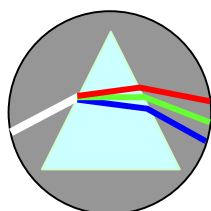


Vaidutis Antanas  
**ŠALNA**

# OPTIKA

**LABORATORINIAI  
DARBAI**



Fizikos olimpas  
Vilnius 2004

UDK 535(076)  
Op41

Parengė Vilniaus universiteto doc. Vaidutis Antanas ŠALNA  
Recenzavo prof. Antanas Rimvidas BANDZAITIS  
Redagavo Aldona Ruta KRUTINIENĖ

**Šalna, Vaidutis Antanas**

Optika. Laboratoriniai darbai.– Vilnius, Fizikos olimpas. 2004.

Mokymo knyga ypatingai gabių mokinių papildomojo ugdymo mokyklos „Fizikos olimpas“ moksleiviams, atliekantiems praktikos darbus Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto Optikos laboratorijoje pagal mokyklos fizikos kurso programą. Leidiniu gali naudotis ir kiti moksleiviai bei aukštųjų mokyklų studentai

© Vaidutis Antanas Šalna  
© Fizikos olimpas

Nuo 2004 04 20 ši mokymo knyga yra ir interneto svetainėje [www.olimpas.lt](http://www.olimpas.lt).

ISBN 9986-778-13-1

## TURINYS

1. Optinių sistemų tyrimas .....	5
2. Optinių sistemų ydų tyrimas .....	10
3. Mikroskopas .....	17
4. Prizmės charakteristikų nustatymas .....	23
5. Šviesos interferencijos tyrimas biprizme .....	27
6. Matavimai Reilio interferometru .....	33
7. Fabri ir Pero interferometras .....	38
8. Chromatinės poliarizacijos tyrimas .....	43
9. Erdvinis filtravimas ir atvaizdų susidarymo tyrimas .....	47
10. Šviesos difrakcijos tyrimas .....	52
11. Difrakcinė gardelė .....	61
12. Šviesos atspindžio tyrimas .....	66
13. Briusterio kampo nustatymas .....	72
14. Poliarizuotosios šviesos tyrimas .....	74
15. Poliarizacijos plokštumos sukimo tyrimas poliarimetru .....	80
16. Kvantinių šviesos savybių tyrimas .....	83



## 1. OPTINIŲ SISTEMŲ TYRIMAS

### Užduotys

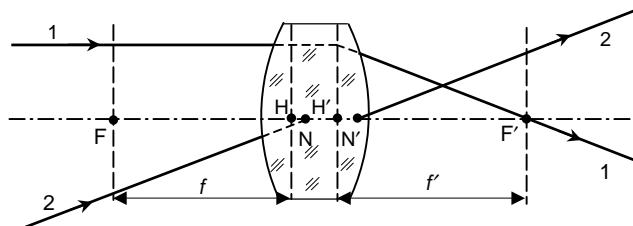
1. Nustatyti glaudžiamojo ir sklaidomojo lęšio židinio nuotolį.
2. Nustatyti įgaubtojo ir iškiliojo veidrodžio židinio nuotolį.
3. Nustatyti optinės sistemos kardinaliuosius elementus.

### Teorija

Visus spindulius, sklindančius iš vieno daikto taško, ideali optinė sistema surenka viename atvaizdo taške. Tokias sąlygas gerai tenkina centruotoji optinė sistema, kai spindulių skėsties kampai nedideli (paraksialieji spinduliai).

Optinė sistema apibūdinama trimis kardinaliųjų elementų poromis: *pagrindinėmis*, *židinių* ir *mazginėmis plokštumomis*, einančiomis per *pagrindinius*, *židinių* ir *mazginius taškus* statmenai optinei ašiai. *Pagrindinėse plokštumose* ilginis didinimas lygus vienetui, t. y. jei daiktas yra vienoje pagrindinėje plokštumoje, tai jo tokio pat dydžio tiesinis (neapverstas) atvaizdas yra kitoje pagrindinėje plokštumoje. Šios plokštumos kerta optinę ašį *pagrindiniuose taškuose* H ir H' (1.1 pav.). Plonojo lęšio pagrindinės plokštumos ir pagrindiniai taškai sutampa.

Kiekvienoje optinėje sistemoje yra du *židiniai*: priekinis F ir galinis F'. Jei į optinę sistemą iš kairės kranta lygiagretus spindulių pluoštelis su optine ašimi (1.1 pav., 1 spindulys), tai pro ją perėję spinduliai susikerta sistemos židinyje F'. Analogiškai iš dešinės kritęs lygiagrečių su optine ašimi spindulių pluoštelis, perėjęs optinę sistemą, susikerta židinyje F. Optinei ašiai statmenos plokštumos, kuriose yra židiniai, vadinamos *židinių plokštumomis*. Atstumai FH = f ir F'H' = f' nuo pagrindinių taškų H ir H' iki židinių F ir F' vadinami optinės sistemos *židinių nuotoliais*. Jei optinė sistema yra vienalytėje terpėje, tai |f| = |f'|.



1.1 pav. Optinės sistemos kardinalieji elementai

*Mazginiais taškais* N ir N' vadinami taškai, kuriuose kampinis didinimas lygus vienetui. Jei spindulys (arba jo tęsinys) kerta pirmąjį mazgą N, tai lūžęs optinėje sistemoje jis iš antrojo mazgo N' sklinda lygiagrečiai su kritusiuoju (2 spindulys). Vienalytėje terpėje esančios optinės sistemos mazginiai taškai sutampa su pagrindiniais. Plonųjų lęšių pagrindiniai ir mazginiai taškai sutampa su lęšio optiniu centru. Žinant optinės sistemos kardinaliuosius elementus, galima sukurti daikto atvaizdą nenagrinėjant spindulių lūžio optinėje sistemoje.

Sąryšis tarp plonojo lęšio židinio nuotolio  $f$  ir daikto bei atvaizdo atstumų nuo lęšio  $a$  ir  $b$  nusakomas tokia formule:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} . \quad (1.1)$$

Ši formulė tinka tada, kai atstumas tarp pagrindinių plokštumų yra mažas, palyginti su židinių nuotoliais. Ji galioja ir įgaubtajam veidrodžiui. Šiuo atveju  $f = R/2$ ; čia  $R$  – veidrodžio paviršiaus kreivumo spindulys.

Lęšio laužiamąją gebą (dydis atvirkščias židinio nuotoliui  $D = 1/f$ ) lemia jo geometrinė konstrukcija ir medžiagos, iš kurios jis pagamintas, savybės. Storojo lęšio laužiamoji geba išreiškiama taip:

$$D = \frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n - 1)^2}{n} \frac{d}{r_1 r_2} ;$$

čia  $n$  – lūžio rodiklis,  $r_1$  ir  $r_2$  – lęšio paviršių kreivumo spinduliai,  $d$  – lęšio storis.

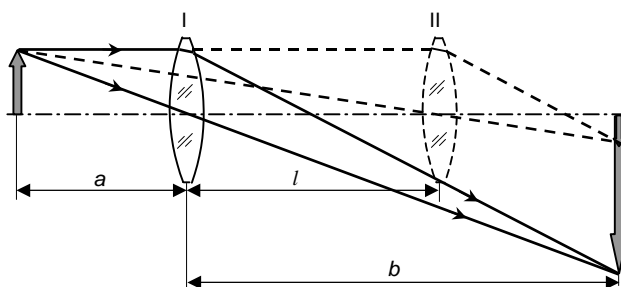
## Tyrimas

### 1. Glaudžiamojo lęšio židinio nuotolio nustatymas

Tyrimui naudojamas optinis suolas, kuriuo gali slankioti stoveliai su lęšiais, ekranu, bei šviestuvu. Visi prietaisai turi būti sustatyti taip, kad jų optiniai centrai būtų vienodame aukštyje, ekrano plokštuma statmena optinio suolo briaunai, o lęšių optinės ašys – lygiagrečios su ja.

*1 būdas.* Lęšis ir ekranas statomas taip, kad ekrane susidarytų ryškus daikto atvaizdas. Išmatuojami atstumai  $a$  ir  $b$  ir pagal (1.1) formulę apskaičiuojamas židinio nuotolis  $f$ . Bandyamas kartojamas kelis kartus keičiant  $a$  ir  $b$ .

*2 būdas (Beselio būdas).* Atstumas tarp daikto ir jo atvaizdo  $m = a + b$  yra pastovus. Jei  $m > 4f$ , tai nekeičiant atstumo tarp daikto ir ekrano galima rasti tokias dvi lęšio padėtis, kad ekrane susidarytų vienu atveju padidintas, o kitu – sumažintas daikto atvaizdas (1.2 pav.). Spin-



1.2 pav. Glaudžiamojo lęšio židinio nuotolio nustatymo Beselio būdu schema

dulį galima apgręžti, t. y. sukeisti atvaizdą su daiktu. Tada sumažintas daikto atvaizdas yra atstumu  $a$  nuo lęšio, esančio II padėtyje. Pažymėjus  $l = b - a$  galima parašyti šias išraiškas:

$$a = \frac{m-l}{2}; \quad b = \frac{m+l}{2}. \quad (1.2)$$

Iš (1.1) ir (1.2) formulių išreiškiamas lęšio židinio nuotolis

$$f = \frac{m^2 - l^2}{4m}. \quad (1.3)$$

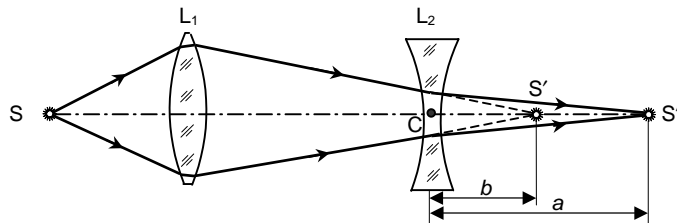
Šviečiantis objektas statomas atstumu  $m > 4f$  (pasinaudojama anksčiau nustatyta  $f$  verte) nuo ekrano ir sukuriama ryškus padidintas objekto atvaizdas. Išmatuojamas atstumas  $m$  tarp objekto ir atvaizdo. Pažymima lęšio vieta ant optinio suolo. Po to sukuriama ryškus sumažintas atvaizdas ir pažymima lęšio vieta. Atstumas tarp lęšio padėčių yra  $l$ . Gautieji duomenys įrašomi į (1.3) formulę ir apskaičiuojamas židinio nuotolis  $f$ .

Matuojama kelis kartus keičiant atstumą tarp objekto ir ekrano.

## 2. Sklaidomojo lęšio židinio nuotolio nustatymas

Sklaidomojo lęšio židinio nuotoliui nustatyti naudojamas dar ir glaudžiamasis lęšis.

Tarkime, kad glaudžiamasis lęšis  $L_1$  sukuria taško  $S$  atvaizdą taške  $S'$  (1.3 pav.). Pastatius už glaudžiamąjį sklaidomąjį lęšį  $L_2$ , taško  $S$  atvaizdas susikuria toliau – taške  $S''$ . Jei nagrinėsime atvirkščią spindulių eigą (iš taško  $S''$ ), tai  $S'$  bus tariamasis taško  $S''$  atvaizdas, kuri



1.3 pav. Sklaidomojo lęšio židinio nuotolio nustatymo schema

sukuria lęšis  $L_2$ . Pažymėję atstumą  $CS''$  raide  $a$ , o  $CS'$  – raide  $b$  ir atkreipę dėmesį į tai, kad naudojant sklaidomąjį lęšį,  $b$  ženklas neigiamas, (1.1) formulė užrašoma taip:

$$-\frac{1}{f} = \frac{1}{a} - \frac{1}{b}.$$

Iš čia

$$f = \frac{ab}{b-a}. \quad (1.4)$$

Ant optinio suolo statomas glaudžiamasis lęšis  $L_1$  ir ekrane sukuriamas atvaizdas  $S'$ . Pažymima ekrano vieta. Už lęšio  $L_1$  statomas sklaidomasis lęšis  $L_2$  ir dviejų lęšių optine sistema sukuriamas atvaizdas  $S''$ . Išmatuojami atstumai  $a$  ir  $b$ . Įrašius jų vertes į (1.4) formulę, apskaičiuojamas sklaidomojo lęšio židinio nuotolis.

Matavimai kartojami kelis kartus.

### 3. Veidrodžių židinių nuotolių nustatymas

Įgaubtajam veidrodžiui galioja (1.1) formulė. Ekranas statomas šalia objekto taip, kad jis nekliudytų šviesai kristi į veidrodį. Kritę ir atsispindėję spinduliai sudaro nedidelį kampą. Stumdant veidrodį ekrane sukuriamas sumažintas objekto atvaizdas. Išmatavus  $a$  ir  $b$ , pagal (1.1) formulę apskaičiuojamas židinio nuotolis  $f$ . Pastūmus ekraną už objekto, sukuriamas ryškus padidintas atvaizdas. Vėl išmatavus  $a$  ir  $b$ , apskaičiuojamas židinio nuotolis. Po to ekranas statomas greta objekto ir veidrodis stumiamas taip, kad ekrane susikurtų ryškus atvaizdas. Tada  $a = b = 2f$ .

Apskaičiuojamas gautųjų rezultatų vidurkis.

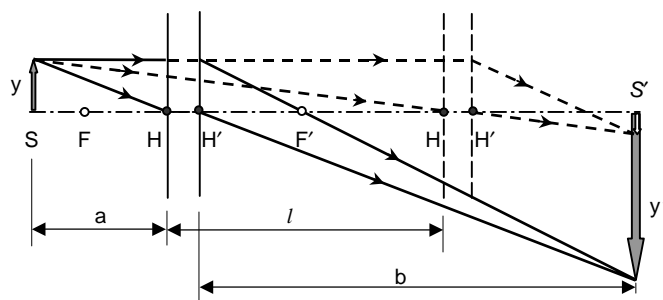
Iškilojo veidrodžio židinio nuotolis nustatomas naudojant dar ir glaudžiamąjį lęšį, kurio židinio nuotolis žinomas. Matavimo metodika panaši į sklaidomojo lęšio židinio nuotolio matavimo metodiką.

### 4. Optinės sistemos kardinaliųjų elementų nustatymas

Jei optinė sistema yra ore, tai  $|f| = |f'|$ . Šviestuvus, kurio anga uždenyta matiniu stiklu su nubraižytu tinkleliu arba bendracentriais apskritimais, tiriami optinė sistema ir ekranas statomi ant optinio suolo. Esant fiksuotoms ekrano ir šviestuvo padėtimis, optinė sistema vieną kartą statoma taip, kad susikurtų sumažintas, o kitą kartą – padidintas objekto atvaizdas (1.4 pav.). Atstumas tarp šių padėčių

$$l = b - a. \quad (1.5)$$

Išmatuojami objekto ir jo atvaizdo matmenys ir apskaičiuojamas ilginis didinimas



1.4 pav. Optinės sistemos kardinaliųjų elementų nustatymo schema



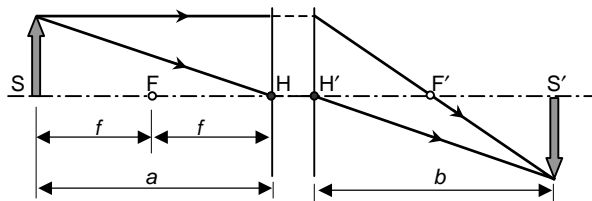
$$k = \frac{y'}{y} = \frac{b}{a} . \quad (1.6)$$

Iš (1.1), (1.5) ir (1.6) formulių gaunama optinės sistemos židinio nuotolio  $f$  išraiška:

$$f = \frac{lk}{k^2 - 1} .$$

Jis apskaičiuojamas.

Tačiau židinių  $F$  ir  $F'$  bei pagrindinių taškų  $H$  ir  $H'$  padėtys dar nežinomos. Jos nustatomos tokiu būdu. Optinės sistemos ir ekrano vieta parenkama taip, kad didinimas būtų lygus vienetai (1.5 pav.). Tada  $a = b = 2f$ . Kadangi abiejose optinės sistemos pusėse terpė yra vienoda (oras),  $HF = H'F' = FS = F'S' = f$ . Pažymėjus nuotolius  $f$  nuo objekto (tinklelio)  $S$  ir nuo jo atvaizdo (ekrano)  $S'$ , nustatoma židinių  $F$  ir  $F'$  vieta. Išmatavus atstumą  $d$  nuo objekto iki jo at-



1.5 pav. Židinių ir pagrindinių plokštumų nustatymo schema

vaizdo, galima nustatyti atstumą tarp pagrindinių plokštumų (taškų)

$$HH' = d - 4f .$$

Norint nustatyti pagrindinių plokštumų padėtis tiriamojame optinėje sistemoje, reikia dar išmatuoti atstumą nuo objekto iki priekinio sistemos paviršiaus ir nuo ekrano iki galinio sistemos paviršiaus. Iš šių matavimų galima nustatyti, kaip pagrindinės plokštumos išsidėsčiusios optinėje sistemoje.

Pritaikius Niutono (*Newton*) formulę

$$x x' = f^2 \quad (1.7)$$

galima patikrinti, ar teisingai nustatyti židinių nuotoliai. (1.7) išraiškoje  $x = FS$  yra atstumas nuo objekto iki priekinio židinio, o  $x' = F'S'$  – nuo galinio židinio iki atvaizdo (1.4 pav.). Optinė sistema stumiama tolyn nuo spinduolio ir randama ekrano vieta, kai matomas objekto atvaizdas. Žinant iš ankstesnių matavimų židinių vietas (atstumus nuo optinėje sistemoje pasirinkto taško), išmatuojami  $x$  ir  $x'$ .

Visais atvejais įvertinama rezultatų neapibrėžtis.

## 2. OPTINIŲ SISTEMŲ YDŲ TYRIMAS

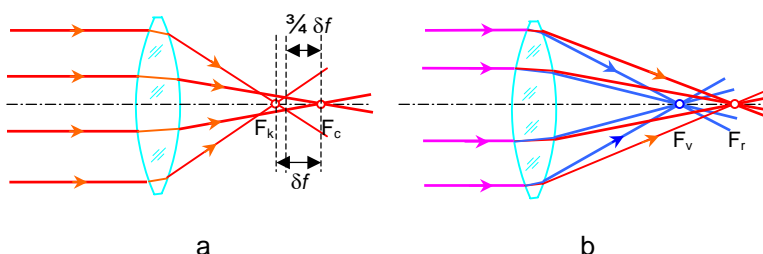
### Užduotys

1. Nustatyti glaudžiamojo lęšio ilginę sferinę ir chromatinę aberaciją.
2. Ištirti glaudžiamojo lęšio astigmatizmą.
3. Ištirti įgaubtojo veidrodžio astigmatizmą.
4. Ištirti atvaizdo distorsiją.

### Teorija

Paraksialųjų spindulių (sklindančių arti optinės ašies) optinė sistema beveik ideali, t. y. tašką atvaizduoja tašku, tiesią liniją – tiese, plokštumą – plokštuma. Tačiau, kai šviesos pluoštelių plotis ir atstumas nuo optinės ašies yra baigtinis, pažeidžiamos paraksialiosios optikos taisyklės. Tada objekto kurio nors taško sklaidžiami spinduliai, praėję pro optinę sistemą, kertasi ne viename atvaizdo plokštumos taške, o sukuria šviesią dėmelę, t. y. atvaizdas iškraipomas – pasireiškia ydos (aberacijos). Pagrindinės jų yra sferinė ir chromatinė aberacijos, astigmatizmas, atvaizdo paviršiaus iškraipymas, distorsija, koma.

Platesnio tarpusavyje lygiagrečių šviesos spindulių pluoštelių kraštiniai, labiau nutolę nuo optinės lęšio ašies spinduliai, perėję pro lęšį arčiau jo kraštų, kerta optinę ašį arčiau negu centriniai spinduliai (2.1 a pav., taškas  $F_k$ ), sklindantys arčiau optinės ašies (taškas  $F_c$ ). Šis reiškinys vadinamas *sferine aberacija*. Nuotolis  $\delta f$  tarp  $F_k$  ir  $F_c$  yra ilginės sferinės aberacijos charakteristika. Ekrane, pastatytame tarp  $F_k$  ir  $F_c$ , matomas šviesus skritulys, kurio spindulys proporcingas



2.1 pav. Sferinė (a) ir chromatinė (b) aberacija

lęšio paviršiaus kreivumo spindulio kubui. Tai skersinė sferinė aberacija. Ji mažiausia (skritulio spindulys mažiausias) tada, kai ekrano atstumas nuo  $F_c$  lygus  $\frac{3}{4} \delta f$ . Tada ekrano plokštumoje, kuri vadinama *geriausio nustatymo plokštuma*, objekto atvaizdas yra ryškiausias.

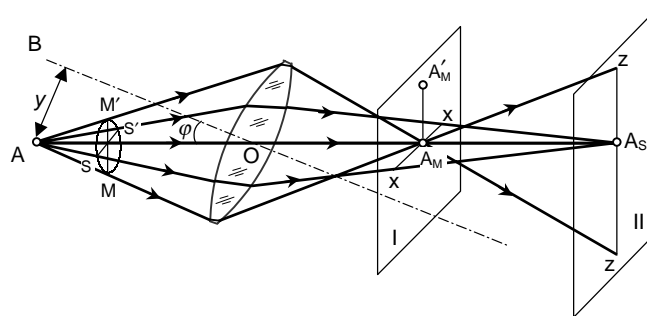
Plonojo lęšio židinio nuotolį  $f$  su lęšio medžiagos lūžio rodikliu  $n$  sieja tokia lygtis:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right);$$

čia  $r_1$  ir  $r_2$  – lęši ribojančių sferinių paviršių spinduliai. Kadangi lūžio rodiklis  $n$  priklauso nuo šviesos bangos ilgio, t. y. pasireiškia šviesos dispersija, tai židinio nuotolis  $f$  taip pat yra bangos ilgio funkcija. Todėl lęšis be galo nutolusį nemonochromatinius spindulius skleidžiantį taškinį spinduolį atvaizduoja ne tašku, o erdvėje nesutampančių skirtingų spalvų taškų rinkiniu, išsidėsčiusių tarp  $F_r$  ir  $F_v$  (2.1 b pav.). Objekto atvaizdas plokščiaame ekrane iškraipytas, jo kraštai spalvoti. Ši lęšių yda vadinama *chromatine aberacija*.

Sferinė ir chromatinė aberacijos gali būti šalinamos arba mažinamos optiniuose prietaisuose, naudojant sudėtingas sklaidomųjų ir glaudžiamųjų lęšių sistemas iš skirtingo lūžio rodiklio medžiagų su skirtinga dispersija. Sklaidomųjų ir glaudžiamųjų lęšių sferinės ir chromatinės aberacijos yra priešingo ženklo, todėl bendroje sistemoje jos viena kitą silpnina.

Iš kiekvieno objekto taško į optinę sistemą sklindantys spinduliai sudaro kūgio formos bendracentrių pluoštelį, t. y. turi vieną bendrą tašką. Jei šie spinduliai, atsispindėję arba perėję pro optinę sistemą, išlieka bendracentriais, tai atvaizdas vadinamas *stigmatiniu*, t. y. kiekviena objekto tašką atitinka vienas atvaizdo taškas. Pluoštelio bendracentriškumas išlieka ir tada, kai visi pluoštelį sudarantys spinduliai tarpusavyje sudaro labai mažą kampą ir optinė sistema kūgio aukštinės OA atžvilgiu (2.2 pav.) yra simetrinė.



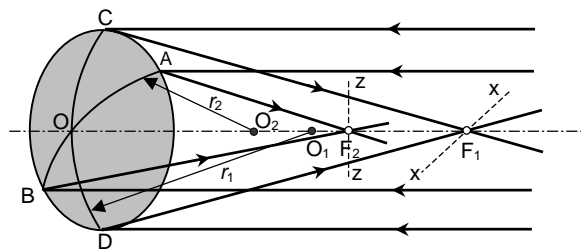
2.2 pav Lęšio astigmatizmas

Jei spindulių pluoštelis krinta į optinę sistemą dideliu kampu  $\varphi$ , tai antroji sąlyga netenkinama, ir perėjęs pro sistemą pluoštelis praranda bendracentriškumą. Švytinčiojo taško atvaizdas tampa *astigmatinis*. Astigmatizmas yra viena iš optinės sistemos geometrinių aberacijų. Jį lemia nevienodas optinio paviršiaus kreivumas įvairiose krintančio į tą paviršių šviesos pluoštelio skerspjūvio plokštumose. Astigmatizmas reiškiasi tuo, kad bangos frontas deformuojasi bangai sklindant pro optinę sistemą, ir šviesos pluoštelio židinis įvairiuose pjūviuose yra skirtingose vietose. Sklaidos figūra yra vienodai apšviestų elipsių šeima.

Plokštuma, einanti per sistemos pagrindinę optinę ašį BO ir spindulių pluoštelio simetrijos ašį AO, vadinama *meridianine* (joje yra atkarpa MM'), o jai statmena plokštuma, einanti per AO (joje yra atkarpa SS'), – *sagitaline*. Meridianinėje plokštumoje esantys spinduliai surenkami I plokštumos taške  $A_M$ , o spinduliai, sklindantys iš A ir esantys plokštumose, lygiagrečiose su atkarpa MM', I plokštumoje sukuria atkarpą xx, statmeną brėžinio plokštumai. Sagitalinėje plokštumoje esantys spinduliai surenkami II plokštumos taške  $A_S$ , o visas spindulių pluoštas

sudaro brėžinio plokštumoje šviesių atkarpą  $zz$ . Kai ekranas yra tarp  $A_M$  ir  $A_S$ , matoma elipsės formos šviesi dėmė, kurios pusašiai proporcingi  $ry^2$ ; čia  $y$  yra taško  $A$  nuotolis nuo optinės ašies  $OB$ , o  $r$  – lęšio spindulys. Tai įstrižinių pluoštelių astigmatizmas.

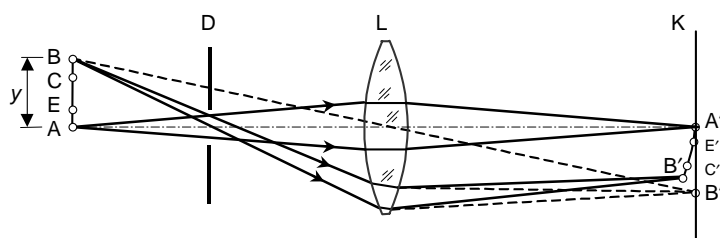
Lęšių ir veidrodžių astigmatizmas pasireiškia ir tada, kai nėra ašinės simetrijos. Jei veidrodžio paviršius nėra tiksliai sferinis, tai kiekvieną paviršiaus tašką  $O$  atitinka du kreivumo spinduliai (2.3 pav.). Vienas jų ( $r_1$ ) atitinka lanką  $COD$ , kitas ( $r_2$ ) – lanką  $AOB$ . Plokštumos,



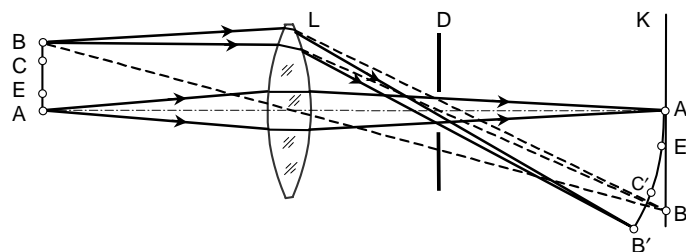
2.3 pav. Įgaubtojo veidrodžio astigmatizmas

kuriose yra tie lankai, statmenos viena kitai. Kadangi  $r_1 \neq r_2$ , toks paviršius spindulius, sklindančius iš begalybės, lygiagrečius su optine ašimi ir esančius plokštumoje  $O_1COD$ , surenka taške  $F_1$ , o esančius plokštumoje  $O_2AOB$  – taške  $F_2$ . Nuo veidrodžio atsispindėję spindulių pluošteliu atvaizdų erdvėje sudaro dvi viena kitai statmenas atkarpas  $xx$  ir  $zz$  (pastaroji yra brėžinio plokštumoje). Jei į veidrodį krintantys spinduliai sklinda iš taško, nesančio pagrindinėje optinėje ašyje, tai pasireiškia dar ir įstrižinių pluoštelių astigmatizmas (kaip lęšiuose).

*Distorsija* – viena iš optinės sistemos ydų – sukurtas atvaizdas iškraipomas dėl nevienodo

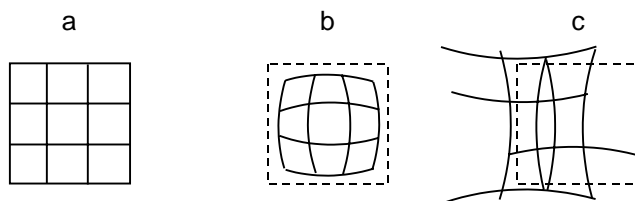


2.4 pav. Distorsinio „statinės“ formos atvaizdo susidarymas



2.5 pav. Distorsinio „pagalvės“ formos atvaizdo susidarymas

įvairių atvaizdo dalių ilginio didinimo. Distorsinis atvaizdo iškreipimas geriau matomas, kai tarp objekto AB ir lęšio L (2.4 pav.) arba tarp lęšio L ir atvaizdo A'B' (2.5 pav.) yra skylinė diafragma D. Objekto ir lęšio matmenys turi būti dideli, lyginant su skylės skersmeniu. Pirmuoju atveju susidaro „statinės“ formos atvaizdas (2.6 b pav.). Iš tiesų, jei taškas A' yra paraksialiųjų spindu-



2.6 pav. Atvaizdai esant distorsijai  
(a – objektas, b – „statinės“ forma, c – „pagalvės“ forma)

lių sukurtas taško A atvaizdas (2.4 pav.), analogiškai taško B atvaizdas turėtų būti B''. Tačiau iš taško B sklindančių spindulių reali eiga yra kitokia. Šie spinduliai, pereinantys lęšį arčiau kraštų, lūžę susikerta arčiau lęšio negu spinduliai, pereinantys arčiau lęšio centro. Dėl to atvaizdas susikuria taške B', t. y. arčiau lęšio ir optinės ašies negu B''. Šis efektas tuo stipresnis, kuo objekto taškas yra toliau nuo optinės ašies. Taškui B poslinkis yra didžiausias, C – mažesnis, o E – dar mažesnis. Todėl vienodo ilgio atkarpų AE ir CB atvaizdų A'E' ir C'B' projekcijos ekrane K yra nevienodos. Projekcija A'E' yra didesnė negu C'B'. Centrinė objekto dalių atvaizdas padidintas labiau negu kraštinių.

