



TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL

A. H a a v

OPTIKA

II

TARTU 1973

TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL

Eksperimentaalfüüsika kateeder

A. H a a v

OPTIKA

II vihik

TARTU 1973

Kinnitatud Füüsika-Keemiateaduskonna
nõukogus 12. novembril 1971.

Алексей Хаава

ОПТИКА

II

На эстонском языке

Тартуский государственный университет
ЭССР, г. Тарту, ул. Киникולי, 18

Vastutav toimetaja L. Lembra

Korrektor A. Nordberg

=====

Trükkida antud 15.II 1973. Rotaatoripa-
ber 30x42. 1/4. Trükipoognaid 12,75.
Tingtrükipoognaid 11,86. Arvestuspoog-
naid 7,24. Trükiarv 500. MB 00151.
Tell. nr. 191. TRÜ reprint, ENSV,
Tartu, Pülsoni tn. 14.

Hind 20 kop.

III. VALGUSE DIFRAKTSIOON.

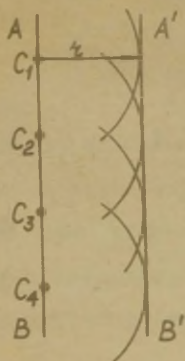
1. HUYGENSI-FRESNELI PRINTSIIP.

Geomeetrilise optika põhiseaduste hulka kuulub valguse sirgjoonelise levimise seadus. Kui valguse teel asetseb väike tõke või ava, ilmnevad valgusnähtused ka tõkke või ava geomeetrilise varju piirkonnas. Valguse kõrvalekaldumist geomeetrilise varju piirkonda nimetatakse valguse difraktsiooniks.

Interferentsinähtused ja difraktsioon on valguse lainelise olemuse ilmekaks tõenduseks. Laineteooria üldine tunnustamine võis saada võimalikuks ainult siis, kui see teooria seletanuks valguse sirgjoonelise levimise sama hästi kui korpuskulaarne teooriaga. Seletuse andmine õnnestus Fresnelil, kes kasutas selleks interferentsiprintsiibiga täiendatud Huygeni printsiipi.

Huygeni printsiip võimaldab määrata lainefrondi asukoha hetkel $t = t_2$, kui frondi asukoht hetkel $t = t_1$ on teada, s. o. $\Delta t = t_2 - t_1$ sekundi möödumisel vaatluse alghetkest. Huygeni printsiibi kohaselt lainefrondi iga punkti võime vaadelda uue sekundaarlaine allikana. Lainefrondi uueks asukohaks hetkel $t = t_2$ on sekundaarlainetele võetud puutepind.

Selgitame selle printsiibi kasutamist lainefrondi asukoha leidmiseks, kui laine levib homogeeneses isetroopses keskkonnas. Joonisel 106 on AB lainefrondi ja joonise ta-



sapinna lõikejoon hetkel $t = t_1$.

Huygeni printsiibi põhjal leiame nüüd lainefrondi asukoha Δt s pärast. Selleks võtame lainefrondil AB punktid $C_1, C_2, C_3, \dots$. Kui laine levimise kiirus on v , siis Δt sekundi pärast on kõikidest punktidest lähtunud sekundaarlained jõudnud levida kaugusele $r = v \Delta t$. Sekundaarlained on antud juhul keralained, seepärast nende lõikejooned

Joonis 106.

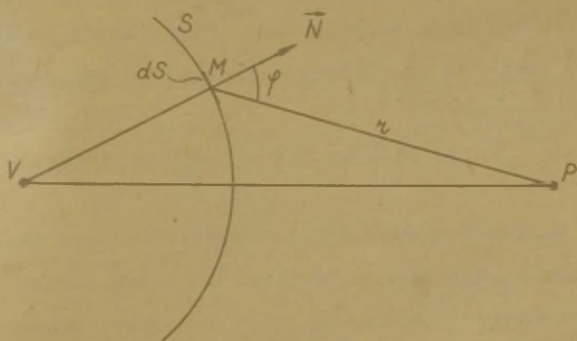
joonise tasapinnaga on ringjooned. Joonistame vastavad lõikejooned välja. Lainefrondi uue asukoha saame, kui võtame sekundaarlainetele puutepinna. Puutepinna ja joonise tasapinna lõikejoon on sirglõik $A'B'$, mis ühtlasi määrab ära lainefrondi asukoha hetkel $t = t_2$.

Eespool toodust nähtub, et Huygeni printsiip võimaldab lainefrondi asukoha leida geomeetriliste konstruktsioonide abil. Füüsikalise sisu puudumine on printsiibi üheks puuduseks. Teiseks puuduseks on asjaolu, et printsiip ei võimalda lainefrondi uues asukohas määrata amplituudi suurust. Nendest puudustest on vaba Huygeni-Fresneli printsiip.

Fresnel väitis, et uueks lainefrondiks on koht, kus sekundaarlainete interferentsi tulemusena laine intensiivsus on märgatav. Fresneli idee sekundaarlainete interferentsist

tähendab füüsikalise sisu andmist Huygeni printsiibile. Huygeni-Fresneli printsiip võimaldab peale lainefron-
di asukoha leida veel ka võnkumiste amplituudi. Kirjeldame
üldkuju, kuidas Huygeni-Fresneli printsiibi abil lei-
takse resultantlaine amplituud.

Olgu meil punktvalgusallikas V ja tarvis on lei-
da valgusallikast kaugel asetsevas punktis P resul-
tantlaine amplituud (joonis 107). Umbritseme valgusalli-
ka V pinnaga S , mis vaatlushetkel ühtib lainefron-



Joonis 107.

diga. Homogeenses isotroopses keskkonnas on punktvalgus-
allikast lähtunud laine keralaine. Seega pind S on ke-
rapind. Jaotame pinna S väikesteks elementideks. Iga
elementi pindalaga dS vaatleme kui punktvalgusallikat,
millest väljuv sekundaarlaine on jällegi keralaine. Punk-
ti P jõudvate sekundaarlainete amplituudid a_1 on võr-
delised suurusega

$$a_1 \sim \frac{A_0 dS}{r} K(\varphi) \quad (3.1)$$

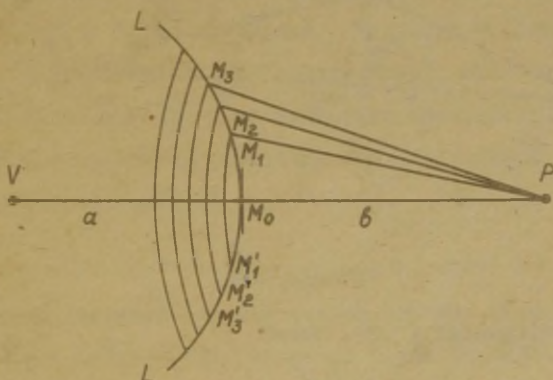
kus A_0 on amplituudi suurus kohas dS , $r = MP$ ja $K(\varphi)$ nn. suunafunktsioon, mis kirjeldab sekundaarlainete amplituudi muutumist sõltuvalt nurgast φ . Fresnel oletas, et K on maksimaalse väärtusega, kui $\varphi = 0$ ja φ suurenedes K väheneb, nii et $\varphi = \frac{\pi}{2}$ puhul on $K = 0$. Kõik sekundaarlained on koherentsed, sest nad tekitatakse sama laine frondi erinevate punktide poolt ja nad jõuavad punkti P alati ühesuguse käiguvahega. Liitlaine amplituudi leidmiseks punktis P tuleb kõigi sekundaarlainete amplituudid summeerida. Teades valguslaine amplituudi punktis P , võime leida ka intensiivsuse, sest see on võrdeline amplituudi ruuduga.

