

## 7.12. ŠVIESOS DISPERSIJOS TYRIMAS

### Darbo tikslas

Ištirti trijų skirtingų diodinių lazerių spinduliuočių savybes, nustatyti optinės prizmės dispersiją.

### Darbo užduotys

- Nustatyti kompaktinio disko takelių plotį.
- Nustatyti trijų diodinių lazerių spinduliuočių bangos ilgį.
- Nustatyti optinės prizmės dispersiją.
- Palyginti eksperimentinius rezultatus su teoriniais.

### Teorinės temos

- Šviesos difrakcija. Difrakcinė gardelė.
- Medžiagų lūžio rodiklis. Šviesos dispersija.
- Lazero sandara ir veikimo principai.
- Lazero spinduliuotės savybės.

### Darbo priemonės ir prietaisai

Kombinuotas trijų diodinių lazerių modulis, optinė prizmė, veidrodžiai, ekranas, kompaktinis diskas (difrakcinė gardelė), liniuotė.

### Darbo metodika

Lazerių veikimas pagrįstas trimis fundamentaliais principais. Pirmasis - elektromagnetinės spinduliuotės energija yra kvantuota, t.y. sudaryta iš diskrečių energijos porcijų. Diskretumas pirmiausia pasireiškia sąveikaujant spinduliuotei su medžiaga, kai fotonai yra sugeriami arba išspinduliuojami. Antrasis - fotonų spinduliuavimas, esant pakankamai didelei spinduliuotės įtekio spartai (proporcingai tapačių fotonų srautui), yra iš esmės priverstinis. Priverstinio spinduliuavimo atveju pirminiai ir antriniai kvantai yra tapatūs, o spinduliuavimo tikimybė proporcinga spinduliuotės įtekio spartai. Trečiasis - elektromagnetinės spinduliuotės kvantų su ta pačia faze, dažniu, poliarizacija skaičius yra neribojamas.

Be to, lazeriui veikti dar būtinas medžiagos energijos pusiausvyros pakeitimas. Veikiant išoriniam kaupinimo šaltiniui atomai, jonai ar molekulės perkeliama iš žemesnio energijos lygmens į aukštesnįjį ir sukuriama *užpildos apgręža*. Ji atitinka termodinamiškai nepusiausvirą energijos pasiskirstymą, todėl elektromagnetinio lauko stiprinimas ir generacija dėl priverstinio spinduliuavimo galimi tik termodinamiškai nepusiausvirose kvantinėse sistemose.

Lazerio spinduliuotė turi keletą išskirtinių savybių: didelį energinį šviesį, mažą skėstį, didelę vidutinę galią. Šios savybės labai naudingos praktiniams taikymams. Kitos savybės priklauso nuo lazerio veikos tipo – *nuolatinės* arba *impulsinės*.

Nuolatinės veikos lazeriai visada yra monochromatiniai. Itin siauro spektro pločio spinduliuotė nepamainoma tiksliai matuojant atstumus, pavyzdžiui, lazeriniuose radaruose. Nuolatinė veika patogiu atlikti įvairias rutines lazerinio medžiagų apdirbimo užduotis, tarkim, pjauti arba suvirinti. Be to, monochromatinė spinduliuotė patogiu tirti įvairius optinių elementų fizikinius parametrus ir

net formą, kadangi tokios spinduliuotės sąveiką su optiniais objektais teoriškai itin paprasta aprašyti.

Impulsinės veikos lazeriai būtinai yra plataus spektro, užtat geba generuoti impulsus, kurių trukmė siekia femto- ir atosekundes. Tokios trukmės yra palyginamos arba net trumpesnės už charakteringas elementariųjų cheminių reakcijų trukmes. Tokia spinduliuotė naudojama, pavyzdžiui, ultrasparčiojoje spektroskopijoje pirminiems cheminiams fotosintezės vyksmams tirti.

Atsiradus pirmiesiems lazeriams, jie iškart susilaukė didelio medikų dėmesio. Šiuo metu lazeriai taikomi daugelyje medicinos sričių: diagnostikoje, terapijoje, chirurgijoje, oftalmologijoje, dermatologijoje, stomatologijoje ir kt.