Kai diafragma yra tarp lęšio ir atvaizdo (2.5 pav.), dėl anksčiau minėtų priežasčių taško B atvaizdas yra arčiau lęšio, bet toliau nuo optinės ašies negu B''. Dėl to kraštinių objekto dalių atvaizdas yra labiau padidintas negu centrinių ir atvaizdas yra „pagalvės“ formos (2.6 c pav.).

Abiem distorsijos atvejais atvaizdas sukuriamas ne plokštumoje, o paraboliniame paviršiuje. A', E', C', B' yra parabolės taškai. Išryškėja dar viena lęšio yda – sukurto atvaizdo *paviršiaus iškreipimas*.

## Tyrimas

### 2.1. Sferinės ir chromatinės aberacijos nustatymas

Lęšio ilginei sferinei aberacijai tirti naudojamos dvi diafragmos. Vienos jų centre yra apskrita skylė, pro kurią sklinda siauras spindulių pluoštelis, o antroje – didelio skersmens žiedinė skylė. Abiem atvejais, nustačius ryškiausius objekto atvaizdus, išmatuojami atstumai nuo lęšio iki objekto *a* ir iki atvaizdo *b*. Pagal formulę

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (2.1)$$

apskaičiuojami židinio nuotoliai  $f_k$  (kai naudojama žiedinė diafragma) ir  $f_c$  (kai skylinė). Apskaičiuojama ilginė sferinė aberacija

$$\delta f_{ab} = f_c - f_k .$$

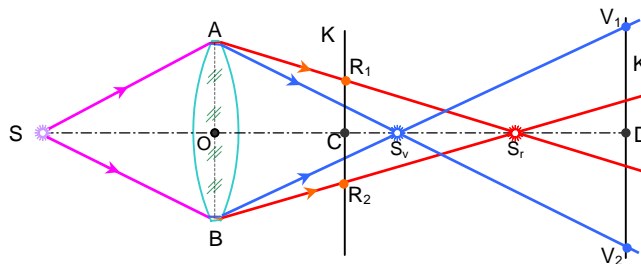
Chromatinė aberacija gali būti tiriama naudojant raudoną ir violetinį šviesos filtrą bei vieną kurią nors diafragmą. Objekto atvaizdas kuriamas naudojant kiekvieną filtrą atskirai. Pagal (2.1) formulę apskaičiuojami židinio nuotolis  $f_r$  raudoniesiems ir  $f_v$  violetiniams spinduliams. Chromatinę aberaciją nusako dydis

$$\delta f_{chr} = f_r - f_v .$$

Ar pastebėsime chromatinę aberaciją ir ar nustatysime jos vertę, labai priklauso nuo lęšio skersmens santykio su atstumu nuo lęšio iki spinduolio. Be to, jei naudojama nedidelio skersmens skylinė diafragma, aberacija gali būti tokia menka, kad sunku ją pamatyti. Jei naudojama žiedinė diafragma, atvaizdai būna pakankamai ryškūs tik tada, kai šviesos filtrų spektrinis praleidimas yra siauras.

Chromatinę aberaciją galima nustatyti ir kitu būdu. Tarp lęšio ir ryškaus nedidelių matmenų šviečiančio objekto parinkus tokį atstumą, kad objekto atvaizdas būtų padidintas, galima patikimai nustatyti chromatinę aberaciją be diafragmų ir šviesos filtrų.

Kadangi „laužiamasis kampas“ lęšio kraštuose yra didžiausias, tai kraštinių spindulių kampinė dispersija yra didesnė negu centrinių, todėl pastačius ekraną K kuriame nors taške C (2.7 pav.) bus matomas objekto melsvo atspalvio atvaizdas (tegu ir neryškus) apsuptas raudonos



2.7 pav. Chromatinės aberacijos tyrimo schema

aureolės. Išmatuojamas aureolės skersmuo  $R_1R_2$ , lęšio skersmuo  $AB$ , atstumas  $OC$  nuo lęšio iki ekrano bei atstumas  $OS$  nuo objekto iki lęšio. Iš trikampių  $ABS_r$  ir  $R_1R_2S_r$  panašumo gaunama lygybė:

$$\frac{R_1R_2}{OS_r - OC} = \frac{AB}{OS_r} .$$

Išreiškiamas atstumas nuo lęšio iki optinėje ašyje esančio taško  $S_r$ , kuriame susikerta kraštiniai raudonieji spinduliai:

$$OS_r = \frac{AB \cdot OC}{AB - R_1R_2} .$$

Pagal lęšio formulę minėtiems spinduliams apskaičiuojamas židinio nuotolis

$$f_r = \frac{OS_r \cdot OS}{OS_r + OS} .$$

Ekranas statomas kuriame nors taške D taip, kad objekto atvaizdas būtų apsuptas violetinės aureolės. Išmatuojamas aureolės skersmuo  $V_1V_2$  ir atstumas  $OD$ . Iš trikampių  $ABS_v$  ir  $V_1V_2S_v$  gaunama tokia išraiška:

$$OS_v = \frac{AB \cdot OD}{AB + V_1V_2} .$$

Pagal šią išraišką apskaičiuotą  $OS_v$  vertę įrašę į lęšio formulę, apskaičiuojame židinio nuotolį violetiniams spinduliams:

$$f_v = \frac{OS_v \cdot OS}{OS_v + OS} .$$

Tada lęšio ilginė chromatinė aberacija

$$\delta f_{chr} = f_r - f_v .$$

## 2.2. Astigmatizmo tyrimas

Šviestuvo anga uždengiama matiniu stiklu, kuriame nubraižytos vertikalios ir horizontalios linijos. Tarp šviestuvo ir ekrano statomas lęšis, kurį galima sukti apie vertikalią ašį. Stumdant ekraną nustatomos tokios jo padėties, kad ekrane būtų ryškiausiai matomos horizontaliosios arba vertikaliosios linijos. Abiem atvejais išmatavus atstumus  $a$  ir  $b$  pagal (2.1) formulę apskaičiuojami židinio nuotoliai  $f_M$  meridianiniams ir  $f_S$  sagitaliniams spinduliams. Jų skirtumas  $\Delta f = f_M - f_S$ , nusakantis lęšio astigmatizmą, priklauso nuo lęšio pasukimo kampo. Šią priklausomybę reikia ištirti ir pavaizduoti grafiškai.

Atliekant šią užduotį tarp spinduolio ir lęšio (arčiau pastarojo) patariama pastatyti skylinę diafragmą, kuri mažina atvaizdo iškraipymus dėl komos.

Panašiai tiriamas ir veidrodžio astigmatizmas. Stumdant veidrodį išilgai optinės ašies horizontaliųjų ir vertikalųjų linijų atvaizdus patogiausia stebėti šalia šviestuvo pastatytame ekrane. Pagal formulę

$$\frac{2}{r} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

apskaičiuojami veidrodžio židinio nuotoliai esant ryškioms horizontalioms ir vertikaloms linijoms.

Norint įsitikinti, kad astigmatizmą lemia veidrodžio paviršiaus kreivumo spindulių skirtumas, o ne šiek tiek įstrižai kritę spinduliai, reikia jį pasukti apie optinę ašį  $90^\circ$  kampu. Jeigu ekrane buvo ryškesnės vertikaliosios linijos, tai pasukus veidrodį turi išryškėti horizontaliosios, ir atvirkščiai.

### *3. Distorsijos tyrimas*

Šviestuvą, lęšis ir ekraną statomi ant optinio suolo ir randamas padidintas objekto (ant šviestuvo gaubto uždėto kvadratinio tinklelio) atvaizdas. Distorsijos didumas priklauso nuo diafragmos atstumo iki lęšio bei nuo jos skersmens. Todėl stumdant diafragmą tarp lęšio ir šviestuvo randama tokia jos vieta ir skersmuo, kad būtų aiškiai matomas „statinės“ formos atvaizdas. Išmatavus centrinių ir kraštinių atvaizdo dalių ilgius bei nustačius atitinkamų objekto dalių ilgius apskaičiuojama centrinių ir kraštinių objekto dalių didinimai.

Diafragma perkeliama tarp lęšio ir ekrano. Keičiant diafragmos vietą, sukuriamas „pagalvės“ formos atvaizdas ir vėl apskaičiuojamas objekto dalių didinimas.



### 3. MIKROSKOPAS

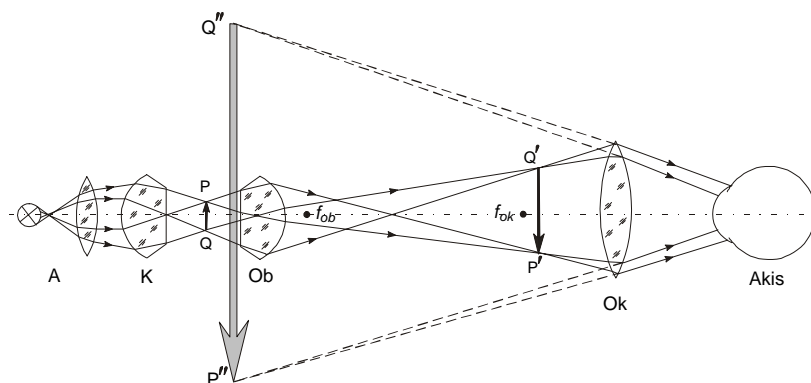
#### Užduotys

1. Nustatyti mikroskopo objektyvo didinimą.
2. Išmatuoti mažo objekto matmenis.
3. Nustatyti objektyvo skaitinę apertūrą ir apskaičiuoti skyros vertę.
4. Išmatuoti stiklo lūžio rodiklį.

#### Teorija

Mikroskopas yra optinis prietaisas, sukuriantis mažų objektų padidintą atvaizdą (arba – didinantis mažo objekto regėjimo kampą). Normali žmogaus akis geriausio regėjimo atstumu ( $D = 250 \text{ mm}$ ) gali išskirti smulkiąją struktūrą, sudarytą iš linijų arba taškų, jei gretimi struktūros elementai yra ne mažesni kaip  $0,08 \text{ mm}$  atstumu. Tačiau daugelio objektų (bakterijų, smulkių kristalų, metalų mikrostruktūros ir t. t.) matmenys yra gerokai mažesni. Tokie objektai tiriama įvairių rūšių mikroskopais. Mikroskopu nustatoma mažų objektų forma, matmenys ir cheminė sandara. Optiniu mikroskopu galima skirti struktūros elementus, kurių tarpai yra iki  $0,25 \mu\text{m}$ .

Tarkime, kad daiktą PQ apšviečia apšvietiklis A pro kondensorių K (3.1 pav.). Mikroskopo objektyvas Ob sukuria tikrąjį, apverstą ir padidintą daikto PQ atvaizdą P'Q'. Šis atvaizdas matomas pro okuliarą Ok, kuris geriausio matymo nuotolyje sukuria tariamą atvaizdą P''Q''. Bendrasis mikroskopo **didinimas** lygus objektyvo didinimo  $V_{ob}$  ir okuliaro didinimo  $V_{ok}$  sandaugai:



3.1 pav. Mikroskopo optinė schema

$$V = V_{ob} \cdot V_{ok} ;$$

čia  $V_{ob} = \Delta / f_{ob}$  ( $\Delta$  – atstumas nuo galinės objektyvo židinio plokštumos iki atvaizdo P'Q' plokštumos, t. y. optinis mikroskopo *tubuso* ilgis,  $f_{ob}$  – objektyvo židinio nuotolis);  $V_{ok} = D / f_{ok}$

( $f_{ok}$  – okuliario židinio nuotolis, geriausio matymo nuotolis). Tada bendrasis mikroskopo kampinis didinimas išreiškiamas taip:

$$V = \frac{\Delta}{f_{ob}} \frac{250}{f_{ok}} .$$

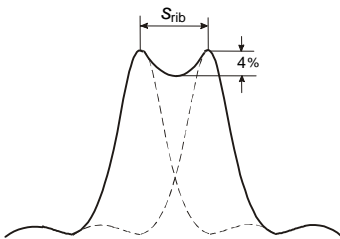
Mikroskopas yra sudėtinga optinė sistema ir joje sklindantys šviesos pluošteliai ne visada yra bendracentriai. Dėl to daikto atvaizdas gerokai iškraipomas, pasireiškia aberacijos. Tačiau kai tenkinama Abės (*Abbe*) sinusų sąlyga

$$n y \sin u = n' y' \sin u'$$

(čia  $n$  ir  $n'$  – daikto ir atvaizdo terpių lūžio rodiklis,  $y$  ir  $y'$  – mažų daikto ir atvaizdo atkarpų ilginiai matmenys,  $u$  ir  $u'$  – apertūros kampai), tada yra tokios plokštumų poros, kurioms gaunamas plokštumos elementų atvaizdas be aberacijų. Tokia jungtinų plokštumų pora vadinama *aplanatinių plokštumų* pora. Taigi mikroskope ryškus daikto atvaizdas sukuriamas tada, kai daiktas yra mikroskopo optinės sistemos aplanatiniame taške. Jis yra labai arti priekinio sistemos židinio.

Svarbus mikroskopo parametras yra jo **skiriamoji geba**, kurią lemia šviesos difrakcija ir priklauso nuo objektyvo skaitinės apertūros ir šviesos bangos ilgio. Nykstamojo šviečiančio taško atvaizdas dėl difrakcijos yra šviesus skritulys, apsuptas keliais šviesiais ir tamsiais žiedais. Pirmojo šviesaus žiedo apšvieta sudaro 1,75 % skritulio apšvietos. Skritulio skersmuo  $d = 1,22 \lambda/A$ ; čia  $A$  yra objektyvo *skaitinė apertūra*

$$A = n \sin u;$$



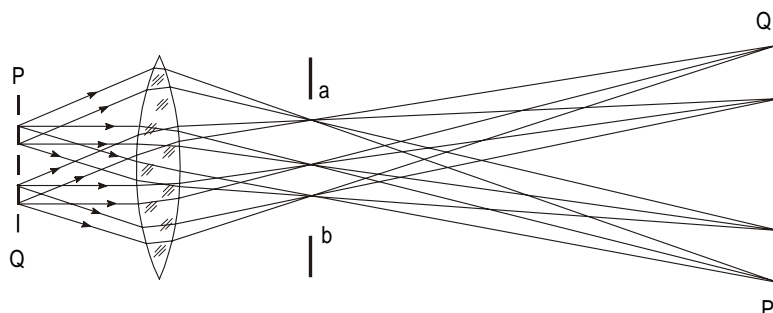
3.2 pav. Ribinis apšvietos skirstinys dviejų artimų taškų atvaizde

čia  $n$  – terpės tarp daikto ir objektyvo lūžio rodiklis,  $u$  – *apertūros kampas* (pusė kampo tarp šviesos pluošto kūgio kraštinių spindulių, sklindančių iš objekto mikroskopinių elementų ir patenkančių į objektyvą) (3.5 pav.). Kai šviečiantys elementai yra arti vienas kito, jų difrakciniai atvaizdai dengia vienas kitą, ir susidaro sudėtingas apšvietos skirstinys (3.2 pav.). Mažiausias kontrastas, kurį dar galima matyti plika akimi yra 4 %. Tada mažiausias atstumas tarp dviejų šviečiančių taškų, kurį galima išskirti mikroskopu, lygus:

$$s_{rib} = 0,42 d = 0,51 \frac{\lambda}{A} = \frac{0,51 \lambda}{n \sin u} .$$

Abės išplėtotą klasikinę teoriją pateikia tokia atvaizdo susidarymo samprata. Jei daiktas yra plokščioji gardelė PQ (3.3 pav.), tai į ją krinantis lygiagrečių spindulių pluoštelis difraguoja ir galinėje objektyvo židinio plokštumoje susidaro kelių eilių ( $\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$ ) difrakciniai spektrai. Skirtingų spektro eilių spinduliai plokštumoje P'Q' tarpusavyje interferuoja ir sukuria gardelės atvaizdą. Šis atvaizdas yra tuo labiau panašus į objektą, kuo daugiau difrakcinių

spektrų pereina pro objektyvo apertūrinę diafragmą  $ab$ . Kad susikurtų atvaizdas, reikia ne mažiau kaip dviejų eilių spektrų.



3.3 pav. Atvaizdo sukūrimo schema pagal Abę

Abė įrodė, kad mažiausias atstumas tarp dviejų savime nešviečiančių taškų, dar išskiriamų mikroskopu, nusakomas formule:

$$s_{\text{rib}} = \frac{\lambda}{A_1 + A_2} ;$$

čia  $A_1$  ir  $A_2$  – mikroskopo objektyvo ir kondensoriaus skaitinė apertūra. Iš Abės teorijos išplaukia, kad norint išskirti dar smulkesnę struktūrą reikalinga didesnė apertūra, kadangi kuo smulkesnė struktūra, tuo didesnis difragavusių šviesos spindulių kampas. Ribinė skiriamoji geba gaunama esant įstrižam apšvietimui. Objektyvo skaitinę apertūrą galima padidinti erdvėje tarp daikto ir objektyvo naudojant vadinamąjį imersinį skystį. Didelio didinimo imersinių objektyvų skaitinė apertūra  $A \approx 1,3$ .

Apskaičiuota, kad esant didžiausiai mikroskopo skiriamajai gebai atstumas tarp dar išskiriamų atvaizdo taškų lygus  $(0,3 \div 0,6) \mu\text{m}$ . Tai atitinka mikroskopo didinimą  $500A \div 1000A$  (vadinamas naudinguoju mikroskopo didinimu). Kai didinimas didesnis už  $1000A$ , stebint vizualiai neišryškėja naujų struktūros smulkmenų.

Mikroskopu norint sukurti kontrastingus ir tolygiai apšviestus atvaizdus, svarbu parinkti apšvietiklio sistemos konstrukciją. Ji turi kaupti spindulius taip, kad kiekvienas spindulio taškas vienodai paveiktų visus regėjimo lauko taškus, dėl to ir susidaro tolygi lauko apšvieta.

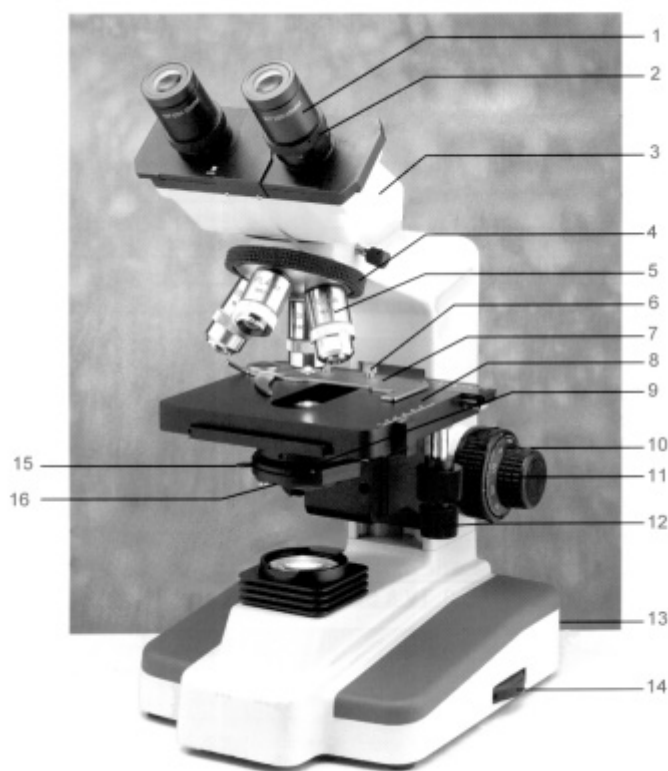
Objektų stebėjimo metodai yra įvairūs, priklauso nuo tiriamojo bandinio pobūdžio. Bandinio struktūrą pro mikroskopą galima pamatyti tik tada, kai atskiros jo dalelės skiriasi viena nuo kitos (arba nuo supančiosios terpės) šviesos sugertimi, atspindžiu arba lūžio rodikliu. Naudojami šie stebėjimo metodai: šviesaus lauko metodas, tamsaus lauko metodas, ultramikroskopijos metodas, stebėjimo metodas poliarizuotoje šviesoje, fazinio kontrasto metodas, interferencinis metodas, mikrofotografijos metodas ir kt.

## Tyrimas

### 1. Objektyvo didinimo nustatymas

Mikroskopo ilginiam didinimui nustatyti naudojamas objektas – mikrometrinė skalė, kuri dedama ant mikroskopo staliuko 8 (3.4 pav.), ir okuliarinis mikrometras, kuris įdedamas į okuliario vamzdį. Sukinėjant okuliarą nustatomas ryškus siūlų sankirtos (kartu ir dvigubo indekso bei skalės) atvaizdas. Po to sufokusuojamas mikroskopo tubusas, sukiniant mikroskopo makrosraigą 10 ir mikroraigą 11 taip, kad matytųsi ryškus mikrometrinės skalės atvaizdas. Mikrometrinėje skalėje stebima keletas padalų, užimančių maždaug  $2/3$  regėjimo lauko. Sukant okuliario mikrometro sraigą sutapdinamas siūlų sankirtos taškas su mikrometrinės skalės atvaizdo pradiniu brūkšneliu ir užrašomas okuliario mikrometro skalės rodmuo  $a_1$  pagal okuliario regėjimo lauke matomą nejudamą skalę, kurios padalos vertė yra 1 mm, ir okuliario mikrometro būgno padalas (padalos vertė 0,01 mm).

Sukant okuliario mikrometro sraigą toliau sutapdinamas siūlų sankirtos taškas su  $z$  padalos brūkšneliu ir užrašomas rodmuo  $a_2$ . Mikroskopo objektyvo didinimas



3.4 pav. Mikroskopo **Motic B1** bendras vaizdas

1 – okuliaras, 2 – dioptrinis korektorius, 3 – biokuliario laikiklis, 4 – objektyvų revolveris, 5 – objektyvas, 6 – stiklelio laikiklio sraigtas, 7 – stiklelio laikiklis, 8 – staliukas, 9 – kondensorius, 10 – makrosraigas,

11 – mikrosraigtas, 12 – stalelio reguliavimo sraigtai, 13 – tinklo jungiklis, 14 – šviesos intensyvumo reguliatorius, 15 – diafragmos reguliavimo rankenėlė, 16 – filtrų laikiklis

$$V_{ob} = \frac{a_2 - a_1}{z \cdot k};$$

čia  $k$  – mikrometrinės skalės padalos vertė ( $k = 0,01$  mm).

## 2. Objekto matmenų matavimas

Ant mikroskopo stalelio 8 dedamas tiriamasis bandinys. Mikroskopo tubusas (sraigtais 10 ir 11) sufokusuojamas taip, kad pro mikroskopo okuliarą matytųsi ryškus bandinio struktūros atvaizdas. Sukant okuliario mikrometro būgną sutapdinamas siūlų sankirtos taškas su matuojamojo mikroobjekto atvaizdo kraštais ir užrašomi rodmenys  $b_1$  ir  $b_2$ . Tada bandinio ilginis matmuo

$$l = \frac{b_2 - b_1}{V_{ob}};$$

čia  $V_{ob}$  – mikroskopo objektyvo ilginis didinimas.

## 3. Objektyvo skaitinės apertūros nustatymas

Ant mikroskopo stalelio 8 dedama plokštelė  $p$  (3.5 pav.) su maža skylute ir mikroskopo tubusas sufokusuojamas taip, kad ryškiai matytųsi skylutės atvaizdo kraštai. Išimamas apšvietimo kondensorius 9 (3.4 pav.) ir apačioje ant apšvietiklio dedama liniuotė  $k$ . Iš okuliario laikiklio 3 ištraukiamas okuliaras ir žiūrima į sumažintą liniuotės atvaizdą. Nustatoma matoma liniuotės atkarpa  $l$ , užimanti visą regėjimo lauką, ir atstumas  $h$  nuo liniuotės iki plokštelės. Jei tarp objektyvo ir plokštelės yra oras ( $n \approx 1$ ), tai mikroskopo objektyvo skaitinė apertūra apskaičiuojama iš tokios išraiškos:

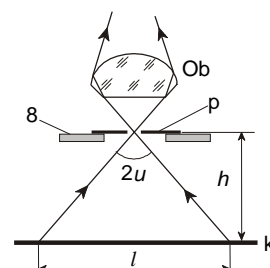
$$A = n \sin u = \frac{l}{2 \sqrt{h^2 + (l/2)^2}}.$$

Nustačius skaitinę apertūrą  $A$  galima įvertinti mikroskopo objektyvo skiriamąją gebą apskaičiuavus skyros vertę:

$$s = 0,51 \frac{\lambda}{A}.$$

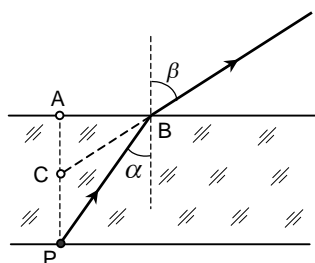
Jei naudojama baltoji šviesa, tai  $\lambda \approx 550$  nm.

## 4. Stiklo lūžio rodiklio matavimas



3.5 pav. Objektyvo skaitinės apertūros nustatymo schema

Tarkime, kad taškas P yra terpėje, kurios lūžio rodiklis  $n$  (3.6 pav.). Išėjęs iš taško P spindulys taške B lūžta ir nutolsta nuo statmens. Stebėtojiui atrodo, kad spindulys sklinda iš taško C. Iš trikampių ACB ir APB išreiškiama taip:  $AB = AC \tan\beta$  ir  $AB = AP \tan\alpha$ .



3.6 pav. Spindulio sklindimas stiklo plokštelėje

Iš čia

$$AC \tan\beta = AP \tan\alpha,$$

$$\frac{AP}{AC} = \frac{\tan\beta}{\tan\alpha} = \frac{\sin\beta}{\cos\beta} \frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} = n \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}.$$

Kadangi stebima beveik statmenąja kryptimi, tai santykis  $(\cos\alpha / \cos\beta) \approx 1$ . Tada

$$n = \frac{AP}{AC}.$$

Norint šia išraiška pasinaudoti stiklo plokštelės lūžio rodikliui nustatyti, reikia ant mikroskopo stalelio padėti nupoliruotą plokštelę su žymele paviršiuje. Mikroskopas sufokusuojamas į tą žymelę (taškas P, 3.6 pav.) ir užrašomas mikrosraigto rodmuo  $p$ . Po to ant viršaus dedama tiriamoji plokštelė su žymelėmis abiejuose paviršiuose. Mikroskopas fokusuojamas į apatinę tiriamosios plokštelės žymelę (taškas C) ir užrašomas mikrosraigto rodmuo  $c$ . Po to mikroskopas fokusuojamas į viršutinę žymelę (taškas A) ir užrašomas mikrosraigto rodmuo  $a$ . Tada  $AP = a - p$ ,  $AC = a - c$  ir tiriamosios plokštelės lūžio rodiklis apskaičiuojamas pagal tokią formulę:

$$n = \frac{a - p}{a - c}.$$

## 4. PRIZMĖS CHARAKTERISTIKŲ NUSTATYMAS

### Užduotys

1. Išmatuoti prizmės laužiamąjį kampą.
2. Išmatuoti spindulių mažiausio nuokrypio kampus atskiroms spektrinėms linijoms.
3. Apskaičiuoti prizmės lūžio rodiklį įvairiems bangos ilgiams.
4. Apskaičiuoti prizmės dispersiją ir skiriamąją gebą.

### Teorija

Spektriniuose prietaisuose prizmė arba prizmių sistema baltąjį šviesos pluoštelį išskaido į monochromatines dedamąsias. Yra keletas prizmių ir jų sistemų tipų: paprastoji trikampė, tiesaus matymo, pastovaus nuokrypio ir kitos prizmės bei jų sistemos. Visų sudėtingų prizmių sistemų pagrindinė sudedamoji dalis yra paprastoji trikampė prizmė.

Tarkime, kad į trikampę prizmę ABC kampu  $\alpha_1$  krinta monochromatinis spindulys (4.1 pav.). Prizmės medžiagos lūžio rodiklis

$$n = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2}.$$

Įeidamas į prizmę ir iš jos išeidamas, šviesos spindulys lūžta artėdamas prie jos pagrindo BC. Kampas  $\theta$  tarp į prizmę kritusio spindulio ir iš jos išėjusio vadinasi spindulio nuokrypio kampu. Kai spindulys į prizmę įeina ir iš jos išeina simetriškai, t. y. kai  $\alpha_1 = \alpha_2$  ir  $\beta_1 = \beta_2$ , jis mažiausiai nukrypsta nuo pirminės sklidimo krypties. Kampas  $\theta$  vadinamas *mažiausio nuokrypio kampu*, kuris pagal 4.1 pav. išreiškiamas taip:

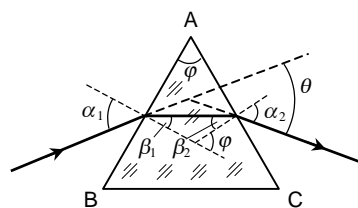
$$\theta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = 2(\alpha_1 - \beta_1).$$

Virš prizmės pagrindo esantis kampas  $\varphi$  vadinamas *prizmės laužiamuoju kampu*, kuris išreiškiamas taip:

$$\varphi = 2\beta_1.$$

Spindulių mažiausio nuokrypio kampas

$$\theta = 2\alpha_1 - \varphi.$$



4.1 pav. Spindulio eiga trikampėje prizmėje

Iš čia

$$\alpha_1 = \frac{\theta + \varphi}{2} .$$

Kadangi  $\beta_1 = \varphi/2$ , prizmės medžiagos lūžio rodiklis išreiškiamas taip:

$$n = \frac{\sin \frac{\theta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} . \quad (4.1)$$

Jei į prizmę krinta lygiagretus baltosios šviesos pluoštelis, kurį sudaro daug monochromatinių spindulių, įvairaus ilgio bangos prizmėje sklinda nevienodomis kryptimis, t. y. baltosios šviesos pluoštelis prizmėje išsiskaido į monochromatines dedamąsias. Aišku, kad mažiausiai nukrypsta tik viena kuri nors banga, būtent ta, kuri tenkina (4.1) sąlygą. Jeigu  $\lambda_1$  ilgio banga atlenkiama kampu  $\theta_1$ , o  $\lambda_2$  ilgio banga – kampu  $\theta_2$ , tai skirtumas  $d\theta = \theta_1 - \theta_2$  nusako prizmės dispersiją tam tikrame bangų ilgių ruože  $d\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ . Santykis  $d\theta/d\lambda$  vadinamas prizmės *kampine dispersija*, kuri išreiškiama taip:

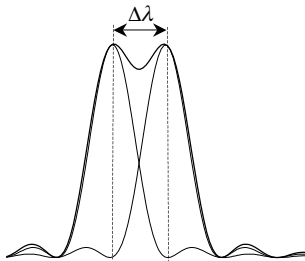
$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}} \frac{dn}{d\lambda} ; \quad (4.2)$$

čia dydis  $dn/d\lambda$  yra prizmės medžiagos dispersija. Ją galima nustatyti iš grafiko, jei žinomi prizmės medžiagos lūžio rodikliai įvairaus ilgio bangoms. Medžiagos dispersiją galima apskaičiuoti ir analiziniu būdu, jei žinoma funkcija  $n = f(\lambda)$ .