2. VALGUSE SIRGJOONELINE LEVIMINE.

Huygensi-Fresneli printsiipi kasutades näitame, et valguse sirgjooneline levimine on seletatav ka valguse laineteooria seisukohalt. Olgu meil homogeenses isotroopses keskkonnas punktvalgusallikas V ja ülesandeks selgitada, kuidas valgus levib punktist V punkti P . Punktvalgusallika korral on laine frondiks kerapind. Olgu vaatlushetkel laine frondi ja joonise tasapinna lõikejoon LL . Pind S ühtigu laine frondi selle asendiga. Järgides Fresneli jaetame pinna S spetsiaalse kujuga elementideks. Neid pinna elemente nimetatakse Fresneli tsoonideks. Tsoonideks jaotamine toimub järgmiselt. Joonistame punkti P ümber sfäärid raadiustega $b, b + \frac{\lambda}{2}, b + \frac{2\lambda}{2}, b + \frac{3\lambda}{2}, \dots, b + \frac{m\lambda}{2}, \dots$, kus $b = M_0P$ ja punkt M_0 on sirge

VP ja lainefronkti lõikepunkt. Jooniselt 108 näeme, et need sfäärid lõikavad lainefronkti joonise tasapinnas punktides $M_1, M_1', M_2, M_2' \dots$. Lainefronkti pinnal jääb kahe lõikejoone vahele teatav pinna osa - see ongi üks Fresneli tsoon. Tsoonid on valitud selliselt, et

$$M_1P - M_0P = M_2P - M_1P = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$



Joonis 108.

Kooskõlas Huygensi-Fresneli printsiibiga vaatame iga tsooni kui sekundaarlainete allikat. Valemist (3.1) me näeme, et punkti P jõudvate sekundaarlainete amplituudid sõltuvad eelkõige pinna kaugusest r ja pinna suurusest dS . Keldame, et on täidetud tingimused

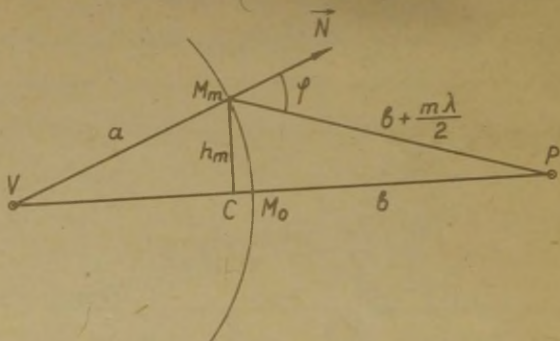
$$a \gg \lambda; \quad b \gg \lambda. \quad (3.2)$$

Seetõttu võime lugeda kõigi tsoonide kaugused punktist P ligikaudu võrdseteks, s. o. $r = \text{const.}$

Arvutame nüüd m -nda tsooni pindala σ_m . Võttes

punktist M_m ristjoone sirgele VP saame lõikepunkti C (joonis 109). Olgu $CM_0 = x$ ja $M_m C = h_m$. Jooniselt 109 näeme, et

$$h_m^2 = a^2 - (a-x)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - (b+x)^2. \quad (3.3)$$



Joonis 109.

Arvestades tingimust (3.2), saame

$$x = \frac{m\lambda b}{2(a+b)}. \quad (3.4)$$

Esimese m tsooni pindalad kokku moodustavad kera segmendi pindala. Selle segmendi kõrgus on x ja kuna kera raadius on a , siis segmendi pindala

$$S_m = 2\pi a x.$$

Arvestades seost (3.4) leiame

$$S_m = \frac{\pi m a b \lambda}{a+b}. \quad (3.5)$$

Arvutame nüüd $m+1$ tsooni pindala

$$S_{m+1} = \frac{(m+1)\pi a b \lambda}{a+b}. \quad (3.6)$$

Järelikult m -nda tsooni pindala

$$\sigma_m = S_{m+1} - S_m = \frac{\pi a b \lambda}{a + b}. \quad (3.7)$$

Me näeme, et kasutatud lähenduses tsooni pindala ei sõltu tsooni asukohast, mis tähendab seda, et kõigi Fresneli tsoonide pindalad on võrdsed.

Valemist (3.1) näeme, et erinevatest Fresneli tsoonidest pärinevate sekundaarlainete amplituudid punktis P sõltuvad ainult suunafunktsioonis $K(\varphi)$, kuna A_0 on kõigi tsoonide jaoks ühesugune. Fresneli oletuse kohaselt $K(\varphi)$ väheneb nurga φ suurenemisel, mis vastab tsooni numbri suurenemisele. Olgu esimesest tsoonist punkti P jõudnud sekundaarlaine amplituud a_1 , teisest - a_2 jne. Eespool öeldu alusel

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots > a_m > \dots \quad (3.8)$$

Tsoonideks jaotamine on nii tehtud, et ühe tsooni ulatuses faas muutub 0-st π -ni. Seega on kahes naabertsoonis alati olemas punktid, mille faasivahe on π . Selle tulemusena kahest naabertsoonist pärinevad sekundaarlained kaandavad teineteise mõju punktis P . Seda asjaolu võime sel viisil arvestada, et me naabertsoonidest pärinevatele amplituudidele omistame erinevad märgid. Olgu $a_1 > 0$, siis peab $a_2 < 0$ olema, $a_3 > 0$, $a_4 < 0$ jne.

Resultantlaine amplituudi A_m punktis P leiame kõigi sekundaarlainete amplituudide summeerimise teel. Seega

$$A_m = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + \dots \pm a_m, \quad (3.9)$$

kus märk " - " tuleb valida siis, kui $m = 2\ell$, $\ell = 1, 2, 3, \dots$ ja märk " + " siis, kui $m = 2\ell + 1$, $\ell = 0, 1, 2, \dots$. A_m arvutamiseks kirjutame paaritud indekseid omavad amplituudid järgmisel kujul

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}, a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2}, \dots$$

Kirjutame nüüd rea (3.9) juhu $m = 2\ell + 1$ jaoks kujul

$$A_m = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{m-2}}{2} - a_{m-1} + \frac{a_m}{2}\right) + \frac{a_m}{2}.$$

Arvestades seost (3.8) võime lugeda

$$\frac{a_{m-2}}{2} + \frac{a_m}{2} \approx |a_{m-1}|. \quad (3.10)$$

Seetõttu on kõik sulgavaldised väärtused nulliga ja

$$A_m = \frac{a_1}{2} + \frac{a_m}{2}.$$

Juhul kui $m = 2\ell$, saame rea (3.9) kirjutada kujul

$$A_m = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{m-3}}{2} - a_{m-2} + \frac{a_{m-1}}{2}\right) + \frac{a_{m-1}}{2} - a_m.$$

Arvestades seost (3.10), saame

$$A_m = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{m-1}}{2} - a_m.$$

Kui tsoonide arv on suur, siis

$$\frac{a_{m-1}}{2} - a_m \approx -\frac{a_m}{2}.$$

Seega

$$A_m = \frac{a_1}{2} - \frac{a_m}{2}.$$

Mõlemal juhul saadud tulemused võime kirjutada koos

$$A_m = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_m}{2}, \quad (3.11)$$

kus märk " + " on siis, kui $m = 2\ell + 1$ ja märk " - " siis, kui $m = 2\ell$.

Kui valgusallikast V punkti P leviva laine teel takistus ei ole, siis peab viimaseks tsooniks, mille mõju me arvestame, olema tsoon, mille $K = 0$. Valemi (3.1) järgi on sellest tsoonist pärineva sekundaarlaine amplituud null. Summaarne amplituud

$$A_m = A_\infty = \frac{a_1}{2}.$$

Intensiivsus on vaadeldaval juhul

$$I_\infty \sim \frac{a_1^2}{4}. \quad (3.12)$$

Kui valguslaine teel asetseb ekraan, milles oleva ava pindala võrdub täpselt esimese Fresneli tsooni pindalaga, siis

$$A_m = A_1 = a_1$$

ja intensiivsus

$$I_1 \sim a_1^2. \quad (3.13)$$

Seos (3.13) on saadud eeldusel, et ekraaniga varjatud lainefrondi osa mingit mõju punktis P ei avalda. Seoste (3.12) ja (3.13) võrdlusest nähtub, et vaba lainefrondi korral on valguse intensiivsus punktis P väiksem, kui valguse teel oleva väikese avaga ekraani korral. Me võime väita, et resultantlaine amplituud punktis P on taandata esimese tsooni pindalast väiksema ala toimele. Fresneli tsooni pindala on väike (näiteks kauguse $a = 1$ m, $b = 1$ m ja $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm korral on $\sigma \approx 1$ mm²) ja seetõttu valgus levib punktist V punkti P nagu mööda väikese ristlõikega kanalit, s. o. sirgjooneliselt.

