

**«ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱ»**

**ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ
ՉԵՌՆԱՐԿ**

Պրակ I

ԵՐԵՎԱՆ 2002

Ձեռնարկը կազմել են օպտիկայի ամբիոնի աշխատակիցներ

Ջ.Խ. Գրիգորյանը, Մ.Յ. Խուրշուդյանը, Վ.Բ. Պախալովը

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

Համակարգչային աշխատանքները՝

Գ.Լ. Եսայանի, Գ.Յ. Մարգարյանի,
Է.Գ. Շիգարյանի, Ա.Ս. Վարդանյանի

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ներածություն	4
<i>Աշխատանք 1</i>	
Բևեռացված լույսի ստացումն ու ուսումնասիրությունը	5
<i>Աշխատանք 2</i>	
Լույսի գունային բևեռացման սպեկտրային հետազոտությունը	18
<i>Աշխատանք 3</i>	
Լազերային ճառագայթման ուսումնասիրությունը	25
<i>Աշխատանք 4</i>	
Լույսի դիսպերսիայի ուսումնասիրությունը	40
<i>Աշխատանք 5</i>	
Ֆրենելի դիֆրակցիան կլոր անցքից	52
<i>Աշխատանք 6</i>	
Լուսաէֆեկտի օրենքների ուսումնասիրությունը	62
<i>Աշխատանք 7</i>	
Դիֆրակցող ցանցի ուսումնասիրությունը	69
<i>Աշխատանք 8</i>	
Լույսի բևեռացման հարթության բնական և մագնիսական պտտման երևույթների ուսումնասիրությունը	81
Էլեկտրամագնիսական ալիքների սանդղակը	95

Ն Ե Ր Ա Ծ ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

«Օպտիկական երևույթների ֆիզիկա» առարկան ընդհանուր ֆիզիկա դասընթացի այն բաժինն է, որը նվիրված է լույսի առաքման, կլանման և տարածման, ինչպես նաև միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության ուսումնասիրությանը:

Վերջին տարիներին օպտիկայի ամբիոնի կողմից վերանայվել է այս դասընթացի մատուցման դասական դարձած մոտեցումը և փորձ է արվել առավելագույնս համապատասխանեցնել արդի ֆիզիկայի պահանջներին, լույսը որպես մասնիկների՝ ֆոտոնների հոսք ներկայացնելու պատկերացումներին:

Այս ձեռնարկի նպատակն է համապատասխանեցնել լաբորատոր աշխատանքները դասընթացին, ուսանողներին հնարավորություն ընձեռել ծանոթանալու օպտիկական հիմնարար երևույթներին, ձևավորել արդի ֆիզիկական սարքավորումների հետ աշխատելու տարրական փորձարարական հմտություններ: Նախապես նկարագրված պարզ փորձերի օգնությամբ ուսանողը պետք է ճշտադրի և աստիճանավորի սարքերը ու գնահատի չափումների սխալանքը:

Հարկ է ընդգծել, որ այս ձեռնարկը հետազոտվող երևույթների վերաբերյալ ամբողջական պատկերացումներ ձևավորելու նպատակ չի հետապնդում: Փորձերի նկարագրություններում մատուցվում է այն նվազագույն տեսական նյութը, առանց որի հնարավոր չէ փորձարարական մեթոդների շաղկապված շարադրանքը:

Աշխատանք 1

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ՍՏԱՑՈՒՄՆ ՈՒ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակը տարբեր տեսակի բևեռացված լույսի ստացումն ու հետազոտումն է:

Տ Ե Ս Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Էլեկտրամագնիսական ալիքների հիմնական հատկությունները ($\vec{E}$ և $\vec{H}$ վեկտորների լայնականությունն ու փոխուղղահայացությունը) ստացվում են Մաքսվելի հավասարումների ուղղակի վերլուծությունից: Ենթադրվում է, որ էլեկտրամագնիսական ալիքի գոյությունը անվիճելի է և $\vec{E}$ ու $\vec{H}$ վեկտորների տարածումը միասնական պրոցես է:

1. Ապացուցված է տարածության մեջ ալիքների ձևով տարածվող էլեկտրամագնիսական դաշտերի գոյությունը:

2. Հաստատված են ազատ էլեկտրամագնիսական ալիքների լայնականությունը և $\vec{E}$ ու $\vec{H}$ վեկտորների փոխուղղահայացությունը:

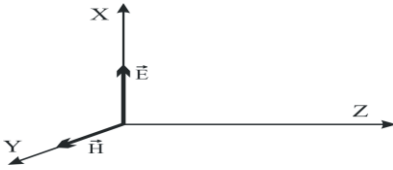
3. Նշված են էլեկտրամագնիսական ալիքների բևեռացման հնարավոր տեսակները:

4. Ստացված են էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման արագության $u = c / \sqrt{\epsilon\mu}$ արտահայտությունը (Մաքսվելի բանաձևը) և տարածության ցանկացած կետում ժամանակի յուրաքանչյուր պահին $\vec{E}$ և $\vec{H}$ վեկտորների միջև եղած քանակական առնչությունը:

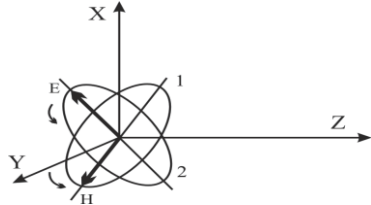
Տարածման ուղղությամբ (z առանցքին) ուղղահայաց $\vec{E}$ և $\vec{H}$ փոխուղղահայաց վեկտորների փոխադարձ դասավորվածությունը ցույց է տրված նկ. 1-ում: Խնդրի այսպիսի պարզեցումը, որի դեպքում $\vec{E}$ և $\vec{H}$ վեկտորների ուղղությունները տարածվող ալիքում մնում են անփոփոխ: Դա շատ կարևոր է և լայնորեն կիրառվում է լույսի էլեկտրամագնիսական տեսության մեջ (գծային բևեռացված ալիք):

Գծային բևեռացումով չեն սպառվում էլեկտրամագնիսական ալիքների բևեռացման հնարավոր տեսակները: Հաճախ առաջանում է այնպիսի տատանում, որի ժամանակ յուրաքանչյուր սևեռված կետում $\vec{E}$ վեկտորի (և համապատասխանաբար՝ նրան ուղղա-

հայաց $\vec{H}$ վեկտորի) ծայրակետը էլիպս է գծում: Դա, այսպես կոչված, էլիպսական բևեռացումն է (նկ. 2), որի մասնավոր դեպքը շրջանային բևեռացումն է (շրջանային բևեռացված լույս):



Նկ. 1. Գծային բևեռացված ալիքում $\vec{E}$ և $\vec{H}$ վեկտորների փոխադարձ դասավորվածությունը:



Նկ. 2. Էլիպսական բևեռացում: $\vec{E}$ վեկտորի ծայրակետը գծում է 1-ին էլիպսը, իսկ $\vec{H}$ վեկտորի ծայրակետը՝ 2-րդ էլիպսը:

Այս դեպքում $\vec{E}$ վեկտորի ծայրակետը պտտվում է շրջանագծով: Սակայն հնարավոր է և ուրիշ սահմանային դեպք, երբ էլիպսը վեր է ածվում ոչ թե շրջանագծի, այլ ուղիղ գծի: Այսպես է առաջանում գծային բևեռացումը: Հետևաբար, էլիպսական բևեռացումը էլեկտրամագնիսական ալիքների բևեռացման ամենաընդհանուր դեպքն է: Հետագայի համար պետք է հիշել, որ այդ բևեռացումն առաջանում է երկու փոխուղղահայաց տատանումների միջև փուլերի δ տարբերության հաստատունության դեպքում: Դիցուք, $x = a_1 \cos \omega t$, $y = a_2 \cos(\omega t - \delta)$: Ազատվելով t -ից կստանանք շարժման հետագիծը, որն էլիպս է, այսինքն՝

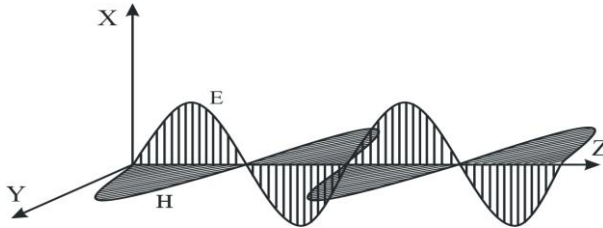
$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} - 2 \frac{x}{a_1} \frac{y}{a_2} \cos \delta = \sin^2 \delta:$$

Էլիպսի ազիմուտը կոորդինատների ընտրված համակարգում և արտակենտրոնությունը կախված են փուլերի δ տարբերությունից:

Մասնավորապես, եթե $\delta = \pi/2$, ապա $\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} = 1$, և $a_1 = a_2$ դեպքում էլիպսը վերածվում է շրջանագծի: Իսկ երբ $\delta = k\pi$ (որտեղ $k = 0, 1, 2, \dots$), էլիպսը վերածվում է ուղիղ գծի, այսինքն՝ էլիպսական բևեռացումը դառնում է գծային:

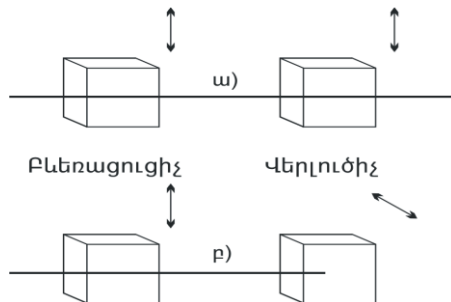
Պետք է նկատի ունենալ, որ ազատ ալիքի $\vec{E}$ ու $\vec{H}$ վեկտորները և տարածման ուղղությունը կազմում են, այսպես կոչված, աջ պտուտակ: Ազատ տարածվող այդպիսի ալիքը հաճախ անվանում են վազող ալիք, ի տարբերություն կանգուն ալիքի, որում $\vec{E}$ և $\vec{H}$

վեկտորների համափուլություն տեղի չունի: Քանի որ ազատ ալիքում այդ վեկտորները համափուլ են, այսինքն՝ առավելագույն կամ նվազագույն արժեքներ ընդունում են միաժամանակ և տարածության միևնույն կետում, ապա գծային բևեռացված ալիքի տարածումը պատկերվում է նկ. 3-ում ներկայացված տեսքով:



Նկ. 3. Գծային բևեռացված ալիքի դաշտի բաշխումը տարածության մեջ:

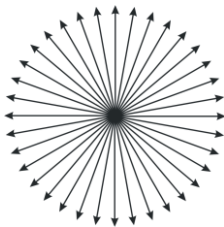
Ճառագայթման **բևեռացումը** հարթ միագույն ալիքի հիմնական բնութագիրն է: Գոյություն ունեն տարբեր տեսակի օպտիկական սարքեր, որոնց ելքում ստացվում է գծային բևեռացված լույս, որոնց միջոցով կարելի է ոչ միայն բևեռացնել ճառագայթումը, այլև ստուգել ճառագայթման բևեռացումը: Նկ. 4-ում ցույց են տրված **բևեռացուցիչ** և **վերլուծիչ** երկու փոխադարձ դիրքերը, որոնց դեպքում լույսը կամ լրիվ անցնում է, կամ էլ՝ բոլորովին չի անցնում: Էլիպսական բևեռացած լույսը (որը կարելի է շփոթել որևէ հարթության մեջ մասնակի բևեռացած լույսի հետ) հետազոտվում է խնդիրներում, որոնք նվիրված են բյուրեղում լույսի տարածման հարցերի պարզաբանմանը:



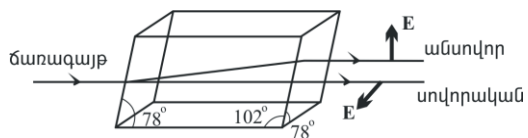
Նկ. 4. Բևեռացուցիչ և վերլուծիչի փոխադարձ դիրքերը: Սլաքներով ցույց է տրված անցնող լույսի տատանումների ուղղությունը՝ ա) վերլուծիչը լույսն անց է կացնում, բ) չի անցկացնում:

Բևեռացման երևույթի ընդհանուր ուսումնասիրության ժամանակ անհրաժեշտ է բացատրել, թե ինչպես է առաջանում առանցքային համաչափությամբ բնութագրվող բնական լույսը: Ինչպես

արդեն նշել ենք, որպես Մաքսվելի հավասարումների լուծում ծառայում է խիստ միագույն ալիքը, և այդ պատճառով այն պարտադիր պետք է լինի բևեռացած (ընդհանուր դեպքում էլիպսական բևեռացում): Միայն տատանումների ընդհատումն է (ալիքի միագունության խախտումը), որ հանգեցնում է ճառագայթման տվյալ բևեռացման անհետացմանը: Հենց այդպես է օպտիկայում, որտեղ միջին հաշվով յուրաքանչյուր 10^{-8} Կ-ում տեղի է ունենում տատանումների մարում: Եթե հնարավոր լիներ բևեռացումը հետազոտել ոչ իներցիոն սարքերի միջոցով, ապա կարելի կլիներ նկատել, թե այդքան փոքր ժամանակամիջոցների ընթացքում տարբեր էլիպսներ ինչպես են իրար փոխարինում: Ցանկացած հարմարանք, որը ծառայում է բևեռացումը հետազոտելու նպատակին, անխուսափելիորեն իներցիոն է, և մենք բնական լույսը դիտելիս միջինացնում ենք նրա բևեռացման փոփոխությունը 10^{-8} Կ-ը զգալիորեն գերազանցող ժամանակամիջոցներում: Այսպես էլ առաջանում է $\vec{E}$ վեկտորի տատանումների առանցքային համաչափությունը (չբևեռացված լույս), որը և դիտվում է փորձում (նկ. 5):



Նկ. 5. Բնական լույսում $\vec{E}$ վեկտորի տատանումների առանցքային համաչափությունը:



Նկ. 6. Զբևեռացված լույսի ճառագայթի բաժանումը երկու բևեռացված ճառագայթների իսլանդական սպաթի բյուրեղով անցնելու ժամանակ:

Կարելի է ցույց տալ, որ չբևեռացված լույսը կարելի է դիտել որպես երկու փոխուղղահայաց գծային բևեռացված, ըստ փուլերի ոչ համահարաբերակցված տատանումների գումար. դիտման ընթացքում փուլերի δ շեղումը քառսայնորեն փոխվում է: Ճառագայթման էլիպսական բևեռացումն առաջանում է այն դեպքում, երբ փուլերի այդ δ շեղումն արհեստականորեն կարելի է դարձնել ժամանակի ընթացքում հաստատուն: $\delta = 0$ դեպքում էլիպսական բևեռացումն այլակերպվում է գծայինի:

Փորձը ցույց է տալիս, որ իսլանդական սպաթի բյուրեղը լույսի նեղ փնջով լուսավորելիս նրանում առաջանում են երկու ճառագայթ, որոնք դեռ Հյույգենսի ժամանակվանից անվանել են սովորական և անսովոր (նկ. 6):

Այս երևույթը դիտվում է բյուրեղի բնական միստի վրա լույսի նորմալ անկման դեպքում ևս: Անսովոր ճառագայթի բեկման n_e ցուցիչը կախված է բյուրեղում ճառագայթի ուղղությունից, մինչդեռ n_o -ն՝ սովորական ճառագայթի բեկման ցուցիչը, բյուրեղի վրա լուսային ալիքի անկման ցանկացած անկյան դեպքում մնում է անփոփոխ: Օրինակ՝ իսլանդական սպաթի համար, երբ $\lambda = 5893\text{\AA}$ (նատրիումի սպեկտրի դեղին գիծը), $n_o = 1,658$, իսկ $1,486 \leq n_e \leq 1,658$: Հետևաբար, սովյալ դեպքում $n_e \leq n_o$: Այսպիսի բյուրեղները կոչվում են բացասական: Միևնույն ժամանակ գոյություն ունի նյութերի մի լայն դաս (օրինակ՝ բյուրեղային կվարց), որոնց համար $n_e \geq n_o$: Այդպիսի բյուրեղները կոչվում են դրական: Յուրաքանչյուր բյուրեղում գոյություն ունի այնպիսի ուղղություն, որով լույսի տարածման ժամանակ երկբեկումը բացակայում է, այսինքն՝ $n_e = n_o$: Այդ ուղղությունը կոչվում է բյուրեղի օպտիկական առանցք: ճառագայթ պարունակող ցանկացած հարթություն, որն անցնում է օպտիկական առանցքով, կոչվում է գլխավոր հատույթ: ճառագայթի երկբեկման ժամանակ բյուրեղում առաջացած երկու ճառագայթներն էլ լրիվ բևեռացված են փոխուղղահայաց երկու հարթություններում: Այս երևույթը հեշտ է ցուցադրել փորձով. դիցուք, լույսը դուրս գալով բյուրեղից ընկնում է վերլուծիչի վրա (բևեռարդ, Նիկոլի հատվածակողմ): Պտտելով վերջինս՝ մարում ենք մի ճառագայթը և անց ենք կացնում երկրորդը, իսկ ևս $\pi/2$ -ով պտտելով վերլուծիչը, լրիվ բաց ենք թողնում առաջին ճառագայթը և մարում երկրորդը: Այսպիսի փորձերի վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ սովորական ճառագայթում $\vec{E}$ վեկտորի տատանումներն ուղղահայաց են գլխավոր հատույթի հարթությանը, իսկ անսովոր ճառագայթում $\vec{E}$ վեկտորը տատանվում է գլխավոր հատույթի հարթությունում¹ (մկ. 6):

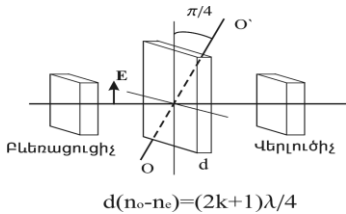
Մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում բյուրեղի օպտիկական առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ լուսային ալիքի տարածման դեպքը, երբ բեկման ցուցիչների $|n_o - n_e|$ տարբերությունն առավելագույնն է: Եթե բյուրեղի վրա, նրա օպտիկական առանցքին ուղղահայաց, ընկնում է գծային բևեռացված ալիք (որում $\vec{E}$ -ն տա-

¹ Օպտիկային վերաբերող գրականությունում օգտագործվող տերմինաբանության մեջ հաճախ գրվում է՝ «սովորական ճառագայթը բևեռացված է գլխավոր հատույթի հարթությունում»:

տանվում է ո՛չ գլխավոր հատույթի հարթության մեջ, ո՛չ էլ՝ վերջինիս ուղղահայաց), ապա բյուրեղում միևնույն ուղղությամբ տարբեր արագություններով ($u_1 = c/n_o$ և $u_2 = c/n_e$) կտարածվի երկու ալիք, որոնք բևեռացված են երկու փոխուղղահայաց ուղղություններով: Կախված քիթեղիկի d հաստությունից՝ այդ ալիքները դուրս կգան բյուրեղից փուլերի այս կամ այն δ տարբերությամբ: Յայտնի է, որ եթե $\delta = 0, \pi, \dots$, ապա արդյունարարը կլինի գծային բևեռացված ալիք: Մնացած բոլոր դեպքերում պետք է ստացվի էլիպսական բևեռացված ալիք:

Շրջանային բևեռացումն էլիպսական բևեռացման մասնավոր դեպքն է: Շրջանային բևեռացած լույսի առաջացման համար անհրաժեշտ է, որ փուլերի δ տարբերություն հավասար լինի $(2k+1)\pi/2$ -ի: Բացի այդ, պետք է հավասար լինեն երկու փոխուղղահայաց տատանումների լայնույթները: Դրան կարելի է հասնել, եթե ընկնող ալիքում $\vec{E}$ վեկտորը բյուրեղի օպտիկական առանցքի նկատմամբ ունենա որոշակի ուղղություն: Եթե նրանց միջև կազմված անկյունը հավասար է 45° -ի, ապա սովորական և անսովոր ալիքների լայնույթները հավասար են միմյանց և $\delta = (2k+1)\pi/2$ դեպքում բյուրեղից դուրս կգա շրջանային բևեռացած ալիք:

Յենց այդպես է գործում քառորդ ալիքի քիթեղիկը. (ՈՒ. 7), որը կարելի է օգտագործել ինչպես գծային բևեռացած ալիքը շրջանային բևեռացած ալիքի վերափոխելու, այնպես էլ հակառակ անցման նպատակով՝ էլիպսական բևեռացված լույսից գծային բևեռացված լույսի ստացման համար: Կատարենք այդպիսի քիթեղիկի օպտիկական հաստության տարրական հաշվարկ: Ինչպես վերը նշել ենք, $\delta = (2k+1)\pi/2$, բայց միևնույն ժամանակ $\delta = (2\pi/\lambda)(n_o - n_e)d$,



ՈՒ. 7. Քառորդ ալիքի քիթեղիկով շրջանային բևեռացած լույսի ստացման սխեման. OO' -ը քիթեղիկի . . .

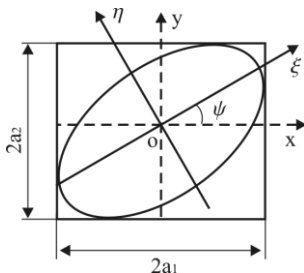
որտեղից՝ $d(n_o - n_e) = (2k+1)\lambda/4$:

Դա էլ հենց պարզաբանում է քիթեղիկի անվանումը: Այդպիսի քիթեղիկները սովորաբար պատրաստում են կվարցից, երբեմն էլ փայլարի բարակ շերտերից: $\lambda/4$ քիթեղիկի հատկությունները հեշտ է ստուգել՝ տեղադրելով այն երկու խաչված բևեռացուցիչների միջև: Եթե վերլուծիչի պտտման ժամանակ անցած լույսի ինտենսիվությունը չի փոփոխվում, ապա հաստությունը ճիշտ է ընտրված և քիթեղիկի ելքում ստացվում է շրջանային

բևեռացված լույս: Ավելացնելով ևս մի այդպիսի թիթեղիկ՝ կարելի է շրջանային բևեռացումը դարձյալ վերածել գծայինի, ինչպես հեշտ է համոզվել՝ պտտելով վերլուծիչը: Այդպիսի փորձերում, իհարկե, թիթեղիկի վրա ընկնող ալիքում $\vec{E}$ վեկտորը թիթեղիկի գլխավոր հատույթի հարթության հետ պետք է կազմի $\pi/4$ անկյուն: Դա ստացվում է ճառագայթի ուղղության շուրջը բևեռացուցիչի և թիթեղիկի միմյանց նկատմամբ հարաբերական պտտման շնորհիվ: Այստեղ անհրաժեշտ է նշել, որ եթե ընկնող ալիքում $\vec{E}$ վեկտորի տատանումների ուղղությունը համընկնում է $\lambda/4$ թիթեղիկի օպտիկական առանցքին (կամ այդ առանցքին ուղղահայաց է), ապա թիթեղիկով կանցնի միայն մեկ ալիք: Այդ դեպքում թիթեղիկից դուրս կգա գծային բևեռացած ալիք:

Շատ կարևոր է գիտենալ, որ այս բոլոր երևույթները դիտվում են թիթեղիկը գծային բևեռացած լույսով լուսավորելիս: Եթե այն լուսավորվի բնական (չբևեռացած) լույսով, ապա, իհարկե, ելքում էլիպսական բևեռացում չի լինի: Դա միանգամայն հասկանալի է, քանի որ բնական լույսը այնպիսի մի ճառագայթում է, որում փոխ-ուղղահայաց տատանումների միջև փուլերի տարբերությունը համահարաբերակցված է: Այդ պատճառով էլ փուլերի լրացուցիչ δ տարբերությունը մտցնելը ոչինչ չի կարող փոփոխել բնական լույսի բնութագրումը:

Ընդհանուր առմամբ էլիպսի առանցքները զուգահեռ չեն x և y առանցքներին: Ենթադրենք, $o\xi$ և $o\eta$ նոր առանցքներն ուղղված են էլիպսի առանցքներով, իսկ ψ ($0 \leq \psi < \pi$)-ն x և ξ գլխավոր առանցքի միջև ընկած անկյունն է (նկ. 8): Այդ ժամանակ E_ξ և E_η բաղադրիչների կապը E_x -ի և E_y -ի հետ կտրվի հետևյալ առնչությո



Նկ. 8. Բևեռացման էլիպսի կողմնորոշումը x, y առանցքների նկատմամբ:

յուններով՝

$$E_\xi = E_x \cos \psi + E_y \sin \psi,$$

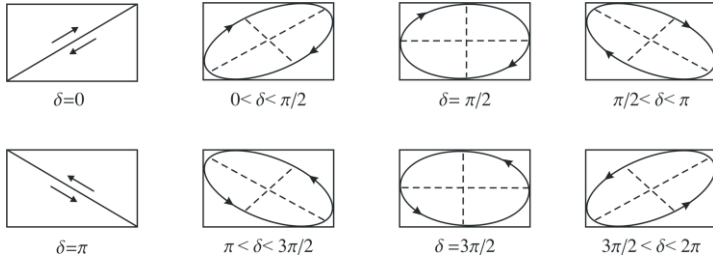
$$E_\eta = -E_x \sin \psi + E_y \cos \psi:$$
 Եթե $2a$ -ն և $2b$ -ն $|a > b|$ էլիպսի առանցքների երկարություններն են, ապա էլիպսի հավասարումը $o\xi$ և $o\eta$ առանցքների նկատմամբ կունենա հետևյալ տեսքը.

$$E_\xi = a \cos(\tau + \delta), E_\eta = \pm b \sin(\tau + \delta) \quad (1)$$

Երկու նշաններով պայմանավորված են հնարավոր երկու ուղղությունները, որոնցով կարող է շարժվել էլիպս գծող

էլեկտրական վեկտորի ծայրը:

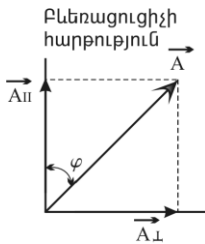
Պայմանականորեն ընդունված է էլիպսական բևեռացումն անվանել աջ, եթե լուսային ճառագայթի դիմացից նայողին քվում է, թե էլեկտրական վեկտորի ծայրը էլիպս է գծում՝ շարժվելով ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ: Եվ այդ դեպքում պարբերության բառորդ մասով տարբերվող ժամանակի երկու պահերին (1)-ին բանաձևի արժեքներից բխում է, որ $\sin \delta > 0$: Չախ բևեռացման համար $\sin \delta < 0$ (նկ. 9):



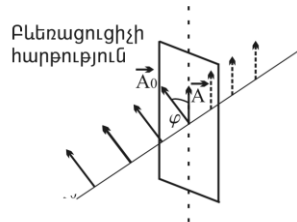
Նկ. 9. Բևեռացման էլիպսները δ -ի տարբեր արժեքների համար:

Գծային բևեռացված լույս կարելի է ստանալ բնական լույսից բևեռացուցիչ կոչվող սարքերի միջոցով: Այդ սարքերը հեշտությամբ բաց են թողնում այն տատանումները, որոնք զուգահեռ են մի հարթության, որն անվանելու ենք բևեռացուցիչի հարթություն, և լրիվ կասեցնում են այդ հարթությանն ուղղահայաց տատանումները: Բևեռացուցիչի հարթության հետ φ անկյուն կազմող հարթության մեջ կատարվող A լայնությունով տատանումը կարելի է վերածել երկու տատանումների՝ $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ և $A_{\perp} = A \sin \varphi$ լայնությամբ (նկ.10) ճառագայթն ուղղահայաց է նկարի հարթությանը): Առաջին տատանումը կանցնի սարքի միջով, երկրորդը՝ կկասեցվի: Անցած ալիքի ինտենսիվությունը համեմատական է $A_{\parallel}^2 = A^2 \cos^2 \varphi$ -ին, այսինքն՝ հավասար է $I \cos^2 \varphi$, որտեղ I -ն A լայնությամբ տատանման ինտենսիվությունն է: Հետևաբար, բևեռացուցիչի հարթությանը զուգահեռ տատանումը իր հետ կրում է ինտենսիվության $\cos^2 \varphi$ մասը: Բնական լույսում φ -ի բոլոր արժեքները հավասար հավանական են: Ուստի բևեռացուցիչի միջով անցած լույսի բաժինը հավասար կլինի $\cos^2 \varphi$ -ի միջին արժեքին, այսինքն՝ 1/2-ի: Բնական ճառագայթի ուղղության շուրջը բևեռացուցիչը պտտելիս՝ անցած լույսի ինտենսիվությունը մնում է նույնը, փոխվում է միայն սարքից դուրս եկող լույսի տատանումների հարթության կողմնորոշումը:

Դիցուք, բևեռացուցիչի վրա ընկնում է A_0 լայնությով և I_0 ինտենսիվությամբ հարթ-բևեռացված լույս (նկ.11): Սարքի միջով կանցնի տատանման բաղադրիչը, որի լայնությը՝ $A = A_0 \cos \varphi$, որտեղ φ -ն ընկնող լույսի տատանումների հարթությունով և բևեռացուցիչի հարթությունով կազմված անկյունն է: Հետևաբար, անցած լույսի I ինտենսիվությունը որոշվում է Մալյուի օրենքով՝

$$I = I_0 \cos^2 \varphi :$$


Նկ. 10.



Նկ. 11.

