

Vaidutis Antanas
ŠALNA

OPTIKA

Fizikos olimpas
Vilnius 2004

UDK 535(075.3)□

Ša58□

Parengė Vilniaus universiteto doc. Vaidutis Antanas ŠALNA
Recenzavo prof. Vytautas BALEVIČIUS
Redaktorė Aldona KRUTINIENĖ

Šalna, Vaidutis Antanas

Optika. – Vilnius, Fizikos olimpas. 2004

Mokymo knyga ypatingai gabių mokinių papildomo ugdymo mokyklos “Fizikos olimpas” moksleiviams. Leidiniu gali naudotis ir kiti moksleiviai bei aukštųjų mokyklų studentai

Nuo 2003 01 30 ši mokymo knyga yra ir interneto svetainėje www.olimpas.lt

© Vaidutis Antanas Šalna, 2004

© Fizikos olimpas, 2004

ISBN 9986-778-04-2□

TURINYS

1. BANGINĖS ŠVIESOS TEORIJOS ĮVADAS	6
1.1. Harmoniniai virpesiai. Monochromatinės bangos	6
1.2. Superpozicijos principas	7
1.3. Elektrinio dipolio spinduliavimas	7
1.4. Elektromagnetinių bangų poliarizacija	8
1.5. Virpesių ir bangų sudėtis.....	10
2. ŠVIESOS SKLIDIMAS IZOTROPINĖJE TERPĖJE	12
2.1. Šviesos dispersija.....	12
2.2. Šviesos sugertis.....	14
2.3. Šviesos atspindys ir lūžis	16
2.4. Visiškas vidaus atspindys. Šviesolaidžiai	20
3. ŠVIESOS SKLIDIMAS ANIZOTROPINĖJE TERPĖJE	22
3.1. Kristalų optikos pagrindai.....	22
3.2. Šviesos sklidimas vienašiuose kristaluose	26
3.3. Poliarizacijos plokštumos sukimas	29
3.4. Poliarizatoriai.....	30
4. ŠVIESOS INTERFERENCIJA	33
4.1. Koherentiniai virpesiai ir bangos.....	33
4.2. Interferencijos stebėjimo metodai.....	35
4.3. Nemonochromatinės šviesos interferencija	36
4.4. Plonųjų plėvelių spalvos	37
4.5. Vienodo storio ir vienodo polinkio interferencinės juostelės	38
4.6. Dielektriniai veidrodžiai. Optikos skaidrinimas	40
4.7. Interferenciniai šviesos filtrai	40
4.8. Interferencijos taikymas.....	42
5. ŠVIESOS DIFRAKCIJA	45
5.1. Hiuigenso ir Frenelio principas.....	45
5.2. Frenelio zonos.....	46
5.3. Difrakcija pro apskritą angą.....	48
5.4. Difrakcija pro apskritą ekraną.....	49

5.5. Fraunhoferio difrakcija	50
5.6. Difrakcija pro vieną plyšį	50
5.7. Difrakcija pro du plyšius.....	53
5.8. Difrakcinė gardelė	54
5.9. Atvaizdų kūrimas pagal Abės teoriją.....	59
6. OPTINĖ HOLOGRAFIJA.....	61
7. ŠILUMINIS SPINDULIAVIMAS	65
7.1. Pagrindiniai šiluminio spinduliavimo dėsniai.....	65
7.2. Planko formulė.....	68
8. ŠVIESOS STIPRINIMAS IR GENERAVIMAS.....	69

Ivadas

Optika yra mokslas apie fizinius, t. y. gamtos, reiškinius, susijusius su trumpųjų elektromagnetinių bangų, kurių ilgis ($10^{-4} \div 10^{-9}$) m, sklidimu ir sąveika su medžiaga.

Pradžioje optika tyrė tik regimosios spektro srities (360 nm \div 750 nm) elektromagnetines bangas. Šiuolaikinė optika tiria plačią šių bangų spektro sritį: be regimosios, ultravioletinę (įskaitant ir minkštuosius rentgeno spindulius) bei infraraudonąją sritį iki milimetrinių radijo bangų. Optika nuo kitų fizikos šakų, susijusių su elektromagnetinių bangų spinduliavimu, skiriasi ne tiek nagrinėjamų bangų ilgių ruožu, kiek savitais tyrimo metodais. Ji nagrinėja šviesos sklidimą įvairiose terpėse, šviesos spinduliavimo ir sugėrimo dėsnius, taip pat šviesos poveikį medžiagai. Banginė šviesos prigimtis aptikta anksčiau, negu nustatytas faktas, kad šviesa yra elektromagnetinė spinduliuotė. Iš tikrųjų, daugelis reiškinių sklindant šviesai gali būti paaiškinti tik skersinių bangų įvaizdžiais nepaisant jų elektromagnetinės prigimties. Tokius reiškinius – šviesos difrakciją, interferenciją, poliarizaciją – tiria *banginė optika*.

Kvantinė teorija gerokai pakeitė šviesos prigimties sampratą. Pagal šią teoriją, laisvasis elektromagnetinis laukas yra dalelių, vadinamų *fotonais*, arba *šviesos kvantais*, visuma. Klasikinis šviesos, kaip elektromagnetinių bangų, įvaizdis yra ribinis kvantinės teorijos atvejis, atitinkantis didelį vienos būsenos fotonų skaičių. Kvantinės teorijos įvaizdžiais pasisekė paaiškinti reiškinius, susijusius su šviesos energijos virtimu dalelių energija; jų negalėjo paaiškinti klasikinė bangų teorija. Tai – *šiluminis kūnų spinduliavimas, fotoefektas, fotocheminiai procesai*.

Klasikinė fizika negali logikos požiūriu neprieštaringai paaiškinti dalelinių ir banginių šviesos savybių tuo pat metu, nes pagal ją bangos ir dalelės sampratos nesuderinamos, viena kitą neigiančios. Šiuolaikinėje kvantinėje teorijoje, grindžiamoje stebėjimo metodų reliatyvumu, įveikiamos loginės prieštaros, susijusios su bangos-dalelės dualumu. Šviesai būdingos ir bangų, ir dalelių savybės, bet jos pasireiškia tik per atskirus bandymus tam tikromis sąlygomis. Šios savybės papildo viena kitą ir visiškai apibūdina šviesą.

1. BANGINĖS ŠVIESOS TEORIJS ĮVADAS

1.1. HARMONINIAI VIRPESIAI. MONOCHROMATINĖS BANGOS

Harmoniniai virpesiai yra periodiniai fizikinio dydžio kitimai per laiką, nusakomi sinuso (arba kosinuso) dėsniais. Juos nusako diferencialinė lygtis:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -f x + P;$$

čia P – sunkis, fx – tamprumo jėga, x – nuokrypis nuo pusiausvyros padėties, f – tampraus ryšio koeficientas. Šios lygties sprendinys:

$$x' = a \sin(\omega t + \delta) \text{ arba } x' = a \cos(\omega t + \delta);$$

čia $x' = x - P/f$, a – virpesių amplitudė, ω – kampinis dažnis, δ – pradinė virpesių fazė.

Šie sprendiniai išreiškia sistemos, vadinamos *harmoniniu osciliatoriumi*, virpesius.

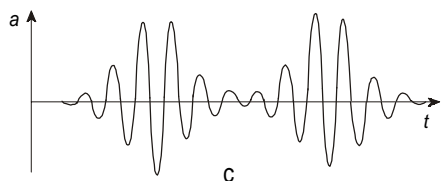
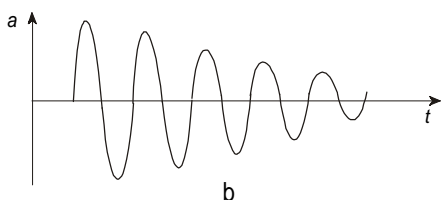
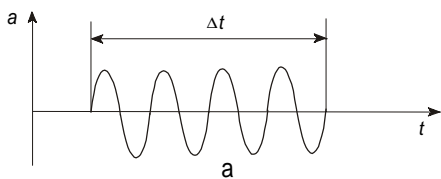
Harmoninio osciliatoriaus modelis plačiai naudojamas atomų ir molekulių spektroskopijoje. Osciliatoriaus virpesių periodas

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{f}},$$

pilnutinė energija

$$E = \frac{f a^2}{2}.$$

Monochromatinė banga išreiškiama tokia periodine funkcija, kurios periodas, amplitudė ir pradinė fazė nekinta laiko atžvilgiu. 1.1.1 pav. pavaizduotos bangos nėra monochromatinės. Jei banga vaizduojama sinusoidės dalimi (1.1.1 a pav.), tariama, kad amplitudė pradžioje lygi nuliui, o laiko momentu t_1 tampa a ir išlieka pastovi iki t_2 , po to vėl lygi nuliui. Tokia banga nemonochromatinė. Jokioje realioje bangoje virpesiai nevyksta be galo ilgai, jie prasideda ir baigiasi tam tikru momentu. Kuo didesnė trukmė $\Delta t = t_2 - t_1$ periodo atžvilgiu, tuo banga monochromatiškesnė.



1.1.1 pav. Nemonochromatinės bangos (a – dalis sinusinės bangos, b – slopstančioji banga, c – mūša)

1.2. SUPERPOZICIJOS PRINCIPAS

Tarkime, kad kuriame nors erdvės taške vienu metu fiksuojamas begalinio bangų skaičiaus poveikis. Paprasčiausia hipotezė, kurią galima taikyti bendram jų poveikiui, yra tokia: jei $s_1, s_2, s_3, \dots, s_n$ – atskirų bangų sukelti trikdžiai kuriame nors erdvės taške tam tikru laiko momentu, tai atstojamasis trikdys yra jų algebrinė suma:

$$s = s_1 + s_2 + s_3 + \dots + s_n. \quad (1.2.1)$$

Superpozicijos principas yra fizikinė hipotezė, pagal kurią, *šviesos bangos trikdys, susidarantis kuriame nors taške tam tikru laiko momentu pereinant kelioms bangoms, lygus atskirų bangų trikdžių algebrinei sumai*. Tai išreiškia (1.2.1) lygtis. Superpozicijos principas naudojamas tada, kai sistemos savybės nepriklauso nuo to, ar ji veikiama trikdžio, ar ne (kai poveikis nelabai stiprus).

Jei galioja superpozicijos principas, tai bangų grupę galima pakeisti (išskaidyti) jos dedamosiomis ir kiekvienos dedamosios poveikį nagrinėti atskirai. Racionalus šių dedamųjų parinkimas, t. y. skleidimo metodo parinkimas, gali gerokai supaprastinti užduotį. Toks racionalus skleidimas yra skleidimas monochromatinėmis bangomis, t. y. laisvoji funkcija pateikiama harmoninių funkcijų visuma. Tam gerai tinka Furjė (*Fourier*) teorema – *nesinusinės formos bangą visuomet galima išreikšti harmoninių bangų suma*.

1.3. ELEKTRINIO DIPOLIO SPINDULIAVIMAS

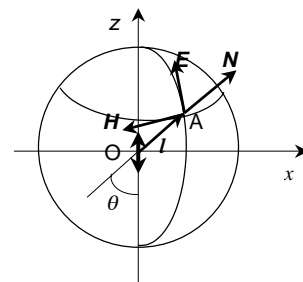
Elektrinio dipolio modelis plačiai naudojamas optikoje. Šiuo modeliu galima patenkinti nusakyti šviesos spinduliavimą, sklidimą, sugertį ir kitus reiškinius.

Elektrinis dipolis yra sistema, sudaryta iš dviejų vienodo didumo ir priešingo ženklo krūvininkų q , tarp kurių atstumas r . Pagrindinė dipolio charakteristika yra elektrinis dipolinis momentas $\mathbf{p} = q \mathbf{r}$.

Jei dipolio krūvininkai (arba vienas krūvininkas) harmoningai virpa išilgai ašies, tokia sistema vadinama *tiesiniu harmoniniu osciliatoriumi*. Osciliatoriaus kintantysis dipolinis momentas lygus $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \cos \omega t$ (čia ω – krūvininko virpesių dažnis). Reikia pabrėžti, kad $\mathbf{p} = q \mathbf{r}$ kitimas gali vykti ir dėl $q = q_0 \cos \omega t$, ir dėl $r = r_0 \cos \omega t$ kitimo. Krūvio kitimas realizuojamas radiotechnikoje, o atstumo kitimas yra daugelio fizikinių reiškinių pagrindas.

Optikoje dažniausiai nagrinėjami atvejai, kai $r = r \cos \omega t$, $r \ll \lambda$ ir nuotolis l didelis ($l \gg r$). Vektorius \mathbf{l} brėžiamas iš osciliatoriaus centro O į nagrinėjamąjį tašką A (1.3.1 pav.). Sritis, kurioje kinta l , vadinama *bangos zona*. Visuose sferos, kurios centre yra dipolis, taškuose virpesių fazės yra vienodos, t. y. dipolio skleidžiama banga yra sferinė.

Į sparčiai kintantį šviesos lauką reaguoja tik atomų ir molekulių elektronai, kurių virpesius, atsirandančius dėl



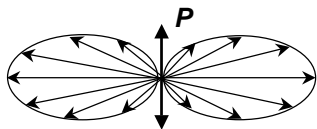
1.3.1. pav. Dipolio spinduliuojamos sferinės bangos elektromagnetinis laukas

elektrinio lauko poveikio, galima modeliuoti harmoniniais osciliatoriais. Izotropinės molekulės elektronai nuo elektrinio lauko poveikio paslenka visomis galimomis kryptimis vienodai, t. y. elektronų virpesių kryptis sutampa su krintančios šviesos bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptimi. Antrinės bangos elektrinio vektoriaus E kryptį lemia elektrono, kuris sukelia šią bangą, virpesių kryptis, t. y. E yra toje pačioje plokštumoje kaip ir p . Kadangi elektromagnetinės bangos yra skersinės, vektorius E turi būti statmenas bangos sklidimo kryptčiai. Šios dvi sąlygos, lemiančios vektoriaus E padėtį, leidžia suprasti virpančio elektrono spinduliavimą (1.3.1 pav.).

Harmoninio osciliatoriaus vidutinė energija proporcinga jo virpesių dažniui ketvirtuoju laipsniu (ω^4) ir priklauso nuo spinduliuotės linkmės ($\sin^2\theta$):

$$\langle S \rangle = \frac{\omega^4 p_0^2}{8\pi c^3 l^2} \sin^2\theta ;$$

čia p_0 – amplitudinė elektrinio dipolinio momento vertė.



1.3.2. pav. Elementaraus osciliatoriaus spinduliuotės diagrama

Dipolio spinduliuotės energijos skirstinys (spinduliuotės diagrama) pavaizduota 1.3.2 pav. Energija didžiausia kryptimis, statmenomis elektrono virpesių linijai (elementariojo spindulio ašiai), ir lygi nuliui išilgai ašies (išilginė elektromagnetinė banga negalima!).

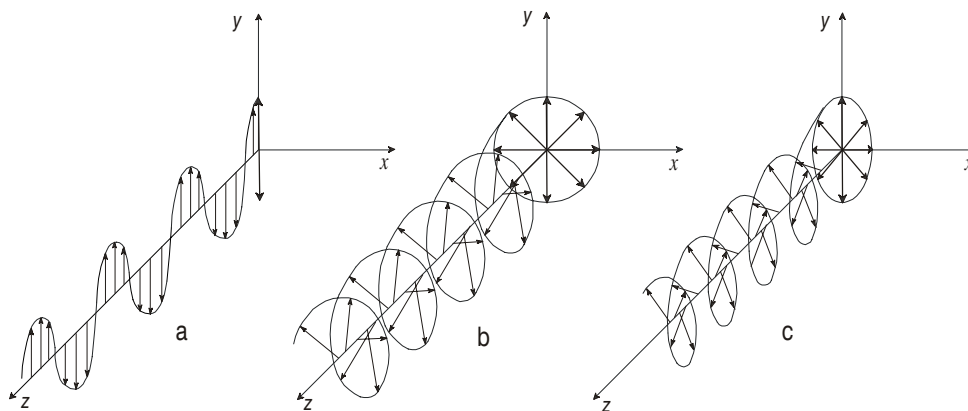
Osciliatoriaus spinduliuojamos galios ryškia priklausomybe nuo bangos ilgio aiškinama, pavyzdžiui, žydra dangaus spalva (trumposios bangos sklaidomos stipriau negu ilgosios) ir raudona Saulės spalva saulėlydžio metu, kai spinduliams pereinant storus atmosferos sluoksnius tiesioginio srauto melsvi spinduliai išsklaidomi smarkiau negu raudoni.

1.4. ELEKTROMAGNETINIŲ BANGŲ POLIARIZACIJA

Poliarizuotoji elektromagnetinė banga yra tokia banga, kurioje elektrinio (arba magnetinio) lauko stiprio konkretaus didumo vektoriaus E galas juda tam tikru dėsningumu. Jei vektoriaus projekcijos į plokštumą, statmeną sklidimo kryptčiai, galas juda tiese, tai banga *tiesiai poliarizuota* (1.4.1 a pav.). *Apskritai poliarizuotos* bėgančiosios bangos tam tikros fazės vektorius E (kartu ir H) erdvėje brėžia apskritas spirales, o statmenoje plokštumoje – apskritimą (1.4.1 b pav.). Kai erdvėje brėžiamos elipsinės spirales, o sklidimo kryptčiai statmenoje plokštumoje brėžiama elipsė – banga yra *elipsiškai poliarizuota* (1.4.1 c pav.).

Kai nagrinėjamojo srauto visos bangos, sklindančios iš skirtingų elementariųjų mikroskopinių spindulių, poliarizuotos vienodai, tai tokia poliarizacija vadinama *visiškoji*.

Jei vektoriaus E dedamųjų fazių skirtumas nepastovus (bangos nekoherentinės) ir skirtingų elementariųjų spindulių skleidžiamose bangose virpesiai yra skirtingos vienodai tikimos orientacijos, šviesa yra *natūrali* (arba *nepoliarizuota*). Ji gali susidėti iš elipsiškai, tiesiai ir apskritai poliarizuotų bangų.



1.4.1 pav. Tiesiai (a), apskritai (b) ir elipsiškai (c) poliarizuotoji banga

Šviesa, kurioje vyrauja tikimiausių kryptių virpesiai, vadinama *iš dalies* poliarizuota. Kiekybiškai ji apibūdinama poliarizacijos laipsniu.

Kiekvienas atskiras spinduliavimo modelis apibūdina tam tikrą poliarizaciją. Pavyzdžiui, harmoninis dipolinis osciliatorius spinduliuoja tiesiai poliarizuotas bangas, elektrinis arba magnetinis rotatorius – elipsiškai poliarizuotas. Jei spindulis yra išoriniame elektriniame arba magnetiniame lauke, šviesos poliarizacija sudėtingesnė – kiekviena spinduliuotės spektro linija skyla į kelias skirtingos poliarizacijos linijas.

Makroskopiniuose kūnuose šviesą spinduliuoja jų elementarieji spinduliai, kurių yra labai daug. Jos poliarizaciją lemia spindulių prigimtis ir jų orientacija. Kai spinduliai išsidėstę visiškai netvarkingai, jų spinduliuojama šviesa natūralioji, o, pvz., perėjusi kai kuriuos kristalus šviesa poliarizuojasi.

Šviesos poliarizacijos pobūdis turi esminio poveikio šviesos ir medžiagos sąveikai. Optiškai izotropinėse medžiagose, kartais ir metaluose, nuo šviesos poliarizacijos priklauso šviesos sklaidimo greitis ir kryptis (dvejopas spindulių lūžis), taip pat sugertis (dichrozmas). Sklindant šviesai medžiagoje jos poliarizacijos pobūdis gali keistis: pakinta virpesių plokštuma (atspindint, lūžtant, optiškai aktyviose terpėse); tiesiai poliarizuota šviesa gali tapti elipsiškai poliarizuota (kai vyksta visiškasis vidaus atspindys nuo sugeriančių paviršių, pvz., metalų). Terpės sklaidomos šviesos poliarizacija taip pat kinta. Sklindant terpėse poliarizuotai šviesai išsklaidytoji visuomet tam tikru laipsniu depoliarizuojasi. Indukuotos spinduliuotės poliarizacijos pobūdis visuomet toks pat kaip ir žadinančios.

1.5. VIRPESIŲ IR BANGŲ SUDĖTIS

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

$$E_x = E_{10} \sin(\omega t - k z), \quad (1.5.1)$$

$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - k z + \delta); \quad (1.5.2)$$

čia δ – pradinis virpesių fazių skirtumas, k – bangos skaičius.

Dėl superpozicijos $\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$. Sudarykime atstojamąjį virpesį nusakančios kreivės lygtį. (1.5.2) išraišką galima užrašyti taip:

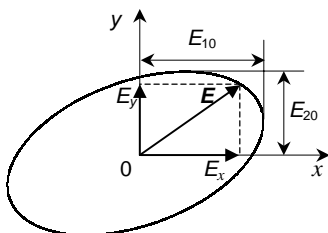
$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - k z) \cos \delta + E_{20} \cos(\omega t - k z) \sin \delta.$$

Panaudojus (1.5.1) 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 gaunama, kad

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (1.5.3)$$



1.5.2 pav. Dviejų tarpusavyje statmenų virpesių sudėtis (bendrasis atvejis)

Tai elipsės lygtis, kurios grafikas pavaizduotas 1.5.2 pav. Jei $\cos \delta = 0$ ir $\sin \delta = \pm 1$, tai

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

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 $m = 0, 1, 2, \dots$), sukuriama atstojamoji *elipsiškai poliarizuota* banga.

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

Kai $\cos \delta \neq 0$, tai (1.5.3) lygtis taip pat nusako elipsę, bet jos ašys nesutampa su koordinatinių ašimis. Elipsė yra ir tuo atveju, kai $E_{10} = E_{20}$.

Kai $\cos \delta = \pm 1$ ir $\sin \delta = 0$, tai (1.5.3) 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 (1.5.3 pav.). Taigi *tiesinės poliarizacijos* banga yra ribinis šviesos elipsinės poliarizacijos atvejis.

Iš to išplaukia, kad bet kokios poliarizacijos elektromagnetinė banga yra dviejų tiesinės poliarizacijos bangų, kurių vektorius E virpa tarpusavyje statmenoje plokštumoje, superpozicijos padarinys.

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

Tarkime, kad yra kairinės ir dešinės apskritinės poliarizacijos bangos, kurių elektrinio vektoriaus projekcijos į koordinačių ašis x ir y (1.5.4 pav.) reiškiamos taip:

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

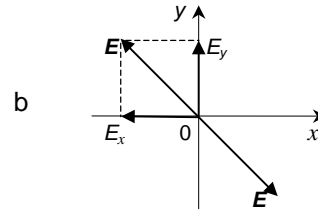
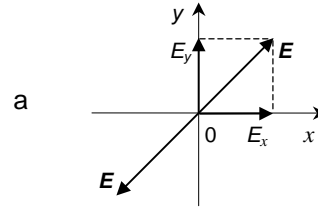
$$E_{2x} = E_0 \cos \omega t; \quad E_{2y} = -E_0 \sin \omega t.$$

Dėl superpozicijos gaunama:

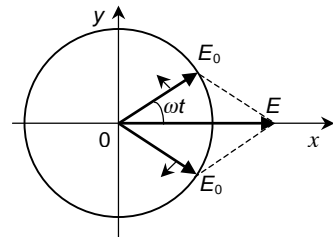
$$E_x = E_{1x} + E_{2x} = 2 E_0 \cos \omega t;$$

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

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.



1.5.3 pav. Dviejų tarpusavyje statmenųjų virpesių sudėtis (a – vienodos fazės, b – priešingos fazės)



1.5.4 pav. Dviejų apskritai poliarizuotų bangų sudėtis

2. ŠVIESOS SKLIDIMAS IZOTROPINĖSE TERPĖSE

2.1. ŠVIESOS DISPERSIJA

Medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio (arba dažnio) vadinama *šviesos dispersija*. Pagal elektromagnetinę šviesos teoriją (Maksvelo), sąryšis tarp medžiagos lūžio rodiklio n , dielektrinės skvarbos ϵ ir magnetinės skvarbos μ reiškiamas taip:

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

Šviesos dispersija būdinga visoms terpėms. Tik vakuume šviesos greitis nepriklauso nuo bangos ilgio λ . Norint gauti lūžio rodiklio n ir bangos ilgio λ sąryšį pradžioje reikia nustatyti, kaip dielektrinė skvarba ϵ priklauso nuo dažnio ω , ir remiantis išraiška $n = \sqrt{\epsilon}$ (dielektrikų $\mu = 1$) panagrinėti lūžio rodiklį n .

Panagrinėsime dielektrikų poliarizaciją, sukeltą išorinio elektromagnetinio lauko poveikio. Pagal elektroninę teoriją, elektronai dielektriko atomuose ir molekulėse yra pusiausvyros būsenos. Veikiant išoriniam laukui jie paslenka iš pusiausvyros padėties atstumu \mathbf{r} , dėl to atomas tampa elektriniu dipoliu ir įgyja dipolinį momentą $\mathbf{p} = e \mathbf{r}$.

Atomo elektroną veikia kelios jėgos:

Priverstinė jėga. Priverstiniai elektronų virpesiai atsiranda nuo terpėje sklindančios šviesos bangos poveikio. Elektroną veikia jėga, proporcinga elektrinio lauko stipriui:

$$F_e = e E.$$

Pagal pirmąjį artinį,

$$E = E_0 \exp(i\omega t) \text{ arba } E = E_0 \sin(\omega t);$$

čia ω – krintančios spinduliuotės dažnis.

Laikančioji jėga. Tariant, kad atomas yra harmoninis osciliatorius, galima teigti, kad elektroną atome pusiausvyros padėtyje laiko kvazitamprumo jėga

$$F_f = f r;$$

čia f – kvazitamprumo ryšio koeficientas. Jei elektrono masė m , tai harmoninio osciliatoriaus savųjų virpesių dažnis

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{f}{m}}.$$

Stabdanti jėga. Teiginys, kad elektrono virpesiai atome yra harmoniniai, yra tam tikras artinys. Iš tikrųjų elektrono virpesiai palengva praranda savo energiją ir virpesių amplitudė mažėja, t. y. jie silpsta. Elektronų energijos nuostoliai susiję ne tik su spinduliavimu, bet ir su ato-

mų tarpusavio sąveika. Šiuos nuostolius galima įskaityti, vartojant pasipriešinimo jėgą, kuri proporcinga greičiui (panašiai daroma mechanikoje):

$$F_g = -g \frac{\partial r}{\partial t} ;$$

čia g – nuo atomo prigimties priklausantis koeficientas.

Taigi osciliuojančio elektrono judėjimo lygtis užrašoma taip:

$$m \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = e E - f r - g \frac{\partial r}{\partial t}$$

arba

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial r}{\partial t} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E ; \quad (2.1.1)$$

čia $\omega_0^2 = f/m$ – elektrono savųjų virpesių dažnis, $\gamma = g/m$ – virpesių silpimo koeficientas.

