

## IV SKYRIUS

## ŠVIESOS INTERFERENCIJA

Iš kasdienių stebėjimų gerai žinoma, kad apšvieta kokiame nors ekrano taške, susidariusi naudojant du spinduolius, yra lygi tų spinduolių atskirai sukurtam apšvietų sumai. Šis fotometrinės sudėties dėsnis taikomas taip pat ir tisaus spinduolio įvairių dalių spinduliuotei.

Pagal superpozicijos principą, vienos bangos šviesos vektorius sumuojasi su kitos bangos vektoriumi nepatiriant jokio iškraipymo. Po sudėties bangos sklinda toliau, tarsi nebūtų susitikusios. Dėl sumavimo gali susikurti banga, kurios amplitudė lygi dedamųjų bangų amplitudžių sumai. Kadangi energija proporcinga amplitudės kvadratui, tai atstojamosios bangos energija bendrai nebus lygi dedamųjų bangų energijų sumai, nes sumos kvadratas nelygus kvadratų sumai.

Seniai žinomi optiniai reiškiniai, kuriuose pasireiškia besikartojančios didžiausio ir mažiausio apšvietos juostos, t. y. šviesos srauto energija persikirsto erdvėje. Tokie reiškiniai nepaaiškinami geometrine optika.

Suprantama, kad tokie faktai turi būti aiškinami bendraisiais teoriniais įvaizdžiais, t. y. iš teorijos turi išplaukti, kokios reikalingos sąlygos interferencinių juostelių susidarymui, paaiškinti, kodėl įprastinio apšvietimo atveju nematomos interferencinės juostelės.

## 4.1. VIRPESIŲ IR BANGŲ KOHERENTIŠKUMAS

Sudėkime du harmoninius vienodo dažnio  $\omega$  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  $t$ ,  $a$  – virpesių amplitudė,  $\delta$  – pradinė fazė.

Persidengus šiems virpesiams, atstojamasis virpesys bus 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:

$$S = a_1(\sin\omega t \cos\delta_1 + \cos\omega t \sin\delta_1) + a_2(\sin\omega t \cos\delta_2 + \cos\omega t \sin\delta_2) = \\ = (a_1 \cos\delta_1 + a_2 \cos\delta_2) \sin\omega t + (a_1 \sin\delta_1 + a_2 \sin\delta_2) \cos\omega t.$$

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 nusakys virpesių stiprį.

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

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

Žinoma, kad grynai harmoninių virpesių, t. y. virpesių, vykstančiųjų be galo ilgai nekintama amplitude, nėra. Bet koks realusis virpesys trunka tam tikrą laiką, po to gali nutrūkti, vėl atsirasti, bet jau kitokios fazės, vėl nutrūkti ir t. t. Tada atstojamasis intensyvumas kinta laike ir šis kitimas vyksta greitai. Kadangi jutikliai negali taip greitai reaguoti į intensyvumo kitimą, registruojama tam tikra vidutinė intensyvumo vertė.

Paskaičiuosime vidutinį atstojamojo virpesio intensyvumą per tam tikrą laiko trukmę  $\tau$ .

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

Jei fazių skirtumas  $\delta$  per stebėjimo trukmę  $\tau$  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 netvarkingai kinta per vidurkinimo trukmę, tai

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

Taigi 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*. Sudėjus koherentinius virpesius, atstojamojo virpesio intensyvumas nėra lygus pradinių virpesių intensyvumų sumai. Šis reiškinys vadinamas virpesių *interferencija*.

2. Per trukmę  $\tau$  pradinių fazių skirtumas kinta netvarkingai. Tokie virpesiai nekoherentiniai ir atstojamasis intensyvumas lygus dedamųjų virpesių intensyvumų sumai. Interferencija nematoma.

Sudedant didelį virpesių skaičių, atstojamosios 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  $n$  – natūrinis skaičius). Kai amplitudės vienodos ( $a_i = a$ ), tai taškuose, kuriuose virpesių fazės vienodos, intensyvumas lygus

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

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

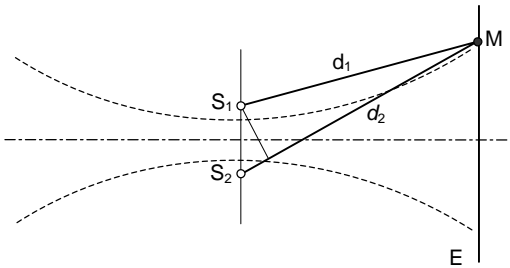
Jei virpesiai nekoherentiniai, t. y. vyksta nepriklausomai vienas nuo kito, jų fazės įgyja atsitiktines vertes nuo 0 iki  $2\pi$ , o  $\cos \delta$  vertė vienodai tikima nuo  $-1$  iki  $+1$ . Tada antrasis (4.1.3) išraiškos narys lygus nuliui ir vidutinis atstojamasis intensyvumas lygus atskirų virpesių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

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

Taigi du harmoniniai virpesiai visuomet yra koherentiniai. Harmoniniai virpesiai sukuria monochromatinės bangas, gebančias interferuoti. To

paties ilgio bangų interferencijos sąlyga yra jų koherentiškumas, t. y. pradinų 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 rezultatai lemia interferuojančių bangų fazių skirtumas stebimame taške. Šis fazių skirtumas priklauso nuo bangų pradinio fazių skirtumo, o taip pat nuo bangų nu-



4.1.1 pav. Bangų fazių skirtumo susidarymas

tumo, o taip pat nuo bangų nu-eitų kelių skirtumo iki stebimo taško.

Tarkim, kad  $S_1$  ir  $S_2$  yra du spinduoliai, skleidžiantys koherentes monochromatines bangas (4.1.1 pav.). Bangos plokščiosios ir vienodų amplitudžių. Atskirų bangų sukelti virpesiai stebimame taške M ekrane E išreiškiami taip:

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

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

čia  $\delta$  – pradinų fazių skirtumas,  $k = 2\pi/\lambda$  – bangos skaičius,  $d$  – atstumas nuo spindulio iki nagrinėjamojo taško M ekrane. Persidengus šioms bangoms atstojamasis virpesys išreiškiamas taip:

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

Čia amplitudė

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

o intensyvumas stebimame taške M

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

Koherentinėms bangoms  $\delta = \text{const}$ . Tada intensyvumas taške M priklauso nuo vadinamojo *bangų eigos skirtumo*  $d_2 - d_1 = \Delta$ . Susitikimo taške bangų sukelti virpesiai dėl eigos skirtumo turės fazių skirtumą netgi tada,

kai pradinės abiejų bangų fazės vienodos. Fazių skirtumas, susidaręs dėl eigos skirtumo, lygus

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

Jei pradinės fazės vienodos ( $\delta = 0$ ) ir  $\Delta = m\lambda$ , virpesių fazės taške M sutampa ir intensyvumas didžiausias:  $I_{\max} \sim 4a^2$ . Kai  $\Delta = (m + \frac{1}{2})\lambda$ , 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:

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

Geometrinė vieta taškų erdvėje, kurių amplitudės (intensyvumai) vienodos ir tenkina sąlygą  $\varphi = \text{const}$ , sudaro sukimosi hiperboloido paviršių. Jo ašis  $S_1S_2$  ir židiniai  $S_1$  ir  $S_2$ . Vieno hiperboloido pjūvio dalis 4.1.1 pav. pažymėta trukia linija.

