

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.

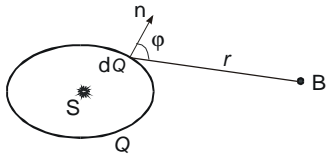
Pagal tokią Hiuigenso (*Huygens*) principo formuluotę galima spręsti užduotis, susijusias su bangos fronto sklidimo kryptimi, tačiau ji nenusako įvairiomis kryptimis sklindančių bangų intensyvumo. Be to, Hiuigenso principas taikomas bet kurio ilgio bangoms.

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.

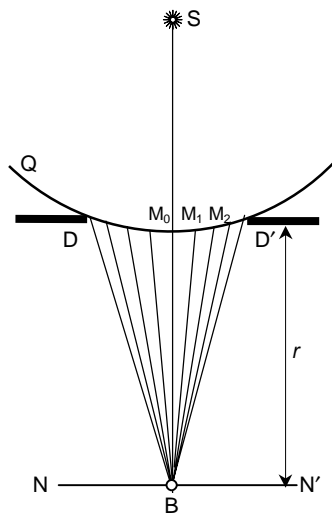
Rasime zonų matmenis. Pirmajai zonai (5.2.2 pav.) sudaroma tokia išraiška:

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

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

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

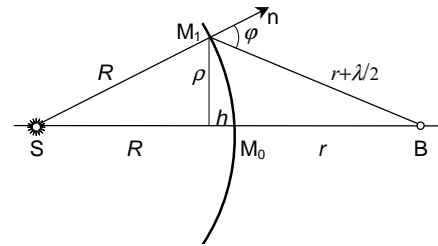
čia pliuso ženklas atitinka nelyginį, o minuso – lyginį zonų skaičių k .

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 .

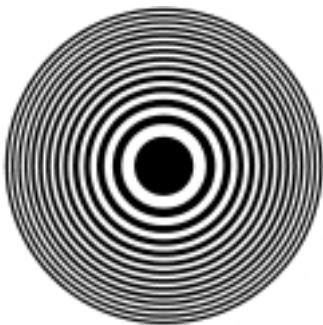
Jei angos matmenys begaliniai, paskutinės zonos a_k trikdys nykstamai mažas ir atstojamojo virpesio amplitudė $A_B = a_1/2$, t. y. kai bangos frontas visiškai atviras, visos bangos trikdys lygiavertis pusei centrinės zonos trikdžio. Kai k didelis, tai $a_k/2$ mažas ir A_B beveik



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

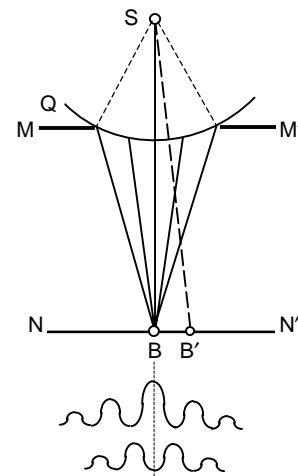
Intensyvumą galima dar labiau padidinti, jei lygines (arba nelygines) zonas pereinančios šviesos fazė pakistų puse periodo. Tada visų zonų skleidžiamų bangų fazės būtų vienodos ir amplitudė padidėtų $4k$ kartų. Tokios zoninės plokštelės vadinamos *fazinėmis zoninėmis plokštelėmis*. Fazinės zoninės plokštelės 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.

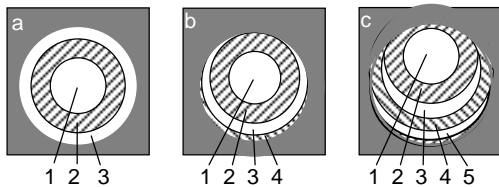
Dėl difrakcinės kliūties simetrijos AB linijos atžvilgiu šviesos intensyvumas (apšvieta) įvairiuose ekrano taškuose priklauso tik nuo atstumo iki difrakcinio vaizdo centro (taško B). Intensyvumą taške B nusako atvirų Frenelio zonų skai-



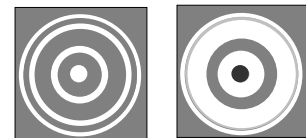
5.3.1 pav. Difrakcija pro apskritą angą

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

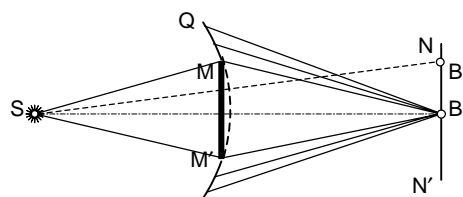


5.3.3 pav. Difrakcijos pro apskritą angą vaizdai

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*.