Jei elektrinio lauko stipris kinta pagal dėsnį

$$E = E_0 \exp(i\omega t) ,$$

(2.1.1) lygties sprendinys yra toks:

$$r = r_0 \exp(i\omega t) .$$

Kadangi

$$\frac{\partial r}{\partial t} = i\omega r \text{ ir } \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -\omega^2 r ,$$

tai

$$r (-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2) = \frac{e}{m} E ,$$

$$r = \frac{\frac{e}{m} E}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} .$$

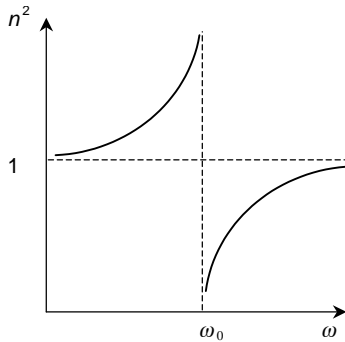
Poliarizuotumas $P = Ner$ ir $\epsilon - 1 = P/E$. Lūžio rodiklio priklausomybė nuo dažnio (t. y. dispersija):

$$n^2 = \epsilon = 1 + \frac{N(e^2/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} . \quad (2.1.2)$$

Ši išraiška paaiškina šviesos dispersijos eksperimentinius rezultatus.

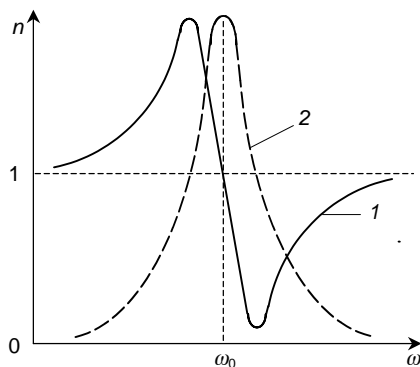
Kai $\gamma\omega \ll (\omega_0^2 - \omega^2)$, tai

$$n^2 = \epsilon = 1 + \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.1.3)$$



2.1.1 pav. Normalioji dispersija

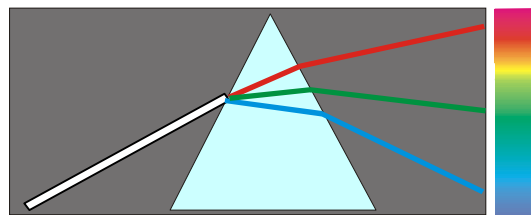
medžiagos lūžio rodiklis mažėja. Pavyzdžiui, stiklo prizmėje raudoni spinduliai lūžta mažiau negu violetiniai. Todėl prizme galima išskaidyti baltąją šviesą į jos sudėtines dalis, t. y. gauti spektrą (2.1.2 pav.)



2.1.3 pav. Dispersijos kreivė (1) ir sugerties juosta (2)

Srityje nuo $\omega = 0$ iki $\omega = \omega_0$ lūžio rodiklis $n > 1$ ir didėja didėjant bangos dažniui ω . Srityje nuo $\omega = \omega_0$ iki $\omega = \infty$, lūžio rodiklis $n < 1$ ir taip pat didėja didėjant ω . Tai *normalioji dispersija* (2.1.1 pav.). Kai $\omega = \omega_0$, tai $n = \pm \infty$, ši vertė neturi fizikinės prasmės.

Kadangi $\omega_r < \omega < \omega_v$ (čia ω_r - raudonos, o ω_v - violetinės bangos dažnis), tai $n_v > n_r$, t. y. skaidrioms terpėms būdinga normalioji dispersija – didėjant bangos ilgiui (mažėjant dažniui) me-



2.1.2 pav. Baltosios šviesos dispersija stiklo prizmėje

Dispersion medžiagos sugerties srityje pavaizduota 2.1.3 pav. Dispersijos kreivės (1) vidurinėje dalyje ($\omega = \omega_0$ aplinkoje) lūžio rodiklis mažėja didėjant dažniui. Ši dalis vaizduoja *anomaliją dispersiją*. Pereinant sugerties juostos (2) centrą lūžio rodiklis tampa mažesnis už vienetą. Tai reiškia, kad bangos fazinis greitis terpėje didesnis už šviesos greitį vakuume. Tai neprieštarauja reliatyvumo teorijai, kurioje griežta sąlyga ($v \leq c$) galioja tik energijos pernešimo greičiui.

Gautieji rezultatai ir išvados gerai dera su eksperimentais.

2.2. ŠVIESOS SUGERTIS

Elektromagnetinei bangai sklindant medžiagoje dalis bangos energijos sunaudojama atomų ir molekulių elektronų virpesiams žadinti. Idealyje vienalytėje terpėje periodiškai virpantis dipolis spinduliuoja antrines to paties dažnio elektromagnetines bangas, kurios interferuodamos su pirmine banga pakeičia jos fazinį greitį ir visiškai gražina sugertos energijos dalį. Realiu atveju ne visa sužadintų virpančių elektronų energija išspinduliuojama elektromagnetinių bangų

pavidalu. Dalis energijos virsta kitos rūšies energija – daugiausia šilumine. Sužadinti atomai ir molekulės sąveikauja ir susiduria vieni su kitais. Per šiuos susidūrimus elektronų virpesių energija atomų viduje gali virsti atomų išorinio netvarkingo judėjimo energija. Metaluose elektromagnetinė banga sukelia laisvųjų elektronų virpesius, kurie po to per susidūrimus atiduoda sukauptos energijos perteklių kristalo gardelės jonams ir kartu metalą šildo. Kartais molekulės sugerta energija sunaudojama tam tikrai cheminei jungčiai suardyti. Vyksta vadinamosios *fotocheminės reakcijos*.

Kai terpei būdingi nemaži optiniai nevienalytiškumai, tam tikra elektromagnetinės bangos dalis, spinduliuojama atomų ir molekulių, yra nekoherentinė pirminės bangos atžvilgiu ir išsklaidoma į visas puses. Dėl tokios sklaidos pirminio pluoštelio energija palengva mažėja.

Šviesos sugertis kiekybiškai įvertinama *sugerties koeficientu*, kuris priklauso nuo medžiagos prigimties (cheminės sudėties), agregatinės būsenos, koncentracijos, temperatūros ir nuo su medžiaga sąveikaujančios šviesos bangos ilgio. Sugerties koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio vadinama *sugerties spektru*.

Tarkime, kad šviesos intensyvumas plokštumoje $z = 0$ yra I_0 (2.2.1 pav.). Šviesos pluoštelis, perėjęs z storio sluoksnį, susilpnėja iki I ir tampa mažesnis už I_0 . Išskirkime sritį dz . Šviesos intensyvumas, jai perėjęs sluoksnį $z + dz$, lygus $I - dI$. Dydis dI yra sluoksnio dz sugertas ir išsklaidytas šviesos srautas, proporcingas į šį sluoksnį kritusios šviesos intensyvumui:

$$-dI = k I dz; \quad (2.2.1)$$

čia k – bendras šviesos silpimo koeficientas, kurį sudaro tikrasis sugerties koeficientas ir koeficientas, nusakantis pirminio pluoštelio energijos nuostolius dėl kitų procesų, ypač dėl sklaidos.

Integruojant (2.2.1) išraišką gaunama:

$$I = I_0 \exp(-kz).$$

Tai *Bugero (Bouguer) dėsnis*. Koeficientas k priklauso nuo konkretaus bangos ilgio.

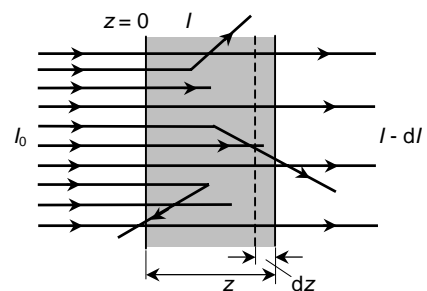
$$k_\lambda = \frac{1}{z} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda}.$$

Kai $z = 1/k_\lambda$, tai $I_\lambda = I_{0\lambda}/e$, t. y. silpimo (sugerties) koeficientas yra dydis, atvirkščias sluoksnio storiui, kurį perėjusios šviesos intensyvumas sumažėja e kartų.

Dydis $D_\lambda = \ln(I_{0\lambda}/I_\lambda)$ vadinamas *optiniu tankiu*. Dar naudojamas *praleidimo faktorius* $T_\lambda = I_\lambda/I_{0\lambda}$.

Tirdamas tirpalus *A.Beras (Beer)* nustatė, kad sugerties koeficientas k_λ proporcingas tirpalo koncentracijai c :

$$k_\lambda = \alpha_\lambda c;$$



2.2.1 pav. Šviesos sklaidimas terpėje

čia α_λ – sugerties koeficientas, kai tirpalo koncentracija vienetinė. Tada jungtinis Bugero ir Bero dėsnis užrašomas taip:

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp(-\alpha_\lambda c z).$$

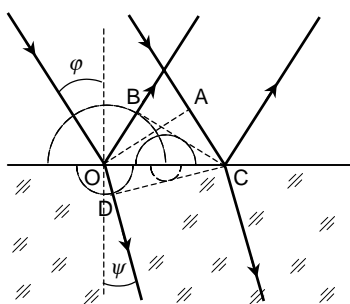
Iš čia

$$\alpha_\lambda = \frac{1}{c z} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda} = \frac{D_\lambda}{c z}.$$

Kadangi sugerties koeficientas priklauso nuo bangos ilgio, Bugero ir Bero dėsnis taikomas tik monochromatinei spinduliutei. Sugerties koeficientas smarkiai priklauso nuo bangos ilgio spektro srityje, kurioje krįtančios šviesos ir atomų elektronų savųjų virpesių dažniai artimi. Tada smarkiai išauga elektronų priverstinių virpesių amplitudė ir padidėja jų energijos virsmo šiluminio judėjimo energija tikimybė. Taigi įvairių bangos ilgių šviesos bangos tame pačiame sluoksnyje sugeriamos nevienodai. Rezonansinio dažnio bangos gana ploname sluoksnyje sugeriamos visiškai.

2.3. ŠVIESOS ATSPINDYS IR LŪŽIS

Elektromagnetinių bangų atspindys yra reiškinys, kai krįtant šviesos bangai į dviejų terpių sandūrą atsiranda banga, sklindanti nuo terpių skiriamosios ribos į pirmąją terpę. Bangos atspindys priklauso nuo sandūros pobūdžio. Jei skiriamosios paviršiaus nelygumai daug mažesni už bangos ilgį, vyksta *veidrodinis* bangos atspindys; jei nelygumų matmenys artimi bangos ilgiui – *difuzinis* atspindys. Paprasčiausias yra elektromagnetinės bangos atspindys nuo begalinės plokščios dviejų vienalyčių terpių sandūros (*Frenelio atspindys*). Atsispindėjusios bangos sklindimo kryptis nepriklauso nuo terpių savybių. Atsispindėjęs spindulys yra kritimo plokštumoje. Kritimo kampas lygus atspindžio kampui. Atsispindėjusios bangos amplitudė ir fazė priklauso nuo terpių savybių, bangos poliarizacijos ir kritimo kampo.



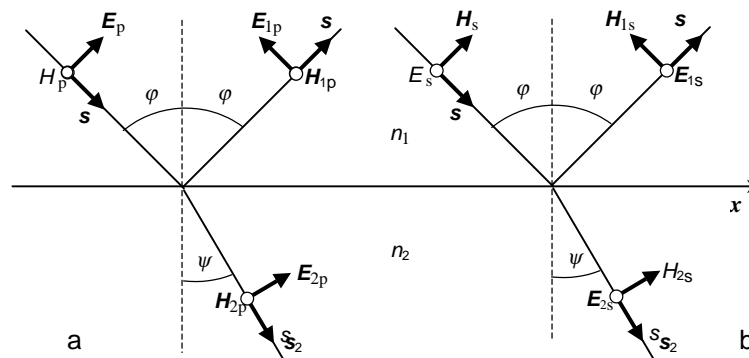
2.3.1 pav. Šviesos atspindys ir lūžis terpių sandūroje

Šviesos atspindys ir lūžis kokybiškai gerai paaiškinami tariant, kad šviesa yra elektromagnetinės bangos. Pagrindiniai šviesos atspindžio ir lūžio dėsniai lengvai gaunami taikant *Hiuigenso principą*. Pagal jį, *kiekvienas taškas, į kurį atėjo banga, yra antrinių bangų, sklindančių į visas puses, šaltinis*. Atstojamoji banga yra antrinių bangų superpozicijos rezultatas. K.Hiuigenzas (*Ch.Huygens*) manė, kad antrinės bangos labai silpnos ir pastebimą poveikį turi tik jų gaubtinė. Pagal šią prielaidą Hiuigenso principas pateikia savotišką bangos fronto, t. y. paviršiaus, iki kurio atėjo šviesos trikdys, susidarymo būdą. Tai akivaizdžiai paaiškina tiesaus šviesos sklindimo, atspindžio, lūžio dėsnius, į bangos ilgį neatsižvelgiama.

Kai krintančiosios plokščiosios bangos paviršius (bangos frontas kažkuriuo laiko momentu 2.3.1 pav. pavaizduotas linija OA) pasiekia dviejų terpių sandūros tašką C, antrinės bangos iš visų sandūros CO taškų sklinda terpėse joms būdingu greičiu $v = c/n$ ir turi bendrą gaubtinę BC pirmojoje terpėje ir DC – antrojoje terpėje, kurios nusako atsispindėjusios ir lūžusios bangos vienodų fazių paviršius. Tankesnėje terpėje banga sklinda lėčiau ir nueina mažesnę atstumą. Kadangi antrinė banga antrojoje terpėje nueina atstumą OD per tą laiką, per kurį krintančioji banga nueina atstumą AC , tai iš trikampių OCA ir OCD gaunama lūžio dėsnio matematinė išraiška:

$$n_1 \sin\varphi = n_2 \sin\psi.$$

Panagrinėsime dvi nelaidžias skirtingos dielektrinės skvarbos ε_1 ir ε_2 terpes (magnetinė skvarba $\mu_1 = \mu_2 = 1$). Į plokščią dviejų terpių sandūrą iš pirmosios terpės kampu φ krinta banga \mathbf{EH} (2.3.2 pav.), kuri iš dalies atsispindi ($\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1$) tuo pačiu kampu φ , kita dalis pereina į antrąją terpę ($\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2$) lūždama kampu ψ . 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 ban-



2.3.2 pav. Šviesos atsispindys ir lūžis dielektrikų sandūroje

gos – krintančioji ir atsispindėjusioji, jos sklinda tuo pačiu faziniu greičiu $v_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}$, antrojo-

je – viena lūžusioji, sklindanti faziniu greičiu $v_2 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}$.

Galima tarti, kad natūraliąją (nepoliarizuotą) šviesą galima išreikšti dviejų plokščiųjų bangų, tiesiai poliarizuotų tarpusavyje statmenose plokštumose ir sklindančių viena kryptimi tuo pačiu faziniu greičiu, suma. Bet kurį vektorių galima išskaidyti į dvi dedamąsias: vieną elektrinio vektoriaus dedamąją bangos kritimo plokštumoje (2.3.2 a pav.), ji žymima indeksu p, o kitą – jai statmenoje plokštumoje (2.3.2 b pav.), žymima indeksu s. Magnetinis vektorius \mathbf{H} yra statmenas \mathbf{E} ir \mathbf{S} (paveiksle \mathbf{H} statmenas brėžinio plokštumai).

Atsižvelgę į pradinę virpesių fazę galima išreikšti atsispindėjusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją

$$E_{1p} = E_p \frac{\tan(\varphi - \psi)}{\tan(\varphi + \psi)}, \quad (2.3.1)$$

lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją

$$E_{2p} = E_p \frac{2\sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)\cos(\varphi - \psi)}, \quad (2.3.2)$$

atsispindėjusios ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus statmenųjų dedamųjų išraiškas:

$$E_{1s} = -E_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}, \quad (2.3.3)$$

$$E_{2s} = E_s \frac{2\sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)}. \quad (2.3.4)$$

(2.3.1) – (2.3.4) 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 (proporcingo šviesos bangos amplitudės kvadratui) ir krintančiosios šviesos intensyvumo dalmuo. Atspindžio faktorius rodo, kurią kritusios šviesos intensyvumo dalį atspindi paviršius. Naudojant Frenelio formules gaunamos tokios atspindžio faktorių išraiškos:

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

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

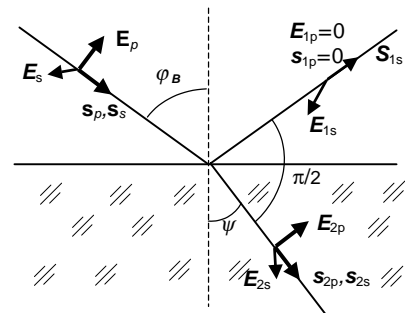
$$r = \frac{I_1}{I} = \frac{I_{1p} + I_{1s}}{I_p + I_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_{1p}^2}{E_p^2} + \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} \right) = \frac{r_p + r_s}{2} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{2\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right].$$

Iš Frenelio formulių išplaukia, kad keičiant kritimo kampą φ 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

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} = \tan\varphi_B. \quad (2.3.5)$$

Sąryšį (2.3.5) tarp dielektrikų lūžio rodiklių ir tokio natūraliosios (nepolarizuotos) 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 (2.3.3 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. Virpantis elektronas savo virpesių kryptimi energijos nespinduliuoja. Kai šviesos banga krinta Briusterio kampu, atsispindėjusios bangos sklidimo kryptis yra statmena lūžusiosios bangos sklidimo kryptei ir atsispindėjusioje bangoje virpesiai kritimo plokštumoje nesukelia spinduliuotės. Todėl atsispindėjusios bangos elektrinio vektoriaus virpesiai vyksta tik plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai.



2.3.3 pav. Šviesos kritimas Briusterio kampu

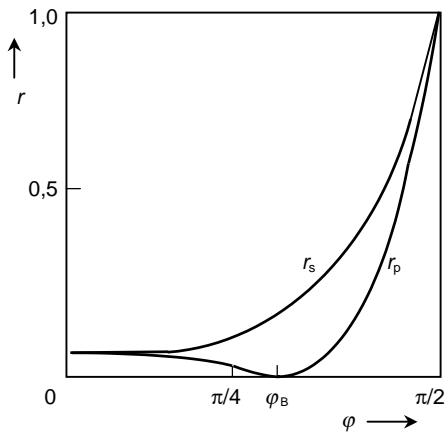
Krintant šviesai ne Briusterio kampu, atsispindėjusi banga yra iš dalies poliarizuota, nes $|E_{1s}| > |E_{1p}|$.

Kai kritimo kampas $\varphi = 0$ (banga krinta statmenai), 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. 2.3.4 pav. pa-vaizduotos atspindžio faktorių r_s ir r_p priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo į dviejų dielektrikų sandūrą.

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



2.3.4 pav. Atspindžio faktoriaus priklausomybė nuo kritimo kampo

$$P = \frac{I_{1s} - I_{1p}}{I_{1s} + I_{1p}};$$

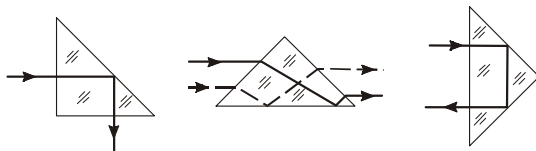
čia I_{1s} ir I_{1p} yra atsispindėjusiosios šviesos statmenosios ir lygiagrečiosios dedamosios intensyvumai, kurie proporcingi amplitudės kvadratui. Poliarizacijos laipsnis priklauso nuo kritimo kampo. Naudojant Frenelio formules poliarizacijos laipsnį galima išreikšti taip:

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

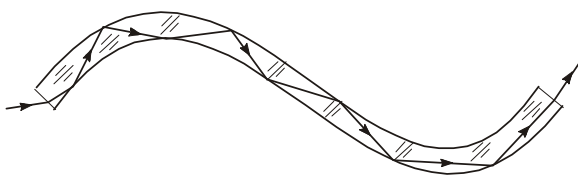
Taigi krintant šviesai į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, atsispindėjusioji šviesa yra visiškai, o lūžusioji banga – iš dalies poliarizuota.

2.4. VISIŠKAS VIDAUS ATSPINDYS. ŠVIESOLAIDŽIAI

Kai šviesa krinta iš optiškai tankesnės terpės į optiškai retesnę, lūžio kampas yra didesnis už kritimo kampą. Kai kritimo kampas $\varphi = \varphi_{\text{rib}}$, lūžio kampas $\psi = \pi/2$ ir lūžęs spindulys šliaužia sandūros paviršiumi. Kai $\varphi > \varphi_{\text{rib}}$, visa bangos energija atsispindi. Toks reiškinys vadinamas *visiškuoju vidaus atspindžiu*, o kampas φ_{rib} – *ribiniu visiškojo vidaus atspindžio kampu*.



2.4.1 pav. Visiškojo vidaus atspindžio prizmės



2.4.2 pav. Spindulių eiga šviesolaidyje

kuri nagrinėja optinės spinduliuotės sklaidimą skaiduliniais šviesolaidžiais ir su tuo susijusius reiškinius.

Visiškojo vidaus atspindžio reiškinys plačiai taikomas optiniuose prietaisuose (žiūronuose, periskopuose ir kt.). 2.4.1 pav. pavaizduota spindulių eiga keliose visiškojo vidaus atspindžio prizmėse. Šiuo reiškinio grindžiamas ir šviesolaidžių veikimas. Šviesolaidžiai – tai skaidrūs dielektriko strypeliai arba siūleliai (skaidulos), kuriuose vyksta visiškasis vidaus atspindys (2.4.2 pav.). Didelis jų kiekis sudaro pynę. Lankščios pynės naudojamos įvairiose sistemose informacijai perduoti netiesiame kelyje. Atsiradus šviesolaidžiams, susikūrė *skaidulinė optika*,

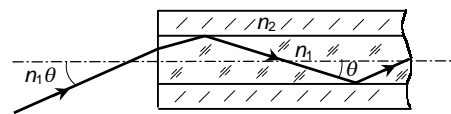
Paprasciausias skaidulinis šviesolaidis yra ilga lanksti skaidula, kurios šerdis pagaminta iš n_1 lūžio rodiklio labai skaidraus dielektriko, o jos apvalkalas iš $n_2 < n_1$ lūžio rodiklio dielektriko. Optinės spinduliuotės sklidimo pobūdis skaiduliniam šviesolaidyje priklauso nuo jo skerspjūvio matmenų ir lūžio rodiklio profilio jo pjūvyje.

Šviesos sklidimas šviesolaidyje nusakomas visiškuoju vidaus atspindžiu nuo šerdies ir apvalkalo sandūros. Spinduliai, į šią sandūrą krintantys kampu $\theta \leq \theta_{\text{rib}}$ (čia $\sin \theta = \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$), patiria visiškąjį vidaus atspindį ir sklinda šviesolaidžiu laužtės pavidalo

trajektorija (2.5.1 pav.). Šiuo atveju spindulio kritimo į šviesolaidžio galą apertūra lygi $n_1 \theta$. Kiti spinduliai, krintantys didesniais už θ_{rib} kampais, iš dalies atsispindi nuo sandūros, lūždami nukrypsta į apvalkalą ir juos sugeria išorinė danga. Todėl dydis

$$n_1 \theta_{\text{rib}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

yra šviesolaidžio gebos išleisti šviesą matas, šio kampo sinusas vadinamas *skaitine šviesolaidžio apertūra*.



2.5.1 pav. Spindulio trajektorija daugiamodžiam šviesolaidyje su laiptiniu lūžio rodiklio profiliu

3. ŠVIESOS SKLIDIMAS ANIZOTROPINĖSE TERPĖSE

3.1. KRISTALŲ OPTIKOS PAGRINDAI

Šviesos sklidimui anizotropinėje terpėje būdingi saviti ypatumai. Anizotropinės terpės savybės priklauso nuo krypties joje. Galima įvairių savybių anizotropija – mechaninių, elektrinių, optinių ir kt. Medžiagos savybių anizotropiją lemia medžiagos sandara. Anizotropija būna natūralioji ir dirbtinė. Panagrinėsime *optinę anizotropiją*, t. y. optinių savybių skirtumus įvairiomis kryptimis kristalinėje terpėje.

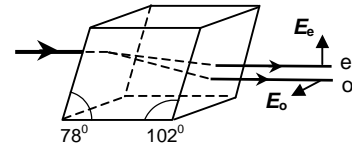
Optinių kristalų savitumą lemia jų struktūros anizotropija. Terpės anizotropiją optiniu požiūriu lemia skirtinga terpės reakcija į krintančios šviesos poveikį priklausomai nuo jos sklidimo krypties. Reakcija pasireiškia elektros krūvių poslinkiu veikiant šviesos bangos laukui. Optiškai anizotropinėse terpėse šis poslinkis priklauso nuo krypties, t. y. terpės dielektrinė skvarba (kartu ir lūžio rodiklis) skirtinga įvairiomis šviesos bangos elektrinio vektoriaus kryptimis. Terpės lūžio rodiklis (kartu ir šviesos greitis) priklauso nuo šviesos bangos sklidimo krypties ir jos poliarizacijos plokštumos orientacijos. Todėl anizotropinėje terpėje bangos paviršius, t. y. paviršius, iki kurio per tam tikrą laiką ateina šviesos trikdys, skiriasi nuo sferos, kuri būdinga izotropinei terpei, nes joje šviesos sklidimo greitis visomis kryptimis vienodas.

Pradžioje panagrinėsime kai kuriuos eksperimentus, rodančius kristalą perėjusios šviesos ypatumus.

Dvejopas spindulių lūžis – šviesos spindulio dvejimasis jam sklindant anizotropinėje terpėje dėl lūžio rodiklio (kartu ir bangos greičio) priklausomybės nuo bangos poliarizacijos ir bangos vektoriaus orientacijos kristalografinių ašių atžvilgiu, t. y. nuo sklidimo krypties. Krintant šviesos bangai į anizotropinės terpės paviršių, terpėje atsiranda dvi lūžusios skirtingos poliarizacijos bangos, sklindančios skirtingomis kryptimis nevienodu greičiu. Dvejopas spindulių lūžis atrastas 1670 m. stebint šviesą, sklindančią pro kalcitą (Islandijos špatą). Tai romboedrinės sistemos kristalas – geriausia medžiaga dvejopo spindulių lūžio reiškiniui atsirasti, tirti ir naudoti. Kubinės gardelės kristaluose (NaCl) nebūna dvejopo spindulių lūžio, tai – optiškai izotropinės medžiagos.

Dvejopas spindulių lūžis vyksta ne tik natūraliose anizotropinėse terpėse, bet ir terpėse su dirbtine anizotropija, atsirandančia dėl asimetrinės deformacijos, vidinių įtempių (*fototamprumas*), akustinio lauko (*akustooptika*), elektrinio [*Kero (Kerr) reiškinys*] arba magnetinio [*Kotonno-Mutono (Cotton-Mouton) reiškinys*] lauko, anizotropinio kaitinimo poveikio. Dvejopas spindulių lūžis gali vykti skysčio srovėse, jei skysčio arba ištirpintos medžiagos molekulės yra nesferinės ir joms būdingas anizotropinis poliarizuotumas. Sugeriančiuose kristaluose dvejopas spindulių lūžis gana sudėtingas, nes bangos sugeriančiose terpėse yra nevienalytės ir sugertis anizotropinė.