Jei pradinių fazių skirtumas nelygus nuliui, interferencinio vaizdo poslinkis  $S_1$  ir  $S_2$  taškų atžvilgiu priklauso nuo pradinių fazių skirtumo  $\delta$ .

Kiekvieną nekoherentinių bangų  $\delta$  atitinka savas interferencinis vaizdas, kintantis laiko atžvilgiu. Jei tas kitimas pakankamai spartus, mes nepajėgsime pastebėti tuos trumpalaikius interferencinius vaizdus ir fiksuosime kažkokią vidutinę būseną, atitinkančią tolygų intensyvumo pasiskirstymą.

## 4.2. ŠVIESOS INTERFERENCIJOS STEBĖJIMO METODAI

Jei du nepriklausomi spinduliai arba dvi skirtingos to paties šviečiančiojo kūno dalys skleidžia šviesos bangas į vieną ir tą pačią erdvės dalį, o interferencijos nematyti, tai reiškia, kad spinduliai skleidžia nekoherentes bangas. Tai analogiška tam, kad spinduliuotės yra nemonochromatinės, nes dvi griežtai monochromatinės bangos visuomet bus koherentinės.

Šviesos bangų nemonochromatiškumą (nekoherentiškumą) lemia atomuose vykstantys procesai. Šviečiančiojo kūno spinduliuotė sudaryta iš bangų, skleidžiamų tos medžiagos atomų. Dviejuose savarankiškuose spinduliuose yra du tarpusavyje nesusiję spinduliuotojai. Atskiro atomo spinduliuavimas trunka labai trumpai ( $\tau_{\text{sp}} \approx 10^{-8}$  s). Per šį laiką atomas išspinduliuoja tam tikrą bangos vorą. Pvz., jei šviesos dažnis  $10^{15}$  Hz, tokioje voroje

bus  $10^{-8} \cdot 10^{15} = 10^7$  bangos ilgių, t. y. tokia vora pakankamai monochromatinė. Nustojęs spinduliuoti atomas vėl gali spinduliuoti, tačiau naujos bangų voros fazė nesusijusi su ankstyvesnės voros faze. Todėl fazių skirtumas tarp tokių dviejų nepriklausomų atomų spinduliuočių kinta kiekvieną kartą prasidėjus naujam spinduliavimo aktui.

Taigi eilė fizikinių procesų vykstančiųjų spinduolyje nusako tą minimalų laiką, kurio metu skleidžiamos bangos pradinė fazė ir amplitudė yra pastovi. Šis laikas vadinamas *koherentiškumo laiku* ( $\tau_{\text{koh}}$ ), kuris įvertinamas ( $10^{-9} \div 10^{-10}$ ) s.

Žinant koherentiškumo laiką, galima įvertinti kitą labai svarbų fizikinį dydį – *koherentiškumo ilgį*, nusakantį kelią  $L_{\text{koh}} = c \tau_{\text{koh}}$ , kuri sklindančioji banga nueina per laiką, kai jos pradinė fazė ir amplitudė vidutiniškai lieka pastovios. Žinant  $\tau_{\text{koh}}$ , galima įvertinti koherentiškumo ilgį, kuris optikoje yra (3 ÷ 30) cm. Atskirais atvejais  $L_{\text{koh}}$  gali sutapti su bangos voros ilgiu, lygiu  $c \tau_{\text{sp}}$  ( $\approx 300$  cm).

Spinduliuotės koherentiškumo ilgį galima padidinti sumuojant artimo dažnio elementariųjų spinduliuočių voras, t. y. leidžiant šviesą per siaurajuostį šviesos filtrą. Koherentiškumo ilgis  $L_{\text{koh}}$  ir laikas  $\tau_{\text{koh}}$  susieti su šviesos filtro praleidimo juostos pločiu  $\Delta\lambda$  tokiomis išraiškėmis:

$$L_{\text{koh}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}; \quad \tau_{\text{koh}} = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta\lambda};$$

čia  $\lambda_0$  – šviesos filtro praleidimo vidutinis bangos ilgis.

Kitas būdas norint padidinti koherentiškumo ilgį – atomų elementariųjų spinduliavimo aktų suderinimas. Tai pasiekama kuriant priverstinį spinduliavimą lazeriuose.

Iš pateiktų samprotavimų išplaukia, kad negalima gauti bangų interferencijos naudojant įprastinius spinduolius. Natūralus klausimas: kokias reikia sudaryti sąlygas interferencijai pastebėti ir kaip naudojantis įprastiniais nekoherentiniais spinduoliais sukurti tarpusavyje koherentines bangas?

Panagrinėsime virpesius, sukuriamus tuo pačiu spinduoliu dviejuose erdvės taškuose. Jei kokiomis tai sąlygomis šie virpesiai koherentiniai, galima surasti būdą suvesti juos į vieną tašką, kuriame matysime interferenciją.

Tarkim, kad spinduolis S (4.2.1 pav.) yra taškinis, t. y. jo matmenys gerokai mažesni už skleidžiamosios bangos ilgį. Ši prielaida leidžia neįskaityti papildomo fazių skirtumo bent jau dviems spinduliuojantiems ato-

mams. Tada nagrinėjama spinduliuotė ekvivalenti vieno atomo spinduliuotei, bet bangos pradinė fazė ir amplitudė pastovios tik koherentiškumo laike.

Galimi keli atvejai:

1. Du taškai  $P_1$  ir  $P_2$  yra vienodai nutolę ( $d_1 = d_2$ ) nuo taškinio spinduolio. Šie taškai yra vienos voros ribose, t. y. virpesiai juose visuomet koherentiniai.

2. Atstumas iki taškų  $P_2$  ir  $P_3$  toks, kad  $|d_2 - d_3| > c\tau_{koh}$ . Tokie taškai bet kokių laiko momentu priklausys skirtingoms bangų voroms, t. y. virpesiai juose nekoherentiniai.

3. Taškai  $P_4$  ir  $P_1$  taip išsidėstę, kad  $0 < |d_4 - d_1| < c\tau_{koh}$ . Tokie virpesiai vadinami iš dalies koherentiniais ir galima matyti stacionariąją interferenciją.