Բնական լույսի ճանապարհին դնենք երկու բևեռացուցիչներ, որոնց հարթությունները կազմում են φ անկյուն: Առաջին բևեռացուցիչից դուրս կգա հարթ (գծային) բևեռացված լույս, որի I_0 ինտենսիվությունը կկազմի բնական լույսի $I_{բն}$ ինտենսիվության կեսը: Մալյուի օրենքի համաձայն երկրորդ բևեռացուցիչից դուրս կգա $I_0 \cos^2 \varphi$ ինտենսիվության լույս: Այսպիսով՝ երկու բևեռացուցիչների միջով անցած լույսի ինտենսիվությունը՝

$$I = \frac{1}{2} I_{բն} \cos^2 \varphi :$$

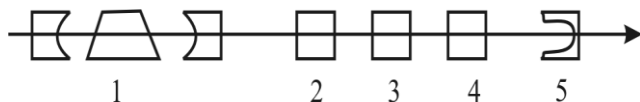
Առավելագույն ինտենսիվությունը, որ հավասար է $\frac{1}{2} I_{բն}$ ստացվում է, երբ $\varphi = 0$ (բևեռացուցիչները զուգահեռ են): $\varphi = \pi/2$ դեպքում ինտենսիվությունը հավասար է զրոյի՝ խաչված բևեռացուցիչները լույս չեն անցկացնում:

Այն լույսը, որի տատանումները մի ուղղությամբ գերակշռում են այլ ուղղությունների տատանումներին, կոչվում է մասամբ բևեռացված: Այդպիսի լույսը կարելի է դիտել որպես բնականի և հարթ-բևեռացվածի խառնուրդ: Եթե մասամբ բևեռացված լույսը անցկացնենք բևեռացուցիչի միջով, ապա սարքը ճառագայթի ուղղության շուրջը պտտելիս, անցած լույսի ինտենսիվությունը կփոփոխ-

վի $I_{\text{առավ.ից}}(I_{\text{max}})$ մինչև $I_{\text{նվազ.ի}}(I_{\text{min}})$ սահմաններում, ընդ որում՝ անցումը այս արժեքներից մեկից մյուսին կկատարվի $\varphi = \pi/2$ անկյունով պտտելիս (մեկ լրիվ պտույտի դեպքում երկու անգամ կստացվի ինտենսիվության մաքսիմալ արժեքը և երկու անգամ՝ մինիմալը): **Քնեռացման աստիճան** է կոչվում հետևյալ մեծությունը՝ $P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}$: Հարթ քնեռացված լույսի համար՝ $I_{\text{min}} = 0$ և $P = 1$, բնական լույսի համար՝ $I_{\text{max}} = I_{\text{min}}$ և $P = 0$:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Նկ. 12-ում պատկերված է փորձի գծապատկերը: /1/ Գազային լազերի $\lambda = 6328\text{\AA}$ ալիքի երկարությամբ միագույն լույսի զուգահեռ փունջն անցնում է /2/ քնեռացուցիչով, /3/ բյուրեղով և /4/ վերլուծիչով, ընկնում լուսաընդունիչի վրա, որին միացված է B7-20 վոլտմետրը: Նրա ցուցմունքները համեմատական են լույսի ինտենսիվությանը ($I \sim \langle E^2 \rangle$): Բյուրեղը λ ալիքի երկարության համար քառորդալիքային թիթեղիկ է:



Նկ. 12. Քնեռացված լույսի հետազոտման փորձարարական սարքի գծապատկերը:

Գազային լազերը օգտագործվում է որպես միագույն լույսի աղբյուր: Տվյալ աշխատանքում այդպիսի լույսի անհրաժեշտությունը պայմանավորված է նրանով, որ երկու տատանումների միջև փուլերի որոշակի տարբերության առաջացումը բյուրեղում հնարավոր է միայն ալիքի որոշակի երկարության համար, որը համընկնում է բյուրեղից դուրս եկող լույսի որոշակի քնեռացման: $\text{He} - \text{Ne}$ գազային լազերով աշխատելու ժամանակ քառորդալիքային թիթեղիկը պետք է ընտրվի լազերի $\lambda = 6328\text{\AA}$ ալիքի երկարության համար: Գազային լազերով լուսավորելու դեպքում քնեռացուցիչի անհրաժեշտությունը վերանում է, քանի որ այն տալիս է գծային քնեռացված լույս:

Եթե $\lambda/4$ թիթեղիկի վրա ուղղենք գազային լազերի ճառագայթման զուգահեռ փունջ, ապա թիթեղիկով միննումյն

ուղղությամբ կտարածվի երկու ալիք: Ճառագայթներից մեկուն էլեկտրական վեկտորի տատանումները ուղղված են օպտիկական առանցքով՝ OH_1 (անսովոր), մյուսում՝ (սովորական) ուղղահայաց օպտիկական առանցքին, այսինքն՝ ուղղված է OH_2 -ով: Եթե գազային լազերի ճառագայթման էլեկտրական վեկտորի ուղղությունը կազմում է $\alpha = 45^\circ$ անկյուն, քիթեղիկի գլխավոր հարթություններից մեկի հետ, ապա սովորական և անսովոր ճառագայթներում տատանումների լայնությունը կլինեն հավասար և քանի որ $\lambda/4$ քիթեղիկն անցնելուց հետո այդ ճառագայթները ձեռք են բերում $\pi/2$ փուլերի տարբերություն, ապա քիթեղիկի ելքում կունենանք շրջանային բևեռացված լույս: Պարզ է նաև, որ երբ գազային լազերի լույսում տատանումների $\vec{E}_0$ ուղղությունը համընկնում է քիթեղիկի գլխավոր ուղղություններից մեկի հետ (քիթեղիկը պտտելու դեպքում դա կլինի 4 անգամ), ապա լույսի բաժանումը երկու ալիքների տեղի չի ունենա, և լույսը կպահպանի իր նախկին գծային բևեռացումը:

Որպես $\lambda/4$ քիթեղիկ հաճախ օգտագործում են փայլար, որի մշակումն առանձին դժվարություն չի ներկայացնում: Փայլարը երկառանցքանի բյուրեղ է, բայց որոշակի մշակման և դիրքորոշման համար այն դրսևորվում է որպես միառանցքանի բյուրեղ:

Ելքում գտնվող երկրորդ բևեռացուցիչը (վերլուծիչը) ծառայում է բևեռացված լույսի հետազոտման համար: Ճիշտ արդյունքներ ստանալու համար անհրաժեշտ է փորձի ընթացքում հսկել $He - Ne$ լազերի հզորության մակարդակը:

ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 1. ԲՆԱԿԱՆ (ԶԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ) ԼՈՒՅՍԻ ԴԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Որպես լույսի աղբյուր օգտագործել շիկացման լամպ: Լույսի փունջն ուղղել դեպի լուսաընդունիչ (տվյալ դեպքում՝ ֆոտոէլեմենտ), որին միացված է վոլտմետր: Լույսի փնջի առջև տեղադրել բևեռացուցիչ, որին ամրացված է անկյունային բաժանմունքներով սանդղակ: Պտտել բևեռացուցիչը և սանդղակի տարբեր արժեքների համար գրանցել վոլտմետրի ցուցմունքները. բևեռացուցիչի յուրաքանչյուր դիրքում անցած լույսի ինտենսիվությունը չի փոխվում (վոլտմետրի ցուցմունքները չեն փոխվում): Այժմ բևեռացուցիչով անցած լույսի առջև տեղադրել վերլուծիչ: Պտտել վերլուծիչը այնքան, մինչև վոլտմետրի ցուցմունքը դառնա զրո: Դա նշանակում է, որ վերլուծիչը խաչված է բևեռացուցիչին (բևեռացուցիչով անցած

լույսը գծային բևեռացված է): Դեկարտյան կոորդինատական համակարգում կառուցել ինտենսիվության գրանցված արժեքների և φ անկյան միջև կախվածության գրաֆիկն ու համեմատել $\cos^2 \varphi$ տեսական գրաֆիկի հետ:

ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 2. $\lambda/4$ ԹԻԹԵՂԻԿԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄ. ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ՍՏԱՑՈՒՄ

Սիացնել $He - Ne$ լազերը, որի ճառագայթումը գծային բևեռացված է:

Գազային լազերի հարթ զուգահեռ գծային բևեռացված փունջն ուղղել վերլուծիչի վրա, և վերջինս պտտել ճառագայթի շուրջը այնպիսի անկյունով, մինչև վերլուծիչով անցած լույսի ինտենսիվությունը դառնա նվազագույն: Գազային լազերի և վերլուծիչի միջև տեղադրել $\lambda/4$ թիթեղիկ: Վոլտմետրի ցուցմունքը կփոխվի: Թիթեղիկը պտտել այնպիսի անկյունով, որպեսզի վոլտմետրի ցուցմունքը կրկին ունենա նվազագույն արժեք: Այդ դիրքում $\lambda/4$ թիթեղիկին ամրացված սանդղակի ցուցմունքը կհամընկնի այդ թիթեղիկի գլխավոր հարթություններից մեկի ուղղության հետ: Գրանցել սանդղակի ցուցմունքը: Շարունակել պտտել $\lambda/4$ թիթեղիկը և հետևել վոլտմետրի ցուցմունքին մինչև կրկին այդ ցուցմունքը դառնա նվազագույն: Սանդղակի այդ ցուցմունքը այժմ համապատասխանում է թիթեղիկի մյուս գլխավոր հարթության ուղղությանը: Այդ ցուցմունքների արժեքները տարբերվում են 90° -ով:

$\lambda/4$ թիթեղիկը կողմնորոշել սանդղակի այդ երկու արժեքների միջին դիրքում՝ պտտելով թիթեղիկը $+45^\circ$ -ով (-45°): Անշարժ թողնել $\lambda/4$ թիթեղիկը, և պտտել վերլուծիչը լույսի փնջի շուրջը մեկ լրիվ պտույտով՝ գրանցելով վոլտմետրի ցուցմունքները, որոնց արժեքները գրեթե չեն փոխվում: Դա նշանակում է, որ լույսը շրջանային բևեռացված է:

Չափումները կատարել մի քանի անգամ:

ՎԱՐԺՈՒԹՅՈՒՆ 3. ԷԼԻՊՍԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ՍՏԱՑՈՒՄ

Էլիպսական բևեռացված լույս ստանալու համար փոխել թիթեղիկի կողմնորոշման անկյունը $+45^\circ$ (կամ -45° , որի դեպքում ստացվել է շրջանային բևեռացված լույս) $+30^\circ$ -ով (կամ -30°): Անշարժ թողնել բյուրեղիկը: Պտտել վերլուծիչը լույսի փնջի շուրջ

մեկ լրիվ պտույտով: Վերլուծիչի տարբեր դիրքերի համար գրանցել վոլտմետրի ցուցմունքները: Բևեռային կոորդինատական համակարգում կառուցել անցած լույսի ինտենսիվության և վերլուծիչի յուրաքանչյուր դիրքին համապատասխանող անկյան միջև կախվածության գրաֆիկ: Ակնհայտ է, որ էլիպսի առանցքներն ուղղված են գրաֆիկի առավելագույն և նվազագույն լարերով:

Այժմ գտնել լուսային տատանումների էլիպսի կիսաառանցքների հարաբերությունը և ուղղությունները: Տատանումների էլիպսի կիսաառանցքների հարաբերությունը կարելի է գտնել փորձում ստացված գրաֆիկի առավելագույն և նվազագույն լարերի երկարությունների հարաբերություններից արմատ հանելով (լուսաընդունիչով չափվում է լույսի ինտենսիվությունը, որը համեմատական է E^2 վեկտորի լայնույթի քառակուսուն): Համեմատել էլիպսի կիսաառանցքների փորձով որոշված հարաբերությունը տեսական արժեքի հետ, որը ստացվում է, երբ թիթեղիկը պտտված է $+30^\circ$ -ով (-30°): Գիտենալով էլիպսի a և b կիսաառանցքների հարաբերությունը և նրանց ուղղությունը՝ կառուցում ենք էլիպս՝

$$\text{օգտվելով } \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \text{ բանաձևից:}$$

ԽՆԴԻՐ. Ինչպես տարբերել աջ շրջանային բևեռացված լույսը ձախ շրջանային բևեռացված լույսից:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Ն.Ի. Կալիտենսկի, «Ալիքային օպտիկա», Երևան, 1984 թ.:
2. В.И. Иверонова, Физический практикум, № 143, изд. "Наука", 1968.
3. М. Борн, Э.Вольф, Основы оптики, I, 4, изд. "Наука", 1970.
4. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, Физическая оптика, изд. МУ, 1998.

Աշխատանք 2.

ԼՈՒՅՍԻ ԳՈՒՆԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆ

Աշխատանքի նպատակն է ուսումնասիրել բյուրեղական թիթեղում լույսի երկբեկված ճառագայթների ինտերֆերենցիան և սպեկտրային հետազոտության միջոցով որոշել թիթեղիկի երկբեկման մեծությունը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Լուսային ալիքը ձևավորվում է առանձին ատոմների արձակած ալիքների բազմաթիվ ալիքաշարերից (ցուգերից): Յուրաքանչյուր ալիքաշարի համար տատանումների հարթությունը կոդմորոշված է պատահական ձևով:

Բնական լույսում տարբեր ուղղությունների տատանումներն արագ և անկանոն կերպով փոխարինում են իրար: Այն լույսը, որում տատանումների ուղղությունները որևէ ձևով կարգավորված են, կոչվում է բևեռացված: Եթե լուսային վեկտորի տատանումները տեղի են ունենում միայն մի հարթության մեջ, լույսը անվանում են հարթ (զծային) բևեռացված: Հարթությունը, որի մեջ տատանվում է լուսային վեկտորը (այսինքն՝ էլեկտրական դաշտի $\vec{E}$ լարվածության վեկտորը), անվանվում է տատանումների հարթություն: Պատմականորեն բևեռացման հարթություն է կոչվել ոչ թե այն հարթությունը, որում տատանվում է $\vec{E}$ վեկտորը, այլ՝ նրան ուղղահայաց հարթությունը: Այս ձևով սահմանված բևեռացման հարթությունը պակաս ակնառու է, քան տատանումների հարթությունը:

Բյուրեղներով անցնող լուսային ճառագայթների երկբեկման երևույթը 1670 թ. հայտնագործել է Բարթոլիմը և մանրամասն հետազոտել՝ Յույգենսը:

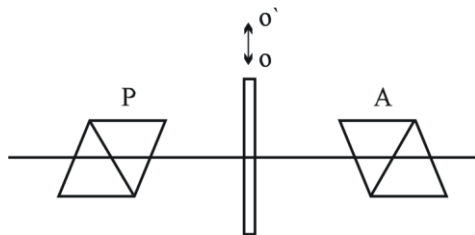
Փորձը ցույց է տալիս, որ իսլանդական սպաթի բյուրեղը լույսի նեղ փնջով լուսավորելիս՝ երկբեկման պատճառով առաջանում է երկու ճառագայթ, որոնք անվանվել են սովորական և անսովոր: Անսովոր ճառագայթի n_e բեկման ցուցչի արժեքը փոխվում է բյուրեղում ճառագայթի տարածման ուղղությունից կախված, մինչդեռ n_o -ն՝ սովորական ճառագայթի բեկման ցուցիչը, մնում է անփոփոխ:

Յուրաքանչյուր բյուրեղում գոյություն ունի այնպիսի ուղղություն, որով լույսի տարածման ժամանակ երկբեկումը բացակայում է, այսինքն՝ $n_e = n_o$: Այդ ուղղությունը կոչվում է բյուրեղի օպտի-

կական առանցք: Օպտիկական առանցք և ճառագայթ պարունակող հարթությունը անվանվում է գլխավոր հատույթ: Բնության մեջ գոյություն ունեն միառանցք և երկառանցք բյուրեղներ: Ճառագայթի երկբեկման ժամանակ բյուրեղում առաջացած ճառագայթները լրիվ բևեռացված են փոխուղղահայաց երկու հարթություններում: Սովորական ճառագայթի $\vec{E}$ վեկտորի տատանումներն ուղղահայաց են գլխավոր հատույթի հարթությանը, իսկ անսովոր ճառագայթի $\vec{E}$ վեկտորը տատանվում է գլխավոր հարթությունում:

Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, եթե բյուրեղի վրա, նրա օպտիկական առանցքին ուղղահայաց ընկնում է զծային բևեռացված ալիք (որում $\vec{E}$ -ն տատանվում է ո՛չ գլխավոր հատույթի հարթության մեջ, ո՛չ էլ վերջինիս ուղղահայաց), ապա բյուրեղում միևնույն ուղղությամբ կտարածվեն երկու ալիքներ՝ տարբեր արագություններով, որոնք բևեռացված են երկու փոխուղղահայաց ուղղություններով: Թիթեղիկի d հաստությունից կախված՝ այդ ալիքները դուրս կգան բյուրեղից փուլերի այս կամ այն δ տարբերությամբ: Տատանումների փոխուղղահայացության հետևանքով դրանք չեն կարող ինտերֆերենցել: Այդ դեպքում ստացվում է էլիպսական բևեռացված լույս:

Մանրամասն հետազոտենք միջավայրով անցած բևեռացված լույսի ինտերֆերենցիան, երբ բյուրեղի օպտիկական առանցքին զուգահեռ կտրված հարթ թիթեղիկը տեղադրված է P բևեռացուցիչով և A վերլուծիչով անցնող լույսի զուգահեռ փնջին խիստ ուղղահայաց (նկ. 1): Բևեռացուցիչը և վերլուծիչը միևնույն սկզբունքով աշխատող օպտիկական սարքեր են, որոնք բաց են թողնում տատանումներ՝ ուղղված որոշակի հարթության մեջ:

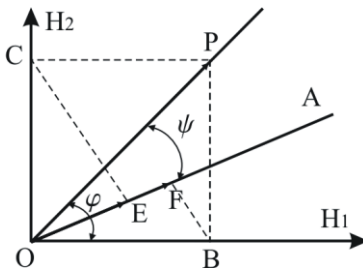


Նկ. 1. Բևեռացված լույսի ինտերֆերենցիայի հետազոտման սարքի սկզբունքային գծապատկերը (OO' - ը թիթեղիկի օպտիկական առանցքն է):

P բևեռացուցիչն առաջացնում է զծային բևեռացած ալիք: Բյուրեղական թիթեղիկում գոյանում է երկու ալիք, որոնց փուլերը հարաբերակցված են, իսկ տատանումները՝ փոխուղղահայաց: Յու-

րաքանջյուր ալիքից A վերլուծիչը բաց է թողնում տատանման որոշակի բաղադրիչներ և դրանով իսկ ապահովում այդ երկու ալիքների ինտերֆերենցիայի դիտման հնարավորությունը:

Պատելով վերլուծիչը, նկատում ենք անցած լույսի ինտենսիվության փոփոխություն (այդ ինտենսիվությունը, շնորհիվ ինտերֆերենցիայի, կախված է նաև բյուրեղական թիթեղիկի հաստությունից, թեքությունից և կողմնորոշումից): Հատկապես գեղեցիկ երևույթներ են առաջ գալիս, երբ սարքը լուսավորվում է ոչ միագույն լույսով (օրինակ՝ անընդհատ սպեկտր արձակող որևէ աղբյուրի ճառագայթմամբ): Այդ ժամանակ բևեռացուցիչը (կամ վերլուծիչը) բյուրեղական թիթեղիկի նկատմամբ պտտելիս դիտվում է անցած լույսի գունավորման փոփոխություն: Ըստ որում, վերլուծիչի պտտումը $\pi/2$ -ով հանգեցնում է լրացուցիչ գունավորման առաջացման (կանաչ գույնը վերածվում է կարմրի և՛ հակառակը):



Նկ. 2. Բյուրեղիկում գրգռվող տատանումների թույլատրելի ուղղությունների և բևեռացուցիչի ու վերլուծիչի առանցքների փոխադարձ դասավորությունը:

անկյունն է, ապա թիթեղիկով անցած լույսի էլեկտրական դաշտի լարվածության բաղադրիչների լայնությունը կպատկերվեն OB և OC հատվածներով, որոնք հավասար են՝

$$OB = E_0 \cos \varphi, \quad OC = E_0 \sin \varphi :$$

Բևեռացուցիչի նկատմամբ ψ անկյունով պտտված վերլուծիչով անցնելուց հետո՝ այդ բաղադրիչների լայնությունը կփոքրանան: Դրանք պատկերված են OF և OE հատվածներով, որոնց երկարություններն են՝

$$\begin{aligned} E_{01} &= OF = E_0 \cos \varphi \cos(\varphi - \psi) \\ E_{02} &= OE = E_0 \sin \varphi \sin(\varphi - \psi) \end{aligned} \quad (1)$$

Այդ երկու տատանումների փուլերի տարբերությունը, թիթեղի-
կի d հաստությունից կախված, հավասար է

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d \quad (2)$$

Գումարային ինտենսիվությունը $I \sim E^2$ որոշվում է՝

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta \quad (3)$$

առնչությամբ: Նկատի ունենալով (1) բանաձևերը և հաշվի առնելով,
որ $\cos \delta = 1 - 2 \sin^2(\delta/2)$, գտնում ենք՝

$$I = E_0^2 [\cos^2 \psi - \sin 2\varphi \sin 2(\varphi - \psi) \sin^2(\delta/2)] \quad (4)$$

Եթե հեռացնենք երկբեկող բյուրեղը ($\delta = 0$), ապա ինտենսիվությո-
ւոնը՝ $I = E_0^2 \cos^2 \psi$: Այսինքն՝ (4) բանաձևի առաջին անդամը որոշ-
վում է միայն բևեռացուցիչի և վերլուծիչի փոխադարձ դիրքով: Այն
առավելագույն արժեք ունի, երբ բևեռացուցիչը և վերլուծիչը զու-
գահեռ են դասավորված և նվազագույն արժեք ունի (զրոյի է հա-
վասար), երբ նրանք խաչված են (Մալյուի օրենք): (4) բանաձևի
երկրորդ անդամը կախված է φ և ψ անկյուններից, δ փուլերի
տարբերությունից (իետևաբար և ընկնող լույսի λ ալիքի երկարութ-
յունից) և արտահայտում է բյուրեղական թիթեղի դերը:

Դիտարկենք երկու մասնավոր դեպք.

1-ին դեպքում՝ Բևեռացուցիչը և վերլուծիչը խաչված են (միմ-
յանց ուղղահայաց են՝

$$\psi = \pi/2 \text{ և } I_{\perp} = E_0^2 [\sin^2 2\varphi \sin^2(\delta/2)] \quad (5)$$

Լույսի ինտենսիվությունը կլինի նվազագույն՝ $I = 0$, սարքով
անցնող բոլոր ալիքների երկարությունների համար երկու
պայմանների դեպքում. $\varphi = 0$; $\frac{\pi}{2}$, π . և այլն (6):

Այլ կերպ ասած, եթե բևեռացուցիչի և վերլուծիչի կողմից բաց
թողնվող տատանումների ուղղությունները համընկնում են բյուրեղի
գլխավոր ուղղություններից որևէ մեկի հետ, և բևեռացուցիչից դուրս
եկած լույսի բևեռացման վիճակը չի փոխվում բյուրեղով անցնելիս
(այսինքն՝ թիթեղիկում լույսի երկբեկում չի դիտվում): Լույսը պահ-
պանում է բևեռացման սկզբնական ուղղությունը և բաց չի թողնվում
վերլուծիչով, ինչպիսին էլ որ լինի թիթեղի հաստությունը: Ինտեր-
ֆերենցիան բացակայում է և $I_{\perp \text{ նվազ}} = 0$: Ինտենսիվությունը կլինի
նվազագույն նաև $\delta = 2\pi k$ դեպքում (այսինքն՝ $\lambda k = d(n_e - n_o)$), որ-

տեղ $k=1,2,3\ldots$ ամբողջ թիվ է), երբ

$$\Delta n = (n_0 - n_e) \neq 0: \quad (7)$$

Բայց (7) պայմանը չի կարող միաժամանակ իրականանալ բոլոր ալիքների երկարությունների համար, և հետևաբար մարվում են միայն որոշակի ալիքներ, ուստի սպիտակ լույսի դեպքում թիթեղը կլինի գունավորված՝ կախված $\Delta = d(n_e - n_0)$ -ից:

Անցած լույսի ինտենսիվությունը կլինի առավելագույն բյուրեղական թիթեղի երկու դիրքերի դեպքում.

$$\varphi = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}, \dots, \text{ և այլն:} \quad (8)$$

Այսինքն՝ այն դեպքերում, երբ թիթեղի գլխավոր ուղղությունները կիսում են բևեռացուցիչի և վերլուծիչի գլխավոր ուղղությունների կազմած անկյունը: Այդ դեպքում $\sin 2\varphi = \pm 1$ և

$$(I_{\perp})_{\text{առավ.}} = E_0^2 \sin^2 \delta / 2: \quad (9)$$

Առավելագույն ինտենսիվության ստացման երկրորդ պայմանը հետևյալն է.

$$\delta = (2k+1)\pi, \quad d(n_e - n_0) = (2k+1)\lambda / 2, \quad I_{\perp \text{ առավ.}} = E_0^2 \quad (10)$$

Այս երկու պայմանների միաժամանակյա իրականացման դեպքում բյուրեղից անցած լույսի տատանումների ուղղությունը փոխվում է 90° -ով և դառնում՝ զուգահեռ վերլուծիչին:

2-րդ դեպքում $\psi = 0$ ՝ բևեռացուցիչը և վերլուծիչը զուգահեռ են միմյանց: Անցած լույսի ինտենսիվությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

$$I_{\parallel} = E_0^2 [1 - \sin^2 2\varphi \sin^2 \delta / 2] \quad (11)$$

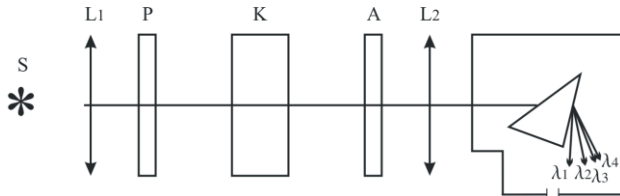
Այս դեպքում ստացված ինտերֆերենցիայի պատկերը լրացնում է $\psi = \pi / 2$ դեպքում ստացված պատկերին, այսինքն՝ նախկին նվազագույնի դեպքում առաջանում է առավելագույն ինտենսիվություն և հակառակը:

Փ Ո Ր Ձ Ն Ա Կ Ա Ն Մ Ա Ս

Եթե գծային բևեռացված միագույն ալիքն ուղղահայաց ընկնում է միառանցքանի բյուրեղի վրա (որը կտրված է օպտիկական առանցքին զուգահեռ), ապա բյուրեղում այն բաժանվում է երկու ալիքների, որոնցից մեկը բևեռացված է օպտիկական առանցքին զուգահեռ, մյուսը՝ նրան ուղղահայաց: Այս երկու ալիքները բյուրեղում

տարածվում են միևնույն ուղղությամբ, բայց՝ տարբեր արագությամբ, որի հետևանքով նրանց տատանումները ձեռք են բերում փուլերի տարբերություն: Բյուրեղից դուրս են գալիս ինտերֆերենցելու ընդունակ երկու կոհերենտ ալիքներ: Ինտերֆերենցիան իրականացվում է վերլուծիչի օգնությամբ, որն այդ ալիքներից առանձնացնում է միևնույն ուղղությամբ տատանումներ:

Լույսի S աղբյուրը տեղադրված է L_1 օբյեկտիվի կիզակետում: Լույսի զուգահեռ փունջը անցնում է P բևեռացուցիչով, K բյուրեղով և A վերլուծիչով: L_2 օբյեկտիվը լույսի փունջն ուղղում է միագունիչի (монохроматор) ճեղքի վրա:



Նկ. 3. Փորձարարական սարքի գծապատկերը:

Միագունիչը լույսը վերածում է սպեկտրի: Պատտելով միագունիչի հատվածակողմը՝ կարելի է դեպի ելք ուղղել սպեկտրի տարբեր մասերը: Սպեկտրի ալիքի երկարությունը որոշելու համար անհրաժեշտ է միագունիչը աստիճանավորել, այսինքն՝ ճեղքը լուսավորել գեսլերյան կամ սնդիկային լամպերով: Վերջիններս տալիս են գծային սպեկտր՝ հայտնի ալիքի երկարություններով: Այնուհետև, պատտելով միագունիչի թմբուկը, ամեն անգամ համատեղել սպեկտրի գծերը օկուլյարի սլաքի հետ և գրանցել թմբուկի համապատասխան ցուցմունքը: Չափագրված թղթի վրա գծել թմբուկի ցուցմունքների և սպեկտրի համապատասխան ալիքի երկարությունների միջև կախվածության գրաֆիկ: Այն կոչվում է թմբուկի ցուցմունքների սս-տիժանավորման կոր՝ ըստ ալիքի երկարությունների:

Օբյեկտիվի հեռավորությունը միագունիչի ճեղքից ընտրել այնպես, որ ճեղքը լինի ամբողջությամբ հավասարաչափ լուսավորված: Բևեռացուցիչը, վերլուծիչը և բյուրեղը ամրացված են հատուկ բռնիչներով և հնարավորություն ունեն պտտվելու հորիզոնական առանցքի շուրջը: Սևեռել L_1 և L_2 օբյեկտիվների դիրքերը: Բևեռացուցիչը տեղադրել համակարգի օպտիկական առանցքին ուղղահայաց, որպեսզի ճառագայթն անցնի նրա կենտրոնով: Նման ձևով տեղադրել նաև A վերլուծիչը: Վերջինս պտտել հորիզոնական առանցքի շուրջն այնքան, որպեսզի միագունիչի ճեղքի լուսավորվա-

ծությունը լինի զրոյական: Այս դեպքում բևեռացուցիչը և վերլուծիչը խաչված են:

Տեղադրելով բյուրեղը P -ի և A -ի միջև՝ կդիտենք ճեղքի լուսավորում. բյուրեղը պտտել հորիզոնական առանցքի շուրջը, մինչև լուսավորվածությունը դառնա նվազագույն: Այդ դիրքից բյուրեղը պտտել աջ կամ ձախ 45^0 -ով: Միագունիչի օկուլյարում դիտել ստացված պատկերը, որն առավելագույնների և նվազագույնների հաջորդական շերտերի ամբողջություն է: Δn -ը որոշելու համար աստիճանավորման կորիզ գտնել մի շարք հարևան առավելագույնների և նվազագույնների համապատասխան ալիքների երկարությունները: Եթե նվազագույնների համապատասխան ալիքների երկարություններն են՝ $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \dots$ (3–5 արժեք), իսկ

$$\lambda_0 k = d \Delta n ; \lambda_1 (k+1) = d \Delta n \text{ և այլն,} \quad (12)$$

որտեղ k -ն անհայտ թիվ է (թիթեղի դիսպերսիան շատ փոքր է և այն կարելի է անտեսել), ապա (12)-ից ստանալ հետևյալ առնչությունները. $(\lambda_0 - \lambda_1)k = \lambda_1 ; \frac{\lambda_0 - \lambda_2}{2} k = \lambda_2$ և այլն:

Ստացված արդյունքները գրանցել աղյուսակում.

№	λ	$\frac{\lambda_0 - \lambda_i}{i}, \quad i = 1, 2, \dots$	$k = \frac{\lambda_i}{\lambda_0 - \lambda_i} \cdot i$
0	λ_0	-	-
1	λ_1	$\frac{\lambda_0 - \lambda_1}{1}$	$\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} \cdot 1$

Օգտվելով աղյուսակից՝ հաշվել k -ի միջին արժեքը: Բանաձևից տվյալ d հաստությամբ թիթեղի համար գնահատել.

$$\Delta n = \frac{\lambda_0}{d} k_{\text{միջ.}}, \text{ որը բնութագրում է թիթեղի երկբեկումը:}$$

Հաշվել սխալը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Գ.Ս. Լանդսբերգ, «Օպտիկա», ԵՊՀ, 1973 թ.
2. Ն.Ի. Կալիտենսկի, «Ալիքային օպտիկա», Երևան, 1984 թ.
3. В.И. Иверонова, Физический практикум, "Наука", 1968, задачи 142, 146.

Աշխատանք 3.

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքում պարզաբանվում է օպտիկական քվանտային զեներատորների գործողության սկզբունքը: Որպես օրինակ ուսումնասիրվում են $He - Ne$ լազերի ճառագայթման հիմնական հատկությունները:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Լազերները օպտիկական քվանտային զեներատորներն են, որոնց անվանումը առաջացել է հետևյալ անգլերեն արտահայտության հապավումից՝ Light amplification by stimulated emission of radiation, որը նշանակում է՝ լույսի ուժեղացում հարկադրական ճառագայթման միջոցով: Լազերի աշխատանքի համար անհրաժեշտ է երեք պայման.

1. Ատոմների, մոլեկուլների, իոնների համախումբ, որոնք կարող են ճառագայթել:
2. Գրգռման (մղման) միջոցով բնակեցվածության ինվերսիայի (ակտիվ՝ բացասական կլանումով միջավայրի) ապահովում:
3. Հետադարձ կապի առկայություն:

Երրորդ պայմանի բացակայության դեպքում լազերն աշխատում է որպես ուժեղացուցիչ:

Անդրադառնանք այս հարցերին ավելի մանրամասն: Ջերմային ճառագայթման ուսումնասիրման, էներգիայի քվանտի հայտնագործման, ատոմների կլանման ու ճառագայթման հետազոտման և մի շարք այլ տեսական նաև փորձարարական քննարկումների արդյունքում XIX դարի վերջին XX սկզբին Նիլս Բորը (1913 թ.) ձևակերպեց ատոմային համակարգի վարքին վերաբերվող հետևյալ երկու կանխադրույթները (պոստուլատները).