Lainefrondi tsoonideks jaotamise idee õigsust on võimalik eksperimentaalselt kontrollida. Seosest (3.3) saame

$$h_m^2 = 2ax,$$

kusjuures on arvestatud, et $x^2 \approx 0$. Asendame seosest (3.4) x ja me saame

$$h_m = \sqrt{\frac{mab}{a+b}} \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.14)$$

Fresneli tsoonide raadiused on võrdelised ruutjuurega täisarvudest. Joonistame nüüd suvaliselt valitud a , b ja λ väärtuse korral ringid raadiustega, mis on võrdelised m -ga. Ringjoonte vahele jäävad alad vastavad Fresneli tsoonidele. Värvime paaris numbritega tsoonidele vastavad alad mustaks ja fotografeerime saadud pildi. Plaadil saadakse tumedate ja heledate rõngaste süsteem (joonis 110). Sellist plaati nimetatakse tsooniplaadiks. Kui me plaadi asetame punktvalgusallikast väljuva valguslainetele nii, et plaadi esimese ala pindala ühtib lainefrondi esimese Fresneli tsooni pindalaga, siis ühtivad ka ülejäänud alad plaadil vastavate tsoonidega. Ku-
na tsooniplaati võivad lähida



Joonis 110.

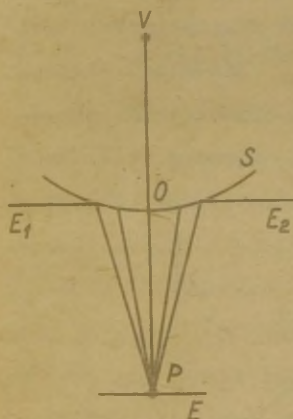
vaid paaritu arvulistele tsoonidele vastavad sekundaarlained ja et nende amplituudid punktis P on kõik ühemärgilised, siis interferentsi tulemusena nad tugevdavad üksteist ja valguse intensiivsus on märgatavalt suurem kui plaadi puudumisel. Teisiti: tsooniplaadi toime on analoogiline positiivse läätse toimega.

3. LIHTSAMAD DIFRAKTSIOONIPROBLEEMED.

Lainefrondi tsoonideks jaotamise meetod võimaldab ennustada mõningate lihtsamate difraktsiooninähtuste kulgu. Ennustuse eksperimentaalne kontrollimine peab kummutama või tõepäraseks tunnistama Fresneli hüpoteesi.

3.1. Difraktsioon ümarguse ava korral.

Punktvalgusallikast V väljuv keralaine langeb ekraanile E_1E_2 , milles on ümargune ava. Difraktsiooni jälgime punktis P , mis asub valgusallikat V ja ava tsentrit O ühendaval sirgel (joonis 111). Pinnal S valime piki ekraani E_1E_2 , ava kohal olgu selleks aga osa



Joonis 111.

kerapinnast, mille keskpunkt ühtib valgusallikaga V . Intensiivsuse määramisel punktis P peame arvestama vaid ava kohal olevaid Fresneli tsoone. Kuna ava mõõtmed on piiratud, siis jaotub selle kohal olev lainefront lõplikuks arvuks tsoonideks. Kui ava pindala vastab esimese Fresneli tsooni pindalale, siis on valgustus punktis P

tugevam kui ekraani puudumisel. Vastab aga ava pindala kahe Fresneli tsooni pindalale, on vaadeldavas punktis valguse intensiivsus minimaalne. Kolme tsooni korral on amplituud

$$A_m = a_1 - a_2 + a_3 = a_1 - (a_2 - a_3) < a_1,$$

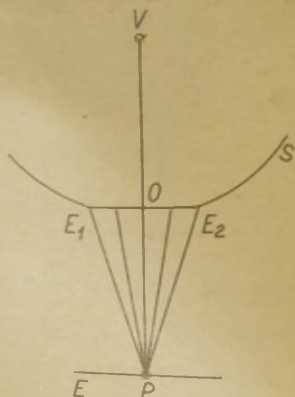
kuid arvestades, et amplituundide suurus kahaneb aeglaselt, ei ole valguse intensiivsus punktis P palju väiksem kui ühe tsooni suuruse ava korral. Me võime tulemust üldistada ja väita: kui ava pindala on võrdne paaritu arvu tsoonide pindalaga, siis punktis P on märgatav intensiivsus, kui aga ava pindala on võrdne paaris arvu tsoonide pindalaga, siis on punktis P intensiivsus minimaalne. Ava kohal oleva lainefrondi osa tsoonide arv sõltub punkti P asukohast sirgel VO . Siit järeldub, et ekraani E nihutamisega sirge VO sihis peab punktis P valguse intensiivsus perioodiliselt muutuma. Seda järeldust kinnitab eksperiment.

3.2. Difraktsioon ümmarguse ekraani korral.

Punktvalgusallikast V väljuvate valguskiirte teel asetseb väike ümmargune ekraan E_1E_2 . Ühendame sirgega punkti V ekraani keskpäigaga O ja orienteerime ekraani nii, et ta oleks risti sirgega VO (joonis 112). Punkt P , kus me difraktsiooni vaatame, asugu sirgel VO . Pind S ühtluga ekraaniga ja ekraani äärest alates olgu ta kerapind, mille tsentriks on V . Olgu ekraani pindala võrdne Fresneli esimese tsooni pindalaga. Amplituud punktis P avaldub järgmise summana

$$A_m = -a_2 + a_3 - a_4 + \dots$$

Kuna tsoonide arv piiratud ei



Joonis 12.

ole, siis

$$A_{\infty} = -\frac{a_2}{2}. \quad (3.15)$$

Teisest tsoonist pärinev amplituud erineb vähe esimese tsooni amplituudist a_1 , mistõttu valguse intensiivsus punktis P on praktiliselt samasugune kui ekraani puudumise korral! Saadud tulemust on võimalik üldistada. Kui ekraani pindala on võrdne m esimese Fresneli tsooni pindalaga, siis amplituud punktis P

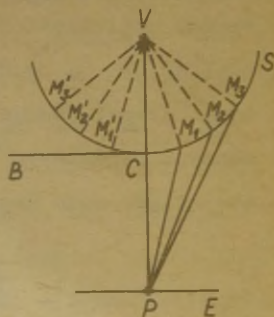
$$A_m = \pm \frac{a_{m+1}}{2}. \quad (3.16)$$

Kui m ei ole eriti suur, siis valguse intensiivsus punktis P ei sõltu oluliselt ekraani suurusest ja punktis P on ikka märgatav intensiivsus. Ka seda järeldust kinnitab eksperiment.

3.3. Difraktsioon lõpmatu pooltasandi äärel.

Olgu meil sileda servaga lõpmatu pooltasand, mille lõikejoon joonise tasapinnaga on BC. Asugu punktvalgusallikas V tasandiga risti oleval ja selle äärepunkti C läbival sirgel (joonis 113). Ekraan E olgu risti sirgega VC. Ülesandeks on leida intensiivsuse jaotus ekraanil E punkti P ümbruses. Võtame pinnaks S kerapinna nii, et see läbiks punkti C. Vaadeldaval juhul ei ole otstarbekas lainefrondi jaotamine Fresneli rõngastsoonideks. Tsoonideks jaotamine viiakse nüüd läbiteisiti. Võtame joonisel punktid $M_1, M_1', M_2, M_2', \dots$, kusjuures

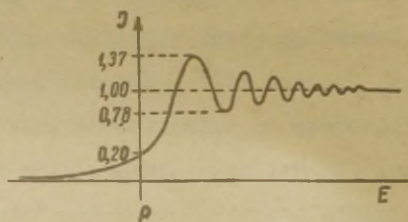
Läbi valgusallika V ja punktide $M_1, M_1', M_2, M_2' \dots$ võtame tasandid, mis on paralleelsed pooltasandi servaga. Pind S jaguneb tsoonideks, mille pindalad kahanevad kaugenemisega tsentraalsest tsoonist. Pindalad suhtuvad nagu $1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : 0,23 \dots$



Joonis 113.