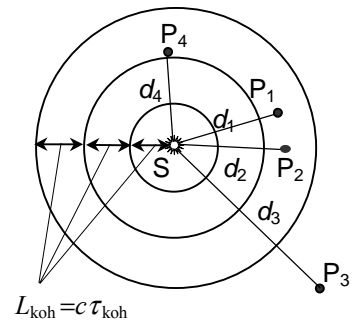
Taigi taškinio spinduolio atveju, kai bangų eigos skirtumas yra koherentiškumo ilgio ribose, galima matyti interferenciją, t. y. kai

$$\Delta = |d_i - d_j| < c\tau_{koh}$$

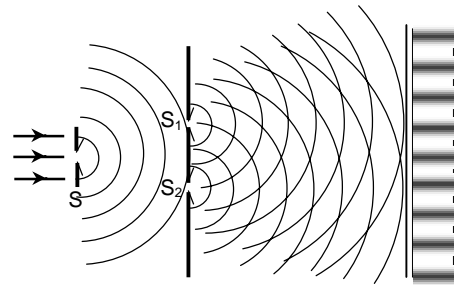
Dvi koherentinės bangos optikoje sukuriamos naudojant įvairias sistemas, kurių veikimas grindžiamas atspindžio ir lūžio dėsniais. Vietoje vieno realaus spinduolio galima gauti du tikrus, tikrą ir menamą arba du menamus koherentinius spinduolius, kurių persidengusios bangos interferuoja. Šiose sistemose taikomas bangos fronto arba amplitudės dalijimo metodas.

**Jungo metodas.** Jungas (*Young*) pirmasis stebėjo šviesos interferencijos reiškinį ir pirmasis teisingai jį paaiškino. Jungo bandyje šviesos šaltinis buvo apšviestas plyšys  $S$  (4.2.2 pav.), iš kurio šviesos banga krinta į du siaurus plyšius  $S_1$  ir  $S_2$ , kurie apšviečiami tuo pačiu bangos frontu ir tampa koherentiniais šaltiniais. Perėjusi

mažas angas  $S_1$  ir  $S_2$  šviesa difraguoja, abi bangos dengia viena kitą ir būdamos koherutinės interferuoja. Norint pamatyti interferenciją Jungo bandyje, plyšių pločiai turi būti labai maži. Kai plyšys  $S$  siauras, už jo susiku-

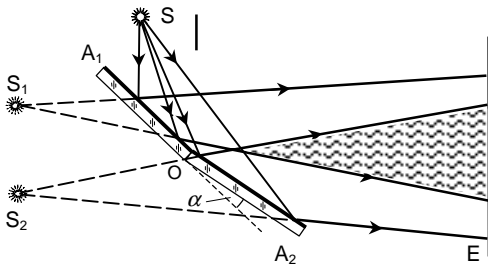


4.2.1 pav. Bangų koherentiškumas įvairiuose erdvės taškuose



4.2.2 pav. Jungo metodas

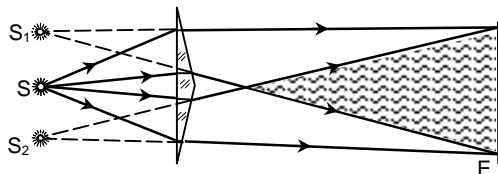
ria taisyklingas bangos frontas, sudarantis sferos dalį. Tai lemia vienodas virpesių fazes plyšiuose  $S_1$  ir  $S_2$ .



4.2.3 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Frenelio veidrodžiais

sklindančias iš spinduolių  $S_1$  ir  $S_2$ . Spinduolis S Frenelio bandyme yra siauras plyšys, lygiagretus su veidrodžių briauna O. Šiuo atveju interferencijos maksimumai yra tarpusavyje lygiagrečios juostelės.

**Biprizmė.** Šviesa iš spinduolio S (4.2.4 pav.) pereina dvi mažo laužiamojo kampo prizmes, sudėtas pagrindais. Šviesos šaltinis yra ryškiai apšviestas siauras plyšys, lygiagretus su bukojo kampo briauna. Prizmė atlenkia spindulius ir sukuria du menamus spinduolius  $S_1$  ir  $S_2$ , kurių persidengusios koherentinės bangos sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš šviesių ir tamsių juostelių, lygiagrečių su bukojo kampo briauna.



4.2.4 pav. Koherentinių bangų sukūrimas biprizme

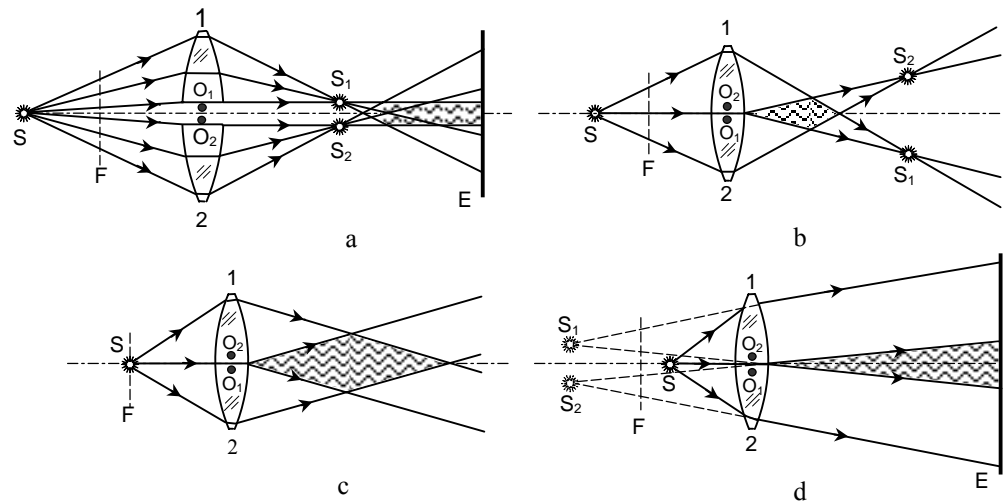
**Bije (Billet) bilėšis.** Interferencijos reiškinys sukuriamas naudojant glaudžiamąjį lęšį, kurio vidurinė dalis išpjauta palei skersmenį. Abi lęšio pusės šiek tiek atitolintos viena nuo kitos ir sukuria spinduolio S (plyšio) du tikruosius arba menamus atvaizdus  $S_1$  ir  $S_2$  (4.2.5 pav.), kurie skleidžia koherentines šviesos bangas. Plyšio atvaizdų  $S_1$  ir  $S_2$  vieta ir pobūdis priklauso nuo plyšio S vietos lęšio židinio plokštumos F atžvilgiu bei puslęšių optinių centrų  $O_1$  ir  $O_2$  padėties sistemos simetrijos ašies atžvilgiu. Interferencinis vaizdas susikuria koherentinių šviesos srautų persidengimo srityje.

Jei plyšys S yra toliau už bilėšio židinio plokštumos F, tai priklausomai nuo puslęšių optinių centrų  $O_1$  ir  $O_2$  vietos sistemos simetrijos ašies atžvilgiu bus matomos dvi interferencijos sritys. Kai bilėšio puselė ir jos optinis centras yra toje pačioje simetrijos ašies pusėje, tai plyšio atvaizdas bus

**Frenelio veidrodžiai.** Norint sukurti dvi koherentines bangas, Frenelis pasiūlė naudoti du plokščiuosius veidrodžius  $A_1$  ir  $A_2$  (4.2.3 pav.), tarp kurių kampas  $\alpha$  yra nedidelis. Iš realaus šviesos šaltinio S susidaro du jo atvaizdai  $S_1$  ir  $S_2$ . Bangos, sklindančios iš spinduolio S ir atspindėtos veidrodžiais  $A_1$  ir  $A_2$ , sukuria dvi koherentinių bangų sistemas, tartum

menamus spinduolius  $S_1$  ir  $S_2$ , kurių persidengusios koherentinės bangos sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš šviesių ir tamsių juostelių, lygiagrečių su bukojo kampo briauna.