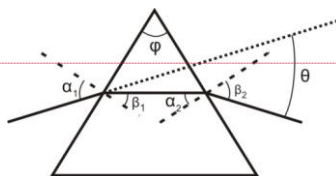
*Šviesos difrakcija* – tai reiškinys kuris vyksta, kai šviesa sąveikauja su kliūtimis, kurių matmenys palyginamos su sklindančios šviesos bangos ilgiu. Klasikiniu požiūriu difrakcija aprašoma kaip bangų interferencija pagal Hiugenso-Frenelio principą. Geriausiai difrakciją atskleidžia *difrakcinės gardelės* – optiniai elementai, kurių skaidrumas yra sugadintas periodiškais rėžiais. Atstumą tarp dviejų rėžių nurodo gardelės konstanta  $d$ . Už difrakcinės gardelės šviesa pasiskirsto pagal difrakcijos maksimumų sąlygą  $d \sin \varphi = \pm m \lambda$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , čia  $m$  – difrakcijos maksimumo eilė, o  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis. Matome, kad kuo didesnis bangos ilgis, tuo didesniais kampais išsidėsto difrakcijos maksimumai. Ši savybė labai svarbi spektroskopijoje, pagal šviesos difrakciją nustatomi įvairių objektų sugerties, pralaidumo arba spinduliuotės spektrai.

*Šviesos dispersija* – tai reiškinys kai šviesos bangos fazinis greitis priklauso nuo bangos ilgio. Ši savybė yra nulenta terpės kuria šviesa sklinda. Visos terpės, išskyrus vakuumą, yra dispersinės. Kadangi šviesos lūžis priklauso nuo šviesos fazinio greičio optinėse terpėse, šviesai kampu krįtant į dispersinę terpę skirtingų spalvų komponentės lūžta skirtingais kampais. Akivaizdžiausias šio reiškinio pavyzdys – vaivorykštė, kai skirtingos spalvos saulės šviesos komponentės lūžta skirtingais kampais lietaus lašeliuose. Optinėse sistemose dispersija dažniausiai nėra pageidaujamas reiškinys, pavyzdžiui, lęšiuose ji sukelia chromatinės aberacijas (kai skirtingų bangos ilgių komponentės fokusuojasi skirtinguose židinio nuotoliuose), informacijos perdavime šviesolaidžiais dispersija lemia impulsų išplitimą ir taip riboja duomenų srauto taktinį dažnį. Šios problemos sprendžiamos kombinuojant skirtingą dispersiją turinčias medžiagas. Tačiau yra sričių, kuriose dispersija yra teigiamas veiksnys: lazeriniuose stiprintuvuose dispersija naudojama išplėsti ir po stiprinimo vėl suspausti impulsus, taip pasiekiant itin dideles impulsų galias.

Kadangi medžiagos lūžio rodiklis yra susietas su šviesos faziniu greičiu  $n = c/v_f$ , tai patogiau pavaizduoti medžiagos lūžio rodiklio priklausomybės nuo šviesos bangos ilgio grafiku. Toks grafikas yra vadinamas *dispersijos kreive*. Dydis  $D_\lambda = \Delta n / \Delta \lambda$  vadinamas *medžiagos dispersija*. Įvairių medžiagų dispersijos kreivės yra nustatinėjamos eksperimentiniu būdu. Iš eksperimentinių rezultatų ištyrinėtoms medžiagoms užrašomas empirinis dispersijos dėsnis, vadinamas *Zelmejerio formule*. Dažnai optikoje naudojamų medžiagų Zelmejerio formules galima rasti žinyuose. Empirinės formulės labai nepatogios ir gremėzdiškos, tačiau analitinio metodo apskaičiuoti medžiagų dispersijai nėra.

*Dispersinė prizmė* – tai optinis elementas, kuriame skirtingo bangos ilgio šviesa lūžta skirtingais kampais. Šitokios prizmės yra įvairiausių rūšių iš kurių elementariausia – paprastoji trikampė prizmė.