Antud juhul vähenevad sekundaarlainete amplituudid nii suunafunktsiooni kui ka tsoonide pindalade vähenemise tõttu. Naabertsoonidest pärinevad sekundaarlained on vastupidiste faasidega.

Amplituudi jaotuse leidmine on kõige lihtsam graafiliselt ja toimub Cornu spiraali abil. Intensiivsuse jaotus ekraanil E punkti P ümbruses on esitatud joonisel 114.



Joonis 114.

3.4. Märkusi Huygensi-Fresneli printsiibi kohta.

Me nägime, et Huygensi-Fresneli printsiip võimaldab rahuldavalt seletada mitut difraktsioonijuhtu. Märkime nüüd lühidalt ka selle printsiibi puudused.

a. Huygensi-Fresneli printsiip ei võimalda õigesti määrata liitlaine faasi. Arvutatud faas erineb eksperimentaalselt määratust $\frac{\pi}{2}$ võrra. Liitlaine õige faasi saamiseks tuleb igale sekundaarlainele lisada faas $\frac{\pi}{2}$.

b. Interferentsiprintsiibi lisamine ei kõrvalda Huygensi printsiibile omast raskust, mis seisneb kahe laine olemasolus. Tõepoolest, kui lainefrondi igast punktiist väljub keralaine, siis peaks sekundaarlainete interferentsi tulemusena tekkima kaks lainet: üks, mis levib edasi (seda me senini olemegi ainult vaadelnud) ja teine, mis peaks levima laineallika suunas, s. o. tagasi. Tagasi leviva laine puudumist võime mõista, kui võtame arvesse keskkonna erinevad seisundid lainefrondi ees ja taga. Lainefrondi ees keskkonna häiritus puudub, kuid lainefrondi taga see nii ei ole, kuna laine just äsja läbis selle piirkonna. Võib kujutleda, et tagasi leviv laine kompenseerib keskkonna häirituse ja seepärast puudub. Seevastu ettepoole leviv laine tekitab keskkonna häirituse ja seetõttu säilib.

c. Printsiibi puuduseks on suunafunktsiooni $K(\varphi)$ suvaline kasutamine.

Kirchhoff andis 1882. a. Huygensi-Fresneli printsiip-

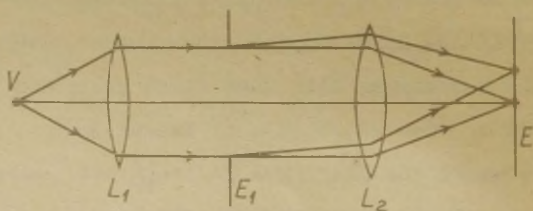
bile matemaatilise põhjenduse, mis kõrvaldas eespool märgitud puudused.

4. PARALLEELSETE KIIRTE DIFRAKTSIOON.

Senini me käsitlesime sfäärilise laine difraktsiooni, kusjuures tõkke ja vaatluspunkti vaheline kaugus oli lõplik. Niisuguseid difraktsiooninähtusi uuris Fresnel ja seejärel on nad tuntud Fresneli difraktsioonina.

Difraktsioon tekib ka siis, kui tõkkele või avale langeb tasalaine, s. o. paralleelne valguskiirte kimp. Tekkivaid difraktsiooninähtusi nimetatakse nende uurija nime järgi Fraunhoferi difraktsiooniks. Praktiliste rakenduste seisukohalt on Fraunhoferi difraktsioon võrratult tähtsam Fresneli difraktsioonist.

Katse skeem Fraunhoferi difraktsiooni uurimiseks on järgmine. Väike valgusallikas V asetseb läätses L_1 fokaaltasandis (joonis 115).

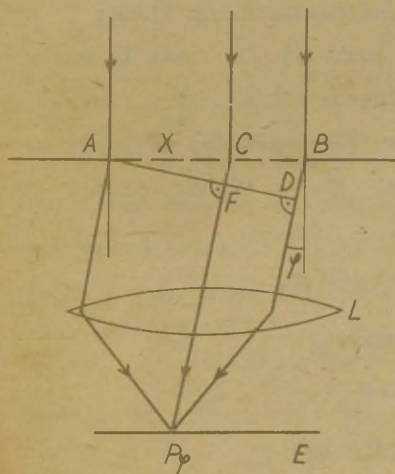


Joonis 115.

Läätsest väljub enam-vähem paralleelne valguskiirte kimp. Kiirte tee paigutatakse difraktsiooni põhjustav objekt E_1 . Uuritava objekti taga asetseb teine lääts L_2 , mille fokaaltasandil difraktsioonipilt tekib.

On võimalik lahendada kaheksaühesed ülesandeid. Antud on näiteks ava iseloomustavad parameetrid ja tuleb leida intensiivsuse jaotus läätse L_2 fokaaltasandil. Kuid ka pöördülesanne on lahendatav: mõõdetakse intensiivsuse jaotus fokaaltasandil ja arvutatakse difraktsiooni põhjustava objekti karakteristikud.

1. Asugu paralleelsete monokromaatsete valguskiirte teel ekraan, milles on ristkülikukujuline ava. Ava laius olgu b ja pikkus a , kusjuures $b \ll a$. Niisugust ava nimetatakse piluks. Valgus langegu pilule risti. Arvutame intensiivsuse jaotuse läätse L fokaaltasandil E (joonis 116). Jaotame pilu pinna reaks võrdse laiusega paral-



Joonis 116.

leelseteks ribadeks. Iga riba vaadeldakse uue tasalaine allikana. Kõigi sekundaarlainete faasid on ühesugused ja amplituudid võrdsed, sest ribade pindalad on võrdsed. Nende lainete levimissuuna ja langeva laine levimissuuna vaheline nurk olgu φ . Niisuguseid laineid nimetatakse difrageerunud laineteks. Lainete normaaliid määravad ära difrageerunud valguskiir-

te suuna. Difrageerunud lainete lainepinna lõikejoon joonise tasandiga on AD . Arvutame intensiivsuse ekraanil E

punktis P_φ . P_φ asukoht sõltub nurgast φ . Vaatleme punkti C ümbruses riba laiusena dx . Kuna sekundaarlaine amplituud a on võrdeline riba laiusena, siis

$$a = c dx, \quad (3.17)$$

kus c on võrdetegur. Pilu otse läbinud valguslaine amplituud olgu A_0 . Seose (3.17) põhjal $A_0 = c \cdot b$, millest saame $c = A_0/b$. Punktis C on sekundaarlaine hälve

$$du = \frac{A_0}{b} dx \cos \omega t. \quad (3.18)$$

Sekundaarlainete mõju määramiseks punktis P_φ peame teadma, millise faasiga lained sinna saavad. On ilmne, et faas alates pinnast AD kuni punktini P_φ enam ei muutu. Seega tuleb arvutada faasi erinevus pinnal AD. Punkti A ja suvalist punkti C sisaldavatest ribadest pärinevate sekundaarlainete käiguvahe pinnal AD on võrdne lõiguga CF. Kui katse toimub õhus, siis

$$\Delta L = CF = x \sin \varphi.$$

Sellele käiguvahele vastab faasivahe

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi.$$

Hälve pinnal AD avaldub järgmiselt

$$du = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi). \quad (3.19)$$

Summaarse hälbe leidmiseks punktis P_φ tuleb kõigi sekundaarlainete hälbed liita. Seega

$$u = \int du = \frac{A_0}{b} \int \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi) dx.$$

Integraali ei ole raske arvutada ja me saame

$$u = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} \cos(\omega t - \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi). \quad (3.20)$$

Avaldisest (3.20) leiame resultantlaine amplituudi

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (3.21)$$

Juhul kui φ on väike, siis $\sin \varphi \approx \varphi$ ja seosest (3.21) saame

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \varphi}. \quad (3.22)$$

Intensiivsus punktis P_φ on arvutatav seosest (3.21)

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}, \quad (3.23)$$

kus $I_0 = A_0^2$.