4.2.5 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Bije bilėšiu (priklausomai nuo puslėšių optinių centrų ir židinio plokštumos padėčių)

toje pačioje ašies pusėje ir interferencinis vaizdas, sukurtas abiem puslėšiais, bus už plyšių atvaizdų  $S_1$  ir  $S_2$  (4.2.5 a pav.).

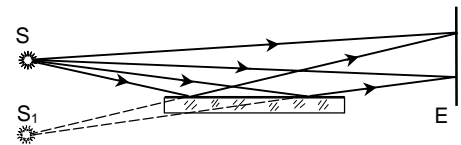
Jei puslėšis ir jo optinis centras yra skirtingose simetrijos ašies pusėse, puslėšio sukurtas plyšio atvaizdas bus toje ašies pusėje, kur yra jo optinis centras ir interferencinis vaizdas susikurs prieš plyšių atvaizdus (4.2.5 b pav.).

Kai plyšys  $S$  yra bilėšio židinio plokštumoje  $F$  ir abi bilėšio puselės bei jas atitinkantys optiniai centrai yra abejose simetrijos ašies pusėse, tai du lygiagretūs spindulių pluošteliai, išėję iš bilėšio puselių, persidengs ir sukurs interferencinį vaizdą (4.2.5 c pav.). Šiuo atveju interferencinių juostelių plotis nepriklauso nuo stebėjimo plokštumos vietos.

Kai plyšys  $S$  yra atstumu, mažesniu už bilėšio židinio nuotolį ir tarpelis tarp puslėšių toks, kad puslėšiai ir jiems atitinkantys optiniai centrai yra priešingose simetrijos ašies pusėse, susikuria du menamieji plyšio  $S$  atvaizdai  $S_1$  ir  $S_2$  ir matomas interferencinis vaizdas (4.2.5 d pav.).

**Loido (Lloyd) veidrodis.**

Šviesa iš spinduolio  $S$  (4.2.6 pav.), prasiskleidžianti nedideliu kampu, krinta į atspindintį paviršių – plokščią veidrodį. Interferencija stebima ekrane  $E$ , pastatytame statmenai veidrodžio plokštumai. Šiuo atveju koherentiniai šaltiniai yra



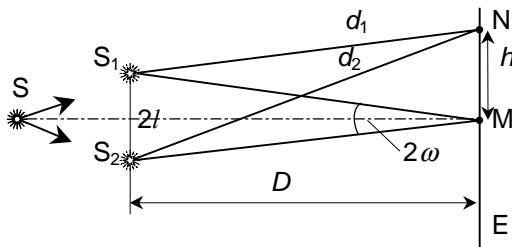
4.2.6 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Loido veidrodžiu

rentiniai šaltiniai yra  $S$  ir jo menamas atvaizdas  $S_1$  veidrodyje. Kadangi atsi-  
spindint bangos fazė pakinta dydžiu  $\pi$ , tai šaltiniai  $S$  ir  $S_1$  yra ne sinfaziniai,  
o priešingų fazių. Taigi Loido schemeje visas interferencinis vaizdas yra pa-  
stumtas per pusę juostelės.

### 4.3. PAGRINDINĖS INTERFERENCIJOS SCHEMŲ CHARAKTERISTIKOS

Visose interferencijos stebėjimo schemeose yra daug bendro. Panagri-  
nėsime bendrąją schemą (4.3.1 pav.).

Spinduoliai  $S_1$  ir  $S_2$ , skleidžiantys koherentines bangas, yra realaus  
spinduolio  $S$  atvaizdai. Tarkim, kad  $S$  yra ryškiai apšviestas plyšys lygiag-



4.3.1 pav. Bendroji interferencijos schema

retus su sistemos simetrijos  
plokštuma (pvz., su Frenelio  
veidrodžių briauna). Tada ek-  
rane  $E$  stebimos interferenci-  
nės juostelės, lygiagrečios su  
plyšiu. Atstumas tarp spinduo-  
lių  $2l$ . Jei  $S_1$  ir  $S_2$  sinfaziniai  
( $\delta=0$ ), centrinis maksimumas  
yra vidurinėje linijoje taške  $M$ .

Surasime bangų eigos skirtumą  $\Delta = d_2 - d_1$  iki laisvai pasirinkto ekrane taš-  
ko  $N$ , nutolusio atstumu  $h$  nuo  $M$ .

$$d_2^2 = D^2 + (h+l)^2; \quad d_1^2 = D^2 + (h-l)^2;$$

$$d_2^2 - d_1^2 = 4hl = (d_2 + d_1)(d_2 - d_1);$$

$$\Delta = \frac{2h2l}{d_1 + d_2}.$$

Kadangi  $\Delta \ll d_1, d_2$ , tai  $d_1 + d_2 = 2d$ ; čia  $d = d_1 + \Delta/2 = d_2 - \Delta/2$ .

Tada  $\Delta = 2lh/d$ . Jei  $D \gg 2l$  ir  $d \approx D$ , tada

$$\Delta = h \frac{2l}{D}. \quad (4.3.1)$$

Jei spinduolio skleidžiamoji šviesa yra monochromatinė, kurios ban-  
gos ilgis  $\lambda$ , susikūrusius intensyvumo ekstremumus nusako eigos skirtumai:

$$\Delta_{\max} = d_2 - d_1 = m \lambda,$$

$$\Delta_{\min} = d_2 - d_1 = (m + \frac{1}{2})\lambda.$$

Ekrane maksimumų ir minimumų vietą nusako  $h$  vertė. Įstačius į (4.3.1) išplaukia, kad maksimumas bus tada, kai  $h = m \frac{D}{2l} \lambda$  ir minu-

mas – kai  $h = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{D}{2l} \lambda$ .

Atstumas tarp gretimų ekstremumų (tarp maksimumų arba tarp minimumų)

$$\Delta h = \frac{D}{2l} \lambda \tag{4.3.2}$$

vadinamas interferencinės juostelės pločiu. Juostelės tuo platesnės, kuo mažesnis atstumas tarp spindulių. Pvz., jei  $D = 1$  m,  $\lambda = 500$  nm,  $2l = 0,5$  mm, tai  $\Delta h = 1$  mm. Tokios interferencinės juostelės matomos paprasta akimi.