Tarkime, kad į prizmę krįta spindulys kampu  $\alpha_1$ . Tuomet iš Snelijaus dėsnio galima apskaičiuoti prizmės medžiagos lūžio rodiklį:



7.12.1 pav. Monochromatinio spindulio eiga per paprastąją trikampę prizmę

**Komentuota [v1]:** Reikėtų įterpti sakinį apie lūžio rodiklį, kas tai yra ir formulę.

$$n = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{\sin \beta_2}{\sin \alpha_2} \quad (7.12.1)$$

Įeidamas į prizmę ir išeidamas spindulys lūžta artėdamas prie jos pagrindo. Kampas  $\theta$  vadinamas spindulio *nuokrypio kampu*. Kai  $\alpha_1 = \beta_2$ , t.y. kai krintančio ir išeinančio spindulio kampai yra vienodi, spindulys nukrypsta mažiausiai nuo pradinės krypties. Tokiu atveju kampas  $\theta$  vadinamas mažiausio nuokrypio kampu ir gali būti išreikštas:

$$\theta = \alpha_1 - \beta_1 + \beta_2 - \alpha_2 = 2(\alpha_1 - \beta_1) \quad (7.12.2)$$

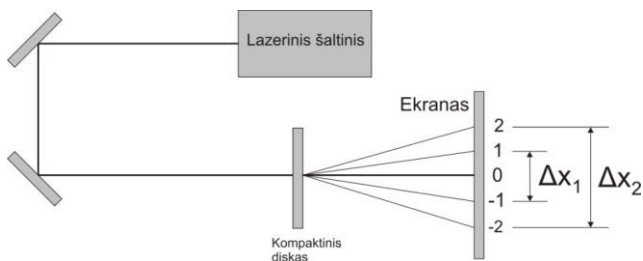
Virš prizmės pagrindo esantis kampas  $\varphi$  vadinamas *prizmės laužiamuoju kampu* ir išreiškiamas  $\varphi = 2\beta_1$ . Tuomet mažiausio nuokrypio kampas  $\theta = 2\alpha_1 - \varphi$ , iš čia  $\alpha_1 = \frac{\theta + \varphi}{2}$ . Kadangi  $\beta_1 = \frac{\varphi}{2}$ , prizmės medžiagos lūžio rodiklį galime išreikšti:

$$n = \frac{\sin \frac{\theta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \quad (7.12.3)$$

## Darbo eiga

### Šviesos difrakcija

#### 1. Kompaktinio disko takelių pločio (difrakcinės gardelės kontantos) nustatymas



7.12.2 pav. Kompaktinio disko takelių pločio nustatymo optinė schema

1. Surenkama optinė grandinė (7.12.2 pav.) Lazerinio šviesos šaltinio spinduliuotė veidrodėliais nukreipiama į kompaktinį diską - CD (difrakcinę gardelę). Už jo statomas ekranas, kuriame matomas difrakcinis vaizdas.
2. CD takelių pločio nustatymui pasirenkamas inžinierių nurodytas bangos

ilgis. Išmatuojami atstumai  $\Delta x_m$  tarp pagrindinių difrakcijos maksimumų ir atstumas  $L$  nuo kompaktinio disko iki ekrano.

3. Iš difrakcijos maksimumų sąlygos  $d \sin \varphi = \pm m\lambda$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  išsireiškia ir apskaičiuojama difrakcinės gardelės konstanta  $d$ :

$$d = \frac{2Lm\lambda_m}{\Delta x_m} \quad (7.12.4)$$

Difrakcinės gardelės konstanta nusako atstumą tarp gardelės rėžių. Kompaktinio disko atveju, ji atitinka takelio plotį.

4. Matavimo rezultatai surašomi į 1 lentelę:

1 lentelė. Takelių pločio matavimo rezultatai

$\lambda$ , nm	$L$ , m	$\Delta x_m$ , mm	$d$ , $\mu\text{m}$	$d_{vid}$ , $\mu\text{m}$

5. Matavimas pakartojamas kelis kartus su kitu atstumu  $L$  nuo kompaktinio disko iki ekrano.  
 6. Apskaičiuojama vidutinė gardelės konstantos vertė  $d_{vid}$ .