Leiame funktsiooni I_φ miinimumide ja maksimumide asukohad. Seosest (3.23) näeme, et $\varphi = 0$ korral $I_\varphi = I_0$, mis vastab otse läbi pilu tulnud valguse intensiivsusele. Avaldise (3.23) võime kirjutada kujul

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 x}{x^2}, \quad (3.24)$$

kus

$$x = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi.$$

Miinimumide ja maksimumide leidmiseks võtame avaldisest (3.24) tuletise, millest pärast nulliga võrdsustamist saame

$$\frac{\sin x}{x} (x \cos x - \sin x) = 0.$$

Silt saame kaks võrrandit

$$\frac{\sin x}{x} = 0 \quad (3.25)$$

ja

$$x = \tan x. \quad (3.26)$$

Võrrandi (3.25) lahendid leiame, kui

$$\sin x = \sin\left(\frac{\sqrt{b}}{\lambda} \sin \varphi\right) = 0,$$

millest

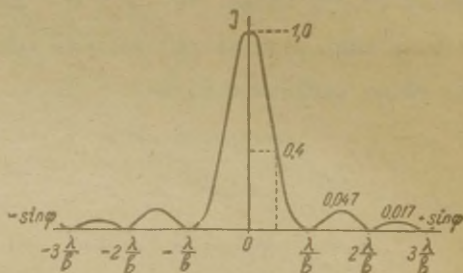
$$\sin \varphi = m \cdot \frac{\lambda}{b}, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.27)$$

Seosega (3.27) määratud nurga φ väärtuste korral on $J_\varphi = 0$ ja tingimus (3.27) määrab miinimumide asukohad.

Võrrandi (3.26) lahendid määravad intensiivsuse maksimumide asukohad. Need asuvad seal, kus

$$\sin \varphi = \pm 1,43 \frac{\lambda}{b}; \pm 2,46 \frac{\lambda}{b}; \pm 3,47 \frac{\lambda}{b}, \dots \quad (3.28)$$

Intensiivsuse kõik fokaaltasandil on esitatud joonisel 117.



Joonis 117.

Seosest (3.27) näeme, et pilu laiuse b vähenemisel φ kasvab, s. o. miinimumid eemalduvad üksteisest. Kui

$b = \lambda$ ja $m = \pm 1$, siis on $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ja esimesed miinimumid asetsevad lõpmatuses, mis sisuliselt tähendab seda, et difraktsioonipilt puudub. Kui $b < \lambda$, siis $\frac{\lambda}{b} > 1$ ja miinimumide tekkimine on võimatu.

Difraktsioonipildi saamiseks on tarvis, et $b > \lambda$. Kui aga $b \gg \lambda$, siis on nurk φ väike, kõik miinimumid surutakse kokku tsentraalse maksimumi lähedusse ja difraktsioonipilt muutub taas halvasti vaadeldavaks või kaob üldse. Järelikult on korraliku difraktsioonipildi saamiseks väga oluline õigesti valida pilu laius.

2. Olgu paralleelsete monokromaatsete valguskiirte teel ristkülikukujuline ava, mille pikkus on a ja laius b . Täpselt peab difraktsioonipilt olema mõlemas suunas sümmeetriline. Difrageerunud kiirte suuna määramiseks peame nüüd kasutama kahte nurka φ ja ψ . Intensiivsuse avaldises peab olema kaks seosega (3.23) analoogilist tegurit. Arvutus näitab, et

$$I_{\varphi, \psi} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \psi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \psi\right)^2}, \quad (3.29)$$

kus I_0 tähendab valguse intensiivsust suunas $\varphi = \psi = 0$.

Seosest (3.29) leiame, et $I_{\varphi, \psi} = 0$, kui on täidetud vähemalt teine kahest alljärgnevast seosest

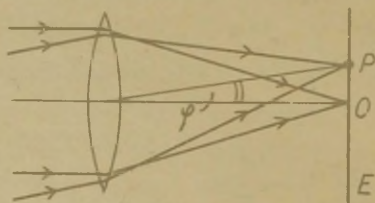
$$\sin \varphi = \frac{\lambda \ell}{a}; \quad \ell = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.30)$$

ja

$$\sin \psi = \frac{\lambda m}{b}; \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.31)$$

3. Asetsegu paralleelsete valguskiirte teel ekraan ümmarguse avaga. Selline on olukord näiteks siis, kui teleskoobiga vaadata tähti. Tähtedelt tulev valgus koosneb paralleelsetest kiirtest. See valgus langeb pikksilma objektiivile, mida võime vaadelda kui ümmargust ava. Objektiivi fokaaltaesandil tekkiv difraktsioonipilt on samasugune kui paralleelsete valguskiirte teel asetseva ümmarguse avagaakraani korral. Difraktsioonipilt fokaaltasandil koosneb heledatest ja tumedatest rõngastest. Tsentraalses osas on heledus maksimaalne.

Probleemi matemaatiline käsitlemine on mõnevõrra keerukam kui pilu või ristkülikukujulise ava korral, seetõttu me selle esitamisest siin loobume. Arvutused näitavad, et esimese tumeda rõnga P nurkraadius φ (joonis 118) ra-



Joonis 118.

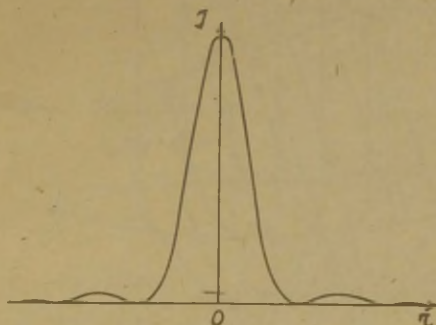
huldab tingimust

$$\sin \varphi = \frac{0,61 \lambda}{R}, \quad (3.32)$$

kus R on ava raadius. Esimesele tumedale rõngale järgneva maksimumi asukoht on määratud seosega

$$\sin \varphi = \frac{0,81 \lambda}{R}. \quad (3.33)$$

Maksimumide intensiivsused kahanevad väga kiiresti. Nii moodustab teise maksimumi intensiivsus vaid 2 % tsentraalse maksimumi intensiivsusest. Intensiivsuse käik on esitatud joonisel 119, kusjuures abstsisssteljel on kaugus difraktsioonipildi tsentrist.



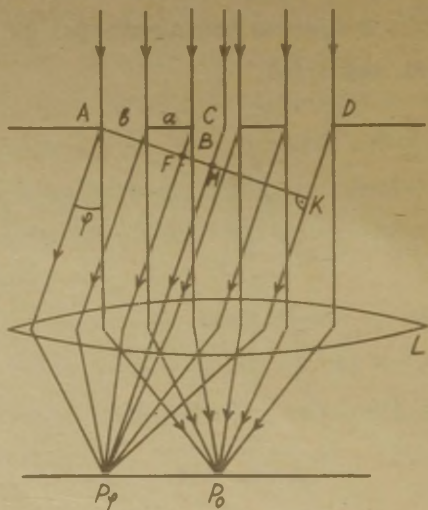
Joonis 119.

5. DIFRAKTSIOONIVÕRE.

Asetsegu valguskiirte teel pilude süsteem, mis koosneb N pilust. Iga pilu laius olgu b ja kahe naaberpilu vaheline kaugus a . Sellist pilude süsteemi nimetatakse difraktsioonivõreks. Kaugus $a + b = d$ on difraktsioonivõre konstant.

Langegu valgus võre tasandiga risti. Ülesandeks on leida valguse intensiivsuse jaotus läätse L fokaaltasandil (joonis 120). Liitlaine amplituudi leidmiseks tuleb esmalt liita ühest pilust pärinevad sekundaarlained, nii nagu me seda tegime eelmises punktis, ja siis omakorda sum-

meerida kõigi pilude mõju. Olgu kahe naaberpilu vastavate punktide (A ja B) vaheline käiguvahe $\Delta = BF$.



Joonis 120.