1. Ատոմում գոյություն ունեն կայուն (ստացիոնար) էներգետիկ մակարդակներ, որոնցում էլեկտրոնի շարժման ժամանակ էլեկտրամագնիսական ալիքի ճառագայթում չի առաջանում (կայուն վիճակում գտնվող ատոմը էլեկտրամագնիսական ալիք չի ճառագայթում):
2. Մի կայուն վիճակից մյուսին էլեկտրոնի անցման ժամանակ ատոմն առաքում կամ կլանում է $h\nu$ լուսային քվանտ, որի էներգիան որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ.

$$h\nu = E_i - E_j: \quad (1)$$

Ժամանակակից քվանտային տեսության զարգացումը որոշակիորեն փոխել է ատոմի մոլորակային մոդելի պատկերացումները՝ փոխարինելով այն հավանականային նկարագրությամբ, որի դեպքում կարելի է խոսել միայն տարածության որևէ կետում էլեկտրոնի հայտնաբերման հավանականության մասին: Այս մեթոդի հիմքում ընկած են Շրյոդինգերի հավասարման լուծում հանդիսացող ալիքային ֆունկցիաները, որոնց օգնությամբ նկարագրվում է ատոմային համակարգի և արտաքին դաշտի փոխազդեցության դինամիկան: Օգտվելով այդ պատկերացումներից՝ փորձենք նկարագրել ատոմային համակարգերի և լուսային քվանտների փոխազդեցությունը: Պարզության համար ենթադրենք, որ համակարգ կազմող ատոմները մեկը մյուսի հետ չեն փոխազդում և յուրաքանչյուր ատոմ ունի երկու էներգետիկ մակարդակ. E_i էներգիայով՝ հիմնական և E_j էներգիայով՝ գրգռված վիճակ: Ինչպես հայտնի է, թերմոդինամիկ հավասարակշռության վիճակում գտնվող գազում ատոմների բաշխումն, ըստ էներգետիկ մակարդակների, տրվում է Բոլցմանի բանաձևով՝

$$\frac{N_j}{N_i} = \exp \left\{ - \frac{E_j - E_i}{kT} \right\}, \quad (2)$$

որտեղ N_j -ն ատոմների թիվն է j գրգռված, իսկ N_i -ն՝ հիմնական մակարդակում, T -ն բացարձակ ջերմաստիճանը, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Ջ/Կ՝ Բոլցմանի հաստատունն է^{1*}:

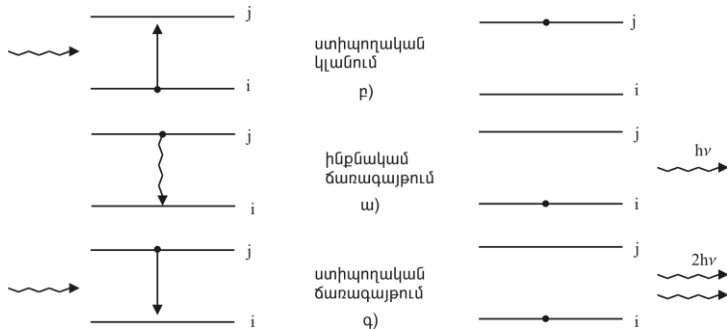
Այսպիսի ատոմական համակարգի և $h\nu$ էներգիայով լուսային քվանտների փոխազդեցության ժամանակ հնարավոր են 3 պրոցեսներ, որոնք պատկերված են նկ. 1-ում:

1. Ինքնակամ ծառագայթում (նկ. 1.ա). Ատոմը գտնվելով E_j էներգետիկ մակարդակում, անցնում է E_i մակարդակ՝ առաքելով $h\nu$ էներգիայով քվանտ: Վերին մակարդակից՝ $j \rightarrow i$ անցումների ժամանակ ատոմների թվի նվազման dN_j / dt արագությունը հավասար է այդ պրոցեսի A_{ji} հավանականության և տվյալ մակարդակի վրա գտնվող ատոմների թվի արտադրյալին՝

$$dN_j = A_{ji} N_j \cdot dt: \quad (3)$$

¹ * Մի քանի ընդհատ էներգետիկ մակարդակների առկայության դեպքում Բոլցմանի բաշխումն ունի հետևյալ տեսքը՝ $N_i = N_0 \exp - E_i / kT$, որտեղ N_0 -ն ատոմների թիվն է հիմնական մակարդակում

Այդպիսի անցումները տեղի են ունենում առանց արտաքին ազդեցության, կրում են պատահական բնույթ և կոչվում են **ինքնաբերական**: Ինքնաբերական անցման A_{ji} հավանականությունը հաստատուն է և երկմակարդակ համակարգի դեպքում հակադարձ համեմատական է ատոմի կյանքի տևողությանը տվյալ էներգետիկ մակարդակում: Ակներև է, որ այն անցումները, որոնց մասնակցող անկախ ատոմները տարածականորեն բաժանված են և ճառագայթում են տարբեր ժամանակամիջոցներում, պետք է առաջացնեն ոչ կոհերենտ ճառագայթում:



Նկ. 1. Էներգետիկ մակարդակների միջև անցման գծանկարը: Կետով նշված է ատոմի վիճակը մինչև անցումը (ծախում) և անցումից հետո (աջում): ա) ինքնակամ ճառագայթում, բ) կլանում, գ) ստիպողական ճառագայթում:

2 Ստիպողական կլանում (կամ ուղղակի կլանում (նկ.1.բ)).

Բացի ինքնաբերական ճառագայթային անցումներից (j -ից i -րդ մակարդակ), կարող են տեղի ունենալ այնպիսի անցումներ, որոնք զուգակցվում են ատոմային համակարգի կողմից ճառագայթման կլանումով: Կիրառելով ընդունված վիճակագրական նկարագրությունը՝ դժվար չէ գնահատել ճառագայթման կլանման պրոցեսի dN_i / dt արագությունը, քանի որ այս անցումները կատարվում են որոշակի U_ν սպեկտրային խտություն ունեցող արտաքին ճառագայթման ազդեցությամբ, ուստի $i \rightarrow j$ -րդ մակարդակի ստիպողական անցմանը զուգակցող էներգիայի կլանման պրոցեսի համար ճիշտ է հետևյալ առնչությունը՝

$$dN_i = B_{ij} N_i U_\nu dt, \quad (4)$$

որտեղ B_{ij} -ն ստիպողական անցման հավանականությունն է:

3. Ստիպողական ճառագայթում (նկ.1. գ). Ինչպես նշել է էյնշտեյնը, անհրաժեշտ է հաշվի առնել նաև հակառակ պրոցեսը՝ ար-

տաքին ճառագայթման ազդեցությամբ՝ ստիպողական անցումներ $j \rightarrow i$ մակարդակ: Եվ, իրոք, j -րդ մակարդակում գտնվող ատոմները (դրանց թիվը, ինչպես արդեն նշել ենք, հավասար է N_j -ի) էլեկտրամագնիսական դաշտի ազդեցության տակ որոշ B_{ji} հավանականությամբ անցնում են ստորին մակարդակ: Այդ պրոցեսը կոչվում է ստիպողական ճառագայթում կամ «բազասական կլանում»: Ընդունված նշանակումներով այդ պրոցեսի կինետիկական կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$dN'_j = B_{ji} N_j U_\nu dt : \quad (5)$$

Նշենք, որ որոշ լրացուցիչ պայմանների դեպքում այդպիսի ստիպողական անցումներն առաջացնում են համակարգի կոհերենտ ճառագայթում:

Հետագա դատողություններն ակներև են. քանի որ թերմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակում գտնվող համակարգում տարբեր ուղղվածության բոլոր պրոցեսները պետք է միմյանց համակշռեն, այսինքն՝ dt ժամանակում տեղի ունեցող $j \rightarrow i$ անցումների թիվը պետք է հավասար լինի $i \rightarrow j$ անցումների թվին՝ ապա

$$dN_j + dN'_j = dN_i : \quad (6)$$

Տեղադրելով (3-5) բանաձևերը (6) արտահայտության մեջ և հաշվի առնելով (2)-ը՝ կարող ենք որոշել հավասարակշռի ջերմային ճա-

ռագայթման սպեկտրալ խտությունը. $U_\nu = \frac{A_{ji}}{B_{ji} e^{\frac{E_j - E_i}{kT}} - B_{ji}} :$

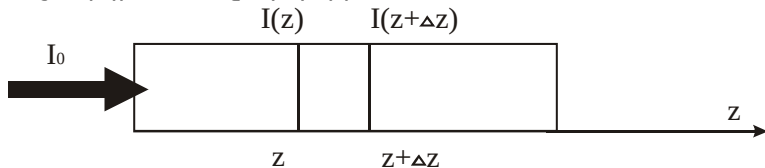
Երբ $T \rightarrow \infty$, ջերմային ճառագայթման սպեկտրալ խտությունը՝ $U_\nu \rightarrow \infty$, ուստի $B_{ij} = B_{ji}$: Համեմատելով այս արտահայտությունը ջերմային ճառագայթման համար Պլանկի կողմից ստացված բա-

նաձևի հետ՝ ստանում ենք. $\frac{A_{ji}}{B_{ji}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} :$

Այժմ դիտարկենք I_ω ինտենսիվությամբ հարթ զուգահեռ լուսային փնջի տարածումը երկնակարդականի՝ չփոխազդող ատոմներից բաղկացած համակարգի միջով (նկ. 2): Գրենք միավոր ժամանակում կոլիմացված փնջի կորցրած ֆոտոնների թվի արտահայտությունը.

$$\frac{dN}{dt} = N_j U_\nu B_{ji} - N_i U_\nu B_{ij} : \quad (7)$$

Նկատենք, որ այստեղ հաշվի չի առնված ինքնական անցմանը պայմանավորված ֆոտոնների թվի փոփոխությունը, քանի որ նրանց ներդրումն անչափ փոքր է:



Նկ. 2. I_0 ինտենսիվությամբ հարթ զուգահեռ փնջի տարածումը
կլանող միջավայրով (զազ):

Հաշվի առնելով լույսի ինտենսիվության և էլեկտրամագնիսական ճառագայթման էներգիայի խտության կապը՝ $I = cU_v$, ինչպես նաև $B_{ji} = B_{ij} = B$ առնչությունը, ստանում ենք.

$$\frac{dN}{dt} = -B (N_i - N_j) \frac{I(z)}{c} \quad (8)$$

Ձևափոխենք (8) հավասարման ձախ մասը: Նկատենք, որ $h\nu \frac{dN}{dt}$ -ն միավոր ժամանակում էներգիայի փոփոխությունն է, ուստի.

$$h\nu \frac{dN}{dt} = [I(z + \Delta z) - I(z)]S, \quad (9)$$

որտեղ S -ը փնջի լայնական կտրվածքի մակերեսն է: Միավորելով (8) և (9) արտահայտությունները՝ ստանում ենք.

$$[I(z + \Delta z) - I(z)] \frac{S}{h\nu} = -B (N_i - N_j) \frac{I}{c} \quad (10a)$$

Ձևափոխենք (10a) արտահայտությունը հետևյալ կերպ՝

$$\frac{I(z + \Delta z) - I(z)}{\Delta z} \frac{\Delta z \cdot S}{h\nu} = -B (N_i - N_j) \frac{I}{c} \quad (10 \beta)$$

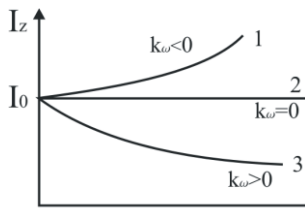
Հաշվի առնելով, որ $\frac{N_{i,j}}{S\Delta z} = n_{i,j}$, որտեղ $n_{i,j}$ -ն ատոմների խտությունն է տվյալ միջավայրում և (10 β) արտահայտության մեջ անցնելով սահմանի, երբ $\Delta z \rightarrow 0$, ստանում ենք՝ $\frac{dI(z)}{dz} = -k_\omega I(z)$, որտեղ

$$k_\omega = \frac{\hbar\omega B}{c} (n_i - n_j) \quad (10 \gamma)$$

կլանման գործակիցն է: Այն ցույց է տալիս ինտենսիվության փոփոխման արագությունը: (10 գ) հավասարման լուծումը լավ հայտնի է.

$$I(z) = I(0)e^{-k_{\omega}z}: \quad (11)$$

Այս օրենքը կոչվում է Բուգեր-Լամբերտ-Բերի օրենք: Եթե փունջը ոչ թե միագույն է, այլ ունի $\Delta\omega$ սպեկտրային լայնություն, ապա՝ $I = c \cdot U_{\omega} \Delta\omega$:



Նկ. 3. Ինտենսիվության փոփոխությունը k_{ω} գործակցի տարբեր մեծությունների դեպքում:

Նկ. 3-ում պատկերված է (11)-ի լուծման տեսքը k_{ω} գործակցի երեք որակապես տարբեր արժեքների դեպքում $k_{\omega} > 0$, $k_{\omega} < 0$: Ինչպես երևում է նկարից, լույսի ինտենսիվության ուժեղացումը հնարավոր է միայն $n_j > n_i$ պայմանի բավարարման դեպքում: Սակայն ինչպես

հայտնի է՝ թերմոդինամիկ հավասարակշռության վիճակում գտնվող գազում ատոմների բաշխումը, ըստ էներգետիկ մակարդակների, տրվում է Բոլցմանի (2) բանաձևով:

Քննարկենք երկու սահմանային դեպք.

ա) $E_i - E_j \ll kT$: Այդ դեպքում $n_j/n_i \approx 1$ և ինչպես հետևում է

(8) արտահայտությունից $k_{\omega} = 0$, այսինքն՝ հիմնական և գրգռված մակարդակների բնակեցվածությունները հավասարվում են, և լույսը նման միջավայրում տարածվում է առանց ինտենսիվության փոփոխության (Նկ. 3-ի 2-րդ ուղիղ գիծը):

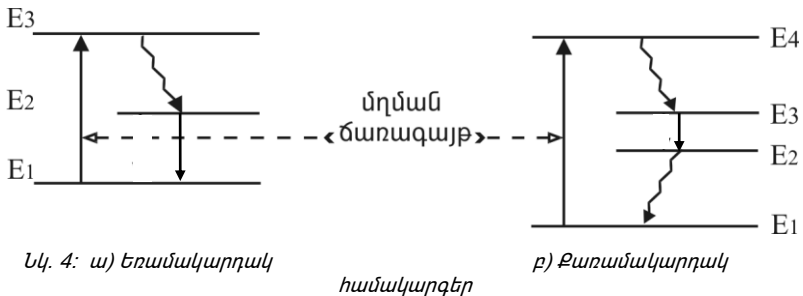
բ) $E_j - E_i \gg kT$ (ցածր ջերմաստիճանային դեպք) և հետևաբար, $n_j \approx 0$, այսինքն՝ բոլոր ատոմները գտնվում են հիմնական էներգետիկ մակարդակում: Այս դեպքին համապատասխանում է 3-րդ կորը (Նկ. 3), այսինքն՝ նման միջավայրով տարածվելիս լույսի ինտենսիվությունը էքսպոնենցիալ նվազում է: Այս քննարկումը ցույց է տալիս, որ թերմոդինամիկ հավասարակշռության վիճակում գտնվող համակարգում հնարավոր չէ ապահովել $n_j > n_i$ պայմանը (այսինքն՝ անհնար է ստեղծել բնակեցվածության ինվերսիա՝ լազերային զեներացիայի երկրորդ կարևոր պայմանը): Բնակեցվածության ինվերսիա ստանալու համար օպտիկական քվանտային զեներատորներում օգտագործվում են եռա- և քառամակարդակ

(նկ. 4ա, բ) համակարգեր:

Ըստ Բոլցմանի բաշխման՝ հավասարակշռված վիճակում $n_2 \ll n_1$ և $n_3 \ll n_1$, այսինքն՝ բոլոր ատոմները գտնվում են ամենացածր մակարդակում: Ենթադրենք $\omega_{13} = (E_1 - E_3)/\hbar$ հաճախականությամբ արտաքին աղբյուրի ճառագայթման միջոցով ատոմներն անցնում են $1 \rightarrow 3$ մակարդակ: Այդ տեղափոխությունն ապահովող ճառագայթումն անվանում են մղման ճառագայթում: Դիցուք, եռամակարդակ համակարգի համար $B_{32} > B_{31}$ - ից՝ $\tau_{32} = 1/B_{32} \sim 10^{-7}$ վ, հետո գրգռված ատոմների մեծամասնությունը կտեղափոխվի 2-րդ մակարդակ: Եթե նաև՝

$$B_{21} \ll B_{32} (\tau_{21} \sim 10^{-3} \text{ վ} \gg \tau_{32} \sim 10^{-7} \text{ վ}),$$

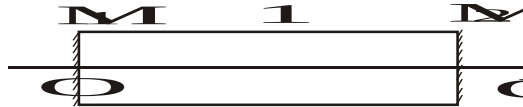
այսինքն՝ երկրորդ մակարդակն ավելի կայուն է (երկարակյաց է $10^4 - 10^5$ անգամ), քան 3-րդը, ապա ատոմների քանակը 2-րդ մակարդակում մեծանում է, և կարող է ստեղծվել բնակեցվածության ինվերսիա՝ $n_2 > n_1$: 3-րդ մակարդակն աշխատում են ընտրել հնարավորին չափ լայն: Այդ դեպքում $1 \rightarrow 3$ անցումը կարող է կատարվել ամբողջ $\Delta\omega$ հաճախային տիրույթում:



Եռամակարդակ համակարգի օրինակ կարող է ծառայել կոբոլտի (Al_2O_3) և քրոմի (Cr^{3+}) խառնուրդը (սուտակի բյուրեղ): Սակայն եռամակարդակ համակարգի մղման համար անհրաժեշտ են մեծ հզորություններ, քանի որ բնակեցվածության ինվերսիա ստեղծելու համար ($n_2 - n_1 > 0$) անհրաժեշտ է երկրորդ մակարդակ տեղափոխել հիմնական մակարդակում գտնվող ատոմների կեսից ավելին: Այս դժվարությունից հնարավոր է խուսափել քառամակարդակ համակարգերում (նկ. 4բ): Այստեղ $4 \rightarrow 3$ և $2 \rightarrow 1$ անցումները նույնպես ոչ ճառագայթային են՝ շատ փոքր կյանքի տևողություններով, իսկ 3-րդ մակարդակը կայուն է (մետաստաբիլ): Որպես

նման ընտրության հետևանք՝ երկրորդ մակարդակը համարյա միշտ դատարկ է և շատ ավելի հեշտ է ապահովել բնակեցվածության ինվերսիան: Նման քառամակարդակ համակարգով աշխատող լազերի օրինակ է նեոդիումային լազերը ($YAG: Nd^{3+}$):

Նկ. 5-ում պատկերված է լազերի սկզբունքային գծապատկերը:



Նկ. 5. Լազերի սկզբունքային գծապատկերը:

Պարզության համար այստեղ պատկերված է այն դեպքը, երբ $M_1 M_2$ հայելիների միջև ընկած L երկարությունը լցված է 1 ակտիվ միջավայրով: Ընդգծենք մի կարևոր հանգամանք ևս. քանի որ լազերային գեներացիան առաջանում է ատոմների համախմբության ստիպողական ճառագայթման հաշվին, ապա այն կոհերենտ է: Եթե մինչև M_2 հայելուն հասնելը 1 ակտիվ միջավայրում (բնակեցվածության ինվերսիայի առկայությամբ) ինքնաբերական ճառագայթման շնորհիվ առաջացել է ω հաճախականությամբ $00'$ առանցքով տարածվող ալիք, ապա այն կուժեղանա համաձայն

$$I(z) = I(0)e^{\alpha_{\omega} z} \quad \text{օրենքի,} \quad (12)$$

որտեղ $I(0)$ -ն սկզբնական ինտենսիվությունն է, իսկ $\alpha_{\omega} = -k_{\omega} (k_{\omega} < 0)$ -ն՝ ուժեղացման գործակիցը: Ընդհանուր դեպքում, բացի ուժեղացումից, $00'$ առանցքով լույսի տարածման ժամանակ ճառագայթի ինտենսիվությունը նաև նվազում է ի հաշիվ ցրումների և լազերային միջավայրի ոչ ակտիվ բաղադրիչների վրա հնարավոր կլանման պատճառով: Այդ դեպքում (12) օրենքը կընդունի հետևյալ տեսքը

$$I(z) = I(0)e^{(\alpha_{\omega} - \beta_{\omega})z}, \quad (13)$$

որտեղ β_{ω} -ն նկարագրում է բոլոր հնարավոր կորուստներն ակտիվ միջավայրում: M_2 -հայելուց անդրադառնալուց հետո փնջի ինտենսիվությունը կլինի՝

$$I'(z) = R_2 I(0) \exp[(\alpha_{\omega} - \beta_{\omega})L],$$

որտեղ L -ը հայելիների հեռավորությունն է, իսկ R_2 -ը՝ M_2 հայելու անդրադարձման գործակիցը: Մինչև M_1 հայելին տարածվելը և

նրանից անդրադառնալը փնջի ինտենսիվությունը կլինի՝ $I''(z) = I(0)R_1R_2e^{2(\alpha_\omega - \beta_\omega)L}$: Այսպիսով, եթե մեկ լրիվ շրջափուլի համար ուժեղացման գործակիցը սահմանենք՝ $G = I''(z)/I(0)$, ապա $G = R_1R_2 \exp[2(\alpha_\omega - \beta_\omega)L]$:

Երբ $G < 1$, ռեզոնատորում գրգռված տատանումները մարում են, իսկ երբ $G > 1$, ապա ինքնաբերական ճառագայթման հետևանքով առաջացած տատանումներն ամեն մի շրջափուլի ընթացքում կուժեղանան: Հետևաբար, լազերային գեներացիայի առաջացման շեմային պայմանը կլինի՝

$$G = R_1R_2 \exp[2(\alpha_\omega - \beta_\omega)L] = 1: \quad (14)$$

Նշանակենք $\gamma = -\ln(R_1R_2)$: Այդ դեպքում ինքնագրգռման պայմա-

նը կընդունի հետևյալ տեսքը՝ $\alpha_\omega = \beta_\omega + \frac{\gamma}{2L}$ և

$$(n_2 - n_1)_{z\text{եմ}} = \frac{\Delta\omega c \left(\beta_\omega + \frac{\gamma}{2L} \right)}{B_{21}\hbar\omega} \quad (15)$$

(15) արտահայտությունը որոշում է ակտիվ ատոմների այն նվազագույն քանակությունը, որն անհրաժեշտ է քվանտային գեներատորների աշխատանքի համար: Ճառագայթի ելքի համար հայելիներից մեկը պատրաստվում է մասնակի անդրադարձնող: Առանցքի նկատմամբ անկյան տակ տարածվող ալիքները մի քանի անդրադարձումից հետո դուրս կգան ռեզոնատորից: Այդ ընթացքում դրանք չեն հասցնի զգալի աճել և իրենց հետ կտանեն չնչին էներգիա: Այսպիսով՝ զգալի կուժեղանման միայն ռեզոնատորի առանցքով կամ փոքր անկյան տակ տարածվող ալիքները:

Դիտարկենք իդեալական (կատարյալ) դեպք. երբ ուժեղանում են միայն առանցքով տարածվող ալիքները: Դուրս եկած բոլոր ճառագայթները կլինեն զուգահեռ առանցքին, այսինքն՝ կստացվի լույսի փունջ, որի տարամիտման անկյունը մոտ 0-ի է հավասար: Այդպիսի փնջի ճակատը հարթ է: Բայց դիֆրակցիայի հետևանքով ելքային հայելու վրա այդպիսի փունջ ստանալ սկզբունքորեն հնարավոր չէ: Դիֆրակցիան որոշում է տարամիտման նվազագույն ան-

կյունը. $\theta_{\min} \approx \frac{\lambda}{D}$, որտեղ D -ն հայելու տրամագիծն է: Արդեն իսկ ա-

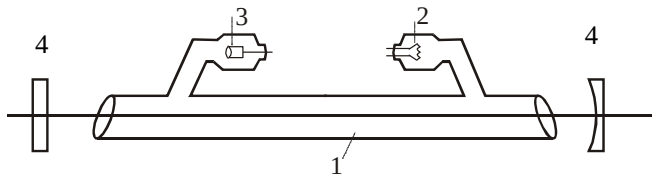
մենաառաջին լազերներում հնարավոր եղավ ստանալ փնջեր, որոնց տարամիտման անկյունը հավասար էր ընդամենը $0,05^\circ$, այսինքն՝ 1 կմ հեռավորության վրա փունջը լայնանում է 1 մ-ով:

Համեմատության համար նշենք, որ 2 մ տրամագծով լուսարձակը ստեղծում է 20 անգամ մեծ տարամիտում, որը կարելի է փոքրացնել 2 կարգով՝ օգտագործելով հեռադիտակային համակարգեր: Այդ դեպքում θ անկյունը կլինի մոտավորապես 10^{-5} ռադ, որը շատ մեծ է $\theta'_{\min}$ -ից:

Ընդգծենք մի կարևոր հանգամանք ևս: Քանի որ լազերային ճառագայթումն ինչպես արդեն նշվել է առաջանում է ատոմների համախմբության ստիպողական ճառագայթման հաշվին, ապա այն կոհերենտ է: Այս հարցը քննարկվում է այլ աշխատանքում:

ԳԱԶԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐ

Աշխատանքը կատարելու համար օգտագործվում է $He-Ne$ անընդհատ լազեր (նկ. 6), որը կազմված է (1) պարպման խողովակից և (4) հայելիներից: Խողովակն ունի շիկացման կատոդ (2) և անոդ (3): Խողովակը լցված է 1 մմ ս.մ.ս. He և 0,1 մմ ս.մ.ս. Ne պարփալ ճնշումներով He և Ne գազերի խառնուրդով: Էլեկտրոնների հարվածով անմիջականորեն գրգռվում են հելիումի ատոմները, որոնք բախվելով նեոնի ատոմներին, դրանց են փոխանցում գրգռման համար անհրաժեշտ էներգիա:

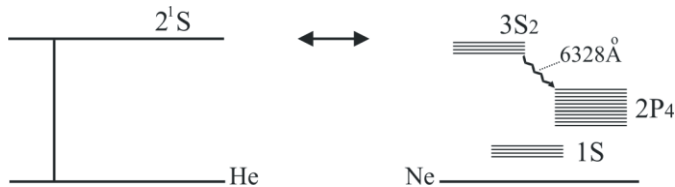


Նկ. 6. $He-Ne$ լազերի սկզբունքային գծապատկերը:

Նկ. 7-ում պատկերված են հելիումի և նեոնի էներգետիկ մակարդակները: Գրգռված ատոմների ինքնաբերական ճառագայթումը, անցնելով ակտիվ միջավայրով, ուժեղանում է: Հեղեղային աճ կարելի է ապահովել՝ տեղադրելով խողովակը հայելային ռեզոնատորի մեջ: Ճառագայթի բազմակի անցումը խողովակի առանցքի երկայնքով հանգեցնում է ուղղորդված ու կոհերենտ լազերային ճառագայթման հզոր հոսքի առաջացման: Գեներացիա կարող է ստացվել այն դեպքում, երբ լուսային փնջի էներգիայի կորուստը յուրաքանչյուր հայելուց անդրադառնալիս ավելի քիչ է, քան նրա ուժեղացումը պարպման խողովակի երկայնքով անցնելիս՝ համաձայն (15) բանաձևի:

Պարպման խողովակը սահմանափակված է առանցքի նկատմամբ Բրյուստերի անկյան տակ տեղադրված հարթ զուգահեռ

ապակյա թիթեղներով (պատուհաններով): Այդ պատճառով անկման հարթության մեջ բևեռացված ճառագայթումը պատուհանից անցնում է առանց կորուստների, և ելքում ստացվում է գծային բևեռացված լույս:



Նկ. 7. Հելիումի և Նեոնի էներգետիկ մակարդակները:

Ռեզոնատորը բաղկացած է երկու հայելիներից, որոնցից յուրաքանչյուրը կարող է լինել հարթ կամ գնդաձև (շատ մեծ շառավղով): Այդ պատճառով ռեզոնատորները լինում են հարթ-հարթ (երկու հայելիներն էլ հարթ են), հարթ-գնդաձև (մի հայելին հարթ է, իսկ մյուսը՝ գնդաձև): Հայելիներից մեկը լրիվ անդրադարձնող է (անդրադարձման գործակիցը մոտավորապես հավասար է 1-ի), իսկ մյուսը՝ կիսաթափանց:

Լազերի ճառագայթման հատկությունները, ընդհանուր դեպքում, կախված են մղման համակարգի, ակտիվ միջավայրի և ռեզոնատորի պարամետրերից:

Լազերի օպտիկական ռեզոնատորն ունի շատ փոքր կորուստներ և, հետևաբար՝ մաս մեծ բարորակություն: Եթե այդ կորուստներն ավելի փոքր են, քան ակտիվ միջավայրի ուժեղացումը, ապա առաջանում է զեներացիա: Բայց բարորակության մեծ արժեքն ապահովվում է գծի լայնության սահմաններում գտնվող ոչ բոլոր հաճախականությունների համար: Միայն որոշ հաճախությունների համար է, որ բավարարվում են ռեզոնանսային պայմանները: Այսպիսով, լազերի ճառագայթման սպեկտրը ոչ թե համընկնում է սպոնտան ճառագայթման գծին, այլ բաղկացած է մի շարք առանձին նեղ գծերից, որոնք համապատասխանում են ռեզոնատորի սեփական հաճախություններին:

Դիտարկենք հարթ լուսային ալիքի տարածումը երկու զուգահեռ հայելիների համակարգում: Որևէ կետից դուրս եկած և վերադարձած ալիքն անցնում է $2L$ երկարության ճանապարհ: Այդ ընթացքում փուլի լրիվ փոփոխությունը կազմում է՝

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot \frac{2L}{\lambda} = 4\pi \frac{L}{\lambda} : \quad (16)$$

Եթե վերադարձած ալիքի փուլը տարբերվում է սկզբնականից

π -ով, իսկ նրանց լայնությունները հավասար են, ապա գումարային դաշտը և, հետևաբար, էներգիան հավասար է 0-ի: Դա նշանակում է, որ ռեզոնատորում կարող են ուժեղանալ միայն այն հաճախությունները, որոնց համար ուղիղ և անդրադարձած ալիքները համափուլ են, այսինքն՝ $\Delta\varphi = 2\pi q$ (ցիկլիկության պայման), որտեղ q -ն ամբողջ թիվ է: Այս պայմանից ելնելով և նկատի ունենալով (16)-ը, կարելի է ստանալ՝

$$L = \frac{\lambda_q}{2} \cdot q: \quad (17)$$

Միայն (17) պայմանից որոշվող հաճախությունների համար է, որ ցիկլիկության պայմանը բավարարվում է: Օպտիկական տիրույթի համար q -ի արժեքները բավական մեծ են: Օրինակ, եթե ալիքի երկարությունը 500 նմ է, իսկ միջհայելային հեռավորությունը՝ 25 սմ, ապա $q = 10^6$: Քանի որ q -ն կարող է լինել ցանկացած ամբողջ թիվ, ապա լազերային անցման գծի ներսում կարող են գտնվել մի շարք ալիքներ, որոնց համար բավարարվում է ռեզոնանսի ցիկլիկության պայմանը: Նման ալիքների համախմբությունը անվանում են ռեզոնատորի երկայնական կամ առանցքային մոդեր: Նպատակահարմար է երկայնական մոդերը նկարագրել հաճախություններով: Այդ դեպքում (17)-ից կունենանք՝

$$\nu_q = \frac{c}{\lambda_q} = q \left(\frac{c}{2L} \right): \quad (18)$$

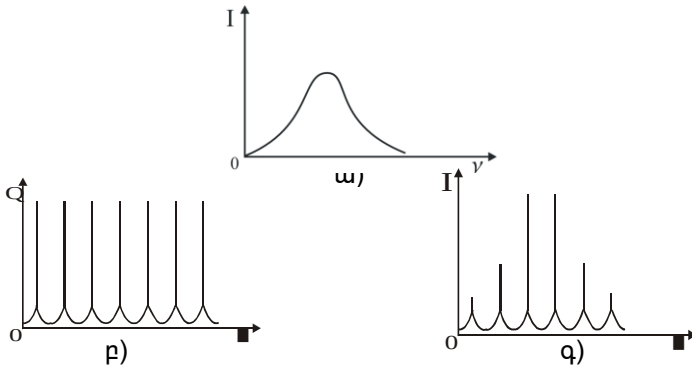
Յուրաքանչյուր մոդի հաճախություն կարելի է նկարագրել նրան համապատասխանող q արժեքով: Այստեղից կարելի է գտնել հարևան մոդերի միջև եղած հաճախությունների տարբերությունը (միջմոդային հեռավորությունը)՝ $\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q = c/2L$: Նկատենք, որ $\Delta\nu$ -ն կախված է միայն միջհայելային հեռավորությունից և կախված չէ մոդերի կարգից: Եթե օգտվենք նախորդ օրինակի թվային արժեքներից կարելի է գտնել, որ $\Delta\nu = 6 \cdot 10^8 \text{ վ}^{-1} = 600 \text{ ՄՀ}$:

Հիմնական լազերային անցումներն ավելի լայն են և, հետևաբար, լազերային ճառագայթումը պարունակում է մեկից ավելի առանցքային մոդեր (նկ. 8): Այժմ հարկ է նկատի ունենալ, որ վերևի քննարկումը սահմանափակվում էր միայն երկու հայելիների համակարգի օպտիկական առանցքով տարածվող հարթ ալիքներով: Ցանկացած իրական լազերային ռեզոնատորում կան ալիքներ, որոնց տարածման ուղղությունը չի համընկնում օպտիկական առանցքին, որի հետևանքով ցիկլիկության պայմանները ավելի բար-

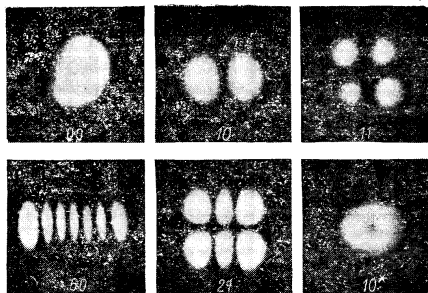
դանում են: Սակայն հիմնական պահանջը, որ ռեզոնատորում դաշտի բաշխվածությունը պետք է պահպանի իր տեսքը այն բանից հետո, երբ հայելիներից անդրադառնա և վերադառնա նույն կետը, մնում է նույնը: Առաջացած դաշտերի բաշխվածությունը անվանում են ռեզոնատորի լայնական մոդեր: Ռեզոնատորի ալիքային տեսության օգնությամբ (որին այստեղ չենք անդրադառնում) կարելի է ձևակերպել եռաչափ ռեզոնատորի հաճախությունների որոշման համար անհրաժեշտ արտահայտությունը՝

$$\nu_{mnq} \approx \left\{ q + [(m+n+1)/4\pi] \cdot \sqrt{\frac{2L}{R}} \right\} \frac{c}{2L},$$

որտեղ m, n ինդեքսները բնութագրում են մոդերի տարածական բաշխվածությունը, ուստի կոչվում են լայնական մոդերի ինդեքսներ: Նկ. 9-ում պատկերված են լազերի մի քանի լայնական մոդերը:



Նկ. 8. ա) Լազերային անցման սպեկտր, բ) Ռեզոնատորի մոդեր, գ) Լազերային փնջի առանցքային մոդեր:



Նկ. 9. Ճառագայթման ինտենսիվության բաշխվածությունը լազերային փնջում մի քանի լայնական մոդերի համար:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Աշխատանքը կատարելիս ուսանողներին հնարավորություն է տրվում ծանոթանալ $He - Ne$ խառնուրդի վրա գազային անընդհատ ճառագայթման լազերի կառուցվածքին, աշխատանքին և ճառագայթման հիմնական հատկություններին:

Հայելիներից մեկը դուրս է հանված, որը հնարավորություն է տալիս ծանոթանալու (լաբորանտի օգնությամբ) ռեզոնատորի սարման (юстировка) սկզբունքներին: Ընդհանուր առմամբ, լազերի ճառագայթը մոդերի խառնուրդ է և կարելի է համոզվել, որ լազերի լայնական դաշտում բարդ պատկերը կախված է գրգռման պայմաններից (պարպման հոսանքից), հայելիների դիրքից: Խախտելով հայելիների զուգահեռությունը՝ կարելի է ստանալ տատանումների ցածր (ավելի բարորակային) տեսակներ: Կարելի է առանձնացնել տատանման որոշակի տեսակ (առանց խառնուրդների), ռեզոնատորի մեջ մտցնելով բարակ թել կամ որոշակի անկյան տակ հատվող երկու թելեր: Խողովակի և հայելու միջև տեղադրելով այդպիսի թելեր, կարելի է հասնել պարզ տեսակի տատանումների ստացման: Աշխատանքում պահանջվում է նաև չափել գազային լազերի ճառագայթի տարամիտման անկյունը:

Առաջին եղանակ

$He - Ne$ լազերից որոշ հեռավորության վրա, լազերային փնջին ուղղահայաց տեղադրել հատուկ սեղանիկի վրա ամրացված լուսաընդունիչը և ճեղքը: Միկրոչափիչ պտուտակով սեղանիկը տեղաշարժել լազերային փնջի տրամագծով և ճեղքի յուրաքանչյուր դիրքում գրանցել միկրոամպերմետրի ցուցմունքը, որի արժեքը համեմատական է ընկած լույսի ինտենսիվությանը: Այդ տեղաշարժը շատ փոքր պետք է լինի փնջի լայնական կտրվածքից, բայց պետք է գերազանցի ճեղքի լայնության $1/3$ արժեքին:

Կառուցել ինտենսիվության արժեքների և փնջի լայնական կտրվածքում ճեղքի կոորդինատի կախվածության գրաֆիկը: Անհրաժեշտ է հաշվի առնել հետևյալը. ա) ճեղքի կոորդինատի յուրաքանչյուր արժեքի համար ինտենսիվության արժեքը վերցնել մի քանի անգամ և նրանց միջին արժեքներով կառուցել գրաֆիկ՝ ուղղահայաց հատվածներով տեղադրելով ինտենսիվության չափման սխալը, բ) ինտենսիվության միջին արժեքը գրաֆիկի վրա տեղադրելիս հաշվի առնել աղմուկի մակարդակը, որը չափվում է՝ փակելով լուսաընդունիչի ճեղքը: Գրաֆիկի կիսաբարձրության վրա լայնության արժեքն ընդունված է անվանել փնջի լայնություն՝ d_1 :

Այնուհետև, սեղանիկը տեղափոխել ճառագայթի երկայնքով և մեկ ուրիշ դիրքում կրկին չափել փնջի d_2 լայնությունը: d_1, d_2 -ի չափումները կատարել մի քանի անգամ, հաշվել նրանց միջին արժեքները: Որոշել փնջի տարամիտման անկյունը՝

$$\varphi = \frac{d_2 - d_1}{L}$$

բանաձևով, որտեղ L -ը երկու դիրքերի միջև եղած հեռավորությունն է: Գնահատել տարամիտման անկյան չափման սխալը: L -ի չափման սխալն անտեսել:

Երկրորդ եղանակ

Չափման ճշտությունը մեծացնելու համար վերցնել մեծ կիզակետային հեռավորություն ունեցող ոսպնյակ: Նրա կիզակետում տեղադրել լուսաընդունիչը և վերը նկարագրված մեթոդով չափել փնջի d լայնությունը՝ կառուցելով ինտենսիվության և կոորդինատի կախվածության գրաֆիկը: Տարամիտումը հաշվել $\varphi = d / f$ բանաձևով, որտեղ f -ը ոսպնյակի կիզակետային հեռավորությունն է: Երկու եղանակով ստացված արդյունքները համեմատել: Փորձը կատարել մի քանի անգամ և հաշվել սխալը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Ն.Ի. Կալիտենսկի, «Ալիքային օպտիկա», 1984 թ.:
2. Д.О. Шиа, Р. Коллен, У. Родс, Лазерная техника, Москва, Атом — издат, 1980.
3. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, Физическая оптика, М., Изд—во Му., 1998.

Աշխատանք 4.

ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՍԴԵՐՍԻԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Աշխատանքի նպատակն է չափել ապակե հատվածակողմի բեկման ցուցիչը, որոշել դիսպերսիան և լուծող ուժը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Նյութի դիսպերսիան՝ դա բեկման ցուցչի կախումն է նյութի միջով անցնող լույսի ալիքի երկարությունից: Լույսի էլեկտրամագնիսական դասական տեսության մեջ ենթադրվում է, որ $n(\lambda) = \text{const}$: Սակայն դեռ Նյուտոնը դրել էր փորձ, որն ակնհայտորեն ցուցադրում էր $n(\lambda)$ կախումը:

Բազմիցս փորձել են որոնելի $n(\lambda)$ կախումը ստանալ տեսական ճանապարհով: Այդպիսի մի տեսություն XIX դարի առաջին կեսին կառուցել է հանրաճանաչ մաթեմատիկոս Կոչին, որն ստացել է հետևյալ բանաձևը.

$$n = A + B / \lambda_0^2 + C / \lambda_0^4 + \dots,$$

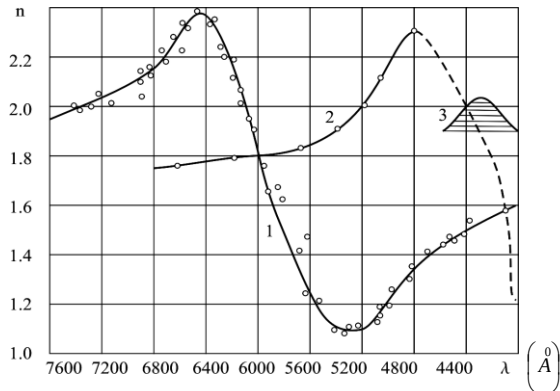
որտեղ λ_0 -ն ալիքի երկարությունն է վակուումում, A -ն, B -ն, C -ն փորձով որոշվող հաստատուններ են:

Որոշ թափանցիկ մարմինների համար այս առնչությունը լավ է նկարագրում բեկման ցուցչի կախումն ալիքի երկարությունից: Շատ դեպքերում բավականաչափ լավ մոտավորություն է ստացվում միայն առաջին երկու անդամներով (այսինքն՝ փորձից անհրաժեշտ է որոշել միայն երկու հաստատուն): Թափանցիկ մարմինների համար $n(\lambda)$ կախման հիմնավորումն էլեկտրոնային երևույթների և լույսի էլեկտրամագնիսական տեսության միակցման ժամանակ առաջ եկող հիմնական խնդիրներից մեկն է:

Գիտափորձերի տեխնիկայի հետագա կատարելագործումը հնարավորություն տվեց նկատելու նոր փաստեր: Հաստատվեց, որ սպեկտրի որոշ տիրույթում մի շարք նյութերում դիտվում է բեկման ցուցչի անկանոն կախում ալիքի երկարությունից (անկանոն դիսպերսիա՝ $\partial n / \partial \lambda > 0$): Առաջինն այդ երևույթը դիտել է Լեռուն, որը հետազոտել է յոդի գոլորշու միջով լույսի անցումը: Հետագայում սպեկտրի տեսանելի տիրույթում կլանման շատ ինտենսիվ շերտերով օժտված զանազան ներկանյութերի (ֆոքսին, ցիանին և այլն) հետազոտման ժամանակ ցույց տրվեց, որ անկանոն դիսպերսիան միշտ առաջանում է սպեկտրի այն տիրույթում, որտեղ տվյալ նյութի

կողմից լուսային էներգիայի կլանումը շատ մեծ է: Նկ.1-ում պատկերված է ներկանյութի կլանման շերտի մոտակայքում $n(\lambda)$ կախման բնութագրական կորը:

Նյութի հետ էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցության բարդ խնդիրը կարող է լուծվել ինչպես դասական, այնպես էլ քվանտային ֆիզիկայի մեթոդներով: Անհրաժեշտ է հաշվի առնել, որ ներդաշնակ տատանակը որպես ճառագայթող ատոմի մոդել օգտագործելիս դիսպերսիայի քվանտային և դասական տեսությունների արդյունքները լիովին համընկնում են:



Նկ. 1. Երկու ներկանյութերի համար բեկման ցուցչի կախումն ալիքի երկարությունից:

Դիսպերսիայի հավասարումները ստանալու Լորենցի կատարած հաշվարկի գաղափարը միանգամայն պարզ է. ընկնող լույսի հաճախականությունից որևէ նյութի բեկման ցուցչի կախումն ստանալու համար անհրաժեշտ է գտնել լուսային ալիքի $\vec{E}$ դաշտի ստեղծած՝ այդ նյութի բեռնացման $\vec{P}$ վեկտորը: Այնուհետև հաշվում են էլեկտրաստատիկ ինդուկցիայի վեկտորը՝ $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ և որոշում $\varepsilon = D/E$: Օգտվելով լույսի էլեկտրամագնիսական տեսության $n = \sqrt{\varepsilon}$ հիմնական առնչությունից, ստանում են որոնելի $n(\omega)$ կախումը: Տվյալ դեպքում առաջնային ալիքը չի փոխարինվում երկրորդային ալիքների գումարով (ինչպես այդ արվում է դիֆրակցիայի երևույթը մեկնաբանելիս), այլ փոխազդում է դրանց հետ: Դիցուք միավոր ծավալում կան հետազոտվող նյութի քառասյունորեն դասավորված N համարժեք ատոմներ: Ընդունենք նաև, որ յուրաքանչյուր ատոմում կա q լիցքով մեկ օպտիկական էլեկտրոն: Լուսային

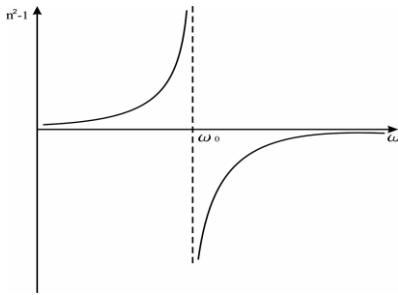
ալիքի էլեկտրական դաշտն ազդում է այդպիսի էլեկտրոնի վրա $q\vec{E}$ ուժով (ստիպող ուժ): էլեկտրոնը աստիճանաբար պահվում է $f\vec{r}$ քվադրատաձևական ուժով, որը համեմատական է լուսային ալիքի դաշտի ազդեցության հետևանքով առաջացած էլեկտրոնի $\vec{r}$ շեղմանը: Էլեկտրոնի m զանգվածը և քվադրատաձևական կապի f գործակիցը որոշում են ներդաշնակ տատանակի ω_0 սեփական հաճախությամբ: յուլեր: Դրանց միջև կապը գրվում է $\omega_0^2 = f/m$ տեսքով:

Տատանվող էլեկտրոնի շարժման հավասարումը կազմելիս պետք է հաշվի առնել մարումը՝ պայմանավորված $-g\dot{\vec{r}}$ արգելալող ուժով, որտեղ g -ն ինչ-որ գործակից է, սակ $g/m = \gamma$ կոչվում է մարման գործակից: Այսպիսով, տատանվող էլեկտրոնի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը՝ $m\ddot{\vec{r}} = -f\vec{r} - g\dot{\vec{r}} + q\vec{E}$ կամ $\ddot{\vec{r}} + \gamma\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = q\vec{E}/m$: Քանի որ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը փոփոխվում է $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t)$ օրենքով, այդ հավասարման լուծումը պետք է որոնել հետևյալ տեսքով՝ $\vec{r} = \vec{r}_0 \exp(i\omega t)$: Նկատելով, որ $\dot{\vec{r}} = i\omega\vec{r}$, $\ddot{\vec{r}} = -\omega^2\vec{r}$, ստանում ենք՝ $\vec{r}_0(-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2) = q\vec{E}_0/m$ կամ $\vec{r}_0 = \frac{q/m}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma} \vec{E}_0$: Քանի որ $\vec{P} = Nq\vec{r}$ և $\vec{E} + 4\pi\vec{P} = \varepsilon\vec{E}$,

$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi N(q^2/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}$: Եթե ընդունենք, որ $\gamma = 0$, ապա

դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը կլինի իրական: Բեկման ցուցչի կոմպլեքս արժեքից իրականի անցնելը նշանակում է անտեսել էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը. $n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi N(q^2/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$:

Նկ. 2.-ում պատկերված է $(n^2 - 1)$ ֆունկցիայի կախումը ճառագայթման հաճախականությունից: Բացի $\omega = \omega_0$ կետից, որում այդ ֆունկցիան խզվում է, որը չի կարող համապատասխանել ֆիզիկական իրականությանը, բեկման ցուցիչն ամենուրեք աճում է հաճախականության մեծացմանը զուգընթաց: Այսպիսի կախումը կոչվում է նյութի կանոնավոր դիսպերսիա $\partial n / \partial \lambda < 0$:



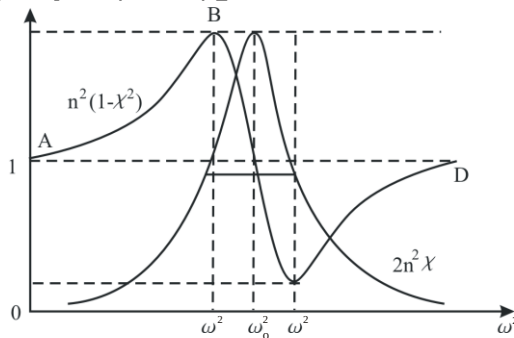
Նկ. 2. Կլանման բացակայության դեպքում $(n^2 - 1)$ -ի կախումը հաճախականությունից:

Այժմ հաշվի առնենք տատանվող էլեկտրոնի տատանումների մարումը, որի դեպքում դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը կոմպլեքս մեծություն է: Յետևաբար, բեկման ցուցիչը նույնպես կլինի կոմպլեքս՝

$$n' = n - in\chi = n(1 - i\chi):$$

Այդ բեկման ցուցիչը կապված է դիէլեկտրիկ թափանցելիության հետ $n'^2 = \varepsilon'$ հավասարությամբ, որտեղ $\varepsilon' = n^2(1 - 2i\chi - \chi^2)$, կեղծ և

իրական մասերն առանձնացնելով, կստանանք n -ը՝ (բեկման ցուցիչը) և $n\chi$ -ը՝ (կլանման գործակիցը) ω հաճախականության հետ կապող հավասարումները:



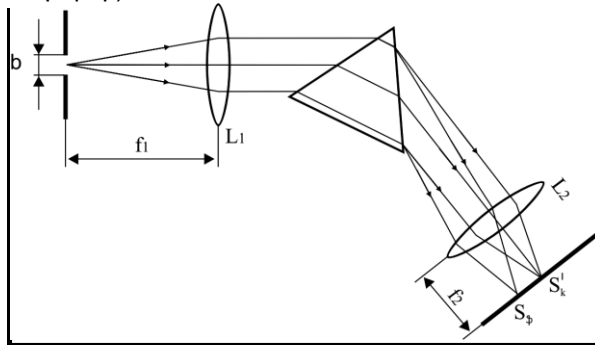
Նկ. 3. $2n^2\chi$ -ի և $n^2(1 - \chi^2)$ -ի կախվածությունը հաճախականության քառակուսուց:

Նկ. 3.-ում բերված են $2n^2\chi$ և $n^2(1 - \chi^2)$ ֆունկցիաների գրաֆիկները, որոնք ցուցադրում են կլանման գործակիցի և բեկման ցուցչի փոփոխությունը կլանման գծի մոտակայքում: $\omega = \omega_0$ -ի մոտակայքում խզում ունեցող կորը ($\gamma = 0$), կլանումը հաշվի առնելու դեպքում փոխակերպվում է $ABCD$ բնորոշ անընդհատ կորին (դիսպերսիայի կոր):

Դիսպերսիան՝ այսինքն, բեկման ցուցչի կախումը լույսի ալիքի երկարությունից, հնարավորություն է տալիս փորձնական եղանակով կամայական ճառագայթումը վերածելու՝ միագույն ալիքների սպեկտրի:

ՀԱՏՎԱԾԱԿՈՂՄԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՉԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Նկ. 4-ում պատկերված է պարզագույն սպեկտրային սարքի սկզբունքային գծանկարը: Կոլիմատորի L_1 օբյեկտիվի գլխավոր կիզակետում տեղադրված է մուտքի b ճեղքը: Այդպիսի համակարգով ճառագայթման անցնելիս առաջանում է հարթ ալիք, որն ընկնում է դիսպերսող տարրի վրա: Երկրորդ (խցիկային)՝ L_2 օբյեկտիվը կիզակետում է տարբեր երկարություններով ալիքների (սպեկտրային գծերի) ճառագայթումը կիզակետային հարթության տարբեր կետերում, որն այնուհետև կարելի է գրանցել լուսանկարչական թիթեղիկի վրա կամ դիտել օկուլյարի միջոցով: Եթե ճեղքը լուսավորվում է միագույն լույսով, ապա հատվածակողմը շեղում է ճառագայթների ընթացքը, և ստացվում է ճեղքի S'_k պատկերը: Եթե լույսի աղբյուրը առաքում է $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ միագույն ճառագայթների համախումբ, ապա սպեկտրը կազմվում է առանձին գծերից (գծային սպեկտր): Սպիտակ լույսի դեպքում տարբեր գույնի պատկերները վերադրվում են՝ առաջացնելով անընդհատ գունավորված շերտ (անընդհատ սպեկտր):



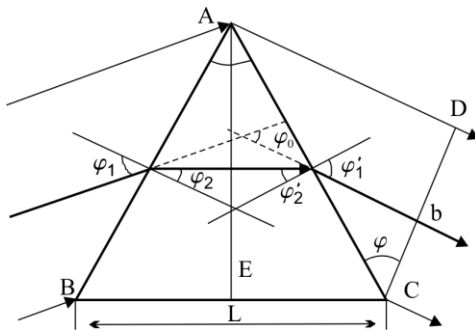
Նկ. 4. Սպեկտրային սարքի պարզեցված գծանկարը:

Գնահատենք բեկման ցուցիչի արժեքը հատվածակողմի համաչափ տեղադրման առավել պարզ և գործնականում սովորաբար կիրառվող դեպքի համար (նկ. 5): Դժվար չէ տեսնել, որ այդ դեպքում հատվածակողմում բեկվելուց հետո ճառագայթի ուղղության փոփոխությունը բնութագրող φ_0 անկյունն ընդունում է նվազագույն արժեք (այսինքն՝ հատվածակողմը տեղադրված է նվազագույն շեղման անկյունով), երբ հատվածակողմում լույսի փունջը տարածվում է նրա հիմքին զուգահեռ: Եթե հատվածակողմի բեկող անկյունը A

է, ապա $n = \sin \varphi_1 / \sin \varphi_2 = \sin \varphi'_2 / \sin \varphi'_1$ պայմանից ստացվում է.

$$n = \frac{\sin[(A + \varphi_0)/2]}{\sin(A/2)}: \text{ Զետագոտենք, թե դիսպերսող տարրը ինչպիսի}$$

$\delta\varphi$ անկյունով միմյանցից կհեռացնի ալիքի λ_1, λ_2 ($|\lambda_1 - \lambda_2| = \delta\lambda$) երկարությամբ լուսային երկու փնջերը: Ակնհայտ է, որ մեզ հետաքրքրող ֆունկցիան, որը կոչվում է դիսպերսիա, կրնոթագրվի անկյան ածանցյալով՝ ըստ ալիքի երկարության: $D = d\varphi / d\lambda$:



Նկ. 5. Համաչափ տեղադրված հատվածակողմի դիսպերսիայի լուսաբանումը:

Եթե հաշվի առնենք հատվածակողմի նյութի (ապակու) բեկման ցուցչի կախումը նրա վրա ընկնող լուսի ալիքի երկարությունից, ապա հատվածակողմի դիսպերսիայի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը.

$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{d\varphi_0}{dn} \frac{dn}{d\lambda}: \quad (1)$$

$dn/d\lambda$ մեծությունն անվանում են նյութի դիսպեր-

սիա. Դա ($n(\lambda)$ -ի հետ) բնութագրում է այդ նյութի հիմնական հատկությունները, որից պատրաստված է հատվածակողմը.

$$\frac{dn}{d\varphi_0} = \frac{1}{2} \frac{\cos[(A + \varphi_0)/2]}{\sin(A/2)},$$

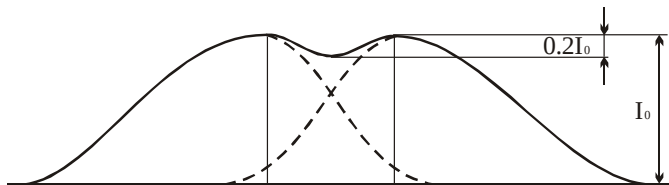
հետևաբար՝

$$D = \frac{2 \sin(A/2)}{\cos[(A + \varphi_0)/2]} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin(A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}} \frac{dn}{d\lambda}: \quad (2)$$

Սպեկտրային սարքերում օգտագործվող հատվածակողմերի A բեկող անկյունը, (քանի որ ավելի մեծ անկյունների համար ալիքի որոշ երկարությունների դեպքում արդեն տեղի է ունենում լրիվ ներքին անդրադարձում հատվածակողմի երկրորդ միասից) սովորաբար 60° է և հատվածակողմի դիսպերսիան լրիվ որոշվում է n -ի և $dn/d\lambda$ -ի արժեքներով: Ակնհայտ է, որ ձեռնտու է օգտագործել այդ մեծությունների ավելի մեծ արժեքներ ունեցող օպտիկական նյութերը:

Դիսպերսիայի հասկացությունը հնարավորություն է տալիս

լիովին բնութագրելու կամայական ճառագայթումը բաղադրիչների վերլուծելու՝ սպեկտրային սարքի ընդունակությունը: Այս խնդիրը լուծելու համար կարևոր է ոչ միայն երկու՝ իրար մոտ ալիքի երկարության, ճառագայթումները հնարավորին չափ մեծ անկյունով իրարից հեռացնելը, այլև այն, որ յուրաքանչյուր բաղադրիչը բավականաչափ նեղ լինի: Այդպիսի բնութագիր է ծառայում լուծող ուժը: Այդ կարևորագույն հասկացությունը քանակապես ներկայացնելու համար նախ և առաջ պետք է պայմանավորվել լուծելիության չափանիշի մասին, քանի որ այս դեպքում չի կարելի հիմնվել ինչ-որ սուբյեկտիվ գնահատականների վրա: Լուծելիության չափանիշը մտցրել է Ռելեյը, որն առաջարկել է երկու սպեկտրային գծերն այն դեպքում համարել լուծված, երբ մի λ_1 ալիքի երկարության առավելագույնը համընկնում է մյուսի՝ λ_2 -ի մոտակա նվազագույնին: Այդ դեպքում (հետազոտվող համաչափ առավելագույնների հավասար I_0 ինտենսիվության ժամանակ) կատարների միջև եղած «փոստրակի» խորությունը $0,2 I_0$ է (նկ. 6):



Նկ. 6. Ռելեյի չափանիշի լուսաբանումը:

Լուծող ուժ (երբեմն օգտագործում են գունային լուծող ուժ տերմինը) անվանում են $\lambda / \delta \lambda$ հարաբերությունը, որտեղ $\delta \lambda$ -ն երկու այնպիսի առավելագույնների միջև ալիքի երկարությունների $|\lambda_2 - \lambda_1|$ տարբերությունն է, որոնց համար տեղի ունի Ռելեյի չափանիշը, իսկ λ -ն գունար ուրվագծում փոստրակի կենտրոնին համապատասխանող ալիքի միջին երկարությունն է: Հատվածակողմի լուծող ուժը գնահատելու համար ելնում են այն բանից, որ հատվածակողմի միստը (հատվածակողմի և սպեկտրային սարքի օբյեկտիվների չափերի միջև եղած սովորական հարաբերության դեպքում) սահմանափակում է ելնող լուսային փնջի արդյունավետ հատույթը: Հաշվարկը կատարվում է հատվածակողմում ճառագայթների համաչափ ընթացքի համար (տես նկ. 5), և այդ դեպքում պետք է լուծել հետևյալ խնդիրը՝ լույսի դիֆրակցիան այնպիսի ուղղանկյուն անցքի վրա, որի լայնությունը պայմանավորված է հատվածակողմի չափերով: Անվերջ նեղ S ճեղքի և միագունիչի

$$\delta\varphi = \frac{2 \sin A/2}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 A/2}} \frac{dn}{d\lambda} \delta\lambda : \quad (3)$$

$\delta\varphi$ -ի բանաձևերը հավասարեցնելով՝ կստանանք պայման սպեկտրային գծերի ալիքի երկարությունների ամենափոքր տարբերության համար, որ լուծելի է՝ ըստ Ռելեյի լուծելիության չափանիշի.

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{\frac{\lambda \sqrt{1 - n^2 \sin^2 A/2}}{2b \sin A/2} \frac{1}{\frac{dn}{d\lambda}}}{\frac{\lambda}{b}} \cdot \delta n : \text{որստեղիգ} \quad (4)$$

Նկ. 5-ից ունենք. $b = AC \cdot \cos \varphi_1 = AC \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_1}$:

$$\sin \varphi = n \sin \varphi_2 = n \sin A/2 \text{ и } b = AC \cdot \sqrt{1 - n^2 \sin^2 A/2} :$$

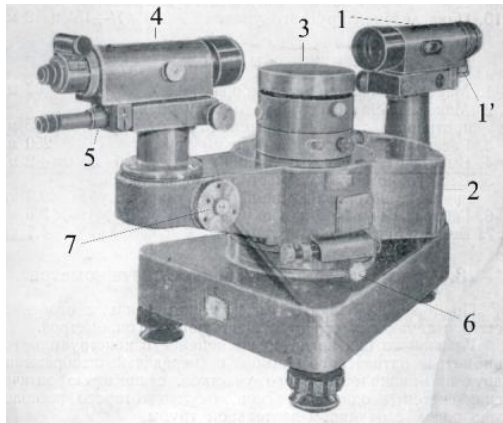
որտեղ L -ը հատվածակողմի BC հիմքն է: Այսպիսով՝

$$b = \frac{L \cdot \sqrt{1 - n^2 \sin^2 A/2}}{2 \sin A/2} :$$

(4)-ից կստանանք. $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = L \frac{dn}{d\lambda}$: Այսպիսով հատվածակողմի լուծող ուժը կախված է նրա հիմքի L չափից և այն նյութի դիսպերսիայից, որից պատրաստված է հատվածակողմը:

Փ Ո Ր Ջ Ն Ա Կ Ա Ն Մ Ա Ս

Այս աշխատանքում $\Gamma-5$ վազքաչափի (гониометр) օգնությամբ չափվում է ապակե հատվածակողմի բեկման ցուցիչը, որոշվում դիսպերսիան և լուծող ուժը:



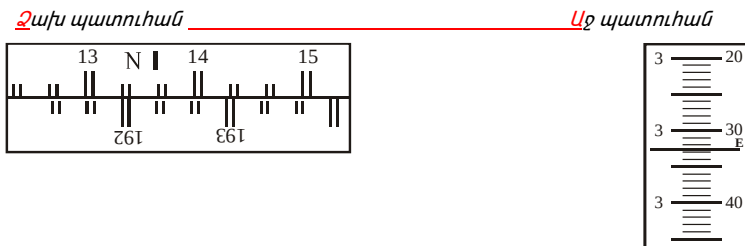
Նկ. 7. $\Gamma-5$ վազքաչափի (гониометр) արտաքին տեսքը:

$\Gamma-5$ վազքաչափը օպտիկական սարք է: Այն կազմված է մուտքի կոլիմատորից (1), զանգվածեղ հիմնասալից (2), սեղանիկից (3) (որի վրա տեղադրվում է օպտիկական տարրը), դիտախողովակից (4) և անկյունաչափից (5): Մուտքի կոլիմատորը ոսպնյակների համակարգ է, որը ծառայում է լույսի զուգահեռ փնջի ստացման, դիտախողովակը՝ սպեկտրների դիտման, իսկ անկյունաչափը՝ վայրկյանների ճշտությամբ անկյունների չափման համար:

Վազքաչափի նախապատրաստումը աշխատանքի.