Jei į pakankamai storą kalcito kristalą nukreipiamas siauras šviesos pluoštelis, tai po lūžimo susidaro du šviesos pluošteliai (3.1.1 pav.) net ir tada, kai pirminis pluoštelis į kristalo sienelę krinta statmenai. Lūžęs pluoštelis skyla į du: vienas yra kritusiojo tęsinys, o kitas nukrypsta ir jo lūžio kampas nelygus nuliui. Dėl šio reiškinio ir kitų nuokrypių nuo įprastų lūžio dėsnų pirmasis pluoštelis vadinamas *paprastuoju* (O), o antrasis – *nepaprastuoju* (E). Paprastojo spindulio atžvilgiu kalcito lūžio rodiklis n_o nepriklauso nuo spindulio kritimo į kristalą krypties, o nepaprastojo spindulio – n_e priklauso.



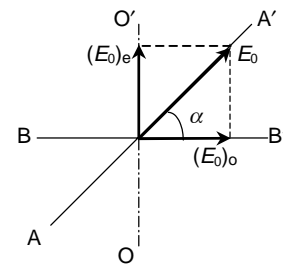
3.1.1 pav. Šviesos sklidimas per kalcitą

Priklausomai nuo anizotropinės terpės simetrijos joje yra kelios išskirtinės kryptys, kuriomis nebūna dviejų spindulių lūžio. Šios kryptys vadinamos *optinėmis ašimis*.

Plokštuma, kurioje yra optinė kristalo ašis ir šviesos bangos fronto sklidimo kryptis (spindulys), vadinama *vyriausiąja kristalo plokštuma*.

Paprastoji ir nepaprastoji bangos, susikūrusios kalcite, yra tiesiai poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose. Paprastosios bangos elektrinio vektoriaus virpesiai statmeni vyriausiajai plokštumai, o nepaprastosios – lygiagretūs su ja.

Kai į kalcitą krinta natūralioji šviesa, tai paprastojo ir nepaprastojo spindulių intensyvumai yra vienodi. Tarkime, kad į kristalą krinta tiesiai poliarizuota šviesa. Bendruoju atveju iš kristalo išeis du tiesiai poliarizuoti nevienodo intensyvumo spinduliai. 3.1.2 pav. (spindulys krinta statmenai brėžinio plokštumai) pavaizduota: OO' – kristalo optinė ašis, nepaprastosios bangos elektrinio vektoriaus virpesių linkmė; BB' – paprastosios bangos elektrinio vektoriaus virpesių linkmė; AA' – į kristalą krintančios plokščiosios bangos elektrinio vektoriaus virpesių linkmė. Elektrinio vektoriaus amplitudės reiškiamos taip:



3.1.2. pav. Paprastojo ir nepaprastojo spindulių vektorių padėtys kristale

$$(E_o)_o = E_0 \cos \alpha, \quad (E_o)_e = E_0 \sin \alpha.$$

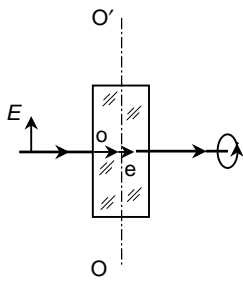
Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

$$I_o = I \cos^2 \alpha, \quad I_e = I \sin^2 \alpha.$$

Iš čia išplaukia *Malus (Malus) taisyklės*:

$$\frac{I_e}{I_o} = \tan^2 \alpha, \quad I_o + I_e = I.$$

Panagrinėsime šviesos sklidimą vienašiam kristale statmena optinei ašiai linkme. Paimsime gretasienę kristalo plokštelę, kurios briaunos išpjautos išilgai optinės ašies (3.1.3 pav.). Iš bandymo nustatyta, kad statmenai krintantis šviesos pluoštelis plokštelėje sklinda pirmine linkme, bet per plokštelę perėjusios šviesos poliarizacija pakinta. Jei į plokštelę krinta tiesiai poliarizuota šviesa, tai ją perėjusi šviesa bendruoju atveju yra elipsiškai poliarizuota. Poliarizacijos pokytis lengvai suprantamas, jei banga suskirstoma į dvi dedamąsias: vienoje bangoje elektrinis



3.1.3 pav. Šviesos sklidimas per kristalo plokštelę

vektorius virpa lygiagrečiai su optine ašimi, kitoje – statmenai optinei ašiai. Šios dedamosios sklinda skirtingu greičiu ir plokštelėje tarp jų susidaro fazių skirtumas.

Šių bangų greičių skirtumą galima paaiškinti remiantis elektronine dispersijos teorija. Vienodus atomo optinių elektronų poslinkius išilgai optinės ašies ir jai statmena kryptimi atitinka skirtingos kvazitamprumo grąžinamosios jėgos. Dėl to skiriasi ir elektronų savųjų virpesių dažniai tarpusavyje statmenomis kryptimis. Kadangi atomo poliarizuotumas nusakomas krintančiosios šviesos dažnio ir savųjų elektronų virpesių dažnių kvadratų skirtumu, tai skirtingas šviesos bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptis atitinka skirtingos poliarizuotumo, dielektrinės skvarbos

ir lūžio rodiklio vertės. Tai reiškia, kad bangų sklidimo kristale faziniai greičiai $v_o = c/n_o$ ir $v_e = c/n_e$ taip pat skirtingi.

Tarkime, kad į dvejopai šviesą laužiančią plokštelę krinta tiesiai poliarizuota banga. Įėjime abiejų bangų fazės vienodos, o iš plokštelės išėjusių bangų fazių skirtumas δ priklauso nuo jos storio:

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

Kai $\delta = k\pi$ (čia $k = \pm 1, \pm 2, \dots$), iš plokštelės išėjusi banga taip pat yra tiesiai poliarizuota.

Norint dvejopai šviesą laužiančia plokštele gauti apskritai poliarizuotą šviesą, fazių skirtumas turi būti lygus $\delta = (2k + 1)\pi/2$. Kai n_o ir n_e vertės fiksuotos, ši sąlyga tenkinama tinkamai parinkus plokštelės storį, t. y.

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

Tokia plokštelė vadinama *ketvirčio bangos ilgio plokštele*.

Banga apskritai poliarizuojama tada, kai krintančiosios bangos poliarizacijos plokštuma su plokštelės optine ašimi sudaro $\pm \pi/4$ kampą (3.1.4 a, b pav.). Tada bangų amplitudės vienodos ir plokštelė papildo fazių skirtumą dydžiu $\pi/2$.

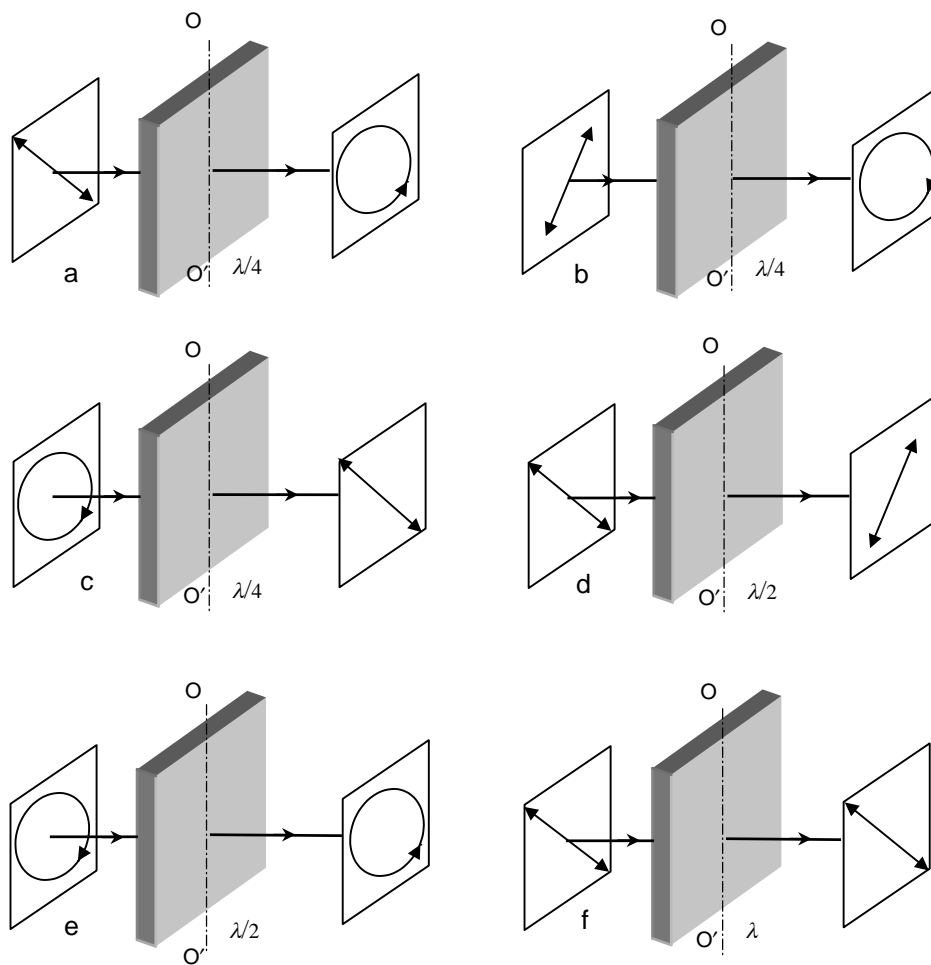
Jei plokštelės storis toks, kad bangų eigos skirtumas

$$(n_o - n_e)d = (2k + 1)\lambda/2,$$

tai fazių skirtumas $\delta = (2k + 1)\pi$ ir šviesa išlieka tiesiai poliarizuota, tik elektrinio vektoriaus virpesių linkmė pakinta 2α kampu (čia α – kampas tarp krintančiosios bangos elektrinio vektoriaus ir plokštelės optinės ašies) (3.1.4 d pav.).

Jei plokštelės storis toks, kad

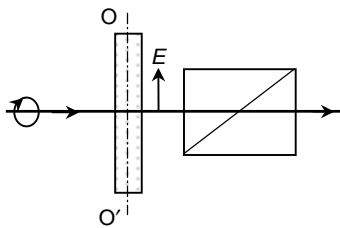
$$(n_o - n_e)d = k\lambda \text{ ir } \delta = 2k\pi,$$



3.1.4 pav. Poliarizuotos šviesos sklaidimas per ketvirčio (a, b, c), pusės (d, e) ir bangos ilgio (f) plokštelę

tai išėjime susidaro tiesiai poliarizuota banga su tokia pat elektrinio vektoriaus virpesių plokštuma kaip ir įėjime (3.1.4 f pav). Reikalingas fazių skirtumas susidaro tik tam tikro dažnio bangai. Tą lemia tiesioginė fazių skirtumo δ priklausomybė nuo dažnio ω , taip pat lūžio rodiklio n_o ir n_e dispersija.

Ketvirčio bangos ilgio plokštele apskritai poliarizuotą šviesą galima pakeisti į tiesiai poliarizuotą. Iš plokštelės išėjusios šviesos poliarizacijos plokštuma su optine ašimi sudaro $\pm\pi/4$ kampą. Ketvirčio bangos ilgio plokštele galima atskirti apskritai poliarizuotą šviesą nuo natūraliosios, o elipsiškai poliarizuotą – nuo dalinai poliarizuotos. Vien analizatoriaus nepakanka, kad atskirtume šiuos poliarizacijos tipus. Pro bet kaip orientuotą analizatorių perėjusios apskritai poliarizuotos šviesos (kaip ir natūraliosios šviesos) intensyvumas yra vienodas. Tačiau jei papildomai naudojama $\lambda/4$ plokštelė, apskritai poliarizuota šviesa tampa tiesiai poliarizuota šviesa, kurią galima visiškai susilpninti atitinkamai pasukus analizatorių (3.1.5 pav.). Natūraliąją šviesą galima laikyti dviejų statmenai orientuotų vienodo intensyvumo bangų suma, fazių skirtumas



3.1.5 pav. Šviesos analizė
 $\lambda/4$ plokštėje

tarp kurių laikui bėgant kinta atsitiktinai. $\lambda/4$ plokštėlės sudarytas papildomas fazių skirtumas nepakeičia atsitiktinio statmenųjų dedamųjų fazių santykio pobūdžio. Todėl $\lambda/4$ plokštėlę perėjusi šviesa išlieka nepoliarizuota ir išėjusios iš analizatoriaus šviesos intensyvumas nekinta sukant analizatorių.

Elipsiškai poliarizuotą šviesą galima laikyti dviejų tiesiai poliarizuotų pagrindinėmis elipsės ašimis bangų, kurių fazių skirtumas $\pm \pi/2$, suma. Kai tokia šviesa pereina $\lambda/4$ plokštėlę, fazių skirtumas padidėja dydžiu $\pm \pi/2$ ir tampa lygus nuliui arba π , t. y. elipsinė poliarizacija virsta tiesine, kurią galima aptikti analizatoriumi. Šiuo atveju $\lambda/4$ plokštėlė turi būti orientuota taip, kad jos pagrindinės kryptys (t. y. optinės ašies kryptis ir jai statmena) sutaptų su pagrindinėmis elipsės ašimis papildomai naudojant analizatorių. (Prisiminkime, kad apskritai poliarizuotą šviesą galima paversti tiesiai poliarizuota bet kaip orientuota plokštėje). Taigi pagal plokštėlės optinės ašies orientaciją nustatoma elipsės ašių orientacija, o pagal analizatoriaus padėtį, kuriai esant išėjęs iš plokštėlės pluoštelis slopinamas, – šių ašių santykis.

Aprašytu metodu galima elipsiškai poliarizuotą šviesą atskirti nuo dalinai poliarizuotos šviesos, kurią galima laikyti tiesiai poliarizuotos ir natūraliosios šviesos mišiniu. Ir vienu, ir kitu atveju sukant analizatorių šviesos intensyvumas kinta nuo didžiausių iki mažiausių verčių. Jei dar naudojama $\lambda/4$ plokštėlė ir ji tinkamai orientuojama, tai elipsiškai poliarizuota šviesa tampa tiesiai poliarizuota ir ją galima visiškai nuslopinti analizatoriumi. Tuo tarpu iš dalies poliarizuotos šviesos $\lambda/4$ plokštėlė neveikia, t. y. išėjusios bangos negalima nuslopinti analizatoriumi.

3.2. ŠVIESOS SKLIDIMAS VIENAŠIUOSE KRISTALUOSE

Elektromagnetinės bangos energijos pernešimo kryptį nusako Pointingo (*Poynting*) vektorius $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Jo kryptį rodo vienetinis vektorius \mathbf{s} , orientuotas \mathbf{S} kryptimi:

$$\mathbf{s} = \mathbf{S}/S = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}).$$

Jis vadinamas *spindulio vektoriumi*, nes energijos pernešimo kryptis yra spindulių kryptis.

Izotropinėje terpėje spinduliai lygiagretūs su bangos normale, tačiau anizotropinėje terpėje yra kitaip. Vektorius $\mathbf{s} \perp \mathbf{E}$ ir \mathbf{B} ir yra toje pačioje plokštumoje kaip ir \mathbf{D} , \mathbf{E} bei \mathbf{N} ir su vektoriumi \mathbf{N} sudaro tokį pat kampą α , kaip \mathbf{E} su \mathbf{D} .

Vienodų fazių bangos paviršiaus plokštuma sklinda \mathbf{N} kryptimi greičiu v . Šios plokštumos sklidimo greitis spindulio vektoriaus \mathbf{s} kryptimi vadinamas *spindulio greičiu* u . Kai \mathbf{N} ir \mathbf{s} nesutampa, spindulio greitis ir fazinis bangos greitis nelygūs.

Jei šviesa sklinda išilgai optinės ašies, tai esant bet kokiai jos poliarizacijai vektoriai \mathbf{E} ir \mathbf{D} yra xy plokštumoje ir jų kryptys sutampa kaip ir izotropinėje terpėje. Tada

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}.$$

Todėl lygiagrečiai su optine ašimi sklindančios bangos greitis lygus $c/\sqrt{\epsilon_{\perp}}$, o poliarizacija gali būti bet kokia.

Sprendžiant Maksvelo (*Maxwel*) lygtis anizotropinei terpei gaunama keli sprendiniai, kurie nusako paprastosios ir nepaprastosios bangos sklidimą anizotropinėje terpėje. Vienas sprendinys nusako tiesiai poliarizuotą bangą statmeną optinei ašiai ir spindulio greitis $u = c/n_o$ nepriklauso nuo sklidimo krypties. Tokia banga vadinama *paprastąja*.

Iš kitų sprendinių išplaukia, kad nuo linkmės priklausomu greičiu

$$u(\theta) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta}} \quad (33.2.1)$$

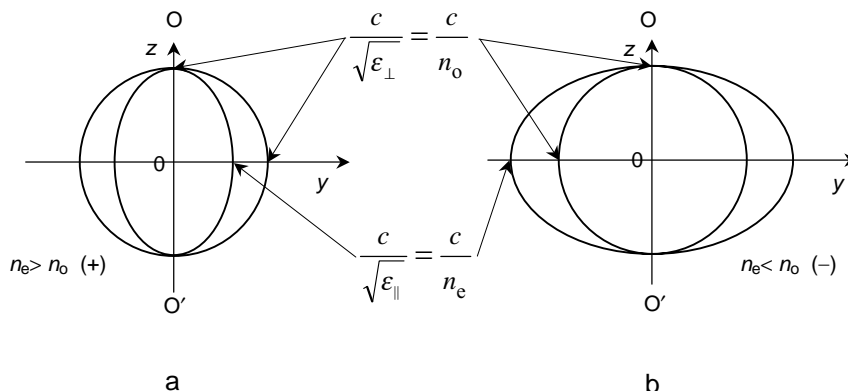
sklindanti banga yra poliarizuota pagrindinio pjūvio plokštumoje ir vektorius \mathbf{E} yra statmenas s . Ši banga vadinama *nepaprastąja*.

Be pagrindinių dielektrinių skvarbų ϵ_{\perp} ir ϵ_{\parallel} , vienašėms terpėms apibūdinti vartojami parametrai $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ ir $n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$, vadinami paprastuoju ir nepaprastuoju lūžio rodikliais.

Norint nustatyti spindulių eigą vienašiuose kristaluose sudaroma geometrinė struktūra, kurioje naudojami *spindulių greičių paviršiai*. Spindulių greičių paviršius sudaromas taip: iš kurio nors taško visomis galimomis kryptimis brėžiami spinduliai ir ant jų atidedamos atkarpos, proporcingos atitinkamiems spindulių greičiams. Atidėtų atkarpų galų visuma sudaro uždara paviršių, kuris paprastajai bangai yra $n_o = c/\sqrt{\epsilon_{\perp}}$ spindulio sfera, nepaprastajai bangai – sukimosi elipsoidas, kurio pusašiai $c/\sqrt{\epsilon_{\perp}}$ ir $c/\sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ (3.2.4 pav.). Tai matyti iš (3.2.1) formulės tokio pavidalo:

$$\frac{u^2 \cos^2 \theta}{c^2 / \epsilon_{\perp}} + \frac{u^2 \sin^2 \theta}{c^2 / \epsilon_{\parallel}} = 1. \quad (3.2.2)$$

Kadangi $u \cos \theta = u_z$ ir $u \sin \theta = u_y$, tai (3.2.2) lygtis greičių erdvėje nusako sukimosi elipsoidą. Spindulių greičių paviršiai yz plokštumoje pavaizduoti 3.2.4 pav. Kai $n_e > n_o$ (kvarcas), ištemptas elipsoidas yra sferos viduje (3.2.4 a pav.). Tokie kristalai vadinami *teigiamaisiais Neigiamųjų kristalų* (pvz., kalcito) $n_e < n_o$, todėl sfera yra suploto elipsoido viduje (3.2.4 b pav.).



3.2.4 pav. Bangų vienašiuose kristaluose paviršių pjūviai

Iš pateiktų paveikslų matyti, kad išilgai optinės ašies (z) abiejų sklindančių bangų greitis $u = c/n_o$ yra vienodas. Jį nusako paprastas lūžio rodiklis n_o . Šia kryptimi bet kuri plokštuma, kurioje yra optinė ašis, yra pagrindinio pjūvio plokštuma, todėl galima bet kurios krypties tiesinė, apskritiminė ir elipsinė poliarizacija. Paprastosios bangos, sklindančios optinei ašiai statmena kryptimi, greitis $u_o = c/n_o$, o nepaprastosios bangos, kurios vektorius E nukreiptas išilgai optinės ašies, greitį $u_e = c/\sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = c/n_e$ nusako nepaprastasis lūžio rodiklis.

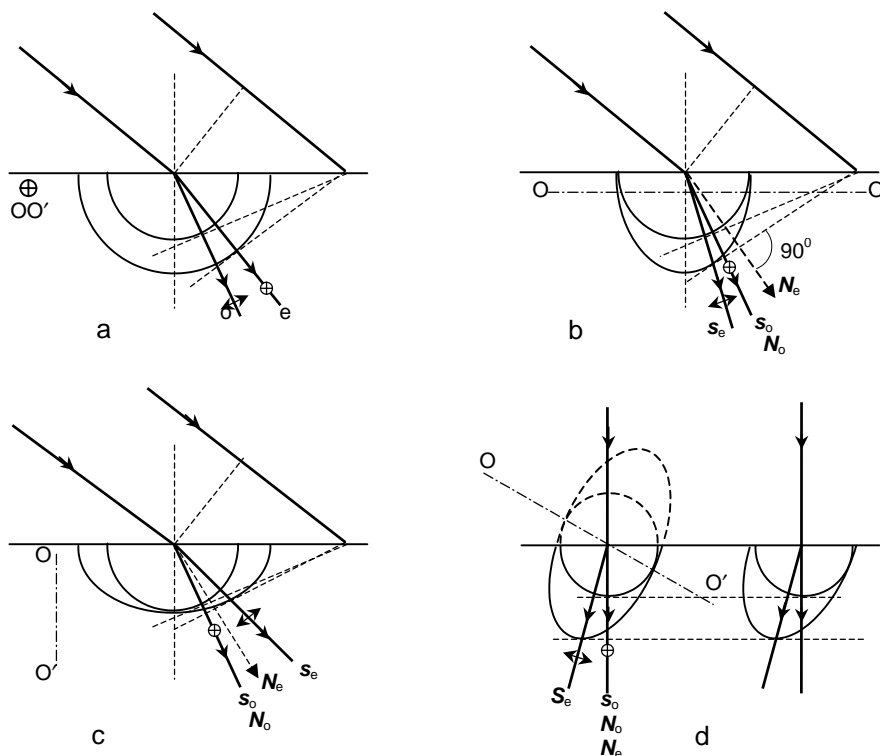
Visomis kitomis bangų sklidimo kryptimis vektoriai N ir s nesutampa.

Norint paaiškinti dalinę užduotį – nustatyti lūžusių spindulių kryptį vienašiam kristale, paprasčiau naudoti puikų geometrinį modelį, pirmą kartą panaudotą K.Huiugenso (*Ch.Huygens*) aiškinant dvejopą spindulių lūžį Islandijos špate (kalcite).

Apibendrinant Huiugenso modelį anizotropinei vienašei terpei reikia naudoti spindulių greičių paviršius. Jų liečiamoji plokštuma rodo lūžusios bangos fronto padėtį (t. y. vienodų fazių paviršių), o iš antrinės bangos centro į lietimosi tašką nubrėžta tiesė – lūžusio spindulio linkmė. Kadangi bangų paviršiai yra sfera ir elipsoidas, tai Huiugenso modelis pateikia du spindulius: paprastąjį, kurio kryptis sutampa su fronto normale (kaip ir izotropinėje terpėje) ir nepaprastąjį, kurio kryptis bendroju atveju nesutampa su nepaprastosios bangos fronto normale.

Panaudosime Huiugenso modelį keliems paprastesniems atvejams nagrinėti.

1. *Optinė ašis lygiagreti su riba ir bangos kritimo plokštuma statmena optinei ašiai.*



3.2.5 pav. Paprastas ir nepaprastasis spindulys esant skirtingoms optinės ašies linkmėms

Paprastosios ir nepaprastosios bangos paviršiaus pjūviai yra apskritimai (3.2.5 a pav.), todėl ir paprastosios, ir nepaprastosios bangos sklindančių spindulių ir bangos normalės kryptys sutampa. Paprastosios bangos vektorius \mathbf{E} orientuotas statmenai optinei ašiai, o nepaprastosios bangos – lygiagrečiai su optine ašimi. Kai $n_o > n_e$ (neigiamasis kristalas), paprastasis spindulys lūžta smarkiau už nepaprastąjį.

2. *Optinė ašis lygiagreti su riba ir yra bangos kritimo plokštumoje.*

Šiuo atveju bangų paviršių pjūviai yra apskritimas ir elipsė (3.2.5 b pav.). Lūžusio spindulio kryptis vaizduojama tiese, nubrėžta iš bangos paviršiaus centro į jos lietimosi tašką su gaubtine (t. y. su bangos frontu). Abu lūžę spinduliai yra bangos kritimo plokštumoje. Kai $n_o > n_e$, nepaprastasis spindulys lūžta smarkiau už paprastąjį, nors bangos normalės kryptis, nesutampanti su spindulio kryptimi, lūžio metu pakinta mažiau nei paprastojo spindulio.

Kai šviesa krinta statmenai ribai, abi bangos sklinda pirmine kryptimi, bet skirtingu greičiu. Tarp paprastojo ir nepaprastojo spindulių susidaro tam tikras fazių skirtumas.

3. *Optinė ašis statmena ribai ir yra bangos kritimo plokštumoje.*

Abu lūžę spinduliai yra kritimo plokštumoje (3.2.5 c pav.). Kai $n_o > n_e$, paprastasis spindulys lūžta smarkiau. Jei paprastajam spinduliui $\sin\varphi/\sin\varphi_0 = n_o = \text{const}$, tai nepaprastajam $\sin\varphi/\sin\varphi_0$ priklauso nuo kritimo kampo φ .

Kai kritimas statmenas, abi bangos sklinda pirmine kryptimi išilgai optinės ašies vienodu greičiu (be dvejopo lūžio). Bangų poliarizacijos pobūdis toks pat kaip ir krintančiosios bangos.

4. *Optinė ašis su kristalo riba sudaro kampą. Šviesa krinta statmenai.*

Šiuo atveju abiejų bangų paviršiai (t. y. sferos ir elipsoido liečiamosios) sudaro plokštumas, lygiagrečius su riba (3.2.5 d pav.). Iš lietimosi taškų vietos aiškėja, kad nepaprastieji spinduliai, kurie krinta statmenai, nukrypsta nuo pradinės linkmės. Tuo aiškinamas dvejopas spindulių lūžis, kai šviesa krinta į natūralią kristalo briauną.

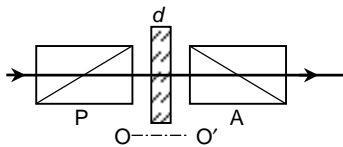
Kai šviesa krinta įstrižai, lūžis dar sudėtingesnis. Jei optinė ašis yra ne kritimo plokštumoje, tai pagal gaubiamosios plokštumos lietimosi taškus su antrinių bangų elipsoidais galima nustatyti, kad lūžęs nepaprastasis spindulys nėra kritimo plokštumoje.

Hiuigenso modelis paaiškina dvejopą spindulių lūžį ir gana lengvai galima nustatyti atspindėjusios bei paprastosios ir nepaprastosios lūžusios bangos kryptis. Tačiau šis modelis nenusako bangų amplitudžių.

3.3. POLIARIZACIJOS PLOKŠTUMOS SUKIMAS

Poliarizacijos plokštumos sukimas atsiranda šviesai sąveikaujant su medžiaga. Šis reiškinys vyksta *optiškai aktyviose* medžiagose. Tai – kai kurie kristalai (kvarcas, kalcitas), tirpalai (cukraus, vyno rūgštis). Optinis aktyvumas būdingas daugeliui organinių junginių.