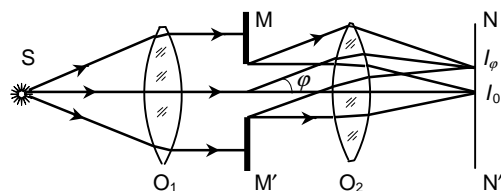
5.5. FRAUNHOFERIO DIFRAKCIJA

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 kampų 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

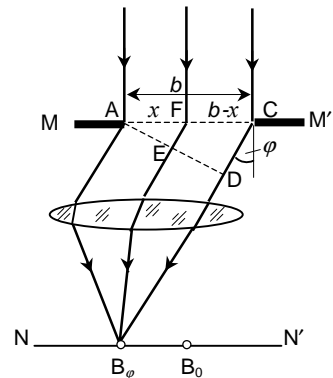
$$FE = x \sin \varphi.$$

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

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

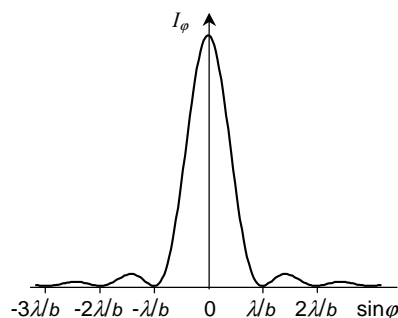
čia I_0 – šviesos intensyvumas difrakcinio vaizdo viduryje, I_φ – intensyvumas B_φ taške φ kryptimi. Šios funkcijos grafikas pavaizduotas 5.6.2 pav. Minimumų skaičius priklauso nuo santykio b/λ . Antrinių maksimumų intensyvumas sparčiai mažėja. Jei $I_0 = 1$, tai

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

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.

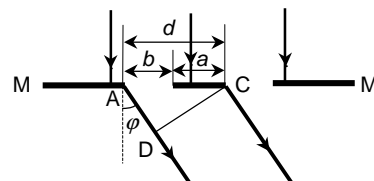


5.6.2 pav. Intensyvumo skirstinys, kai difrakcija vyksta pro vieną plyšį

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:

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

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

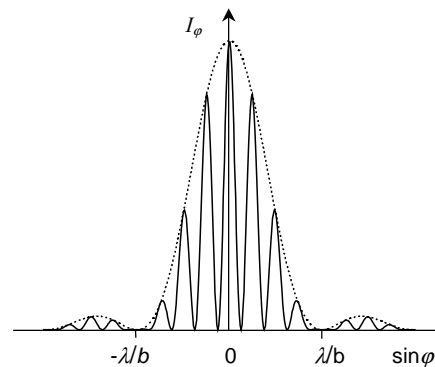
$$\text{Pagrindiniai maksimumai} \quad d \sin\varphi = 0, \quad \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots$$

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) plokščiam 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 rėžių N sklindantys koherentiniai pluošteliai interferuoja ir erdvinis šviesos intensyvumo pasiskirstymas gali būti išreikštas dvejų funkcijų sandauga:

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

Funkcija I_g nusako šviesos difrakciją pro atskirą rėžį, o funkcija I_N – iš gardelės rėžių sklindančių koherentinių N pluoštelių interferenciją. Ši funkcija susijusi su periodine gardelės struktūra. Konkrečiam bangos ilgiui λ funkciją I_N nusako gardelės periodas d , bendras rėžių skaičius N ir pluoštelių kritimo ϕ bei difrakcijos φ kampas (5.8.1 pav.), bet nepriklauso nuo rėžių 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 rėžius ($\Delta = AB + AC$).

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

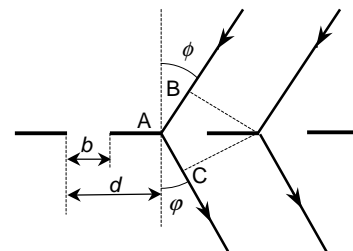
$$\frac{\sin(N\theta)}{\sin\theta} \rightarrow N$$

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

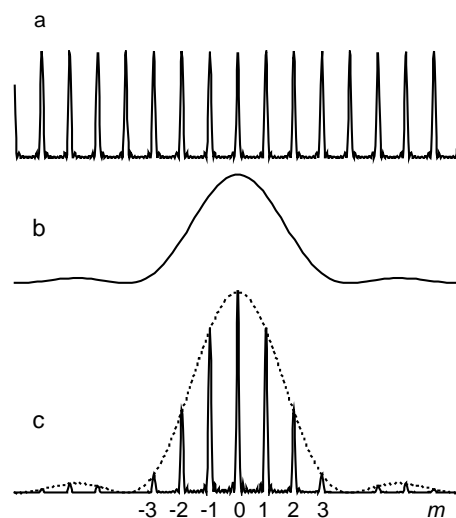
$$\Delta = d(\sin\phi + \sin\varphi) = \pm m\lambda, \quad (5.8.3)$$

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 rėžių 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 rėžį. Ji priklauso nuo dydžių d , λ , ϕ ir φ , taip pat nuo rėžio formos (jo profilio).