Sellele käiguvahele vastab faasivahe $k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta$, kus k on lainearv. $\ell + 1$ -se pilu punkti C ümbruses võetud riba laiusega dx tekitab sekundaarlaine, mille hälve pinnal AK punkti M ümbruses

$$du = \frac{A_0}{b} dx \cos[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(x \sin \varphi + \ell \Delta)].$$

Vastavalt valemile (2.26) võime kirjutada

$$du = \frac{A_0}{b} e^{i[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(x \sin \varphi + \ell \Delta)]} dx. \quad (3.34)$$

Summaarse võnkumise hälve läätse fokaaltasandil

$$u = \sum_{\ell=1}^N \int_0^b \frac{A_0}{b} e^{i[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(x \sin \varphi + \ell \Delta)]} dx. \quad (3.35)$$

Integraal on kergesti arvutatav ja me saame

$$u = \frac{A_0}{b} \frac{\lambda}{i 2\pi \sin \varphi} \sum_{\ell=1}^N \left[e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(b \sin \varphi + \ell \Delta))} - e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \ell \Delta)} \right].$$

Siit saame

$$u = \frac{A_0 \lambda}{b \pi \sin \varphi} \frac{e^{-i \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} - e^{i \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}}{2i} \sum_{\ell=1}^N e^{i(\omega t - \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi - \frac{2\pi}{\lambda} \ell \Delta)}.$$

Euleri valemeist järeldub, et

$$\frac{e^{-i \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} - e^{i \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}}{2i} = -2i \sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right).$$

Järelikult

$$u = -A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} \sum_{\ell=1}^N e^{i(\omega t - \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi - \frac{2\pi}{\lambda} \ell \Delta)} \quad (3.36)$$

Tähistame

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \omega t - \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi \\ \eta &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \end{aligned} \right\} \quad (3.37)$$

Seega

$$u = -A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} \sum_{\ell=1}^N e^{i(\xi - \ell \eta)} \quad (3.38)$$

Kerge on näha, et arvutatav summa moodustab geomeetrilise rea. Kirjutame välja selle rea liikmed

$$\sigma = \sum_{\ell=1}^N e^{i(\xi - \ell \eta)} = e^{i(\xi - \eta)} + e^{i(\xi - 2\eta)} + \dots + e^{i(\xi - N\eta)}$$

Geomeetrilise rea summa arvutamise eeskirja kohaselt

$$\sigma = \frac{e^{i(\xi-\eta)}(e^{-iN\eta}-1)}{e^{-i\eta}-1} = \frac{e^{i\xi}[e^{-i\eta(N+1)}-e^{-i\eta}]}{e^{-i\eta}-1}.$$

Tehes asenduse seoses (3.38) leiame hálbe lõplikul kujul

$$u = -A_0 \frac{\sin(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} \cdot \frac{(e^{-i(N+1)\eta} - e^{-i\eta})e^{i\xi}}{e^{-i\eta} - 1} \quad (3.39)$$

Kiitlaine amplituud

$$A_\varphi = -A_0 \frac{\sin(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)(e^{-i\eta(N+1)} - e^{-i\eta})}{(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)(e^{-i\eta} - 1)}. \quad (3.40)$$

Intensiivsuse arvutamiseks tuleb leida korrutis $A_\varphi A_\varphi^*$.

Seega

$$J_\varphi = |A_\varphi|^2 = A_\varphi A_\varphi^* = J_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)(e^{-i(N+1)\eta} - e^{-i\eta})(e^{i(N+1)\eta} - e^{i\eta})}{(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)^2 (e^{-i\eta} - 1)(e^{i\eta} - 1)}.$$

Pärast eksponentsiaallikkete korrutamist ja Euleri valemite kasutamist saame

$$J_\varphi = J_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)(1 - \cos N\eta)}{(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)^2 (1 - \cos \eta)} = J_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi) \sin^2 N \frac{\eta}{2}}{(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)^2 \sin^2 \frac{\eta}{2}}.$$

Asendame η seosest (3.37) ja me saame

$$J_\varphi = J_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)}{(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)^2} \cdot \frac{\sin^2(N \frac{\pi \Delta}{\lambda})}{\sin^2(\frac{\pi \Delta}{\lambda})}. \quad (3.41)$$

Jooniselt 120 näeme, et

$$\Delta = BF = d \sin \varphi.$$

Seetõttu seos (3.41) omandab pärast Δ asendamist lõp-liku kuju

$$J_\varphi = J_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)}{(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi)^2} \cdot \frac{\sin^2(N \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda})}{\sin^2(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda})}. \quad (3.42)$$

Kui $N = 1$, saame seosest (3.42) seose (3.23), mis kirjeldas ühte pilu läbinud valguse intensiivsuse käiku ekraanil.

Seose (3.42) võime lühidalt üles kirjutada kolme teguri korrutisena

$$J_{\varphi} = J_0 J' J'' \quad (3.43)$$

kus

$$J' = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2} \quad (3.44)$$

ja

$$J'' = \frac{\sin^2\left(N \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)}. \quad (3.45)$$

I_0 vastab ühte pilu läbinud valguse intensiivsusele punktis P_0 . Kui $\varphi \rightarrow 0$, siis $J' \rightarrow 1$ ja $J'' \rightarrow N^2$ ning $J_{\varphi} = N^2 J_0$. Teine tegur I' iseloomustab ühte pilu läbinud valguse intensiivsuse jaotust. I'' käigus kajastub N pilu koosmõju. Arvutame I'' miinimumide ja maksimumide kohad. Me võime I'' kirjutada kujul

$$J'' = \frac{\sin^2 N v}{\sin^2 v},$$

kus

$$v = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi.$$

Nüüd on kerge leida miinimumide ja maksimumide asukohti määravad võrrandid. Selleks tuleb lahendada võrrand

$$\frac{d}{dv} \left(\frac{\sin^2 N v}{\sin^2 v} \right) = 0.$$

Me saame siit kaks võrrandit

ja

$$\left. \begin{aligned} \sin Nv &= 0 \\ \tan Nv - N \tan v &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.46)$$

Esimese võrrandi lahendamisel saame miinimumkohad. $I'' = 0$ seal, kus

$$\sin \varphi = \frac{m' \lambda}{Nd}, \quad m' = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.47)$$

väljaarvatud 0, N, 2 N ... , sest nende m' väärtuste korral on intensiivsus maksimaalne. Teise võrrandi (3.46) lahendamisel saame maksimumid, mis jagunevad kahte rühma: pea- ja kõrvalmaksimumid. Peamaksimumide korral

$$\sin \varphi = \frac{m \lambda}{d}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.48)$$

Arvu m nimetatakse spektri järguks. Peamaksimumi kohal $I'' = N^2$. Arvutame nüüd I_{φ} peamaksimumide kohal

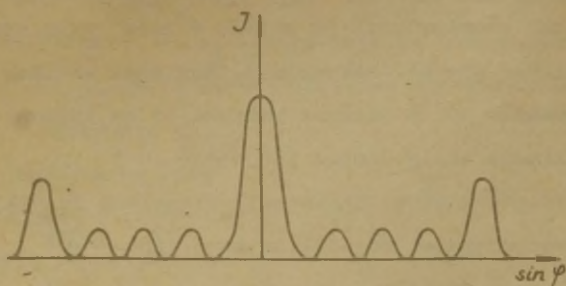
$$I_{\varphi, \max} = \frac{I_0 N^2 d^2}{\pi^2 m^2 b^2} \sin^2 \left(\frac{\pi m b}{d} \right). \quad (3.49)$$

Me näeme, et intensiivsus maksimumi kohal on võrdeline pilude arvu ruuduga ja pöördvõrdeline spektri järgu ruuduga.

Võrreldes seoseid (3.47) ja (3.48) näeme, et miinimumid paiknevad peamaksimumidest N korda tihedamini. Kahe peamaksimumi vahel on $N - 1$ miinimumi. Miinimumid on eraldatud kõrvalmaksimumidega, mida on kahe peamaksimumi vahel $N - 2$. Joonisel 121 on toodud intensiivsuse jaotus ekraanil, kui $N = 5$. (Intensiivsuste vahakord ei ole joonisel õige.)

Pilude arvu suurendamisega kõrvalmaksimumide intensiiv-

sus väheneb, kuna peamaksimumide intensiivsus suureneb ja nad muutuvad märgatavalt kitsamaks.



Joonis 121.

Peamaksimumi tingimus (3.48)

$$d \sin \varphi = m \lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

on tuntud difraktsioonivõre valemina.