Poliarizacijos plokštumą suka ir optiškai neaktyvios medžiagos, jei jos yra magnetiniame lauke. Panagrinėsime optinį kristalų aktyvumą. Tarkime, kad lygiagretus ir monochromatinis šviesos pluoštelis, poliarizuotas poliarizatoriumi P (3.3.1 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

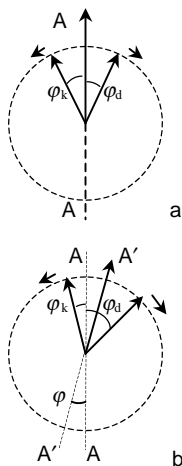


3.3.1 pav. Optinio aktyvumo tyrimo schema

ateinantį spindulį).

Lydytam kvarcui (amorfis) 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.

Poliarizacijos plokštumos sukimą pirmasis aiškino O.Frenelis (A.Fresnel), kuris teigė, kad šis reiškinys yra ypatingas dvejojo spindulių lūžio atvejis. Pasak jo, šviesos sklaidimo greitis optiškai aktyviose medžiagose yra skirtingas dešininės ir kairinės apskritiminės poliarizacijos



3.3.2 pav. Poliarizacijos plokštumos sukimas

bangoms ($v_d \neq v_k$). Pagal tai optiškai aktyviosios medžiagos skirstomos į dešiniojo sukimo ($v_d > v_k$) ir kairinio sukimo ($v_d < v_k$).

Galima teigti, kad tiesiai poliarizuota šviesos banga yra dviejų – kairinės ir dešininės apskritiminės poliarizacijos bangų, turinčių vienodą periodą bei amplitudę, suma. Tarkime, kad kairinės ir dešininės poliarizacijos bangų visuma ekvivalenti poliarizuotajai šviesai su AA linkmės virpesiais (3.3.2 a pav.), t. y. besisukantys šviesos bangų elektriniai vektoriai yra simetriški AA plokštumos atžvilgiu. Kokia bus šių vektorių orientacija kuriame nors optiškai aktyvios terpės taške?

Kai $v_d > v_k$, kairioji banga į tą tašką ateina atsilikusi faze. Nagrinėjame taške dešinėsios bangos elektrinis vektorius pasuktas į dešinę labiau negu kairiosios bangos (3.3.2 b pav.). Kad atstojamasis virpesys liktų tiesiai poliarizuotas, simetrijos plokštumą reikia pasukti kampu φ taip, kad $\varphi_d - \varphi = \varphi_k + \varphi$ arba $\varphi = (\varphi_d - \varphi_k)/2$.

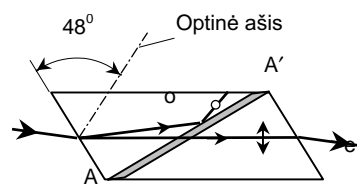
3.4. POLIARIZATORIAI

Poliarizuotoji šviesa gali atsirasti dėl įvairių priežasčių, pvz., dėl ašinės simetrijos sutrikdymo spinduliuojančiame šaltinyje. sklindant šviesai anizotropinėje terpėje, atsispindint bei lūžtant šviesai dviejų terpių sandūroje. Panagrinėsime optinius įtaisus *poliarizatorius*, kuriančius tiesiai poliarizuotą šviesą.

Natūraliąją šviesą galima paversti poliarizuotą dvejopu spindulių lūžiu kristaluose. Iš kristalo išeinantys du spinduliai yra tiesiai poliarizuoti tarpusavyje statmenose plokštumose, todėl norint sukurti norimos poliarizacijos šviesą reikia vieną spindulį uždengti. Tačiau toks būdas sunkus, nes tiesinė spindulių skyra kristale maža. Tam reiktų naudoti labai siaurus šviesos srautus, tai mažina jų ryškumą.

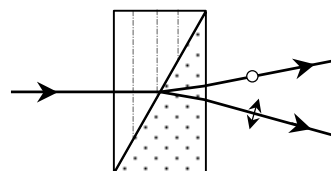
Daug patogiau naudoti ne pavienius kristalus, o jų derinius – *poliarizacijos prizmes*. Praktikoje naudojamos dvejų rūšių prizmės: prizmės, praleidžiančios vieną spindulį, poliarizuotą kurioje nors plokštumoje (vienspindulinės poliarizacijos prizmės), ir prizmės, praleidžiančios du spindulius, poliarizuotus dviejose tarpusavyje statmenose plokštumose (dvispindulinės poliarizacijos prizmės).

Vienspindulinės poliarizacijos prizmės. Šios rūšies prizmių veikimas grindžiamas tuo, kad vienas spindulys patiria visišką vadaus atspindį nuo prizmės vidinės sandūros, o antrasis spindulys ją laisvai pereina. Klasikinis tokios prizmės pavyzdys yra *Nikolio (Nicol) prizmė*, arba *nikolis* (3.4.1 pav.). Prizmė gaminama iš tam tikru būdu išpjauto kalcito, kuris perpjaunamas palei AA' liniją ir po suklijuojama Kanados balzamu. Į nikolį kritęs spindulys kalците skyla į du – paprastąjį ir nepaprastąjį. Jie prizmėje sklinda skirtingu greičiu skirtingomis kryptimis. Kanados balzamo lūžio rodiklio vertė ($n = 1,55$) yra tarpinė tarp kalcito lūžio rodiklių verčių paprastajam ($n_o = 1,658$) ir nepaprastajam ($n_e = 1,486$) spinduliui. Parinkus tinkamą nikolio geometriją ir tinkamą spindulių kritimo kampą, paprastasis spindulys nuo balzamo sluoksnio patiria visišką vadaus atspindį, o nepaprastasis spindulys pereina prizmę. Iš Nikolio prizmės išėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota. Atspindėjęs paprastąjį spindulį sugeria pajuodintas prizmės paviršius.



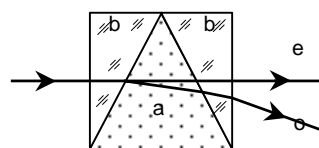
3.4.1 pav. Nikolio prizmė

Dvispindulinės poliarizacijos prizmės. Šios rūšies poliarizacijos prizmės sudaro prizmių derinys, kuris išskleidžia abu spindulius, bet praskleidžia juos nemažu kampu. Iš jų plačiausiai žinoma *Volastono prizmė* (3.4.2 pav.). Ji sudaryta iš dviejų kalcito prizmių, suklijuotų Kanados balzamu. Abu išeinantys spinduliai krintančio spindulio atžvilgiu simetriškai nukrypsta į skirtingas puses ir yra poliarizuoti tarpusavyje statmenose plokštumose. Kampas tarp jų $3,4^{\circ}$.



3.4.2 pav. Volastono prizmė

Didesnis spindulių skėsties kampas *Abės prizmėje* (3.4.3 pav.). Ją sudaro centrinė lygiašonė kalcito prizmė a, kurios optinė ašis lygiagreti su laužiamąja briauna, ir dvi stiklo prizmės b. Nepaprastasis spindulys pereina prizmę nenukrypdamas, o paprastasis nukrypsta $11,7^{\circ}$ kampu. Didinant laužiamąjį kampą iki 90° skėsties kampą galima padidinti iki 23° .



3.4.3 pav. Abės prizmė

Dichroiniai poliarizatoriai. Šios rūšies poliarizatorių veikimas grindžiamas dichroizmu. Tokių medžiagų šviesos sugerties koeficientas priklauso ne tik nuo bangos ilgio, bet ir nuo šviesos poliarizacijos pobūdžio. Šviesa sugeriamas skirtingai pri-

klausomai nuo vektoriaus E orientacijos ir dėl to sugertis priklauso nuo šviesos sklaidimo terpėje krypties. Dichroizmą lemia anizotropinė sugeriančios medžiagos struktūra. Ši savybė būdinga toms šviesą sugeriančioms terpėms, kurioms būdingas ir dvejetainis spindulių lūžis. Tokių savybių yra turmalinas, smarkiai sugeriantis paprastąjį spindulį ir praleidžiantis tiesiai poliarizuotą nepaprastąjį spindulį.

Plačiai paplitę vadinamieji *plėveliniai poliarizatoriai (poliaroidai)*. Jei polimero plėvelę, sudarytą iš ilgų linijinių makromolekulių, įkaitinti iki suminkštėjimo ir mechaniškai tempti tam tikra kryptimi, tai polimero molekulių ilgosios jungtys orientuojasi išilgai tempimo krypties ir plėvelė tampa anizotropinė. Jei polimere ištirpinta medžiaga, kurios molekulės yra anizotropinės ir dichroinės, tai sutvarkytoji tempimo metu polimero makromolekulių terpė orientuoja šias priemaišų molekules. Plėvelė tampa šviesos poliarizatoriumi. Taip sukuriama aukštos kokybės (poliarizacijos laipsnis 99 %) poliaroidai, kurių matmenys gana dideli ir kampinė apertūra 180° .

4. ŠVIESOS INTERFERENCIJA

4.1. KOHERENTINIAI VIRPESIAI IR BANGOS

Sudėkime du harmoninius vienodo dažnio ω virpesius, vykstančius ta pačia linkme:

$$S_1 = a_1 \sin(\omega t + \delta_1), \quad (4.1.1)$$

$$S_2 = a_2 \sin(\omega t + \delta_2); \quad (4.1.2)$$

čia S – trikdys laiko momentu t , a_i – virpesių amplitudė, δ_i – pradinė fazė ($i = 1; 2$).

Atstojamasis virpesys yra atskirų virpesių suma:

$$S = S_1 + S_2. \quad (4.1.3)$$

Išskleidę (4.1.1) ir (4.1.2) lygtis ir įrašę į (4.1.3) gauname:

$$\begin{aligned} S &= a_1(\sin\omega t \cos\delta_1 + \cos\omega t \sin\delta_1) + a_2(\sin\omega t \cos\delta_2 + \cos\omega t \sin\delta_2) = \\ &= (a_1 \cos\delta_1 + a_2 \cos\delta_2) \sin\omega t + (a_1 \sin\delta_1 + a_2 \sin\delta_2) \cos\omega t. \end{aligned}$$

Skliaustuose esantys nariai nuo laiko nepriklauso. Pažymėkime:

$$A \cos\delta = a_1 \cos\delta_1 + a_2 \cos\delta_2,$$

$$A \sin\delta = a_1 \sin\delta_1 + a_2 \sin\delta_2.$$

Šias išraiškas pakėlę kvadratu ir sudėję gausime atstojamojo harmoninio virpesio amplitudės kvadratą, kuris nusako jo intensyvumą:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\delta_2 - \delta_1).$$

Iš čia išplaukia, kad atstojamojo virpesio energija nelygi atskirų virpesių energijų sumai. Sumavimo rezultatas priklauso ne tik nuo atskirų virpesių intensyvumo, bet ir nuo jų pradinių fazių skirtumo $\delta = \delta_2 - \delta_1$.

Žinoma, kad grynai harmoninių virpesių, t. y. nekintamos amplitudės virpesių, vykstančių be galo ilgai, nėra. Bet koks realus virpesys trunka tam tikrą laiką, po to gali išnykti, vėl atsirasti, bet jau kitokios fazės, vėl išnykti ir t. t. Tada atstojamasis intensyvumas kinta laiko atžvilgiu ir šis kitimas vyksta sparčiai. Kadangi jutikliai negali taip sparčiai reaguoti į intensyvumo kitimą, registruojama tam tikra vidutinė intensyvumo vertė.

Apskaičiuosime vidutinį atstojamojo virpesio intensyvumą per tam tikrą trukmę τ :

$$\begin{aligned} \langle A^2 \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} A^2 d\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos\delta) d\tau = \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos\delta d\tau. \end{aligned}$$

Jei fazių skirtumas δ per stebėjimo trukmę τ nekinta, tai

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \delta \, d\tau = \cos \delta.$$

Tada $\langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \delta$, t. y. $\langle I \rangle \neq I_1 + I_2$.

Jei virpesiai atsitiktinai nutrūksta, arba jų fazės per vidurkinimo trukmę kinta netvarkingai, tai

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \delta \, d\tau \rightarrow 0 \quad \text{ir} \quad \langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2, \quad \text{t. y.} \quad \langle I \rangle = I_1 + I_2.$$

Sudedant du vienodo dažnio virpesius galimi du atvejai:

1. Per stebėjimo trukmę dviejų virpesių pradinių fazių skirtumas yra pastovus ($\delta = \text{const}$). Tokie virpesiai vadinami *koherentiniais*. Dviejų koherentinių virpesių atstojamojo virpesio intensyvumas nėra lygus pradinių virpesių intensyvumų sumai. Šis reiškinys vadinamas virpesių *interferencija*.

2. Per trukmę τ pradinių fazių skirtumas kinta netvarkingai. Tokie virpesiai nekoherentiniai ir atstojamasis intensyvumas lygus dedamųjų virpesių intensyvumų sumai. Interferencinis vaizdas nematomas.

Sudedant daug virpesių atstojamojo virpesio amplitudės kvadratas

$$A^2 = \sum_{i=1}^n a_i^2 + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{k=i}^n a_i a_k \cos \delta. \quad (4.1.3)$$

Koherentinių virpesių fazių skirtumas nagrinėjamame taške įgyja tam tikrą pastovią vertę ir atstojamasis intensyvumas gali būti didesnis arba mažesnis už atskirų intensyvumų sumą $\sum_{i=1}^n a_i^2$ (čia n – natūralusis skaičius). Kai amplitudės vienodos ($a_i = a$), tai taškuose, kuriuose virpesių fazės vienodos, intensyvumas

$$A^2 = \left(\sum_{i=1}^n a_i \right)^2 = (na)^2 = n^2 a^2,$$

t. y. jis gerokai padidėja (n^2 kartų). Kituose taškuose intensyvumas susilpnėja. Dėl interferencijos virpesių intensyvumas (energijos tankis) erdvėje persiskirsto.

Nekoherentiniai virpesiai vyksta nepriklausomai vienas nuo kito, jų fazės įgyja atsitiktines vertes nuo 0 iki 2π , o $\cos \delta$ vertė nuo -1 iki $+1$ vienodai tikima. Tada antrasis (4.1.3) išraiškos narys lygus nuliui ir vidutinis atstojamasis intensyvumas lygus atskirų virpesių intensyvumų sumai:

$$\langle I \rangle = \sum_{i=1}^n a_i^2 = \sum_{i=1}^n I_i .$$

Du harmoniniai virpesiai visada koherentiniai. Sklindantys harmoniniai virpesiai yra monochromatinės bangos, gebančios interferuoti. To paties ilgio bangų interferencijos sąlyga yra jų koherentiškumas, t. y. pradinių fazių skirtumo pastovumas per stebėjimo trukmę.

Koherentinių bangų gebėjimas interferuoti rodo, kad bet kuriame taške, kurį pasiekia šios bangos, vyksta koherentiniai virpesiai. Bangos interferuoja, jei jų poliarizacija tokia, kad virpesių kryptys tarpusavyje sutampa. Interferencijos rezultatą lemia interferuojančių bangų fazių skirtumas stebimajame taške. Šis fazių skirtumas priklauso nuo bangų pradinio fazių skirtumo, taip pat nuo bangų nueitų kelių iki stebimojo taško skirtumo.

Koherentinių bangų $\delta = \text{const}$, todėl intensyvumas taške M priklauso nuo vadinamojo *bangų eigos skirtumo* $d_2 - d_1 = \Delta$. Susitikimo taške bangų sukelti virpesiai dėl eigos skirtumo turi fazių skirtumą net tada, kai pradinės abiejų bangų fazės vienodos. Dėl eigos skirtumo susidaręs fazių skirtumas

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

Jei pradinės fazės vienodos ($\delta = 0$) ir $\Delta = m\lambda$, virpesių fazės taške M sutampa ir intensyvumas 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* ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$).

Energijos tvermės dėsnis nepažeidžiamas:

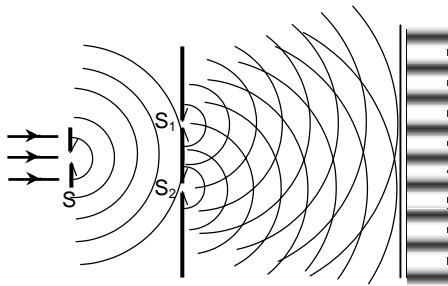
$$I_{\text{vid}} = \frac{1}{2}(I_{\max} + I_{\min}) = \frac{1}{2}(4I_0 + 0) = 2I_0 = I_1 + I_2 .$$

Kiekvieną nekoherentinių bangų δ atitinka savas interferencinis vaizdas, kintantis laiko atžvilgiu. Jei tas kitimas pakankamai spartus, mes nepajėgsime pamatyti tų trumpalaikių interferencinių vaizdų ir fiksuosime kažkokią vidutinę būseną, atitinkančią tolygų intensyvumo pasiskirstymą.

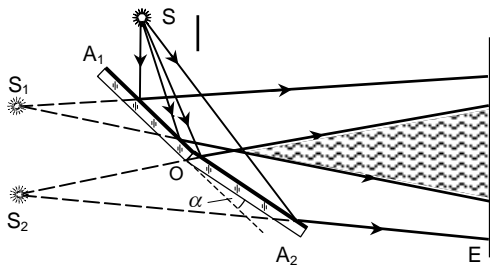
4.2. INTERFERENCIJOS STEBĖJIMO METODAI

Jei du nepriklausomi spinduliai arba dvi skirtingos to paties švytinčio kūno dalys skleidžia šviesos bangas į tą pačią erdvės dalį, o interferencinio vaizdo nematyti, tai reiškia, kad spinduliai skleidžia nekoherentes bangas, kad spinduliuotės nemonochromatinės, nes dvi griežtai monochromatinės bangos visada koherentinės.

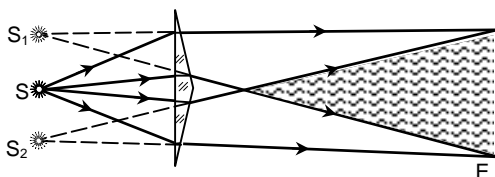
Dvi koherentinės bangos optikoje sukuriamos naudojant įvairias sistemas, kurių veikimas grindžiamas atspindžio ir lūžio dėsniais. Vietoj vieno realaus spindulio galima gauti du tikruosius, tikrąjį ir menamąjį arba du menamuosius koherentinius spindulius, kurių bangos susitikusios interferuoja. Šiose sistemose taikomas bangos fronto arba amplitudės dalijimo metodas.



4.2.1 pav. Jungo metodas



4.2.2 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Frenelio veidrodžiais



4.2.3 pav. Koherentinių bangų sukūrimas biprizme

Jungo metodas. T.Jungas (*Young*) pirmasis stebėjo šviesos interferencijos reiškinį ir pirmasis teisingai jį paaiškino. Jis atliko tokį bandymą. Apšviestas plyšys S (4.2.1 pav.) skleidžia šviesos bangą, krintančią į du siaurus plyšius S_1 ir S_2 , kurie apšviesti ta pačia banga tampa koherentinių bangų šaltiniais. Šviesa, perėjusi pro mažas angas S_1 ir S_2 , difraguoja, abi koherentinės bangos dengia viena kitą ir interferuoja.

Frenelio veidrodžiai. Dviem koherentinėms bangoms sukurti O.Frenelis (*A.Fresnel*) pasiūlė naudoti du plokščiuosius veidrodžius A_1 ir A_2 (4.2.2 pav.), tarp kurių nedidelis kampas α . Sudaromi du realaus šviesos šaltinio S atvaizdai S_1 ir S_2 . Bangos, sklindančios iš spindulio S , atspindi nuo veidrodžių A_1 ir A_2 ir susidaro dvi koherentinių bangų sistemos, tarytum sklindančios iš spindulių S_1 ir S_2 . Spindulis S yra siauras plyšys, lygiagretus su veidrodžių briauna O . Šiuo atveju interferencijos maksimumai yra tarpusavyje lygiagrečios juostelės.

Biprizmė. Šviesa iš spindulio S (4.2.3 pav.) pereina dvi mažo laužiamojo kampo prizmes, sudėtas pagrindais. Šviesos šaltinis yra ryškiai apšviestas siauras plyšys, lygiagretus su prizmės briauna. Prizmė nukreipia spindulius ir sukuria du menamuosius spindulius S_1 ir S_2 , kurių skleidžiamos koherentinės bangos viena kitą

dengia ir sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš šviesių ir tamsių juostelių, lygiagrečių su bukojo kampo briauna.

4.3. NEMONOCROMATINĖS ŠVIESOS INTERFERENCIJA

Anksčiau nagrinėti spinduliai skleidė monochromatines bangas. Spinduliuotės monochromatiškumo laipsnis lemia interferencinio vaizdo kontrastą. Jei spinduliuotė nemonochromatinė (polichromatinė), tai tamsiuose kurio nors bangos ilgio interferencinio vaizdo ruožuose išsidėsto kitų bangos ilgių interferenciniai maksimumai (4.3.1 pav.), nes pagal maksimumo sąlygą $h = m(D/2l)\lambda$, bet kuriame ekrano taške yra tos ar kitos eilės maksimumas vienam bangos ilgiui. Todėl aukštesniųjų eilių interferencinės juostelės yra spalvotos. Tačiau interferencinio vaizdo

centre (kai $m = 0$) yra balta juosta, nes maksimumo sąlyga $\Delta = \pm m\lambda$ tenkinama visiems bangos ilgiams. Jei spinduliuotės visų ilgių bangos būtų vienodo intensyvumo ir jutiklio jautris vienodas visų ilgių bangoms, tai interferencinio vaizdo aptikti nepavyktų. Norint aptikti interferencijos reiškinį reikia apriboti bangos ilgių įvairumą λ ir $\lambda + \Delta\lambda$ spektro ruože. Nusakysime šį ruožą.

Tamsios juostos tarp interferencinio vaizdo juostelių visiškai išnyksta tose vietose, kur $\lambda + \Delta\lambda$ bangos ilgio m eilės maksimumas sutampa su $m + 1$ eilės maksimumu bangos ilgiui λ . Todėl interferencinio vaizdo kontrasto višiško išnykimo dėl nemonochromatiškumo sąlyga yra tokia:

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda, \quad \Delta\lambda = \lambda/m. \quad (4.3.1)$$

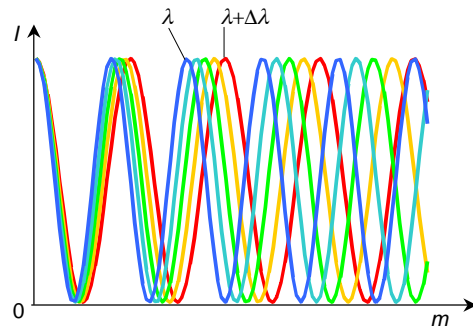
Visas tarpas tarp gretimų maksimumų užpildytas į tą ruožą įeinančių bangos ilgių maksimumais.

Iš (4.3.1) išraiškos išplaukia, kad kuo didesnė interferencijos eilė, tuo siauresnis spektro ruožas, kai dar galima matyti interferencinį vaizdą. Ir atvirkščiai, kuo labiau šviesa skiriasi nuo monochromatinės, tuo mažesnės eilės interferencinis vaizdas bus matomas. Aukštesnių eilių interferencinių juostelių kontrastas blogesnis. Monochromatiškumui padidinti naudojami filtrai arba spektriniai prietaisai.

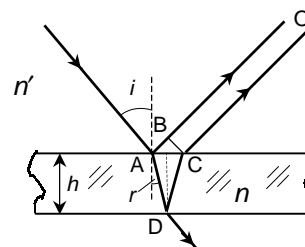
4.4. PLONŪJŲ PLĖVELIŲ SPALVOS

Interferencija plonosiose plėvelėse (plokštelėse) apšvietus jas tįsaus spindulio skleidžiama šviesa lemia plonųjų plėvelių spalvas. Interferencinis vaizdas dažnai matomas muilo burbuluose, vandens paviršiuje esančiose naftos plėvelėse, kai jos apšviečiamos ryškia Saulės šviesa. Paaiškinus šį reiškinį galima suprasti gerokai sudėtingesnius procesus, vykstančius interferometruose, interferenciniuose filtruose ir kituose optiniuose prietaisuose.

Tarkime, kad į plokščią gretasienę h storio ir n lūžio rodiklio plokštelę krinta monochromatinė λ bangos ilgio šviesa iš terpės, kurios lūžio rodiklis n' (4.4.1 pav.). Šviesa iš dalies atsispindi, iš dalies lūžta ir vėl atsispindi nuo antrojo paviršiaus (*amplitudės dalijimo metodas* koherentinėms bangoms gauti). Dėl to susidaro dvi koherentinės bangos, tarp kurių yra tam tikras fazių skirtumas. Priklausomai nuo šių bangų fazių skirtumo CO linkme su-



4.3.1 pav. Interferencinis vaizdas nemonochromatinėje šviesoje



4.4.1 pav. Interferencijos susidarymas atsispindint nuo plonos plėvelės

sidaro vienoks ar kitoks interferencinis vaizdas. Apskaičiuosime spindulių eigos skirtumą.

$$\Delta = (ADC)n - (AB)n' = 2ADn - ABn'$$

Iš trikampių ADB ir ABC galima išreikšti taip:

$$AD = h/\cos r; \quad AB = AC \sin i = 2h \tan r \sin i; \quad n' \sin i = n \sin r.$$

Tada

$$\Delta = \frac{2nh}{\cos r} - 2n'h \tan r \sin i = \frac{2nh}{\cos r} (1 - \sin^2 r).$$

$$\Delta = 2nh \cos r. \tag{4.4.1}$$

Šviesai atsispindint bangos fazė gali pakisti dydžiu π (prarandamas pusbangis). Kai šviesa krinta iš optiškai retesnės terpės, viršutinėje sandūros pusėje atsispindėjusios bangos fazę keičia elektrinis vektorius, o apatinėje – lūžusios bangos magnetinis vektorius. Kai tarp stiklo plokštelių yra plonas oro sluoksnis, vyksta atvirkščias reiškinys, t. y. bet kuriuo atveju vienas vektorius įgyja papildomą fazių skirtumą π . Todėl bendruoju atveju reikia rašyti taip:

$$\Delta = 2nh \cos r + \frac{\lambda}{2},$$

interferencinis vaizdas pastumtas per $\lambda/2$. Tai reikalo iš esmės nekeičia, todėl toliau naudosimės (4.4.1) formule, jei tik nereikės tiksliai nustatyti interferencijos maksimumo arba minimumo vietas.

Taigi, interferencinis vaizdas šviesai atsispindint nuo plonos plėvelės susidaro, kai spindulių eigos skirtumas

$$2nh \cos r = m \frac{\lambda}{2};$$

čia m – sveikasis skaičius. Kai m lyginis, susidaro maksimumas, kai nelyginis – minimumas.

Apšvietus plėvelę baltąja šviesa, atsispindėjusioji šviesa priklausomai nuo n , h ir r įgyja vienokią ar kitokią spalvą. Kadangi kampas tarp krintančių spindulių labai mažas, t. y. interferencijos apertūra maža, todėl interferencija plonosiose plėvelėse matoma naudojant ir ištįsusį spinduolį.