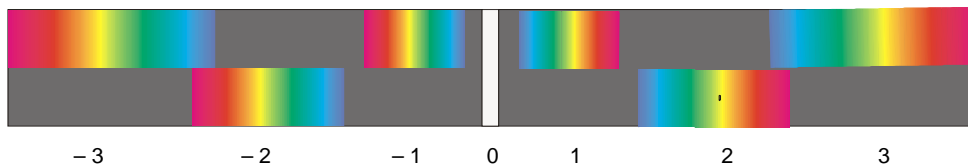
Išraiška, nusakanti pro plokščiąją amplitudinę difrakcinę gardelę difragavusios šviesos intensyvumo pasiskirstymą, gali būti užrašyta taip:

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

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 rėžių, 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:

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

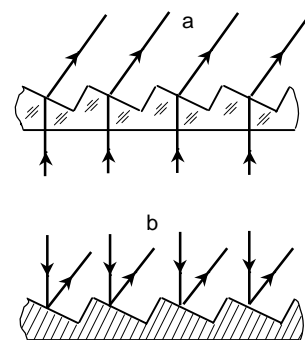
čia $D_{\varphi} = L \cos \varphi$ – gardelėje φ kampu difragavusio lygiagretaus pluošto plotis.

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 $\lambda_{\max} = 2d$.

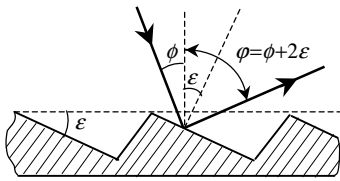
Nulinės eilės spektrui $I_N I_g$ funkcijų sandaugos vertė (taip pat intensyvumas) yra didžiausia. Kitų eilių ($m \neq 0$) spektro intensyvumas atitinkamai mažesnis (5.8.2 c pav.), todėl amplitudines difrakcines gardeles spektriniuose prietaisuose naudoti nenaudinga, nes didžioji į difrakcinę gardelę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

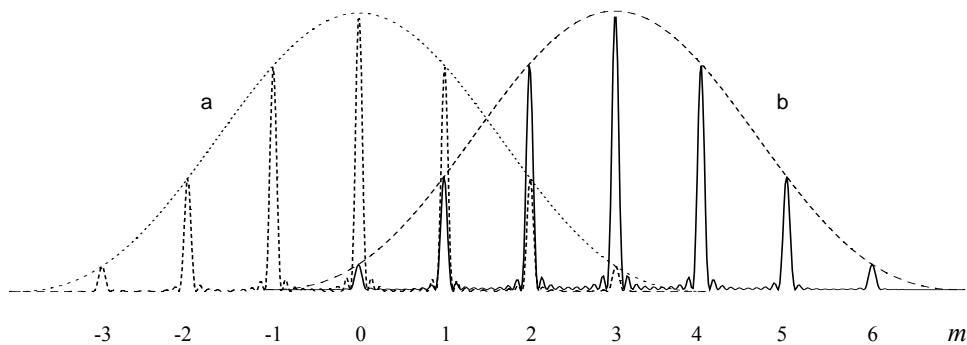
gardelės paviršiaus, o nuo režio plokštumų, kryptimi. Tai reiškia, kad šviesai krintant į difrakcinę gardelę ϕ kampu (5.8.5 pav.), difragavusios šviesos maksimumas susidaro „spindžio kampu“ $\varphi = \phi + 2\varepsilon$; čia ε – kampas tarp darbinio režio briaunos ir gardelės paviršiaus. Keičiant režio 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 sutaptinimo 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.



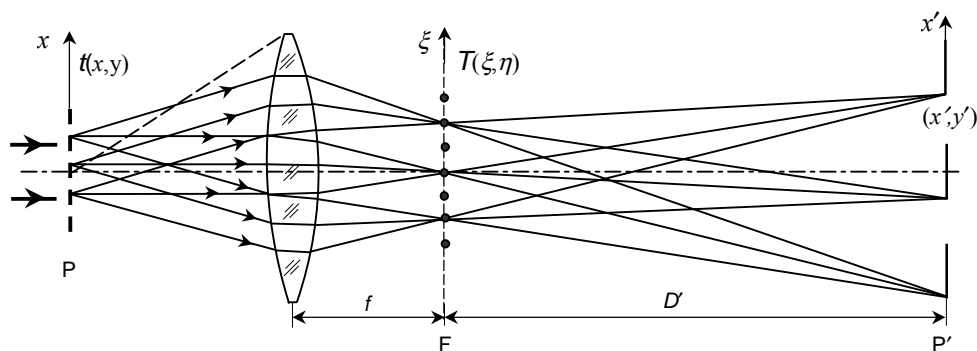
5.8.6 pav. Intensyvumo skirstiniai šviesai difragavus pro amplitudinę gardelę (a) ir nuo profiliuoto režio atspindžio gardelės (b)

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

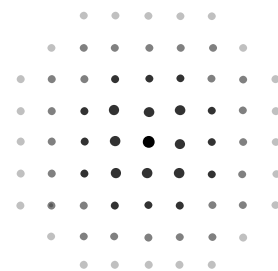
sako ši sąlyga:

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

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.