Interferencinės juostelės plotį galima išreikšti spindulių plėtros kampų  $2\omega$ , kuris nusako interferencijos apertūrą. Kadangi  $2\omega$  mažas, tai  $\omega \approx l/D$  ir

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2\omega}.$$

Pereinant nuo maksimumo prie minimumo, ekrano apšvieta tolygiai kinta. Intensyvumo kitimo dėsningumą galima išreikšti, naudojant anksčiau turėtą išraišką

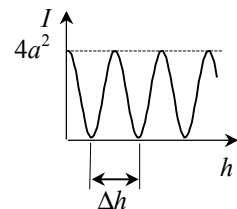
$$I \sim A^2 = 4a^2 \cos^2\left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda}\right)$$

ir (4.3.1) išraišką. Tada

$$I \sim 4a^2 \cos^2\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) = 4a^2 \cos^2\left(2\pi \frac{hl}{\lambda D}\right).$$

Kadangi  $\cos^2(\alpha/2) = (1 + \cos\alpha)/2$ , tai

$$I \sim 2a^2 \left(1 + \cos \frac{4\pi hl}{\lambda D}\right). \tag{4.3.3}$$



7.3.2 pav. Apšvietos priklausomybė nuo atstumo iki ekrano centro

Ši išraiška nusako ekrano apšvietos kitimą priklausomai nuo  $h$  vertės: jis yra periodinis (4.3.2 pav.).

Reikia pabrėžti, kad bet kuriame realiame interferencijos bandyme, naudojant įprastinius šviesos spindulius, ekrane matomas periodinis ap-

švietos kitimas, kuriame  $I_{\min} \neq 0$ . Todėl interferencijos vaizdas kiekybiškai vertinamas *matomumo funkcija*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} ;$$

čia  $I_{\max}$  – didžiausia ir  $I_{\min}$  – mažiausia apšvietos verė.

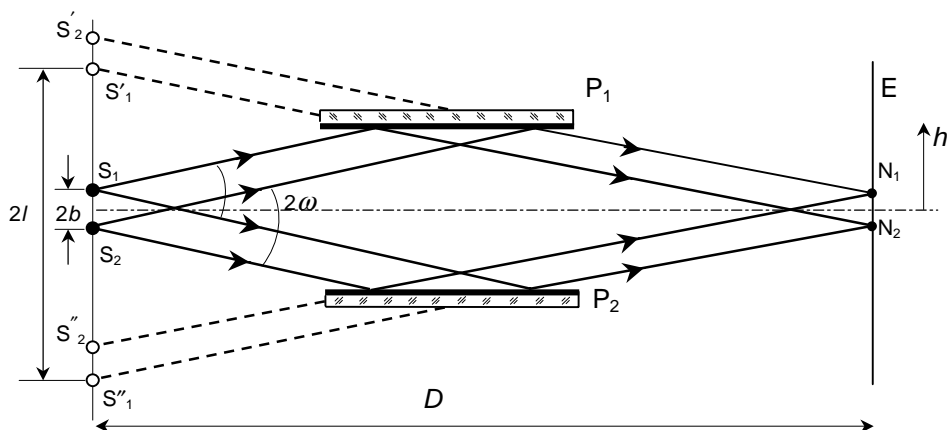
Jei bangos nekoherentinės, interferencinis vaizdas nematomas ( $I_{\max} = I_{\min}$ ) ir matomumo funkcijos vertė  $V = 0$ . Kai bangos koherentinės, ekrane matomas interferencinis vaizdas, kuriame intensyvumas kinta pagal sinuso dėsnį. Tada  $I_{\min} = 0$  ir  $V = 1$ . Tarpiniu atveju irgi gali būti pastebėtas interferencinis vaizdas, tačiau blogesnės kokybės ( $0 < V < 1$ ). Tokių interferencinių vaizdą sukuriančiosios bangos vadinamos *iš dalies koherentinėmis*. Dalinį koherentiškumą lemia kvazimonochromatinės bangos. Šiuo metu geriausias koherentinės spinduliuotės šaltinis yra lazeris

#### 4.4. SPINDUOLIO MATMENŲ ĮTAKA INTERFERENCINIO VAIZDO KOKYBEI

Kadangi naudojant vieną taškinį spinduolį su atitinkamu įtaisu (biprizme, bilėšiu, Frenelio veidrodžiais, dviem plyšiais ir kt.) galima išskaidyti jo spinduliuotę į du koherentinius pluoštelius ir matyti interferenciją, tai du nepriklausomi taškiniai spinduoliai (nekoherentiniai) tokiomis pat sąlygomis sukuria du interferencinius vaizdus. Jei optinė sistema suveda šiuos vaizdus į kurią nors erdvės sritį, tai priklausomai nuo bandymo sąlygų galima matyti arba stacionarų apšviestos skirstinį, ekvivalentų kokiam nors interferenciniam vaizdai ( $I_{\max} \neq I_{\min}$ ), arba tolygią apšvietą ( $I_{\max} = I_{\min}$ ).

Taigi užsiklojant dviem interferenciniams vaizdams, atstojamojo vaizdo matomumo funkcija įgyja vertes  $0 \leq V \leq 1$ . Panagrinėkime šios funkcijos priklausomybę nuo bandymo sąlygų.

Tarkim, kad du vienodi nekoherentiniai taškiniai spinduoliai  $S_1$  ir  $S_2$  (4.4.1 pav.) yra nutolę vienas nuo kito atstumu  $2b$ . Jų spinduliuotę išskaidysime dviem lygiagrečiais veidrodžiais  $P_1$  ir  $P_2$  į du pluoštelius, t. y. kiekvienas realus spinduolis keičiamas į du menamus ( $S'_1, S''_1, S'_2, S''_2$ ). Ekrane E susidaro dvi interferencinių juostų sistemos, kurios persidengusios sukuria kažkokį atstojamąjį apšvietos skirstinį. Ištirsime šio skirstinio matomumo funkciją.



4.4.1 pav. Interferencinių vaizdų persidengimas, kai spinduliuoja du taškiniai nekoherentiniai spinduliai

Tarkim, kad  $D \gg 2l$  ir  $D \gg 2b$ . Interferencijos apertūra labai maža. Tada  $\text{tg } \omega = l/D$ . Apšvietos skirstinys ekrane nuo koherentinių spindulių  $S'_2$  ir  $S''_2$  priklausomai nuo  $h$  pagal (4.3.3) išreiškiamas taip:

$$I_2 = I_0 \left( 1 + \cos \frac{4\pi l h}{D \lambda} \right).$$

Antroji spindulių pora  $S'_1$  ir  $S''_1$  sudaro per  $2b$  pastumtą interferencinį vaizdą, kuriame intensyvumo skirstinys išreiškiamas taip:

$$I_1 = I_0 \left( 1 + \cos \frac{4\pi l (h - 2b)}{D \lambda} \right).$$

Kadangi spinduliai  $S_1$  ir  $S_2$  nekoherentiniai, tai suminis intensyvumas

$$I = I_1 + I_2 = 2I_0 \left[ 1 + \cos \frac{4\pi b l}{D \lambda} \cos \frac{4\pi l (h - b)}{D \lambda} \right].$$

Irašius interferencinės juostelės pločio išraišką (4.3.2), gaunama:

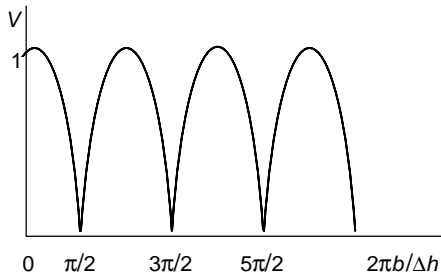
$$I = 2I_0 \left[ 1 + \cos \frac{2\pi b}{\Delta h} \cos \frac{2\pi (h - b)}{\Delta h} \right].$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad didžiausias intensyvumas yra tuose ekrano taškuose, kuriuose

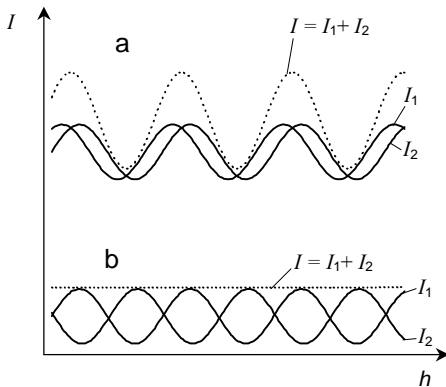
$$\cos \frac{2\pi(h-b)}{\Delta h} = +1, \text{ o minimalus } - \text{ kai } \cos \frac{2\pi(h-b)}{\Delta h} = -1.$$

Taigi ekstreminėms apšvietimo vertėms turime:

$$I = 2I_0 \left( 1 \pm \left| \cos \frac{2\pi b}{\Delta h} \right| \right);$$



4.4.2 pav. Suminio interferencinio vaizdo, gauto iš dviejų nekoherentinių spindulių, matomumo funkcijos grafikas



4.4.3 pav. Intensyvumo skirstinys, kai  $V \approx 1$  (a) ir  $V = 0$  (b)

čia ženklas plus atitinka  $I_{\max}$ , o minus –  $I_{\min}$ .

Tada atstojamojo interferencijos vaizdo matomumo funkcija išreiškiama taip:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left| \cos \frac{2\pi b}{\Delta h} \right|, \quad (4.4.1)$$

kurios grafikas pateiktas 4.4.2 pav.

Iš (4.4.1) išraiškos išplaukia, kad interferencijos vaizdo matomumas priklauso nuo juostelės pločio  $\Delta h$  ir atstumo tarp spindulių  $2b$ . Jei  $2b \ll \Delta h$ , matomumo funkcijos vertė  $V \approx 1$  (4.4.3 a pav.). Jei  $2b = \Delta h/2$ , interferencinės juostelės išnyksta (4.4.3 b pav.). Toliau didinant atstumą tarp spindulių  $S_1$  ir  $S_2$ , vaizdas vėl gerėja ir kai  $2b = \Delta h$  matomumo funkcijos vertė  $V = 1$ , o kai  $2b = 3\Delta h/2$  ji vėl lygi nuliui.

Panagrinėsime bendresnį atvejį, kai  $2b$  yra tįsus spindulis. Sudalinsime jį į elementariusius spindulius, kurie, žinoma, nėra koherentiniai.

Reikia įvertinti suminį šių visų nekoherentinių spindulių skleidžiamų spinduliuočių atstojamąjį rezultatą kokiame nors ekrano taške. Galima teigti, kad laisvai parinktas spindulis, nutolęs nuo ašies atstumu  $s$ , sukuria ekrane  $h$  aukštyje apšvietą, išreiškiamą taip:

$$I_s = I_0 \left[ 1 + \cos \frac{2\pi(h-s)}{\Delta h} \right].$$

Suminį poveikį išreikš integralas

$$I = I_0 \int_{-b}^{+b} \left[ 1 + \cos \frac{2\pi(h-s)}{\Delta h} \right] ds = 2I_0 b \left[ 1 + \frac{\sin(2\pi b/\Delta h)}{2\pi b/\Delta h} \cos \frac{2\pi h}{\Delta h} \right].$$

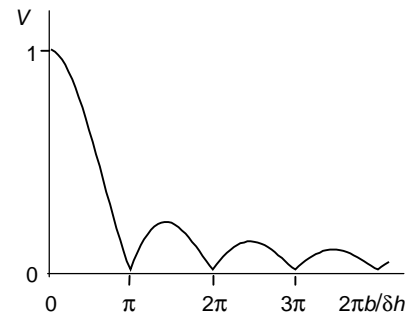
Iš šios išraiškos išplaukia, kad ekrane susikuria interferencinis vaizdas. Ekstreminės intensyvumo vertės tokios:

$$I_{\max} = 2I_0 b \left[ 1 + \frac{\sin 2\pi b/\Delta h}{2\pi b/\Delta h} \right]$$

$$I_{\min} = 2I_0 b \left[ 1 - \frac{\sin 2\pi b/\Delta h}{2\pi b/\Delta h} \right].$$

Tada matomumo funkcija:

$$V = \frac{|\sin 2\pi b/\Delta h|}{2\pi b/\Delta h}.$$



4.4.4 pav. Tįsaus spinduolio spinduliuotės sukurto interferencinio vaizdo matomumo funkcijos kitimas

Šios funkcijos grafikas pa-vaizduotas 4.4.4 pav. Matomumo

funkcijos vertė  $V = 1$ , kai  $2\pi b/\Delta h = 0$  ir  $V = 0$ , kai  $2\pi b/\Delta h = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$ . Kai  $2b \leq \Delta h$ ,  $V$  mažėja nuo 1 iki 0. Kai  $2b = \Delta h/2$ , tai  $V = 2/3$ . Atstojamasis interferencijos vaizdas yra pakankamai geras stebėjimams, jei  $V \geq 2/3$ , t. y. kai  $I_{\max} \geq 5I_{\min}$ .

Kadangi  $l/D = \text{tg}\omega$ , tai  $\Delta h = \lambda/2 \text{tg}\omega$ . Tada sąlyga, nusakanti sąryšį tarp leidžiamų spinduolio matmenų, skleidžiamo bangos ilgio ir interferencijos apertūros, tokia:

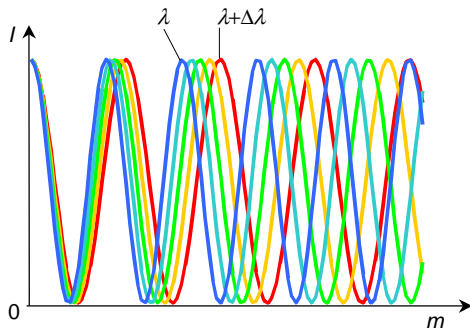
$$2b \text{tg}\omega \leq \lambda/4, \tag{4.4.2}$$

t. y. kuo mažesnė interferencijos apertūra  $\omega$ , tuo didesni gali būti spinduolio matmenys.

Reikia pabrėžti, kad aukščiau pateikti samprotavimai tinka tos pačios poliarizacijos bangoms.