### 2. Trikomponentės lazerinės spinduliuotės bangos ilgių nustatymas

1. Šiai eksperimento daliai naudojamos likusios dvi lazerinės spinduliuotės spalvinės komponentės. Iš difrakcijos maksimumų sąlygos išsireiškiamas bangos ilgis  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{d\Delta x_m}{2Lm} \quad (7.12.5)$$

2. Apskaičiuojamas bangos ilgis abiem spalvinėms komponentėms. Eksperimento duomenys surašomi į lentelę:

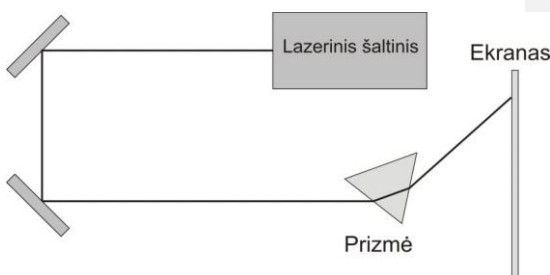
2 lentelė. Bangos ilgio matavimo rezultatai

Spalva	$L$ , m	$\Delta x_m$ , mm	$d$ , $\mu\text{m}$	$\lambda$ , nm

3. Eksperimentas pakartojamas pakeitus atstumą  $L$ . Apskaičiuojama vidutinės bangos ilgių vertės  $\lambda_{vid}$  skirtingų spalvų spinduliuotėms.

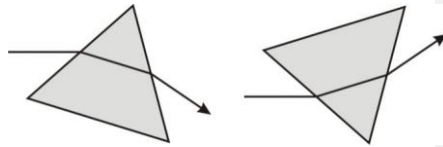
### Šviesos dispersija

4. Surenkama 7.12.3 paveiksle parodyta schema. Trikomponentė lazerinė spinduliuotė nukreipiama į dispersinę prizmę ant goniometro stalelio.  
 5. Goniometro stalelis pasukamas taip, kad lazerinė spinduliuotė kristų statmenai į prizmės sienelę. Tokiu atveju nuo sienelės atsispindinti spinduliuotės dalis turi sutapti su krintančia spinduliuote. **Pastaba:** lazerinės spinduliuotės sklaidimas tikrinamas vizualizatoriais (regimajai spinduliuotei tinka tiesiog popierinis lapelis). **Jokiu būdu negalima lazerinės spinduliuotės stebėti tiesiogiai akimi!**



7.12.3 pav. Prizmės dispersijos tyrimo schema

6. Užrašomas goniometro rodomas kampas  $\varphi_1$ . 5 darbo eigos punktas pakartojamas su kita skaidria prizmės sienele, užrašomas goniometro rodmuo  $\varphi_2$ .
7. Apskaičiuojamas prizmės laužiamasis kampas  $\varphi = 180^\circ - |\varphi_1 - \varphi_2|$ .
8. Sukant goniometro stalę randama prizmės padėtis, kada praeinantis lazerio spindulys (pasirinkta spalvinė komponentė) nukrypsta mažiausiai nuo pradinės sklaidimo krypties. Užrašomas goniometro rodomas kampas  $\alpha_i$ . Procesas pakartojamas su kita skaidria prizmės sienele ir užrašomas goniometro rodomas kampas  $\beta_i$ .



7.12.4 pav. Mažiausio nuokrypio kampo matavimo schema

9. Apskaičiuojamas mažiausio nuokrypio kampas  $\theta_\lambda = \frac{\alpha_\lambda - \beta_\lambda}{2}$ .
10. Pagal (7.12.3) formulę apskaičiuojamas prizmės lūžio rodiklis.
11. 8-10 darbo punktai pakartojami su kitomis spalvinėmis komponentėmis.
12. Nubrėžiama prizmės lūžio rodiklio priklausomybės nuo bangos ilgio grafikas.
13. Gauti rezultatai palyginami su teoriniais, skaičiuojamais pagal Zelmejerio formulę:

$$n - 1 = \frac{1,03961212\lambda^2}{\lambda^2 - 0,00600069867} + \frac{0,231792344\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0200179144} + \frac{1,01046945\lambda^2}{\lambda^2 - 103,560653} \quad (7.12.6)$$

#### Literatūra:

1. J. Butrimaitė, A. Dementjev, G. Dikčius, R. Gadonas, J. Jasevičiūtė, V. Karenauskaitė, V. Sirutkaitis, V. Smilgevičius (2004). Vadovėlis Fizika biomedicinos ir fizinių mokslų studentams 2 dalis, Vilnius, Vilniaus universiteto leidykla, 351psl. ISBN 9986-19-595-9.