Spekto linija – tai monochromatinis plyšio atvaizdas, kurį sudaro baigtinio pločio juostelė net ir tuo atveju, kai plyšys yra nykstamai siauras. Vienos linijos difrakcinį vaizdą dengia kitos linijos difrakcinis vaizdas. Linijų išskyrimo galimybę nusako atstumas tarp difrakcinių maksimumų. Dž.Reilis (*J.Rayleigh*) pateikė tokią sąlygą: dvi artimos vienodo intensyvumo spektro linijos gali būti išskirtos tada, kai vienos spektro linijos pagrindinis maksimumas yra ne arčiau antrosios linijos pirmojo difrakcinio minimumo (4.2 pav.). Tada viduryje tarp linijų atstojamasis intensyvumas tesiekia 80 % maksimalaus. Tokio intensyvumų skirtumo jau pakanka išskirti šias dvi linijas.

Kampinį nuotolį  $\Delta\theta$  tarp tokių linijų galima nustatyti žinant prizmės kampinę dispersiją:

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda . \quad (4.3)$$



4.2 pav. Intensyvumo skirstinys dar išskiriamose spektro linijose

Kampą  $\Delta\theta$  tarp dviejų vos išskiriamų linijų galima išreikšti iš difrakcijos viename plyšyje pirmojo minimumo sąlygos:



$$h \sin(\Delta\theta) = \lambda .$$

Kadangi kampas  $\Delta\theta$  yra mažas, tai

$$\Delta\theta = \lambda / h ; \quad (4.4)$$

čia  $h$  – šviesos pluošteliu skerspjūvio skersmuo, kuris vadinamas *prizmės efektine anga* (4.3 pav.). Šviesos pluošteliu difrakcija vyksta tarpės vienalytiškumo pažeidimo vietose, t. y. prizmės briaunose.

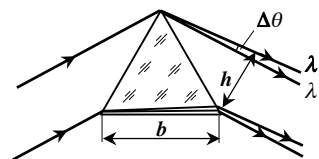
Iš (4.3) ir (4.4) formuliu išreiškiamas santykis:

$$\frac{\lambda}{h} = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda .$$

Kadangi *skiriamoji geba*  $R$  yra vidutinio bangos ilgio  $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$  ir vos išskiriamų spektro linijų bangos ilgių skirtumo  $\Delta\lambda = (\lambda_1 - \lambda_2)$  dalmuo, tai

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{d\theta}{d\lambda} h = b \frac{dn}{d\lambda} ;$$

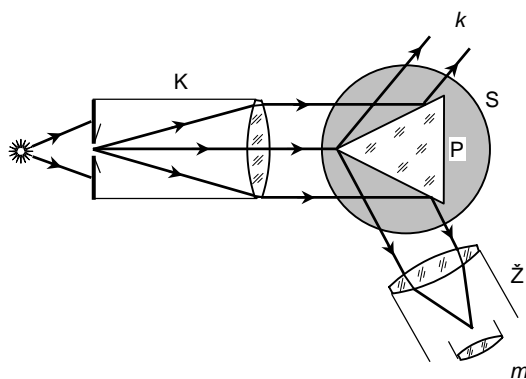
čia  $b$  – prizmės pagrindo ilgis.



4.3 pav. Spindulių lūžis ir difrakcija prizmėje

### Tyrimas

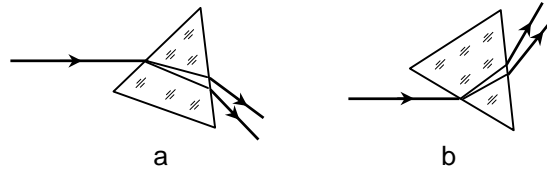
Matuojant **prizmės laužiamąjį kampą** apšviečiamas kolimatoriaus K plyšys (4.4 pav.) ir ant goniometro stalelio S vidurio dedama prizmė P. Jos laužiamasis kampas atsukamas prieš kolimatorių. Žiūronu Ž stebimas nuo prizmės sienelės atsispindėjęs spindulių pluošteliu, sukuriantis plyšio atvaizdą. Žiūrono siūlų sankirta nustatoma ties plyšio atvaizdo viduriu ir užrašomas goniometro atskaitos skalės rodmuo  $m$ . Po to žiūronas sukamas tol, kol pamatomas plyšio atvaizdas spindulių pluošteliu atsispindint nuo antrosios prizmės sienelės ir užrašomas skalės rodmuo  $k$ . Prizmės laužiamasis kampas



4.4 pav. Prizmės laužiamojo kampo nustatymo schema

$$\varphi = \frac{m - k}{2} .$$

Matuojant **mažiausio spindulių nuokrypio kampą**  $\theta$ , prizmė ant staliuko dedama taip, kaip pavaizduota 4.5 a pav. Iš kolimatoriaus išėję spinduliai krinta į prizmės sienelę, joje lūžta skirtingais kampais, priklausančiais nuo bangos ilgio, ir išėję iš prizmės nukrypsta prizmės pa-



4.5 pav. Spindulių mažiausio nuokrypio kampo matavimo schema

grindo link. Pro žiūroną matomi įvairių spalvų plyšio atvaizdai, t. y. spinduliuotės spektras. Goniometro staliukas su prizme ir žiūronas sukamas taip, kad kampas tarp kolimatoriaus ir žiūrono ašių mažėtų. Spekto linijos kartu su žiūronu slenka mažiausio nuokrypio link, o jį pasiekusios stabteli ir vėl grįžta atgal. Kiekvienai linijai reikia nustatyti tas padėtis, kai linijų slinkimo kryptis pakinta. Tada žiūrono siūlų sankirta nustatoma ties spekto linijos viduriu ir užrašomi goniometro atskaitos skalės rodmenys  $a_\lambda$ .

Pastačius prizmę taip, kaip pavaizduota 4.5 b pav., vėl nustatomi tų pačių spekto linijų mažiausi nuokrypiai ir užrašomi atitinkami rodmenys  $b_\lambda$ . Tada spindulių mažiausio nuokrypio kampas

$$\theta_\lambda = \frac{a_\lambda - b_\lambda}{2} .$$

Nustačius prizmės laužiamąjį kampą  $\varphi$  ir spindulių mažiausio nuokrypio kampus  $\theta_\lambda$ , pagal (4.1) formulę apskaičiuojamas prizmės medžiagos lūžio rodiklis  $n_\lambda$  įvairiems bangos ilgiams. Grafiškai pavaizduojama lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio tirtame spektro ruože. Naudojant šį grafiką apskaičiuojama prizmės medžiagos dispersija  $dn/d\lambda$  keliuose spektro ruožuose. Pagal (4.2) formulę apskaičiuojama prizmės kampinė dispersija  $d\theta/d\lambda$ , o išmatavus prizmės pagrindą  $b$  pagal (4.5) formulę – prizmės skiriamoji geba.

## 5. ŠVIESOS INTERFERENCIJOS TYRIMAS BIPRIZME

### Užduotys

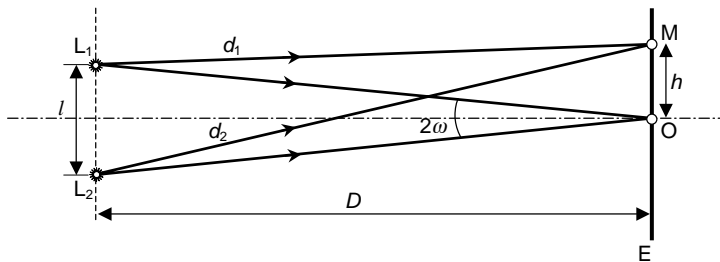
1. Išmatuoti šviesos bangos ilgį.
2. Išmatuoti biprizmės laužiamąjį kampą.
3. Nustatyti mažiausią plyšio plotį kai nematoma interferencija.
4. Nustatyti spinduliuotės koherentiškumo parametrus.

### Teorija

Šviesos bangų sudėtis, kai įvairiuose erdvės taškuose vidutinė virpesių energija nėra lygi dedamųjų virpesių energijų sumai, vadinama *šviesos interferencija*. Kai susidaro interferencinis vaizdas įvairiuose erdvės taškuose apšvieta yra skirtinga, susidaro apšvietos maksimumai ir minimumai.

Interferencinį vaizdą gali sukurti tik *koherentinės bangos*, t. y. bangos, kurių pradinių fazių skirtumas per stebėjimo trukmę yra pastovus. Šios bangos yra monochromatinės ir vienodai poliarizuotos (elektrinio lauko stiprio vektoriaus virpesių kryptys vienodos). Interferencijos rezultatą lemia interferuojančiųjų bangų fazių skirtumas stebimame taške. Šis fazių skirtumas priklauso nuo pradinio bangų fazių skirtumo, taip pat nuo bangų nueitų kelių skirtumo iki stebimo taško.

Tarkime, kad  $L_1$  ir  $L_2$  yra du spinduoliai (5.1 pav.), kurie skleidžia plokščiąsias vienodų amplitudžių koherentes bangas. Atskirų bangų sukelti virpesiai tiriamajame taške M ekrane E išreiškiami taip:



5.1 pav. Bendroji bangų interferencijos schema

$$S_1 = a \cos(\omega t - k d_1),$$

$$S_2 = a \cos(\omega t - k d_2 - \delta);$$

čia  $\delta$  – pradinis fazių skirtumas,  $k = 2\pi/\lambda$  – bangos skaičius,  $d$  – bangos nueitas kelias.

Persidengus šioms bangoms, atstojamasis virpesys išreiškiamas taip:

$$S = S_1 + S_2 = 2a \cos\left(k \frac{d_2 - d_1}{2} + \frac{\delta}{2}\right) \cos\left(\omega t - k \frac{d_2 + d_1}{2} - \frac{\delta}{2}\right).$$

Čia amplitudė

$$A = 2a \cos\left(k \frac{d_2 - d_1}{2} + \frac{\delta}{2}\right) = 2a \cos\left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\delta}{2}\right),$$

o intensyvumas stebimame taške M yra

$$I \sim A^2 = 4a^2 \cos^2\left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\delta}{2}\right).$$

Koherentinėms bangoms  $\delta = \text{const}$ . Tada intensyvumas taške M priklauso nuo vadinamojo *bangų eigos skirtumo*  $d_2 - d_1 = \Delta$ . Sankirtos taške bangų sukelti virpesiai dėl eigos skirtumo gali turėti fazių skirtumą netgi tuo atveju, kai pradinės abiejų bangų fazės vienodos. Fazių skirtumas, susidaręs dėl bangų eigos skirtumo, lygus

$$\varphi = 2\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} = k\Delta.$$

Jei pradinės fazės vienodos ( $\delta = 0$ ) ir bangų eigos skirtumas  $\Delta = m\lambda$ , virpesių fazės sutampa ir intensyvumas yra didžiausias:  $I_{\max} \sim 4a^2$ . Kai  $\Delta = (m + 1/2)\lambda$ , virpesiai yra priešingų fazių ir atstojamasis intensyvumas  $I_{\min} = 0$ . Sveikasis skaičius  $m$  vadinamas *interferencijos eile* ( $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ).

Jei pradinių fazių skirtumas nelygus nuliui, interferencinio vaizdo poslinkis taškų  $L_1$  ir  $L_2$  atžvilgiu priklauso nuo pradinio fazių skirtumo  $\delta$  didumo.

Kai bangos nekoherentinės, kiekvieną  $\delta$  atitinka savas interferencinis vaizdas, kintantis laike. Jei tas kitimas pakankamai spartus, mes nepajėgsime pastebėti tuos trumpalaikius interferencinius vaizdus ir fiksuosime kažkokią vidutinę būseną, atitinkančią tolygų intensyvumo pasiskirstymą.

Išreikšime atstumą  $\delta h$  tarp gretimų interferencinių juostelių (maksimumų arba minimumų), matomų ekrane E, kai į jį krinta dvi koherentinės bangos iš spinduolių  $L_1$  ir  $L_2$ , tarp kurių atstumas  $l$  (5.1 pav.). Bet prieš tai išreikšime bangų eigos skirtumą iki laisvai pasirinkto ekrane taško M, nutolusio nuo centrinio taško O atstumu  $h$ .

$$\begin{aligned} d_2^2 &= D^2 + \left(h + \frac{l}{2}\right)^2, \quad d_1^2 = D^2 + \left(h - \frac{l}{2}\right)^2, \\ d_2^2 - d_1^2 &= (d_2 - d_1)(d_2 + d_1) = 2hl, \\ \Delta = (d_2 - d_1) &= \frac{2hl}{d_1 + d_2} \approx \frac{hl}{D}. \end{aligned}$$

Jei koherentinių spinduolių skleidžiamos šviesos bangos ilgis  $\lambda$ , interferencijos maksimumas susidaro toje ekrano vietoje, kurioje tenkinama ši sąlyga:

$$\Delta_{\max} = \frac{hl}{D} = m\lambda .$$

Iš čia

$$h_{\max} = m \frac{D}{l} \lambda$$

ir minimumas taške, nutolusiame atstumu

$$h_{\min} = (m + 1/2) \frac{D}{l} \lambda .$$

Atstumas tarp gretimų maksimumų (arba minimumų)

$$\delta h = \frac{D}{l} \lambda$$

vadinamas *interferencinės juostelės pločiu*.

Idealiai koherentinių bangų nėra. Nekoherentiškumas atsiranda dėl kelių priežasčių. Pirmia, kiekvieno spindulio atomo elektromagnetinių bangų spinduliavimas trunka baigtinį laiką – tarpą, kuris vadinamas *koherentiškumo trukme*, o bangos nueitas kelias per tą laiką – *koherentiškumo ilgį*. Tokia banga nėra griežtai monochromatinė. Jeigu bangų, perėjusių pro skirtingus plyšius ir pasiekusių tą patį ekrano tašką, optinių kelių skirtumas ne mažesnis už koherentiškumo ilgį, tai tame taške sumuojasi skirtingų spindulio atomų sukelti virpesiai ir dėl to fazių skirtumas nėra pastovus, interferencinio vaizdo nematome. Interferencinis vaizdas ryškus, kai bangų sklaidymo trukmių skirtumas yra mažesnis už koherentiškumo trukmę. Sakoma, kad tokios bangos tenkina *laikinio koherentiškumo* sąlygą.

Spinduliuotės koherentiškumo ilgį galima padidinti sumuojant artimo dažnio elementariųjų spinduliuočių voras, t. y. leidžiant šviesą pro siaurajuostį šviesos filtrą. Koherentiškumo ilgis  $l_0$  ir jo trukmė  $\tau_0$  susieti su šviesos filtro praleidimo juostos pločiu  $\Delta\lambda$  tokiomis išraiškėmis:

$$l_0 = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} ; \quad \tau_0 = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta\lambda} ; \quad (5.1)$$

čia  $\lambda_0$  – šviesos filtro praleidimo vidutinis bangos ilgis. Kitas koherentiškumo ilgio didinimo būdas – atomų elementariųjų spinduliavimo aktų suderinimas. Tai pasiekama kuriant priverstinį spinduliavimą lazeriuose.

Svarbi kita nekoherentiškumo priežastis – baigtiniai spindulio erdviniai matmenys. Tą galima suprasti iš tokių samprotavimų. Kadangi naudojant vieną taškinį spindulį su įtaisais (biprizme, bilėšiu, Frenelio veidrodžiais, dviem plyšiais ir kt.) galima išskaidyti jo spinduliuotę į du koherentinius pluoštelių ir gauti interferenciją, tai du nepriklausomi taškiniai spinduliai (nekoherentiniai) tokiais pat sąlygomis sukuria du interferencinius vaizdus. Jei optinė sistema suveda šiuos vaizdus į tą pačią kurią nors erdvės sritį, tai priklausomai nuo bandymo sąlygų ga-

lima matyti arba stacionarų apšvietos pasiskirstymą, atitinkantį interferenciniam vaizdai ( $I_{\max} \neq I_{\min}$ ), arba tolygiai apšviestą ekraną ( $I_{\max} = I_{\min}$ ).

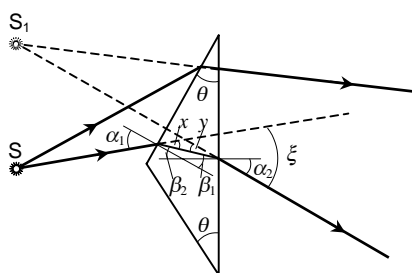
Kai bangas skleidžia tirus spindulių, susidaro sudėtingas vaizdas. Tačiau kartais galima pamatyti pakankamai aiškų interferencinį vaizdą, kurį lemia spindulio matmenys. Didinant spindulio matmenis (pvz., apšviesto plyšio plotį), interferencinio vaizdo ryškis mažėja ir jis visiškai dingsta, kai interferencinės juostelės plotis tampa lygus spindulio pločiui ( $\delta h = l$ ). Toliau didinant plyšio plotį, interferencinis vaizdas vėl atsiranda (nors ir blogesnės kokybės), o kai plyšio plotis tampa lygus dvigubam juostelės pločiui – vėl išnyksta, ir t. t.

Iš geometrinių skaičiavimų gaunama, kad mažiausias spindulio (plyšio) plotis  $p$ , kai interferencinis vaizdas jau išnyksta, išreiškiamas taip:

$$p = \frac{\lambda}{4 \sin \omega} . \quad (5.2)$$

Kampas  $2\omega$  vadinamas *interferencijos apertūra*, nuo kurios priklauso interferencinio vaizdo kokybė. Kuo interferencijos apertūra mažesnė, tuo didesnių matmenų spinduliai gali sukurti ryškų interferencinį vaizdą.

Koherentines bangas galima sukurti biprizme. Ją sudaro dvi nedidelio laužiamojo kampo  $\theta$  prizmės, suėtos pagrindais (5.2 pav.). Spindulių nuokrypio kampas



5.2 pav. Spindulių nuokrypis biprizmėje

$$\xi = x + y = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2).$$

Kadangi kampas  $\theta$  mažas, maži ir kampai  $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$ . Tada teisingi šie sąryšiai:

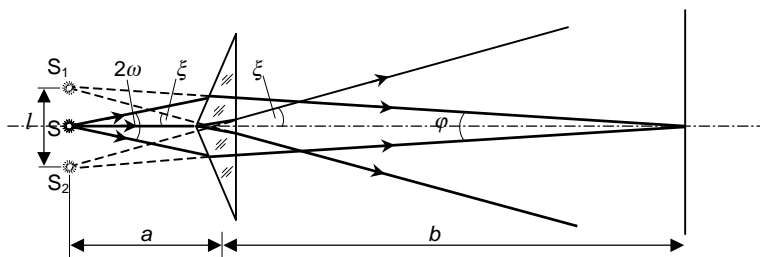
$$\alpha_1 \approx n \beta_1, \alpha_2 \approx n \beta_2 ;$$

čia  $n$  – prizmės lūžio rodiklis. Be to  $\beta_1 + \beta_2 = \theta$ . Atsižvelgus į šiuos sąryšius, galima užrašyti:

$$\xi = \theta (n - 1) .$$

Iš šios formulės išplaukia, kad jei prizmės laužiamasis kampas mažas, visų iš taško S sklindančių spindulių nuokrypio kampai yra beveik vienodi.

5.3 pav. pavaizduota spindulių eiga biprizmėje. Jame matyti, kad



5.3 pav. Koherentinių bangų sukūrimas biprizme

$$l = 2a \tan \xi \approx 2a \theta (n - 1) .$$

Iš čia

$$\theta = \frac{l}{2a(n-1)} . \quad (5.3)$$

Be to, galima užrašyti:

$$\frac{a}{b} = \frac{\tan(\varphi/2)}{\tan \omega} \approx \frac{\varphi}{2\omega} .$$

Iš čia

$$2\omega = \varphi b/a . \quad (5.4)$$

Kadangi  $\varphi \approx l/(a + b)$  ir interferencinės juostelės plotis  $\delta h = \lambda/\varphi$ , tai bangos ilgis

$$\lambda = \frac{\delta h l}{a + b} . \quad (5.5)$$

Atsižvelgus į (5.4) formulę, (5.2) išraišką galima užrašyti taip:

$$p = \frac{a \delta h}{2b} \quad (5.6)$$

ir iš bandymo duomenų apskaičiuoti plyšio plotį, kai interferencinis vaizdas tampa jau nematomas.

### Tyrimas

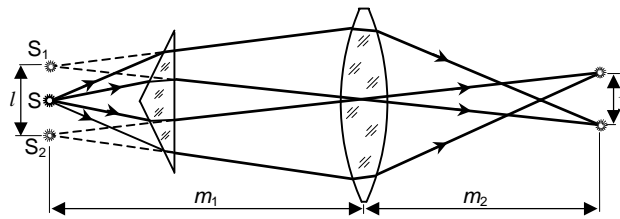
Išmatuojamas atstumas tarp gretimų interferencinių juostelių (interferencinės juostelės plotis  $\delta h$ ). Tam tikslui plyšys apšviečiamas monochromatine šviesa ir orientuojamas lygiagrečiai su biprizmės briauna. Atstumai tarp plyšio, biprizmės ir okuliario (ekrano) parenkami tokie, kad interferencinės juostelės būtų pakankamai ryškios. Sukant su okuliaru sujungtą mikrometrinę sraigta, nustatoma aštuonių juostelių (šviesių arba tamsių) padėtys  $k_1, k_2, \dots, k_8$ . Atstumas tarp gretimų juostelių apskaičiuojamas pagal šias formules:

$$\delta h_1 = \frac{|k_1 - k_5|}{4}, \quad \delta h_2 = \frac{|k_2 - k_6|}{4}, \quad \delta h_3 = \frac{|k_3 - k_7|}{4}, \quad \delta h_4 = \frac{|k_4 - k_8|}{4} .$$

Apskaičiuojama vidutinė vertė:

$$\delta h = \frac{\delta h_1 + \delta h_2 + \delta h_3 + \delta h_4}{4} .$$

Išmatuojamas atstumas tarp tariamųjų spinduolių. Tarp biprizmės ir okuliario statomas glaudžiamasis lęšis (5.4 pav.) ir keičiant jo vietą (okuliario ir biprizmės nestumdome) sukuriami



5.4 pav. Atstumo tarp menamųjų spindulių nustatymo schema

koherentinių spindulių  $S_1$  ir  $S_2$  tikrieji atvaizdai  $S'_1$  ir  $S'_2$ . Mikrometru išmatuojamas atstumas  $y$  tarp jų. Išmatuojamas atstumas  $m_1$  nuo plyšio  $S$  (kartu ir nuo tariamųjų koherentinių spindulių  $S_1$  ir  $S_2$ ) iki lęšio ir atstumas  $m_2$  nuo lęšio iki ekrano (okuliario). Apskaičiuojamas atstumas tarp tariamųjų spindulių:

$$l = y \frac{m_1}{m_2} .$$

Išmatuojami atstumai nuo spindulio (plyšio) iki biprizmės ir nuo biprizmės iki ekrano (okuliario) ir pagal (5.3), (5.5) ir (5.6) formules apskaičiuojamas prizmės laužiamasis kampas  $\theta$  (lūžio rodiklis  $n$  turi būti žinomas), šviesos bangos ilgis ir spindulio (plyšio) plotis  $p$ , kai esamomis sąlygomis interferencinės juostelės jau nematomos. Pastaroji vertė, jei įmanoma, patikrinama praktiškai.

Matavimai kartojami skirtingoms atstumų  $a$  ir  $b$  vertėms ir apskaičiuojami ieškomų dydžių vidurkiai.

Tiriant spinduliuotės koherentiškumą atskirai naudojami du šviesos filtrai, kurių vidutinis šviesos praleidimo juostos bangos ilgis  $\lambda_0$  nustatomas anksčiau aprašytu metodu. Keičiant plyšio pokrypį, reikia kruopščiai nustatyti, kad plyšys būtų lygiagretus su biprizmės briauna, tada susidaro ryškiausias interferencinis vaizdas. Stebint pro okuliarą ir stumdant jį į šonus suskaičiuojamos visos matomos interferencinės juostelės (tamsios arba šviesios)  $k_{\max}$ . Spinduliuotės koherentiškumo ilgis apskaičiuojamas pagal formulę:

$$l_0 = k_{\max} \frac{\lambda_0}{2} .$$

Pagal (5.1) formulę apskaičiuojama koherentiškumo trukmė  $\tau_0$  ir šviesos filtro praleidimo juostos plotis  $\Delta\lambda$ .



## 6. MATAVIMAI REILIO INTERFEROMETRU

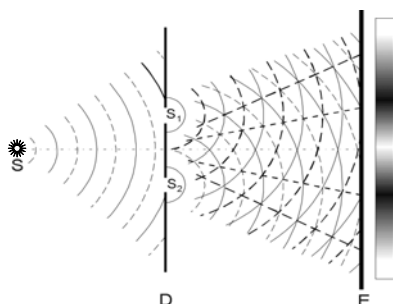
### Užduotis

Išmatuoti oro lūžio rodiklį esant įvairiems jo slėgiams.

### Teorija

Interferometrais vadinami prietaisai, kurių veikimas grindžiamas šviesos interferencija. Jie naudojami tiksliems ilgių, kampų ir terpių lūžio rodiklių arba jų pokyčių matavimams.

Interferencijai gauti reikalingos bent dvi koherentinės bangos, kurias galima sukurti T.Jungo (*Young*) pasiūlytu bangos fronto dalijimo metodu (6.1 pav.). Šviesa iš taškinio spindulio S sklinda į neskaidrų ekraną, kuriame yra dvi vienodos angos  $S_1$  ir  $S_2$ . Pagal Hiuigenso (*Huygens*) principą, kiekvienas bangos fronto taškas yra naujų

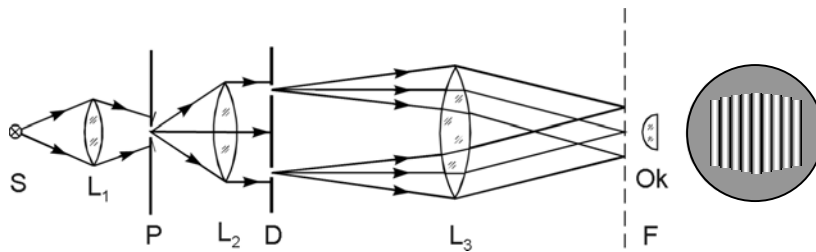


6.1 pav. Koherentinių bangų susidarymas Jungo metodu

elementarių bangų šaltinis, taigi  $S_1$  ir  $S_2$  angos skleidžia koherentines bangas, nes jas pasiekia tas pats iš spindulio S sklindančios bangos frontas. Iš angų  $S_1$  ir  $S_2$  sklindančios sferinės bangos dengia viena kitą ir ekrane E sukuria interferencinį vaizdą, susidedantį iš šviesių ir tamsių zonų. Jei angos  $S_1$  ir  $S_2$  yra plyšiai, tai ekrane matomos šviesios ir tamsios interferencinės juostelės.

Ryškesnį interferencinį vaizdą galima sukurti optine sistema, kurios schema pavaizduota 6.2 pav. Kaitinamosios lempos S šviesa lęšiu  $L_1$  nukreipiama į siaurą plyšį P, esantį kolimatoriaus objektyvo  $L_2$  židinyje. Lygiagrečių spindulių pluoštas krinta į diafragmą D, kurioje yra du vienodi tarpusavyje lygiagretūs plyšiai, kuriuose difraguoja šviesa. Kadangi atstumas tarp plyšių yra daug mažesnis už atstumą nuo plyšių iki ekrano ir į diafragmą krinta plokščioji banga, tai difrakciniai vaizdai, susidarę atskirai nuo kiekvieno plyšio, ekrane sutampa. Lygiagretūs šviesos pluošteliai, difragavę įvairiais kampais  $\varphi$ , surenkami atitinkamose kondensoriaus  $L_3$  židinio plokštumos F vietose ir interferuoja.

Šviesos intensyvumo pasiskirstymą šioje plokštumoje nusako tokia išraiška:



6.2 pav. Interferencinio vaizdo stebėjimo schema

$$I_{\varphi} = I_0 \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \right]^2 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}\right); \quad (6.1)$$

čia  $b$  – diafragmos D plyšių plotis,  $d$  – atstumas tarp plyšių,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis. Pirmieji du (6.1) formulės daugikliai nusako intensyvumo skirstinį ekrane difraguojant šviesai  $b$  pločio plyšyje, o trečiasis daugiklis – intensyvumo skirstinį interferuojant pluošteliams, sklindantiems iš dviejų plyšių (6.3 pav.). Jei  $b \ll d$ , tai centrinis difrakcijos maksimumas yra platus ir jo fone susidaro daug interferencijos maksimumų, kurių vieta nusakoma tokia išraiška:

$$\sin \varphi = m\lambda/d; \quad (6.2)$$

čia  $m$  yra interferencijos eilė ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ).

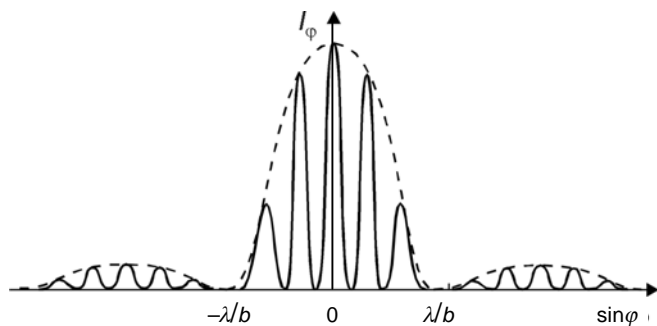
Tarp šviesių juostelių (maksimumų) išsidėsto tamsios juostelės (minimumai). Interferencinių juostelių skaičių lemia atstumo tarp plyšių ir plyšio pločio dalmuo ( $d/b$ ). Jį galima nustatyti iš tokių samprotavimų. Pirmojo difrakcijos minimumo vietą nusako ši išraiška:

$$\sin \varphi = \pm 1\lambda/b, \quad (6.3)$$

o interferencinių juostelių maksimumų vietą – (6.2) išraiška. Todėl didžiausias šviesių interferencinių juostelių skaičius (interferencijos eilė)  $m = d/b$ . Jei, pvz.,  $d/b = 4$ , tai  $m$  bus  $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$  ir  $\pm 4$ . Vertė  $m = \pm 4$  nusako pirmąjį difrakcijos minimumą ir šioje vietoje šviesos interferencinės juostelės nesudaro. Taigi centriniam difrakcijos maksimume susidaro centrinis interferencijos maksimumas ( $m = 0$ ) ir po tris šviesias juosteles iš abiejų pusių, t. y. viso septynios šviesos interferencinės juostelės.