4.5. VIENODO STORIO IR VIENODO POLINKIO INTERFERENCINĖS JUOSTELĖS

Jei plonos plokštelės paviršiai nelygiagretūs, tai ją apšvietus ištįsusio spinduolio skleidžiama šviesa susidaro vienodo optinio storio interferencinės juostelės. Koherentinės bangos gaunamos amplitudės dalijimo metodu. Interferencines juosteles galima pamatyti plokštelės paviršių suprojektavus į ekraną (4.5.1 pav.). Spindulys 1 po lūžio ir atspindžio taške M tampa 1'. Kadangi spinduolio spinduliai sklinda įvairiomis kryptimis, tarp jų yra ir tas spindulys 2, kuris

pataiko į tašką M ir atsispindėjęs ($2'$) su spinduliu $1'$ sudaro tam tikrą kampą. Abu spinduliai, perėję pro lęšį, susirenka taške M' , kuris yra taško M atvaizdas. Abu spinduliai koherentiniai ir interferuoja, nes jie sklinda iš to paties spindulio taško. Priklausomai nuo eigos skirtumo tarp jų taške M susidaro interferencijos maksimumas arba minimumas.

Kai spinduolis nuo plokštelės toli, spinduliai į jos paviršių krinta beveik lygiagrečiai (vienodu kampu), tada eigos skirtumą daugiausia lemia plokštelės storis h . Ekstremumo sąlygą tenkina aibė plokštelės paviršiaus taškų, esančių tose vietose, kuriose plokštelės storis vienodas. Tokios interferencinės juostelės vadinamos *vienodo storio interferencinėmis juostelėmis*.

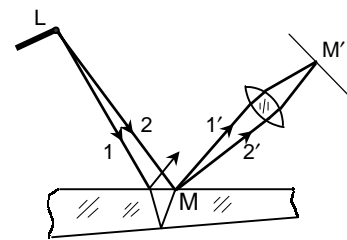
Taigi, norint ekrane matyti ryškų interferencinį vaizdą, lęšį reikia sufokusuoti į plokštelės paviršių. Jei šviesa monochromatinė, plokštelės paviršių dengia šviesios ir tamsios juostelės, jei baltoji – spalvotos. Sakoma, kad vienodo storio interferencinės juostelės lokalizuotos plokštelės paviršiuje, jos matomos plokštelės paviršiuje.

Jei plokštelė pleišto pavidalo – interferencinės juostelės lygiagrečios su pleišto briauna. Pavyzdys – interferencinės juostelės muilo plėvelėse.

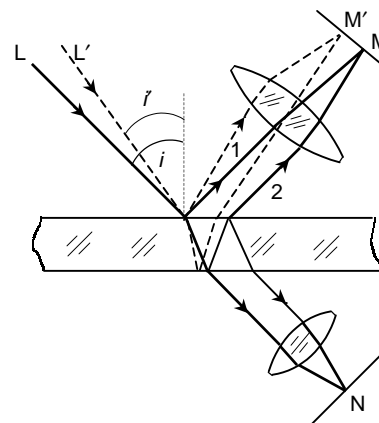
Iš formulės $\Delta = 2nh\cos r$ išplaukia, kad plokščioje gretasienėje plokštelėje ($h = \text{const}$) susidaręs spindulių eigos skirtumas priklauso tik nuo spindulių kritimo kampo. Jei tokia plokštelė apšviečiama, pvz., glaustiniu monochromatiniu šviesos pluoštu, tai kiekvieną kampą r atitinka tam tikras eigos skirtumas. Visų spindulių, kurių kritimo kampas tas pats, t. y. vienodo polinkio spindulių, eigos skirtumas vienodas. Interferencines juosteles susidaro vienodai palinkę spinduliai, todėl jos vadinamos *vienodo polinkio interferencinėmis juostelėmis*.

Visi spinduliai, krintantys kampu $i = \text{const}$ (pvz., L ir su juo lygiagretūs), susirenka ekrano taške M (4.5.2 pav.). Kadangi spinduliai 1 ir 2, atsispindėję nuo viršutinio ir apatinio plokštelės paviršiaus, yra tarpusavyje lygiagretūs, tai taškas M yra lęšio židinio plokštumoje, todėl vienodo polinkio interferencinės juostelės lokalizuotos begalybėje.

Paprastai bandymuose naudojami tįsūs spinduoliai, todėl i kampu krinta daug spindulių. Susidaro tokių spindulių kūgis, ir ekrane sukuriama ne vienas taškas M , bet taškų aibė, kuriems $i = \text{const}$, t. y. gaunama vienodo polinkio interferencinė juostelė. Kitokio polinkio spinduliai (pvz., L') sudaro kitą juostelę. Interferencijos apertūra artima nuliui, todėl spindulio matmenys gali būti pakankamai dideli.



4.5.1 pav. Interferencinių juostelių lokalizacija



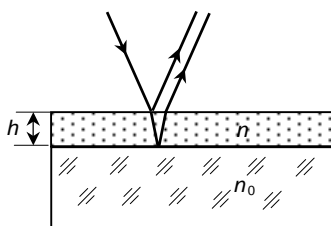
4.5.2 pav. Vienodo polinkio interferencinių juostelių susidarymas

4.6. DIELEKTRINIAI VEIDRODŽIAI. OPTIKOS SKAIDRINIMAS

Jei vietoj vienu metalo sluoksniu padengtų veidrodžių naudojami veidrodžiai su daugiasluoksne dielektrine danga, šviesa nuo tokio veidrodžio atsispindi daug geriau (didelis atspindžio faktorius, kartu didelis interferencinių juostelių ryškis) ir šviesa nesugeriama. Daugiasluoksnių dielektrinių veidrodžių didžiausias praleidimas gerokai didesnis už metalizuotų veidrodžių.

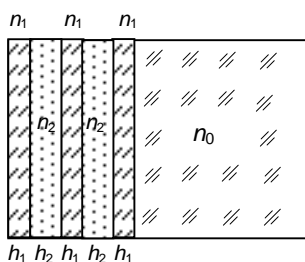
Panagrinėsime dielektrinių veidrodžių sukūrimo idėją.

Tarkime, kad stiklo, kurio lūžio rodiklis n_0 , paviršius padengtas skaidriu dielektriku su lūžio rodikliu $n > n_0$ (4.6.1 pav.). Dielektriko sluoksnio storis h parinktas taip, kad jo optinis sluoksnis hn būtų lygus $\lambda_0/4$, Paviršiaus atspindžio geba padidėja, nes nuo dielektriko paviršių atsispindėję koherentiniai šviesos pluošteliai interferuoja ir vienas kitą stiprina. Nuo pirmojo ir antrojo sluoksnio paviršiaus atsispindėjusios bangos yra vienodų fazių, nes antrosios bangos atsilikimą faze dydžiu π jai sklindant plėvelėje į vieną pusę ir atgal kompensuoja pirmosios bangos fazės pokytis dydžiu π jai atsispindint nuo optiškai tankesnės terpės. Eigos skirtumas



4.6.1 pav. Atspindys nuo dielektriko

$\Delta = 2nh \cos \beta + \lambda_0/2 \approx 2\lambda_0/4 + \lambda_0/2 = \lambda_0$



4.10.2 pav. Daugiasluoksnės dielektrinės dangos

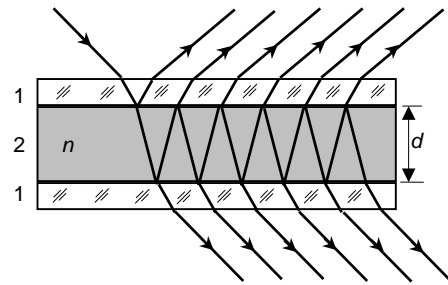
tenkina interferencijos maksimumo sąlygą. Veidrodžio, padengto, pvz., TiO_2 ($n = 2,45$), atspindžio faktorius $R \approx 0,3$. Ši atspindžio faktoriaus R pokytį galima gerokai padidinti naudojant dielektrikų sluoksnius su pakaitomis besikeičiančiais dideliu (n_1) ir mažu (n_2) lūžio rodikliu (4.6.2 pav.). Jei šių sluoksnių optiniai storiai vienodi ir lygūs $\lambda_0/4$, sandūroje atsispindėjusios bangos yra vienodų fazių ir interferuodamos viena kitą stiprina. Tokių daugiasluoksnių dielektrinių dangų atspindžio geba didelė, tačiau tik tam tikrame bangos ilgių ruože arti λ_0 . Pvz., lazerių rezonatoriuose naudojama (11 ÷ 13) sluoksnių ir $R \approx 0,99$.

Dielektrinėmis dangomis galima ir mažinti atsispindėjusios šviesos srautą. Toks metodas vadinamas *optikos skaidrinimu*. Taikomas sudėtingose daug paviršių turinčiose optinėse sistemos. Dielektriko lūžio rodiklis turi būti mažesnis už padėklo lūžio rodiklį ($n < n_0$) ir optinis sluoksnio storis $nh = \lambda_0/4$. Tada atsispindėjusios bangos yra priešingos fazės ir viena kitą naikina. Kai $n = \sqrt{n_0}$, visa statmenai į paviršių krintanti šviesa pereina terpių sandūrą.

4.7. INTERFERENCINIAI ŠVIESOS FILTRAI

Įvairiems eksperimentams dažnai reikia išskirti siaurą spektro ruožą. Tam naudojami šviesos filtrai – įtaisai, praleidžiantys tik tam tikro bangos ilgio arba tam tikro spektro ruožo šviesos bangas. Įprastiniais spalvotais stiklais arba spalvotomis želatinos plėvelėmis (sugerties filtrais) galima išskirti apie 50 nm ruožą. Siauresnį ruoželį (apie 2,5 nm) galima išskirti interferenciniais šviesos filtrais. Interferencinių šviesos filtrų veikimas grindžiamas šviesos interferencijos reiškiniu plokštelėse arba plonose plėvelėse.

Paprasčiausias interferencinis šviesos filtras yra sudarytas iš dviejų iš dalies skaidrių veidrodžių 1 (4.7.1 pav.), tarp kurių yra plonas dielektriko sluoksnis 2. Filtrą pereinanti spinduliuotė daug kartų atsispindi nuo veidrodžių ir kiekvieno atspindžio metu dalis jos patenka į išorę. Sistemos išorėje susidaro begalinė mažėjančios amplitudės spindulių pluoštelių seka. Eigų skirtumas tarp gretimų pluoštelių pastovus ir jie efektyviai interferuoja.

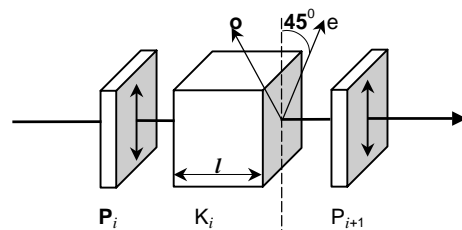


4.7.1 pav. Spindulių eiga interferenciniame šviesos filtre

Atstumas tarp veidrodžių turi tenkinti interferencijos maksimumų susidarymo sąlygą bangai, kurią geriausiai praleidžia filtras. Reikia naudoti atspindinčius sluoksnius su maža sugertimi. Foną tarp maksimumų bei praleidimo juostos pusplotį galima sumažinti naudojant didelės atspindžio gebos veidrodžius, nes tada susikuria didelis interferuojančių pluoštelių skaičius. Šios sąlygos tenkinamos naudojant daugiasluoksnius pusiau skaidrius dielektrinius veidrodžius. Tokio tipo filtrų praleidimo sritis daug mažesnė, o didžiausias praleidimas didesnis už filtrų su pusiau skaidriais sidabruotais veidrodžiais.

Reikia pabrėžti, kad interferencinių filtrų parametrai priklauso nuo šviesos srauto krypties. Paprastai pateiktieji filtrų parametrai atitinka lygiagrečių spindulių pluoštelių statmeną kryptį. Pasukant filtrą galima keisti praleidimo juostos vietą spektre (tam tikrame bangos ilgio ruože).

Poliarizacinis-interferencinis šviesos filtras – tai optinis įtaisas, kuriuo filtruojamas šviesos energijos srautas. Jo veikimas grindžiamas daugiaspinduline poliarizuotųjų bangų interferencija. Pirminis šviesos pluoštelis suskaidomas į daug koherentinių pluoštelių optiniu plokštynu, kurį sudaro poliarizatoriai P_i ir dvejopai laužiančios plokštelės K_i , išpjautos lygiagrečiai su optine ašimi. Poliarizatorių pagrindinės kryptys tarpusavyje lygiagrečios, o kristalo plokštelių optinės ašys su jomis sudaro 45° kampą (4.7.2 pav.).



4.7.2 pav. Poliarizacinio-interferencinio šviesos filtro i elemento schema

Polarizacinių-interferencinių šviesos filtrų praleidimo juostos labai siauros, sudaro šimtąsias nanometro dalis; praleidimas nuo 2 % iki 40 % (priklauso nuo praleidimo juostos pločio ir filtro sandaros).

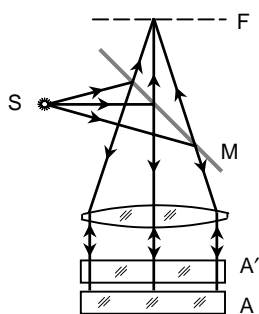
4.8. INTERFERENCIJOS TAIKYMAS

Šviesos interferencijos reiškinys plačiai naudojamas įvairiose mokslo ir technikos srityse. Interferenciniai matavimo metodai labai tikslūs, matuoti galima palyginti paprastais būdais. Interferometrais pradžioje išmatuojamas interferencinių juostelių poslinkis, po to nustatomas fazių skirtumas tarp interferuojančių pluoštelių ir apskaičiuojamas šviesos pluoštelių optinių kelių eigos skirtumas, susidaręs dėl terpės parametru pokyčio.

Interferenciniais metodais nustatoma optinių detalių (veidrodžių, lęšių, prizmių) paviršių kokybė, palyginami mechaniniai kalibrai, įvertinami nedideli mechaniniai poslinkiai ir kt. Interferencinė metrologija kuria tikslus bangos ilgio nustatymo, šviesos bangos ilgio palyginimo su etaloniniu metru metodus. Interferencinės refraktometrijos metodais matuojami labai maži dujų, skysčių lūžio rodiklio pokyčiai pakitus temperatūrai, slėgiui, drėgmei ir kt. Spektroskopijoje interferencija naudojama atskirų spektro linijų sandarai tirti, mažam bangos ilgių skirtumui nustatyti.

Optinių paviršių kokybės tyrimas. Optinių prietaisų detalių paviršiai turi būti tikslūs ir kokybiški. Plokštieji veidrodžiai arba sferiniai paviršiai neturi skirtis nuo atitinkamų idealiųjų geometrinių paviršių daugiau nei nedidele bangos ilgio dalimi (interferencinės juostelės pločio dalimi). Tokios aukštos kokybės optiniai paviršiai kontroliuojami interferenciniais metodais.

Tam naudojamas specialus optinis kalibras (etaloninis stiklas), pagamintas iš gretasienės plokštelės, kurios vienas paviršius skiriasi nuo plokščiojo ne daugiau kaip 0,1 bangos ilgio. Tiktinamasis paviršius prispaudžiamas prie kalibro taip, kad tarp jų susidarytų plonas oro tarpelis. Sklindant šviesai šiuo oro tarpeliu susikuria vienodo storio interferencinės juostelės, kurios stebimos įrenginiu, pavaizduotu 4.8.1 pav.



4.8.1 pav. Optinių paviršių kokybės tikrinimo įrenginio optinė schema

Spindulio S šviesa, atsispindėjusi nuo puskaidrio veidrodžio M ir perėjusi lęšį, lygiagrečiu pluošteliu krinta į tiriamąją plokštelę A', uždėtą ant optinio kalibro A. Spinduliai, atsispindėję nuo kalibro ir tiriamosios plokštelės paviršiaus, pereina puskaidrį veidrodį M ir lęšio židinio plokštumoje F sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš vienodo storio interferencinių juostelių. Paprasčiausias šių juostelių pobūdis yra tada, kai oro tarpelis tarp paviršių A' ir A yra mažo kampo pleišto pavidalo. Tą galima padaryti lengvai paspaudus vieną plokštelės A' kraštą. Jei plokštelių paviršiai idealiai plokšti, tarp jų susidaro taisyklingas pleištas ir interferencinės juostelės yra tiesės, lygiagrečios su pleišto briauna (4.8.2 a pav.).

Visokie nuokrypiai nuo plokštumos sukuria sudėtingą interferencinį vaizdą, rodantį, kad paviršius nėra tiksliai apdorotas (4.8.2 b, c pav.).

Interferencinės juostelės būna ryškios, kai naudojamas monochromatinės šviesos šaltinis, pvz., gyvsidabrio lempa, kurios spektre yra nedaug linijų, tarp kurių nemažas atstumas. Atskiros linijos išskiriamos šviesos filtrais. Tokiu metodu galima nustatyti paviršiaus nuokrypį nuo plokštumos, kuris prilygsta apie $1/20$ bangos ilgio.

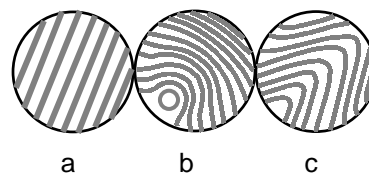
Lęšių ir objektyvų sferinius paviršius galima tirti interferometru (4.8.3 pav.), kuris yra Maikelsono interferometro atmaina: skiriasi nuo jo taškiniu spinduoliu, kuris su lęšiu O_2 sukuria plokščiąją bangą. Viename interferometro petyje yra tiriamasis lęšis arba objektyvas O_1 ir išgaubtas veidrodžius M_3 . Lygiagretus šviesos pluoštelis, perėjęs objektyvą O_1 ir atsišpindėjęs nuo iškilio veidrodžio M_3 , vėl pereina O_1 ir tampa lygiagretus (objektyvo O_1 židinyje sutampa su veidrodžio M_3 kreivumo centru). Jei objektyvas O_1 nesukelia iškraipymų (aberracijų), abiejų interferometro pečių šviesos pluošteliai susitikę sukuria tolygiai apšviestą lauką. Jei pasireiškia aberacija, tose vietose, kuriose objektyvas sukuria papildomą eigos skirtumą, matomi tamsūs žiedai. Šiuo metodu galima aptikti ne tik nuokrypį nuo sferinio paviršiaus, bet ir nustatyti ar stikle yra nevienalytiškumų.

Galinių matų tikrinimas. Šiuolaikinėje gamyboje labai svarbūs ilgio matavimai. Ilgio etalonai – tai plieno plokštelės arba cilindrai, kurių galai nupoliruoti taip, kad būtų tiksliai plokšti ir tarpusavyje lygiagretūs. Atstumas tarp tokio kalibro galų turi būti žinomas dideliu tikslumu (iki dešimtųjų mikrometro dalių).

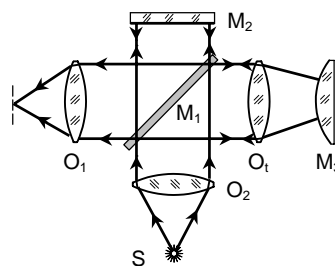
Naudojimo metu kalibrai dėvėsi, todėl reikia turėti labai tikslius etalonus, kurie naudojami tik darbiniam kalibrui tikrinti. Pradžioje tikrinamos galinių matų plokštumos. Kai galai plokšti, vienas darbinio mato T galas (4.8.4 pav.) ir vienas etalono G galas pritrinamas prie optiškai plokščios plieno plytos. Ant jų viršutinių galų uždedamas optinis kalibras. Ši plokštelė liečia tik vieną kiekvieno kalibro briauną ir tarp jos ir etalono G paviršių susidaro α kampo oro pleištai. Optiniu įtaisu stebimos interferencinės juostelės. Pagal atstumus tarp jų galima apskaičiuoti ilgių skirtumą tarp darbinio galinio mato ir etalono. Šiuo metodu galima nustatyti galinių matų aukščių skirtumą iki $0,002$ cm.

Mažų mechaninių poslinkių matavimas. Interferencijos reiškinį galima taikyti kaip jautrų metodą, kuriuo galima nustatyti labai mažus kokio nors kietojo kūno storio pokyčius.

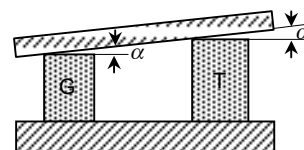
Tarkime, kad dvi plokštumos AB ir CD sudaro mažo kampo α pleištą (4.8.5 pav.). Lygiagrečių spindulių pluošteliai krintant į pleištą matomos vienodo storio interferencinės juoste-



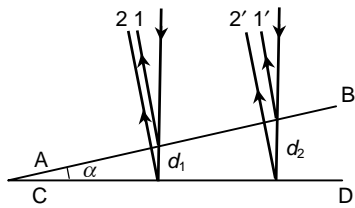
4.8.2 pav. Vienodo storio interferencinės juostelės a – plokštieji paviršiai, tarp kurių nedidelis kampas; b – nedidelis iškilimas arba įdubimas plokštumos krašte; c – iškilimas arba įdubimas išilgai plokštelės



4.8.3 pav. Lęšių paviršių tyrimo interferometru schema



4.8.4 pav. Galinių matų tikrinimo schema



4.8.5 pav. Interferencinių juostelių susikūrimas pleište

lės, lygiagrečios su pleišto briauna. Kadangi kampas α mažas, geometrinis spindulių eigos skirtumas lygus $2d$; čia d pleišto storis spindulių atspindžio vietoje. Jei pleištas yra ore ir pleišto medžiagos lūžio rodiklis n didesnis už oro, tai 1 spindulys, atsispindėjęs nuo paviršiaus AB, keičia fazę dydžiu π , 1 ir 2 spindulių, sukuriančių šviesią interferencinę juostelę, optinis eigos skirtumas

$$\Delta_1 = 2d_1 n - \lambda/2 = m\lambda .$$

Jei paviršiai tolsta vienas nuo kito, bet kampas α tarp jų nekinta, konkrečioje vietoje pleišto storis d_1 didėja ir Δ_1 jau nelygus $m\lambda$. Kai storis įgyja tokią vertę d_2 , kad eigos skirtumas tampa lygus $(m + 1)\lambda/2$, nagrinėjamame taške vėl susikuria šviesi juostelė. Tenkinama tokia lygybė:

$$\Delta_2 = 2d_2 n - \lambda/2 = (m + 1)\lambda .$$

Taigi, interferenciniam vaizdui pasislinkus per vieną juostelę, pleišto storis konkrečioje vietoje pakinta tokiu dydžiu:

$$d_2 - d_1 = \lambda/2n .$$

Remiantis šiais dėsniniais galima išmatuoti 10^{-5} cm eilės storio pokyčius.

5. ŠVIESOS DIFRAKCIJA

Elektromagnetinei bangai sklindant vienalytėje terpėje geometrinė bangos fronto forma nekinta. Jei banga sklinda nevienalytėje terpėje, kurioje yra neskaidrių kliūčių arba sričių su staigiu lūžio rodiklio 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.

Ryškiausi difrakcijos reiškiniai matomi sklindant šviesai arti neskaidrių kliūčių, nors jie vyksta ir už skaidrių objektų. Difrakcija vyksta visada, kai amplitudės arba fazės pokytis nevienodas visame bangos fronto paviršiuje, t. y. kai sutrikdytas vietinis bangos frontas. Šviesos pluošteliu apertūrą visada lemia prietaisų angos, diafragmos, todėl difrakcija tam tikru laipsniu vyksta visuose optiniuose prietaisuose. Difrakcijos reiškinys dažnai maskuoja optinių atvaizdų neidealumas dėl lęšių aberacijų ir kitų priežasčių. Kai kitos priežastys minimalios, difrakcija vyrauja. Difrakcija lemia optinių prietaisų parametrus ir matavimų tikslumą.

Optikoje skiriamos dvi difrakcijos rūšys: *Frenelio (Fresnel) difrakcija* ir *Fraunhoferio (Fraunhofer) difrakcija*. Frenelio difrakcija (sferinių bangų difrakcija) yra bendresnė, palyginti su Fraunhoferio (plokščiųjų bangų difrakcija).

Problemos, su kuriomis susiduriama nagrinėjant difrakcijos reiškinys, yra labai sudėtingos ir retai jas pasiseka išspręsti iki galo. Dėl matematinių sunkumų naudojami artutiniai metodai, grindžiami Hiuigenso (*Huygens*) principu.

5.1. HIUIGENSO IR FRENELIO PRINCIPAS

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.

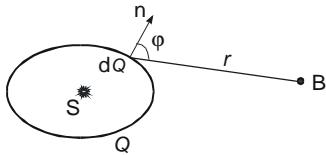
Pagal tokią Hiuigenso (*Huygens*) principo formuluotę galima spręsti užduotis, susijusias su bangos fronto sklidimo kryptimi, tačiau ji nenusako įvairiomis kryptimis sklindančių bangų intensyvumo. Be to, Hiuigenso principas taikomas bet kurio ilgio bangoms.

O.Frenelis (*A.Fresnel*) papildė Hiuigenso principą teiginiu, kad antrinės bangos yra koherentinės ir interferuoja. Formaliai nusakyta 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 banginės optikos principas, kuris padeda nusakyti atstojamosios bangos intensyvumą įvairiomis kryptimis, t. y. spręsti šviesos difrakcijos užduotis.

Apgaubkime spinduolį S paviršiumi Q ir panagrinėkime trikdį taške B už Q ribų (5.1.1 pav.). Pašalinkime spinduolį S ir tarkime, kad paviršius Q švyti. Atskirų jo elementu

dQ sklaidžiama spinduliuotė pasiekia tašką B ir jame sukuria trikdį. Virpesių amplitudė (kartu ir intensyvumas) taške B priklauso nuo elemento dQ matmenų, atstumo r nuo dQ iki



5.1.1 pav. Švytinčiojo paviršiaus poveikis

taško B ir kampo φ tarp r ir normalės n . Kadangi visų elementų dQ elementariųjų antrinių bangų fazės lemia banga, atėjusi iš S, tai jie koherentiniai ir iš dQ sklindančios antrinės bangos viena su kita interferuoja. Jų poveikį galima įvertinti kaip interferencijos reiškinį ir Hiuigenso idėja apie gaubtinės vaidmenį nustoja būti prielaida ir tampa tik interferencijos dėsnių padariniu.

Jei paviršius Q yra sfera, visų elementų dQ spinduliuojamų bangų fazės vienodos. Jei Q kitoks – fazės nevienodos, tačiau patys elementai yra koherentiniai šaltiniai.

Kai tarp spindulio S ir taško B yra neskaidri kliūtis su anga, reikia išskirti šios kliūtis poveikį sklindančiam bangai. Taria, kad kliūtis paviršiuje bangų amplitudės lygios nuliui, o kliūtis angoje jos parenkamos taip, lyg kliūtis visai nebūtų, t. y. tariama, kad neskaidrios kliūtis poveikio galima nepaisyti.

5.2. FRENELIO ZONOS

Panagrinėsime šviesos sklidimą pro apskritą angą neskaidrioje kliūtyje. Tarkime, kad apskrita anga DD' praleidžia dalį sferinės bangos, sklindančios iš taškinio spindulio S (5.2.1 pav.). Nusakysime bangos sukeltą trikdį taške B atstumu r už kliūtis. Suskirstysime

bangos paviršių Q į žiedines zonas (*Frenelio zonas*) taip, kad atstumai nuo zonos kraštų iki taško B skirtųsi $\lambda/2$, t. y.

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

Iš atitinkamų gretimų bangos fronto zonų į tašką B ateinančių virpesių fazės yra priešingos.

