a^2},$$

և ստացված գծային կախվածության անկյունային գործակցից, որոշել երրորդ կարգի ոչ գծայնության n_2 գործակիցը:

**ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 2. ՀԵՂՈՒԿԻ ԲԵԿՍԱՆ ՑՈՒՑՉԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻ-
ՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱՆՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ
ՈՐՈՇՈՒՄԸ**

Ինչպես համոզվեցինք տեսական մասում, երբ $n_2 E^2$ -ն փոքր է, ապա ինքնազդեցության հետևանքով փոխվում են միայն փնջի տարածական չափերը: Մասնավորապես, ինքնաապակիզակետման ժամանակ մեծանում է միայն լազերային փնջի տարամիտումը՝ θ -ն: Ալիքային և ջերմահաղորդականության հավասարումների համատեղ լուծմամբ [4]^{*)} կարելի է ցույց տալ, որ՝

$$\theta - \theta_0 = \frac{(\partial n / \partial T) \cdot P}{\pi n_0 a_0 \chi} \cdot (1 - e^{-\alpha d}):$$

Այստեղ θ_0 -ն փնջի սկզբնական տարամիտումն է, d -ն՝ շերտի հաստությունը, α -ն՝ կլանման գործակիցը, χ -ն՝ լուծույթի ջերմահաղորդականության գործակիցը, a_0 -ն՝ փնջի նախնական շառավիղը, իսկ P -ն՝ փնջի հզորությունը:

Փորձնականորեն չափելով θ և θ_0 մեծությունները, հաշվել հեղուկի բնութագրական $(\partial n / \partial T)$ պարամետրը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.Х. Хохлов. УФН, т. 93, с. 19, 1967.
2. С.М. Аракелян, Ю.С. Чилингарян. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М. Наука, 1984.
3. Л.А. Агеев, М.Г. Кулева, Р.Г. Яровая. УФН, т. 151, в. 3, с. 537, 1987.
4. Ф. Качмарек. Введение в физику лазеров. М. Мир. 1981.