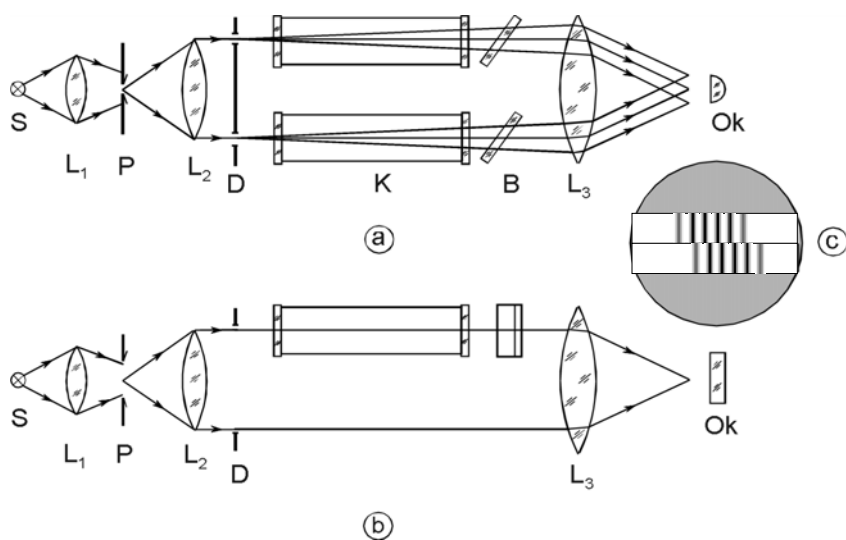
Jei esant pastoviam atstumui tarp plyšių jų plotis mažėja, tai difrakcijos maksimumo plotis didėja ir tarp jo ribų būna daugiau, bet mažesnio intensyvumo interferencinių juostelių. Jei naudojama baltoji šviesa, centrinis maksimumas yra baltas, o kitų kraštai spalvoti.

Dauguma interferometrų šviesos pluoštelį dalija į du, kurie po to interferuoja. Šie prietaisai vadinami *dvispinduliniais interferometrais*. Vienas tokių yra Reilio (*Rayleigh*) interferometras dujų ir skysčių lūžio rodikliams matuoti.



6.3 pav. Šviesos intensyvumo pasiskirstymas ekrane, stebint difrakciją pro du plyšius

Reilio interferometro optinė schema pavaizduota 6.4 pav. Spindulio S šviesa krinta į siaurą plyšį P, esantį kolimatoriaus objektyvo  $L_2$  židinio plokštumoje. Lygiagretų spindulių pluoštelį, sklindantį iš objektyvo, du diafragmos D plyšiai padalija į dvi antrines koherentines



6.4 pav. Reilio interferometro optinė schema  
(a - vaizdas iš viršaus, b - vaizdas iš šono, c - vaizdas pro okuliarą)

šviesos bangas. Difrakavę šviesos pluošteliai pereina pro dvi vienodas kiuvetes K, surenkami objektyvu  $L_3$  židinio plokštumoje ir interferuoja. Kiuvetės užima tik viršutinę erdvės dalį tarp diafragmos D ir objektyvo  $L_3$ . Pro apatinę dalį spinduliai sklinda šalia kiuvečių. Susidaro dvi interferencinių juostelių sistemos (6.4 c pav.), kurios matomos pro okuliarą Ok. Kadangi kiuvetės nelabai siauros, tai atstumas tarp plyšių gana didelis ir interferencinės juostelės yra labai arti viena kitos. Jas reikia stebėti pro smarkiai didinantį okuliarą. Jis pagamintas iš  $(2 \div 3)$  mm skersmens cilindrinės lazdelės, kuri orientuota lygiagrečiai su įeinamuoju plyšiu. Švytinčio taško

atvaizdas, žiūrint pro tokį okuliarą, atrodo kaip vertikali šviesi linija, kurios ilgį lemia objektyvo skersmuo.

Interferencijos maksimumų ir minimumų vieta priklauso nuo interferuojančiųjų pluoštelių optinio eigos skirtumo. Kadangi apatinę juostelių sistemą sukuriančių spindulių perėjimo pro interferometrą sąlygos nekinta, tai maksimumų ir minimumų vieta taip pat nekinta. Apatinė juostelių sistema yra nejudama ir gali būti atskaitos sistema, kurios atžvilgiu nagrinėjama viršutinė juostelių sistema.

Panagrinėsime viršutinę juostelių sistemą. Jei optinė sistema simetriška ir kiuvetėse esančių medžiagų lūžio rodikliai vienodi (pvz., oro slėgis abiejose kiuvetėse vienodas), tai viršutinės juostelių sistemos centre yra šviesi juostelė – nulinis maksimumas, spindulių optinių kelių skirtumas iki šio taško lygus nuliui  $\Delta = l n - l n = 0$  (čia  $l$  – kiuvetės ilgis,  $n$  – oro lūžio rodiklis). Abiejose nulinio maksimumo pusėse yra tamsios juostelės – minimumai, kurie susidaro kai eigos skirtumas  $\Delta = \pm (2m + 1)\lambda/2$ . Kitiems maksimumams  $\Delta = \pm \lambda, \pm 2\lambda$  ir t. t. Taigi kiekvienai interferencinei juostelei galima nustatyti jas sukuriančių bangų eigos skirtumus.

Jei vienoje kiuvetėje esančių dujų lūžio rodiklis pakinta, maksimumų ir minimumų vietos keičiasi ir viršutinė interferencinių juostelių sistema pasislenka. Tai įvyksta dėl spindulių optinių kelių skirtumo pokyčio:

$$\Delta_1 = l n_1 - l n = l(n_1 - n).$$

Žinant per kiek juostelių apatinės atžvilgiu pasislenka viršutinė juostelių sistema, galima nustatyti, kuris interferencijos maksimumas atsiras centriniame taške, t. y. galima nustatyti spindulių, sukuriančių šį maksimumą, optinių kelių skirtumą. Jei vaizdas pasislenka per  $k$  juostelių, tai centre atsiranda  $k$  maksimumas. Tada optinių kelių skirtumas

$$l(n_1 - n) = k\lambda.$$

Kiuvetėje esančių dujų lūžio rodiklis matuojamas kompensaciniu metodu. Pro kiuvetes einančių spindulių kelyje pastatytas kompensatorius B (6.4 pav.), kuris sudarytas iš dviejų pakeiptų gretasienių stiklo plokštelių. Viena plokštelė įtvirtinta nejudamai, o kitos polinkio kampą galima keisti. Dėl to kinta spindulių optinių kelių skirtumas ir viršutinė interferencinių juostelių sistema paslenka. Viršutinės juostelių sistemos poslinkį, nulemtą dujų lūžio rodiklio pokyčio vienoje iš kiuvečių, galima kompensuoti mikrometriniu sraigtu atitinkamu kampu pasukus kompensacinę plokštelę.

Naudojamo interferometro mikrosraigto būgno padala atitinka optinių kelių skirtumo pokytį dydžiu  $\lambda/30$ . Skaičius „30“ reiškia, kad interferencijos eilė pakinta vienetu, kai mikrometrinis sraigtas pasukamas per 30 padalų (šią vertę reikia patikrinti papildomais matavimais).

Jei  $k$  juostelių poslinkis atitinka  $N$  būgno padalų, tai susidaręs eigos skirtumas  $\Delta_1 = N\lambda/30$  ir lūžio rodiklių pokytis:

$$(n_1 - n) = \frac{N\lambda}{30l}.$$

Kadangi Reilio interferometre spinduolis yra kaitinamoji lemputė, tai vidutinis bangos ilgis  $\lambda$  yra 560 nm.

Tyrimo metu vienoje interferometro kiuvetėje (etaloninėje) yra atmosferos slėgis. Antroji kiuvetė sujungta su įrenginiu, kuriuo galima keisti oro slėgį. Slėgių skirtumas kiuvetėse matuojamas U formos manometru, pripildytu skysčio. Žinant etaloninėje kiuvetėje esančių dujų lūžio rodiklį  $n$ , galima apskaičiuoti tiriamojoje kiuvetėje esančių dujų lūžio rodiklį

$$n_1 = n \pm \frac{N\lambda}{30l} \quad (6.3)$$

ir ištirti jo priklausomybę nuo slėgio. (6.3) išraiškoje „+“ ženklas rašomas tada, kai tiriamoje kiuvetėje dujų slėgis didesnis už atmosferos, o „-“ ženklas – kai mažesnis.

Dujų lūžio rodiklis priklauso nuo jų slėgio ir temperatūros:

$$n = 1 + \frac{n_0 - 1}{T / 273} \frac{p_{at}}{p_0} ; \quad (6.4)$$

čia  $n_0$  – oro lūžio rodiklis normaliomis sąlygomis ( $T_0 = 273$  K,  $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$  Pa);  $n_0 = 1,000292$ ;  $T$  – oro temperatūra;  $p_{at}$  – atmosferos slėgis.

### Tyrimas

Įjungiamo interferometre įtaisyta kaitinamoji lemputė ir pro okuliarą stebimas interferencinių juostelių vaizdas. Kiuvetėse sudaromas vienodas slėgis. Kompensatoriumi sutapdinama viršutinė ir apatinė interferencinių juostelių sistema ir nuskaityta būgno rodmuo  $a_0$ . Slėgis kiuvetėje padidinamas tiek, kad viršutinė juostelių sistema paslinktų per kelias juosteles apatinės sistemos atžvilgiu. Sukant kompensatoriaus būgną vėl sutapdinamos abi juostelių sistemos. Užrašomas manometro skysčio stulpelių aukščių skirtumas  $\Delta h$  ir mikrošraigto būgno rodmuo  $a$ . Oro slėgio pokytį atitinkantis interferencinių juostelių poslinkis  $N = |a - a_0|$ . Taip atliekami matavimai tolygiai didinant oro slėgį kiuvetėje ir po to jį mažinant. Antruoju atveju viršutinė juostelių sistema slenka į priešingą pusę.

Apskaičiuojamas oro slėgis kiuvetėje ir lūžio rodikliai. Oro slėgis kiuvetėje apskaičiuojamas pagal šią formulę:

$$p = p_{at} \pm \rho g \Delta h;$$

čia  $\rho$  yra manometre esančio skysčio tankis,  $g$  – laisvojo kritimo pagreitis. Oro lūžio rodiklis apskaičiuojamas pagal (6.3) ir (6.4) formules. Nubrėžiamas oro lūžio rodiklio priklausomybės nuo slėgio grafikas.

## 7. FABRI IR PERO INTERFEROMETRAS

### Užduotys

Nustatyti interferometro parametrus:

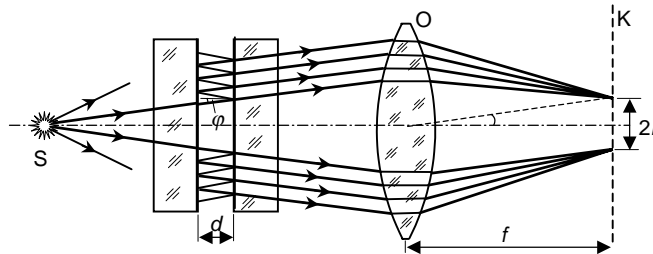
- interferometro storį,
- didžiausią interferencijos eilę,
- laisvosios dispersijos sritį,
- mažiausią išskiriamąjį ruožą ir skiriamąją gebą.

### Teorija

Fabri ir Pero (*Fabry-Perot*) interferometras yra optinė sistema, sudaryta iš dviejų plokščių tarpusavyje lygiagrečių stiklo plokštelių, kurių vidiniai paviršiai padengti pusiau skaidriu veidrodiniu sluoksniu su dideliu atspindžio faktoriumi. Tarp plokštelių spinduliai daug kartų atspindi ir interferuoja. Spinduliams krintant į interferometrą įvairiais kampais, ekrane susidaro bendracentrių žiedų sistema – vienodo polinkio interferencinės juostelės.

Atstumą tarp gretimų koherentinių šviesos bangų frontų nusako eigos skirtumas tarp spindulio, sklindančio ta pačia kryptimi, ir spindulio, du kartus atsispindėjusio nuo veidrodinių paviršių (7.1 pav.):

$$\Delta = 2 d n \cos \varphi ;$$



7.1 pav. Interferencijos žiedų susidarymas  
Fabri ir Pero interferometre

čia  $d$  – atstumas tarp plokštelių, vadinamas *interferometro storiu*,  $n$  – terpės tarp plokštelių lūžio rodiklis (oro  $n \approx 1$ ),  $\varphi$  – kampas, kuriuo spinduliai krinta į veidrodinį paviršių.

Objektyvo O židinio plokštumoje K interferuojantys spinduliai sukuria maksimumą, jei optinių kelių eigos skirtumas

$$\Delta = 2 d \cos \varphi = m \lambda . \quad (7.1)$$

Didėjant spindulių kritimo kampui  $\varphi$  eigos skirtumas ir interferencijos eilė  $m$  mažėja. Didžiausios interferencijos eilės maksimumas yra centre (kai  $\varphi = 0$ ):

$$m_{\max} = \frac{2d}{\lambda} . \quad (7.2)$$

Daugiaspindulinių interferometrų interferencinės juostelės yra siauros ir jų padėtis priklauso nuo bangos ilgio. Todėl tokie interferometrai gali būti naudojami kaip spektriniai prietaisai. Fabri ir Pero interferometras yra dvimatės dispersijos spektrinis prietaisas su didele skiriamąja geba.

Interferometro dispersijos sritį galima išreikšti panašiai kaip difrakcinės gardelės, nagrinėjant spektrų persidengimą. Jei  $m$  eilės  $\lambda + \Delta\lambda$  bangos ilgio žiedas sutampa su  $m + 1$  eilės  $\lambda$  bangos ilgio žiedu, tai vienodiems  $\varphi$  galima užrašyti taip:

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

Iš čia dispersijos sritis

$$\Delta\lambda = \lambda m.$$

Išrašius  $m$  išraišką iš (7.1) gaunama:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d \cos\varphi} \approx \frac{\lambda^2}{2d} . \quad (7.3)$$

Kadangi  $\lambda = 1/\nu$  (čia  $\nu$  – bangos skaičius), (7.3) formulę galima išreikšti taip:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2d} . \quad (7.4)$$

Dydis  $\Delta\lambda$  (arba  $\Delta\nu$ ) vadinamas interferometro *laisvosios dispersijos sritimi*. Tai spektro ruožas, kuriame gretimų eilių spektrai vienas kito dar nedengia.

Diferencijuojant (7.1) formulę gaunama kampinė dispersija

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{m}{2d \sin\varphi} = -\frac{1}{\lambda \tan\varphi} .$$

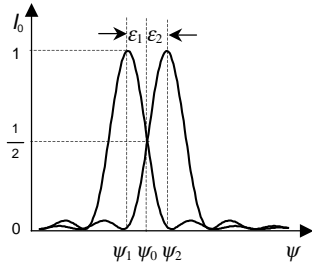
Iš šios išraiškos išplaukia, kad interferometro dispersija nepriklauso nuo interferometro storio. Kadangi  $\tan\varphi = r/f$  (čia  $r$  – interferencinio žiedo spindulys,  $f$  – objektyvo židinio nuotolis), tai

$$d\varphi = \frac{dr}{f} \cos^2\varphi .$$

Tada ilginė interferometro dispersija

$$\frac{dr}{d\lambda} = -\frac{f^2}{\lambda r \cos^2 \varphi}.$$

Interferometrą apšvietus dviejų artimų bangos ilgių  $\lambda$  ir  $\lambda + \delta\lambda$  šviesa, susidaro du artimi interferenciniai vaizdai. Kai bangos ilgių skirtumas  $\delta\lambda$  yra pakankamai mažas, tada tai pačiai interferencijos eilei priklausantys žiedai gali būti ir neišskirti. Interferometro galimybes apibūdina jo *skiriamoji geba*, kuri nusako mažiausią spektro ruožą  $\delta\lambda$  tarp artimų spektro linijų  $\lambda$  ir



7.2 pav. Artimų linijų išskyrimo sąlyga

$\lambda + \delta\lambda$ , kurias interferometras dar išskiria. Teigiama, kad dvi vienodo intensyvumo spektro linijos gali būti išskirtos, jei atstumas  $\delta\lambda$  tarp šių linijų lygus linijos puspločiui. Išskyrimo riba nustatoma iš kiekvienos bangos intensyvumo skirstinio kreivių sankirtos taško vietos, atitinkančios pusę didžiausio intensyvumo vertės (7.2 pav.), t. y. kertasi interferuojančių bangų fazių skirtumo taške  $\psi_0$ , kuriame  $I/I_0 = 1/2$  abejoms kreivėms.

Pro interferometrą perėjusios šviesos intensyvumo skirstinį, kai vyksta daugiaspindulinė interferencija, apibūdina Erio (*Airy*) formulė:

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\psi}{2}\right)}; \quad (7.5)$$

čia  $I_0$  – didžiausia intensyvumo vertė,  $R$  – interferometro plokštelių atspindžio faktorius,  $\psi$  – fazių skirtumas tarp gretimų bangų:

$$\psi = k \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos\varphi.$$

Raide  $A$  pažymėjus reiškinį  $4R/(1-R)^2$ , galima užrašyti taip:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + A \sin^2(\psi/2)}. \quad (7.6)$$

Iš 7.2 pav. matyti, kad  $\psi_0 = \psi_1 + \varepsilon_1 = \psi_2 - \varepsilon_2$ ; čia

$$\psi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos\varphi_1, \quad \psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda + \delta\lambda} 2d \cos\varphi_2.$$

Pagal sąlygą  $I/I_0 = 1/2$  ir (7.6) formulę gaunama:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{1 + A \sin^2(\psi_0/2)}.$$



Iš čia išplaukia, kad

$$A \sin^2\left(\frac{\psi_1 + \varepsilon_1}{2}\right) = 1 \quad \text{ir} \quad A \sin^2\left(\frac{\psi_2 - \varepsilon_2}{2}\right) = 1. \quad (7.7)$$

Dydžiai  $\varepsilon_1$  ir  $\varepsilon_2$  yra maži, nes bangos ilgiai artimi ir atstumas tarp tos pačios eilės maksimumų ( $\psi_2 - \psi_1$ ) yra labai mažas. Tada sinusus galima išskleisti eilute ir apsiriboti dviem nariais.

$$\begin{aligned} \sin \frac{\psi_1 + \varepsilon_1}{2} &= \sin \frac{\psi_1}{2} + \frac{\varepsilon_1}{2} \cos \frac{\psi_1}{2} + \dots; \\ \sin \frac{\psi_2 - \varepsilon_2}{2} &= \sin \frac{\psi_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{2} \cos \frac{\psi_2}{2} + \dots \end{aligned}$$

Didžiausia intensyvumo vertė apskaičiuota pagal (7.5) yra tada, kai  $\sin(\psi_1/2) = 0$  ir  $\sin(\psi_2/2) = 0$ ;  $\cos^2(\psi_1/2) = 1$  ir  $\cos^2(\psi_2/2) = 1$ . Įrašius šias išraiškas į (7.7) gaunama:

$$A \left(\frac{\varepsilon_1}{2}\right)^2 = 1 \quad \text{ir} \quad A \left(\frac{\varepsilon_2}{2}\right)^2 = 1.$$

Iš čia

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{2}{\sqrt{A}} \quad \text{ir} \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \psi_2 - \psi_1 = \frac{4}{\sqrt{A}}. \quad (7.8)$$

Interferencinių žiedų vietą nusakantys kampai  $\varphi_1$  ir  $\varphi_2$  yra pakankamai maži, todėl  $\cos\varphi = 1 - \varphi^2/2 + \dots \approx 1$ . Tada

$$\psi_2 - \psi_1 = 4\pi d \left( \frac{1}{\lambda - \delta\lambda} - \frac{1}{\lambda} \right) \approx \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{\delta\lambda}{\lambda}.$$

Taigi Fabri ir Pero interferometro skiriamoji geba išreiškiama taip:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{1}{\psi_2 - \psi_1}.$$

Įrašius (7.8) formulę gaunama:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{\sqrt{R}}{1-R}. \quad (7.9)$$

Fabri ir Pero interferometro laisvosios dispersijos sritis yra siaura, nes interferencijos eilė didelė. Didinant laisvosios dispersijos sritį mažėja skiriamoji geba. Jei norima padidinti skiriamąją gebą, reikia didinti interferencijos eilę (didinant  $d$ ), bet kartu sumažėja laisvosios dispersijos sritis.

## Tyrimas

Darbo įrangą sudaro helio ir neono lazeris, Fabri ir Pero interferometras bei goniometras. Interferometras apšviečiamas lazerio šviesa (bangos ilgis 632,8 nm). Prieš interferometrą yra matinė plokštelė, sklaidanti šviesą, todėl į interferometrą spinduliai krinta įvairiais kampais. Už interferometro pastačius baltą popierinį ekraną, turi matytis bendracentrių žiedų sistema. Pro goniometro okuliarą matomos vienodo polinkio interferencinės juostelės (žiedai), susidariusios goniometro objektyvo židinio plokštumoje. Matuojami šių žiedų kampiniai spinduliai.

Užrašius (7.1) formulę  $i$  ir  $j$  žiedams

$$2d \cos \varphi_i = m_i \lambda ; 2d \cos \varphi_j = m_j \lambda$$

gaunama ši lygybė:

$$2d (\cos \varphi_i - \cos \varphi_j) = (m_i - m_j) \lambda .$$

Interferometro storis išreiškiamas taip:

$$d = \frac{(m_i - m_j) \lambda}{2(\cos \varphi_i - \cos \varphi_j)} .$$

Dirbant sukamas goniometro stalelis, ant kurio padėtas interferometras, ir matuojami kuo didesnio skaičiaus žiedų kampiniai spinduliai. Storis apskaičiuojamas naudojant visus galimus  $i$  ir  $j$  derinius ( $i - j \geq 3$ ) ir randama vidutinė vertė.

Didžiausia interferencijos eilė apskaičiuojama pagal (7.2) formulę.

Norint rasti kitus interferometro parametrus reikia žinoti veidrodžių atspindžio faktorių  $R$ . Jis paprastai žinomas arba nustatomas atskiru bandymu.

Laisvosios dispersijos sritis apskaičiuojama pagal (7.4) formulę, mažiausias išskiriamas ruožas ir skiriamoji geba – pagal (7.9).

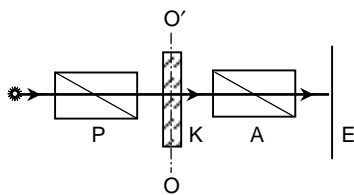
## 8. CHROMATINĖS POLIARIZACIJOS TYRIMAS

### Užduotys

1. Sugraduoti spektrinį prietaisą.
2. Nustatyti interferencinių juostelių bangos ilgius.
3. Apskaičiuoti anizotropinės medžiagos dvejopo spindulių lūžio gebą.

### Teorija

Susitikdamos dvi tarpusavyje statmenai poliarizuotos koherentinės šviesos bangos, bendruoju atveju sukuria elipsiškai poliarizuotą bangą, tačiau jei elektrinio vektoriaus virpesių plokštumos kuriuo nors būdu sutapdinamos vienoje plokštumoje, tai galima pamatyti interferenciją. Reiškiny, vykstantis susidedant vienodos poliarizacijos koherentinėms šviesos bangoms, vadinamas *poliarizuotųjų bangų interferencija*, o dėl to atsiradusios anizotropinės medžiagos spalvos – *chromatinė poliarizacija*.



8.1 pav. Interferencinis poliarizacinis šviesos filtras

Chromatinę poliarizaciją galima stebėti optine sistema (8.1 pav.), sudaryta iš dviejų poliarizacijos prizmių P ir A, tarp kurių yra dvejopalaužė skaidri plokštelė K, išpjauta lygiagrečiai su optine ašimi OO'. Tokia sistema vadinama *interferenciniu-polarizaciniu šviesos filtru*.

Panagrinėsime tiesiai poliarizuotą šviesos pluoštelį, išėjusį iš poliarizatoriaus P ir krintantį statmenai į plokščią kristalo plokštelę K. Kiekviena monochromatinė  $\lambda$  ilgio šviesos banga, įėjusi į plokštelę, skyla į dvi bangas, sklindančias ta pačia kryptimi skirtingu greičiu. Jos yra poliarizuotos ir elektriniai vektoriai  $E_o$  bei  $E_e$  virpa tarpusavyje statmenomis kryptimis  $x$  ir  $y$  (8.2 pav.). Iš  $d$  storio plokštelės išėjusių bangų fazių skirtumas

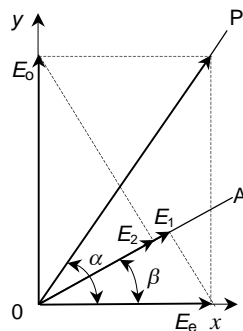
$$\varphi = 2\pi d \frac{(n_o - n_e)}{\lambda} ;$$

čia  $n_o$  ir  $n_e$  yra kristalo plokštelės lūžio rodikliai paprastajai ir nepaprastajai bangai. Kadangi šių bangų elektriniai vektoriai  $E_o$  ir  $E_e$  virpa tarpusavyje statmenomis kryptimis, tai jos negali interferuoti. Šiuo atveju susidaro elipsiškai poliarizuota banga.

Analizatorius A praleidžia tik tas kiekvienos bangos dedamąsias, kurios yra poliarizuotos vienoje plokštumoje, sutampančioje su analizatoriaus poliarizacijos plokštuma OA. Jų amplitudės

$$E_1 = E \cos\alpha \cos\beta ; \quad E_2 = E \sin\alpha \sin\beta . \quad (8.1)$$

Šios dvi monochromatinės bangos, susidariusios iš vienos tie-



8.2 pav. Elektrinio vektoriaus dedamosios

siai poliarizuotos bangos dėl dvejo spindulių lūžio, yra koherentinės ir išėjusios iš analizatoriaus gali interferuoti, nes jų elektriniai vektoriai  $E_1$  ir  $E_2$  virpa toje pačioje plokštumoje. Atstojamosios bangos intensyvumas

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\varphi ;$$

čia  $\varphi$  yra interferuojančių bangų fazių skirtumas.

Įrašius amplitudžių išraiškas (8.1) ir  $\cos\varphi = 1 - 2\sin^2(\varphi/2)$  filtrą perėjusios šviesos intensyvumą galima išreikšti taip:

$$I = E^2 \left[ \cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right]. \quad (8.2)$$

Antrasis (8.2) formulės narys nusako kristalo plokštelės poveikį.

Panagrinėsime du atvejus.

1. **Analizatorius statmenas poliarizatoriui.** Šiuo atveju  $\alpha - \beta = \pi/2$  ir (8.2) išraiška įgyja tokį pavidalą:

$$I = E^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} = E^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \pi d \frac{n_o - n_e}{\lambda}.$$

Matyti, kad atstojamosios bangos intensyvumas gali būti lygus nuliui dviem atvejais: arba kai  $\alpha = 0, \pi/2, \pi, \dots$ , arba kai  $\pi d (n_o - n_e)/\lambda = m\pi$ ; čia  $m$  – sveikasis skaičius ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ).

Iš pirmosios sąlygos išplaukia, kad šviesos vektoriaus  $E$  virpesiai nikoliuose P ir A sutampa su šviesos vektoriaus virpesių kryptimis plokštelėje K, t. y. plokštelėje šviesos banga neskylla į dvi dedamasias.

Iš antrosios sąlygos  $d(n_o - n_e) = m\lambda$  išplaukia, kad plokštelė gali atrodyti tamsi tik tada, kai šviesa yra monochromatinė. Jei apšviečiama baltąja šviesa, naikinamos tik tos bangos, kurioms optinis eigos skirtumas yra lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui, nes joje visuomet yra tokių bangų, kurioms tenkinama antroji sąlyga. Taigi plokštelė visuomet spalvota. Spalva priklauso nuo plokštelės storio ir lūžio rodiklių skirtumo ( $n_o - n_e$ ), kuris vadinamas *dvejo spindulių lūžio geba*.

Didžiausias atstojamosios bangos intensyvumas būna tada, kai  $\alpha = \pi/4$ , t. y. kai plokštelės pagrindinės kryptys kampus tarp analizatoriaus ir poliarizatoriaus pagrindinių krypčių dalija pusiau. Kita didžiausio intensyvumo sąlyga yra tokia:

$$d(n_o - n_e) = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

2. **Analizatorius lygiagretus su poliarizatoriumi.** Šiuo atveju  $\alpha = \beta$  ir (8.2) išraiška įgyja tokį pavidalą:

$$I = E^2 \left( 1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \pi d \frac{n_o - n_e}{\lambda} \right).$$

Perėjusios šviesos intensyvumas didžiausias tada, kai  $\alpha = 0, \pi/2, \pi, \dots$  (t. y. kai analizatoriaus praleidžiamų elektrinio vektoriaus virpesių kryptis sutampa su viena iš krypčių plokštelėje) arba kai  $d(n_o - n_e) = m\lambda$ . Šios interferencijos maksimumų (ir minimumų) sąlygos yra priešingos sąlygoms, kai nikoliai statmeni.

Jei naudojama baltoji šviesa, dėl interferencijos atsiradusi spalva, kai nikoliai lygiagretūs, yra papildomoji atsiradusiai spalvai, kai nikoliai statmeni.

Jei tarp nikolių esanti gretasienė plokštelė sukama apie sistemos optinę ašį, tai plokštelės optinei ašiai sutapus su kurio nors nikolio poliarizacijos plokštuma interferencija išnyksta, nes iš sistemos išeina tik viena banga. Taip galima nustatyti kristalo plokštelės pagrindines kryptis. Jei plokštelė yra nevienodo storio, tai joje sklindant monochromatinei šviesai vietoj tolygaus nuspalvinimo bus matomos šviesios ir tamsios interferencinės juostelės, jei sklinda baltoji šviesa – spalvotos juostelės. Tai – vienodo storio interferencinės juostelės.

Lauko šviesėjimas arba interferencinio vaizdo atsiradimas, tarp sukryžiuotų poliarizatorių įdėjus anizotropinę medžiagą, yra patikimas dvejo šviesos lūžio nustatymo būdas.