Me näeme, et peamaksimumi asukoht on võrdeline valguse lainepikkusega. Seetõttu on võimalik difraktsioonivõret kasutada valgust disperseeriva süsteemina.

Teades difraktsioonivõre konstanti d , spektri järku m ja mõttes φ , võime seosest (3.48) arvutada valguse lainepikkuse. Selles seisnebki difraktsioonivõre olulisemaid rakendusalasid.

Esmakordselt võttis difraktsioonivõre kasutusele J. Fraunhofer 1819. a. Fraunhoferi võred olid võrdlemisi primitiivsed. Esimesed võred valmistati väga peenest traadist, mis mähiti kahele paralleelsele vindiga kruvile. Hiljem Fraunhofer tõmbas spetsiaalset masinat kasutades teemantnoaga paralleelsed kriipsud klaasi pinnale. Kriipsu

koht valgust läbi ei lase ja toimib tõkkena, kuna rikku-
mata klaasi pind laseb valguse läbi ja toimib piluna.

Võrede valmistamisel tegi märgatavaid edusamme Row-
land, kes konstrueeris ja ehitas võrede valmistamiseks
spetsiaalsed graveerimismasinad. Rowlandi masinaga oli võ-
malik tõmmata 10 cm pikkusi kriipse 15 cm laiuselt. Row-
landi esimene masin tõmbas 560 joont
mm.

Rowlandi masinat täiustasid Michelson ja hiljem Wood.
Tänapäeva parematel võredel on kuni 1200 joont
mm.

6. DIFRAKTSIOON MITMEMÕOTMELISTE VÕREDE KORRAL.

Langegu paralleelne monokromaatne valguskiirte kimp
kaldu ühemõotmelisele võrele. Langevate kiirte suuna mää-
rame võre tasandi suhtes. Olgu vastav nurk α_0 (joonis
122). Difrageerunud kiire ja võretasandi vaheline nurk ol-
gu α . Kui võre asetseb õhus, siis käiguvahe

$$\Delta L = AD - BC = d(\cos \alpha - \cos \alpha_0),$$

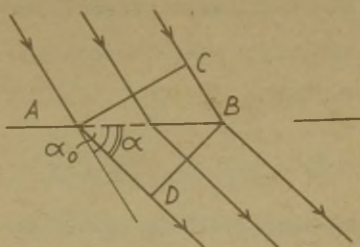
kus d on võrekonstant. Peamaksimumid on määratud tingimu-
sega

$$d(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.50)$$

Saadud seos on üldisem kui (3.48).

Olgu meil tasapinnaline võre, millel on kaks risti
asetsevat pilude süsteemi. Me võime kumbagi pilude süsteemi
vaadata kui omaette võret, sest sellise võre toime on

ekvivalentne kahe ühemõõtmelise võre toimega kui võrede pilud asetsevad risti. Ühe "võre" pilud olgu vertikaalsed ja teisel "võrel" horisontaalsed. Vertikaalsete piludega "võre" võrekonstant olgu d_1 ja horisontaalselt asetseval "võrel" - d_2 . Kui toimiks ainult vertikaalselt asetsev pilude süsteem, saaksime maksimumid horisontaalses tasapinnas. Ainult horisontaalse pilude süsteemi korral asetseksid maksimumid vertikaalses tasapinnas. Maksimumide asukohad määrab seos (3.50).



Joonis 122.

Leiame nüüd mõlema pilude süsteemi samaaegsel toimimisel tekkivate maksimumide asukohti määravad tingimused. Võtame võre tasapinna xy -tasapinnaks, kusjuures x -telg olgu paralleelne horisontaalsete piludega ja y -telg - vertikaalsete piludega (joonis 123). z -telje suund ühtigu valguse levimise suunaga. Võrele langegu paralleelne monokromaatne kiirtekimp. Langevate valguskiirte suuna määrame nurkadega kiirte ja telgede vahel. x -, y -, z -telje ja kiirte vahelised nurgad olgu α_0 , β_0 ja γ_0 . Difrangeerunud kiirte suuna määrame analoogiliselt, vastavad nurgad olgu α , β , γ . Seose (3.50) põhjal võime väita, et x -telje sihis on maksimumid määratud tingimusega

$$d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = m_1 \lambda, \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (3.51)$$

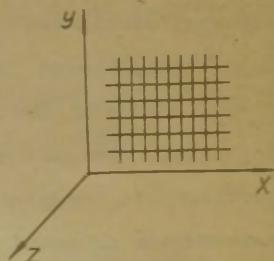
ja y-telje sihis tingimusega

$$d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) = m_2\lambda, \quad m_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.52)$$

Difrageerunud kiirte suuna määramiseks peame teadma veel ka nurka γ . Nurkade defineerimisest järeldub, et nende koosinused on ekvivalentseid analüütilisest geometriast tuntud sirge sihikoosinustega ja seetõttu

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1. \quad (3.53)$$

Seoste (3.51) ja (3.52) samaaegsel kehtimisel saame peamaksimumid. Me näeme, et igale lainepikkusele λ võime alati leida etteantud m_1, m_2 korral vastava maksimumi.



Joonis 123.

Käsitleme nüüd difraktsiooni kolmemõõtmeliste võrede korral. Niisuguse võre moodustavad kristallis korrapäraselt paiknevad aatomid või ioonid. Valime koordinaatteljed nii, et nad oleksid paralleelsed piludega. Olgu x-telje suunas võrekonstant d_1 , y-telje suunas - d_2 ja z-telje suunas - d_3 .

Võrele langeva paralleelse kiirtekimbu suund olgu määratud koordinaattelgedes suhtes nurkadega α_0, β_0 ja γ_0 ; kuna difrageerunud kiirte suund olgu antud nurkadega α, β, γ . Eelnenut arvestades ei ole raske mõista, et maksimumide tekkimise tingimused on järgmised

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= m_1\lambda, \quad m_1 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) &= m_2\lambda, \quad m_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ d_3(\cos\gamma - \cos\gamma_0) &= m_3\lambda, \quad m_3 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (3.54)$$

ja

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1. \quad (3.55)$$

Seosed (3.54) on tuntud Laue tingimuste nime all. Nendest järeldub, et kiirte fikseeritud langemissuuna korral, mistahes lainepikkusele λ me ei leia etteantud järku (m_1, m_2, m_3) difraktsioonimaksimumi. Tõepoolest, arvutades seostest (3.54) $\cos\alpha$, $\cos\beta$ ja $\cos\gamma$ ning asendades leitud suurused seosesse (3.55), võime leida lainepikkuse, mille puhul maksimumi tekkimine on võimalik. Me saame

$$\lambda = \frac{-2 \left(\frac{m_1 \cos\alpha_0}{d_1} + \frac{m_2 \cos\beta_0}{d_2} + \frac{m_3 \cos\gamma_0}{d_3} \right)}{m_1^2/d_1^2 + m_2^2/d_2^2 + m_3^2/d_3^2}. \quad (3.56)$$

See on oluliselt erinev tulemus võrreldes ühe- ja kahemõõtmeliste võredega, kus igale lainepikkusele võisime leida vastavad difraktsioonimaksimumid.

Difraktsioon kolmemõõtmelistel võredel esineb röntgenikiirte läbiminekul kristallist.

7. RÖNTGENIKIIRTE TEKKIMINE.

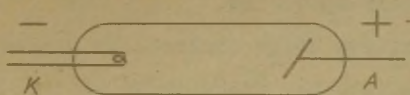
Röntgenikiired avastas W. Röntgen 1895. a. uurides gaaslahendusnähtusi Crookes'i torus. Röntgen märkas, et

toru anoodipoolse otsa läheduses asetsev kristall helendus. Ta tegi kindlaks, et helenduse põhjustavad torust väljuvad uut tüüpi kiired. Röntgen nimetas kiiri x-kiirteks, kuid hiljem on neid avastaja auks hakatud nimetama röntgenikiirteks.