Էլեկտրական ցանցին միացնել կոլիմատորի ճեղքի (1') առջև

տեղադրված լույսի աղբյուրը (սնդիկային լամպը) և անկյունաչափի սանդղակը լուսավորող լամպը: Կոլիմատորի ճեղքի լայնությունը կարգավորվող է: Դիտախողովակի մանրադիտակում դիտել ճեղքի հստակ պատկերը: Սևեռել դիտախողովակը պտուտակով (6), գրանցել այդ դիրքին համապատասխանող անկյան արժեքը: Անկյունաչափի տեսադաշտը պատկերված է նկ. 8-ում: Այն կազմված է



Նկ. 8. Վազքաչափի անկյունաչափի աշխատանքը պարզաբանող գծապատկեր. (անկյան արժեքը $13^{\circ} 13' 33''$):

երկու պատուհաններից.

Չախ պատուհանում երևում են հորիզոնական սանդղակներ՝ տրամագծորեն հակառակ դասավորված բաժանմունքներով և N ինդեքս (ուղղահայաց գծիկ): Աջ պատուհանում երևում են անկյան ռոպեների միավոր արժեքներին և վայրկյաններին համապատասխանող սանդղակներ և E ինդեքսով գիծ: Դիտախողովակը տեղափոխելիս, տեղաշարժվում են աջ և ձախ պատուհանների սանդղակները՝ դասավորվելով անկյան նոր դիրքին համապատասխանող արժեքով: Չափումներ կատարելու համար սևեռել դիտակի դիրքը (6) պտուտակով: Միկրոչափիչ (7) պտուտակով համընկեցնել ձախ պատուհանի վերևի և ներքևի բաժանմունքները: Անկյան աստիճանի արժեքը N ինդեքսի մոտակա ձախ հարևանին համապատասխանող վերևի սանդղակի բաժանմունքի թիվն է: Այդ թվի և ներքևի սանդղակում նրանից 180° -ով տարբերվող թվի միջև ընկած միջակայքերի քանակով որոշվում է ռոպեների տասնավորները: Իսկ ռոպեների միավորները և վայրկյանները որոշվում են աջ պատուհանի սանդղակներից: Աջ պատուհանի ձախ սանդղակի թիվը ռոպեի արժեքն է, իսկ աջ սանդղակի թիվը՝ վայրկյանի արժեքն է, որը որոշվում է E ինդեքսի դիրքով: Ստանալ ճեղքի և դիտախողովակի խաչվող թելերի (խաչի) կտրուկ պատկերները: Ապա ճշգրտությամբ համընկեցնել խաչի կենտրոնը ճեղքի պատկերի հետ: Որպես հաշվարկի սկիզբ վերցնել անկյան արժեքը՝ φ սկզբ, որը համապատաս-

խանում է դիտախողովակի սկզբնական դիրքին:

Վազբաչափի սեղանիկի վրա տեղադրել դիտախորող սարքը՝ ապակե հատվածակողմը, այնպես, որ բեկող անկյան կիսորդը կուլի մատորի առանցքի հետ կազմի ուղիղ անկյան մոտ սուր անկյուն: Թող այդ դեպքում հատվածակողմի հիմքը գտնվի դիտողի աջ կողմում:

Սեղանիկի պտուտակը թուլացնել, պտտել այն հատվածակողմի հետ և անգեն աչքով գտնել հատվածակողմում սնդիկային լամպի լուսի բեկված ճառագայթները, որոնք տալիս են ճեղքի պատկերը նեղ, գունավոր շերտերի տեսքով՝ համապատասխան ալիքի երկարություններով:

երկու դեղին՝ 5890 $\text{\AA}$; 5770 $\text{\AA}$

կանաչ՝ 5460 $\text{\AA}$

կապույտ՝ 4920 $\text{\AA}$

երեք մանուշակագույն՝ 4360 $\text{\AA}$; 4350 $\text{\AA}$; 4340 $\text{\AA}$:

Ամրացնել սեղանիկի դիրքը, տեղաշարժել դիտախողովակը այնքան, որ նրա տեսադաշտում հայտնվի սնդիկի կանաչ գիծը՝ $\lambda = 5460 \text{\AA}$: Դիտախողովակի խաչը համընկեցնել սպեկտրի կանաչ գծի հետ: Պտուտակով ամրացնել դիտախողովակը: Ազատել հատվածակողմի սեղանիկը, այն պտտել այս կամ այն կողմ, հետևել կանաչ գծի շարժման ուղղությանը: Սեղանիկը պետք է պտտել այնպես, որ սպեկտրի կանաչ գիծը մոտենա չեղված լուսային փնջի ստացված պատկերին: Կարող է պատահել, որ կանաչ գիծը դուրս գա խողովակի դիտման դաշտից, այդ դեպքում շարունակել պտտել հատվածակողմով սեղանիկը, թուլացնել դիտախողովակը սեղմող պտուտակը և տեղափոխել գծի հետ միասին (վազել կանաչ գծի հետևից): Անցնելով որոշակի տարածություն, գիծը կկանգնի և այնուհետև կսկսի հետ վերադառնալ: դա շեղման փոքրագույն անկյան դիրքն է՝ սնդիկի կանաչ գծի համար: Սեղանիկը ամրացնել, պտտել դիտախողովակը, համընկեցնել խաչը դիտվող գծի հետ և գրանցել համապատասխան անկյան արժեքը՝ φ : Այդ անկյան և դիտախողովակի սկզբնական դիրքին համապատասխանող անկյան արժեքների տարբերությամբ որոշվում է փոքրագույն շեղման արժեքը՝ $\varphi_{\text{աջ}}$, սնդիկի կանաչ գծի համար: Հատվածակողմով սեղանիկը պտտելով բերել համաչափ դիրքի, այսինքն՝ հատվածակողմի հիմքը այս դեպքում կգտնվի դիտողի ձախ կողմում: Կրկնել նախորդ չափումները այս դիրքի համար ևս: Այսպիսով, փոքրագույն շեղման անկյան համար ստացվում են երկու արժեքներ՝ աջում՝ $\varphi_{\text{աջ}}$ և ձա-

խումբ $\varphi_{\text{ծախ}}$: Նրանց միջին արժեքը կլինի.

$$\varphi_0 = (\varphi_{\text{աջ}} + \varphi_{\text{ծախ}})/2:$$

Ֆաշվարկ

Տվյալ ալիքի երկարության, հատվածակողմի տվյալ բեկող A անկյան և այդ ալիքի երկարության լուսային փնջի ամենափոքր շեղման φ_0 անկյան համար n բեկման ցուցիչը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(A + \varphi_0)}{\sin(A/2)}:$$

Այնուհետև որոշել փոքրագույն շեղման անկյունները սպեկտրի մանուշակագույն և դեղին գծերի համար ու հաշվել համապատասխան բեկման ցուցիչները: Կառուցել գրաֆիկ. x առանցքով տեղադրել ալիքի երկարության արժեքները, իսկ y առանցքով՝ բեկման ցուցիչները: Գրաֆիկից գտնել հատվածակողմի նյութի $dn/d\lambda$ դիսպերսիան և այդ արժեքով գնահատել հատվածակողմի լուծող ընդունակությունը՝ $R = L \frac{dn}{d\lambda}$, որտեղ L -ը հատվածակողմի հիմքի

երկարությունն է: Եթե լուսային փունջը չի անցնում ամբողջ հատվածակողմով, ապա նրա լուծող ընդունակությունը հաշվվում է այլ բանաձևով.

$$R = (L_2 - L_1) \frac{dn}{d\lambda},$$

որտեղ L_2 և L_1 -ը լուսային փնջի հատվածակողմի հիմքին զուգահեռ հատումների երկարություններն են: Այդ դեպքում փնջի լայնությունը կարելի է որոշել՝ տեղադրելով նրա ճանապարհին սպիտակ բոլոր:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Ն.Ի. Կալիտենսկի. Ալիքային օպտիկա, Երևան, 1984 թ.:
2. В.И. Иверопова. Физический практикум, задача 128, 1968.

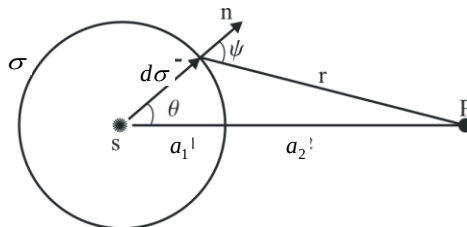
Աշխատանք 5.

ՖՐԵՆԵԼԻ ՂԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԿԼՈՐ ԱՆՑՔԻՑ

Աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ գնդաձև լուսային ալիքների դիֆրակցիային և որոշել լուսի աղբյուրի ճառագայթման ալիքի երկարությունը:

Տ Ե Ս ՈՒԹ Յ ՈՒՆ

Գնդաձև ալիքների դիֆրակցիան կրում է Ֆրենելի դիֆրակցիա անունը: Համաձայն Հյույգենսի սկզբունքի՝ յուրաքանչյուր կետ, որին հասնում է լուսային գրգիռը տվյալ պահին, իր հերթին երկրորդային ալիքների կենտրոն է դառնում: Ժամանակի հաջորդ պահին ալիքի ճակատի դիրքը որոշվում է երկրորդային ալիքների պարուրիչ մակերևույթով: Նախնական այս ձևակերպման մեջ հաշվի չի առնված երկրորդային ալիքների միջև ինտերֆերենցիան և փուլային առնչություններն ընդհանրապես: Ֆրենելը Հյույգենսի սկզբունքի մեջ ֆիզիկական իմաստ մտցրեց՝ լրացնելով այն ինտերֆերենցիայի գաղափարով: Հյույգենս-Ֆրենելի սկզբունքը ալիքային օպտիկայի հիմնական սկզբունքն է, որը հնարավորություն է տալիս հետազոտել դիֆրակցիայի երևույթը:



Նկ. 1. Հյույգենս-Ֆրենելի ձևակերպման լուսաբանումը:

Էլեկտրամագնիսական ալիքների S աղբյուրը շրջապատենք կամայական ձևի σ փակ երևակայական մակերևույթով: σ -ից դուրս գտնվող P կետում գրգիռի ինտենսիվության լայնույթի ճիշտ արժեքը կարելի է ստանալ, եթե σ մակերևույթի ազդեցությունը փոխարինենք $d\sigma$ տարրական մակերևույթների ազդեցությունների գումարով: Քանի որ օժանդակ աղբյուրների փուլերը որոշվում են S աղբյուրից եկող գրգիռներով, ուստի նրանք իրար հետ համաձայնեցված են, հետևաբար, երկրորդային տատանումները կոհերենտ են, որոնց լայնույթները կարելի է գումարել: Հետևելով

Ֆրենելի, մտցնենք $K(\psi)$ գործակիցը, որն ընդունում է առավելագույն արժեք, երբ $\psi = 0$ (նկ. 1) և դառնում է զրո, երբ

$\psi \geq \frac{\pi}{2}$: Այդպիսի գործակիցը բացառում է σ մակերևույթի ներսն

ուղղված հակադարձ ալիքների գոյությունը: P կետում որևէ կամայական $d\sigma$ տարրի ստեղծած տատանումների լայնությամբ արտահայտվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$dE_0 = K(\psi) \left[\frac{E'_0 \exp(ika)}{a_1} \right] \frac{\exp(i\vec{k}\vec{r})}{r} d\sigma: \quad (1)$$

Այստեղ դեն է նետված է $\exp(-i\omega t)$ ժամանակային կախումը և պարզության համար ընդունված է, որ S աղբյուրն արձակում է E'_0 սկզբնական լայնությով գնդաձև միագույն ալիք: Հետագա դատողությունները կարելի է կատարել σ կամայական մակերևույթի համար, բայց պարզության համար ենթադրենք, որ դա համընկնում է կետային աղբյուրի ալիքային ճակատի հետ, այսինքն՝ a_1 շառավղով գնդաձև մակերևույթ է: Այդ ժամանակ գումար գրգիռը P կետում կարտահայտվի հետևյալ առնչությամբ՝

$$E_0(P) = \frac{E'_0 \exp(ika_1)}{a_1} \iint_{\sigma} K(\psi) \frac{\exp(i\vec{k}\vec{r})}{r} d\sigma: \quad (2)$$

Ինտեգրման համար σ մակերևույթը տրոհենք, այսպես կոչված, Ֆրենելի գոտիների՝ այնպես, որ

$$N_1 P = \left(a_2 + \frac{\lambda}{2} \right), \quad N_2 P = \left(a_2 + 2 \frac{\lambda}{2} \right) \text{ և այլն:} \quad (3)$$

Այս դեպքում ցանկացած երկու հարևան գոտիներից ալիքները P կետ կգան հակափուլերով (նկ. 2): Առաջին սեգմենտի բարձրությունը h_1 -ով և շառավիղը r_1 -ով նշանակելու դեպքում ունենք՝

$$a_1^2 - (a_1 - h_1)^2 = \left(a_2 + \frac{\lambda}{2} \right)^2 - (a_2 + h_1)^2: \quad (4)$$

Անտեսելով λ^2 -ն, կստանանք $h_1 \approx \frac{a_2}{a_1 + a_2} \cdot \frac{\lambda}{2}$: Եվ առաջին գոտին

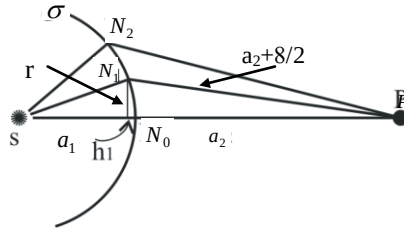
ներկայացնող գնդային սեգմենտի մակերեսը հավասար է՝

$$2\pi a_1 h_1 \approx \frac{\pi a_1 a_2}{a_1 + a_2} \lambda: \quad (5)$$

Եթե նման ձևով հաշվենք առաջին երկու գոտիների ընդհանուր մակերեսը՝ $(a_2 + \lambda/2)$ -ի փոխարեն տեղադրելով $a_2 + 2(\lambda/2)$ ար-

տահայտությունը, կստանանք՝ $2\pi \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2} \lambda$: Հետևաբար, առաջին

երկու գոտիների մակերեսները հավասար են, որը ճիշտ է ցանկա-
ցած այլ գոտիների համար:



Նկ. 2. Ֆրենելի գոտիների շառավիղների որոշումը պարզաբանող գծապատկերը:

Նկ. 2-ից հեշտ է որոշել n -րդ գոտու շառավիղը.

$$r_n = \sqrt{\frac{n a_1 a_2}{a_1 + a_2}} \lambda : \quad (6)$$

Նկ.1-ից ունենք՝ $r^2 = a_1^2 + (a_1 + a_2)^2 - 2a_1(a_1 + a_2) \cdot \cos \theta$,

$$r dr = a_1(a_1 + a_2) \sin \theta d\theta, \quad (7)$$

$$d\sigma = a_1^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{a_1}{a_1 + a_2} r dr d\varphi :$$

Եթե մի օղակաձև գոտու սահմաններում $K(\psi)$ գործակիցը հա-
մարենք հաստատուն, ապա P կետում n -րդ գոտու ստեղծած
գրգիռը, ազիմուտային φ անկյունով ինտեգրելուց հետո, կգրվի.

$$E_{0,n} = 2\pi E'_0 \frac{\exp(ik a_1)}{a_1 + a_2} K_n \int_{a_2 + (n-1)\frac{\lambda}{2}}^{a_2 + n\frac{\lambda}{2}} \exp(i\vec{k}\vec{r}) dr : \quad (8)$$

Ըստ r -ի ինտեգրելով և կատարելով ձևափոխություններ,
կստանանք.

$$E_{0,n} = 2i\lambda(-1)^{n+1} K_n E'_0 \left(\exp \left[\frac{ik(a_1 + a_2)}{a_1 + a_2} \right] \right) : \quad (9)$$

Հետևաբար, Ֆրենելի բոլոր գոտիների գումար ազդեցությունը

կներկայացվի նշանափոխ շարքի գումարի տեսքով.

$$K_1 - K_2 + K_3 - \dots + (-1)^{n+1} K_n: \quad (10)$$

համբավորենք այդ շարքի անդամները հետևյալ տեսքով.

$$\frac{K_1}{2} + \left(\frac{K_1}{2} - K_2 + \frac{K_3}{2} \right) + \left(\frac{K_3}{2} - K_4 + \frac{K_5}{2} \right) + \dots$$

Կախված n -ի զույգությունից՝ այդպիսի գումարը հավասարվում է $\left(\frac{K_1}{2} \pm \frac{K_n}{2} \right)$: Դա նշանակում է, որ տատանումների գումար լայնույ-

թը P կետում հավասար է միայն Ֆրենելի առաջին և n -րդ գոտիների կողմից ստեղծած տատանումների լայնությունների կիսագումարին կամ կիսատարբերությանը՝ կախված n -ի զույգությունից.

$$E_0(P) = \frac{1}{2} (E_{01} \pm E_{0n}): \quad (11)$$

Ալիքի լրիվ բաց ճակատի դեպքում $E_{0,n} \rightarrow 0$, քանի որ $K[\pi/2] = 0$: Չեղարկվում.

$$E_0(P) = \frac{1}{2} E_{0,1}(P): \quad (12)$$

Վերջին արտահայտությունը հնարավորություն է տալիս բացահայտ տեսքով ստանալ K_1 գործակցի արժեքը. եթե վերանայնք կատարված կառուցվածքներից և նկատի չառնենք σ մակերևույթի վրա կեղծ երկրորդային մակերևույթները, ապա կարելի է պնդել, որ S կետային աղբյուրից առաքված գնդաձև ալիքը $a_1 + a_2$ հեռավորության վրա գտնվող P կետում կստեղծի $E_0(P)$ լայնությամբ տատանումներ.

$$E_0(P) = E'_0 \exp \left[\frac{ik(a_1 + a_2)}{a_1 + a_2} \right]: \quad (13)$$

Չամենատեղիվ այս արտահայտությունը (9)-ի հետ, կգտնենք, որ $i\lambda K_1 = 1$ կամ

$$K_1 = -\frac{i}{\lambda} = \exp \frac{-i\pi/2}{\lambda}: \quad (14)$$

Անցնենք ստացված արդյունքների համախմբի քննարկմանը. ալիքի լրիվ բաց ճակատի համար P կետում տատանումների գումար լայնությամբ հավասար է այդ կետում միայն առաջին գոտու ստեղծած տատանման լայնության կեսին: Քանի որ ճառագայթման

ինտենսիվությունը համեմատական է տատանման լայնության քառակուսուն, ապա P կետում գումար ինտենսիվությունը թվապես հավասար է Ֆրենելի առաջին գոտիով պայմանավորված ինտենսիվության մեկ քառորդին: (5) բանաձևից ստացվում է, որ օպտիկական տիրություն ոչ շատ մեծ a_1 և a_2 -ի համար գոտու մակերեսը շատ փոքր է ($a_1 = a_2 = 1$ մ, գոտու մակերեսը 1 մ^2 է $\lambda = 4000\text{Å} - 7000\text{Å}$ տիրություն): Մենք հանգում ենք հետևյալ եզրակացության. ինտերֆերենցիայի երևույթի արդյունքում կարծես թե չեզոքանում է բոլոր գոտիների ազդեցությունը՝ բացառությամբ առաջին գոտու, որն համապատասխանում է համասեռ միջավայրում ուղղագիծ տարածվող լույսի ճառագայթների պատկերացումների վրա հիմնվող երկրաչափական օպտիկայի դրույթներին: Այսպիսով՝ վերանում է ալիքային և երկրաչափական օպտիկաների միջև եղած հակասությունը և դիֆրակցիայի տեսությունը լիովին բացատրում է ալիքային օպտիկայից երկրաչափականի սահմանային անցման խոր իմաստը: Դիֆրակցիայի երևույթը դիտենք երկու դեպքում.

1. փոխելով էկրանի չափերը՝ անփոփոխ թողնել a_1 , a_2 հեռավորությունները;
2. անփոփոխ թողնելով էկրանի չափերը՝ փոխել a_1 , a_2 հեռավորությունները:

Ենթադրենք էկրանը փակում է բոլոր գոտիները՝ բացառությամբ առաջին գոտու: Այդ դեպքում P կետում ինտենսիվությունը լրիվ բաց ճակատի համեմատությամբ կաճի 4 անգամ: Երբ բաց են երկու գոտիներ, ապա P կետում լույսը շատ փոքր է՝ համարյա զրոյի հավասար: Գոտիները բացելու պրոցեսը կարելի է շարունակել՝ դիտելով P կետում լույսի ինտենսիվության պարբերական փոփոխություն:

Պատկերացնենք մի այլ փորձ. ենթադրենք, կլոր անցքի մակերեսը ընտրված է այնպես, որ տրված a_1 և a_2 դեպքում այն հավասար է Ֆրենելի առաջին գոտու մակերեսին (կլոր անցքի չափերը չի կարելի փոխել): Տեղաշարժենք P դիտման կետը աղբյուրի հետ միացնող գծի երկայնքով՝ դիտելով լույսի ինտենսիվության պարբերական փոփոխությունը: Այդ փոփոխությունը տեղի է ունենում այն պատճառով, որ, կախված $a_1 + a_2$ հեռավորությունից, բացվում են մեկ, երկու և ավելի թվով Ֆրենելի գոտիներ, քանի որ այդ գոտիների չափը բավականաչափ բարդ ձևով կախված է a_1 , a_2 և λ -ից: Փոխելով այս մեծություններից մեկն ու մեկը՝ տվյալ դեպքում

մեծացնելով a_2 -ը, փոխվում է ընտրված կլոր անցքում տեղավորված Ֆրենելի գոտիների թիվը, որը հանգեցնում է P կետում լույսի ինտենսիվության պարբերական փոփոխմանը:

Կարելի է նաև պատրաստել այնպիսի էկրան, որը չի բացում Ֆրենելի առաջին գոտին, այլ հակառակը՝ ծածկում է մեկ կամ մի քանի առաջին գոտիներ, իսկ ավելի բարձր կարգի բոլոր գոտիները թողնվում են բաց: Այն դեպքում, երբ փակ են Ֆրենելի m թվով գոտիները, գումար լայնությամբ հավասար է.

$$E_0(P) = \frac{1}{2} [E_{0,m+1} \pm E_{0,n}]: \quad (15)$$

Քանի որ $E_{0n} \rightarrow 0$, հետևաբար՝ $E_0(P) = \frac{1}{2} E_{0,m+1}(P)$: Խնդրի տվյալ

դրվածքի դեպքում P կետում լույսի ինտենսիվությունը միշտ տարբեր է զրոյից: Այս արդյունքը առաջին հայացքից թվում է շատ տարիմաստ: Այսպիսի արդյունք առաջինը ստացավ ֆրանսիացի հանրաճանաչ գիտնական Պուլասոնը (Պուլասոնի բիծ): Նա գտնում էր, որ ինքը հերքել է Ֆրենելի տեսությունը, ապացուցելով, որ այն հանգեցնում է անհեթեթության: Հետագայում Արագոն փորձով ցույց տվեց, որ կլոր անթափանց էկրան տեղադրելու դեպքում ստվերի կենտրոնում առաջանում է լուսավոր բիծ, որը կանխագուշակել էր տեսությունը: Կլոր անցքի կամ երկար և նեղ ճեղքի վրա գնդաձև ալիքի դիֆրակցիայի համար սովորաբար նշում են խոչընդոտի չափերը (անցքի շառավիղը, ճեղքի լայնությունը և այլն) և ալիքի λ երկարությունը: Կարծես թե այդ հարաբերությունը լիովին որոշում է կետային աղբյուրից դիֆրակցիայի պատկերի առաջացման պայմանները: Այնինչ անհրաժեշտ է հաշվի առնել երրորդ պարամետրը՝ հեռավորությունը լույսի աղբյուրից մինչև խոչընդոտը (կամ հեռավորությունը խոչընդոտից մինչև էկրանը, որի վրա դիտվում է դիֆրակցիայի պատկերը), քանի որ երկրաչափական օպտիկայի մոտավորությամբ անցնելու պայմանի բավարարումը կախված է այն բանից, թե Ֆրենելի քանի գոտի կտեղավորվի տվյալ խոչընդոտի վրա: Եթե խոչընդոտի գծային չափերը նույն կարգի են, ինչ որ Ֆրենելի

գոտիների չափերը (ասենք, առաջին գոտու՝ $r_1 = \sqrt{\frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2}} \lambda$ շա-

ռավղի չափի է), ապա, ըստ երևույթին, երևան կգան ճառագայթման ալիքային հատկությունները: Իսկ եթե խոչընդոտի չափը զգալի մեծ է գոտու չափից, ապա դիֆրակցիան ի հայտ բերելը դժվար է: Պատկերն ստացվում է այնպիսին, ինչպիսին պահանջում է երկրաչափա-

կան օպտիկան: Եթե ρ -ով նշանակենք $\frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2}$ հարաբերությունը,

D -ով՝ խոչընդոտի չափը, λ -ով՝ ալիքի երկարությունը, ապա D , ρ և λ երեք մեծությունները բնորոշում են դիֆրակցիայի պայմանները, և դրանց միջև $P = \sqrt{\rho \lambda} / D$ առնչությունը որոշիչ է դառնում ալիքային օպտիկայից երկրաչափականի անցնելու դեպքում: Այդ P մեծությունն անվանվում է դիֆրակցիայի պարամետր, որի ֆիզիկական իմաստը միանգամայն պարզ է: Դիֆրակցիայի պարամետրը ցույց է տալիս, թե ինչպիսին է Ֆրենելի գոտու և խոչընդոտի (կամ անցքի) չափերի հարաբերակցությունը: Նշենք սկզբունքային նշանակություն ունեցող մի շարք հետևություններ.

1. $D \approx \sqrt{\rho \lambda} / p$ և $P \neq 0$, հիմնական դեր ունեն լույսի ալիքային հատկությունները:

2. $\lambda \rightarrow 0$ դեպքում միշտ $D \gg \sqrt{\rho \lambda}$, $P \rightarrow 0$: Յետևաբար, $\lambda \rightarrow 0$ պահանջը կարելի է համարել ալիքային օպտիկայից երկրաչափականին անցնելու հիմնական պայմանը: Եվ իրոք, ցանկացած վերջավոր հեռավորությունների դեպքում դիֆրակցիայի պարամետրը միշտ փոքր է, այսինքն՝ դիտման պայմաններն այնպիսին են, որ ալիքային երևույթները դժվար է նկատել:

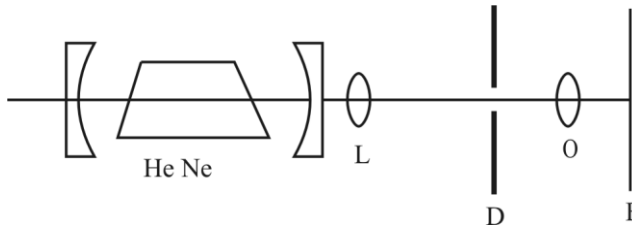
3. Եթե λ -ն մեծ է, ապա բավականաչափ փոքր ρ -երի դեպքում նույնպես $D \gg \sqrt{\rho \lambda}$ և $P \rightarrow 0$: Դա նշանակում է, որ փոքր հեռավորությունների դեպքում իրագործվում են երկրաչափական օպտիկայի պայմանները, իսկ ρ -ի աճմանը զուգընթաց պետք է ավելի ու ավելի մեծ չափով հաշվի առնել դիֆրակցիայի երևույթը:

4. Ակնհայտ է, որ ρ մեծությունը՝ q անգամ և խոչընդոտի D չափը՝ $\sqrt{q}$ անգամ փոխելու դեպքում ստացվում է դիֆրակցիայի նույն $P = \sqrt{\rho \lambda} / D$ պարամետրը, և դիֆրակցիայի դիտման պայմանները մնում են նույնը: Այս դատողությունների վրա հիմնված է «դիֆրակցիայի նմանության» կանոնը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԸՆԹԱՑՔԸ

Սարքի նկարագրությունը

$He-Ne$ լազերի զուգահեռ ճառագայթների փունջն անցնում է կարճ կիզակետային (1 - 2 սմ) հեռավորությամբ L ոսպնյակի միջով: Լույսի կետային աղբյուր ծառայող անցքից ձևավորված գնդաձև ալիքները դիֆրակցվում են D էկրանի կլոր անցքի վրա: Այնուհետև O օկուլյարով E էկրանի վրա դիտվում է դիֆրակցիայի պատկեր՝ համակենտրոն մուփ և լուսավոր օղակների տեսքով:



Նկ. 3. Կլոր անցքից գնդաձև ալիքի դիֆրակցիայի երևույթի դիտման փորձարարական սարքի գծապատկերը:

Չափումներ և նրանց մշակումը

Լուսային գնդաձև ալիքների դիֆրակցիայի դեպքում դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնի լուսավորվածությունը կախված է Ֆրենելի լրիվ բաց գոտիների n թվից: (6) բանաձևից ստացվում է.

$$n = \frac{D^2(a_1 + a_2)}{4\lambda a_1 a_2}, \quad (16)$$

որտեղ D -ն անցքի տրամագիծն է, a_1 -ը և a_2 -ը համապատասխանաբար անցքի կենտրոնից մինչև լույսի աղբյուրը (մուտքային անցք) և դիտման կետը եղած հեռավորություններն են: λ -ն լուսային ալիքի երկարությունն է: Քննարկված երևույթների ուսումնասիրման համար հնարավոր է դիտման երկու տարբերակ: Առաջին տարբերակում ուսումնասիրվում է դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնում լուսավորվածության բաշխման կախումը անցքի տրամագծի մեծությունից, երբ a_1 և a_2 հեռավորությունները հաստատուն են: Երկրորդ տարբերակով ուսումնասիրվում է դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնում լուսավորվածության բաշխման կախումը a_1 կամ a_2 հեռավորությունից:

Ներկա դեպքում քննարկվում է երկրորդ տարբերակը: Անցքի տրամագիծը՝ D և a_1 -ը հաստատուն են՝ փորձի ընթացքում չեն փոխվում: Փորձում a_2 հեռավորությունների մի շարք արժեքների համար որոշվում է Ֆրենելի բաց գոտիների n թիվը: Այդ եղանակով ստացված n և a_n արժեքներին համապատասխանող զույգերի շարքը օգտագործվում է վերը բերված բանաձևի օգնությամբ լուսային ալիքի λ երկարությունը հաշվելու համար:

Չափումները կատարել հետևյալ կարգով. սկզբում օկուլյարը մոտեցնել դիֆրակցող անցքին և հասնել այնպիսի դիրքի, որի դեպքում անցքի եզրերը ցայտուն երևում են օկուլյարով դիտելիս: Ակնհայտ է, որ դիտման կետը համընկնում է անցքի հարթության հետ: Օկուլյարի համապատասխան դիրքը որոշել օպտիկական սեղանին ամրացված սանդղակով (քանոնով) և ստացված արդյունքը գրանցել: Այդ տվյալը հետո կանվանվի զրոյական, քանի որ դիտման կետի և անցքի միջև հեռավորությունը՝ a_2 -ը, հավասար է զրոյի: Աստիճանաբար օկուլյարը հեռացնել դիֆրակցող անցքից, հեռավորության անընդհատ փոփոխման զուգընթաց, դիտել դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնում ինտենսիվության փոփոխությունը: Նկատվում է լույսի և խավարի հաջորդականություն: Նվազագույն լուսավորվածություն դիտվում է Ֆրենելի զույգ թվով բաց գոտիների դեպքում, առավելագույն լուսավորվածություն՝ կենտ թվով բաց գոտիների դեպքում: Դիտման կետի հեռացմանը զուգընթաց Ֆրենելի բաց գոտիների թիվը փոքրանում է: Վերը նկարագրված փորձում ճեղքի տրամագծի մեծությունը, նրա հեռավորությունը լույսի աղբյուրից օկուլյարի հնարավոր տեղաշարժման միջակայքը ընտրված է այնպես, որ անցքից օկուլյարի առավելագույն հեռացման ժամանակ բաց լինի գոնե Ֆրենելի մեկ գոտի: Հաշվի առնելով այս հանգամանքը, օկուլյարի յուրաքանչյուր դիրքի համար կարելի է որոշել Ֆրենելի բաց գոտիների թիվը, որոնց դեպքում դիտվում է պատկերի կենտրոնի նվազագույն լուսավորվածություն: Դրա համար անցքից ունեցած օկուլյարի ամենամեծ հեռացված դիրքից, որի դեպքում բաց է Ֆրենելի մեկ գոտի և պատկերի կենտրոնում դիտվում է լույս, անհրաժեշտ է օկուլյարը աստիճանաբար մոտեցնել անցքին: Պատկերի կենտրոնում մթության առաջին հայտնվելը կնշանակի, որ լրիվ բաց են Ֆրենելի երկու գոտի: Գրանցել օկուլյարի համապատասխան դիրքը: Օկուլյարը մոտեցնել դիֆրակցող անցքին, պատկերի կենտրոնում մթությունը փոխարինվում է լույսով: Օկուլյարի հետագա մոտեցման ժամանակ պատկերի կենտրոնում կրկին լույսը փոխարինվում է մթությամբ, այսինքն բաց են Ֆրենելի չորս գոտիներ և այլն: Այսպիսով, վերցնում ենք օկուլյարի հաջորդական դիրքերի

արժեքները, որոնց դեպքում պատկերի կենտրոնում դիտվում է նվազագույն լուսավորվածություն և միաժամանակ գրանցվում է այդ դիրքերում Ֆրենելի լրիվ բաց զոտիների քանակը: Դիտման կետի յուրաքանչյուր գտած դիրքի համար չափել $a_{2,n}$ հեռավորությունները՝ վերցնելով օկուլյարի համապատասխան դիրքերի գրանցված արժեքների և զրոյական արժեքի տարբերությունները: Դիտման կետի յուրաքանչյուր դիրքի համար ստացված $a_{2,n}$ արժեքի համար (16) բանաձևով հաշվել լույսի ալիքի երկարությունը: a_2 արժեքները չափել մի քանի անգամ և հաշվել Δa_2 սխալը: Տրված a_1 -ի և D -ի համար հաշվի առնելով Δa_2 սխալը, գնահատել աղբյուրի առաքած լույսի ալիքի երկարության չափման $\Delta \lambda$ սխալը:

Փորձն ավելի հեշտությամբ կարելի է կատարել՝ փոփոխելով a_2 -ը և դիտելով դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնի լուսավորվածության փոփոխությունը: Քանի որ հարևան զույգ և կենտ զոտիների թվի տարբերությունը 1-ի է հավասար, ուստի չափելով այդ դիրքերի համար a_2 հեռավորությունները և օգտվելով (16) բանաձևից՝ կարելի է հաշվել լույսի ալիքի λ երկարությունը: Չափումները կատարել մի քանի անգամ և գնահատել աղբյուրի առաքած լույսի ալիքի երկարության չափման $\Delta \lambda$ սխալը:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Г.С. Ландсберг, Оптика, "Наука", 1978.
2. Н.И. Калитеевский, Волновая оптика, "Высшая школа", 1978.
В.И. Иверонова, "Физический практикум", 138 Наука, 1968.