Skirtingų šviesos bangos ilgių interferencinės juostelės matomos daug aiškiau, jei interferencinį poliarizacinį filtrą perėjusi šviesa stebima naudojantis spektriniu prietaisu. Tada ištisinio spektro fone atitinkamose spektro srityse atsiranda interferencinės juostelės, lygiagrečios su įeinamuoju prietaiso plyšiu. Išmatavus šių interferencinių juostelių bangos ilgį galima nustatyti tiriamosios anizotropinės medžiagos dvejo spindulių lūžio gebą. Ji gaunama iš interferencinių juostelių maksimumo (arba minimumo) susidarymo sąlygos keliems bangos ilgiams:

$$d(n_o - n_e) = m_i \lambda_i; \quad d(n_o - n_e) = m_j \lambda_j.$$

Iš čia dvejo spindulių lūžio geba

$$(n_o - n_e) = \frac{m_i - m_j}{d} \frac{\lambda_i \lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i}. \quad (8.3)$$

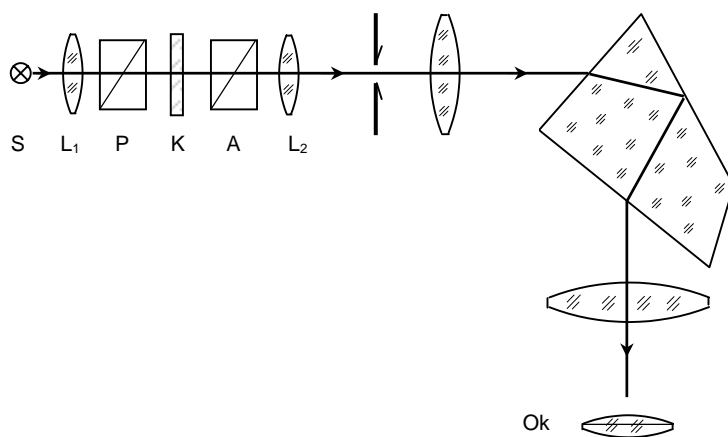
## Tyrimas

Chromatinės poliarizacijos tyrimo optinė schema pavaizduota 8.3 pav. Kaitinamosios lempuotės S šviesa lęšiu  $L_1$  lygiagrečių spindulių pluošteliu nukreipiama į interferencinį poliarizacinį filtrą, sudarytą iš poliarizacijos prizmių P ir A ir tarp jų įdėtos kvarco plokštelės K. Perėjusią šviesą lęšis  $L_2$  nukreipia į spektrinio prietaiso įeinamąjį plyšį.

Pro okuliarą Ok matomas interferencinis vaizdas, kurio pobūdis priklauso nuo plokštelės posūkio kampo apie sistemos optinę ašį ir nuo nikolių P ir A pagrindinių plokštumų tarpusavio orientacijos. Sukant monochromatoriaus būgną visos matomos interferencinės juostelės iš eilės sutapdinamos su atskaitos žymekliu ir užrašomos jas atitinkančios monochromatoriaus būgno padalų vertės. Interferencinių juostelių vieta nustatoma kai nikoliai lygiagretūs ir kai statmeni. Po to spektroskopu plyšys apšviečiamas šviesa, kurios spektro linijų bangų ilgiai yra žinomi (pvz., Hg lempa) ir nustatius kiekvieną liniją ties atskaitos žymekliu užrašomi būgno rodmenys.

Nubrėžiama spektrinio prietaiso gradavimo kreivė – būgno rodmenų priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio.

Žinant interferencinių juostelių nustatytas būgno padalų vertes, iš gradavimo kreivės nustatomi juostelių bangos ilgiai. Naudojantis formule (8.3) apskaičiuojamos tiriamos medžiagos dvejopo spindulių lūžio geba.



8.3 pav. Chromatinės poliarizacijos tyrimo optinė schema

## 9. ERDVINIS FILTRAVIMAS IR ATVAIZDŲ SUSIDARYMO TYRIMAS

### Užduotys

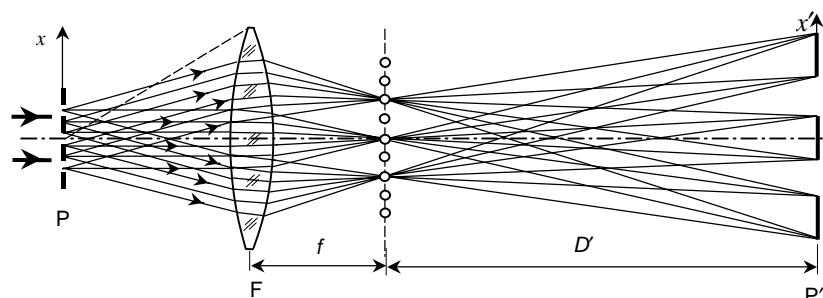
1. Sukurti dviejų periodinių struktūrų erdvinį spektrą.
2. Panaudojant erdvinį filtravimą sukurti įvairius dvimatės gardelės atvaizdus.
3. Pakartoti Abės (*Abbe*) bandymą.

### Teorija

Lęšiai ir sudėtingesnės optinės sistemos (objektyvai) naudojamos objektų atvaizdams sukurti. Objekto atvaizdas yra optinės sistemos perteiktas šviesos, sklindančios nuo objekto, intensyvumo pasiskirstymas. Lęšiai yra baigtinių matmenų, be to, optinėse sistemose dažnai naudojamos įvairios diafragmos, todėl pro optinę sistemą sklindanti šviesos banga difraguoja. Difrakcija turi esminio poveikio sukurtam atvaizdų kokybei.

Dažniausiai naudojamas koherentinis arba nekoherentinis daiktų apšvietimo būdas. Kai apšviečiama koherentinėmis bangomis, iš įvairių objekto taškų sklindančios šviesos bangos yra koherentinės ir tarpusavyje interferuoja. Antruoju atveju objekto taškai skleidžia nekoherentines bangas, kurių intensyvumai atvaizdo plokštumoje adityvūs.

Panagrinėsime koherentinį apšvietimą. Abės teorija įrodo, kad atvaizdai susidaro dėl bangų interferencijos. Pagal šią teoriją, objektas yra sudėtinga difrakcinė gardelė. Tarkime, kad statmenai į gardelės pavidalo objektą P krinta plokščioji banga (9.1 pav.). Už objekto dėl difrak-



9.1 pav. Optinio atvaizdo susidarymo schema

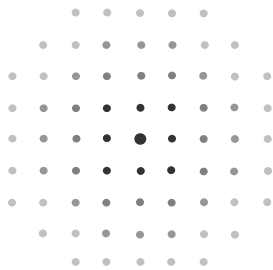
cijos susidaro daug difragavusių pluoštelių, sklindančių įvairiomis kryptimis. Interferencijos maksimumų kryptis nusako ši sąlyga:

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

čia  $d$  – gardelės periodas,  $\varphi$  – difrakcijos kampas,  $m$  – interferencijos eilė,  $\lambda$  – bangos ilgis (dydis  $d \sin \varphi$  yra gretimų pluoštelių bangų eigos skirtumas).

Difragavusios bangos erdvėje susiskaido į erdvinės harmonikas, besiskiriančias *erdviniais dažniais* (erdvinis dažnis – dydis, atvirkščias struktūros erdviniam periodui), ir objektyvo židi-

nio plokštumoje F susidaro Fraunhoferio (*Fraunhofer*) difrakcinis vaizdas iš nuosekliai išsidėsčiusių įvairių eilių maksimumų (9.2 pav.). Jis vadinamas difrakcinės gardelės *Furjė* (*Fourier*) *spektru* (arba *erdviniu spektru*).



9.2 pav. Erdvinio spektro vaizdas lęšio židinio plokštumoje

Kiekvienas lęšio židinio plokštumos taškas yra antrinių koherentinių bangų šaltinis. Iš jų sklindančios bangos tarpusavyje interferuoja ir sukuria objekto atvaizdą atvaizdo plokštumoje P'. Į kiekvieną atvaizdo tašką ateina spinduliai, kiekvienas iš kurių perėjo atitinkamą erdvinio spektro maksimumą. Neiškraipytas gardelės atvaizdas su visomis detalėmis susidaro tada, kai šviesos pasiskirstymas plokštumoje P' nusakomas visomis Furjė spektro dedamosiomis. Norint sukurti tikslų objekto atvaizdą, reikia erdvinio spektro visų dažnių harmonikų. Tačiau tai neįmanoma, nes objektyvo anga ribota. Praktiniams tikslams pakanka angos, praleidžiančios didesnės energijos erdvines harmonikas. Be to, konkrečiam bangos ilgiui  $\lambda$  ir gardelės periodui  $d$  pagrindiniai maksimumai yra ne didesnės kaip

$m_{\max} = d/\lambda$  eilės. Juose yra informacija apie Furjė dedamąsias, kurių erdvinis periodas ne mažesnis kaip

$$l_{\min} = \frac{d}{m_{\max}} = \lambda.$$

Struktūros detalės, kurių gardelės periodas mažesnis, neturi reikšmės difrakciniam vaizdui.

Objekto atvaizde gali atsirasti iškreiptų detalių, jei pašalinamos kai kurios erdvinės harmonikos.

Periodinė struktūra, susidedanti iš  $N$  vienodų  $s$  pločio plyšių, tarp kurių yra neskaidrūs tarpeliai, sudaro vienmatę gardelę su periodu  $d$ . Lęšio židinio plokštumoje F, kurioje susidaro ryškūs Furjė spektro maksimumai, pastatyta stačiakampė diafragma, kurios šoninės kraštinės lygiagrečios su plyšiais. Matematiškai nusakant atvaizdo šviesos intensyvumo skirstinį gaunama, kad santykinis intensyvumas atvaizdų plokštumoje P' reiškiamas taip:

$$\frac{I(x')}{I_0} = 1 + 2 \sum_{1 \leq m \leq k} \frac{\sin(m \pi s / d)}{m \pi s / d} \cos(2 \pi m x' / d'); \quad (9.1)$$

čia  $x'$  – atvaizdo, kurio periodas  $d'$ , taško koordinatė;  $I_0$  – nuo skaičiaus  $m$  nepriklausanti konstanta;  $k = ad/\lambda f$  (čia  $a$  – diafragmos ilgis);  $d' = -D'd/f$  (čia  $D'$  – atstumas nuo objektyvo židinio plokštumos iki atvaizdo plokštumos).

Pirmasis (9.1) išraiškos narys nusako santykinį intensyvumą, kai  $m = 0$ . Jei diafragma labai ilga, tai sumuojant,  $k = \infty$  ir tada atvaizdas visiškai panašus į objektą.

Jei diafragmos ilgis  $a$  toks mažas, kad atvaizdui sukurti naudojamas tik nulinės eilės spektras (jei  $k$  yra taisyklingoji trupmena, tai  $I(x') = \text{const}$ ), tai atvaizdo plokštuma bus tolygiai apšviesta.



Jei per diafragmą pereina nulinė ir dvi pirmosios harmonikos ( $m = 0, \pm 1$ ), t. y. jei  $k$  šiek tiek didesnis už vieneta, tai

$$\frac{I(x')}{I_0} = 1 + 2 \frac{\sin(\pi s / d)}{\pi s / d} \cos(2 \pi x' / d').$$

Tada į kiekvieną atvaizdo tašką ateina ne mažiau kaip du spinduliai iš atitinkamų daikto taškų. Atvaizdo periodas  $d'$  taisyklingas ir šviesos intensyvumas pasiskirsto taip, kad tolygiai pereinama nuo šviesių ruožų prie tamsių. Ši sąlyga tenkinama tada, kai pirmos eilės difrakcijos kampas yra ne didesnis už objektyvo apertūros kampą  $u$  (kampas tarp optinės ašies ir spindulio, nubrėžto iš daikto centro į objektyvo kraštą).

Didžiausia erdvinės harmonikos eilė  $m_{\max}$ , kuri turi įtakos atvaizdo kokybei, reiškia taip:

$$\sin \alpha = m_{\max} \frac{\lambda}{d} \leq \sin u.$$

Iš čia

$$m_{\max} \leq \frac{d}{\lambda} \sin u,$$

o mažiausias išskiriamų detalių matmuo lygus jos periodui:

$$l_{\min} = \frac{d}{m_{\max}} = \frac{\lambda}{\sin u}.$$

Jei tarp gardelės ir objektyvo yra lūžio rodiklio  $n$  imersinė terpė, tai

$$l_{\min} = \frac{\lambda}{n \sin u}.$$

Jei apšviečiama įstrižai, tai

$$l_{\min} = \frac{0,5 \lambda}{n \sin u}; \quad (9.3)$$

čia  $n \sin u$  – objektyvo skaitinė apertūra. (9.3) išraiška nusako objektyvo ribinę skyrą. Kuo  $l_{\min}$  vertė mažesnė, tuo optinės sistemos skiriamoji geba didesnė.

Į objektą nepanašus atvaizdas susidaro tada, kai jo sukūrimui naudojamos aukštesnių eilių erdvinio spektro harmonikos. Jei, pavyzdžiui, pašalinamos visos, išskyrus pirmosios eilės, harmonikos, tai atvaizdo periodas lygus  $d'/2$ , todėl tokia atvaizde yra dvigubai daugiau „linijų“ negu objekte. Analogiškas atvaizdas sukuriamas ir tada, kai pašalinamos visos nelyginės harmonikos ( $\pm 1, \pm 3, \dots$ ), o paliekamos lyginės ( $\pm 0, \pm 2, \pm 4, \dots$ ), kurios lemia dvigubai mažesnio periodo gardelės difrakcinį atvaizdą. Šie du gardelės atvaizdai vienas kito atžvilgiu yra atvirkštiniai, t. y. vietoje šviesių juostų susidaro tamsios ir atvirkščiai. Tam turi būti tenkinama sąlyga:  $0,5 \leq s/d \leq 1$ .

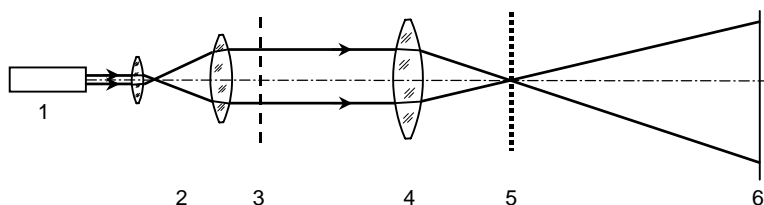
Jei objektas dvimatė difrakcinė gardelė ir lęšio židinio plokštumoje yra plyšys, kuris praleidžia visas vertikalios išsidėsčiusias harmonikas, tai atvaizdo plokštumoje susidaręs atvaizdas yra horizontaliųjų gardelės rėžių sistemos pavidalo.

Optinės sistemos židinio plokštumoje dedant specialias diafragmas (erdvinius filtrus), galima keisti Furjė dedamųjų santykinės amplitudės bei fazės ir kartu atvaizdo pobūdį. Toks metodas vadinamas *erdvinių harmonikų filtravimu* ir plačiai taikomas optinėse sistemose informacijai doroti.

### Tyrimas

Pirmiausia gerai suderinama lazerio 1 spindulių pluošto skėsties sistema (9.3 pav.). Spindulių pluoštas turi kuo vienodžiau apšviesti ekraną 6. Dirbant reikia stengtis, kad visos naudojamos detalės būtų pastatytos išlaikant vieną bendrą sistemos optinę ašį. Stebint atvaizdus pro okuliarą, būtina susilpninti lazerio spindulių pluošto intensyvumą.

Tiriant **mažesnio periodo gardelę** 3, ekranas statomas lęšio 4 židinio plokštumoje 5 ir



9.3 pav. Optinė tyrimo schema

gaunamas ryškus erdvinis (Furjė) spektras. Išmatuojami atstumai  $x_m$  ir  $y_m$  tarp nulinio ir aukštesnių eilių maksimumų, išsidėsčiusių horizontalia ir vertikalia kryptimi, ir apskaičiuojami erdviniai dažniai:

$$\xi_1 = 1/x_1, \quad \xi_2 = 1/x_2, \dots$$

$$\eta_1 = 1/y_1, \quad \eta_2 = 1/y_2, \dots$$

Šios vertės palyginamos su erdvinių dažnių teorinėmis vertėmis, kurios apskaičiuojamos pagal šias formules:

$$\xi_m = \frac{dx}{m f \lambda}, \quad \eta_m = \frac{dy}{m f y};$$

čia  $f$  – lęšio židinio nuotolis,  $dx$  ir  $dy$  – gardelės konstantos, t. y. periodai  $x$  ir  $y$  kryptimis; jie nustatomi atskiru bandymu.

Atliekant tyrimus, kurių tikslas yra nustatyti, kokią įtaką atvaizdo kokybei ir formai daro erdvinių harmonikų skaičius, naudojami erdviniai filtrai. Erdvinis filtras gali būti neskaidrus ekranas, kuriame yra angos, praleidžiančios norimas harmonikas. Jie statomi lęšio židinio plokštumoje 5 ir atvaizdo plokštumoje 6 susidaro vienoks arba kitoks atvaizdas, priklausantis nuo naudotų harmonikų.

Kadangi gardelės periodas mažas, atvaizdo struktūra smulki. Todėl atvaizdas stebimas pro okuliarą, kuris padidina regėjimo kampą. Darbo metu reikia sukurti gardelės atvaizdus, kurių periodai  $d'$ ,  $d'/2$ ,  $d'/3$ ,  $d'/4$ , atvirkštinį atvaizdą ir tolygią ekrano apšvietą, nufiltravus atitinkamas erdvinės harmonikas. Gautieji atvaizdai nusakomi kokybiškai nurodant, kokios erdvinės harmonikos buvo naudotos jų sukūrimui.

Tiriant **didesnio periodo gardelę** ekranas yra 6 padėtyje. Jame matomas gardelės atvaizdas. Furje spektro susidarymo plokštumoje 5 statoma diafragma su vertikaliu (arba horizontaliu) keičiamo pločio plyšiu. Keičiant plyšio plotį ir jo padėtį optinėje ašyje stebima, kaip keičiasi gardelės atvaizdas ekrane. Tuo momentu, kai nufiltruojamos visos  $\xi$  harmonikos (maksimumai  $x$  kryptimi), ekrane matomi tik horizontaliųjų gardelės režių atvaizdai, o nufiltravus visas  $\eta$  harmonikas – tik vertikalųjų. (Gautąjį atvaizdą parodyti dėstytojui). Šį bandymą pirmą kartą atliko Abė.

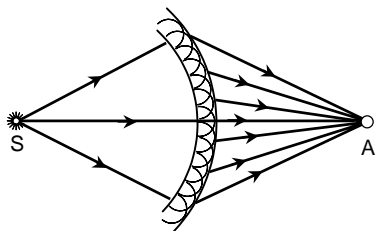
## 10. ŠVIESOS DIFRAKCIJOS TYRIMAS

### Užduotys

1. Išmatuoti plyšio plotį.
2. Išmatuoti atstumą tarp dviejų plyšių.
3. Nustatyti šviesos bangos ilgį iš difrakcinio vaizdo apskritoje angoje.
4. Nustatyti kompaktinio disko takelių tankį.

### Teorija

Šviesai sklindant vienalytėje terpėje geometrinė bangos fronto forma nekinta. Jei banga sklinda nevienalytėje terpėje, kurioje yra neskaidrių kliūčių arba sričių su staigiu lūžio pokyčiu, bangos frontas ir jos intensyvumo pasiskirstymas erdvėje pakinta. Vyksta reiškinys, vadinamas *difrakcija*. Difrakcija yra bet koks šviesos nuokrypis nuo tiesaus sklidimo, vykstantis ne dėl jos atspindžio ir lūžio. Difrakcija vyksta visuomet, kai amplitudės arba fazės pokytis nevienodas visame bangos fronto paviršiuje, t. y. kai yra lokalinis bangos fronto pažeidimas. Šviesos pluoštelio apertūra per bandymus visada lemia prietaisų angos, diafragmos, todėl difrakcija vyksta visuose optiniuose prietaisuose. Difrakcija lemia optinių prietaisų parametrus, matavimų tikslumą.



10.1 pav. Hiuigenso ir Frenelio principas

Daugelis difrakcijos uždavinių sprendžiami pasitelkus Hiuigenso (*Huygens*) ir Frenelio (*Fresnel*) principą. *Hiuigenso principas* teigia, kad **kiekvienas bangos fronto taškas yra antrinių sferinių bangų šaltinis, o bangos frontas bet kuriuo kitu laiko momentu yra šių elementariųjų bangų gaubtinė** (10.1 pav.). *Frenelis* papildė Hiuigenso principą teiginiu, kad **antrinės bangos yra koherentinės ir interferuoja**. Formaliai apibrėžta antrinių bangų gaubtinė įgauna fizikinę prasmę – tai paviršius, kuriame dėl antrinių bangų tarpusavio interferencijos atstojamosios

bangos intensyvumas yra didžiausias.

Papildytas Hiuigenso principas vadinamas *Hiuigenso ir Frenelio principu*. Jis yra pagrindinis bangų optikos principas, kuris padeda nusakyti atstojamosios bangos intensyvumą įvairiomis kryptimis.

### 1. Difrakcija pro vieną plyšį

Tarkime, kad į ilgą (ilgis gerokai didesnis už plotį) plyšį  $MM'$ , kurio plotis  $b$ , krinta plokščioji banga (10.2 pav.). Už plyšio yra lęšis ir jo židinio plokštumoje ekranas  $NN'$ . Jei šviesa sklįsta tiesiai, ekrane matytųsi siaura šviesi juostelė. Iš tikrųjų banga sklinda į visas puses, nes kiekvienas plyšį pasiekusios bangos fronto taškas, pagal Hiuigenso principą, yra antrinių sferinių bangų šaltinis.  $\varphi$  kampu nukrypę spinduliai susirenka taške  $B_\varphi$ .

Norėdami nustatyti virpesių amplitudę kuriame nors ekrano taške B, suskirstykime atvirą bangos paviršiaus dalį į zonas – vienodo pločio siauras juosteles, lygiagrečias su plyšio kraštais. Kiekviena iš šių zonų nagrinėjama kaip į tašką  $B_\varphi$  ateinančių bangų šaltinis. Gretimųjų zonų fazės skiriasi vienu dydžiu. Elementariųjų bangų amplitudės vienodos, nes zonų plotai vienodi, ir jos vienodai palinkusios į stebėjimo tašką.

Elementariosios  $dx$  pločio zonos virpesių amplitudė

$$dA = C dx;$$

čia  $C$  – proporcingumo koeficientas, nepriklausantis nuo  $\varphi$ .

Visų zonų siunčiamų virpesių algebrinė suma

$$A_0 = \int_0^b dA = \int_0^b C dx = C b.$$

Iš čia  $C = \frac{A_0}{b}$ . Tada  $dA = \frac{A_0}{b} dx$ .

Šviesos trikdys atitinkamoje plyšio dalyje išreiškiamas taip:

$$dS = \frac{A_0}{b} dx \cos \omega t.$$

Norint nustatyti viso plyšio poveikį kryptimi  $\varphi$ , reikia įskaityti iš įvairių zonų į tašką  $B_\varphi$  ateinančių bangų fazių skirtumą. Tam brėžiama plokštuma AD, statmena difragavusiems spinduliams. Šioje plokštumoje tarp difragavusių bangų susidaro fazių skirtumas. Lęšis nesukuria papildomo fazių skirtumo. Iš 10.2 pav. matyti, kad eigos skirtumas

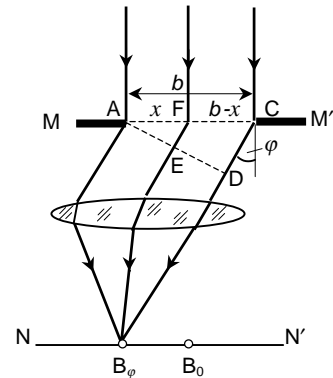
$$FE = x \sin \varphi.$$

Tada plokštumos AD taškuose šviesos trikdys

$$dS = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - k x \sin \varphi);$$

čia  $k = 2\pi/\lambda$ .

Visos atviros bangos paviršiaus dalies atstojamasis trikdys taške  $B_\varphi$  reiškiamas integralu  $x$  vertėms nuo 0 iki  $b$ :



10.2 pav. Difrakcija pro vieną plyšį

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

$$\frac{A_0}{b} \left( -\frac{\lambda}{2\pi \sin \varphi} \right) \left[ \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right) - \sin \omega t \right] =$$

$$A_0 \frac{\sin \left( \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right).$$

Prieš kosinusą esančio nario modulis yra atstojamosios bangos amplitudė  $A_\varphi$  taške  $B_\varphi$  :

$$A_\varphi = \left| A_0 \frac{\sin \left( \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right|.$$

Viduriniajam taškui  $\varphi = 0$ . Tada  $(\pi/\lambda)(b \sin \varphi) = 0$  ir  $A_\varphi = A_0$ , t. y. iš visų elementariųjų zonų bangos į tašką  $B_0$  ateina vienodos fazės bangos, todėl atstojamoji amplitudė tame taške lygi dedamųjų bangų amplitudžių algebrinei sumai.

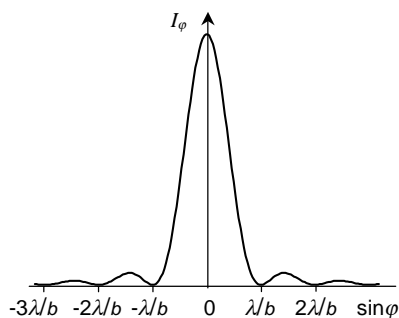
Kai kampų vertės  $\varphi$  tenkina sąlygą  $(\pi/\lambda)(b \sin \varphi) = \pm m\pi$  (čia  $m = 1, 2, \dots$ ), t. y. kai

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (10.1)$$

atstojamoji amplitudė  $A_\varphi = 0$ . Ši sąlyga nusako mažiausios apšvietos (*minimumų*) padėtis. Pirmasis minimumas susidaro linkme, kurią apibrėžia sąlyga:  $\sin \varphi = \pm \lambda/b$ .

Tarp minimumų išsidėstę antriniai maksimumai, kurie yra gerokai silpnesni už centrinį maksimumą. Jie susidaro  $\varphi$  vertėms, tenkinančioms sąlygas:

$$\sin \varphi_1 = \pm 1,43 \lambda/b, \quad \sin \varphi_2 = \pm 2,46 \lambda/b, \dots$$



10.3 pav. Intensyvumo pasiskirstymas, kai difrakcija vyksta pro vieną plyšį

Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left( \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2};$$

čia  $I_0$  – šviesos intensyvumas difrakcinio vaizdo viduryje,  $I_\varphi$  – intensyvumas  $B_\varphi$  taške  $\varphi$  kryptimi. Šios funkcijos grafikas pavaizduotas 10.3 pav. Minimumų skaičius priklauso nuo santykio  $b/\lambda$ . Antrinių maksimumų intensyvumas sparčiai mažėja. Jei  $I_0 = 1$ , tai

$$I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : \dots$$

Maksimumų ir minimumų padėtys priklauso nuo bangos ilgio.

Iš išraiškos  $b \sin \varphi = \pm m \lambda$  išplaukia, kad atstumas nuo difrakcinio vaizdo centro iki minimumų didėja mažėjant plyšio pločiui  $b$ , t. y. siaurėjant plyšiui centrinis maksimumas plečiasi. Kai  $b \approx \lambda$ , tai  $\sin \varphi \approx 1$  ir  $\varphi \approx \pi/2$ , t. y. pirmasis minimumas pasislenka į begalinio ekrano kraštą.

## 2. Difrakcija pro du plyšius

Difrakcijos pro vieną plyšį vaizdas nekinta, jei plyšys stumdomas lygiagrečiai su ekranu. Jei šviesa praeina pro du vienodus tarpusavyje lygiagrečius plyšius, susidaręs vaizdas yra daug sudėtingesnis, nes dar vyksta iš abiejų plyšių sklindančių bangų tarpusavio interferencija.

Tarkime, kad plokščioji banga statmenai krinta į du plyšius (10.4 pav.), kurių kiekvieno plotis  $b$ , atstumas tarp jų  $d$ . Difrakcinio vaizdo minimumų, susidariusių dėl šviesos difrakcijos pro vieną plyšį, vieta nepakinta ir vykstant difrakcijai pro du plyšius, nes tose vietose, kurių kryptimi šviesa nesklinda nė iš vieno plyšio, nebus jos ir iš dviejų plyšių. Tačiau dėl bangų iš dviejų plyšių tarpusavio interferencijos atsiranda papildomų difrakcinio vaizdo maksimumų ir minimumų.

Eigos skirtumas

$$AD = AC \sin \varphi = d \sin \varphi .$$

Šviesos intensyvumo pasiskirstymą ekrano plokštumoje nusako tokia išraiška:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left( \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2} \cos^2 \left( \frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi \right).$$

Pirmasis šios formulės daugiklis apibūdina intensyvumo skirstinį, susidariusį difragavus šviesai pro  $b$  pločio plyšį, o antrasis daugiklis – intensyvumo skirstinį interferavus šviesos pluošteliams, sklindantiems iš dviejų plyšių. Funkcijos grafikas pavaizduotas 10.5 pav.

Jei

$$d \sin \varphi = m \lambda \tag{10.2}$$

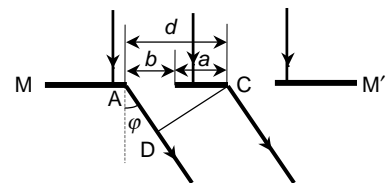
(čia  $m = 0, 1, 2, \dots$ ), susidaro maksimumas, t. y. iš vieno plyšio atėjusios bangos sustiprina iš kito plyšio atėjusias bangas. Šie maksimumai vadinami *pagrindiniais maksimumais*.

Jei

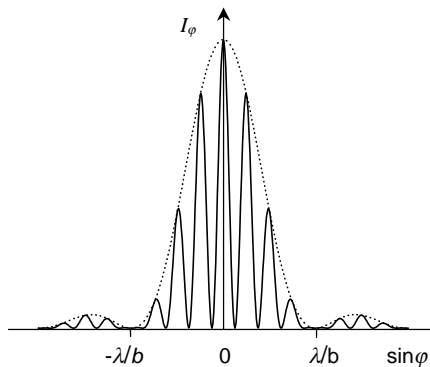
$$d \sin \varphi = (m + 1/2) \lambda,$$

susidaro papildomi minimumai, t. y. dviejų plyšių siunčiamos bangos susilpnina viena kitą.

Difrakcijos dviejuose plyšiuose vaizdą sudaro:



10.4 pav. Difrakcija pro du plyšius



10.5 pav. Intensyvumo skirstinys difraguojant šviesai pro du plyšius

Pirminiai minimumai  $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$   
 Papildomi minimumai  $d \sin \varphi = \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2 \dots$   
 Pagrindiniai maksimumai  $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$

Taigi susidaro esminis intensyvumo pasiskirstymo pokytis: tarp dviejų pagrindinių maksimumų atsiranda papildomas minimumas.