#### 4.5. INTERFERENCIJA NEMONOCHROMATINĖJE ŠVIESOJE

Anksčiau nagrinėti spinduliai skleidė monochromatines bangas. Spinduliuotės monochromatiškumo laipsnis labai įtakoja interferencinio



4.5.1 pav. Interferencinis vaizdas nemonochromatinėje šviesoje

vaizdo kontrastui. Jei spinduliuotė yra nemonochromatinė (polichromatinė), tai tamsiuose kokio nors bangos ilgio interferencijos ruožuose išsidėsto kitų bangos ilgių maksimumai (4.5.1 pav.), nes pagal maksimumo sąlygą

$h = m(D/2l)\lambda$  bet kuriame ekrano taške bus tos ar kitos eilės maksimumas vienam iš bangos ilgių.

Todėl aukštesniųjų eilių interferencinės juostelės yra spalvotos. Tačiau interferencinio vaizdo centre (kai  $m = 0$ ) yra balta juosta, nes maksimumo sąlyga  $\Delta = \pm m\lambda$  čia tenkinama visiems bangos ilgiams. Jei spinduliuotės visų ilgių bangos turėtų vienodą intensyvumą ir jutiklio jautris vienodas visiems bangos ilgiams, tai interferencinio vaizdo aptikti nepasisektų. Norint aptikti interferencijos reiškinį, reikia apriboti bangos ilgių įvairumą spektriniame ruože tarp  $\lambda$  ir  $\lambda + \Delta\lambda$ . Nusakysime šį ruožą.

Tamsios juostos tarp interferencinio vaizdo juostelių išnyks visiškai tose vietose, kur  $\lambda + \Delta\lambda$  bangos ilgio  $m$  eilės maksimumas sutaps su  $m + 1$  eilės maksimumu bangos ilgiui  $\lambda$ . Todėl interferencinio vaizdo kontrasto visiško praradimo dėl nemonochromatiškumo sąlyga tokia:

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda; \quad \Delta\lambda = \lambda/m. \quad (4.5.1)$$

Tada visas tarpas tarp gretimųjų maksimumų bus užpildytas įeinančiųjų į ruožą bangos ilgių maksimumais.

Iš (4.5.1) išraiškos išplaukia, kad kuo didesnė interferencijos eilė, tuo siauresnis turi būti spektrinis ruožas, kuriame dar galima matyti interferencinį vaizdą. Ir atvirkščiai, kuo mažiau monochromatinė šviesa, tuo mažesnės interferencijos eilės bus matomos. Aukštesniųjų eilių interferencinių juostelių kontrastas yra blogesnis. Monochromatiškumui padidinti naudojami filtrai arba spektriniai prietaisai.



Interferencinį vaizdą galima matyti ir baltojoje šviesoje. Tai lemia atrankinis akies jautris įvairioms spalvoms. Todėl atskiros bangų ilgių sritys dominuoja prieš kitas, t. y. akis atlieka monochromatoriaus vaidmenį. Tačiau akies geba atskirti spalvas tolygiai joms keičiantis yra ribota.

#### 4.6. OPTINIS KELIAS

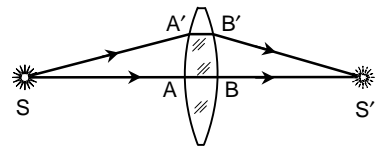
Šviesos sklidimas medžiagoje, šviesos lūžis dviejų terpių sandūroje, jos atspindys nuo paviršiaus ir t. t. – tai reiškiniai, kuriuose vienokiu ar kitokiu laipsniu pasireiškia interferencija. Pvz., šviesos sklidimas medžiagoje susijęs su elektromagnetinės bangos poveikiu į elektronus ir jonus, kurie yra medžiagoje. Veikiant šviesos bangai, šios įelektrintos dalelės pradeda virpėti, dėl ko spinduliuojamos antrinės elektromagnetinės bangos to paties dažnio kaip ir krintančioji šviesa. Kadangi gretimųjų krūvininkų judėjimas vyksta veikiant ta pačia šviesos banga, šios antrinės bangos susietos tarpusavyje faze, t. y. yra koherentinės. Antrinės bangos interferuoja tarpusavyje ir iš interferencinio vaizdo galima paaikškinti daugelį optinių reiškinių, tokių kaip atspindys, lūžis, dispersija, sklaida ir t. t.

Panagrinėsime vieną atskirą atvejį. Jei šviesos greitis vakuume  $c$ , o bangos ilgis  $\lambda_0$ , tai bangos sklidimo greitis terpėje  $v = c/n$  ir bangos ilgis  $\lambda = \lambda_0/n$ ; čia  $n$  – terpės lūžio rodiklis. Tarkim, kad viena banga  $n_1$  lūžio rodiklio terpėje nueina kelią  $d_1$ , o kita banga antroje  $n_2$  lūžio rodiklio terpėje kelią  $d_2$ . Tarp jų susidaro fazių skirtumas

$$\Delta\psi = 2\pi \left( \frac{d_2}{\lambda_2} - \frac{d_1}{\lambda_1} \right) = 2\pi \frac{n_2 d_2 - n_1 d_1}{\lambda_0}.$$

Sandauga  $nd$  vadinama *optiniu keliu*. Jei  $(n_1 d_1) = (n_2 d_2)$ , fazių skirtumas  $\Delta\psi = 0$  ir abu optiniai keliai yra ekvivalentūs, t. y. jie nesudaro fazių skirtumo. Tokie keliai vadinami *tautochroniniais*. Jie sutampa laike, nes šviesa šiais nevienodais geometriniais keliais sklinda per vieną ir tą patį laiką.

Tautochroniškumo sąlygą tenkina, pvz., visi spinduliai pereinantys lęšį ir sudarantys spinduolio  $S$  atvaizdą  $S'$  (4.6.1 pav.). Nors geometrinis kelias  $SABS'$  mažesnis už kelią  $SA'B'S'$ , bet lęšio viduje kelio dalis  $AB > A'B'$ .



4.6.1 pav. Lęšio tautochroniškumas

Kadangi šviesos greitis medžiagoje mažesnis negu ore, tai vėlavimas atkarpoje  $AB$  kompensuoja aplenkimą atkarpoje  $SA$  ir  $BS'$ , palyginus su atkarpomis  $SA'$  ir  $B'S'$ . Todėl tautochroniškumo sąlyga užrašoma taip:

$$SA + n AB + BS' = LA' + n A'B' + B'S'.$$

Jei atskiri spinduliai perėję lęšį nebūtų tautochroniniais, atskiri iš jų sklindančių skirtingais keliais, turėtų tam tikrą fazių skirtumą ir galėtų vienas kitą silpninti taške  $S'$ . Susikūrusį intensyvų maksimumą taške  $S_1$ , kuris yra spindulio  $S$  atvaizdas, lemia spindulių, ateinančių į  $S'$  tautochroniniais keliais be fazių skirtumo, tarpusavio stiprinimas. Keliai, kurie veda į kitą erdvės tašką, optiškai nevienodi ir visuose kituose taškuose, išskyrus  $S'$ , tarpusavio interferencija silpnina šviesą. Taigi *atvaizdų susidarymas yra interferencijos rezultatas*. Lęšis nesudaro fazių skirtumo tarp atskirų spindulių, sukuriančių atvaizdą. Tai galioja bet kokiai optinei sistemai, sukuriančiai atvaizdus.