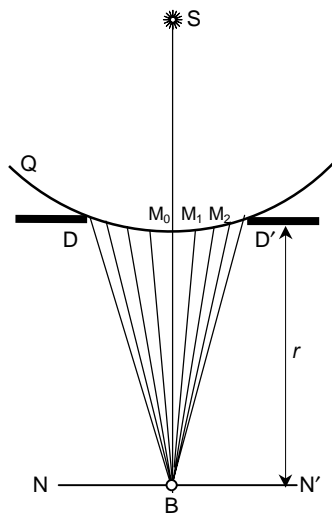
Rasime zonų matmenis. Pirmajai zonai (5.2.2 pav.) sudaroma tokia išraiška:

$$\begin{aligned} \rho^2 &= R^2 - (R-h)^2 = \\ &= (r + \lambda/2)^2 - (r+h)^2. \end{aligned}$$

Kadangi R ir $r \gg \lambda$, tai

$$h = \frac{r}{R+r} \frac{\lambda}{2}. \quad (5.2.1)$$

Sferinio segmento, kurio spindulys ρ , plotas $\sigma_0 = 2\pi R h$. Įrašius (5.2.1) išraišką gaunama tokia lygybė:



5.2.1 pav. Frenelio zonos

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

Taigi Frenelio metodu bangos frontas suskirstomas į vienodo ploto σ_0 zonas. Iš atskirų zonų į tašką B ateinančių virpesių amplitudės priklauso nuo atstumo r ir kampo φ . Didėjant zonos numeriui k didėja atstumas r_k ir kampas φ . 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

$$A_B = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k. \quad (5.2.2)$$

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 silpnina viena kitą ir atstojamojo virpesio amplitudė A_B tame taške nedidelė. Kai zonų skaičius nelyginis, vienos zonos skleidžiamos bangos lieka nesusilpnintos ir A_B yra didesnė.

Tikslesnę A_B vertę galima nustatyti tokiu būdu. (5.2.2) išraiškos nelyginiai nariai padalijami per pusę:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}, \quad a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2} \quad \text{ir t. t.}$$

Tada

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

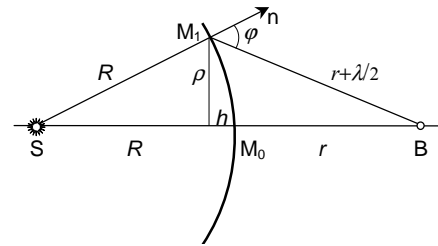
čia pliuso ženklas atitinka nelyginį, o minuso – lyginį zonų skaičių k .

Skylutėje telpančių zonų skaičius priklauso nuo angos ploto santykio su atskiros zonos plotu bei nuo angos padėties spinduolio atžvilgiu.

Atstojamojo virpesio amplitudė taške B priklauso nuo atidengtų zonų skaičiaus, kuri lemia taško vieta. Įvairiems taškams k skirtingas. Tuose taškuose, kuriems k nelyginis, A_B didesnė, o kuriems k lyginis – A_B 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 ρ ir bangos ilgio λ .

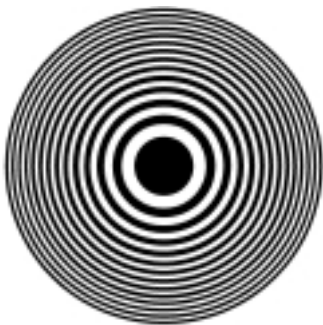
Jei angos matmenys begaliniai, paskutinės zonos a_k trikdys nykstamai mažas ir atstojamojo virpesio amplitudė $A_B = a_1/2$, t. y. kai bangos frontas visiškai atviras, visos bangos trikdys lygiavertis pusei centrinės zonos trikdžio. Kai k didelis, tai $a_k/2$ mažas ir A_B beveik



5.2.2 pav. Pirmoji Frenelio zona

nesiskiria nuo A_B , kai anga begalinė. Taigi, kai atidengtų zonų skaičius didelis, nuo angos matmenų intensyvumas taške B nepriklauso. Jei šviesa sklįstų tiesiai, angos matmenys iš viso neturėtų lemti intensyvumo taške B. Todėl galima teigti, kad išvados, grindžiamos bangos ir tiesaus šviesos sklidimo įvaizdžiais, sutampa, kai atidengtų zonų skaičius didelis.

Suskirsčius bangos frontą į nelygines ir lygines Frenelio zonas galima padaryti tokią difrakcinę kliūtį, kuri išskirtų lygines arba nelygines zonas. Tokia kliūtis vadinama *zonine plokštele*. Atstojamasis tik lyginių arba tik nelyginių zonų sukurtas virpesių intensyvumas tiriamajame taške, žinoma, yra didesnis negu visiškai atviro bangos fronto. Zoninė plokštelė – tai bendracentrių žiedų sistema, kurioje kas antras žiedas neskaidrus (5.2.3 pav.). Atstumų skirtumas tarp žiedo kraštų iki ekrano lygus $\lambda/2$. Skaidriųjų zonų trikdys tiriamajame taške dėl interferencijos yra stiprinamasis. Jei yra k žiedų (skaidrių arba neskaidrių), tai tame taške amplitudė padidėja $2k$ kartų.



5.2.3 pav. Zoninė plokštelė

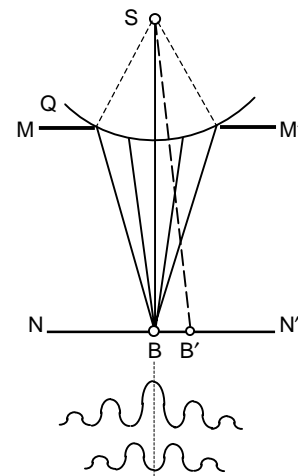
Intensyvumą galima dar labiau padidinti, jei lygines (arba nelygines) zonas pereinančios šviesos fazė pakistų puse periodo. Tada visų zonų skleidžiamų bangų fazės būtų vienodos ir amplitudė padidėtų $4k$ kartų. Tokios zoninės plokštelės vadinamos *fazinėmis zoninėmis plokštelėmis*. Fazinės zoninės plokštelės veikimas analogiškas lęšio veikimui, nors židinio vieta labai priklauso nuo bangos ilgio. Praktikoje jos retai naudojamos, nes tokia atvaizdų kūrimo teorija yra gana sudėtinga.

5.3. DIFRAKCIJA PRO APSKRITĄ ANGĄ

Tarkime, kad iš taškinio spindulio S sklindanti banga Q (5.3.1 pav.) krinta į neskaidrią kliūtį MM' su apskrita anga. Panagrinėsime, koks yra šviesos intensyvumo skirstinys ekrane NN', lygiagrečiai pastumtame MM' atžvilgiu tam tikru atstumu. Jei šviesa sklįstų tiesiai, tai matytųsi skritulys lygiais kraštais, bet iš tikrųjų matomas sudėtingas vaizdas.

Atstojamąjį virpesių intensyvumą taške B nustatėme anksčiau. Intensyvumas taške B yra didesnis arba mažesnis už intensyvumą, kai bangos frontas visiškai atviras, ir priklauso nuo to, nelyginis ar lyginis Frenelio zonų skaičius telpa angoje.

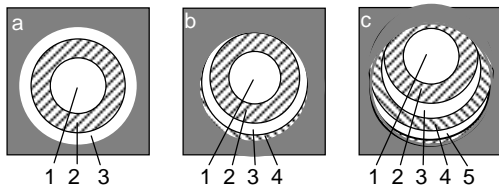
Dėl difrakcinės kliūties simetrijos AB linijos atžvilgiu šviesos intensyvumas (apšvieta) įvairiuose ekrano taškuose priklauso tik nuo atstumo iki difrakcinio vaizdo centro (taško B). Intensyvumą taške B nusako atvirų Frenelio zonų skai-



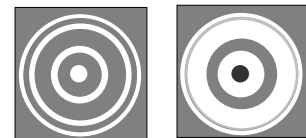
5.3.1 pav. Difrakcija pro apskritą angą

čiaus lygiškumas. Jei, pvz., angoje telpa trys zonos (5.3.2 a pav.), difrakcinio vaizdo centre yra intensyvumo maksimumas. Į tašką B ateina šviesa iš visų trijų zonų. Pasislinkime į tašką B'. AB' nėra ekrano MM' su anga simetrijos ašis. Taške B' Frenelio zonos atrodys jau kitaip. Angos kraštai dengia dalį trečiosios zonos, bet kartu iš dalies atidengia ketvirtąją zoną (5.3.2 b pav.). Dėl to intensyvumas sumažėja ir esant tam tikrai taško B' vietai tampa lygus nuliui. Einant į tašką B'' angos kraštai iš dalies uždengia ne tik trečiąją, bet ir antrąją Frenelio zoną, nors kartu iš dalies atsidengia penktoji zona ir į tašką B'' ateina šviesa iš visų pirmosios ir iš atskirų 2 ÷ 5 zonų taškų (5.3.2 c pav.). Atvirųjų nelyginių zonų dalių trikdys viršija lyginių zonų atvirų vietų trikdį ir intensyvumas bus didelis, nors gerokai mažesnis negu taške B.

Taigi difrakcinis vaizdas už apskritos angos yra pasikartojančių šviesių ir tamsių bendracentrių žiedų sistema (5.3.3 pav.). Centre yra arba šviesi (kai zonų skaičius nelyginis), arba tamsi (kai lyginis) dėmė. Šie vaizdai keičia vienas kitą, jei ekranas NN' stumdomas lygiagrečiai MM' atžvilgiu.



5.3.2 pav. Frenelio zonų padėtys

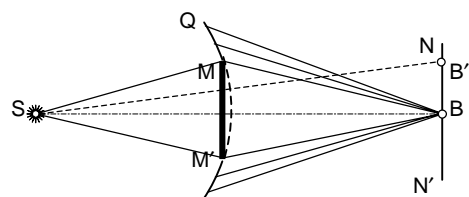


5.3.3 pav. Difrakcijos pro apskritą angą vaizdai

Jei anga atidengia ne daugiau kaip vieną Frenelio zoną, ekrane yra išplitusi šviesi dėmė, šviesūs ir tamsūs žiedai nematomi. Kai anga atidengia didelį zonų skaičių, šviesių ir tamsių žiedų kaita matoma tik labai siauroje srityje arti geometrinio šešėlio, o arti taško B apšvieta beveik vienoda.

5.4. DIFRAKCIJA PRO APSKRITĄ EKRANĄ

Tarkime, kad neskaidrus ekranėlis MM' (5.4 pav.) uždengia pirmąsias k Frenelio zonas. Tada į tašką B ateina virpesiai iš visų likusių zonų pradedant $(k + 1)$ zona. Atstojamoji visų likusių zonų sukurtų virpesių amplitudė taške B lygi $A_B = a_{k+1}/2$. Kai uždengta nedaug zonų ($a_{k+1} \approx a_1$), šviesos intensyvumas taške B mažai skiriasi nuo intensyvumo, kai kliūtis tarp A ir B nėra. Žiūrint iš taško B' matyti, kad diskelis uždengia dalį $(k + 1)$ Frenelio zonos ir iš dalies atidengia k



5.4.1 pav. Difrakcija pro apskritą ekraną

zoną, dėl to intensyvumas taške B' susilpnėja. Toliau vėl susidaro silpnesnis maksimumas, vėl minimumas ir t. t.

Taigi kai šviesa difraguoja pro apskritą ekraną, difracinis vaizdas yra pasikartojantys šviesūs ir tamsūs žiedai. Centre nepriklausomai nuo k vertės visada yra šviesi dėmė. Ši šviesi dėmė literatūroje vadinama *Puasono* (Poisson) *dėme*.

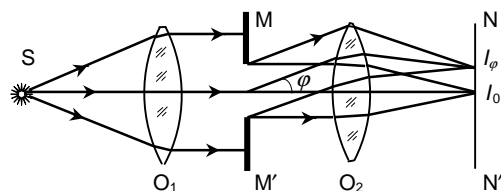
5.5. FRAUNHOFERIO DIFRAKCIJA

Iki šiol nagrinėjome sferinių bangų difrakciją tirdami apšvietos skirstinį ekrane, esančiame baigtiniu atstumu nuo kliūtis, ir stebėjimas vyko be kokių nors optinių prietaisų. Kitokią difrakcijos reiškinių stebėjimo metodą pasiūlė J.Fraunhoferis (*Fraunhofer*).

Jei atstumas nuo kliūtis iki tiriamojo taško yra labai didelis, palyginti su jo matmenimis, tada tiriamajame taške antrinės bangos yra plokščiosios. Fraunhoferio metodu difracinis vaizdas stebimas lęšio židinio plokštumoje. Joje surenkamos plokščiosios šviesos bangos, kurias iš dalies užtveria neskaidri kliūtis. *Fraunhoferio difrakcija* yra lygiagrečių šviesos spindulių sukelta difrakcija.

Iš esmės Fraunhoferio difrakcija nesiskiria nuo Frenelio difrakcijos, tačiau detalus šio difrakcijos tipo nagrinėjimas yra svarbus, nes jis plačiai naudojamas sprendžiant daugelį uždavinių, susijusių su optinių prietaisų (difracinių gardelių, optinių prietaisų ir kt.) veikimu.

Fraunhoferio difrakcijos sąlygoms artimos sąlygos susidaro tada, kai taškinis spinduo-



5.5.1 pav. Plokščiųjų bangų difrakcijos stebėjimo schema

lis S yra lęšio O_1 židinyje, o antrasis lęšis O_2 surenka šviesą židinio plokštumoje NN' (5.5.1 pav.). Pastarasis lęšis įvairiose židinio plokštumos vietose surenka visus spindulius, perėjusius angą, taip pat ir nukrypusius nuo tiesios sklaidimo linkmės. Priklausomai nuo angos matmenų ir formos dalis šviesos nukrypsta įvairiomis kryptimis. Atvaizdas ekrane atrodo kaip dėmė, kurios apšvieta įvairiose vietose yra skirtinga.

5.6. DIFRAKCIJA PRO VIENĄ PLYŠĮ

Tarkime, kad į ilgą (ilgis gerokai didesnis už plotį) plyšį MM' , kurio plotis b , krinta plokščioji banga (5.6.1 pav.). Už plyšio yra lęšis ir jo židinio plokštumoje ekranas NN' . Jei šviesa sklindų tiesiai, ekrane matytųsi siaura šviesi juostelė. Iš tikrųjų bangos sklinda į visas puses, nes kiekvienas plyšį pasiekusios bangos fronto taškas, pagal Huiigenso principą, yra antrinių sferinių bangų šaltinis. φ kampą nukrypę spinduliai susirenka taške B_φ .

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 šių zonų nagrinėjama kaip į tašką B_φ ateinančių bangų šaltinis. Gretimų zonų skleidžiamų bangų fazės skiriasi vienodu dydžiu. Elementariųjų bangų amplitudės vienodos, nes zonų plotai vienodi, ir zonos vienodai palinkusios tiriamojo taško atžvilgiu.

Elementariosios dx pločio zonos virpesių amplitudė

$$dA = C dx;$$

čia C – proporcingumo koeficientas, nepriklausantis nuo φ .

Visų zonų siunčiamų virpesių amplitudžių 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 φ , reikia įskaityti iš įvairių zonų į tašką B_φ ateinančių bangų fazių skirtumą. Tam brėžiama plokštuma AD, statmena difragavusiems spinduliams. Šioje plokštumoje tarp difragavusių bangų susidaro fazių skirtumas. Lėšis nesukuria papildomo fazių skirtumo. Iš 5.6.1 pav. matyti, kad spindulių eigos skirtumas

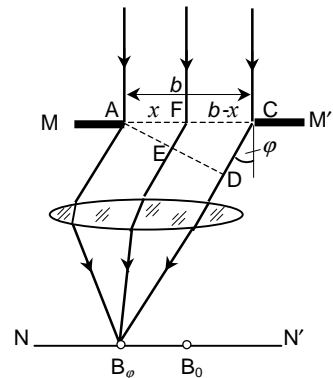
$$FE = x \sin \varphi.$$

AD plokštumos 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 sukurtas atstojamasis trikdys taške B_φ reiškiamas integralu:



5.6.1 pav. Difrakcija pro vieną plyšį

$$\begin{aligned}
S &= \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - k x \sin \varphi) dx = \\
&= \frac{A_0}{b} \left(-\frac{\lambda}{2\pi \sin \varphi} \right) \left[\sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right) - \sin \omega t \right] = \\
&= A_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right).
\end{aligned}$$

Prieš kosinusą esančio nario modulis yra atstojamosios bangos amplitudė A_φ taške B_φ :

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

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

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

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda,$$

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

Tarp minimumų išsidėstę antriniai maksimumai, kurie gerokai silpnesni už centrinį maksimumą. Jie susidaro φ vertėms, tenkinančioms sąlygas:

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

Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

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

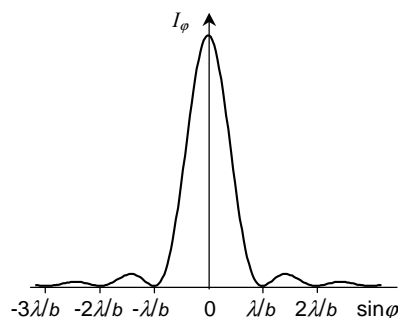
čia I_0 – šviesos intensyvumas difrakcinio vaizdo viduryje, I_φ – intensyvumas B_φ taške φ kryptimi. Šios funkcijos grafikas pavaizduotas 5.6.2 pav. Minimumų skaičius priklauso nuo santykio b/λ . Antrinių maksimumų intensyvumas sparčiai mažėja. Jei $I_0 = 1$, tai

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

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 , (siaurėjant plyšiui centrinis maksimumas plečiasi). Kai $b \approx \lambda$, tai $\sin \varphi \approx 1$ ir $\varphi \approx \pi/2$, t. y. pirmasis minimumas paslenka į begalinio ekrano kraštą. Tolesnis plyšio siaurinimas praranda prasmę, nes tada matomas tik monotoniškas apšvietos mažėjimas visame ekrane.

Didinant plyšio plotį pirmieji minimumai slenka prie difrakcinio vaizdo centro ir centrinis maksimumas vis labiau ryškėja. Santykinis maksimumo intensyvumas nekinta, o absoliuti vertė didėja, nes daugiau energijos pernešama pro platų plyšį.

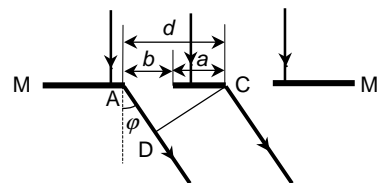


5.6.2 pav. Intensyvumo skirstinys, kai difrakcija vyksta pro vieną plyšį

5.7. DIFRAKCIJA PRO DU PLYŠIUS

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

Tarkime, kad plokščioji banga krinta statmenai į du plyšius (5.7.1 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 maksimumų ir minimumų.



5.7.1 pav. Difrakcija pro du plyšius

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, antrasis daugiklis – intensyvumo skirstinį interferavus šviesos pluošteliams, sklindantiems iš dviejų plyšių. Funkcijos grafikas pavaizduotas 5.7.2 pav.

Jei $d \sin\varphi = m\lambda$ (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 $d \sin\varphi = (m + \frac{1}{2})\lambda$, susidaro papildomi minimumai, t. y. dviejų plyšių siunčiamos bangos susilpnina viena kitą.

Difrakcijos pro du plyšius vaizdą sudaro:

$$\text{Pirminiai minimumai} \quad b \sin\varphi = \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots$$

$$\text{Papildomi minimumai} \quad d \sin\varphi = \lambda/2, \quad 3\lambda/2, \quad 5\lambda/2, \dots$$

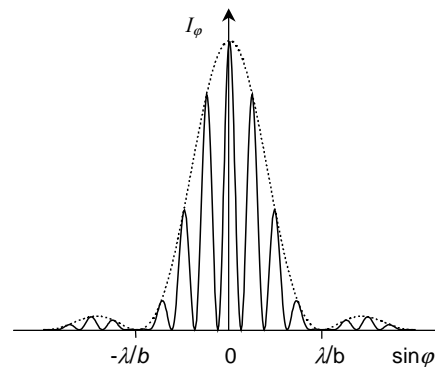
$$\text{Pagrindiniai maksimumai} \quad d \sin\varphi = 0, \quad \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots$$

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

Atstumas tarp pirminių minimumų, kai šviesa difraguoja pro vieną plyšį priklauso nuo plyšio pločio b , o atstumas tarp papildomų minimumų – nuo b ir d dalmens.

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

Jei atstumas tarp plyšių pastovus, o jų plotis mažėja, 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.



5.7.2 pav. Intensyvumo skirstinys difraguojant šviesai pro du plyšius

5.8. DIFRAKcinė GARDELĖ

Difrakcinė gardelė yra difrakcinis elementas, sudarytas iš didelio skaičiaus periodiškai išdėstytų rėžių (griovelių, plyšių, iškilumų) 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 pluoštelių, kurie difragavę rėžiuose interferuoja ir sukuria atstojamąjį erdvinį šviesos intensyvumo pasiskirstymą, t. y. spinduliuotės spektrą.

Tarkime, kad į plokščią skaidriąją difrakcinę gardelę krinta lygiagretus šviesos pluoštelis. Iš visų gardelės režių N sklindantys koherentiniai pluošteliai interferuoja ir erdvinis šviesos intensyvumo pasiskirstymas gali būti išreikštas dviejų funkcijų sandauga:

$$I_{\varphi} = I_N I_g. \quad (5.8.1)$$

Funkcija I_g nusako šviesos difrakciją pro atskirą režį, o funkcija I_N – iš gardelės režių sklindančių koherentinių N pluoštelių interferenciją. Ši funkcija susijusi su periodine gardelės struktūra. Konkrečiam bangos ilgiui λ funkciją I_N nusako gardelės periodas d , bendras režių skaičius N ir pluoštelių kritimo ϕ bei difrakcijos φ kampas (5.8.1 pav.), bet nepriklauso nuo režių formos. Šios funkcijos išraiška yra tokia:

$$I_N = \frac{\sin^2(N\theta)}{\sin^2\theta}; \quad (5.8.2)$$

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

I_N yra periodinė funkcija, turinti ryškius pagrindinius maksimumus ir silpnus antrinius maksimumus (5.8.2 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

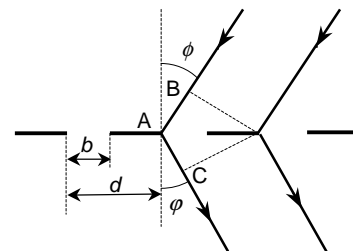
$$\frac{\sin(N\theta)}{\sin\theta} \rightarrow N$$

ir I_N vertė yra didžiausia. Todėl $\theta_{\max} = \pm m\pi$; čia $m = 0, 1, 2, \dots$ – sveikasis skaičius. Galioja ši lygybė:

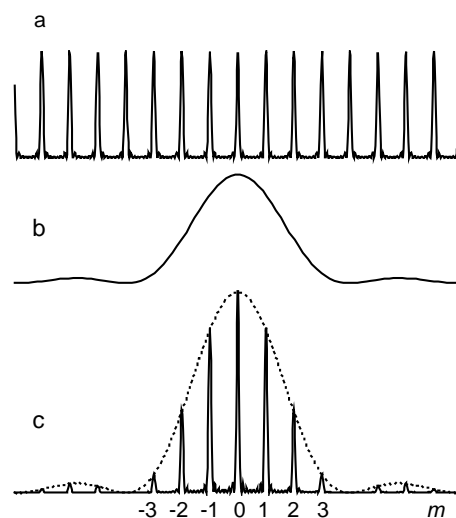
$$\Delta = d(\sin\phi + \sin\varphi) = \pm m\lambda, \quad (5.8.3)$$

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

Didėjant režių skaičiui N gerokai sumažėja pagrindinių maksimumų plotis ir perėjimas nuo maksimumo prie minimumo staigesnis. Kai N didelis, maksimumų kampinis plotis menkas – maždaug N kartų mažesnis už kampinį atstumą tarp gretimųjų pagrindinių maksimumų.



5.8.1 pav. Spindulių eiga pro amplitudinę plyšinę difrakcinę gardelę



5.8.2 pav. Difrakcinės gardelės interferencinių funkcijų grafikai

Iš (5.8.3) išraiškos, kuri vadinama *gardelės lygtimi*, išplaukia, kad esant tam tikram spindulių kritimo kampui ϕ **pagrindinio maksimumo kryptis ϕ_{\max} priklauso nuo bangos ilgio λ** . 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 (5.8.3) sąlyga tenkinama bet kokiems bangos ilgiams (visų bangos ilgių pagrindinių maksimumų vieta sutampa). Kai $m = 0$, tai $\phi_0 = -\phi$, 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_ϕ , lemianti atstojamąjį intensyvumo pasiskirstymą spektre, apibūdina šviesos difrakciją pro atskirą režį. Ji priklauso nuo dydžių d , λ , ϕ ir φ , taip pat nuo režio formos (jo profilio).

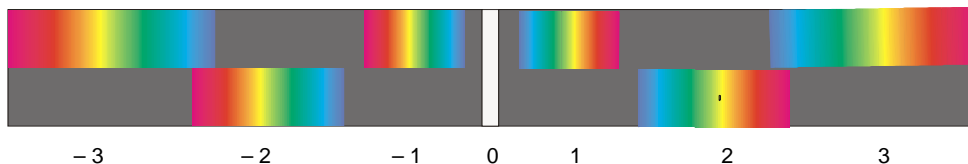
Išraiška, nusakanti pro plokščiąją amplitudinę difrakcinę gardelę difragavusios šviesos intensyvumo pasiskirstymą, gali būti užrašyta taip:

$$I_\phi = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \right)^2; \quad (5.8.4)$$

čia $\alpha = \frac{b\pi}{\lambda} (\sin\phi + \sin\varphi)$, $\beta = \frac{d\pi}{\lambda} (\sin\phi + \sin\varphi)$, I_0 – nedifragavusio šviesos srauto intensyvumas. Iš (5.8.4) išraiškos išplaukia, kad kai tenkinama maksimumo sąlyga (5.8.3), šviesos intensyvumas N plyšių sistemoje padidėja N^2 kartų. Tai tiesioginis difragavusios šviesos interferencijos rezultatas.

Kai gardelė turi daug režių, perėjusi gardelę šviesa susitelkia atskirose siaurose ekrano srityse. Šių sričių vietas nusako formulė $d(\sin\phi + \sin\varphi) = m\lambda$ (priklauso nuo bangos ilgio). Jei gardelė apšviesta baltąja šviesa, maksimumų kryptis įvairioms bangoms bus skirtinga, t. y. baltoji šviesa išskaidoma į spektrą. Kuo mažesnis bangos ilgis, tuo mažesnę difrakcijos kampą atitinka maksimumo padėtis. Vidinis spektro kraštas violetinis, o išorinis – raudonas. Aukštesnių eilių spektrai nulinio spektro atžvilgiu išsidėsto simetriškai į abi puses (5.8.3 pav.). Didėjant m atstumai tarp atitinkamų linijų didėja, t. y. didėja dispersija. Aukštesnių eilių spektrai vienas kitą gali iš dalies užkloti.

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



5.8.3 pav. Įvairių eilių spektro išsidėstymas

Difrakcinės gardelės *kampinė dispersija*, apibūdinanti skirtingų bangos ilgių spindulių erdvinio skleidinio plotį, išreiškiama taip:

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

Konkrečią spektro eilę m atitinkanti kampinė dispersija tuo didesnė, kuo mažesnis gardelės periodas. Be to, ji didėja didėjant difrakcijos kampui φ .