Kadangi difrakcijos pro vieną plyšį vaizdo centrinis maksimumas gerokai intensyvesnis už antinius maksimumus, tai difrakcijos pro du plyšius sukurto vaizdo centrinio maksimumo srityje, t. y.  $\sin \varphi = \pm \lambda/b$  srityje, sutelkta beveik visa difragavusios šviesos energija.

Jei atstumas tarp plyšių pastovus, o jų plotis mažėja, tai difrakcinio maksimumo plotis didėja ir tarp jo ribų susidaro daugiau, bet mažesnio intensyvumo juostelių. Kai naudojama baltoji šviesa, centrinis maksimumas yra baltas, o kiti iš kraštų spalvoti.

### 3. Difrakcija pro apskritą angą

Panagrinėsime šviesos sklidimą pro apskritą angą neskaidrioje kliūtyje. Tarkime, kad apskrita anga  $DD'$  praleidžia dalį sferinės bangos, sklindančios iš taškinio spinduolio  $A$  (10.6 pav.). Nusakysime bangos sukeltą trikdį taške  $B$  atstumu  $r$  už kliūtis. Suskirstysime bangos paviršių  $S$  į žiedines zonas (*Frenelio zonas*) taip, kad atstumai nuo zonos kraštų iki taško  $B$  skirtųsi  $\lambda/2$ , t. y.

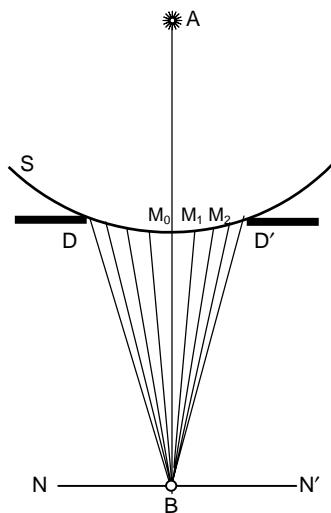
$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = \dots = \lambda/2.$$

Taip suskirsčius bangos frontą, iš atitinkamų gretimų bangos fronto zonų į tašką  $B$  ateinančių virpesių fazės priešingos. Rasime onų matmenis. Pirmajai zonai (10.7 pav.) sudaroma tokia išraiška:

$$\rho^2 = R^2 - (R - h)^2 = (r + \lambda/2)^2 - (r + h)^2. \text{ Kadangi } R \text{ ir } r \gg \lambda, \text{ tai}$$

$$h = \frac{r}{R+r} \frac{\lambda}{2}. \quad (10.3)$$

Sferinio segmento, kurio spindulys  $\rho$ , plotas  $\sigma_0 = 2\pi Rh$ . Įrašius (11.3) išraišką gaunama tokia formulė:



10.6 pav. Šviesos difrakcija pro apskritą angą



$$\sigma_0 = \frac{\pi R r}{R + r} \lambda.$$

Taigi Frenelio metodu bangos frontas suskirstomas į vienodo ploto  $\sigma_0$  zonas. Iš atskirų zonų į tašką B ateinančių virpesių amplitudės priklauso nuo atstumo  $r$  ir kampo  $\varphi$ . Didėjant zonos numeriui  $k$  didėja atstumas  $r_k$  ir kampas  $\varphi$ . Todėl iki taško B iš atskirų zonų ateinančių virpesių amplitudės monotoniškai mažėja:

$$a_1 > a_2 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots$$

Kadangi iš gretimų zonų į tašką B ateinančių virpesių fazės yra priešingos, tai atstojamojo virpesio amplitudė

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k.$$

Ženklas prie  $a_k$  teigiamas, kai  $k$  nelyginis, ir neigiamas, kai  $k$  lyginis.

Akivaizdu, kad esant lyginiam zonų skaičiui jų gretimų porų skleidžiamos bangos taške B viena kitą silpnina ir atstojamojo virpesio amplitudė  $A_k$  tame taške nedidelė. Kai zonų skaičius nelyginis, vienos zonos skleidžiamos bangos lieka nesusilpnintos ir  $A_k$  yra didesnė.

$$A_k = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2};$$

čia pliuso ženklas atitinka nelyginį, o minuso – lyginį zonų skaičių  $k$ .

Skylėje telpančių zonų skaičius priklauso nuo angos ploto santykio su atskiros zonos plotu bei nuo angos padėties spinduolio atžvilgiu. Tariant, kad  $h$  mažas dydis, iš 10.7 pav. galima išreikšti centrinės zonos spindulį

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{R r}{R + r}} \lambda$$

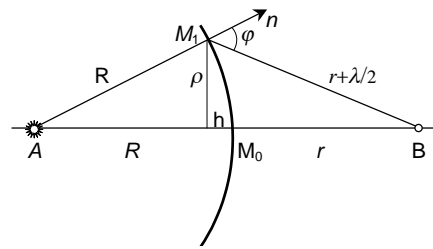
ir  $k$  zonos spindulį

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{R r}{R + r}} \lambda. \quad (10.4)$$

Šios zonos spindulys yra kartu ir nagrinėjamosios angos spindulys.

Atstojamojo virpesio amplitudė taške B priklauso nuo atidengtų zonų skaičiaus, kurį lemia taško vieta. Įvairiems taškams  $k$  skirtingas. Tuose taškuose, kuriems  $k$  nelyginis,  $A_k$  didesnė, o kuriems  $k$  lyginis –  $A_k$  mažesnė.

Kadangi amplitudės kvadratas nusako intensyvumą, tai išilgai linijos  $M_0B$  šviesos intensyvumas kinta. Jei spinduolio, angos ir stebimo taško B tarpusavio padėtis pastovi, tai intensyvumas taške B priklauso nuo angos spindulio  $\rho$  ir bangos ilgio  $\lambda$ .

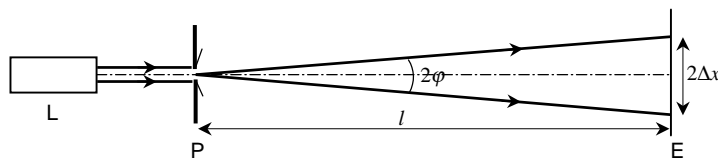


10.7 pav. Pirmoji Frenelio zona

Taigi difrakcinis vaizdas už apskritos angos yra pasikartojančių šviesių ir tamsių bendracentrių žiedų sistema. Centre yra arba šviesi (kai zonų skaičius nelyginis), arba tamsi (kai lyginis) dėmė. Šie vaizdai keičia vienas kitą, jei ekranas NN' stumdomas lygiagrečiai DD' atžvilgiu.

## Tyrimas

1. Difrakcijos **pro viena plyšį** tyrimui naudojama He-Ne lazeris L, kurio spinduliuote ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ) apšviečiamas tiriamasis plyšys P, ir ekranas E, kuriame stebimas difrakcinis plyšio vaizdas (10.8 pav.). Ekране matomas simetrinis difrakcinis vaizdas, susidedantis iš intensyviausio centrinio šviesaus maksimumo ir šalia išsidėsčiusių silpnesnių aukštesnių eilių maksimumų. Tarp jų yra tamsūs minimumai. Išmatuojami atstumai  $2\Delta x$  tarp pirmųjų (interferencijos



10.8 pav. Tyrimo schema

eilė  $m = \pm 1$ ) ir antrųjų ( $m = \pm 2$ ) minimumų. Išmatuojamas atstumas  $l$  nuo plyšio iki ekrano.

Difrakcijos kampas apskaičiuojamas pagal formulę

$$\sin \varphi \approx \tan \varphi = \frac{\Delta x}{l}$$

ir įrašoma į formulę (10.1). Tada plyšio plotis išreiškiamas taip:

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{Rr}{R+r}} \lambda.$$

Plyšio plotis apskaičiuojamas išmatavus atstumus tarp pirmos ir antros eilės minimumų bei pakeitus atstumą nuo plyšio iki ekrano. Rezultatai vidurkinami.

Keičiant plyšio plotį stebima, kaip keičiasi difrakcinis vaizdas ekrane. Aprašomi pastebėti kokybiniai pokyčiai.

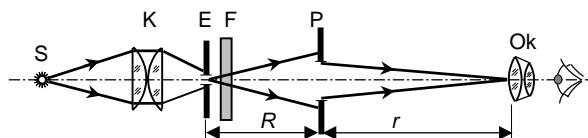
2. Difrakcijos **pro du vienodo pločio plyšius**, esančius vienas šalia kito, tyrimui naudojamos tos pačios priemonės (10.8 pav.). Padėtyje P įtaisoma plokštelė su dviem plyšiais. Ekране stebimas difrakcinis vaizdas, susidedantis iš daugelio smulkesnių maksimumų ir minimumų. Išmatuojamas atstumas  $\Delta x'$  tarp  $m = 5 \div 10$  maksimumų (arba minimumų), atstumas  $l$  nuo plyšių iki ekrano ir apskaičiuojamas atstumas  $d$  tarp plyšių pagal tokią formulę:

$$d = m \frac{l}{\Delta x'} \lambda.$$

Norint nustatyti tarpelio tarp plyšių plotį  $a$ , reikia apskaičiuoti plyšio plotį  $b$  (pagal 1 p. išdėstytą metodiką). Tada tarpelio plotis  $a = d - b$ .

Matuojama kelis kartus pakeitus atstumą nuo plyšių iki ekrano.

3. Kadangi interferencijos maksimumų vieta priklauso nuo bangos ilgio  $\lambda$ , iš difrakcinio vaizdo galima nustatyti **spinduliuotės bangos ilgį**. Ši užduotis atliekama pagal tokią metodiką. Kaitinamosios lempuotės S šviesa kondensoriumi K nukreipiama į plokštelę E su maža skylute (11.9 pav.). Iš jos sklindanti sferinė banga, perėjusi pro optinį filtrą F, apšviečia plokštelę P su žinomo spindulio  $\rho$  skylute. Difrakcinis vaizdas stebimas pro okuliarą Ok. Pradžioje okuliaras



10.9 pav. Difrakcijos pro apskritą angą tyrimo schema

pristumiamas prie pat plokštelės P ir palengva traukiamas išilgai optinės ašies nuo jos. Stebimas difrakcinio vaizdo centras. Pastebėjus centre pirmąją ryškiausią tamsią dėmelę, išmatuojamas atstumas  $r$  nuo skylutės P iki okuliario. Šiuo atveju skylutėje tilpo dvi Frenelio zonos. Stumiant okuliarą toliau nustatomos jo vietos, kai matomos kitos tamsios dėmelės vaizdo centre. Zonų skaičius didėja po dvi.

Remiantis (10.4) formule galima išreikšti spinduliuotės bangos ilgį ir jį apskaičiuoti:

$$\lambda = \frac{R + r}{R r} \frac{\rho^2}{k};$$

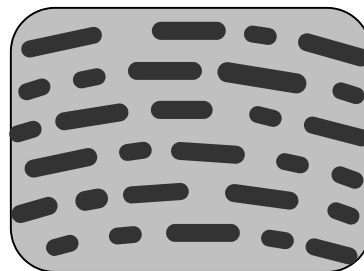
čia  $R$  – atstumas nuo taškinio spindulio E iki plokštelės P su skylute,  $r$  – atstumas nuo plokštelės su skylute iki okuliario,  $\rho$  – skylutės spindulys,  $k$  – skylutėje telpantių zonų skaičius.

Per eksperimentą matuojama naudojant atskirai du šviesos filtrus ir kelias plokšteles su skirtingo skersmens skylutėmis. Iš tyrimo rezultatų reikia nustatyti, kaip difrakcinis vaizdas priklauso nuo skylutės skersmens, bangos ilgio ir taškinio spindulio padėties stebimos vietos atžvilgiu.

4. Optiniai informacijos kaupikliai – **kompaktiniai diskai** skirti skaitomai informacijai saugoti. Palyginti nesudėtingais šiuolaikiniais metodais galima saugoti didžiulius informacijos kiekius.

Lazerio spindulys naudojamas ne tik informacijai įrašyti, bet ir ją skaityti. Pradinis įrašas daromas ant poliruoto stiklinio disko, padengto šviesai jautriu lako sluoksniu. Lazerio spindulio paveiktos sluoksnio vietos naikinamos tirpikliu ir lako paviršiuje susidaro mikroskopinės įdubos (10.10 pav.), vadinamos *pitais*. Pitai sudaro spiralinį takelį, prasidedantį disko centre.

Diskų kopijų gamyba panaši į patefono plokštelių dauginimą. Nuo stiklinio disko, padengto laku, gaunamos



10.10 pav. Padidintas CD-ROM disko dalies vaizdas

metalinės kopijos, kurios naudojamos kaip matricos presuojant karštus polikarbonato diskus. Ant šių diskų užgarintas metalo sluoksnis atlieka reflektoriaus funkciją. Pagaminti diskai padengiami skaidriu apsauginiu sluoksniu.

Naudojami diskai su spiralės formos takeliu, kurio ilgis siekia 10 km. Takelių tankis 16000 coliui (palyginimui – lankstaus diskelio 69 takeliai coliui).

Šioje darbo užduotyje tiriama išpjauta kompaktinio disko plokštelė, nuo kurios pašalintas metalinis sluoksnis. Todėl galima tirti spindulių difrakciją pereinančioje šviesoje. Tyrimo metodika analogiška 1 p. išdėstytai metodikai. Ištyrus difrakcinį vaizdą iš išmatuotų duomenų nustatomas atstumas tarp takelių:

$$d = m \frac{\sqrt{l^2 + \Delta x^2}}{\Delta x} \lambda ;$$

čia  $m$  – interferencijos eilė,  $l$  – atstumas nuo disko plokštelės iki ekrano,  $\Delta x$  – atstumas nuo centrinio interferencijos maksimumo iki  $m$  eilės maksimumo.

Žinant atstumą  $d$  tarp takelių apskaičiuojamas tiriamojo disko takelių tankis, t. y. takelių skaičius vienetiniam ilgiui.

## 11. DIFRAKCIŅĒ GARDELĒ

### Užduotys

1. Nustatyti rėžių skaičių vienam gardelės milimetrui.
2. Išmatuoti gardelės kampinę dispersiją įvairiose spektro eilėse.
3. Nustatyti kampinės dispersijos priklausomybę nuo spindulių kritimo kampo.
4. Įvertinti gardelės skiriamąją gebą ir didžiausios energijos spektro eilę.

### Teorija

Difrakcinė gardelė yra difrakcinis elementas, sudarytas iš didelio skaičiaus periodiškai išdėstytų rėžių (griovelių, plyšių, iškilimų) plokščiaje arba įgaubtame optiniame paviršiuje. Difrakcinė gardelė naudojama spektriniuose prietaisuose kaip dispersinė sistema, skaidanti elektromagnetinę spinduliuotę į spektrą. Difrakcinės gardelės rėžiai krintančiosios šviesos bangos frontą išskaido į atskirus koherentinius pluoštelius, kurie difragavę rėžiuose interferuoja ir sukuria atstojamąjį erdvinį šviesos stiprio pasiskirstymą, t. y. spinduliuotės spektrą.

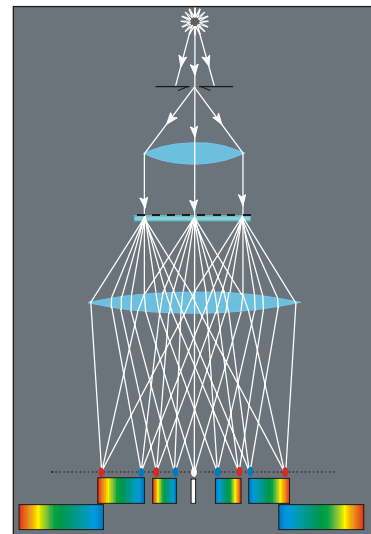
Difrakcinės gardelės skirstomos į skaidriąsias ir atspindžio gardeles. Skaidriosios gardelės rėžiai padaryti skaidriame (stiklo) paviršiuje ir interferencinį vaizdą sukuria pro gardelę perėjusi šviesa (11.1 pav.). Plokščiosios atspindžio gardelės, kurių rėžiai daromi specialiu deimantiniu rėztuku ant veidrodinio paviršiaus, turi tiesius griežtai lygiagrečius vienodos formos rėžius. Rėžio formą lemia rėztuko briaunos profilis. Interferencinį vaizdą sudaro atsispindėjusi nuo gardelės šviesa.

Difrakcinė gardelė yra periodinė struktūra, kurioje atstumas tarp rėžių  $d$  (11.2 pav.) yra pastovus ir vadinamas difrakcinės gardelės periodu.

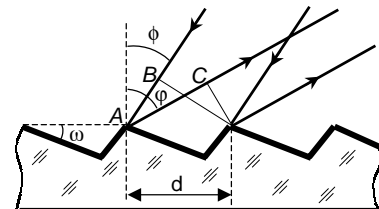
Tarkime, kad į plokščiąją difrakcinę gardelę krinta lygiagretus šviesos pluoštelis. Iš visų gardelės rėžių  $N$  sklindantys koherentiniai pluošteliai interferuoja ir erdvinis šviesos intensyvumo pasiskirstymas gali būti išreikštas dvių funkcijų sandauga:

$$I_{\phi} = I_N I_g.$$

Funkcija  $I_g$  nusako šviesos difrakciją pro atskirą rėžį, o funkcija  $I_N$  – iš gardelės rėžių sklindančių koherentinių  $N$  pluoštelių interferenciją. Ši funkcija susijusi su periodinės gardelės struktūra. Konkrečiam bangos ilgiui  $\lambda$  funkciją  $I_N$  nusako gardelės periodas  $d$ , bendras rėžių skaičius  $N$  ir pluoštelių kritimo  $\phi$  bei difrakcijos  $\varphi$  kampas (11.2 pav.),



11.1 pav. Spindulių eiga pro difrakcinę gardelę



11.2 pav. Atspindžio difrakcinės gardelės paviršiaus profilis

bet nepriklauso nuo rėžių formos. Šios funkcijos išraiška yra tokia:

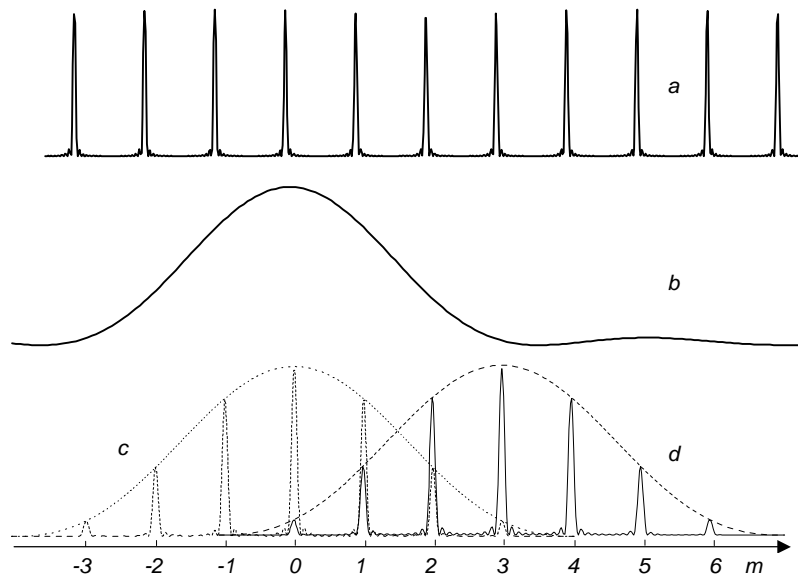
$$I_N = \frac{\sin^2 N\theta}{\sin^2 \theta} ;$$

čia  $\theta = \pi\Delta/\lambda$ , o  $\Delta = d(\sin\phi + \sin\varphi)$  yra eigos skirtumas tarp koherentinių lygiagrečių pluoštelių, difragavusių kampu  $\varphi$  pro gretimus gardelės rėžius ( $\Delta = AB + AC$ ).

$I_N$  yra periodinė funkcija, turinti ryškius stiprius pagrindinius maksimumus ir silpnus antrinius maksimumus (11.3 a pav.). Tarp gretimų pagrindinių maksimumų yra  $N - 2$  antrinių maksimumų ir  $N - 1$  minimumų. Pagrindinių maksimumų padėtį nusako sąlyga:  $\sin\theta_{\max} \rightarrow 0$ . Tada  $\frac{\sin N\theta}{\sin \theta} \rightarrow N$  ir  $I_N$  vertė yra didžiausia. Todėl  $\theta_{\max} = \pm m\pi$ ; čia  $m = 0, 1, 2, \dots$  – sveikasis

skaičius. Tada galioja ši lygybė:

$$\Delta = d(\sin\phi + \sin\varphi) = \pm m\lambda, \quad (11.1)$$



11.3 pav. Difrakcinės gardelės interferencinės funkcijos

kuri reiškia, kad pagrindiniai maksimumai susidaro tokiomis kryptimis, kuriomis eigos skirtumas tarp gretimų koherentinių pluoštelių yra lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui. Visų pagrindinių maksimumų intensyvumas yra vienodas ir proporcingas  $N^2$ , o antrinių maksimumų intensyvumas mažas ir neviršija  $1/23$  pagrindinio.

Iš (11.1) išraiškos, kuri vadinama *gardelės lygtimi*, išplaukia, kad esant tam tikram spindulių kritimo kampui  $\phi$  **pagrindinio maksimumo kryptis  $\theta_{\max}$  priklauso nuo bangos ilgio  $\lambda$** . Tai reiškia, kad difrakcinė gardelė skirtingų bangos ilgių spinduliuotę suskaido erdvėje. Jei gardelėje difragavusią spinduliuotę nukreiptume į objektyvą, tai jo židinio plokštumoje susidaro

spektras. Kai  $m \neq 0$ , susidaro keletas spektrų kiekvienai  $m$  vertei atskirai. Dydis  $m$  yra spektro eilė. Nulinės eilės ( $m = 0$ ) spektras nesusidaro, nes (12.1) sąlyga tenkinama bet kokiems bangos ilgiams (visų bangos ilgių pagrindinių maksimumų vieta sutampa). Kai  $m = 0$ , tai  $\varphi_0 = -\phi$ , t. y. nulinės eilės maksimumo kryptį lemia veidrodinis atspindys nuo gardelės paviršiaus; ir krintantis, ir difragavęs nulinės eilės šviesos pluoštelis yra simetriškas statmens, nuleisto į gardelę, atžvilgiu. Į abi puses nuo nulinės eilės maksimumo išsidėstę  $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3$  ir t. t. eilių maksimumai ir spektrai.

Funkcija  $I_g$ , lemianti atstojamąjį intensyvumo pasiskirstymą spektre, apibūdina šviesos difrakciją atskirame režyje. Ji priklauso nuo dydžių  $d$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  ir  $\varphi$ , taip pat nuo režio formos (jo profilio). Kai amplitudinė plokščioji gardelė sudaryta iš siaurų plyšių neskaidriame ekrane arba siaurų atspindinčių juostelių plokštumoje, tada funkcijos  $I_g$  pavidalas yra toks:

$$I_g = E_0^2 b^2 \frac{\sin^2 u}{u^2}; \quad (11.2)$$

čia  $u = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi)$ ,  $b$  – plyšio (arba atspindinčios juostelės) plotis. (11.2) išraiška nusa-

ko difrakcinį intensyvumo pasiskirstymą vykstant Fraunhoferio difrakcijai pro  $b$  pločio plyšį. Jos grafikas pateiktas 11.3 b pav. Pagrindinio difrakcijos maksimumo kryptis nustatoma iš sąlygos:

$$u = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi) = 0$$

arba

$$\sin\phi + \sin\varphi = 0.$$

Iš čia  $\varphi_0 = -\phi$ , t. y. ši kryptis atitinka veidrodinio atspindžio nuo difrakcinės gardelės plokštumos kampą.

Taigi pagrindinio difrakcijos maksimumo kryptis sutampa su nulinės eilės spektro kryptimi. Iš to išplaukia, kad didžiausia abiejų funkcijų sandaugos  $I_N I_g$  vertė, kartu ir didžiausias intensyvumas, yra nulinės eilės spektrui. Kitų eilių ( $m \neq 0$ ) spektro intensyvumas atitinkamai mažesnis (11.3 c pav.), todėl amplitudines difrakcines gardeles spektriniuose prietaisuose naudoti nenaudinga, nes didžioji į difrakcinę gardelę krintančios šviesos energijos dalis nesuskaičiama į spektrą, o kitų eilių spektro intensyvumas menkas.

Jei difrakcinės gardelės režiai yra nesimetrinės trikampio formos, funkcijos  $I_g$  argumentas  $u$  priklauso ir nuo režio briaunos polinkio kampo  $\omega$  (11.1 pav.). Tada difrakcinio maksimumo didžiausio intensyvumo kryptį lemia veidrodinis krintančiojo pluoštelio atspindys ne nuo gardelės paviršiaus, o nuo režių plokštumų. Keičiant režio briaunos kampą  $\omega$ , galima sutapdinti funkcijos  $I_g$  maksimumo centrą su bet kuriuo funkcijos  $I_N$  pagrindiniu norimos eilės  $m \neq 0$  interferencijos maksimumu (11.3, d pav.). Tokio sutapdinimo sąlyga yra tokia: kampas  $\phi$  ir  $\varphi_{\max}$  turi vienu metu tenkinti šiuos sąryšius:

$$d(\sin\phi + \sin\varphi_{\max}) = m\lambda \quad \text{ir} \quad \phi + \varphi_{\max} = 2\omega. \quad (11.3)$$

Tokiomis sąlygomis konkrečios eilės  $m \neq 0$  spektras yra intensyviausias. Iš (11.3) formuliu galima nustatyti reikalingą kampo  $\omega$  vertę konkrečioms  $\lambda$ ,  $d$ ,  $\phi$  ir  $m$  vėrtėms. Fazinė difrakcinė gardelė, kurių rėžių profilis trikampis ir kurios iki 80 % į gardelę krintančios šviesos srauto sutelkia nenulinės eilės spektre vadinamos *ešeletais*.

Pagrindinius difrakcinės gardelės parametrus – kampinę dispersiją  $d\phi/d\lambda$  ir skiriamąją gebą  $R = \lambda/\delta\lambda$  – nusako tik funkcijos  $I_N$  savybės

Difrakcinės gardelės kampinė dispersija, apibūdinanti skirtingų bangos ilgių spindulių erdvinio išskaidymo didumą, diferencijuojant (11.3) formulę, išreiškiama taip:

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos\phi}.$$

Konkrečią spektro eilę  $m$  atitinkanti kampinė dispersija tuo didesnė, kuo mažesnis gardelės periodas. Be to, ji didėja didėjant difrakcijos kampui  $\phi$ . Tam tikro rėžio profilio ešeletu galima sutelkti energiją didesnėmis difrakcijos kryptimis  $\phi$ . Taigi galima pagaminti didelio šviesumo spektrinius prietaisus su didele kampine dispersija.

Difrakcinės gardelės skiriamoji geba  $R = \lambda/\delta\lambda$ ; čia skyra  $\delta\lambda$  yra mažiausias skirtumas tarp dviejų vienodo intensyvumo monochromatinių bangų ( $\lambda$  ir  $\lambda + \delta\lambda$ ), kurias spektre dar galima atskirti. Difrakcinės gardelės skiriamoji geba

$$R = m N = L (\sin\phi + \sin\varphi) / \lambda ; \quad (11.4)$$

čia  $L = Nd$  – apšviestos difrakcinės gardelės rėžinės dalies plotis.

Iš (11.4) išraiškos išplaukia, kad konkrečioms  $\phi$  ir  $\varphi$  kampams skiriamąją gebą galima padidinti didinant gardelės matmenis. Skiriamoji geba didėja didėjant difrakcijos kampui  $\phi$ , tačiau lėčiau už kampinę dispersiją  $d\phi/d\lambda$ . Skiriamąją gebą ir kampinę dispersiją sieja šis sąryšis:

$$R = D_\phi d\phi/d\lambda;$$

čia  $D_\phi = L \cos\phi$  – gardelėje  $\phi$  kampu difragavusio lygiagretaus pluošto plotis.

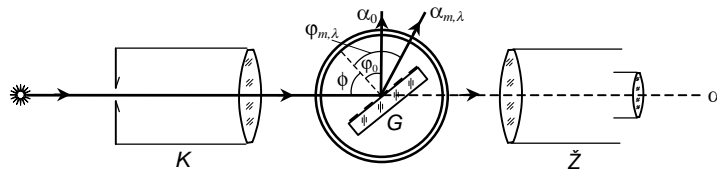
## Tyrimas

Sureguliuojamas goniometras (žr. **Goniometras G5**, aprašas).

Ant goniometro stalelio dedama tiriamoji difrakcinė gardelė (G) ir goniometro kolimatoriumi (K) į ją nukreipiama gyvsidabrio lempos šviesa (11.4 pav.). Pro goniometro žiūrono (Ž) okuliarą stebimi įvairių eilių spektrai ir išmatuojami įvairių bangos ilgių spindulių difrakcijos kampai  $\phi_{m,\lambda}$ . Išmatuojamas ir spindulių kritimo į difrakcinę gardelę kampas  $\phi$ .

Norint rasti kampus  $\phi_{m,\lambda}$  ir  $\phi$  reikia žinoti žiūrono padėtį  $\alpha$ , kuri nustatoma pagal goniometro atskaitos skalę pasukus žiūroną tiesiai priešais kolimatorių (prieš tai gardelė nuimama nuo goniometro stalelio). Žiūrono matymo lauke turi matytis nespalvotas apšviesto kolimatoriaus plyšio atvaizdas. Gardelė dedama ant stalelio ir žiūronas pasukamas, kad būtų galima matyti atsispindėjusią ir difragavusią šviesą. Nustatius žiūroną ties nespalvotu plyšio atvaizdu, užrašomas rodmuo  $\alpha_0$ . Spindulių kritimo į gardelę kampas  $\phi$  (kartu ir atspindžio kampas  $\phi_0$ ).





11.4 pav. Optinė tyrimo schema

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \frac{|\alpha - \alpha_0|}{2}.$$

Pasukus žiūroną difragavusiems spinduliams stebėti, iš goniometro skalės užrašomi kelių spektro eilių ( $m \neq 0$ ) skirtingų bangos ilgių linijų padėčių rodmenys  $\alpha_{m,\lambda}$ . Difragavusių spindulių kampai apskaičiuojami pagal formulę:

$$\varphi_{m,\lambda} = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha + \alpha_0}{2} + \alpha_{m,\lambda}.$$

Pagal išmatuotus spindulių kritimo ir difrakcijos kampus apskaičiuojamas gardelės rėžių skaičius vienetiniam ilgiui:

$$k = \frac{1}{d} = \frac{\sin \varphi_{m,\lambda} - \sin \phi}{m \lambda}.$$

Kampinė dispersija  $d\varphi/d\lambda$  apskaičiuojama pagal eksperimentines difrakcijos kampų vertes. Apskaičiuojama difragavusių spindulių kampų skirtumai tarp atitinkamų bangos ilgių įvairiose spektro eilėse. Apskaičiuojama kampinė dispersija įvairiems spindulių kritimo ir difrakcijos kampams. Nubrėžiamos kampinės dispersijos priklausomybės nuo kritimo kampo įvairioms spektro eilėms grafikai.