Աշխատանք 6

ԼՈՒՍԱՏՖԵԿՏԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ լուսի քվանտային բնույթին և փորձնականորեն հետազոտել լուսաէֆեկտի օրենքները:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Նյութը լուսավորելիս, լուսային էներգիան նրա կողմից կլանվում է երկու տարբեր եղանակներով.

1. Նյութի բյուրեղային ցանցում լուսային էներգիան վեր է ածվում ջերմային էներգիայի, որի հետևանքով բարձրանում է նյութի ջերմաստիճանը: Պինդ մարմնի էլեկտրական հատկությունների փոփոխությունները, կախված նրա ջերմաստիճանից, կոչվում է ջերմաէլեկտրական երևույթ: Այդ երևույթը օգտագործվում է լուսային էներգիայի ջերմային ընդունիչներում:

2. Լուսային էներգիան կլանվում է մարմնի էլեկտրոնների կողմից, որի հետևանքով մարմինն անցնում է անհավասարակշիռ գրգռված վիճակի՝ մարմնի ջերմաստիճանը, ուստի և բյուրեղային ցանցի ներքին էներգիան, գործնականորեն չի փոփոխվում, իսկ էլեկտրոնների միջին կինետիկ էներգիան մեծանում է: Լուսի ազդեցությամբ նյութի էլեկտրական հատկությունների փոփոխությունը կոչվում է լուսաէլեկտրական երևույթ (կամ լուսաէֆեկտ):

Այն էլեկտրոնային սարքերը, որոնցում օգտագործվում է լուսաէլեկտրական երևույթը (լուսաէֆեկտը), կոչվում են լուսաէլեկտրոնային սարքեր: Այդ սարքերը լուսային էներգիան փոխակերպում են էլեկտրական էներգիայի: Լուսաէլեկտրական երևույթը կարող է լինել երկու տեսակի՝ արտաքին և ներքին.

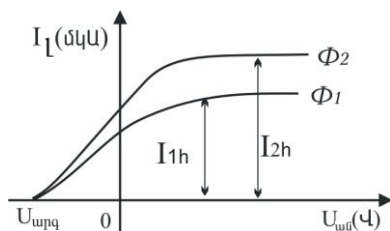
ա) Արտաքին լուսաէֆեկտը կամ լուսաէլեկտրոնային էմիսիան իրենից ներկայացնում է լուսի ազդեցությամբ նյութից էլեկտրոնների առաքում: Այդպիսի էլեկտրոններին անվանում են լուսաէլեկտրոններ, իսկ նրանցով պայմանավորված հոսանքը՝ լուսահոսանք: Արտաքին լուսաէֆեկտը դիտվում է նյութի բոլոր ազդեցատային վիճակներում: Գործնականում մեծ կիրառություն ունի մետաղներից ստացվող լուսաէֆեկտը: Լուսաէֆեկտի այս տեսակը օգտագործվում է վակուումային և գազալցված լուսաէմիտտներում, լուսաէլեկտրական բազմապատկիչներում և այլն:

բ) Ներքին լուսաէֆեկտ կոչվում է լուսի ազդեցության տակ կիսահաղորդիչի ծավալում ազատ էլեկտրոնների թվի ավելացումը: Այդպիսի էլեկտրոնների առկայությունը հանգեցնում է կիսահաղորդիչի էլեկտրահաղորդականության մեծացման (կամ դիմադրության

փոքրացման), իսկ կիսահաղորդիչը ամբողջությամբ մնում է էլեկտրաչեզոք: Այս երևույթը բացատրվում է հետևյալ կերպ. կիսահաղորդիչի ատոմների վալենտական էլեկտրոնները պտտվում են յուրաքանչյուրն իր ատոմի միջուկի շուրջը, որի հետևանքով կիսահաղորդիչի ծավալում «ազատ» էլեկտրոնների թիվը շատ փոքր է: Լույսի ազդեցությամբ այդ էլեկտրոնները կարող են պոկվել ատոմներից և դառնալ «ազատ»՝ մնալով կիսահաղորդիչի ծավալում: Լուսաէֆեկտի այս տեսակը կիրառվում է լուսադիոդներում, լուսատրանզիստորներում, լուսադիմադրություններում և այլն: Կիսահաղորդչային $p-n$ կոնտակտում տեղի ունեցող ներքին լուսաէֆեկտը կիրառվում է լուսազալվանական էլեմենտներում: Վերջինները լուսային էներգիան անմիջապես փոխակերպում են էլեկտրական հոսանքի և շատ հաճախ կոչվում են նաև արեգակնային մարտկոցներ:

ԱՐՏԱՔԻՆ ԼՈՒՍԱԷՖԵԿՏԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

Ինչպես նշվեց վերևում, արտաքին լուսաէֆեկտի ժամանակ լույսի ազդեցությամբ տեղի է ունենում էլեկտրոնների առաքում նյութից: Ստանալից հաստատուն լուսային հոսքի դեպքում լուսահոսանքի I_L կախվածությունը անոդի վրա կիրառված $U_{ան}$ լարումից, միագույն՝ որոշակի հաճախության լույսի համար: Նկ. 1-



Նկ. 1. Լուսահոսանքի կախվածությունը անոդային լարումից:

ում տրված են փորձից ստացված $I_L = f(U)$ երկու գրաֆիկներ՝ լուսային տարբեր $\Phi_2 > \Phi_1$ հոսքերի համար:

Գրաֆիկի վրա I_{1h} -ով և I_{2h} -ով նշանակված են հագեցման լուսահոսանքները: Հագեցման լուսահոսանքը ուղիղ համեմատական է նյութի մակերևույթի մակերեսին ընկնող միագույն լույսի հոսքի մեծությամբ (Ստորեւսով օրենք), այսինքն՝ $I_h \sim \Phi$, որտեղ

$$I_h = en_0sv, \quad (1)$$

s -ը լուսավորված մասի մակերեսն է, e -ն՝ էլեկտրոնի լիցքը, n_0 -ն՝ 1 վ-ում կաթոդից պոկված էլեկտրոնների թիվը, v -ն՝ էլեկտրոնների կարգավորված շարժման միջին արագությունը: Քանի որ $se = const$, ուստի՝ $n_0v \sim \Phi$:

Այժմ պարզենք, թե n_o և v մեծություններից որն է կախված ընկնող լուսային հոսքից: Նկ. 1-ից երևում է, որ էլեկտրոնների արգելակման պոտենցիալը՝ $U_{արգ}$ -ն, Φ_1 և Φ_2 հոսքերի դեպքում ունի միևնույն արժեքը: Լուսաէլեկտրոնների կարգավորված շարժման v արագության արժեքը՝ $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$ որոշվում է $\frac{mv^2}{2} = eU$ բանաձևից: Այստեղից հետևում է, որ v -ն կախված չէ Φ -ից, հետևաբար միայն՝ n_o է կախված Φ -ից՝

$$n_o \sim \Phi: \quad (2)$$

Այսպիսով՝ լուսաէլեկտի առաջին օրենքը կարող ենք ձևակերպել այլ կերպ՝ միագույն լուսի ազդեցության տակ միավոր ժամանակում նյութի մակերևույթից առաքված էլեկտրոնների թիվն ուղիղ համեմատական է նրա վրա ընկնող լուսային հոսքին:

Մինչև լուսաէլեկտի երևույթի հայտնաբերվելը հայտնի էր, որ լույսն ունի ալիքային բնույթ: Այդ պատճառով էլ փորձնական արդյունքները անհրաժեշտաբար պետք է բացատրվեին լուսի ալիքային տեսության օգնությամբ. լույսը համարելով էլեկտրամագնիսական ալիք, կարելի է լուսի և նյութի փոխազդեցությունը դիտել որպես լուսի էլեկտրական դաշտի ազդեցություն նյութի էլեկտրոնների վրա: Լուսի մագնիսական դաշտի կողմից էլեկտրոնների վրա ազդող Լորենցյան ուժը շատ անգամ փոքր է էլեկտրական դաշտի ուժի համեմատությամբ և այն անտեսվում է: Լուսի ազդեցությունը նյութի ատոմների միջուկների վրա նույնպես կարելի է անտեսել՝ էլեկտրոնի զանգվածի համեմատությամբ նրանց շատ մեծ զանգված ունենալու պատճառով: Հայտնի է, որ ալիքի էներգիան ուղիղ համեմատական է նրա լայնության քառակուսուն, հետևաբար լուսային հոսքը մեծացնելիս, պետք է մեծանա նյութից պոկված էլեկտրոնների արագությունը՝ v -ն և ոչ թե էլեկտրոնների թիվը՝ n -ը: Փորձը ցույց է տալիս, որ v -ն կախված չէ Φ -ից: Փորձից պարզվեց նաև, որ արգելակող պոտենցիալը տվյալ կաթոդի համար պայմանավորված է նրա վրա ընկնող լուսի հաճախությունից և ոչ թե լուսի ինտենսիվությունից: Փորձից ստացված այս արդյունքները հնարավոր չէ բացատրել լուսի ալիքային տեսությամբ:

Ինչպես նշել է Էյնշտեյնը, այդ հակասությունները վերանում են, երբ երևույթը դիտարկվում է քվանտային տեսության դիրքերից: Այդ դեպքում էներգիայի պահպանման օրենքը պետք է գրել նյութի հետ լուսի մի քվանտի փոխազդեցության ժամանակ ընթացող տարրական պրոցեսի համար, երբ այդ փոխազդեցությունը հանգում է էլեկտրոնին էներգիայի $E = h\nu$ ընդհատ քանակություն հաղորդե-

լուն: Ընդ որում, հարկ է նկատի ունենալ, որ մետաղում էլեկտրոնը չի գտնվում ազատ վիճակում և այդ մետաղից էլեկտրոն պոկվելու համար պետք է կատարել ելքի A աշխատանք: Հաշվի առնելով այդ պայմանները, հեշտ է գրել քվանտի կլանման և առավելագույն արագությամբ օժտված էլեկտրոնի պոկվելու պրոցեսը նկարագրող հավասարումը:

Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի ունենք՝

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} : \quad (3)$$

Սա էյնշտեյնի հավասարումն է, որտեղ A -ն տվյալ նյութից էլեկտրոն պոկելու ելքի աշխատանքն է, $mv^2/2$ -ը՝ պոկված էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան, $h = 6,67 \cdot 10^{-34}$ Ջ.վ.՝ Պլանկի հաստատունը, իսկ ν -ն՝ լույսի հաճախությունը: Երևույթը նկարագրելիս, հիմնական հետաքրքրություն ներկայացնում են ν առավելագույն արագությամբ օժտված էլեկտրոնները, քանի որ, փաստորեն, ֆոտոնի էներգիայի մի մասը ծախսվում է ելքի աշխատանքը հաղթահարելու վրա, իսկ մյուս մասը վեր է ածվում էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի: Մյուս բոլոր դեպքերում լուսային էներգիայի մի մասը վեր է ածվում ջերմության, որը դժվար է հաշվարկել: Լուսաէֆեկտի վերաբերյալ էյնշտեյնի հավասարումից հետևում է, որ էլեկտրոնի արագությունը կախված է միայն լույսի հաճախությունից և կախված չէ լույսի ինտենսիվությունից, որը և համապատասխանում է փորձի արդյունքներին:

Եթե ֆոտոնի էներգիան հավասար է ելքի աշխատանքին՝ $h\nu = A$, ապա առաքված էլեկտրոնի արագությունը կլինի հավասար զրոյի՝ $\nu = 0$: Հաճախության նվազագույն արժեքը՝ $\nu_0 = A/h$, որի դեպքում դեռևս հնարավոր է լուսաէֆեկտը, կոչվում է լուսաէֆեկտի «կարմիր» սահման: Քանի որ ելքի աշխատանքը տարբեր նյութերի համար տարբեր է, ապա ν_0 -ն նույնպես կլինի տարբեր: Եթե $\nu < \nu_0$, ապա արտաքին լուսաէֆեկտ տեղի ունենալ չի կարող: Այսպիսով՝ համոզվում ենք, որ լուսաէֆեկտի երևույթում դրսևորվում են լույսի քվանտային հատկությունները: Լույսի քվանտային բնույթով է պայմանավորված նաև այն, որ երևույթը գործնականորեն զուրկ է իներգիոնությունից:

Ընդգծենք, որ լուսաէֆեկտը կարելի է օգտագործել Պլանկի « h » ֆունդամենտալ հաստատունի արժեքը բավականաչափ ճշգրիտ որոշելու համար:

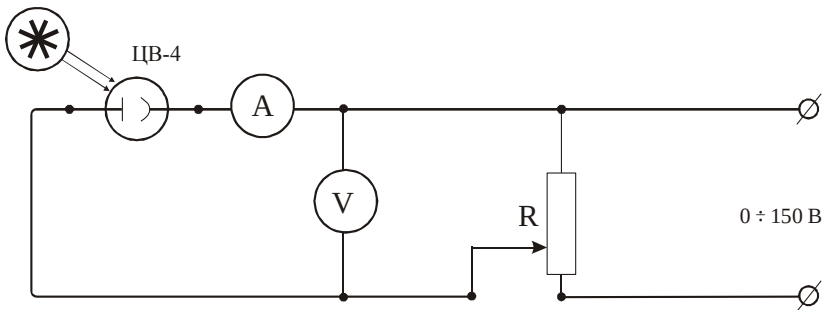
ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Լուսաէլեկտրական հոսանք ստանալու համար ստեղծված սարքը՝ լուսաէլեմենտը, իրենից ներկայացնում է օդը հանված ապակե բալոն: Բալոնի ներքին մակերևույթի վրա նստեցված է մետաղի շերտ (կաթոդ), որը որոշակի սպեկտրային բաղադրություն ունեցող լույսով լուսավորելիս, արձակում է էլեկտրոններ: Բալոնի կենտրոնում տեղավորված է անոդը: Վակուումային լուսաէլեմենտում լուսահոսանքը աճում է անոդային լարման մեծացմամբ և հասնում է հագեցման, այսինքն՝ միավոր ժամանակում կաթոդից անջատված բոլոր էլեկտրոնները միաժամանակ հասնում են անոդին: Հագեցման հոսանքի մեծությունը ուղիղ համեմատական է կաթոդի վրա ընկած լույսի ինտենսիվությանը:

Այս աշխատանքի նպատակն է ուսումնասիրել.

1. Լուսահոսանքի կախվածությունը լուսաէլեմենտի վրա կիրառված լարումից հաստատուն լուսային հոսքի դեպքում (վոլտամպերային բնութագիր),
2. Լուսահոսանքի կախվածությունը լուսաէլեմենտի կաթոդի լուսավորվածությունից հաստատուն անոդային լարման դեպքում (լուսաէլեմենտի լուսային բնութագրի ստացում):

Չափումների կատարման համար հավաքված է էլեկտրական շղթա, որի գծապատկերը բերված է նկ. 2-ում:



Նկ. 2. Փորձնական սարքի գծապատկերը:

Փորձում օգտագործվում է LFB-4 վակուումային լուսաէլեմենտ, որն ունի ցեզիումային կաթոդ (ելքի աշխատանքը ցեզիումի համար $1,89 \text{ էՎ}$): Լուսաէլեմենտին ՄՈՒՄ-1 ուղղիչից տրվում է հաստատուն լարում: A միկրոամպերմետրը և V վոլտմետրը ծառայում են համապատասխանաբար՝ լուսաէլեմենտի հոսանքը և անոդային լարումը չափելու համար, իսկ R դիմադրությունը (պոտենցիոմետրը)՝ անոդային լարումը կարգավորելու համար:

Օպտիկական սեղանի վրա տեղադրված լուսաէլեմենտը և շիկացման լամպը կարելի է տեղաշարժել սեղանի երկայնքով:

Առաջադրանքները կատարելուց առաջ էլեկտրական ցանցին միացնել ՄԻՊ – 1 սնուցման աղբյուրը:

ԱՌԱՋԱՊԴԱՆՔ 1. Լուսաէլեմենտի վոլտ-ամպերային բնութագրի ստացումը:

Լույսի աղբյուրը տեղադրել լուսաէլեմենտից $L_1 = 5$ սմ հեռավորության վրա: Պոտենցիոմետրի միջոցով մեծացնել անոդային լարումը և ամեն մի 10 Վ լարման փոփոխության դեպքում գրանցել միկրոամպերմետրի ցուցմունքը: Լարումը մեծացնել այնքան, որ ստացվի հագեցման հոսանք: Համանման չափումներ կատարել L_1 -ից մեծ L_2 , L_3 , L_4 հեռավորությունների համար և գրանցել աղյուսակ 1-ում: Կառուցել լուսահոսանքի՝ I և կիրառված U լարման միջև կախվածության գրաֆիկ՝ տարբեր L հեռավորությունների համար:

ԱՌԱՋԱՊԴԱՆՔ 2. Լուսաէլեմենտի լուսային բնութագրի ստացումը:

Օգտվելով 1-ին աղյուսակի տվյալներից՝ լուսաէլեմենտին տալ լարման այնպիսի արժեք, որի դեպքում տվյալ L_1 հեռավորության համար առաջանում է հագեցման հոսանք: Անփոփոխ թողնելով լուսաէլեմենտի վրա կիրառված լարումը՝ տեղաշարժել լամպը 10 սմ հեռավորություններով դեպի լուսաէլեմենտը և լամպի յուրաքանչյուր դիրքի համար գրանցել լուսահոսանքի արժեքները (միկրոամպերմետրի ցուցմունքները): Չափման արդյունքները գրանցել 2-րդ աղյուսակում:

Հաշվել $1/L^2$ մեծությունները և գրանցել 2-րդ աղյուսակում: $1/L^2$ մեծությունը տվյալ աշխատանքի պայմաններում ուղիղ համեմատական է կաթոդի լուսավորվածությանը ($\Phi \sim 1/L^2$), որովհետև շիկացման լամպը կարելի է ընդունել իբրև լույսի կետային աղբյուր:

Աղյուսակ 1

N	$L_1 =$		$L_2 =$		$L_3 =$	
1	Ս[Վ]	I[մկԱ]	Ս[Վ]	I[մկԱ]	Ս[Վ]	I[մկԱ]
2						
3						

N	$I_n(\delta\lambda)$	$1(L)$	$1/L^2$
1			
2			
3			

Կառուցել $1/L^2$ մեծության և I_h հագեցման հոսանքի միջև կախվածության գրաֆիկը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Г.С. Ландсберг. Оптика, М., Наука, 1978.
2. Ն.Ի. Կալիտենսկի, Ալիքային օպտիկա, Երևան, 1984:
3. Е.И. Бутиков. Оптика, М., Высшая школа, 1986.

Աշխատանք 7.

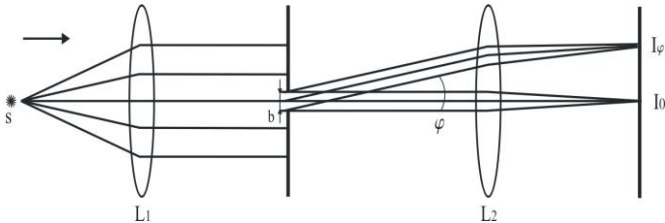
ԴԻՖՐԱԿՑՈՂ ՑԱՆՑԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Այս աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ դիֆրակցող ցանցի հիմնական բնութագրերին և չափել լուսի ալիքի երկարությունը:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Հարթ ալիքների դիֆրակցիան կոչվում է Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիա: Այս դեպքում կետային աղբյուրից մինչև ճեղք և ճեղքից մինչև դիֆրակցիայի պատկեր եղած հեռավորությունները պետք է լինեն շատ մեծ:

Կետային S աղբյուրի ճառագայթումը L_1 ոսպնյակով վերածվում է հարթ ալիքի, որն ընկնում է անթափանց էկրանի անցքի վրա (ճեղք, շրջան ...): L_2 ոսպնյակը հավաքում է անցքով անցած բոլոր ճառագայթները իր կիզակետային հարթությունում՝ այդ թվում նաև դիֆրակցիայի հետևանքով իրենց սկզբնական ուղղությունից φ անկյունով շեղված ճառագայթները՝ առաջացնելով դիֆրակցիայի պատկերին բնորոշ ինտենսիվության բաշխվածություն (նկ.1):

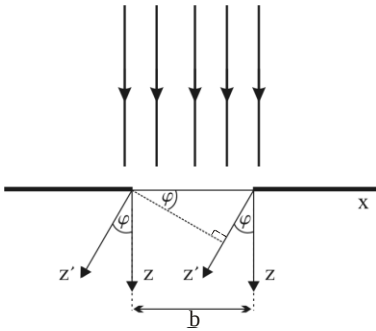


Նկ. 1. Ֆրաունհոֆերի դիֆրակցիայի փորձի սկզբունքային գծապատկերը:

Հյույգենս-Ֆրենելի եղանակի կիրառումը տվյալ դեպքում բավականաչափ պարզ է: Ընդունենք, որ ալիքի ճակատի երևակայական σ մակերևույթը համընկնում է անթափանց էկրանի հարթությանը և լրիվ ծածկում է հետագոտվող անցքը: Պարզագույն դեպքում (սկզբնական ալիքի ուղղահայաց անկյուն էկրանի մակերևույթի վրա) ճեղքի տարբեր մասերով անցած ճառագայթների ճանապարհների լրացուցիչ տարբերությունը պայմանավորված է դիֆրակցիայի φ անկյունով: Պարզեցվում է նաև $k(\psi)$ արտադրիչի հաշվարկը. $k(\psi)$ -ն ազդում է դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնում եղած ինտենսիվության վրա, բայց չի ազդում ինտենսիվության բաշխման

վրա: Այսպիսով, դիֆրակցիայի պատկերի լուսավորվածության հաշվումը ըստ Յուլյգենս-Ֆրենելի հանգեցվում է ճեղքը լցնող երևակայական տարրական աղբյուրներից առաքած լույսի ինտերֆերենցի հաշվառմանը: Բոլոր տարրական աղբյուրները կոհերենտ են, այդ պատճառով անհրաժեշտ է գտնել զումար տատանման լայնության քառակուսին, որով որոշվում է ոսպնյակի գլխավոր կիզակետային հարթության լուսավորվածության բաշխումը:

Դիտարկենք երկար և բարակ լուսարձակող թելիկի ճառագայթումը, որն L_1 ոսպնյակի օգնությամբ վերածվում է անթափանց էկրանի b լայնությամբ ճեղքի վրա ուղղահայաց ընկնող հարթ ալիքի: Այդ ճեղքի ծնիչները զուգահեռ են լուսարձակող աղբյուրին: Այդ ուղղությունը ընդունենք որպես y առանցք: x առանցքը տանենք անթափանց էկրանի հարթության մեջ՝ ծնիչներին ուղղահայաց, իսկ



Նկ. 2. Ճեղքի վրա հարթ ալիքի դիֆրակցիայի հետազոտման լուսաբանում:

z -ը՝ այդ հարթությանն ուղղահայաց: Կամայական dx հատվածը z առանցքի հետ φ անկյուն կազմող z' ուղղությամբ առաքում է հարթ ալիք՝ ըստ փուլի $kx \sin \varphi$ հապաղումով:

Այդ ալիքի լայնության արժեքը գրելիս պետք է հաշվի առնել որ ամբողջ ճեղքը $\varphi = 0$ ուղղությամբ առաքում է E_0 լայնությով

ճառագայթում, հետևաբար b լայնությամբ ճեղքի dx հատվածը z' ուղղությամբ կարծակի dE_φ ալիք՝ $E_0 dx / b$ լայնությով, այսինքն՝

$$dE_\varphi = \frac{E_0 dx}{b} \exp[i(\omega t - kx \sin \varphi)]: \quad (1)$$

Ամբողջ ճեղքով ինտեգրելուց հետո կստանանք.

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \frac{E_0}{b} \exp(i\omega t) \int_0^b \exp(-ikx \sin \varphi) dx = \\ &= E_0 \exp(i\omega t) \frac{\exp(-ikb \sin \varphi) - 1}{-ikb \sin \varphi}: \end{aligned} \quad (2)$$

(2) առնչությունը հեշտ է ձևափոխել համաչափ տեսքի, որը հնարավորություն կտա կիրառելու Էյլերի բանաձևը և եթե նշանակենք

$$u = \frac{1}{2} kb \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi, \quad (3)$$

ապա z առանցքի նկատմամբ φ անկյունով տարածվող ալիքի լայնությամբ հավասար է՝

$$E_{\varphi} = E_0 \sin u / u, \text{ հետևաբար } I_{\varphi} = I_0 (\sin u / u)^2: \quad (4)$$

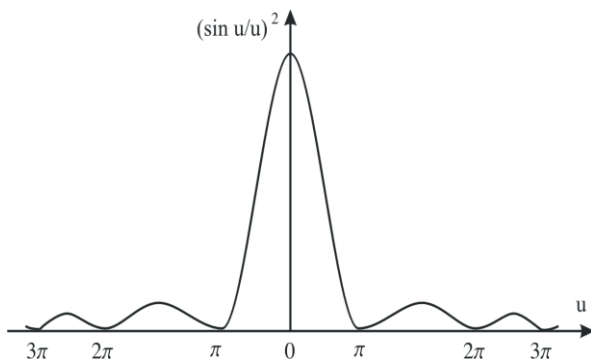
Հետազոտենք այս արտահայտությունը: Ինչպես կարելի էր սպասել, առավելագույն ինտենսիվությունը դիֆրակցիայի պատկերի կենտրոնում է: Այդ դեպքում $\varphi = 0$ և $u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$ -ն նույնպես

վեր է ածվում զրոյի: Քանի որ $\lim_{u \rightarrow 0} (\sin u / u) = 1$, հետևաբար՝

$I_{\varphi=0} = I_0$: $\varphi = 0$ անկյունից տարբեր անկյունների դեպքում կդիտվի լույսի լրիվ անհետացում: Դա տեղի կունենա այն դեպքերում, երբ $\sin u = 0$, իսկ $u \neq 0$: Այստեղից միանգամից ստացվում է լուսավորվածության բաշխման նվազագույն արժեքների պայմանը՝ $u = \pm m\pi$, որտեղ $m = 1, 2, 3, \dots$ կամ՝ $b \sin \varphi = \pm m\lambda$:

Առաջին նվազագույնը դիտվում է $\sin \varphi = \pm \lambda / b$ պայմանին բավարարող անկյունների դեպքում և էներգիայի հոսքի հիմնական մասը կենտրոնացված է դիֆրակցիայի անկյան փոփոխման այդ սահմաններում: Նվազագույնների միջև գտնվում են լուսավորվածության երկրորդային առավելագույնները, որոնք ստացվում են $tgu = u$ տրանսցենդենտ հավասարումը լուծելիս՝ $\sin \varphi_1 = \pm 1,43\lambda / b$, $\sin \varphi_2 = \pm 2,46\lambda / b$ և այլն: Դիֆրակցիայի անկյան մեծանալուն զուգընթաց, արագ նվազում են $(\sin u / u)^2$ ֆունկցիայի էքստրեմալ արժեքները: Եթե ընդունենք $I_0 = 1000$ և առաջին երկրորդական առավելագույնի ինտենսիվությունը նշանակենք I_1 -ով, իսկ երկրորդինը՝ I_2 -ով, ապա կստանանք $I_0 : I_1 : I_2 = 1000 : 47 : 17$, հետևաբար կարելի է պնդել, որ հիմնական լուսային հոսքը կենտրոնացված է $\sin \varphi = \pm \lambda / b$ արժեքների սահմաններում: Ճեղքի վրա հարթ ալիքի դիֆրակցիայի դեպքում ստացվող լուսավորվածության բաշխումը պատկերված է նկ. 3-ում: (3) առնչությունը հնարավորություն է ընձեռում մանրամասն հետազոտելու դիֆրակցիայի առավելագույն արժեքի լայնության կախումը անցքի գծային չափերից (ճեղքի b լայնությունից): Որքան փոքր է b ճեղքը, այնքան լայն է կենտրոնական առավելագույնը:

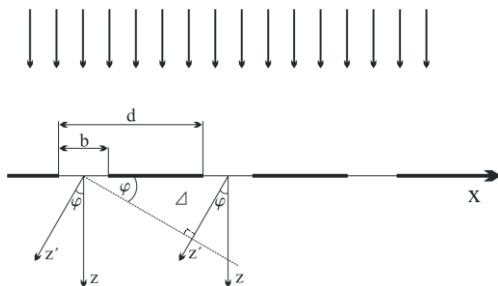
Դժվար չէ նկատել, որ $b \approx \lambda$ դեպքում կենտրոնական առավելագույնը տարածվում է ամբողջ կիսահարթությամբ ($\sin \varphi_1 \approx 1$, այսինքն՝ $\varphi_1 \approx \pi/2$): Գեղքի լայնության հետագա նվազեցումը իմաստ չունի, քանի որ դրա հետ մեկտեղ դիտվում է անցնող լույսի ինտենսիվության աստիճանական (մոնոտոն) նվազում: Լույսի դիֆրակցիայի փորձերում սովորաբար օգտագործում են այնպիսի ճեղքեր, որոնց լայնությունը՝ $b \gg \lambda$, հետևաբար, առաջին նվազագույնին համապատասխանող φ_1 անկյունը զգալիորեն փոքր է $\pi/2$ -ից:



Նկ. 3. $(\sin u / u)^2$ ֆունկցիայի գրաֆիկը:

Այժմ քննարկենք անթափանց էկրանի բազմաթիվ միատիպ անցքերի վրա դիֆրակցիայի պատկերի բնույթը: Ակներև է, որ լրացուցիչ ինտերֆերենցիայի երևույթ կդիտվի անցքերի կանոնավոր բաշխման դեպքում, այսինքն՝ երբ անցքերի միջև եղած հեռավորություններն իրար հավասար են կամ փոփոխվում են որոշակի օրենքով: Միայն այդ դեպքում (ամբողջ կառուցվածքի կոհերենտ լուսավորման ժամանակ) դիֆրակցված ալիքների միջև փուլերի տարբերությունը կպահպանվի, և ինտերֆերենցիայի անդամը զրոյից տարբեր կլինի: Եթե անցքերի միջև հեռավորությունը փոփոխվում է պատահական օրենքով (անցքերը քառասյանորեն են դասավորված), ապա փուլերի ոչ մի հաստատուն տարբերություն չի լինի, ինտերֆերենցիայի անդամը զրո կդառնա, անհրաժեշտ կլինի գումարել այն բոլոր փնջերի ինտենսիվությունները, որոնք յուրաքանչյուր անցքից արձակվում են տվյալ ուղղությամբ: Հետևաբար, անցքերի քառասյան դասավորվածության դեպքում ինտենսիվության բաշխումը կլինի այնպիսին, ինչպիսին էր մի անցքի դեպքում:

Ենթադրենք կա N զուգահեռ ճեղքերից կազմված կանոնավոր կառուցվածք: Յուրաքանչյուր ճեղքի լայնությունը նշանակենք b -ով, իսկ հարևան ճեղքերի միջև հեռավորությունը d -ով (այն անվանվում է գանգի հաստատուն): Այդ կառուցվածքի վրա ուղղահայաց ընկնում է հարթ միագույն ալիք: Պահանջվում է գտնել հարթության (որում գտնվում են բոլոր N ճեղքերը) նորմալի հետ φ անկյուն կազմող ուղղությամբ տարածվող լույսի I_φ ինտենսիվությունը:



Նկ. 4. N ճեղքերից կազմված կանոնավոր կառուցվածքի վրա ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի հետազոտումը:

Որևէ n -րդ ճեղքի dx տարրից հետազոտվող ուղղությամբ կտարածվի

$$\frac{E_0}{b} dx \exp i \{ \omega t - k[(n-1)d + x] \sin \varphi \}, \quad (5)$$

իսկ ամբողջ n -րդ ճեղքը՝

$$\frac{E_0}{b} \exp i [\omega t - k(n-1)d \sin \varphi] \int_0^b \exp(-ikx \sin \varphi) dx \quad (6)$$

տեսքի ալիքներ: Բոլոր ճեղքերի ազդեցությունը հաշվի առնելու համար պետք է գումարել առաջացած ալիքները: Դրանք կոհերենտ են, ուրեմն գումարվում են էլեկտրական դաշտի լարվածությունները: Այդ դեպքում հաշվի է առնվում արդյունաբար ալիքի փուլը: Այսպիսով, ունենք՝

$$\frac{E_0}{b} \exp(i\omega t) \sum_{n=1}^N \exp[-ik(n-1)d \sin \varphi] \int_0^b \exp(-ikx \sin \varphi) dx \quad (7)$$

որտեղ՝
$$\frac{E_0}{b} \int_0^b \exp(-ikx \sin \varphi) dx = E_0 \frac{\sin u}{u}, \quad (8)$$

իսկ՝ $u = \pi b \sin \varphi / \lambda$: Գումարի նշանի տակից դուրս բերենք անկախ արտադրիչը և այդ դեպքում արդյունարար տատանման լայնույթը որոշելու համար պետք է միայն գտնել հետևյալ գումարը՝

$$\sum_{n=1}^N \exp[-ik(n-1)d \sin \varphi] = \sum_{n=1}^N \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)d \sin \varphi\right]: \quad (9)$$

$\pi d \sin \varphi / \lambda$ -ն նշանակենք δ -ով: Այդ դեպքում՝

$$\sum_{n=1}^N \exp[-2i\delta(n-1)] = 1 + \exp(-2i\delta) + \dots + \exp(-2i\delta(N-1))$$

Սա $q = \exp(2i\delta)$ հայտարարով երկրաչափական պրոգրեսիա

է, որի գումարը, ինչպես հայտնի է, հավասար է $\frac{1-q^N}{1-q}$ -ի:

$$\text{Յետևաբար՝ } \sum_{n=1}^N \exp[-2i\delta(n-1)] = \frac{1 - \exp(-2\delta Ni)}{1 - \exp(-2\delta i)}:$$

N ճեղքերից կազմված կանոնավոր կառուցվածքի վրա դիֆրակցիայից հետո նորմալի նկատմամբ φ անկյան տակ տարածվող լույսի ինտենսիվության վերջնական արտահայտությունը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$I_{\varphi} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right)^2, \quad (10)$$

որտեղ $u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$, $\delta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi$:

$(\sin u / u)^2$ արտադրիչը բնութագրում է յուրաքանչյուր ճեղքի վրա հարթ ալիքի դիֆրակցիայի հետևանքով ինտենսիվության բաշխումը, իսկ $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$ -ը հաշվի է առնում բոլոր ճեղքերից արձակված փնջերի միջև ինտերֆերենցիան, I_0 -ն որոշում է $\varphi = 0$ ուղղությամբ ճառագայթված լույսի ինտենսիվությունը:

Ստացված արդյունքները վերլուծելիս նախ հետազոտենք $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$ արտադրիչը՝ կախված դիֆրակցիայի φ անկյունից: Նկ. 4-ից երևում է, որ $d \sin \varphi$ մեծությունը հավասար է հարևան ճեղքերի երկու համարժեք կետերից արձակված ալիքների միջև եղած ճանապարհների Δ տարբերությանը: Եթե այն հավասար է ամբողջ թվով ալիքների,

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad (11)$$

որտեղ m -ը դիֆրակցիայի կարգն է $m = 0, 1, 2, \dots$, ապա տատանումները կուժեղացնեն միմյանց: Հետևաբար՝ $\delta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi = m\pi$, այսինքն՝ $\sin N\delta = 0$ և $\sin \delta = 0$:

$$\text{Քանի որ } \lim_{\sin \delta \rightarrow 0} \left| \frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right| = N \text{ ուստի՝}$$

$$(I_\varphi)_{\text{առավ.}} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 N^2: \quad (12)$$

Այս շատ կարևոր արդյունքն արժանի է մանրագնին քննարկման: $d \sin \varphi = m\lambda$ պայմանը կատարվելու դեպքում N ճեղքերից բաղկացած համակարգի վրա դիֆրակցված լույսի ինտենսիվությունը յուրաքանչյուր ճեղքից անցած լույսի ինտենսիվության համեմատ կաճի ոչ թե N , այլ N^2 անգամ: Դա կանոնավոր կառուցվածքի վրա դիֆրակցված փնջերի ինտերֆերենցիայի ուղղակի արդյունքն է: Եթե N ճեղքերը քառասյնորեն դասավորված լինեին, ապա ինտերֆերենցիայի անդամը հավասար կլիներ զրոյի, իսկ գումար ինտենսիվությունը՝ համեմատական անկանոն կառուցվածքի ճեղքերի թվին:

(11) պայմանի դեպքում առաջացած առավելագույնները կոչվում են գլխավոր առավելագույններ: Դրանք գոյանում են այն դեպքում, երբ միաժամանակ $\sin N\delta = 0$ և $\sin \delta = 0$: Երկու գլխավոր առավելագույնների միջև պետք է առաջանան $(N-1)$ նվազագույններ, որտեղ $\sin N\delta = 0$, բայց $\sin \delta \neq 0$, այդ նվազագույնների միջև պետք է գտնվեն երկրորդային կամ լրացուցիչ առավելագույններ: Որպեսզի կարողանանք ավելի լավ ըմբռնել, թե ինչպես են գոյանում ինտենսիվության գլխավոր և լրացուցիչ առավելագույնները, գրենք $N\delta$ -ի արժեքների հետևյալ շարքը, դրանց հաջորդական աճման կարգով՝

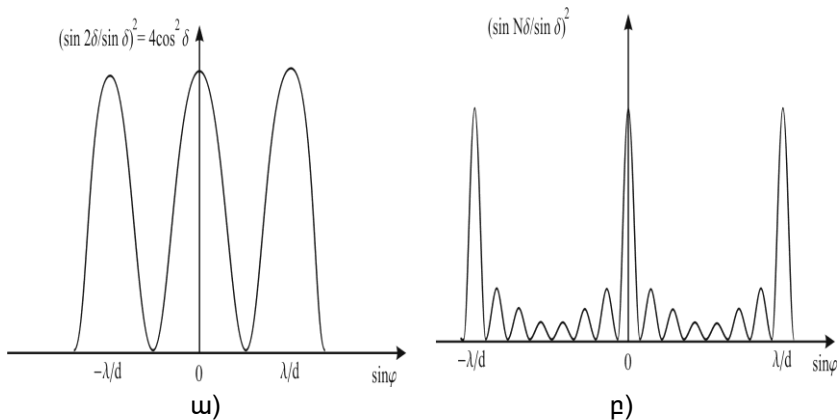
$$N\delta = \underbrace{0\pi, 2\pi, \dots, (N-1)\pi}_{\downarrow}, \underbrace{N\pi, (N+1)\pi, \dots, 2(N-1)\pi}_{\downarrow}, 2N\pi \dots$$

Սկսքներով ցույց են տրված գլխավոր առավելագույնները $(\sin \delta = 0, \sin N\delta = 0)$, իսկ մեծ փակագծերով՝ նվազագույնները $(\sin \delta \neq 0, \sin N\delta = 0)$:

Այս դեպքում դիտվում է լույսի բազմաթիվ փնջերի ինտերֆերենցիա (բազմաճառագայթային ինտերֆերաչափություն): Տվյալ դեպքում ինտենսիվության բաշխումն ինտերֆերենցիայի պատկե-

րում ստացվում է բոլորովին այլ, քան երկու ալիքների ինտերֆերենցիայի դեպքում, որի ժամանակ լուսավորվածությանը բնորոշ է $\cos^2 \delta$ տեսքի կախումը: Նկ. 5-ում բերված է $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$ ֆունկցիայի գրաֆիկը երեք գլխավոր առավելագույնների $|m = -1, 0, +1|$ սահմաններում՝ $N = 2$ և $N = 8$ դեպքերի համար: Իհարկե, այդ երկու կորերի ուղղաձիգ չափերը խիստ տարբեր են, քանի որ գլխավոր առավելագույնների ինտենսիվության N^2 անգամ աճը պատկերելու անհնարության հետևանքով չափակարգված են $1/N^2$ արտադրիչով: Դիֆրակցված փնջերի թվի մեծացման դեպքում (նշենք, որ ժամանակակից դիֆրակցիայի ցանցերում N -ը հասնում է 20000-ի) գլխավոր առավելագույնները խիստ ցայտուն են դառնում և բաժանված են լայն հատվածներով, որտեղ լույսի ինտենսիվությունը կարելի է համարել հավասար զրոյի: Այսպիսով, դիֆրակցող ցանցը մի սարք է, որը հնարավորություն է տալիս կամայական ճառագայթունը միագույն ալիքների գումարի վերածելու, այսինքն՝ այդ ճառագայթման սպեկտրն ստանալու հնարավորություն է ընձեռում (ծառայում է որպես դիսպերսող տարր):

Չետազոտենք, թե դիսպերսող տարրն ինչպիսի $d\varphi$ անկյամբ միմյանցից կհեռացնի $\lambda_1, \lambda_2 (|\lambda_1 - \lambda_2| = d\lambda)$ ալիքի երկարությամբ



Նկ. 5. $(\sin N\delta / \sin \delta)^2$ ֆունկցիայի գրաֆիկը ա) $N = 2$ և
բ) $N = 8$ դեպքերի համար:

լուսային երկու փնջերը: Այդ ֆունկցիան, որը կոչվում է դիսպերսիա, կբնութագրվի անկյան ածանցյալով՝ ըստ ալիքի երկարության՝ $D = d\varphi / d\lambda$ (անկյունային դիսպերսիա): Դիֆրակցող ցանցի դիս-

պերսիան գնահատելիս, օգտվենք գլխավոր առավելագույնների առաջացման $d \sin \varphi = m\lambda$ պայմանից: Դիֆերենցելով այն՝ կստանանք.

$$d \cos \varphi d\varphi = m d\lambda \quad \text{կամ} \quad D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} : \quad (13)$$

Դիֆրակցող ցանցի դիսպերսիան այնքան մեծ է, որքան փոքր է d -ն՝ երկու հարևան ճեղքերի միջև հեռավորությունը: Դրանով է բացատրվում օգտագործվող դիֆրակցող ցանցերում միավոր երկարության վրա մեծ թվով խազեր ունեցող ցանցերի օգտագործումը: Ի դեպ, դիսպերսիան գնահատելիս, կարևոր է միավոր երկարության վրա ճեղքերի (խազերի՝ N/L) թիվը և ոչ թե դրանց ընդհանուր N թիվը: Ձեռնտու է աշխատել դիֆրակցիայի ավելի բարձր կարգերում, քանի որ $D \sim m$: Բայց չպետք է մոռանալ, որ տվյալ ցանցի ամենամեծ հնարավոր կարգը որոշվում է հետազոտվող ճառագայթման ալիքի երկարությամբ: Իրոք, $m = (d/\lambda) \sin \varphi$, և քանի որ $\sin \varphi \leq 1$, ապա m -ը չպետք է գերազանցի d/λ -ն: Օրինակ՝ 1 մմ -ի վրա 1200 խազ ունեցող ցանցի համար $d = 8 \cdot 10^{-5} \text{ սմ}$ -ի և այն կարմիր լույսով ($\lambda = 6,5 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$) լուսավորելով, դիտումը կարելի է իրագործել միայն առաջին կարգում: Դիսպերսիան գնահատվում է նաև սպեկտրալ գծերի միջև եղած ds մմ հեռավորությամբ: Քանի որ $ds = F d\varphi$, որտեղ F -ը օբյեկտիվի կիզակետային հեռավորությունն է, ապա գծային դիսպերսիան կլինի.

$$ds/d\lambda = D \cdot F : \quad (14)$$

Դիսպերսիայի հասկացությունը հնարավորություն չի տալիս լիովին բնութագրել կամայական ճառագայթումը բաղադրիչների վերածելու սպեկտրային սարքի ունակությունը: Կարևոր է ոչ միայն երկու՝ ըստ ալիքի երկարության իրար մոտ ճառագայթումները հնարավորին չափ մեծ անկյունով իրարից հեռացնելը, այլև այն, որ յուրաքանչյուր բաղադրիչ բավականաչափ նեղ լինի: Այսինքն, պետք է որևէ կերպ բնութագրել ապարատային ֆունկցիան, որով որոշվում է միագույն ճառագայթման սպեկտրային գծի լայնացումը դիսպերսող տարրի կողմից: Այդպիսի բնութագիր է ծառայում լուծող ուժը՝ $\lambda/d\lambda$ հարաբերությունը: Հաշվենք դիֆրակցող ցանցի լուծող ուժը: Դիտարկենք N թվով խազ ունեցող դիֆրակցող ցանցով անջատված ճառագայթման երկու առավելագույնները՝ λ_1 ալիքի երկարության ճառագայթման առավելագույնին համապատասխանում է φ' առավ. դիֆրակցիայի անկյուն, իսկ λ_2 -ին՝ φ'' առավ. անկյանը: m -րդ

կարգի գլխավոր առավելագույնների առաջացման պայմաններն են՝ $d \sin \varphi'_{\text{առավ.}} = m\lambda_1$, $d \sin \varphi''_{\text{առավ.}} = m\lambda_2$:

Չեշտ է նկատել, թե ինչ անկյան տակ կոնիտվի ալիքի m -րդ կարգի առաջին նվազագույնը λ_2 ալիքի երկարության համար: Քանի որ միագույն ճառագայթման երկու գլխավոր առավելագույնների միջև գտնվում են $(N-1)$ նվազագույններ, ապա առաջին նվազագույնի առաջացման համար ունենք՝ $d \sin \varphi''_{\text{նվազ.}} = m\lambda_2 + \lambda_2 / N$: Որպեսզի տեղի ունենա Ռելեյի չափանիշը, պետք է ընդունել

$$\varphi'_{\text{առավ.}} = \varphi''_{\text{նվազ.}}, \text{ որտեղից հետևում է } m\lambda_1 = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N} \text{ կամ}$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = mN: \text{ Վերջինիս ձախ մասը բավարար ճշտությամբ կարելի է ընդունել}$$

$\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ հարաբերությանը հավասար: Այդ ժամանակ դիֆրակցող ցանցի լուծող ուժի համար ստանում ենք՝

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN: \quad (15)$$

Կարելի է ընդգծել, որ, ի տարբերություն դիսպերսիայի, լուծող ուժը պայմանավորված է խազերի ընդհանուր թվով՝ N -ով: Որքան խիտ են դիֆրակցող ցանցի խազերը, այնքան մեծ է այն անկյունը, որով տարամիտվում են ճառագայթման երկու՝ ըստ ալիքի երկարության իրար մոտ առավելագույնները, իսկ որքան մեծ է խազերի ընդհանուր թիվը, այնքան ցայտուն են դրանք: Լուծող ուժի կախումը դիֆրակցող ցանցի $L = Nd$ երկարությունից հեշտությամբ կարելի է ստանալ m -ի փոխարեն (15) բանաձևում տեղա-

դրելով $\frac{d \sin \varphi_{\text{առավ.}}}{\lambda}$ պայմանը, որտեղ d -ն ցանցի հաստատունն է:

Կստանանք $\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{L \sin \varphi_{\text{առավ.}}}{\lambda}$ բանաձևը: Աջ մասում եղած մեծությ-

յունը եզրային ճառագայթների միջև ստեղծված ճանապարհների տարբերության վրա տեղավորվող ալիքի երկարությունների թիվն է դիֆրակցիայի առավելագույն անկյան դեպքում: $\varphi_{\text{առավ.}}$ անկյունը պայմանավորված է ցանցի պատրաստման և գիտափորձի պայմաններից, որը սակայն չի կարող գերազանցել 90° -ը: Դիֆրակցիայի բարձր կարգերում աշխատելիս, անխուսափելիորեն առաջանում են

փորձառական դժվարություններ, որոնք կապված են տվյալ կարգը հարևան կարգերից անջատելու անհրաժեշտության հետ: Իրոք, ընտրված φ անկյան տակ տարածվում են ոչ միայն որոշակի λ_1 ալիքի երկարությամբ ճառագայթումը, այլ նաև՝ ուրիշ ալիքներ, որոնց L երկարությունները՝ $\lambda', \lambda'' \dots$ և այլն, որը կարելի է գտնել $d \sin \varphi = m\lambda = m'\lambda' = m''\lambda''$ ակնհայտ առնչությունից: Այսպես օրինակ՝ միևնույն ուղղությամբ կտարածվեն 6000 Å (առաջին կարգ), 3000 Å (երկրորդ կարգ), 2000 Å (երրորդ կարգ) և այլ երկարություններով ալիքներ: Եվ քանի որ դիֆրակցիայի հարևան կարգերին համապատասխանող ալիքի երկարությունների տարբերությունը փոքր է (բարձր կարգերի դեպքում), նպատակահարմար է հաշվի առնել ազատ դիսպերսիայի տիրույթի գաղափարը՝ $\Delta\lambda = \lambda / m$, որը նվազում է դիֆրակցիայի կարգի նվազման հետ և գնահատում է ալիքի երկարությունների $\Delta\lambda$ թույլատրելի տիրույթը, որտեղ իրականանում է տվյալ կարգի՝ հարևան կարգից անջատ լինելու հնարավորությունը:

ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՄԱՍ

Այս աշխատանքում $\Gamma - 5$ վազքաչափով (гониометр) որոշվում է դիֆրակցող ցանցի հաստատունը, դիսպերսիան, լուծող ուժը և ազատ դիսպերսիան:

Վազքաչափի աշխատանքը և սնդիկային լամպի գծային սպեկտրին համապատասխան ալիքի երկարությունների արժեքները ներկայացված են աշխատանք 4-ում: Էլեկտրական ցանցին միացնել կոլիմատորի ճեղքը լուսավորող սնդիկային լույսի աղբյուրը և անկյունաչափի տեսադաշտը լուսավորող լամպը: Լույսի զուգահեռ փունջը ուղղել դեպի դիտախողովակ, դիտել կոլիմատորի ճեղքի և դիտախողովակի խաչի հստակ ընդգծված պատկերները:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ ԵՎ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԸ

1. Վազքաչափի սեղանին տեղադրել դիֆրակցող ցանցը այնպես, որ խազերը լինեն լուսավորվող ճեղքին զուգահեռ և ուղղահայաց՝ ընկնող լույսի փնջին: Անգեն աչքով դիտել դիֆրակցիայի պատկերը: Այն իրենից ներկայացնում է զրոյական առավելագույնի նկատմամբ համաչափ դասավորված սնդիկի գծային սպեկտր: Այդ պատկերը դիտել դիտախողովակով և դիտախողովակի խաչը

համընկեցնել կենտրոնական առավելագույնի դիրքին: Ամրացնել սեղանիկը:

2. Դիտել անկյունաչափի օկուլյարով: Գրանցել կենտրոնական սպիտակ գծին ($m=0$ ՝ զրոյական առավելագույնին) համապատասխանող անկյան ցուցմունքը:

Դիտակը դանդաղ պտտել ձախ՝ մինչև օկուլյարի խաչը համընկնի առաջին կարգի մանուշակագույն գծի հետ: (6) պտտտակով ամրացնել այն: (7) միկրոչափիչ պտտտակով համընկեցնել խաչը և գրանցել համապատասխան φ' ձախ անկյան արժեքը:

3. Դիտակը շարունակել պտտել նույն ուղղությամբ և սնդիկային աղբյուրի կապույտ, կանաչ և դեղին գծերի 1-ին կարգի առավելագույնների համար գրանցել համապատասխան անկյունների արժեքները:

4. Նույն ձևով գրանցել կենտրոնական սպիտակ գծից աջ գտնվող մանուշակագույն, կանաչ և դեղին գծերի 1-ին կարգի առավելագույններին համապատասխանող անկյունների արժեքները:

5. Նկարագրված եղանակով գրանցել դիտվող սպեկտրում 2-րդ, 3-րդ կարգերին համապատասխանող անկյունների արժեքները:

6. Յուրաքանչյուր ալիքի երկարության համար հաշվել զրոյական առավելագույնից աջ և ձախ կողմերում չափված անկյունների կիսատարբերությունը ($m=1,2,3,\dots$): Այդ կիսատարբերությունը կտա φ_m անկյունների արժեքները φ_m ՝ համաձայն (11) բանաձևի: Չափումները կատարել մի քանի անգամ: Հաշվել դրանց միջինը: Արդյունքները գրանցել աղյուսակում:

7. Օգտվելով աղյուսակից՝ հաշվել ցանցի հաստատունը սնդիկի կանաչ գծի՝ $\lambda = 5461\text{\AA}$ ալիքի երկարության համար:

8. Գնահատել ցանցի դիսպերսիան, լուծիչ ուժը և ազատ դիսպերսիան (13), (14), (15) բանաձևերի օգնությամբ:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

1. Ն.Ի. Կալիտենսկի, «Ալիքային օպտիկա», Երևան, 1984 թ.:
2. В.И. Иверонова, Физический практикум, "Наука", 1968.

Աշխատանք 8.

ԼՈՒՅՍԻ ԲԵՎԵՈՒՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՊՏՏՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Աշխատանքում նկարագրվում և փորձնականորեն հետազոտվում է լույսի բևեռացման հարթության պտտման երևույթը օպտիկապես ակտիվ և ոչ ակտիվ նյութերում:

Տ Ե Ս ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

Հայտնաբերվել է, որ մի շարք նյութեր (բյուրեղներ, ամորֆ նյութեր և որոշ լուծույթներ) օժտված են բևեռացման հարթությունը պտտելու հատկությամբ: Դրանք կոչվում են օպտիկապես ակտիվ նյութեր: Բևեռացման հարթության պտույտ դիտվում է նաև երկայնական մագնիսական դաշտում տեղակայված օպտիկապես ոչ ակտիվ նյութերում:

Օպտիկապես ակտիվ նյութերում բևեռացման հարթության պտտման երևույթը առաջինը մեկնաբանել է Ֆրենելը՝ ենթադրելով, որ այդ երևույթը որոշ չափով նման է երկբեկնմանը: Ֆրենելի տեսության հիմքում դրված է մի վարկած, որի համաձայն ցանկացած գծային բևեռացված տատանում կարելի է ներկայացնել աջ և ձախ պտույտով երկու շրջանային տատանումների գումարի տեսքով: Ակտիվ նյութերում լույսի տարածման արագությունը տարբեր է ձախ և աջ շրջանային բևեռացված ճառագայթների համար: Ընդ որում, բոլոր ակտիվ նյութերը կարելի է բաժանել «աջ» և «ձախ» նյութերի: «Աջ» նյութերում ավելի մեծ արժեք ունի «աջ» շրջանային բևեռացված ալիքի արագությունը, իսկ «ձախ» նյութերի համար՝ ընդհակառակը:

աջ նյութեր՝

$$u_{աջ} > u_{ձախ} \quad n_{աջ} < n_{ձախ}$$

ձախ նյութեր՝

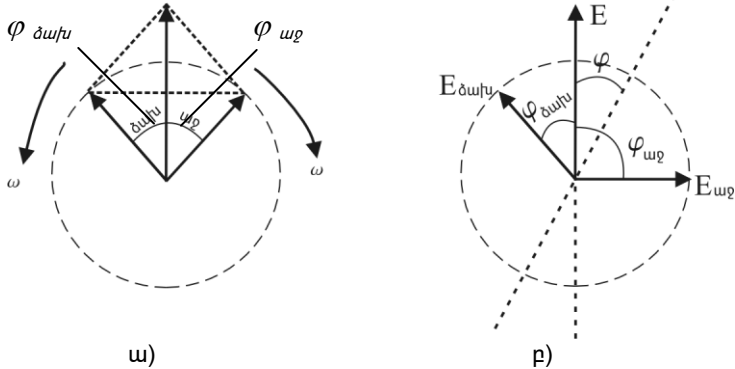
$$u_{աջ} < u_{ձախ} \quad n_{աջ} > n_{ձախ}$$

որտեղ u -ն շրջանային բևեռացված լույսի արագությունն է, իսկ n -ը՝ բեկման ցուցիչը, $u_{աջ} = c / n_{աջ}$, $u_{ձախ} = c / n_{ձախ}$ (նկ. 1ա):

Դիտարկենք, թե ինչ է տեղի ունենում գծային բևեռացված ալիքի հետ, որը տարածվում է օպտիկապես ակտիվ միջավայրում:

Սկզբնական $\vec{E}$ ալիքը վերածենք աջ և ձախ շրջաններով բևեռացված երկու ալիքների, որոնց տարածման արագությունները տվյալ նյութում միմյանց հավասար չեն: Ակներև է, որ հետազոտվող ակտիվ միջավայրում միևնույն ճանապարհն անցնելու համար յուրաքանչյուր ալիքի ծախսած ժամանակը տարբեր է: Հետևաբար, $\vec{E}_{աջ}$

և $\vec{E}_{\delta\omega\mu}$ վեկտորները կշռվեն տարբեր $\varphi_{\omega\varrho}$ և $\varphi_{\delta\omega\mu}$ անկյուններով: Որպեսզի արդյունաբար տատանումը մնա գծային բևեռացված, համաչափության հարթությունը անխուսափելիորեն պետք է պտտվի: Գծային բևեռացված արդյունաբար ալիքում տատանումների ուղղությունը որոշելու համար շրջանով բևեռացված երկու ալիքները օպտիկապես ակտիվ միջավայրում հավասար ճանապարհ



Նկ. 1. ա) Գծային բևեռացված տատանման վերածումը երկու շրջանային բևեռացված տատանումների, բ) Բևեռացման հարթության պտույտի անկյան գրաֆիկական որոշումը:

անցնելուց հետո պետք է գումարել միմյանց, այսինքն՝ գտնել համաչափության հարթությունը, որը կուղղորդվի $\varphi_{\omega\varrho}$ և $\varphi_{\delta\omega\mu}$ անկյունների տարբերության կիսորդով (Նկ.1բ): Հետևաբար արդյունաբար հարթ բևեռացված ալիքում $\vec{E}$ վեկտորի տատանումների հարթությունը սկզբնական ալիքի տատանումների ուղղության նկատմամբ կպտտվի

$$\varphi = (\varphi_{\omega\varrho} - \varphi_{\delta\omega\mu}) / 2 \quad (1)$$

անկյունով: Ստանանք բևեռացման հարթության պտույտի անկյան հիմնական առնչությունները: Եթե գծային բևեռացված ալիքը նկարագրվի $E = \text{Re } E_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{u} \right) \right]$ արտահայտությամբ, ապա շրջանային բևեռացած ալիքը կարտահայտվի այս տեսքով.

$$E = \text{Re} \left\{ E_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{u} \right) \right] \pm i E_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{u} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

որը ստացվում է միևնույն լայնությով փուլերի $\delta = \pi / 2$ տարբերությամբ երկու փոխուղղահայաց տատանումների գումարումով:

E_x և E_y բաղադրիչների միջև փուլերի $\delta = \pi/2$ տարբերության առաջացումը համարժեք է այդ բաղադրիչներից մեկը i -ով բազմապատկելուն, իսկ « $\pm$ » նշանը համապատասխանում է աջ կամ ձախ պտտմանը և շրջանային բևեռացված լույսի E_x և E_y բաղադրիչները կունենան այս տեսքը.

$$\begin{array}{ll} \text{աջ պտույտ} & \text{ձախ պտույտ} \\ E_x = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{z}{u} \right) & E_x = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{z}{u} \right) \\ E_y = -E_0 \sin \omega \left(t - \frac{z}{u} \right) & E_y = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{z}{u} \right): \quad (3) \end{array}$$

Ոչ ակտիվ նյութի համար $u_{\omega\varphi} = u_{\delta\omega\mu} = u$, և եթե, օրինակ, $E = E_x$, ապա հավասար չափացույցներով ու տարբեր նշաններով երկու y բաղադրիչների գումարը կտա զրո: Այստեղից բխում է գծային բևեռացված տատանումը ձախ և աջ շրջանային բևեռացված տատանումների վերածելու օրինականությունը,

Այժմ հաշվի առնենք այն ենթադրությունը, որ ակտիվ նյութում $u_{\omega\varphi} \neq u_{\delta\omega\mu}$: Գրենք ակտիվ նյութում տարածվող ալիքի արտահայտությունը. էլեկտրական դաշտի լարվածության x բաղադրիչը՝ $(E_x)_{\text{ակտ.}} = (E_x)_{\omega\varphi} + (E_x)_{\delta\omega\mu}$, իսկ y բաղադրիչը՝ $(E_y)_{\text{ակտ.}} = (E_y)_{\omega\varphi} + (E_y)_{\delta\omega\mu}$: (3) բանաձևի մեջ E_0 -ի փոխարեն պետք է տեղադրենք