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

$$R = m N = L (\sin \varphi + \sin \varphi) / \lambda$$

čia $L = Nd$ – visos difrakcinės gardelės režinės dalies plotis.

Skiriamąją gebą ir kampinę dispersiją sieja šis sąryšis:

$$R = D_{\varphi} d\varphi/d\lambda;$$

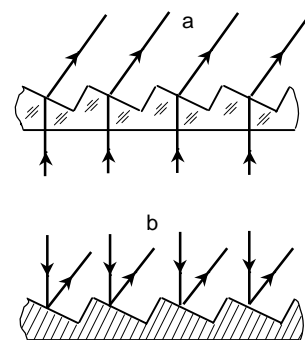
čia $D_{\varphi} = L \cos \varphi$ – gardelėje φ kampu difragavusio lygiagretaus pluošto plotis.

Kiekvienai d periodo gardelei yra ribinis bangos ilgis λ_{\max} , kuriam gaunamas nenulinės eilės spektras. Jis nustatomas iš pagrindinės gardelės lygties, kai $m = 1$, $\varphi = \varphi = 90^{\circ}$. Tada $\lambda_{\max} = 2d$.

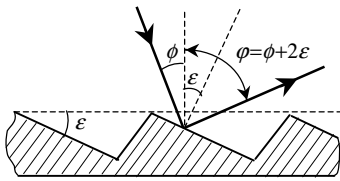
Nulinės eilės spektrui $I_N I_g$ funkcijų sandaugos vertė (taip pat intensyvumas) yra didžiausia. Kitų eilių ($m \neq 0$) spektro intensyvumas atitinkamai mažesnis (5.8.2 c pav.), todėl amplitudines difrakcines gardeles spektriniuose prietaisuose naudoti nenaudinga, nes didžioji į difrakcinę gardelę krintančios šviesos energijos dalis nesuskaidoma į spektrą, o kitų eilių spektrų intensyvumas menkas.

Labai svarbus praktinis difrakcinių gardelių patobulinimas buvo Dž.Reilio (*J.Rayleigh*) nurodytas ir R.Vudo (*Wood*) igyvendintas energijos pasiskirstymo spektre pakeitimas, grindžiamas papildomo eigos skirtumo sudarymu kiekviename gardelės režyje. Tam gardelė graviruojama taip, kad kiekvienas režis būtų tam tikro profilio (profiluotasis režis). Dėl to šviesai atsispindint (arba pereinant) susidaro papildomas eigos skirtumas nuo vieno režio krašto iki kito (5.8.4 pav.). Parenkant reikiamą režio profilį galima sutelkti energiją vienos arba kitos eilės spektre susilpninant ją kitų eilių (ir nulinės eilės) spektruose. Tokios gardelės vadinamos *fazinėmis difrakcinėmis gardelėmis*, jos nuo amplitudinių skiriasi gebėjimu keisti bangos fazę.

Pakopinio profilio atspindžio difrakcinės gardelės dar vadinamos *sutelkiančiomis* arba *spindinčiomis*. Nuo atspindžio gardelės difragavusios šviesos didžiausias intensyvumas susidaro spindulio, veidrodiskai atsispindėjusio ne nuo



5.8.4 pav. Fazinės gardelės (a – praleidžiančioji, b – atspindinčioji)



5.8.5 pav. Spindžio kampas atspindžio difrakcinėje gardelėje

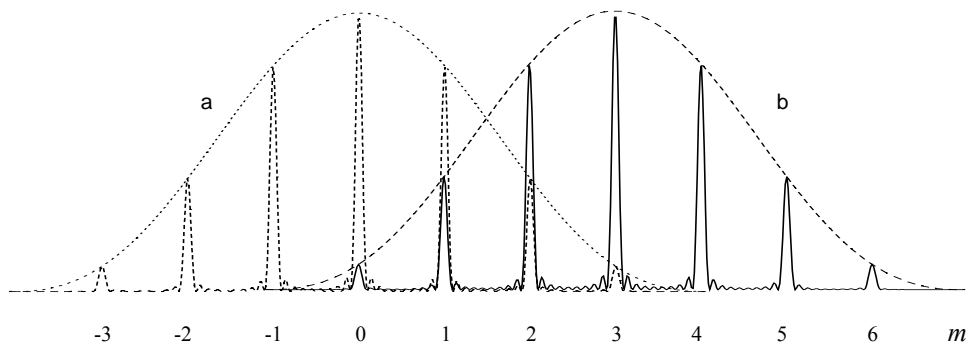
gardelės paviršiaus, o nuo režio plokštumų, kryptimi. Tai reiškia, kad šviesai krintant į difrakcinę gardelę ϕ kampu (5.8.5 pav.), difragavusios šviesos maksimumas susidaro „spindžio kampu“ $\varphi = \phi + 2\varepsilon$; čia ε – kampas tarp darbinio režio briaunos ir gardelės paviršiaus. Keičiant režio briaunos kampą ε , galima sutaptinti funkcijos I_g maksimumo centrą su bet kuriuo funkcijos I_N pagrindiniu norimos eilės $m \neq 0$ interferencijos maksimumu. Tokio sutapdinimo sąlyga: kampas ϕ ir φ_{\max} turi vienu metu tenkinti šiuos sąryšius:

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

Galima nustatyti tą eilę, kurios spektro intensyvumas turėtų būti didžiausias:

$$m = \frac{2d \sin\varepsilon}{\lambda}.$$

Dabar intensyvumo pasiskirstymas pagrindiniuose maksimumuose pakinta atžvilgiu pasiskirstymo, kurį nusako funkcija $[(\sin\alpha)/\alpha]^2$. Pvz., jei ε vertė tenkina sąlygą $(2d \sin\varepsilon)/\lambda = 3$, didžiausias λ bangos ilgio spinduliuotės intensyvumas yra trečios eilės spektre, pvz., amplitudinės gardelės sukurtas intensyvumas, kai $d/b = 3$, yra nedidelis (5.8.6 pav.). Taigi keičiant kampo ε vertę galima sutelkti šviesą norimos eilės spektre.



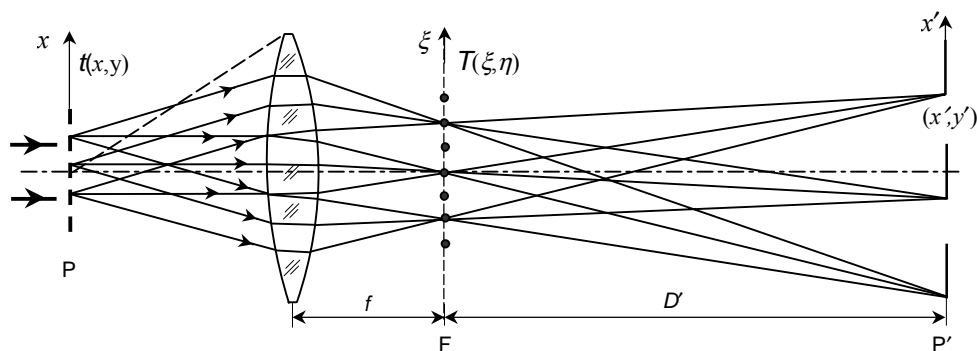
5.8.6 pav. Intensyvumo skirstiniai šviesai difragavus pro amplitudinę gardelę (a) ir nuo profiliuoto režio atspindžio gardelės (b)

Fazinės difrakcinės gardelės, kurių režių profilis trikampis ir kurios iki 80% pro gardelę perėjusios šviesos srauto sutelkia nenulinės eilės spektre, vadinamos *ešletais*.

5.9. ATVAIZDŲ SUKŪRIMAS PAGAL ABĖS TEORIJĄ

Lęšiai ir sudėtingesnės optinės sistemos (objektyvai) naudojamos objektų atvaizdams sudaryti. Objekto atvaizdas yra optinės sistemos perteiktas nuo objekto sklindančios šviesos 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 sudaromų atvaizdų kokybei.

Abės (*Abbe*) 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 (5.9.1 pav.). Už daikto dėl difrakcijos susidaro daug difragavusių pluoštelių, sklindančių įvairiomis kryptimis. Interferencijos maksimumų kryptis nu-



5.9.1 pav. Optinio atvaizdo susidarymo schema objektą apšvietus koherentine šviesa

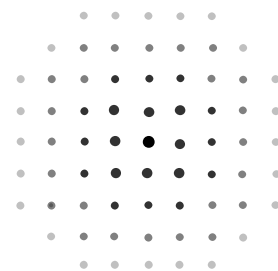
sako ši sąlyga:

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

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

Vykstant plokščiosios bangos difrakcijai pro gardelę už jos esančio objektyvo židinio plokštumoje F susidaro erdvėje pasiskirsčiusios tos bangos harmonikos, nuosekliai išsidėstę įvairių eilių maksimumai (5.9.2 pav.). Jie vadinami difrakcinės gardelės Furjė spektru, arba *erdviniu spektru*. Norint aprašyti šį reiškinį matematiškai, reikia naudoti *erdvinio dažnio* sąvoką. Erdvinis dažnis – tai dydis, atvirkščias difrakcinės struktūros erdviniam periodui.

Kiekvienas lęšio židinio plokštumos taškas yra antrinių koherentinių bangų šaltinis. Iš jų sklindančios bangos tarpusavyje interferuoja ir sukuria objekto atvaizdą atvaizdo plokštu-



5.9.2 pav. Erdvinio spektro vaizdas

moje 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 erdvinės harmonikas. Be to, konkrečiam bangos ilgiui λ 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

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

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, įtaisyta stačiakampė diafragma, kurios šoninės kraštinės lygiagrečios su plyšiais. Jei diafragma labai ilga, tada atvaizdas visiškai panašus į objektą. Jei diafragmos ilgis a toks mažas, kad atvaizdui sukurti naudojamas tik nulinės eilės spektras, tai atvaizdo plokštuma tolygiai apšviesta.

Jei pro diafragmą praeina nulinė ir dvi pirmosios harmonikos ($m = 0, \pm 1$), tada į kiekvieną atvaizdo tašką ateina ne mažiau kaip du spinduliai iš atitinkamų objekto taškų. Atvaizdo periodas d' taisyklingas ir šviesos intensyvumas pasiskirsto taip, kad tolygiai pereinama nuo šviesių ruožų prie tamsių.

Į objektą nepanašus atvaizdas susidaro tada, kai jo sukūrimui naudojamos aukštesnių eilių erdvinio spektro harmonikos. Jei, pavyzdžiui, pašalinamos visos, išskyrus pirmosios eilės, harmonikos, tokiam 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.

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

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

6. OPTINĖ HOLOGRAFIJA

Optine holografija vadinamas šviesos bangų struktūros užrašymo ir atkūrimo metodas, grindžiamas koherentinių šviesos pluoštelių difrakcija ir interferencija. Kaip ir fotografijoje ji užtikrina tiriamųjų objektų atvaizdų užrašymą, saugojimą ir atkūrimą. Tačiau įprastoji fotografija pateikia tik plokščią tūrinio objekto atvaizdą, kuris matomas tik iš tam tikros vietos. Apžiūrint fotonuotrauką negalima pažiūrėti už daiktų, esančių priekiniame plane. Holografija įrašo ir atkuria ne dvimatį apšvietos skirstinį nuotraukos plokštumoje, o visą informaciją apie objekto išsklaidytas šviesos bangas (apie sklaidimo linkmę, amplitudę, fazę, bangos ilgį, poliarizaciją). Iš hologramos atkurtos šviesos bangos sukuria realaus daikto iliuziją – matomas erdvinis daikto atvaizdas. Artimi ir tolimi daiktai matomi vienodai ryškiai. Keičiant stebėjimo vietą galima matyti daikto įvairias detales.

Hologramoje įrašomas interferencinis vaizdas, susidaręs susikirtus objekto išsklaidytajai šviesos bangai su koherentine pamatine banga. Šis interferencinis vaizdas fiksuoja visą informaciją apie daikto bangos amplitudę ir fazę. Hologramos apšvietimas banga, tapčia pamatinei bangai, sukuria difrakcines bangas, viena kurių yra daikto išsklaidytosios bangos kopija. Ši banga, patekusi į stebėtojo akį, sukelia tokius pat pojūčius, kaip ir žiūrint į daiktą tiesiogiai.

Holografijos principus lengviausia paaiškinti nagrinėjant nesudėtingus objektus. Paprasčiausias yra plokščiosios bangos holografinis užrašymas ir atkūrimas.

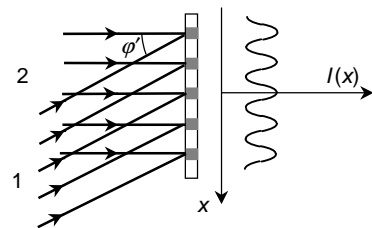
Tarkime, kad iš daikto sklindanti plokščioji banga 1 krinta į fotografinę plokštelę kampu φ' (6.1 pav.). Momentinis šviesos virpesių fazių pasiskirstymas plokštelės paviršiuje priklauso nuo bangos krypties, bet šviesai jautriame sluoksnyje užrašomas tik vidutinis apšvietos skirstinys, susidaręs eksponavimo metu ir plokštelė vienodai pajuoduoja. Iš pajuodimo laipsnio sprendžiama apie šviesos virpesių amplitudes, bet informacijos apie jų fazes nėra, todėl nusakyti plokštelę veikiančios bangos 1 krypties negalima.

Tarkime, kad tuo pačiu metu į fotografinę plokštelę kartu su daikto banga 1 krinta jai koherentinė plokščioji pamatinė banga 2. Abi bangos interferuoja ir fotografinės plokštelės paviršiuje susidaro tarpusavyje lygiagrečios stacionarios interferencinės juostelės, orientuotos statmenai brėžinio plokštumai. Intensyvumo pasiskirstymas išilgai x ašies išreiškiamas taip:

$$I(x) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos [k \Delta(x)] ;$$

čia $k = 2\pi/\lambda$ – bangų skaičius, $\Delta(x) = x \sin\varphi'$ – jų eigos skirtumas.

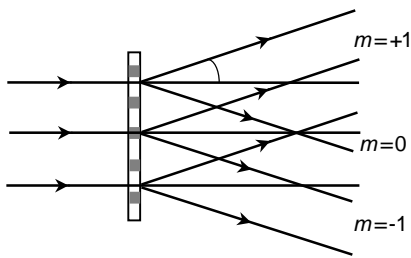
Atstumas tarp gretimų juostelių



6.1 pav. Plokščiosios bangos hologramos sukūrimas

$$d = \frac{2\pi}{k \sin \varphi'} = \frac{\lambda}{\sin \varphi'}$$

Taigi, holograma yra savotiška difrakcinė gardelė, kurios praleidimas išreiškiamas sinusine funkcija. Hologramos interferencinių juostelių struktūroje yra visa informacija apie daikto bangos fazę.



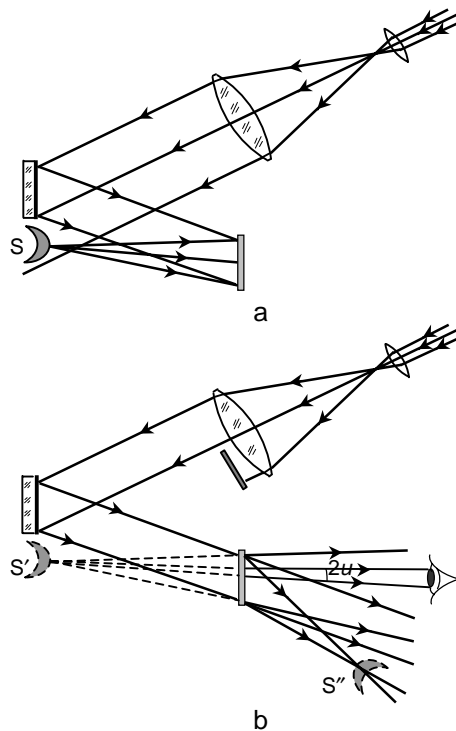
6.2 pav. Plokščiosios bangos atkūrimas holograma

Nesunku suprasti, kaip iš tokios hologramos galima atkurti joje įrašytą daikto bangą. Į hologramą nukreipiama atkuriančioji banga (6.1.2 pav.), tapati pamatinei bangai 2, kuri buvo naudota užrašymo metu. Jai difragavus nuo hologramos – sinusinio praleidimo gardelės – susidaro trys plokščiosios bangos. Viena jų atitinka pagrindinį $m = 0$ eilės maksimumą ir sklinda krintančiosios bangos kryptimi. Kitų dviejų bangų pagrindinių maksimumų eilė $m = \pm 1$. Holografijoje svarbiausia yra $m = 1$ eilės banga, kurios kryptį φ nusako tokia sąlyga:

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

Kadangi $d = \lambda / \sin \varphi'$, tai $\varphi = \varphi'$, t. y. šios bangos kryptis ir kitos charakteristikos yra tokios pat kaip ir daikto bangos 1 įrašant hologramą. Apžiūrint hologramą į akį patekusi difragavusi atkuriančioji banga sukelia tokį pat pojūtį, kaip ir tiesiogiai žiūrint į daiktą.

Sudėtingo objekto holograma sukuriamą ją apšvietus koherentinės lazerio spinduliuotės pluoštelium. Pagal Furjė (*Fourier*) teoremą objekto išsklaidytą bangų lauką sudaro plokščiosios bangos. Kiekviena gardelė, interferuodama su pamatine lazerio skleidžiama banga, fotografinėje plokštelėje sukuria savitą būdingos orientacijos ir periodo interferencinių juostelių sistemą. Hologramą sudaro difracinių gardelių visuma. Atkūrimo metu kiekviena jų sudaro ją atitinkančią pradinę elementariąją plokščiąją bangą ir sukuria pagrindinį difracinį maksimumą $m = 1$. Visos atkurtos elementariosios bangos turi tokį pat amplitudžių ir fazių santykį, koks buvo užrašant hologramą. Jos visos sudaro objekto išsklaidytą šviesos lauką, t. y. ten, kur



6.3 pav. Hologramos įrašymo (a) ir vaizdo atkūrimo (b) schema

anksčiau buvo daiktas, sukuriamas jo menamasis atvaizdas.

Viena iš hologramos užrašymo ir vaizdo atkūrimo schemų pavaizduota 6.3 pav. Lazero spindulių pluoštas, papildomai išplėstas optine sistema, nukreipiamas į objektą ir į greta esantį veidrodį. Nuo veidrodžio atsispindėjusi banga ir daikto išsklaidytos bangos koherentiškos, todėl atsispindėjusioji banga naudojama kaip pamatinė. Atkūrimo metu tiesiai perėjusi banga ir difragavusios bangos, kuriančios menamąjį S' ir tikrąjį S'' atvaizdą, yra išskirtos erdvėje, todėl be trukdymų galima pamatyti menamąjį atvaizdą.

Sudėtingą objektą, sklaidantį koherentinę lazerio šviesą, galima laikyti taškinių spindulių, sklaidžiančių sferines bangas, aibe. Dėl tų bangų interferencijos su pamatine banga hologramoje susidaro sudėtinga viena kitą iš dalies užklojančių zoninių gardelių visuma. Objekto atvaizdo kūrimo metu pamatinei bangai difraguojant nuo tų gardelių kiekviena jų sudaro bangą, sklindančią iš taško, kur buvo atitinkamas šviesą sklaidantis daikto taškas hologramos įrašymo metu. Visos šios bangos sukuria objekto menamąjį atvaizdą. Jos nesiskiria nuo objekto išsklaidytų bangų įrašymo metu, kadangi jų amplitudžių ir fazių pasiskirstymas yra toks pat, todėl holograma visiškai atkuria objekto erdvinę sandarą ir perteikia ne tik matomą erdvinį vaizdą, bet ir sukuria paralakso reiškinių (vaizdo kitimą keičiant žiūrėjimo vietą).

Svarbi hologramos savybė yra ta, kad daikto bangą galima atkurti ir iš nedidelės hologramos dalies. Jei difrakcinės gardelės dalis uždengiama, difragavusių spindulių kryptis nepakinta, tik sumažėja jų intensyvumas ir šiek tiek išplinta pagrindiniai maksimumai. Ši išvada teisinga ir zoninei plokštei, kurios nedidelę dalį galima laikyti difrakcine gardele su išlinkusiais režiais ir besikeičiančiu periodu. Bet kuri zoninės plokštelės dalis atkuria tą pačią sferinės bangos dalį.

Kiekvienoje hologramos dalyje yra užkoduota visa informacija apie visus daikto taškus. Mažesnių matmenų hologramos skiriamoji geba mažesnė, regėjimo laukas siauresnis, nes interferuoja mažiau spindulių.

Jei atkūrimo metu šviesos pluoštelis tapatus pamatiniam hologramos įrašymo metu, tai menamasis atvaizdas yra toje pat vietoje, kur buvo daiktas, ir visiškai į jį panašus, tačiau atkuriant galima naudoti ir kitokia kryptimi sklindančią šviesą, tada menamasis S' ir tikrasis S'' atvaizdas pasislenka atitinkamu kampu.

Sukurti atvaizdą galima ir kitokio bangos ilgio negu užrašant monochromatine šviesa, tik sukurto atvaizdo tiesiniai matmenys skiriasi nuo daikto matmenų, jis yra kitokiu atstumu nuo hologramos, be to, ir pamatinė, ir atkuriančioji banga gali būti ne tik plokščioji, bet ir sferinė.

Visada, kai atkuriančioji banga netapati pamatinei, nuo hologramos difragavusių spindulių pluošteliai, kuriantys atskirų daikto taškų atvaizdus, pasidaro nebendracentriai. Sukurtajam atvaizdai būdinga sferinė aberacija, chromatizmas, koma, astigmatizmas ir distorsija (panašiai kaip ir optinių sistemų sukurtiems atvaizdams).

Nagrinėjome *plokščiąsias* (dvimates) hologramas. Jų šviesai jautraus sluoksnio storis gerokai mažesnis už įrašyto interferencinio vaizdo erdvinį periodą. Jei hologramos sluoksnio storis gerokai viršija šį periodą (atstumą tarp interferencinių juostelių), jos vadinamos *tūri-*

nėmis (trimatėmis, storasluoksnėmis) hologramomis. Tokią hologramą apšvietus baltąja šviesa atkuriamas tik vienas vaizdas. Pakeitus atkuriančiojo pluošto kryptį pakinta vaizdo atspalvis.

Natūralių spalvų atvaizdą galima gauti tada, kai vienoje tūrinėje hologramoje įrašomi interferenciniai vaizdai, susidarę apšviečiant daiktą bangomis, kurių spektrą sudaro trys pagrindinės monochromatinės dedamosios (raudona, žalia ir mėlyna), kartu sukuriančios baltosios šviesos pojūtį. Atkūrimo metu naudojant baltosios šviesos spindulį susidaro trijų spalvų trys sutapdinti daikto atvaizdai ir žmogaus akis tai suvokia kaip vieną tūrinį atvaizdą, perteikiantį natūralią daikto spalvą.

7. ŠILUMINIS SPINDULIAVIMAS

Žinoma, kad visi kūnai, kurių temperatūra didesnė už nulį, skleidžia elektromagnetines bangas, t. y. praranda energiją. Jų vidinė energija (kartu ir temperatūra) turi mažėti. Jei temperatūra nekinta, reiškia energija nuolat papildoma. *Šiluminis spinduliavimas* yra kūno elektromagnetinis spinduliavimas, kurį sukelia kūno sužadinti atomai arba molekulės dėl jų šiluminio judėjimo. Didėjant kūno temperatūrai spinduliuotės tankis didėja.

Kūnas ne tik spinduliuoja, bet ir sugeria šiluminę spinduliuotę. Šiluminis spinduliavimas stacionarus, jei spinduliuojančiojo kūno temperatūra pastovi dėl pastovaus jo kaitinimo. Stacionarusis šiluminis spinduliavimas, vykstantis termiškai izoliuotų kūnų sistemoje, kurioje kūnai gali keistis energija tik per elektromagnetinę spinduliuotę ir sugertį, vadinamas *pusiausvriuoju šiluminiu spinduliavimu*.

Tarkime, kad erdmė, kurią supa elektromagnetinę spinduliuotę idealiai atspindintis sluoksnis, yra kūnas. Jo skleidžiama spinduliuotė neišsisklaido erdvėje, bet atsispindėjusi nuo sienelių lieka erdmėje, vėl krinta į kūną ir iš dalies sugeriama. Tokiomis sąlygomis energijos nuostolių nėra. Kai šiluminis spinduliavimas yra pusiausvira, elektromagnetinių bangų, skleidžiamų kiekvieno sistemos kūno per vienetinį laiką, energija lygi energijai bangų, sugeriamų šių kūnų per tą patį laiką.

Į erdmę įdėkime įkaitintą kūną. Jei per vienetinę trukmę kūnas išspinduliuoja daugiau energijos negu sugeria, jo temperatūra krinta. Šiuo atveju spinduliuotė silpnėja iki to momento, kol susidaro pusiausvyra. Tokia pusiausviroji būseną stabili.

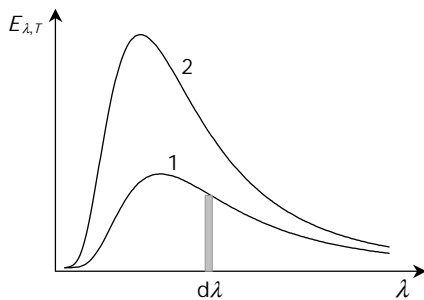
7.1. PAGRINDINIAI ŠILUMINIO SPINDULIAVIMO DĖSNIAI

Pagrindinis šiluminę spinduliuotę nusakantis dydis yra kūno *temperatūra*. Tarkime, kad keli kūnai, įkaitinti iki skirtingos temperatūros, yra erdmėje, kurią supa šilumos nepraleidžiantis apvalkalas su idealiai šilumą atspindinčiomis sienelėmis, o viduje yra vakuumas, todėl nesikeičiama šiluma laidumo ir konvekcijos būdu. Kūnai keičiasi energija spinduliuotės būdu. Kiekvieno kūno spinduliuotė priklauso nuo jo temperatūros. Be to, šiltesnieji kūnai vėsta, nes išspinduliuoja didesnę energijos kiekį, negu gauna iš aplinkinių kūnų, o šaltesnieji kūnai įkaista, nes gauna daugiau energijos, negu atiduoda. Erdmėje visą laiką spinduliuojama energija. Bandymai rodo, kad galiausiai nusistovi stacionarioji būseną (šiluminė pusiausvyra), kurioje visi kūnai įgyja vienodą temperatūrą. Tokios būsenos kūnai per vienetinį laiką sugeria tiek energijos, kiek atiduoda, ir spinduliuotės energijos tankis erdvėje įgyja tam tikrą vertę, atitinkančią turimąją temperatūrą. Iš to išplaukia, kad jei dviejų kūnų sugerties geba skirtinga, jų spinduliavimo geba negali būti vienoda. Jei du kūnai sugeria skirtingą energijos kiekį, tai jų spinduliuotės energija taip pat skirtinga.

Kūno *spinduliavimo geba* E yra energijos srautas, kurį skleidžia kūno vienetinis paviršius visomis kryptimis: $E = d\Phi/dS$.