Išmatuojamas gardelės plotis  $L$  ir įvertinama gardelės skiriamoji geba:

$$R = m \frac{L}{d} = m L k.$$

Sukinėjamas goniometro žiūronas, žiūrima pro okuliarą ir vizualiai nustatoma spektro eilė, kurioje difragavusios šviesos intensyvumas didžiausias.

\* Šioje formulėje jau atsižvelgta į neigiamą spindulių kritimo kampo vertę; kampai yra to paties ženklo, kai ir kritęs, ir difragavęs spindulys yra toje pačioje pusėje statmens į gardelės paviršių atžvilgiu, ir priešingo ženklo – kai skirtingose pusėse.

## 12. ŠVIESOS ATSPINDŽIO TYRIMAS

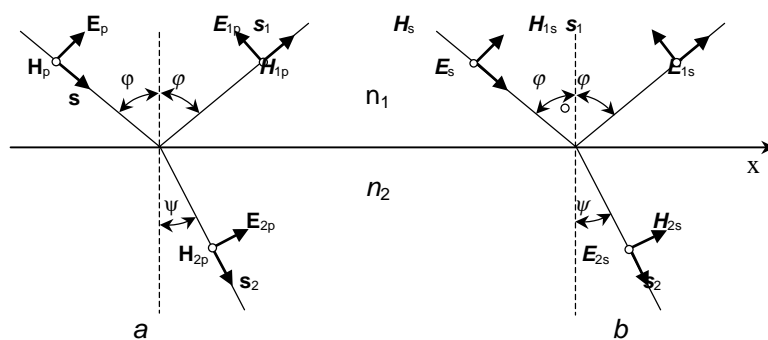
### Užduotys

1. Išmatuoti į dielektrikų sandūrą krintančios ir atsispindėjusios šviesos lygiagrečiosios ir statmenosios dedamosios intensyvumą įvairiems kritimo kampams.
2. Apskaičiuoti nuo dielektriko atsispindėjusios šviesos atspindžio faktorių ir poliarizacijos laipsnį įvairiems kritimo kampams iš bandymo duomenų bei pagal Frenelio formules.

### Teorija

Šviesos atspindys yra reiškinys, kai krintant šviesos bangai į dviejų terpių sandūrą atsiranda banga, sklindanti nuo terpių skiriamosios ribos į pirmąją terpę. Šviesos atspindys priklauso nuo sandūros pobūdžio. Jei skiriamąjį paviršiumi nelygumai gerokai mažesni už bangos ilgį, vyksta *veidrodinis* šviesos atspindys, jei nelygumų matmenys artimi bangos ilgiui – *difuzinis* atspindys. Paprasčiausias yra šviesos atspindys nuo begalinės plokščios dviejų vienalyčių terpių sandūros (*Frenelio atspindys*). Atsispindėjusiosios šviesos sklidimo kryptis nepriklauso nuo terpių savybių. Atsispindėjęs spindulys yra kritimo plokštumoje. Kritimo kampas lygus atspindžio kampui. Atsispindėjusiosios bangos amplitudė ir fazė priklauso nuo terpių savybių, bangos poliarizacijos ir kritimo kampo.

Panagrinėsime dvi nelaidžias skirtingos dielektrinės skvarbos  $\epsilon_1$  ir  $\epsilon_2$  terpes (magnetinė skvarba  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ). Į plokščią dviejų terpių sandūrą iš pirmosios terpės kampu  $\varphi$  krinta banga  $\mathbf{EH}$  (12.1 pav.), kuri iš dalies atsispindi ( $\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1$ ) tuo pačiu kampu  $\varphi$ , kita dalis pereina į antrąją terpę ( $\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2$ ) lūždamą kampu  $\psi$ . Vektoriai  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{S}_1$  ir  $\mathbf{S}_2$  nusako atitinkamų bangų energijos sklidimo kryptis. Jie statmeni bangos frontui bei vektoriams  $\mathbf{E}$  ir  $\mathbf{H}$ . Pirmojoje terpėje yra dvi bangos – krintančioji ir atsispindėjusioji, jos sklinda tuo pačiu faziniu greičiu  $v_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}$ , o



12.1 pav. Šviesos atspindys ir lūžis dielektrikų sandūroje

antrojoje – viena lūžusioji, sklindanti faziniu greičiu  $v_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}$ .

Dviejų terpių sandūroje elektromagnetinio lauko lygtims, t. y. Maksvelo (*Maxwell*) lygtims galioja kraštinės sąlygos. Viena jų nusako tangentinių  $\mathbf{E}$  ir  $\mathbf{H}$  dedamųjų lygybę abiejose sandūros pusėse bet kuriuo laiko momentu:

$$(\mathbf{E}_t)_1 = (\mathbf{E}_t)_2; \quad (\mathbf{H}_t)_1 = (\mathbf{H}_t)_2.$$

Tarkime, kad natūraliąją (nepoliarizuotąją) šviesą galima išreikšti dviejų plokščių bangų, tiesiai poliarizuotų tarpusavyje statmenose plokštumose ir sklindančių viena kryptimi tuo pačiu faziniu greičiu, suma.

Bet kurių vektorių galima išskaidyti į dvi dedamąsias: vieną elektrinio vektoriaus dedamąją bangos kritimo plokštumoje (12.1 a pav.), ją žymėsime indeksu p, o kitą – jai statmenoje plokštumoje (12.1 b pav.), žymėsime indeksu s. Magnetinis vektorius  $\mathbf{H}$  yra statmenas  $\mathbf{E}$  ir  $\mathbf{S}$  (paveiksle  $\mathbf{H}$  statmenas brėžinio plokštumai).

Atsižvelgdami į pradinę virpesių fazę užrašome kraštines sąlygas atitinkamoms vektorių  $\mathbf{E}$  ir  $\mathbf{H}$  amplitudžių projekcijoms į  $x$  ašį:

$$\left. \begin{aligned} E_p \cos\varphi - E_{1p} \cos\varphi &= E_{2p} \cos\psi, \\ H_p + H_{1p} &= H_{2p}. \end{aligned} \right\}$$

Kadangi  $H_p = \sqrt{\epsilon_1} E_p = n_1 E_p$ ;  $H_{1p} = n_1 E_{1p}$ ;  $H_{2p} = n_2 E_{2p}$  ir  $n_1 \sin\varphi = n_2 \sin\psi$ , tai

$$\left. \begin{aligned} E_p - E_{1p} &= E_{2p} \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}, \\ E_p + E_{1p} &= E_{2p} \frac{\sin\psi}{\sin\varphi}. \end{aligned} \right\}$$

Iš šios lygčių sistemos galima išreikšti atsispindėjusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją

$$E_{1p} = E_p \frac{\tan(\varphi - \psi)}{\tan(\varphi + \psi)} \quad (12.1)$$

ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją:

$$E_{2p} = E_p \frac{2 \sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)}. \quad (12.2)$$

Statmenųjų dedamųjų amplitudžių projekcijoms kraštinės sąlygos užrašomos taip:

$$\left. \begin{aligned} E_s + E_{1s} &= E_{2s}, \\ H_s \cos\varphi - H_{1s} \cos\varphi &= H_{2s} \cos\psi. \end{aligned} \right\}$$

Atlikus reikiamus matematinius veiksmus gaunamos atsispindėjusios ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus dedamųjų išraiškos:

$$E_{1s} = -E_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \quad (12.3)$$

$$E_{2s} = E_s \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)} \quad (12.4)$$

(12.1), (12.2), (12.3) ir (12.4) išraiškos yra *Frenelio formulės*. Jos nusako ir atsispindėjusios, ir lūžusios plokščiosios bangos amplitudes ir fazes, kai į nejudamą plokščią dviejų vienalyčių terpių sandūrą krinta monochromatinė plokščioji banga.

Atsispindėjusios šviesos intensyvumą apibūdina *atspindžio faktorius*  $r = I_1/I = (E_1/E)^2$ , t. y. atsispindėjusios šviesos intensyvumo, kuris proporcingas bangos amplitudės kvadratui, ir krintančiosios šviesos intensyvumo dalmuo. Naudojant Frenelio formules gaunamos tokios atspindžio faktorių išraiškos:

$$r_p = \frac{E_{1p}^2}{E_p^2} = \frac{\tan^2(\varphi - \psi)}{\tan^2(\varphi + \psi)} \quad \text{ir} \quad r_s = \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}. \quad (12.5)$$

Kadangi  $E = E_p + E_s$  ir  $I = E_p^2 + E_s^2 = I_p + I_s$ , krintant natūraliajai šviesai suminis atspindžio faktorius

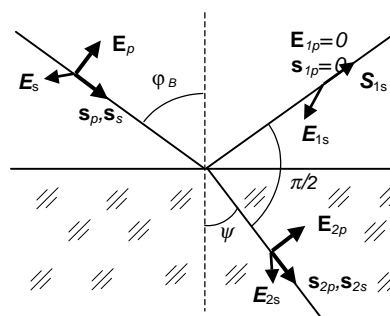
$$r = \frac{I_1}{I} = \frac{I_{1p} + I_{1s}}{I_p + I_s} = \frac{1}{2} \left( \frac{E_{1p}^2}{E_p^2} + \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} \right) = \frac{r_p + r_s}{2} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{2 \sin^2(\varphi + \psi)} \left[ 1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right]. \quad (12.6)$$

Iš Frenelio formulių išplaukia, kad keičiant kritimo kampą  $\varphi$  atsispindėjusios šviesos dedamosios  $E_{1p}$  ir  $E_{1s}$  kinta skirtingai. Jei  $\varphi + \psi = \pi/2$ , tai  $r_p = 0$ , nes  $\tan(\varphi + \psi) = \infty$ . Tada  $r_s \neq 0$ . Taigi šviesai krintant tam tikru kampu nuo skiriamosios dviejų dielektrinių terpių ribos atsispindi tik tokios poliarizacijos banga, kurios elektrinis vektorius virpa statmenai kritimo plokštumai, o banga, kurios elektrinis vektorius virpa kritimo plokštumoje, neatsispindi. Jei kritimo kampas toks, kad  $\varphi + \psi = \pi/2$ , atsispindėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota, elektrinis vektorius virpa plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai. Kai  $\varphi + \psi = \pi/2$ , tada  $\sin \psi = \cos \varphi$  ir

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \tan \varphi_B. \quad (12.7)$$

Sąryšį (12.7) tarp dielektrikų lūžio rodiklių ir tokio natūraliosios (nepoliarizuotos) šviesos bangos kritimo kampo, kuriam esant nuo dielektriko paviršiaus atsispindėjusi šviesa yra visiškai poliarizuota išreiškia *Briusterio* (Brewster) *dėsnis*, o tas kritimo kampas vadinamas *Briusterio kampu*. Kai natūralioji šviesa krinta į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, atsispindėjusioje bangoje lieka tik ta dedamoji, kurios elektrinis vektorius virpa plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai (12.2 pav.). Tai reiškia, kad ši banga visiškai poliarizuota. Atsispindėjusioji banga visiškai poliarizuota būna tada, kai lūžusios ir atsispindėjusios bangų normalės viena kitai statmenos ( $\varphi_B + \psi = 90^\circ$ ).

Paprasčiausiai Briusterio dėsnį aiškina dipolio spinduliavimo modelis. Krintančios šviesos bangos elektrinis laukas dielektrike sukelia elektronų virpesius, kurių kryptis sutampa su lūžusios bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptimi. Šie virpesiai sandūros paviršiuje sužadina bangą, sklindančią nuo sandūros į pirmąją terpę. Tačiau virpantis elektronas savo virpesių kryptimi energijos nespinduliuoja. Kai šviesos banga krinta Briusterio kampu, atsispindėjusios bangos sklidimo kryptis yra statmena lūžusiosios bangos sklidimo kryptiai ir atsispindėjusioje bangoje virpesiai kritimo plokštumoje nesukelia spinduliuotės. Todėl atsispindėjusios bangos elektrinio vektoriaus virpesiai vyksta tik plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai.



12.2 pav. Šviesos kritimas Briusterio kampu

Krintant šviesai ne Briusterio kampu, atsispindėjusioji banga yra iš dalies poliarizuota, nes  $|E_{1s}| > |E_{1p}|$ . Kai kritimo kampas  $\varphi = 0$  (statmenasis kritimas), tai iš Frenelio formulių išplaukia, kad bangos poliarizacija nepakinta, abi bangos dedamosios atsispindi vienodai. Tada atspindžio faktorius

$$r = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2.$$

Nesunkiai įrodoma, kad kai  $\varphi \rightarrow \pi/2$  (šliaužiamasis kritimas), atspindžio faktoriai (ir  $r_p$ , ir  $r_s$ ) artėja prie vieneto. Pvz., vandenyje labai gerai atsispindi priešingas krantas arba gerokai nutolę daiktai, o žiūrint į vandenį statmenai dugnas matosi gerai, veidas – silpnai.

Bangos poliarizacija įvertinama parametru, kuris vadinamas *poliarizacijos laipsniu*:

$$P = \frac{I_{1s} - I_{1p}}{I_{1s} + I_{1p}}; \quad (12.8)$$

čia  $I_{1s}$  ir  $I_{1p}$  yra atsispindėjusiosios šviesos statmenosios ir lygiagrečiosios dedamųjų intensyvumai, kurie proporcingi elektrinio lauko stiprio amplitudės kvadratui. Poliarizacijos laipsnis priklauso nuo kritimo kampo. Naudojant Frenelio formules poliarizacijos laipsnį galima išreikšti taip:

$$P = \frac{\cos^2(\varphi - \psi) - \cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi) + \cos^2(\varphi + \psi)}. \quad (12.9)$$

Kintant kritimo kampui kinta ne tik atspindėjusios bangos intensyvumas ir poliarizacija, bet ir bangos fazė. Šviesa atspindi ir fazė nepakinta, arba pakinta dydžiu  $\pi$ . Pasirinktomis 12.1 pav. elektrinio vektoriaus dedamųjų virpesių kryptimis  $E_{1s}$  ir  $E_s$  yra vienodų fazių, jei jos vienodo ženklo, o  $E_{1p}$  ir  $E_p$  vienodų fazių, jei jų ženklai skirtingi.

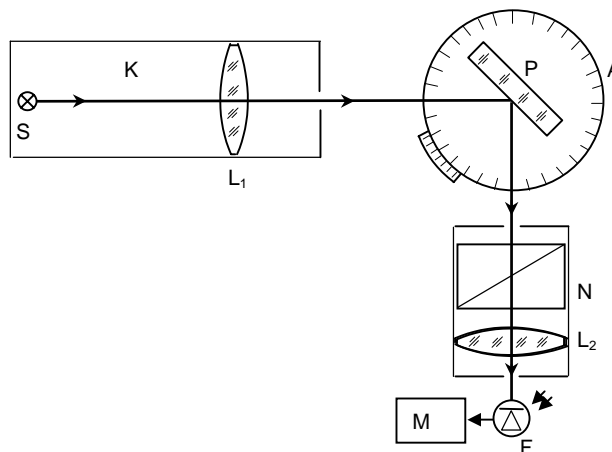
Elektromagnetinei bangai atspindint nuo optiškai tankesnės terpės *prarandama pusė bangos ilgio* (atspindėjusiosios bangos vektoriaus  $E$  fazė pakinta dydžiu  $\pi$  kritusiosios bangos atžvilgiu).

Kai  $\varphi = \varphi_{\text{rib}}$ , lūžio kampas  $\psi = \pi/2$  ir lūžęs spindulys šliaužia sandūros paviršiumi. Kai  $\varphi > \varphi_{\text{rib}}$ , visa bangos energija atspindi. Toks reiškinys vadinamas *visiškoju vidaus atspindžiu*, o kampas  $\varphi_{\text{rib}}$  – *ribiniu visiškojo vidaus atspindžio kampu*. Nagrinėjant visiškąjį vidaus atspindį naudojami kompleksiniai parametrai ir Frenelio formulių pavidalas išlieka panašus. Dėl p ir s dedamųjų fazių skirtumo pakinta bangos poliarizacijos pobūdis. Bendruoju atveju tiesiai poliarizuota banga tampa elipsiškai poliarizuota.

### Tyrimas

Darbo įrangos schema pavaizduota 12.3 pav. Ją sudaro šviesos pluoštelio kolimatorius (K), kuriame yra spinduolis (kaitinamoji lempuė) (S) lęšio ( $L_1$ ) židinyje. Išėjęs diafragmuotas lygiagrečių spindulių šviesos pluoštelis krinta į dielektriko plokštelę (P), padėtą ant stalelio (A). Plokštelė gali sukrtis apie vertikaliają ašį. Atspindėjęs šviesos pluoštelis pereina pro poliarizacijos prizmę (nikolį) (N), kurią galima sukrti apie optinę sistemos ašį. Šviesa nukreipiama lęšiu ( $L_2$ ) į fotoimtuvą (F) ir atsiradusi jame elektros srovė matuojama prietaisu (M), kurio rodmenys proporcingi į jį patekusios šviesos intensyvumui.

Darbo metu reikia išmatuoti krįntančios ir atspindėjusios šviesos intensyvumą įvairiems kritimo kampams.



12.3 pav. Tyrimo įrangos schema

Matuojant atspindėjusios šviesos dedamųjų intensyvumą, plokštelė pasukama maždaug  $50^\circ$  kampu ir šviesos imtuvas statomas į padėtį, kurią atitinka didžiausias matuoklio rodmuo. Po to nikolis sukamas iki matuoklis rodo didžiausią vertę, kuri proporcinga statmenosios dedamosios intensyvumui  $I_{1s}$ . Nikolio padėtis nekeičiama ir matuojamas atspindėjusios šviesos intensyvumas įvairiems kritimo kampams  $10^\circ \div 85^\circ$  ruože.

Kai norima išmatuoti lygiagrečiosios dedamosios intensyvumą  $I_{1p}$ , nikolis pasukamas  $90^\circ$  kampu ir vėl matuojamas atspindėjusios šviesos intensyvumas įvairiems kritimo kampams (nikolio padėtis nekeičiama). Nikolio padėtį galima patikslinti pagal mažiausius matuoklio rodmenis.

Kritimo kampo vertė nustatoma pagal limbo ir nonijaus rodmenis. Iš pradžių plokštelė pasukama į padėtį, atitinkančią statmeną šviesos pluoštelio kritimą. Tokia plokštelės padėtis parenkama stebint atspindėjusį šviesos pluoštelį – jis turi atspindėti į kolimatoriaus angą. Atskaitoma limbo rodmenų vertė  $a_0$ . Pasukus vamzdelį su nikoliu ir imtuvu norimu kampu  $\varphi_i = a_0 + a_i$ , atitinkamai sukama ir plokštelė, kurios padėtis patikslinama pagal didžiausius matuoklio rodmenis.

Matuojant krintančios šviesos intensyvumus  $I_s$  ir  $I_p$ , plokštelė su laikikliu nuimama nuo stalelio ir vamzdelis su nikoliu ir imtuvu nukreipiamas į kolimatorių. Tiksliai jo padėtis koreguojama pagal didžiausius matuoklio rodmenis.

Matavimai atliekami kelis kartus ir skaičiavimams naudojamos vidutinės intensyvumų vertės.

Išmatavus  $I_{1s}$ ,  $I_{1p}$ ,  $I_s$  ir  $I_p$  vertes įvairiems šviesos kritimo kampams, pagal (12.5), (12.6), (12.8) ir (12.9) formules apskaičiuojami atspindžio faktoriai  $r_s$ ,  $r_p$  ir  $r$  ir poliarizacijos laipsnis  $P$ . Eksperimentiniai rezultatai gaunami įrašius išmatuotas intensyvumų vertes, o teorinių rezultatų skaičiavimui reikia žinoti dar ir lūžio kampus  $\psi$ . Jie apskaičiuojami pagal (12.7) išraišką. Briusterio kampo  $\varphi_B$  vertė nustatoma iš eksperimentinės poliarizacijos laipsnio  $P$  priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo. Didžiausią  $P$  vertę atitinkantis kampas yra Briusterio kampas.

Nubrėžiami atspindžio faktorių ir poliarizacijos laipsnio priklausomybės nuo šviesos kritimo į dielektriko paviršių kampo eksperimentiniai ir teoriniai grafikai.

### 13. BRIUSTERIO KAMPO NUSTATYMAS

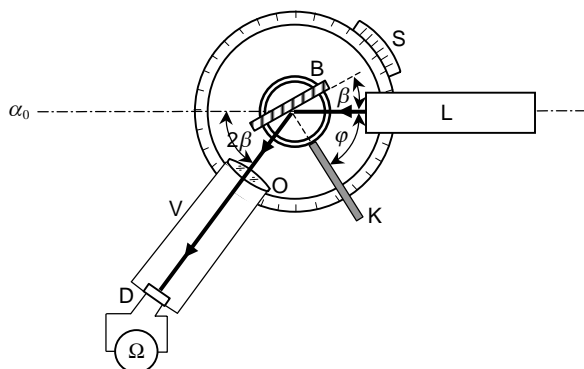
#### Užduotys

1. Nustatyti šviesos kritimo kampą, kai nuo dielektriko atsispindėjusi šviesa yra visiškai poliarizuota.
2. Apskaičiuoti dielektriko lūžio rodiklį ir santykinę dielektrinę skvarbą.

**Teorija** (žr. 12 darbą „Šviesos atspindžio tyrimas“)

#### Tyrimas

Naudojamas goniometras (13.1 pav.), kuriame kolimatorius pakeistas helio ir neono lazeriu (L), spinduliuojantis plokščiai poliarizuotų bangų pluoštelį. Sukant lazerį apie jo vamzdelio ašį galima keisti elektrinio vektoriaus virpesių plokštumą. Lazeris įtvirtinamas taip, kad jo spinduliuotės elektrinis vektorius būtų lygiagretus su kritimo plokštuma ir darbo metu lazerio nereikia sukinti.



13.1 pav. Bandyto schema

Ant goniometro stalelio padėtą plokščią tiriamąją bandinį (B) galima sukinti apie vertikalią ašį rankenėle (K) ir dėl to kinta spindulių kritimo kampas. Atsispindėjęs nuo bandinio paviršiaus spindulių pluoštelis patenka į vamzdelį (V), kurio viename gale yra objektyvas (O), o kitame – fotorezistorius (D), kurio varža priklauso nuo apšvietos. Vamzdelį (V) galima sukinti apie vertikalią goniometro ašį ir pagal jo padėtį nustatyti spindulių kritimo į tiriamojo bandinio paviršių kampą. Fotorezistoriaus varža matuojama ommetru.

Pradžioje vamzdelis (V) pasukamas taip, kad jo ašis sutaptų su lazerio ašimi. Tada ommetro rodmenys mažiausi. Užrašoma goniometro skalės (S) rodmuo  $\alpha_0$ . Į laikiklį ant goniometro stalelio įdedamas bandinys ir rankenėle (K) pasukamas norimu kampu. Vamzdelis (V) nukreipiamas į atsispindėjusį nuo bandinio paviršiaus spindulių pluoštelį ir pagal mažiausią ommetro rodmensį nustatoma vamzdelio padėtis, užrašoma skalės rodmuo  $\alpha_i$ .

Bandinys pasukamas nedideliu kampu (apie  $5^\circ$ ) ir vėl nustatoma vamzdelio padėtis. Reikia nustatyti tokį spindulių kritimo kampą, kai atsispindėjusių spindulių intensyvumas mažiau-



sias (didžiausi ommetro rodmenys). Artėjant prie šio kampo bandinį reikia sukti vis mažesniu kampu.

Spindulių kritimo kampas  $\varphi$  nustatomas taip. Jei bandinys pasuktas kampu  $\beta$ , atspindėjęs spindulys patenka į vamzdelį, pasuktą kampu  $2\beta$ . Tada spindulių kritimo į bandinio paviršių kampas  $\varphi = (\pi/2 - \beta)$ . Jei pradinė vamzdelio padėtis yra  $\alpha_0$ , o nauja jo padėtis  $\alpha_i$ , tai  $\beta = (\alpha_0 - \alpha_i)/2$  ir spindulių kritimo kampas

$$\varphi_i = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_0 - \alpha_i}{2} .$$

Nubrėžiama ommetro rodmenų priklausomybės nuo kampo  $\varphi_i$  grafikas ir pagal kreivės maksimumo padėtį nustatomas Briusterio kampas  $\varphi_B$ . Apskaičiuojama bandinio lūžio rodiklis ir santykinė dielektrinė skvarba:

$$n = \tan \varphi_B, \quad \varepsilon = n^2 .$$

## 14. POLIARIZUOTOSIOS ŠVIESOS TYRIMAS

### Užduotys

1. Ištirti tiesiai poliarizuotą šviesą.
2. Sukurti ir ištirti apskritai poliarizuotą šviesą.
3. Sukurti ir ištirti elipsiškai poliarizuotą šviesą.

### Teorija

Iš elektromagnetinės šviesos teorijos išplaukia, kad šviesos bangos yra skersinės. Elektros lauko stiprio  $E$ , magnetinio lauko stiprio  $H$  ir bangos sklidimo greičio  $v$  vektoriai yra vienas kitam statmeni ir sudaro dešiniojo sraigto sistemą. Bendruoju atveju vektoriai  $E$  ir  $H$  gali būti bet kaip orientuoti sklidimo krypties atžvilgiu. Kiekvienu konkrečiu momentu jų orientacija yra laisva, todėl spindulys nėra elektromagnetinių bangų simetrijos ašis. Tokia asimetrija būdinga tik skersinėms bangoms.

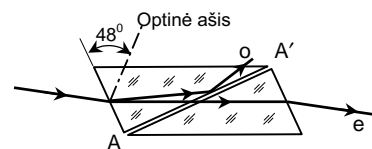
Šviesa su visomis galimomis vektoriaus  $E$  (kartu ir vektoriaus  $H$ ) orientacijomis vadinama *natūraliąja* šviesa, o šviesa, kurioje  $E$  yra vienos krypties – *tiesiai poliarizuota*. Elektrinio vektoriaus virpesių plokštuma vadinama *poliarizacijos plokštuma*.

Poliarizuotai šviesai sukurti plačiai taikomas *dvejopo spindulių lūžio* kristaluose (kvarce, turmaline, lauko bei Islandijos špate ir kt.) reiškinys. Optikoje plačiai naudojamas Islandijos špatas ( $\text{CaCO}_3$ ), romboedrinis kristalas (14.1 pav.). Krintant į tokį kristalą siauram šviesos pluošteliui iš jo išeina du pluošteliai net tada, kai pirminis pluoštelis į kristalo sienelę krinta statmenai. Vienas spindulys vadinamas *paprastuoju* ( $o$ ), kitas – *nepaprastuoju* ( $e$ ). Šių spindulių sklidimo greičiai yra skirtingi. Kai špate sklinda paprastas spindulys, špato lūžio rodiklis  $n_o = c/v_o$  yra vienodas bet kokiam spindulio kritimo į kristalą kampui, kai nepaprastasis spindulys –  $n_e = c/v_e$  priklauso nuo jo sklidimo krypties.

Islandijos špato kristale yra linkmė, išilgai kurios nesusidaro dvejopo spindulių lūžio, t. y.  $n_o = n_e$ . Krintančiosios bangos poliarizacijos pobūdis irgi nekinta. Ši linkmė vadinama *optine kristalo ašimi*. Ji sutampa su linija, jungiančia bukuosius špato kristalo kampus. Plokštuma, einanti per optinę ašį ir spindulį, vadinama *vyriausiąja kristalo plokštuma*.

Paprastoji ir nepaprastoji bangos yra visiškai tiesiai poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose. Paprastosios bangos elektrinio vektoriaus virpesiai yra statmeni vyriausiajai plokštumai, o nepaprastosios – lygiagretūs. Kai kuriuose kristaluose viena iš tų bangų sugeriam stipriau. Toks reiškinys vadinamas *dichroizmu*. Ši savybė taikoma tiesiai poliarizuotai šviesai sukurti. Tokie šviesos poliarizatoriai, vadinamieji *poliaroidais*, gaminami iš dichroinės medžiagos plėvelės, įklijuotos tarp stiklo plokštelių arba skaidrių plastikinių plėvelių. Šių poliaroidų šviesos poliarizacijos laipsnis gan didelis (per 99 %), matmenys gali būti irgi dideli, kampinė apertūra  $180^\circ$ , tačiau šviesos praleidžiama mažai ( $\approx 30\%$ ), nelabai stabilūs temperatūros atžvilgiu.

Kitoks būdas poliarizuotai šviesai sukurti naudojamas *Nikolio* (Nicol) *prizmėje* (*nikolyje*). Nikolio prizmė (14.2 pav.) gaminama iš tam tikru būdu išpjauto Islandijos špato kristalo, kuris perpjaunamas palei AA' liniją ir po to suklijuojamas Kanados balzamu. Į nikolį kritęs spindulys špate skyla į du – paprastąjį ir nepaprastąjį. Jie prizmėje sklinda skirtingu greičiu skirtingomis kryptimis. Kanados balzamo lūžio rodiklio vertė ( $n = 1,55$ ) yra tarpinė tarp Islandijos špato lūžio rodiklių verčių paprastajam ( $n_o = 1,658$ ) ir nepaprastajam ( $n_e = 1,486$ ) spinduliui. Parinkus tinkamą Nikolio prizmės geometriją ir tinkamą spindulių kritimo kampą, paprastasis spindulys nuo balzamo sluoksnio visiškai atsispindi, o nepaprastasis pereina prizmę.



14.2 pav. Nikolio prizmė

Iš Nikolio prizmės išėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota. Atsispindėjusį paprastąjį spindulį sugeria pajuodintas prizmės paviršius. Prizmę reikia padėti lygiagrečiųjų (arba beveik lygiagrečiųjų) spindulių kelyje taip, kad paprastasis spindulys patirtų visiškąjį vidaus atspindį. Didžiausias nuokrypis nuo lygiagretumo (kampinė apertūra) apie  $29^\circ$ .

Kai šviesos elektrinis vektorius bangoje kinta pagal tam tikrą dėsnį, šviesos banga yra poliarizuota. Kai bangos elektrinio vektoriaus modulis nekinta, o jo galas erdvėje nuosekliai brėžia spiralės pavidalo (projekcijoje apskritimo) kreivę, tokia banga vadinama *apskritai poliarizuota*, o kai kinta modulis ir jo galas nuosekliai brėžia elipsę – *elipsiškai poliarizuota*. Šių rūšių bangos yra nevienalytės, jos sukuriamos sumuojant dvi bangas, poliarizuotas tarpusavyje statmenose plokštumose ir sklindančias ta pačia kryptimi.