#### 4.7. INTERFERENCINIŲ JUOSTELIŲ LOKALIZACIJA

Interferuojant dviem bangom, kurios susidaro dėl šviesos atspindžio ir lūžio, susikuria stacionarus interferencinis vaizdas, kurį galima matyti bet kurioje erdvės dalyje, kur persidengia interferuojantys pluošteliai. Anksčiau buvo minėta, kad yra begalinė pastovaus fazių skirtumo paviršių seka, kurie yra hiperboloidai, jei spinduliai taškiniai. Interferencinės juostelės matomos bet kuriame sukimosi hiperboloido sankirtoje su stebima plokštuma. Todėl susidaręs interferencinis vaizdas vadinamas *nelokalizuotu*. Šviesos spinduliai, sklindantys į koki nors stebimos plokštumos tašką, prasiskleidžia tarp savęs labai mažu kampų, todėl interferencinio vaizdo susidarymui nereikia naudoti fokusuojančio įrenginio.

Jei šviesos interferencija vyksta nuo tįsių spindulių, jau reikalingi fokusuojantys įrenginiai. Ryškios juostelės matomos tik tada, kai visų spindulių, ateinančių į stebimą tašką iš įvairių spindulio vietų, fazių skirtumas yra vienodas (arba maždaug vienodas). Bendruoju atveju ši sąlyga tenkinama, jei stebimas taškas yra tam tikrame paviršiuje, t. y. interferencinės juostelės matomos tada, kai stebėtojo akis (arba optinis prietaisas) sufokusuojama į šį paviršių. Tokios interferencinės juostelės vadinamos *lokalizuotomis*.

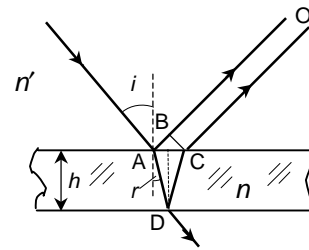
Lokalizuoto interferencinio vaizdo pavyzdžiu gali būti vienodo storio ir vienodo polinkio interferencinės juostelės. Vienodo storio interferencinės juostelės yra arti plėvelės paviršiaus. Kai spindulių pluoštelis krinta statme-

nai, jos geriausiai matosi, kai optinė sistema sufokusuota į plėvelę. Tuo tarpu vienodo polinkio interferencinės juostelės gerai matosi, kai optiniai stebėjimo prietaisai suderinti begalybei.

#### 4.7.1. PLONŲ PLĖVELIŲ SPALVOS

Interferencija plonose plėvelėse (plokštelėse), apšviečiant jas tįsiu spinduoliu, lemia plonų plėvelių spalvas. Šį reiškinį galima dažnai matyti muilo burbuluose, naftos plėvelėse ant vandens paviršiaus, kai jos apšviečiamos ryškia Saulės šviesa. Išaiškinus šį reiškinį galima suprasti gerokai sudėtingesnius procesus, vykstančius interferometruose, interferenciniuose filtruose ir kituose optiniuose prietaisuose.

Tarkim, kad į plokščią gretasienę  $h$  storio ir  $n$  lūžio rodiklio plokštelę krinta monochromatinė  $\lambda$  bangos ilgio šviesa iš terpės, kurios lūžio rodiklis  $n'$  (4.7.1.1 pav.). Šviesa iš dalies atsispindi, iš dalies lūžta ir vėl atsispindi nuo antrojo paviršiaus. Dėl to susidaro dvi koherentinės bangos, tarp kurių yra kažkoks fazių skirtumas. Priklausomai nuo šių bangų fazių skirtumo, CO linkme susidaro vienoks ar kitoks interferencinis vaizdas. Paskaičiuosime spindulių eigos skirtumą.



4.7.1.1 pav. Interferencijos susidarymas atsispindint nuo plonos plėvelės

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

Iš trikampių ADB ir ABC galima išreikšti taip:

$$AD = h / \cos r; \quad AB = AC \sin i = 2 h \operatorname{tg} r \sin i; \quad n' \sin i = n \sin r.$$

Tada

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

$$\Delta = 2 n h \cos r. \tag{4.7.1.1}$$

Reikia nepamiršti, kad atsispindint bangos fazė gali pakisti dydžiu  $\pi$  (prarandamas pusbangis). Kai šviesa krinta iš optiškai retesnės terpės, viršutinėje atspindžio sandūros pusėje fazę keičia elektrinis vektorius, o apatinėje – magnetinis. Kai tarp stiklo plokštelių yra plonas oro sluoksnis, reišk-

nys atvirksčias, t. y. bet kokių atveju vienas iš vektorių įgyja papildomą fazių skirtumą  $\pi$ . Todėl bendruoju atveju reikia rašyti taip:

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

ir interferencinis vaizdas bus pastumtas per  $\lambda/2$ . Tai reikalo iš esmės nekeičia. Todėl toliau naudosimės (4.7.1.1) formule, jei tik nereikės tiksliai nustatyti maksimumo ar minimumo vietą.

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

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

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

Apšvietus plėvelę baltąja šviesa, atsispindėjusioji šviesa priklausomai nuo  $n$ ,  $h$  ir  $r$  įgyja vienokią ar kitokią atspalvį (nuspalvinimą). Kadangi kampas tarp krįtančiųjų spindulių labai mažas, t. y. interferencijos apertūra yra maža, tai pagal (4.4.2) išraišką galima teigti, kad interferencija plonose plėvelėse matoma naudojant ir tisu spindulių.

Svarbu nustatyti plėvelės storį, kuriam esant dar galima pamatyti interferenciją baltojoje šviesoje. Iš sąryšio  $\Delta\lambda = \lambda/m$  išplaukia, kad interferencija baltojoje šviesoje matoma tik plonose plėvelėse. Ir tikrai, normalioji žmogaus akis gali skirti spalvas  $\Delta\lambda \approx 10$  nm ruožu. Jei vidutinis bangos ilgis  $\lambda \approx 500$  nm, tai interferencijos eilė  $m = \lambda/\Delta\lambda = 50$ . Ši vertė nusako ribinį eigos skirtumą  $\Delta = m\lambda$ , kuris priklauso nuo plėvelės storio. Iš formulės  $2nh \cos r = m\lambda$ , nusakančios interferencijos maksimumą, išreiškiamas sluoksnio storis:

$$h = \frac{m\lambda}{2n \cos r}.$$

Jei  $n \approx 1,5$  ir  $\cos r \approx 1$ , tai  $h \approx 8 \cdot 10^{-4}$  cm = 8  $\mu$ m. Naudojant gerokai monochromatiškesnę šviesą, pvz., gyvsidabrio spektro linijas, kurių  $\Delta\lambda \approx (0,01 \div 0,001)$  nm, plėvelės storis padidėja ( $10^3 \div 10^4$ ) kartų.