E'_0 -ը, որը փոքր է E_0 -ից, քանի որ էներգիան միջավայրում փոքրանում է անդրադարձման հետևանքով:

Եվ այսպես, օպտիկապես ակտիվ միջավայրում տարածվող ալիքի x -բաղադրիչը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\begin{aligned} (E_x)_{\text{ակտ.}} &= E'_0 \cos \omega \left(t - z / u_{\omega\varphi} \right) + E'_0 \cos \omega \left(t - z / u_{\delta\omega\mu} \right) = \\ &= 2E'_0 \cos \frac{\omega}{2c} \left(n_{\delta\omega\mu} - n_{\omega\varphi} \right) z \cdot \cos \omega \left(t - [n_{\delta\omega\mu} + n_{\omega\varphi}] z / 2c \right): \quad (4) \end{aligned}$$

y - բաղադրիչի համար համանմանորեն կարելի է գրել՝

$$\begin{aligned} (E_y)_{\text{ակտ.}} &= E'_0 \sin \omega \left(t - z / u_{\delta\omega\mu} \right) + E'_0 \sin \omega \left(t - z / u_{\omega\varphi} \right) = \\ &= 2E'_0 \sin \frac{\omega}{2c} \left(n_{\delta\omega\mu} - n_{\omega\varphi} \right) z \cdot \cos \omega \left(t - [n_{\delta\omega\mu} + n_{\omega\varphi}] z / 2c \right): \quad (5) \end{aligned}$$

Այստեղ (4), (5) բանաձևերի առաջին արտադրիչները x և y առանցքների վրա գումար տատանման լայնույթների պրոյեկ-

ցիաներն են: Այդ բանաձևերի դիտարկումը ցույց է տալիս, որ $(E_x)_{ակտ}$ և $(E_y)_{ակտ}$ տատանումների փուլերը միևնույնն են: Հետևաբար, x և y առանցքներով կատարվող տատանումների միջև չկա փուլերի տեղաշարժ ($\delta = 0$), և այդ տատանումները գումարելիս ստացվում է **գծային բևեռացված ալիք**: Ակտիվ միջավայրում $z = d$ ճանապարհի անցնելու հետևանքով բևեռացման հարթությունը պտտվում է φ անկյունով: x և y առանցքների վրա E_0' լայնության պրոյեկցիաների համեմատությունից որոշում ենք φ անկյան արժեքը՝

$$\varphi = \frac{\omega}{2c} (n_{\delta\omega\mu} - n_{\omega\rho}) d = \frac{\pi}{\lambda_0} (n_{\delta\omega\mu} - n_{\omega\rho}) d : \quad (6)$$

Եթե φ -ի չափման ճշգրտությունը կազմում է $0,01^0(2 \cdot 10^{-4} \text{ ռադիան})$, ապա $d \approx 10 \text{ սմ}$ և $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ սմ}$ դեպքում կարելի է գնահատել $\Delta n \sim 10^{-9}$ կարգի մեծություններ, այսինքն՝ ի հայտ բերել բեկման ցուցիչների միջև եղած աննշան $\Delta n = n_{\delta\omega\mu} - n_{\omega\rho}$ տարբերությունը: Եթե օպտիկապես ակտիվ միջավայրը պինդ մարմին է, ապա պտտման անկյունը համեմատական է շերտի այն հաստությանը, որով անցնում է ճառագայթը: Լուծույթի դեպքում՝ այն համեմատական է նաև լուծույթի կոնցենտրացիային՝

$$\varphi = [\alpha] cL$$

որտեղ φ -ն պտտման անկյունն է, L -ը՝ շերտի հաստությունը, c -ն հեղուկի կոնցենտրացիան, $[\alpha]$ -ն՝ տվյալ նյութի պտտման հաստատունը (տեսակարար պտույտը), որը կախված է ալիքի երկարությունից՝ $[\alpha] \sim 1/\lambda^2$:

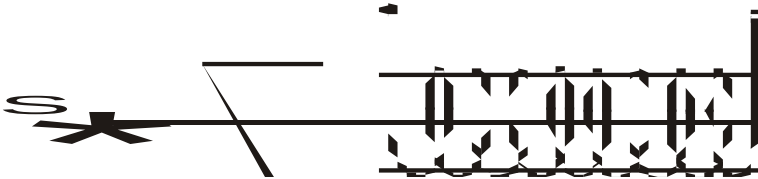
Կարելի է դիտել լույսի բևեռացման հարթության պտտում նաև **օպտիկապես ոչ ակտիվ նյութերում**, որոնք տեղադրված են երկայնական մագնիսական դաշտում: Ֆարադեյն առաջինն է դիտել այդ երևույթը, որն այժմ կրում է **Ֆարադեյի երևույթ** անվանումը: Միջավայրի հետ լույսի փոխազդեցության շատ հարցերում հաշվի է առնվում էլեկտրամագնիսական ալիքի միայն $\vec{E}$ վեկտորի ազդեցությունը էլեկտրոնի վրա, քանի որ Լորենցի ուժի բանաձևում՝

$$\vec{f} = q\vec{E} + \frac{q}{c} [\vec{v}\vec{H}]$$

երկրորդ անդամը v/c անգամ փոքր է առաջին անդամից: Մինչդեռ

Ֆարադեյի երևույթը մեկնաբանելիս՝ անհրաժեշտ է հաշվի առնել արտաքին $H_{արտ}$ դաշտի ազդեցությունը, որը էլեկտրամագնիսական ալիքի մագնիսական դաշտի լարվածությունից շատ անգամ մեծ է: Հետևաբար, $\frac{q}{c} [\vec{v} \cdot \vec{H}_{արտ}]$ անդամն այժմ չի կարելի անտեսել:

Ֆարադեյի երևույթը տեսականորեն կարելի է բացատրել՝ ենթադրելով, որ $\vec{H}_{արտ}$ մագնիսական դաշտում իզոտրոպ նյութի համար $n_{\omega g}$ և $n_{\delta\omega\mu}$ բեկման ցուցիչները դառնում են տարբեր: $n_{\omega g}$ և $n_{\delta\omega\mu}$ տարբերության պատճառով աջ և ձախ շրջաններով բևեռացված ալիքները նյութում տարածվում են $c/n_{\omega g}$ և $c/n_{\delta\omega\mu}$ տարբեր արագություններով: Համաձայն (4-6) արտահայտությունների՝ արդյունաբար գծային բևեռացված լույսի բևեռացման հարթությունը պտտվում է φ անկյունով. $\varphi = \frac{\omega}{2c} L (n_{\delta\omega\mu} - n_{\omega g})$, որտեղ ω -ն լույսի հաճախությունն է, c -ն՝ լույսի արագությունը վակուումում, իսկ



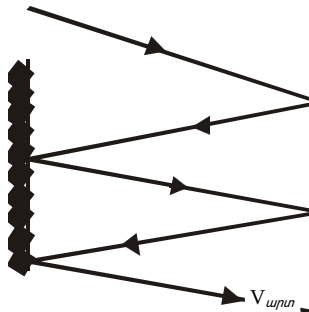
Նկ. 2. Ֆարադեյի փորձի գծապատկերը:

L -ը՝ միջավայրի երկարությունը:

Նկ. 2-ում պատկերված է Ֆարադեյի երևույթի դիտման փորձարական սարքի գծապատկերը. խաչված բևեռացուցիչների միջև տեղադրված է մեծ թվով գալարներ ունեցող կոճ, որի մեջ գտնվում է օպտիկապես ոչ ակտիվ նյութ: Կոճով էլեկտրական հոսանքը անցնելիս՝ առաջանում է երկայնական սոլենոիդային մագնիսական դաշտ, և էկրանի վրա դիտվում է լուսավոր բիծ՝ արտաքին S աղբյուրի լույսն անցնում է խաչված բևեռացուցիչների միջով: P_2 վերլուծիչը պտտելով՝ կարելի է համոզվել, որ տվյալ դեպքում, իրոք, բևեռացման հարթությունը պտտվում է φ անկյունով: Վերլուծիչն այդ φ անկյունով պտտելու դեպքում համակարգով անցած լույսը մարվում է: φ անկյունը համեմատական է մագնիսական դաշտի $H_{արտ}$ լարվածությանը և հետազոտվող նյութում լույսի անցած L ճանապարհին՝

$$\varphi = \rho H_{արտ} L \quad (7)$$

ρ գործակիցն անվանում են Վերդեի հաստատուն: ρ -ն կախված է նյութի օպտիկական հատկություններից, ջերմաստիճանից և լուսի ալիքի երկարությունից ($\rho \sim 1/\lambda^2$): ρ գործակցի արժեքը փոքր է, այդ պատճառով անհրաժեշտ են ուժեղ դաշտեր, որպեսզի երևույթը լինի զգալի: Սովորաբար որպես պտտող նյութ օգտագործում են ապակու հատուկ տեսակները (օրինակ՝ ծանր ֆլինտը, որի ρ -ն հավասար է $0,08 \text{ սմ}^{-1}\text{է}^{-1}$): Երևույթի կարևոր հատկությունն է՝ փոքր իներցիոնությունը (կայունացման ժամանակը 10^{-8} վ-ից պակաս է): (7) արտահայտությունից երևում է, որ φ պտտման անկյունը կախված չէ լուսային փնջի տարածման ուղղությունից և լրիվ որոշվում է արտաքին մագնիսական դաշտի ուղղությամբ: Այս հատկությունը (որով մագնիսական դաշտում կատարվող պտույտը տարբերվում է բնական պտույտից) հնարավորություն է տալիս բազմակի անդրադարձումների միջոցով մեծացնել բևեռացման հարթության պտտման գումար անկյունը: Այդ հանգամանքը նշել է ինքը՝ Ֆարադեյը (նկ. 3):



Նկ. 3. Բևեռացման հարթության մագնիսական պտտման երևույթի ուժեղացումը բազմակի անդրադարձումների ժամանակ:

Լորենցի էլեկտրոդինամիկ տեսության օգնությամբ կարելի է ցույց տալ, որ արդյունաբար գծային բևեռացված լույսի բևեռացման հարթությունը պտտվում է φ անկյունով, որը կարելի է գրել նաև այս տեսքով՝

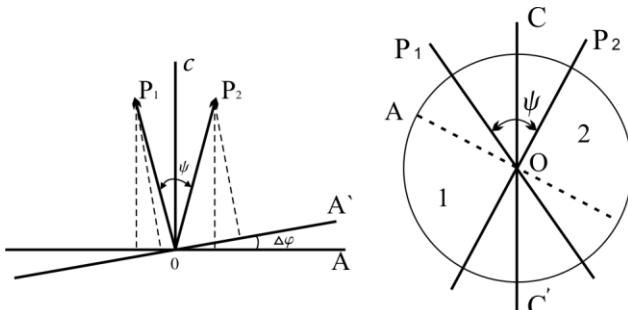
$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{\omega}{2c} L (n_{\delta\omega/\mu} - n_{\omega_2}) \\ &= \frac{2\pi Nq^3}{nm^2c^2} \frac{\omega^2 L}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} H_{արտ}, \end{aligned}$$

որտեղ ω -ն լույսի հաճախությունն է, իսկ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում, L -ը՝ միջավայրի երկա-

րությունը, $\frac{2\pi Nq^3}{nm^2c^2} \frac{\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} = \rho$ ՝ Վերդեի հաստատունն է:

ԲԵՎԵՈՒՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՏՄԱՆ ԱՆԿՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ ՀԱՔԱՐԱՉԱՓԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Բևեռացուցիչը և վերլուծիչը փոխադրահայաց են դասավորված՝ խաչված են: Եթե այն լուսավորենք միագույն լույսի աղբյուրով, ապա էկրանի վրա դաշտը կլինի խավար:



Նկ.4. Կիսաստվերային բևեռաչափի կիսադաշտերում լուսային տատանումների լուսավորվածությունների բաշխման գծապատկեր:

Սարքում տեղադրենք շաքարի լուծույթով լցված անոթ, այդ դեպքում դաշտը կլուսավորվի: Վերլուծիչը պտտենք դեպի աջ կամ ձախ՝ որոշակի անկյունով, էկրանի վրա կդիտվի խավար: Այդ երևույթը, համաձայն նախորդ քննարկման, բացատրվում է շաքարի լուծույթի՝ լույսի բևեռացման հարթությունը պտտելու հատկությամբ: Պտտման անկյունը կարելի է որոշել տեսադաշտի խավարման միջոցով օպտիկապես ակտիվ նյութի առկայության և բացակայության դեպքերում: Իսկ մարդու աչքը չի կարող ճշգրիտ նկատել վերլուծիչի այն դիրքը, երբ տեղի է ունենում տեսադաշտի լրիվ խավարում, հետևաբար այս եղանակով բևեռացման դաշտի պտտման անկյան չափումը խիստ մոտավոր է: Այդ պատճառով օգտագործում են կիսաստվերային բևեռաչափ, որը հիմնված է ոչ թե տեսադաշտի խավարման, այլ նրա երկու մասերի լուսավորվածությունների հավասարեցման հիման վրա: Կիսաստվերային բևեռաչափերը հնարավորություն են տալիս չափելու բևեռացման պտտման անկյունը $0,01^\circ$ ճշտությամբ: Կիսաստվերային բևեռաչափում տեսադաշտը CC' տրամագծով բաժանված է երկու կեսի (նկ. 4): Տեսադաշտի 1-ին կեսում լուսային տատանումները տեղի են ունենում P_1 , իսկ մյուսում՝ P_2 հարթության մեջ: Այդ հարթություններն իրար հետ կազմում են ψ փոքր անկյուն:

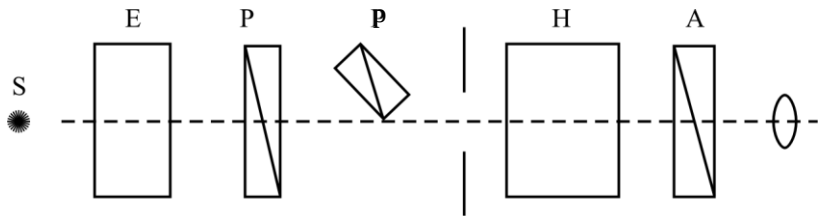
Եթե լուսային այդ երկու ճառագայթներն անցնեն A վերլուծիչով, որի տատանման հարթությունն ուղղահայաց է P_2 հարթությանը, ապա տեսադաշտի 2-րդ կեսի ճառագայթը կմարվի՝ կլինի մութ, իսկ 1-ին կեսում լույսի մի մասը կանցնի վերլուծիչով, և այդ կիսադաշտը կլինի այս կամ այն չափով լուսավոր: Երբ վերլուծիչը ուղղահայաց է P_1 հարթությանը, ապա տեղի կունենա հակառակ երևույթը: Պարզ է, որ երկու դաշտերը կլինեն միատեսակ լուսավորված, երբ A -ն ուղղահայաց է OC' -ին կամ A -ն զուգահեռ է OC' -ին, որտեղ OC' գիծը $P_1\hat{O}P_2$ անկյան կիսորդն է, OP_1 և OP_2 վեկտորները տեսադաշտի երկու կեսերում տատանումների լայնություններն են: Երբ $A \perp OC'$ -ին, տեսադաշտը լինում է թույլ լուսավորված (կիսաստվեր): Այդ բանը նպաստավոր է տեսադաշտի լուսավորվածությունը գնահատելու համար, որովհետև աչքի ֆիզիոլոգիական առանձնահատկությունը հնարավորություն է տալիս զգալ լույսի փոքր ինտենսիվությունների փոփոխությունները: Դաշտի երկու մասերը հավասար լուսավորելու համար վերլուծիչի հարմարեցումը վերը նշված ձևով այնքան ավելի ճիշտ կլինի, որքան փոքր լինի ψ անկյունը: Իրականում վերլուծիչին ճիշտ այդպիսի դիրք տալ հնարավոր չէ, առաջանում է մի փոքր սխալ, և վերլուծիչը համարվում է տեղադրված այլ՝ A' դիրքում: Այդ սխալը բնութագրվում է A և A' դիրքերի միջև եղած $\Delta\varphi$ փոքր անկյունով և այդ դեպքում եթե ընդունենք, որ $I_1 / I_2 = 1$ վերլուծիչի ճիշտ դիրքի դեպքում, որտեղ I_1 -ը և I_2 -ը առաջին և երկրորդ մասերով անցնող լույսի ինտենսիվություններ են, ապա վերլուծիչի սխալ դիրքի դեպքում կունենանք.

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_0 \sin^2 \left(\frac{\psi}{2} + \Delta\varphi \right)}{I_0 \sin^2 \left(\frac{\psi}{2} - \Delta\varphi \right)},$$

եթե $\Delta\varphi$ շատ փոքր է և արտահայտված է ռադիաններով, ապա $\frac{I_1}{I_2} = 1 + 4\Delta\varphi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2}$, որտեղ $\Delta P = \left(4\Delta\varphi \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \cdot 100 \right) \%$ -ն ինտենսիվությունների չափման սխալն է տոկոսներով: Եթե $\Delta\varphi$ -ն արտահայտենք անկյունային աստիճաններով, կունենանք

$$\Delta\varphi \frac{\Delta P}{7} \operatorname{tg} \frac{\psi}{2}:$$

Հետևաբար, բավականաչափ փոքր ψ -ի դեպքում, φ անկյունը կարելի է չափել աստիճանի հարյուրերորդական մասի ճշտությամբ:

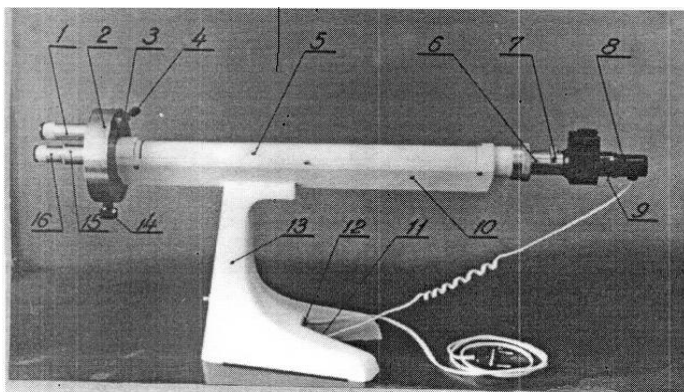


Նկ. 5. Կիսաստվերային բևեռաչափի օպտիկական համակարգի գծապատկերը

Կիսաստվերային բևեռաչափը (շաքարաչափը) բաղկացած է երկու հիմնական մասից՝ բևեռացուցիչից և վերլուծիչից (նկ.5): Բևեռացուցիչը բաղկացած է երկու՝ մեծ P և փոքր p բևեռացնող հատվածակողմերից, որոնց գլխավոր կտրվածքները, հետևաբար և լուսային տատանումների համապատասխան հարթությունները, իրար հետ կազմում են ոչ մեծ անկյուն: S աղբյուրից լույսը անցնում է E կոլիմատորով՝ դառնալով զուգահեռ ճառագայթների լուսային փունջ, ապա անցնում՝ P բևեռացուցիչով: Բևեռացված լույսի մի մասն անցնում է շաքարի լուծույթով լցված H փորձանոթով, իսկ այնուհետև՝ A վերլուծիչով: Լույսի մի մասը, նախքան H փորձանոթի մեջ մտնելը, անցնում է p հատվածակողմով, որի հետևանքով լույսի բևեռացման հարթությունը փոքր-ինչ փոխվում է: Այսպիսով՝ եթե լույսի փնջերից մեկի համար վերլուծիչը հարմարեցված է այնպես, որ ստացվում է լրիվ խավարում, ապա մյուս փունջը՝ վերլուծիչով մասնակիորեն անցնում է: Արդյունքում տեսադաշտը կբաժանվի երկու կեսի, որի բաժանման գիծը հանդիսանում է p հատվածակողմի նիստը: Վերլուծիչը դրվում է այնպիսի դիրքում, որպեսզի տեսադաշտի երկու կեսերը լինեն միատեսակ լուսավորված, երբ շաքարաչափում տեղադրված չէ H փորձանոթը: Այնուհետև շաքարաչափում տեղադրվում է շաքարի լուծույթով լցված փորձանոթը: Այդ դեպքում տեսադաշտի երկու կեսերը լուսավորող ճառագայթների տատանումների հարթությունները շեղվում են φ անկյունով: Անհրաժեշտ է վերլուծիչը պտտել, որպեսզի տեսադաշտի երկու կեսերի լուսավորվածությունները հավասարվեն: Նկ. 6-ում պատկերված է շաքարաչափը, որի օգնությամբ չափվում է բևեռացված հարթության պտտման անկյունը: Վերլուծիչը 14 բռնակի օգնությամբ կարելի է պտտել ցանկացած անկյունով: 1-ին դիտախողովակով դիտվում է սանդղակ, որի օգնությամբ կատար-

վում են անկյունային չափումներ: Երբ 5 հատուկ խցիկում բացակայում է շաքարի լուծույթով փորձանոթը, և վերլուծիչը բերված է այնպիսի դիրքի, որ տեսադաշտի երկու կետերը միատեսակ լուսավորված են, նոնիուսի (չափագործիքի) օգնությամբ սանդղակները համապատասխանեցվում են զրոյական ցուցմունքի հետ: Շաքարի լուծույթով փորձանոթը տեղադրել շաքարաչափի 5 խցիկում: Հավասարեցնել տեսադաշտի երկու կետերի լուսավորվածությունները,

կատարել անկյան չափում: Նկ. 7 ա, բ-ում պատկերված են սանդղակի այն դիրքերը, որոնք համապատասխանում են $+11,80$ և $-3,20$

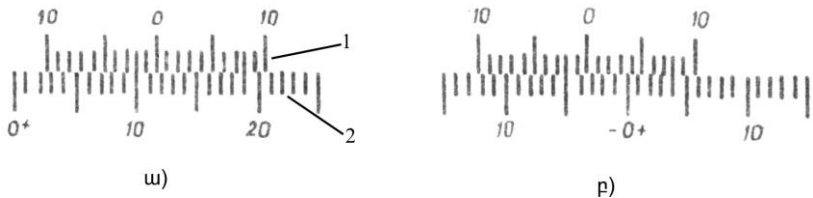


Նկ.6. Շաքարաչափի արտաքին տեսքը:

անկյան արժեքների (նոնիուսի 0-ն գտնվում է սանդղակի 0-ից աջ՝ 11 լրիվ բաժանմունք, իսկ նոնիուսի աջ մասում սանդղակի ինչ-որ բաժանմունք համընկնում է նոնիուսի 8-րդ բաժանմունքի հետ՝ ստացվեց $+11,80$: Իսկ երկրորդ դեպքում նոնիուսի 0-ն գտնվում է սանդղակի 0-ից ձախ 3 լրիվ բաժանմունք, և նոնիուսի ձախ մասում սանդղակի ինչ-որ բաժանմունք համընկնում է նոնիուսի 2-րդ բաժանմունքի հետ՝ $-3,20$ անկյուն), որտեղ «+» և «-» նշանները ցույց են տալիս աջ կամ ձախ պտտման ուղղություններ: Շաքարաչափում օգտագործվում է անկյան միջազգային շաքարային միավորներով սանդղակ, որի 1000 բաժանմունքը համապատասխանում է $34,62$ անկյունային աստիճանի:

Կիսաստվերային բևեռաչափիչով աշխատելիս պետք է ունենալ միագույն լույսի աղբյուր կամ պետք է օգտվել լուսազտիչներից, որոնք բաց են թողնում միայն որոշակի ալիքի երկարություն ունեցող լույս:

Չափումներ. Միացնել լույսի աղբյուրը: Երբ 5-րդ խցիկը դատարկ է, 15 դիտախողովակով դիտել երկու կիսադաշտերը, 16 բռնակով հստակեցնել բաժանման գիծը: 14 պտտտակի օգնությամբ պտտել վերլուծիչը, մինչև տեսադաշտի երկու կեսերը լինեն միատեսակ լուսավորված: 4 բանալու օգնությամբ համընկեցնել



Նկ.7. Նոնիուսի (1) և սանդղակի (2) գծապատկերը:

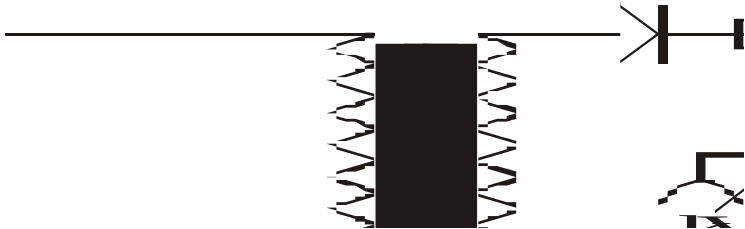
սանդղակի և նոնիուսի զրո բաժանմունքները: L երկարության փորձանոթը լցնել հայտնի կոնցենտրացիայի շաքարի լուծույթով՝ C գրամ շաքար 100 սմ³ ջրի լուծույթում: Այն տեղադրել շաքարաչափի մեջ: Այդ դեպքում տեսադաշտի երկու կեսերում լուսավորվածությունները կտարբերվեն: Վերլուծիչը պտտել այնքան, որ տեսադաշտի երկու կեսերը լինեն միատեսակ լուսավորված: Գրառել սանդղակի համապատասխան ցուցմունքը: Չափումը կատարել մի քանի անգամ և վերցնել միջին արժեքը: Դա այն φ անկյունն է, որով պտտվել է բևեռացման հարթությունը: Ստացված տվյալներից հաշվել շաքարի տեսակարար պտույտը: $[L]$ -ը հաճախ C -ի փոխարեն վերցնում ենք c , որը իրենից ներկայացնում է 1 սմ³-ում շաքարի բանակը գրամներով՝ $C = 100c$: Քանի որ $\varphi = [\alpha] \frac{CL}{100}$ որտեղից՝

$$[\alpha] = \frac{100 \cdot \varphi}{CL} :$$

Եթե հայտնի է լուծույթի կոնցենտրացիան, փորձանոթի երկարությունը և բևեռացման հարթության պտտման φ անկյունը, ապա այս բանաձևով կարելի է հաշվել տեսակարար պտտումը: Հայտնի կոնցենտրացիայով լուծույթի փոխարեն խցիկում տեղադրել նույն երկարությամբ անհայտ կոնցենտրացիա պարունակող լուծույթով փորձանոթ և համապատասխան չափումների օգնությամբ որոշել անհայտ կոնցենտրացիան:

**ԳԾԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՏՄԱՆ ԱՆԿՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ
ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ՏԵՂԱԴՐՎԱԾ
ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ**

Ֆարադեյի երևույթի դիտման փորձնական սարքը բաղկացած է իմպուլսային մագնիսից (նկ.8) և գրանցման համակարգից: Իմպուլսային մագնիսի ընտրությունը պայմանավորված է նրանով, որ այն չի պահանջում հատուկ սառեցում, ունի փոքր չափսեր, կշիռ և քիչ էներգիա է ծախսում: Բարձր լարման ուղղիչը կարող է լիցքավորել $C = 100$ մկՖ ունակությամբ ունեցող կոնդենսատորը մինչև 1000Վ լարում: Այնուհետև կոնդենսատորը պարպիչի օգնությամբ պարպվում է սոլենոիդի վրա: Նկ. 9-ում ներկայացված է սարքի օպտիկական մասի գծապատկերը:



Նկ.8. Իմպուլսային մագնիսի սնման գծապատկերը:

$He - Ne$ գազային լազերի լույսը անցնում է P բևեռացուցիչով և, այնուհետև, գծային բևեռացված լույսը ընկնում է Ֆարադեյի բջջի վրա (սոլենոիդ և միջավայր): Ֆարադեյի բջջից հետո տեղադրված է A վերլուծիչը, որի բևեռացման հարթությունը ուղղահայաց է բևեռացուցիչի բևեռացման հարթությանը այնպես, որ մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում լուսաբազմապատկիչի ($\delta\gamma\delta$) վրա լույս չի ընկնում և օսցիլոգրաֆի վրա ազդանշան չի գրանցվում: Կոնդենսատորի պարպման ժամանակ սոլենոիդով անցնում է հոսանք և ստեղծված մագնիսական դաշտը առաջացնում է Ֆարադեյի բջջով անցնող լույսի բևեռացման հարթության պտույտ: Այդ դեպքում վերլուծիչով անցած լույսը ընկնում է լուսաբազմապատկիչի վրա և օսցիլոգրաֆի վրա առաջանում է իմպուլս, որի լայնությանը կախված է մագնիսական դաշտի լարվածության մեծությունից: Երբ պտտման անկյունը՝ $\varphi = 90^\circ$, իմպուլսի լայնությանը առավելագույն է, քանի որ բջջով անցնող բևեռացման հարթության ուղղությունը համընկնում է վերլուծիչի բացթողնման հարթության հետ:

Ծանոթանա՞նք օսցիլոգրաֆի օգնությամբ անցած լույսի ին-

տենսիվության չափման միջոցով բևեռացման հարթության պտույտի անկյան չափման մեթոդի հետ: Ենթադրենք, լույսն անցնում է հաջորդաբար տեղադրված բևեռացուցիչի և վերլուծիչի միջով, որոնք միմյանց հետ կազմում են θ անկյուն: Այդ դեպքում, համաձայն Մալյուսի օրենքի, բևեռացուցիչ-վերլուծիչ համակարգով անցած լույսի ինտենսիվությունը $I = I_0 \cos^2 \theta$, որտեղ I_0 -ն բևեռացուցիչի մուտքում լույսի ինտենսիվությունն է: Երբ բևեռացուցիչի և վերլուծիչի միջև տեղադրված է նմուշ, որը պտտում է բևեռացման հարթությունը $\pm \varphi$ անկյունով, ապա համակարգով անցած լույսի ինտենսիվությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևով. $I_{1,2} = I_0 \cos^2(\varphi \pm \theta)$, որտեղ $+\varphi$ -ի փոխարինումը $-\varphi$ -ով, համապատասխանում է $+H$ մագնիսական դաշտի փոխարինմանը $-H$ -ով: Վերջին արտահայտությունից կարելի է ստանալ.

$$I_2 - I_1 = I_0 \sin 2\varphi \cdot \sin 2\theta$$

$$I_2 + I_1 = 2I_0 (\sin^2 \varphi \cdot \sin^2 \theta + \cos^2 \varphi \cos^2 \theta), \text{ եթե } \theta = \pi/4, \text{ ապա}$$

$$\sin 2\varphi = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}, \text{ և կստանանք լույսի բևեռացման հարթության}$$

պտույտի համար հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\varphi = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} \right):$$

Չափված φ -երով կարելի է որոշել Վերդեի հաստատումը՝ $\rho = \varphi / L \cdot H$ *արտ.*, որտեղ L -ը նմուշի երկարությունն է, H -ը՝ արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունը:



Նկ.9. Փորձարարական սարքի օպտիկական մասի գծապատկերը:

Այսպիսով, այս վարժությունը կատարելիս պետք է բևեռացուցիչը և վերլուծիչը տեղադրել միմյանց նկատմամբ 45° անկյան տակ, միացնել սարքը և օսցիլոգրաֆի սանդղակից հաշվել $+H$ և

– H մագնիսական դաշտերում I_1 և I_2 ինտենսիվությունները, տեղադրել համապատասխան բանաձևի մեջ, գնահատել φ պտտման անկյան արժեքը: Ստացված φ արժեքից որոշել Վերդեի հաստատունը: Չափումները կատարել մի քանի անգամ և միջինացնել:

Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

1. Ն.Ի. Կալիտենսկի, Ալիքային օպտիկա, 1984.
2. Г.С. Ландсберг, "Оптика", М., Наука, 1976.
3. В.И. Иверонова, Физический практикум, 147, 148, "Наука", 1968.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՍԱՆԴՂԱԿԸ

$$1\text{\AA} = 10^{-8} \text{ սմ}$$