Tarkime, kad viena kryptimi  $z$  sklinda dvi tarpusavyje statmenose plokštumose tiesiai poliarizuotos monochromatinės bangos:

$$E_x = E_{10} \sin(\omega t - k z), \quad (14.1)$$

$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - k z + \delta); \quad (14.2)$$

čia  $\delta$  – pradinis virpesių fazių skirtumas,  $k$  – bangos skaičius.

Dėl superpozicijos  $E = E_x + E_y$ . Sudarykime atstojamąjį virpesį nusakančios kreivės lygtį. (14.2) išraišką galima užrašyti taip:

$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - kz) \cos\delta + E_{20} \cos(\omega t - kz) \sin\delta.$$

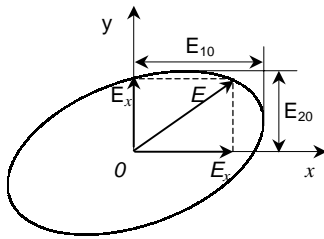
Panaudojus (14.1) išraišką gaunama tokia lygtis:

$$E_y = E_{20} \frac{E_x}{E_{10}} \cos\delta + E_{20} \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{E_{10}^2}} \sin\delta.$$

Iš čia

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} \cos\delta = \sin^2\delta. \quad (14.3)$$

Tai elipsės lygtis, kurios grafikas pavaizduotas 14.3 pav. Jei  $\cos\delta = 0$  ir  $\sin\delta = \pm 1$ , tai



14.3 pav. Dviejų tarpusavyje statmenųjų virpesių sudėtis (bendrasis atvejis)

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} = 1$$

ir elipsės ašys sutampa su koordinatinių  $x$  ir  $y$  ašimis.

Sumuojant dvi tarpusavyje statmenas tiesiai poliarizuotas bangas, kai fazių skirtumas tarp jų  $\delta = \pi/2 + m\pi$  (čia  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ), sukuriama atstojamoji *elipsiškai poliarizuota* banga.

Kai  $E_{10} = E_{20}$ , elipsė tampa apskritimu, kurio lygtis nusako *apskritai poliarizuotą* šviesą.

Kai  $\cos\delta = \pm 1$  ir  $\sin\delta = 0$ , tai (14.3) lygtis yra tokio

pavidalo:

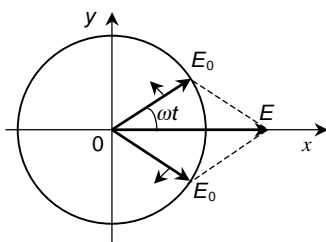
$$\left( \frac{E_x}{E_{10}} \mp \frac{E_y}{E_{20}} \right)^2 = 0,$$

t. y. gaunamos tiesių lygtys:

$$\frac{E_x}{E_{10}} - \frac{E_y}{E_{20}} = 0 \quad \text{ir} \quad \frac{E_x}{E_{10}} + \frac{E_y}{E_{20}} = 0.$$

Atstojamojo vektoriaus  $E$  galas juda tiese. Susidariusi *tiesinės poliarizacijos* banga yra ribinis elipsinės poliarizacijos atvejis. Iš to išplaukia, kad bet kokios poliarizacijos elektromagnetinė banga yra dviejų tiesinės poliarizacijos bangų, kurių vektorius  $E$  virpa tarpusavyje statmenose plokštumose, superpozicijos padarinys.

Galima įrodyti, kad *tiesiai poliarizuota banga atsiranda dėl apskritai poliarizuotų bangų superpozicijos*.



14.4 pav. Dviejų apskritai poliarizuotų bangų sudėtis

Tarkime, kad yra kairinės ir dešinės apskritiminės poliarizacijos bangos, kurių elektrinio vektoriaus projekcijos į koordinatinių ašis  $x$  ir  $y$  (14.4 pav.) reiškiamos taip:

$$E_{1x} = E_0 \cos\omega t, \quad E_{1y} = E_0 \sin\omega t,$$

$$E_{2x} = E_0 \cos\omega t, \quad E_{2y} = -E_0 \sin\omega t.$$

Dėl superpozicijos gaunama:

$$E_x = E_{1x} + E_{2x} = 2 E_0 \cos\omega t,$$

$$E_y = E_{1y} + E_{2y} = 0,$$

t. y. susidaro tiesiai poliarizuota banga. Atstojamasis vektorius  $E$  nukreiptas  $x$  ašies kryptimi. Jei tarp atskirų virpesių būtų fazių skirtumas, tai atstojamųjų virpesių linija su  $x$  ašimi sudarytų tam tikrą kampą.

Poliarizuotąsias bangas galima sukurti optiškai izotropinėmis plokštelėmis (kvarco, žėručio ir kt.), išpjautomis lygiagrečiai su optine kristalo ašimi. Statmenai krintantis šviesos pluošte-

lis plokštelėje skyla į paprastąjį ir nepaprastąjį, bet abu sklinda tą pačią pirmąją linkme. Iš plokštelės išėjusios atstojamosios bangos poliarizacijos pobūdis bendruoju atveju pakinta.

Tarkime, kad į dvejopai šviesą laužiančią plokštelę krinta tiesiai poliarizuota monochromatinė  $\lambda$  ilgio banga (14.5 pav.). Kadangi plokštelėje paprastosios ir nepaprastosios bangų fazinis sklidimo greitis nevienodas, išėjime tarp jų susidaro fazių skirtumas  $\delta$ , kuris priklauso nuo plokštelės storio  $d$ :

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

Norint dvejopai šviesą laužiančia plokšte sukurti apskritai poliarizuotą šviesą, fazių skirtumas turi būti lygus

$$\delta = (2k + 1) \frac{\pi}{2};$$

čia  $k$  – sveikasis skaičius. Ši sąlyga tenkinama tinkamai parinkus plokštelės storį, t. y.

$$(n_o - n_e) d = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}.$$

Tokia plokštelė vadinama *ketvirčio bangos ilgio plokšte*.

Banga apskritai poliarizuojama tada, kai krintančiosios tiesiai poliarizuotos bangos poliarizacijos plokštuma su plokštelės optine ašimi sudaro  $\pm \pi/4$  kampą. Tada abiejų bangų amplitudės vienodos ir plokštelė papildo fazių skirtumą dydžiu  $\pi/2$ .

Jei plokštelės storis toks, kad bangų eigos skirtumas

$$(n_o - n_e) d = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

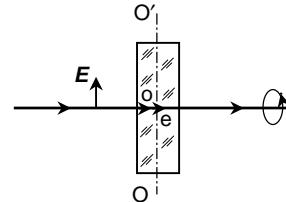
tai fazių skirtumas  $\delta = (2k + 1)\pi$  ir šviesa išlieka tiesiai poliarizuota, tik elektrinio vektoriaus virpesių linkmė pakinta  $2\alpha$  kampu ( $\alpha$  – kampas tarp plokštelės optinės ašies ir krintančios šviesos elektrinio vektoriaus).

Jei plokštelės storis toks, kad

$$(n_o - n_e) d = k \lambda,$$

tai išėjime sukuriama tiesiai poliarizuota šviesa su tokia pat elektrinio vektoriaus virpesių plokštuma kaip ir įėjime.

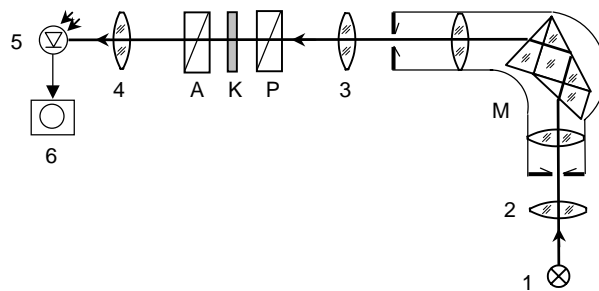
Reikalingas fazių skirtumas susidaro tik tam tikro dažnio bangai. Tą lemia tiesioginė fazių skirtumo  $\delta$  priklausomybė nuo dažnio  $\omega$  ir lūžio rodiklių dispersija.



14.5 pav. Šviesos sklidimas per kristalo plokštelę.

## Tyrimas

Tyrimo aparatūros schema pavaizduota 14.6 pav. Kaitinamosios lempuotės (1) šviesą kondensorius (2) nukreipia į monochromatoriaus (M) įeinamąjį plyšį. Monochromatiniai spinduliai, išėję iš monochromatoriaus pro išeinamąjį plyšį, kondensoriumi (3) lygiagrečiu pluoštu nukreipiami į tiriamuosius objektus (P – poliarizatorių poliaroidą, K – ketvirčio bangos ilgio žėručio plokštelę, A – analizatorių poliaroidą) ir lęšiu (4) fokusuojami į fotojutiklį (5). Susikūrusi fotosrovė, proporcinga krintančiosios šviesos intensyvumui, stiprinama ir matuojama prietaisu (6). Poliarizatorių, žėručio plokštelę ir analizatorių galima sukinti apie optinę sistemos ašį ir keisti poliarizacijos plokštumų ir kristalo optinės ašies tarpusavio orientaciją.



14.6 pav. Tyrimo įrangos schema

**Tiesiai poliarizuota** šviesa sukuriama poliaroidu P. Išimama žėručio plokštelė ir apie optinę sistemos ašį sukinėjamas analizatorius A iki matuoklio (6) rodmenys tampa didžiausi. Monochromatoriaus plyšiais šviesos intensyvumas reguliuojamas taip, kad matuoklio rodmenys skalėje būtų pakankamai dideli. Uždengus šviesos pluoštelį patikrinama matuoklio nulinis rodmuo.

Nuosekliai sukant analizatorių A per dvi padalas, išmatuojamas fotosrovės stipris, kuris proporcingas krintančios šviesos intensyvumui. Matuojama visam analizatoriaus sūkiui apie ašį.

Polinėje koordinatinių sistemoje nubrėžiamas išmatuoto šviesos intensyvumo (fotosrovės stiprio) priklausomybės nuo kampo tarp poliaroidų grafikas. Po to nubrėžiama teorinė priklausomybė, kuri apskaičiuojama pagal tokią formulę:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha;$$

čia  $I_0$  – krintančios šviesos intensyvumas (vertė parenkama laisvai),  $\alpha$  – kampas tarp poliaroidų poliarizacijos plokštumų.

**Apskritai poliarizuota** šviesa sukuriama poliaroidu P ir ketvirčio bangos ilgio ( $\lambda/4$ ) plokšte K. Tarp poliaroido poliarizacijos plokštumos ir  $\lambda/4$  plokštelės optinės ašies (arba jai statmenos linkmės) turi būti  $45^\circ$  kampas. Plokštelės pagrindinių kryptų orientacija poliaroido poliarizacijos plokštumos (laisvai pasirinktos) atžvilgiu nustatoma taip. Analizatorius sukryžiuojamas su poliarizatoriumi. Tada šviesa pro sistemą nepereina ir matuoklis srovės

neregistruoja. Tarp analizatoriaus ir poliarizatoriaus dedama  $\lambda/4$  plokštelė ir ji pamažu sukama apie sistemos ašį. Monochromatoriaus plyšių plotis parenkamas optimaliai fotosrovės vertei. Išmatuojamas fotosrovės stipris kiekvienai plokštelės padėčiai. Matavimai atliekami visam plokštelės sūkiui.

Polinėje koordinatinių sistemoje brėžiamas išmatuotų intensyvumų ir plokštelės pasukimo kampo priklausomybės grafikas. Iš jo nustatomos keturios plokštelės padėty, atitinkančios didžiausias fotosrovės vertes. Pasukus plokštelę į vieną kurią nors iš šių padėčių turėtų susidaryti apskritai poliarizuota šviesa. Ji tiriama tolygiai sukant analizatorių ir matuojant srovę kiekvienai analizatoriaus padėčiai per visą sūkį. Taip matuojama ir kitoms didžiausią šviesos intensyvumą atitinkančioms plokštelės padėtimis. Suvidurkinus matavimų duomenis, polinėje koordinatinių sistemoje brėžiamas intensyvumo ir analizatoriaus pasukimo kampo priklausomybės grafikas. Palyginimui brėžiamas apskritimas.

**Elipsiškai poliarizuota** šviesa taip pat sukuriama naudojant poliaroidą ir  $\lambda/4$  plokštelę. Šiuo atveju plokštelė pasukama  $20^\circ$  kampu iš padėties, kuri atitiko apskritai poliarizuotos šviesos sukūrimo sąlygas. Toliau šviesa tiriama analogiškai sukant analizatorių ir matuojant fotosroves. Brėžiamas šviesos intensyvumo ir analizatoriaus pasukimo kampo priklausomybės grafikas.

Po to nustatoma elipsiškai poliarizuotos šviesos vektoriaus virpesių forma. Tam naudojama anksčiau nubrėžta figūra. Išmatuojama didžiausios ir mažiausios stygos ilgiai  $l$ . Elipsės pusašių santykis apskaičiuojamas ištraukus kvadratinę šaknį iš tų stygų ilgių santykio:

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{l_{\max}}{l_{\min}}}$$

Brėžiama elipsė:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

Toliau apskritai ir elipsiškai poliarizuota šviesa tiriama pakeitus iš monochromatoriaus išėjusios šviesos bangos ilgį.

## 15. POLIARIZACIJOS PLOKŠTUMOS SUKIMO TYRIMAS POLIARIMETRU

### Užduotys

1. Nustatyti tirpalo ir kvarco plokštelės poliarizacijos plokštumos savitojo sukimo priklausomybę nuo bangos ilgio.
2. Nustatyti tirpalo koncentraciją.

### Teorija

Svarbi medžiagų optinė savybė yra *optinis aktyvumas*, t. y. gebėjimas sukti šviesos poliarizacijos plokštumą. Tuo pasižymi kai kurie kristalai (kvarcas, Islandijos špatas), skysčiai (terpentinas, nikotinas), optiškai aktyvių medžiagų (cukraus, vyno rūgšties) tirpalai.

Kietuosiuose kūnuose poliarizacijos plokštumos sukimo kampas  $\varphi$  proporcingas šviesos nueitam keliui  $d$  medžiagoje:

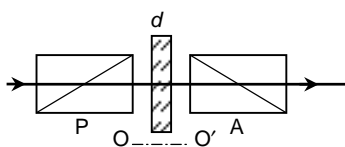
$$\varphi = \alpha d ;$$

čia  $\alpha$  – koeficientas, vadinamas *savituoju poliarizacijos plokštumos sukimu*, priklausantis nuo medžiagos prigimties, temperatūros, šviesos bangos ilgio.

Tirpaluose poliarizacijos plokštumos sukimo kampas išreiškiamas taip:

$$\varphi = \alpha' c d ;$$

čia  $c$  – tirpalo koncentracija,  $\alpha'$  – savitasis poliarizacijos plokštumos sukimas – tai kampas, kuriuo pasukama šviesos bangos poliarizacijos plokštuma, kai šviesa pereina pro vienetinės koncentracijos vienetinio ilgio tirpalo sluoksnį.



15.1 pav. Optinio aktyvumo tyrimo schema

Panagrinęsime kristalų optinį aktyvumą. Tarkime, kad lygiagretus monochromatinis šviesos pluoštelis, poliarizuotas poliarizatoriumi P (15.1 pav.), krinta į plokštelę, išpjautą iš kristalinio kvarco statmenai jo optinei ašiai OO'. Žinoma, kad išilgai optinės ašies sklindanti šviesa nepatiria dvejopo spindulių lūžio, todėl analizatorius A, sukryžiuotas su poliarizatoriumi P, neturėtų praleisti šviesos. Tačiau ji vis tik pereina pro analizatorių. Kad nepraeitų, analizatorių A reikia pasukti tam

tikru kampu. Tai reiškia, kad kristalą perėjusi šviesa išlika tiesiai poliarizuota, bet poliarizacijos plokštuma pasisuka. Keičiant šviesos bangos ilgį kinta posūkio kampai – pasireiškia *optinio aktyvumo dispersija*.

Lydytam kvarcui (amorfiniam) optinis aktyvumas nebūdingas. Tačiau jei amorfinės medžiagos suka poliarizacijos plokštumą, jos ir kristalinės būsenos yra optiškai aktyvios. Optinį aktyvumą lemia molekulių struktūra ir jų išsidėstymas kristalo gardelėje.



Polarizacijos plokštumos sukimą pirmasis aiškino Frenelis, kuris teigė, kad šis reiškinys yra ypatingas dvejetainio spindulių lūžio atvejis. Pasak jo, šviesos sklidimo greitis optiškai aktyviose medžiagose yra skirtingas dešininės ir kairinės apskritiminės polarizacijos bangoms ( $v_d \neq v_k$ ). Pagal tai optiškai aktyviosios medžiagos skirstomos į dešininį sukimo ( $v_d > v_k$ ) ir kairinio sukimo ( $v_d < v_k$ ).

Galima teigti, kad tiesiai polarizuota šviesos banga yra dviejų – kairinės ir dešininės apskritiminės polarizacijos bangų, turinčių vienodą periodą bei amplitudę, suma. Tarkime, kad kairinės ir dešininės polarizacijos bangų visuma ekvivalenti polarizuotajai šviesai su AA' linijės virpesiais (15.2 a pav.), t. y. besisukantys šviesos bangos elektriniai vektoriai yra simetriški plokštumos AA' atžvilgiu. Kokia šių vektorių orientacija kuriam nors optiškai aktyvios terpės taške? Kai  $v_d > v_k$ , kairioji banga į tą tašką ateina atsilikusi. Nagrinėjame tašką dešinėsios bangos elektrinis vektorius pasuktas į dešinę labiau negu kairiosios bangos (15.2 b pav.). Kad atstojamasis virpesys liktų tiesiai polarizuotas, simetrijos plokštumą reikia pasukti kampu  $\varphi$  taip, kad  $\varphi_d - \varphi = \varphi_k + \varphi$  arba  $\varphi = (\varphi_d - \varphi_k)/2$ .

Norint įvertinti polarizacijos plokštumos sukimą, reikia užrašyti elektrinio vektoriaus pasukimo kampus, kaip laiko  $t$  ir šviesos nueito terpėje kelio  $z$  funkcijas:

$$\varphi_d = \omega\left(t - \frac{z}{v_d}\right), \quad \varphi_k = \omega\left(t - \frac{z}{v_k}\right);$$

čia  $v_d = c/n_d$ ,  $v_k = c/n_k$ .

Polarizacijos plokštumos sukimo kampas gilyje  $z = d$ :

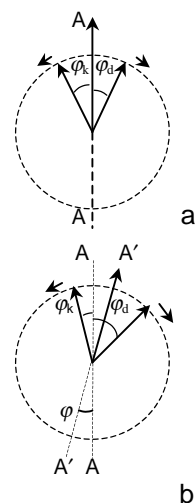
$$\varphi = \frac{\varphi_d - \varphi_k}{2} = \frac{\omega d}{2c} (n_k - n_d).$$

Kadangi  $\omega/c = 2\pi/\lambda c = 2\pi/\lambda_0$ , tai

$$\varphi = \pi d (n_k - n_d)/\lambda_0.$$

Medžiagoms, kurių  $n_k > n_d$ , posūkis yra dešininis, o kurioms  $n_k < n_d$  – kairinis.

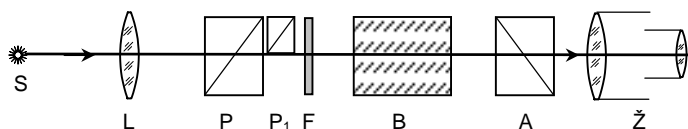
Frenelio teorija paaiškina polarizacijos plokštumos sukimą, bet neatsako į klausimą, kodėl bangų sklidimo greičiai yra skirtingi. Pagal molekulinę teoriją, sukimą lemia optiškai aktyvios medžiagos asimetrinė struktūra.



15.2 pav. Polarizacijos plokštumos sukimas

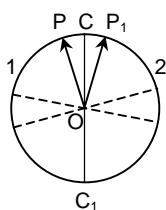
## Tyrimas

Poliarizacijos plokštumos sukimas tiriamas poliarimetru, kurio optinė schema pavaizduota 15.3 pav. Poliarimetrą sudaro spinduoelis (S), lygiagrečių spindulių pluoštą sukuriantis lęšis



15.3 pav. Poliarimetro optinė schema

(L), šviesos filtras (F), poliarizatoriai (P) ir ( $P_1$ ), analizatorius (A), stebėjimo žiūronas (Ž) ir tiriamasis bandinys (B). Analizatorių galima sukinti apie sistemos optinę ašį. Sukimo kampas matuojamas pagal apskritą skalę su nonijum. Poliarizatorius  $P_1$  užima tik pusę regimojo lauko ir dalija jį į dvi dalis. Laukas stebimas pro žiūroną. Poliarizatoriai P ir  $P_1$  pasukti taip, kad jų pagrindinės plokštumos tarp savęs sudaro nedidelį (apie  $5^\circ$ ) kampą. Tada



15.4 pav. Regėjimo laukas

viena lauko pusė  $C_1C_1$  apšviesta spindulių, kurių  $E$  virpa kryptimi OP (15.4 pav.), o antroji  $C_2C_1$  – spindulių, kurių  $E$  virpa kryptimi  $OP_1$ . Kampas  $POP_1$  yra lygus kampui tarp poliarizatorių P ir  $P_1$  pagrindinių plokštumų. Kai tokie spinduliai pereina analizatorių, kurio pagrindinė plokštuma statmena OP, tai laukas  $C_1C_1$  neapšviestas, o laukas  $C_2C_1$  iš dalies apšviestas. Priešingas vaizdas yra tada, kai analizatoriaus pagrindinė plokštuma statmena kryptčiai  $OP_1$ . Abi lauko pusės vienodai apšviestos, kai analizatoriaus pagrindinė plokštuma statmena arba lygiagreti su linkme  $CC_1$ .

Įstatomas vienas iš šviesos filtrų ir analizatorius sukamas tiek, kad abi lauko pusės būtų vienodai apšviestos. Užrašoma kampo  $\varphi_1$  vertė. Po to į poliarimetrą įdedamas tiriamasis bandinys B. Analizatorius sukamas tiek, kad abi lauko pusės vėl būtų vienodai apšviestos. Užrašoma kampo  $\varphi_2$  vertė.

Matavimai kartojami kelis kartus.

Nustatomas poliarizacijos plokštumos sukimo kampas  $\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|$  ir pagal atitinkamas formules apskaičiuojamas savitasis poliarizacijos plokštumos sukimas.

Nustatomas savitasis sukimas naudojant ir kitus filtras. Nubrėžiami savitojo poliarizacijos plokštumos sukimo nuo bangos ilgio priklausomybės grafikai.

Kai žinomas savitasis medžiagos sukimas, išmatavus poliarizacijos plokštumos pasukimo kampą galima nustatyti nežinomą tirpalo koncentraciją.

## 16. KVANTINIŲ ŠVIESOS SAVYBIŲ TYRIMAS

### Užduotys

1. Išmatuoti vandenilio spektro Balmerio (*Balmer*) serijos linijų bangos ilgį ir apskaičiuoti Rydbergo (*Rydberg*) konstantą.
2. Nustatyti kalio bichromato tirpalo sugerties spektro raudonojo krašto bangos ilgį ir apskaičiuoti Planko (*Planck*) konstantą.

### Teorija

Klasikinė fizika nesugebėjo paaiškinti šiluminio spinduliavimo eksperimento dėsningumų. Tai pavyko padaryti tik M. Plankui pateikus hipotezę, kad *elektromagnetinė spinduliuotė spinduliuojama ne tolygiai, o atskiromis porcijomis*, vadinamomis šviesos **kvantais** (*fotonais*), kurių energija proporcinga dažniui:

$$w = h\nu = h \frac{c}{\lambda};$$

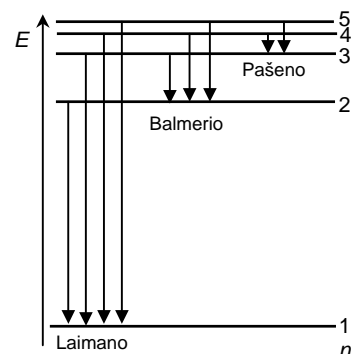
čia  $h$  – Planko konstanta,  $\nu$  – dažnis,  $c$  – šviesos greitis,  $\lambda$  – bangos ilgis.

M. Planko teiginys, kad harmoninis  $\nu$  dažnio osciliatorius gali turėti tik tokį energijos kiekį, kuris yra kartotinis elementariojo dydžio  $h\nu$  ( $E_n = nh\nu$ ), pateikė teisingą šiluminio spinduliavimo gebos išraišką, sutampančią su eksperimento duomenimis. Naudodamasis M. Planko teiginiais, N. Boras (*Bohr*) išplėtojo atomo spinduliavimo *kvantinę teoriją*. Pagal ją atomas nusakomas tam tikromis stacionariomis būsenomis, kurių būdamas jis energijos nespinduliuoja ir nesugeria. Energija spinduliuojama arba sugerama atomui peršokant iš vienos stacionariosios būsenos į kitą. Tokio šuolio metu spinduliuojama arba sugerama elektromagnetinė monochromatinė banga, kurios dažnį lemia stacionariųjų būsenų energijų skirtumas:

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

A. Einšteinas (*Einstein*) papildė Boro kvantinę teoriją kiekybiškai nusakydamas šviesos sugerties ir spinduliavimo procesus. Spinduliuojančiųjų atomų kvantines savybes rodo atomų spektruose pastebėti dėsningumai. Atomų spektrų linijos sudaro tam tikras grupes, kuriose linijos išsidėsčiusios tam tikra tvarka. Tokios spektro linijų grupės vadinamos *serijomis*. Tarp tos pačios serijos linijų bangų ilgių yra dėsningas sąryšis.

Paprasčiausi serijų dėsningumai atsispindi vandenilio atomo spektre. Vandenilio spektrą sudaro kelios serijos (16.1 pav.), iš kurių viena, vadinamoji *Balmerio* (*Balmer*) serija, yra regimojoje spektro dalyje. Šios serijos spektro linijų bangos skaičiai  $\nu'$  išreiškiami tokia formule:



16.1 pav. Vandenilio atomo energijos lygmenų diagrama ir serijos

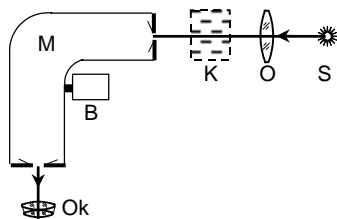
$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad (16.1)$$

čia  $R$  – Rydbergo konstanta,  $n$  – pagrindinis kvantinis skaičius, kuris vandenilio linijoms  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  ir  $H_\gamma$  atitinkamai lygus 3; 4 ir 5. Analogiškai dėsningumai atspindi ir sugerties spektruose, kurie registruojami naudojant spektrometrą ir ištisinio spektro spinduolį (pvz., kaitinamąją lempą). Tiriamoji medžiaga dedama tarp spinduolio ir spektrometro ir ištisinio spektro fone matomos tamsios sugerties linijos bei juostos, būdingos tai medžiagai.

Tarp spinduliuotės ir sugerties spektrų yra tiesioginis sąryšis. Jei kokių nors dujų sugerties spektras sudarytas iš tam tikrų bangos ilgių tamsių linijų, tai spinduliuotės spektras sudarytas iš tų pačių bangos ilgių šviesių linijų.

### Tyrimas

Pradžioje graduojamas monochromatorius. Tam naudojamas spinduolis (S) (16.2 pav.), kurio spektras yra linijinis ir spektro linijų bangos ilgiai žinomi (pvz., gyvsidabrio lempa). Žiūrima pro monochromatoriaus (M) okuliarą (Ok) ir sukant būgną (B) sutapdinamos spektro linijos su regėjimo lauke matoma rodyklėle. Užrašomi būgno rodmenys kiekvienai spektro linijai. Taip nustatoma monochromatoriaus būgno rodmenų priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio. Nubrėžiama monochromatoriaus gradavimo kreivė.



16.2 pav. Darbo schema

Prieš monochromatorių statoma vandenilio lempa ir šviesa kondensoriumi (O) nukreipiama į įeinamąjį plyšį. Sukant monochromatoriaus būgną regėjimo lauke esanti rodyklėle paeiliui sutapdinama su kiekviena vandenilio spektro linija  $H_\alpha$  (raudona),  $H_\beta$  (žaliai žydra) ir  $H_\gamma$  (violetinė) ir užrašomi atitinkami būgno rodmenys. Iš gradavimo kreivės nustatomi bangos ilgiai, apskaičiuojami jų bangos skaičius  $\nu' = 1/\lambda$  ir pagal (16.1) formulę apskaičiuojama Rydbergo konstanta.

Veikiant šviesai medžiagoje gali vykti įvairūs pokyčiai, pvz., suskilti molekulės. Paprastai vienas sugertas šviesos kvantas suskaido vieną molekulę. Skaidyti gali tik tie kvantai, kurių energija yra ne mažesnė už energiją  $w_0$ , reikalingą tai molekulei suskaidyti:

$$h\nu \geq w_0.$$

Planko konstantai nustatyti naudojamas kalio bichromato ( $K_2Cr_2O_7$ ) vandens tirpalas. Tirpale susidariusį joną  $Cr_2O_7^{2-}$  šviesa gali skaidyti taip:



Ilgiausia dar skaidanti joną banga atitinka sugerties pradžią tirpalo spektre. Tenkinama tokia sąlyga:

$$h \frac{c}{\lambda} = w_0$$

(16.2) reakcijos šiluminis efektas  $w_0$  yra žinomas; jis lygus 222 kJ/mol. Norint  $w_0$  išreikšti vienai molekulei, reikia padalyti iš Avogadro (*Avogadro*) skaičiaus  $N_0 = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ . Tada Planko konstanta išreiškiama taip:

$$h = \frac{w_0}{N_0 \nu} = \frac{w_0 \lambda}{N_0 c} \quad (16.3)$$

Tiriama taip. Monochromatoriaus plyšys apšviečiamas kaitinamosios lempos šviesa. Tarp lempos ir monochromatoriaus prieš plyšį statoma kiuvetė (K) su kalio bichromato tirpalu ir stebimas sugerties spektras. Sukant monochromatoriaus būgną, regėjimo lauke esanti rodyklėlė sutapdinama su sugerties spektro raudonuoju kraštu. Užrašomas būgno rodmuo ir iš gradavimo kreivės nustatomas bangos ilgis. Įrašius jį į (16.3) išraišką apskaičiuojama Planko konstanta.