Jei į vienetinį paviršių krinta šviesos srautas $d\Phi$, tai jo dalį $d\Phi'$ kūnas sugeria. Santykis $A = d\Phi'/d\Phi$ vadinamas kūno *sugerties geba*.

Per bandymus pastebėta, kad spinduliavimo geba priklauso ne tik nuo dažnio (arba bangos ilgio), bet ir nuo spinduliuojančio kūno temperatūros T :



7.1 pav. Spinduliavimo gebos spektrinis skirstinys skirtingose temperatūrose

Spektrinis šiluminio spinduliavimo gebos skirstinys pavaizduotas 7.1 pav. Brūkšniuotoji juostelė atitinka $d\lambda$ ilgio ruožo bangų energiją dE_T . Visuminę spinduliavimo gebą nusako kreivės ribojamas plotas. Didėjant temperatūrai kūno spinduliuojama energija didėja (2 kreivė); didėja skirstinio kreivės ribojamas plotas, t. y. didėja visuminė kūno spinduliavimo geba.

Kūno sugerties geba taip pat priklauso nuo dažnio (arba bangos ilgio) ir temperatūros. Kūnas, kuris visiškai sugeria į jį krintančią visų dažnių spinduliuotę, vadinamas *juodoju kūnu*; jo sugerties geba $A_{v,T} = 1$.

Sąryšį tarp kūno spinduliavimo gebos ir sugerties gebos nusako **Kirchhofo (Kirchhoff) dėsnis**: *spinduliavimo ir sugerties gebos dalmuo nepriklauso nuo kūno prigimties*. Santykis $E_{v,T}/A_{v,T}$ vienodas visiems kūnams ir yra universalioji dažnio ir temperatūros funkcija, nors įvairių kūnų $E_{v,T}$ ir $A_{v,T}$ gali gerokai skirtis.

Juodajam kūnui (jo sugerties geba lygi vienetui) santykis

$$\frac{E_{v,T}}{A_{v,T}} = \varepsilon_{v,T};$$

čia $\varepsilon_{v,T}$ – juodojo kūno spinduliavimo geba. Universalioji Kirchhofo funkcija yra juodojo kūno spinduliavimo geba.

Kūnai, kurių sugerties geba mažesnė už vienetą, vadinami *pilkaisiais*. Jų spinduliavimo geba mažesnė už juodojo kūno spinduliavimo gebą.

Kirchhofo dėsnis išskėlė šiluminio spinduliavimo teorijai svarbią užduotį – nustatyti funkcijos $\varepsilon_{\lambda,T}$ analizinę išraišką. Ilgą laiką daugelis mėginimų neišsprendė bendrosios užduoties. Teorinė Kirchhofo funkcijos išraiška buvo rasta tik panaudojus kvantinės teorijos įvaizdžius.

Tiriant šiluminį spinduliavimą buvo suformuluotas **Stefano ir Bolcmano dėsnis**, kuris teigia, kad *juodojo kūno visuminė (visų ilgių bangų) spinduliavimo geba proporcinga temperatūrai ketvirtuoju laipsniu*:

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{v,T} dv = \sigma T^4;$$

čia σ – Stefano ir Bolcmano konstanta, kuri lygi $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$.

Galima gauti bangos ilgio λ_{\max} , kurį atitinka didžiausia funkcijos $\varepsilon_{\lambda,T}$ vertė, ir temperatūros T sąryšį:

$$T \lambda_{\max} = b; \quad (7.1.1)$$

čia b – Vyno konstanta, nepriklausanti nuo temperatūros ($b = 0,29 \text{ cm}\cdot\text{K}$).

(7.1.1) išraiška vadinama **Vyno poslinkio dėsnium**, kuris teigia, kad *didėjant temperatūrai juodojo kūno spinduliavimo gebos maksimumas slenka į trumpesniųjų bangų sritį*.

Dž.Reilis (*J.Rayleigh*) ir Dž.Džinsas (*J.Jeans*), pasinaudoję klasikinės statistikos teorema apie energijos tolygų pasiskirstymą pagal laisvės laipsnius, pateikė tokią išraišką:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad \text{arba} \quad \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT.$$

Tai **Reilio ir Džinsso formulės**.

Šios išraiškos patenkinamai atitinka eksperimentinius duomenis tik ilgųjų bangų srityje ir gerokai skiriasi mažųjų bangų srityje. Atsiranda prieštaros. Pvz., integruojant λ atžvilgiu

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi c k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty,$$

t. y. juodojo kūno visuminė spinduliavimo geba turi būti be galo didelė. Tai reiškia, kad pusiausvyra tarp materialiuoju kūnų ir spinduliuotės gali susidaryti tik esant begaliniam spinduliuotės tankiui. Tačiau per bandymus paaiškėjo, kad pusiausvyra tarp spinduliuotės ir kūno susidaro bet kurioje temperatūroje ir tos spinduliuotės energijos tankis, palyginti su kūno energijos tankiu, yra mažas.

Reilio ir Džinsso formulė, išreikšta remiantis klasikine fizika, prieštarauja faktui – didesnė šiluminės spinduliuotės energijos dalis sutelkta trumpesniųjų bangų spektro srityje. Tokia išvada pavadinta *ultravioletine katastrofa*.

Reilio ir Džinsso formulė kokybiškai tinka tik ilgesniųjų bangų srityje. 1896 m. Vynas pateikė tokią formulę:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{A}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{B}{\lambda T}\right);$$

(čia A ir B – konstantos), kuri iš dalies tinka trumpesnėms bangoms, bet netinka ilgesnėms.

Taigi XIX a. pabaigoje buvo pateiktos dvi formulės, kurios kokybiškai atitiko eksperimentų rezultatus ribotose spektro srityse, bet nė viena nenusakė visos eksperimentinės kreivės. Tapo aišku, kad klasikinė fizika nesusidoroja su šiluminio spinduliavimo dėsniniais ir reikia iš esmės peržiūrėti pagrindinius teiginius.

7.2. PLANKO FORMULĖ

Klasikinė elektrodinamika galėjo sėkmingai paaiškinti tik tuos optinius reiškinius, kuriems elementarieji šviesos sąveikos su medžiaga procesai neturi esminio poveikio. Nagrinėjant šiluminį spinduliavimą šie procesai svarbūs. Todėl šiluminio spinduliavimo problemų klasikinė elektrodinamika nepajėgė išspręsti.

Klasikinės fizikos pagrindus peržiūrėjo M. Plankas (*Planck*) 1900 m. Jis iškėlė mintį, kuri iš esmės prieštaravo klasikinės statistinės fizikos ir elektrodinamikos įvaizdžių sistemai. Jo hipotezė teigia, kad *elektromagnetinė spinduliuotė spinduliuojama ne tolygiai, o atskiro- mis porcijomis (kvantais)*, kurių energijos dydis proporcingas dažniui:

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

čia $h = 6,622 \cdot 10^{-34}$ J·s – universalioji konstanta, vėliau pavadinta Planko konstanta.

Planko hipotezė prieštarauja klasikinės fizikos dėsniams, nes iš jų išplaukia, kad visi dydžiai (energija, judėjimo kiekis) gali laisvai įgyti bet kurias kiek norima mažas vertes ir gali kisti tolygiai. Pagal klasikinius dėsnius ν dažnio osciliatorius gali būti įvairios energijos, proporcingos amplitudei kvadratu. Tai reiškia, kad osciliatorius per vienetinį laiką gali spinduliuoti bet kurį energijos kiekį. Teoriškai modeliuojant juodąjį kūną, kaip begalinę harmoninių osciliatorių visumą, kurių kiekvienas skleidžia atskirą monochromatinę bangą, o visi kartu – ištiesinio spektro spinduliuotę (juodojo kūno spinduliuotę), ir naudojantis dėsniais, valdančiais šių osciliatorių veikimą, galima nustatyti tokios sistemos (juodojo kūno) spinduliavimo dėsni.

Tačiau toks būdas nedavė norimų rezultatų. Tik M. Planko teiginys, kad *harmoninis ν dažnio osciliatorius gali turėti tokį energijos kiekį, kuris yra elementariojo dydžio $h\nu$ kartotinis ($E_n = nh\nu$)*, pateikė teisingą rezultatą. Reikia nagrinėti ne medžiagos osciliatorius – spindulius, o spinduliuotės osciliatorius, atitinkančius elektromagnetines bangas; atliekamas vadinamasis „skleidimas osciliatoriais“.

Remiantis naujaisiais kvantiniais įvaizdžiais ir statistiniais metodais, M. Plankas pateikė spinduliavimo gebos išraišką, atitinkančią eksperimentų rezultatus:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}; \text{ arba } \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT)-1}.$$

Tai *Planko formulė*.

Planko formulė gerai atitinka eksperimentinius rezultatus. Ji apibendrina du pagrindinius juodojo kūno spinduliavimo dėsnius – Stefano ir Bolcmano bei Vyno dėsnius.

8. ŠVIESOS STIPRINIMAS IR GENERAVIMAS

Naudodamasis M.Planko idėjomis, N.Boras (*Bohr*) išplėtojo atomo spinduliavimo kvantinę teoriją. Pagal ją, atomas nusakomas tam tikromis stacionariosiomis būsenomis, kurių būdamas jis nespinduliuoja. Energija spinduliuojama arba sugerama atomui peršokant iš vienos stacionariosios būsenos į kitą (8.1 pav.). Tokio šuolio metu spinduliuojama arba sugerama monochromatinė banga, kurios dažnį lemia stacionariųjų būsenų energijų skirtumas:

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

A.Einšteinas papildė N.Boro kvantinę teoriją kiekybiškai nusakydamas šviesos sugerties ir spinduliavimo procesus.

Panagrinėsime vienodų atomų dujas. Pagal N.Borą, kiekvienas atomas gali būti stacionariųjų būsenų 1, 2, 3, ..., kurių energijos E_1, E_2, E_3, \dots . Vidutinis i būsenos, kurios energija E_i , atomų skaičius vadinamas i lygmenis užpilda, ji priklauso nuo išorinių sąlygų. Jei, pvz., T temperatūros dujos yra termodinaminės pusiausvyros būsenos, tai užpilda nusakoma Bolcmano skirstiniu:

$$N_i = N_0 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right);$$

čia N_0 – atomų skaičius vienetiniame dujų tūryje apatiniame energijos lygmenyje.

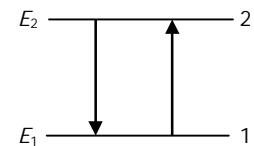
A.Einšteinas, nagrinėdamas spinduliuotės sąveiką su atomais, išskyrė tris procesus: savaiminį spinduliavimą, sugertį ir priverstinį spinduliavimą (8.2 pav.). Visi procesai nagrinėjami statistiškai, t. y. naudojant tikimybės sampratą.

Jei atomas yra 2 būsenos ir nepatiria išorinio poveikio, jis gali savaime pereiti į 1 būseną, kur energija mažesnė, ir atiduoti energijos skirtumą $E_2 - E_1$ fotono pavidalu. Toks procesas vadinamas *savaiminiu šviesos spinduliavimu*. Savaiminės spinduliuotės galia reiškia taip:

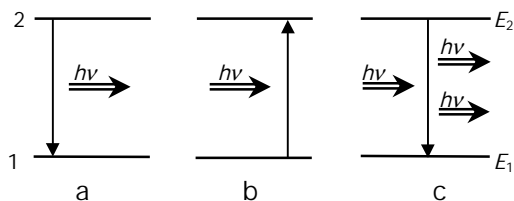
$$W_{\text{sav}} = A_{21} N_2 h\nu;$$

čia N_2 – dalelių skaičius lygmenyje 2. Koeficientas A_{21} nusako savaiminio spinduliavimo tikimybę ir vadinamas savaiminio spinduliavimo *Einšteino koeficientu*. Per savaiminius šuolius įvairios dalelės spinduliuoja ne vienu metu ir nepriklausomai viena nuo kitos, todėl jų spinduliuojamų fotonų fazės nesusietos tarpusavyje, t. y. savaiminė spinduliuotė nekoherentinė. Be to, spinduliuojamo fotono sklidimo linkmė ir poliarizacija atsitiktinės, dažnis kinta kuriame nors ruože.

Žemiausiame lygmenyje esantys nesužadinti atomai, veikiami išorinio elektromagnetinio lauko, pereina į sužadintąją būseną sugerdami energijos $E_2 - E_1 = h\nu$ fotoną. Sugerties šuolio tikimybė dažnių ruože nuo ν iki $\nu + d\nu$ proporcinga spektriniam spinduliuotės energijos tankiui u_ν , todėl galimas poveikis nagrinėjamajam procesui. Sugerties tikimybė per



8.1 pav. Energijos lygmenų schema



8.2 pav. Trijų procesų schema
(a – savaiminis spinduliavimas, b – sugertis,
c – priverstinis spinduliavimas)

jos lygmenį išspinduliuoti $h\nu = E_2 - E_1$ energijos fotoną. Pastarieji šuoliai yra priverstiniai ir lemia priverstinį spinduliavimą. Kitaip tariant $h\nu$ energijos fotonas gali sukelti atomo kvantinį šuolį iš lygmens E_2 į E_1 , todėl atsiranda dar vienas $h\nu$ energijos fotonas. Dėl priverstinių šuolių atsiradusios spinduliuotės parametrai (dažnis, fazė, sklidimo kryptis, poliarizacija) yra tokie pat kaip pirminės spinduliuotės. Priverstinis srautas yra koherentinis pradiniam žadinančiajam srautui. Priverstinių šuolių tikimybė per vienetinį laiką yra $B_{21}u_\nu$. Koefficientas B_{21} vadinamas *priverstinio spinduliavimo Einšteino koeficientu*. Jei išorinio lauko nėra ($u_\nu = 0$), priverstiniai šuoliai nevyksta. Taigi išorinis elektromagnetinis laukas sukelia šuolius, per kuriuos vyksta energijos sugertis arba spinduliavimas.

Sugerties ir priverstinio spinduliavimo reiškiniai sudaro dvi neatskiriamas to paties proceso – šviesos ir medžiagos sąveikos – puses. Kuria nors kryptimi sklindančio šviesos srauto dalį medžiaga sugeria ir tuo pat metu kažkurią sugertosios energijos dalį grąžina priverstinio spinduliavimo būdu, todėl eksperimento metu negalima atskirai išmatuoti sugerties arba priverstinės spinduliuotės galios; nustatomas jų skirtumas:

$$W_{\text{sug}} = (B_{12}N_1 - B_{21}N_2)uh\nu.$$

Dažniausiai $B_{12}N_1 > B_{21}N_2$, todėl $W_{\text{sug}} > 0$, terpę perėjęs šviesos srautas dėl sugerties susilpnėja, tačiau jei sistemos dalelių skaičius N_2 lygmenyje 2 tampa didesnis už dalelių skaičių N_1 lygmenyje 1, tai $B_{12}N_1 < B_{21}N_2$, t. y. sugerties galia tampa neigiama ($W_{\text{sug}} < 0$). Tokia terpė veikiant šviesai ne sugeria, o išskiria šviesos energiją ir stiprina į ją krintančią spinduliuotę. Pradžioje šis reiškinys buvo pavadintas *neigiamąja sugertimi*. Dabar dažniau naudojamas terminas – *stiprinimas*. Stiprinimo galia $W_{\text{st}} = -W_{\text{sug}}$.

Vienas svarbiausių optinių medžiagos parametrų yra sugerties koeficientas k^{sug} , kuris reiškiamas taip:

$$k_{12}^{\text{sug}} = \frac{W_{\text{sug}}}{cU} = \frac{h\nu}{c}(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = \frac{B_{12}h\nu}{c}(N_1 - N_2).$$

Stiprinimo koeficientas k^{st} , nusakantis šviesos srauto intensyvumo prieaugį šviesai perėjus vienetinio ilgio sluoksni, lygus

$$k_{21}^{\text{st}} = -k_{12}^{\text{sug}} = \frac{h\nu}{c}(B_{21}N_2 - B_{12}N_1) = \frac{B_{21}h\nu}{c}(N_2 - N_1).$$

vienetinį laiką lygi $B_{12}u_\nu$. Koefficientas B_{12} , nusakantis atominės sistemos sužadinimo tikimybę, vadinamas *sugerties Einšteino koeficientu*.

Be to, A. Einšteinas pateikė ir *priverstinio spinduliavimo* įvaizdį. Veikiant išoriniam elektromagnetiniam laukui sužadintosios būsenos atomai (pvz., būsenos E_2), pagal Einšteiną, gali ne tik sugerti energijos, bet ir grįždami į žemesnį energijos lygmenį išspinduliuoti $h\nu = E_2 - E_1$ energijos fotoną. Pastarieji šuoliai yra priverstiniai ir lemia priverstinį spinduliavimą. Kitaip tariant $h\nu$ energijos fotonas gali sukelti atomo kvantinį šuolį iš lygmens E_2 į E_1 , todėl atsiranda dar vienas $h\nu$ energijos fotonas. Dėl priverstinių šuolių atsiradusios spinduliuotės parametrai (dažnis, fazė, sklidimo kryptis, poliarizacija) yra tokie pat kaip pirminės spinduliuotės. Priverstinis srautas yra koherentinis pradiniam žadinančiajam srautui. Priverstinių šuolių tikimybė per vienetinį laiką yra $B_{21}u_\nu$. Koefficientas B_{21} vadinamas *priverstinio spinduliavimo Einšteino koeficientu*. Jei išorinio lauko nėra ($u_\nu = 0$), priverstiniai šuoliai nevyksta. Taigi išorinis elektromagnetinis laukas sukelia šuolius, per kuriuos vyksta energijos sugertis arba spinduliavimas.

Sugerties ir priverstinio spinduliavimo reiškiniai sudaro dvi neatskiriamas to paties proceso – šviesos ir medžiagos sąveikos – puses. Kuria nors kryptimi sklindančio šviesos srauto dalį medžiaga sugeria ir tuo pat metu kažkurią sugertosios energijos dalį grąžina priverstinio spinduliavimo būdu, todėl eksperimento metu negalima atskirai išmatuoti sugerties arba priverstinės spinduliuotės galios; nustatomas jų skirtumas:

$$W_{\text{sug}} = (B_{12}N_1 - B_{21}N_2)uh\nu.$$

Dažniausiai $B_{12}N_1 > B_{21}N_2$, todėl $W_{\text{sug}} > 0$, terpę perėjęs šviesos srautas dėl sugerties susilpnėja, tačiau jei sistemos dalelių skaičius N_2 lygmenyje 2 tampa didesnis už dalelių skaičių N_1 lygmenyje 1, tai $B_{12}N_1 < B_{21}N_2$, t. y. sugerties galia tampa neigiama ($W_{\text{sug}} < 0$). Tokia terpė veikiant šviesai ne sugeria, o išskiria šviesos energiją ir stiprina į ją krintančią spinduliuotę. Pradžioje šis reiškinys buvo pavadintas *neigiamąja sugertimi*. Dabar dažniau naudojamas terminas – *stiprinimas*. Stiprinimo galia $W_{\text{st}} = -W_{\text{sug}}$.

Vienas svarbiausių optinių medžiagos parametrų yra sugerties koeficientas k^{sug} , kuris reiškiamas taip:

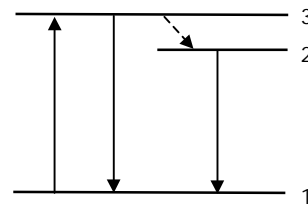
$$k_{12}^{\text{sug}} = \frac{W_{\text{sug}}}{cU} = \frac{h\nu}{c}(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = \frac{B_{12}h\nu}{c}(N_1 - N_2).$$

Stiprinimo koeficientas k^{st} , nusakantis šviesos srauto intensyvumo prieaugį šviesai perėjus vienetinio ilgio sluoksni, lygus

$$k_{21}^{\text{st}} = -k_{12}^{\text{sug}} = \frac{h\nu}{c}(B_{21}N_2 - B_{12}N_1) = \frac{B_{21}h\nu}{c}(N_2 - N_1).$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad tarp dviejų energijos lygmenų vykstančių optinių šuolių metu spinduliuotė stiprinama ($k^{st} > 0$) tada, kai viršutinio energijos lygmens užpildą N_2 viršija apatinio lygmens užpildą N_1 , kai yra *inversinis dalelių pasiskirstymas* (arba *apgražinė lygmenų užpilda*) energijos lygmenyse ($N_2 > N_1$). Terpė su tokia energijos lygmenų užpilda vadinama *aktyviaja*. Aktyvioji terpė sukuriama suteikus išorinės papildomos energijos, kuri po to per priverstinį spinduliavimą iš dalies virsta stiprinamos elektromagnetinės spinduliuotės energija. Dviejų lygmenų optinio sužadavimo ypatumas tas, kad negalima sužadinti daugiau negu pusę dalelių ir todėl negalima sukurti apgražinės lygmenų užpildos. Tokia padėtis susidaro todėl, kad yra priverstinis spinduliavimas.

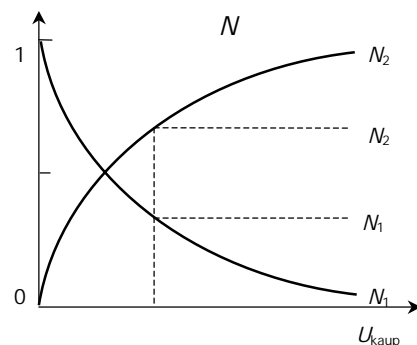
Kai kurių spinduliuotės ir medžiagos sąveikos savybių negalima nusakyti dviejų lygmenų modeliu. Labai dažnai po sužadavimo sistema nespinduliuodama pereina į kurią nors trečiąją būseną (8.3 pav.). Tokia situacija susidaro, pvz., rubine. Trečioji būseną 2 yra *metastabilioji* (santykinai ilgai gyvuojanti).



8.3 pav. Dalelių šuoliai trijų lygmenų kaupinimo sistemoje

Kai kurių spinduliuotės ir medžiagos sąveikos savybių negalima nusakyti dviejų lygmenų modeliu. Labai dažnai po sužadavimo sistema nespinduliuodama pereina į kurią nors trečiąją būseną (8.3 pav.). Tokia situacija susidaro, pvz., rubine. Trečioji būseną 2 yra *metastabilioji* (santykinai ilgai gyvuojanti).

Dalelių skaičiaus N_1 ir N_2 priklausomybės nuo išorinės žadinančiosios spinduliuotės intensyvumo pavaizduotos 8.4 pav. Dalelių skaičius lygmenyje 3 mažas, lygmuo 3 yra savotiškas „virsmo“ punktas, kuriame dalelės ilgai neužsibūva. Didėjant kaupinimo energijos tankiui u_{kaup} , N_2 vertė staigiai auga, o N_1 mažėja. Skirtingai nuo dviejų lygmenų sistemos, šiuo atveju dalelių skaičius pradiniam lygmenyje 1 gali sumažėti iki nulio ir visos dalelės gali susikaupti metastabiliajame lygmenyje 2. Už kreivių $N_2(u_{kaup})$ ir $N_1(u_{kaup})$ sankirtos taško susidaro inversinė lygmenų užpilda ($N_2 > N_1$). Kai $u_{kaup} < u_{kaup}^{inv}$, sugerties koeficientas vykstant šuoliui tarp lygmenų $1 \rightarrow 2$ teigiamas. Inversijos taške jis lygus nuliui, o kai $u_{kaup} > u_{kaup}^{inv}$, jis tampa neigiamas – tenkinama pagrindinė spinduliuotės stiprinimo sąlyga.



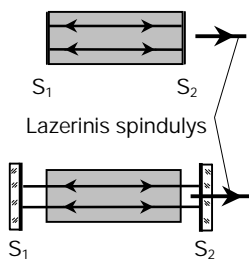
8.4 pav. Lygmenų užpildos priklausomybė nuo kaupinimo intensyvumo

Inversinės užpildos sudarymas dar negarantuoja didelio iš aktyviosios medžiagos išeinančio šviesos srauto intensyvumo. Stiprinimo laipsnį lemia stiprinimo koeficientas k_{st} ir aktyvaus sluoksnio ilgis l . Ši priklausomybė paprasčiausiu atveju yra tokia:

$$I_i = I_0 \exp(k_{st} l);$$

čia I_0 – į sugeriantį medžiagos sluoksnį krintančios šviesos intensyvumas, I_i – iš jo išeinančios šviesos intensyvumas, $k_{st} = -k_{sug}$.

Aktyvioji medžiaga gali tapti šviesos virpesių generatoriumi, jei skleidžiamos šviesos dalis visą laiką yra aktyviojoje medžiagoje ir sukelia vis naujų ir naujų jos dalelių priverstinę spinduliuotę, t. y. kai sudaromas grįžtamasis ryšys. Tam aktyvioji medžiaga dedama tarp



8.5 pav. Optiniai rezonatoriai

dviejų lygiagrečių veidrodžių. Pavyzdžiui, aktyviosios medžiagos cilindrinis strypas yra tarp veidrodžių S_1 ir S_2 , kurių plokštumos statmenos strypo ašiai (8.5 pav.). Daug kartų nuo veidrodžių atsispindėjęs šviesos spindulys daug kartų pereina aktyvųjų strypą kiekvieną kartą stiprėdamas dėl dalelių priverstinių šuolių. Šis įtaisas yra atvirasis *optinis rezonatorius*. Dėl daugkartinio šviesos spindulio atspindžio rezonatoriaus viduje susikaupia didelio energijos tankio šviesos srautas. Jo dalis, lygi $1 - R$ (R – iš dalies skaidraus veidrodžio atspindžio faktorius), išeina į išorę ir sudaro lazerio spinduliuotę. Sistema tampa generatoriumi – elektromagnetinės spinduliuotės šaltiniu. Generatoriaus spinduliuotės parametrus lemia kaupinimo galia ir metodas, veidrodžių atspindžio ir praleidimo ypatumai, rezonatoriuje susidarantys energijos nuostoliai.

Bangos srauto dalis iš rezonatoriaus išeina. Be to, yra ir kitokių nuostolių, kuriuos lemia šviesos sklaida nuo terpės nevienalytiškumų ir veidrodžių, sugertis, difrakcija ir kt. Generavimas galimas tik tada, kai į pusiau skaidrų veidrodį krintančios bangos energija yra ne mažesnė už prieš tai kritusios spinduliuotės energiją. Tai reiškia, kad šviesos stiprinimas turi būti gana didelis, t. y. viršyti tam tikrą slenkstinę vertę. Jei šviesa, du kartus perėjusi rezonatorių, sustiprinama tiek, kad suminiai nuostoliai yra mažesni, tai po kiekvieno perėjimo bangos intensyvumas padidėja. Tačiau šis didėjimas nėra begalinis. Esant konkrečiai kaupinimo šaltinio galiai, darbinį lygmenų apgražinė užpilda mažėja didėjant spinduliuotės energijos tankiui rezonatoriuje ir sumažėja stiprinimo koeficientas. Dėl šio *netiesinės soties* reiškinio lazeryje nusistovi stacionarus generavimo režimas, kai suminius energijos nuostolius tiksliai kompensuoja stiprinimas aktyviojoje terpėje.

Lazerio veikimas grindžiamas šiais pagrindiniais principais:

1. Atominių sistemų priverstiniu spinduliavimu;
2. Termodinamiškai nepusiausvirų sistemų naudojimu, kuriose galima stiprinti šviesą, t. y. apgražinės užpildos sudarymu;
3. Teigiamas grįžtamasis ryšys, kuris stiprinimo sistemą paverčia koherentinės spinduliuotės generatoriumi.