Röntgenikiired tekivad suure kiirusega liikuvate elektronide põrkumisel tahke kehaga. Klassikalises elektrodünaamikas tõestatakse, et iga kiirendusega liikuv elektrilaeng kiirgab elektromagnetilisi laineid. Mida suurem kiirendus, seda lühilainelisem on tekkiv kiirgus. Nii on lugu ka Crookes'i torus. Anoodi ja katoodi vahelises elektriväljas kiirendatakse elektrone ja kui nad põrkuvad toru seinaga, nende liikumine pidurdub, s. t. tekib suur negatiivne kiirendus. Kooskõlas teooriaga kiirgavadki nüüd elektronid lühilainelisi elektromagnetilisi laineid. Seda röntgenikiirguse liiki nimetatakse ka pärssikiirguseks. Eelnenust järeldeb, et röntgenikiirte tekkimiseks on vajalikud suure kiirusega liikuvad elektronid, mille liikumist tuleb pidurdada. Suure kiirusega elektrone saadakse röntgenitorus, mille põhimõtteline skeem on esitatud joonisel 124. Röntgenitoru on klaasballoon, milles rõhk on 10^{-4} - 10^{-5} Pa. Elektronide allikaks on hõõgkatood K. Toru teises otsas on anood A. Katoodi ja anoodi vahel tekitatakse tugev elektriväli, milleks kasutatakse pinget mõnikümmend kuni mõnisada kV. Katoodist emiteerunud elektronid kiirendatakse väljas ja põrkudes anoodiga nad kiirgavad röntgenikiiri.

Röntgenikiirte lainepikkuse vahemikuks loetakse 0,014-100 Å.

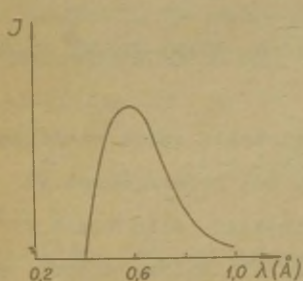
Röntgenitoru kasutegur on väga väike 0,1 → 0,5 %. Elektronide ülejäänud energia muundub soojuseks. Anoodi sulamise vältimiseks seda jahutatakse - näiteks veega.



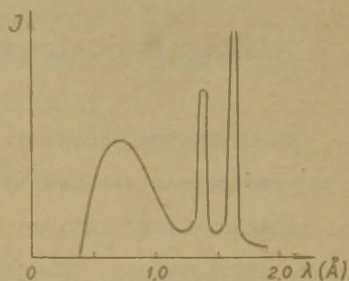
Joonis 124.

Anoodidena kasutatakse kõrge sulamistemperatuuriga ja hästi soojust juhtivaid puhtaid metalle, nagu Cu, Fe, Co, Ni, W, Mo jt.

Röntgenikiirguse intensiivsuse sõltuvust lainepikkusest mõõtes saame tulemused, mis sõltuvad anoodi materjalist ja pingest. Joonisel 125 on esitatud intensiivsuse



Joonis 125.



Joonis 126.

sõltuvus lainepikkusest, kui anoodiks on W ja kiirendav pinge 30 kV, kuna joonisel 126 on esitatud sama sõltuvus, kuid anoodiks on Cu ja pinge samuti 30 kV. Esimesel juhul öeldakse, et meil on pidev spekter. Cu-anoodi korral esinevad pideva spektri taustal kaks väga intensiivset spektri-

joont. Joonte asend sõltub ainult anoodi ainest ja seepärast nimetatakse seda osa spektrist karakteristlikuks. Selle spektri tekkimist ei ole võimalik seletada klassikalise füüsika raamides. Seega röntgenikiirgus koosneb pidevast ja karakteristlikust spektrist.

Röntgenikiirte kõige olulisemaks omaduseks on nende suur läbitungimisvõime. Efektiivset kaitset kiirguse eest pakub seatina.

Röntgenikiired levivad sirgjooneliselt. Kõigi keskondade murdumisenäitaja röntgenikiirte jaoks on praktiliselt üks.

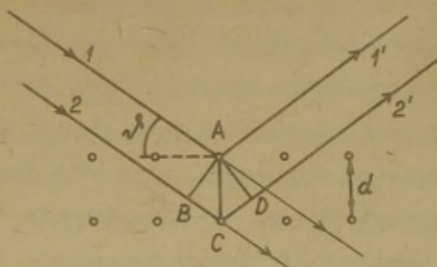
Röntgenikiiri kasutatakse meditsiinis nii diagnostikas kui ka teraapias, füüsikas - kristallide ehituse uurimisel, tehnikas - defektoskoopias.

8. RÖNTGENIKIIRTE DIFRAKTSIOON. WULFI-BRAGGI VALEM.

Me märkisime varem, et kristalli võime vaadelda aatomite korrapärase asetuse tõttu kui kolmemõõtmelist võret. Kui röntgenikiired läbivad kristalli, siis tekib röntgenikiirte difraktsioon. Röntgenikiirte difraktsiooni avastasid M. Laue, W. Friedrich ja P. Knipping 1912. a. Difraktsiooni tekkimine tõestas ühtlasi lõplikult, et röntgenikiired on elektromagnetiline lainetus.

Vene kristallograaf J. Wulf, William ja Lawrence Bragg (isa ja poeg) tõlgendasid röntgenikiirte difraktsiooni kui röntgenikiirte peegeldumist kristalli aatomtasandelt. Ol-

gu meil kristall, mis koosneb ühte sorti aatomeist. Võtame kaks aatomtasandit, kusjuures nende vaheline kaugus olgu d (joonis 127).



Joonis 127.

Langevu tasandele paralleelne monokromaatne röntgenikiirte kimp lainepikkusega λ . Nurk langevate kiirte ja aatomtasandite vahel olgu θ . Vaatame kiiri 1 ja 2. Kiir 1 peegeldub esimeselt tasandilt, kuna kiir 2 peegeldub teiselt tasandilt. Me saame peegeldunud kiired 1' ja 2', mis on koherentsed ja võivad interfereeruda. Jooniselt 127 näeme, et kiirte 1' ja 2' käiguvahe

$$\Delta L = 2d \sin \theta \quad (3.51)$$

sest $n = 1$.

Maksimumid tekivad kohtades, kus

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots \quad (3.52)$$

Saadud seost nimetatakse Wulfi-Braggi valemiks.

Nurk θ on eksperimendist määratav. Teades lainepikkust võime valemist (3.52) arvutada suhte (d/m) . Seega on võimalik arvutada aatomtasanditevaheline kaugus, mis sisuliselt tähendab aatomitevaheliste kauguste leidmist.

9. STRUKTUURANALÜÜSI PÕHILISED MEETODID.

Kristallide struktuuri uurimisel kasutatakse kahte põhilist meetodit.

Laue meetodi kasutamisel langeb paralleelne röntgenikiirte kimp liikumatule monokristallile. Difraktsioon võib tekkida juhul, kui on täidetud Wulfi-Braggi tingimus. Kui kiirgus on kvaasimonokromaatne, siis võib juhtuda, et kristalli antud orientatsiooni ja lainepikkuste vahemiku korral ei ole võimalik Wulfi-Braggi tingimuste täitmine. Järelikult difraktsiooni ei teki. Difraktsiooni saamiseks on vaja kasutada kvaasimonokromaatse kiirguse asemel kiirgust laias lainepikkuste vahemikus. Seda nõuet rahuldab röntgenikiirguse pideva spektri osa. Pideva spektri lainepikkuste seas on kahtlemata olemas ka selliseid, mille korral on rahuldatud Wulfi-Braggi tingimus vaatamata kristalli fikseeritud asendile ning difraktsiooni tekkimine osutub võimalikuks.

Teine põhiline meetod on Debye'-Scherrereri või pulbri-meetod. Objektiks on kristalsest aineist valmistatud pulber, mille terakeste suurus on $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ cm. Oletame, et pulbri valmistatud preparaadile langeb kvaasimonokromaatne kiirgus. Röntgenikiirte teel asetseb väga palju juhuslikult orienteeritud kristallikesi. Nende kristallikeste hulgas leidub kahtlemata ka selliseid, mis on orienteeritud nii, et antud lainepikkusega kiirguse korral on täidetud Wulfi-Braggi tingimus. Selle tulemusena tekib diffrageeru-

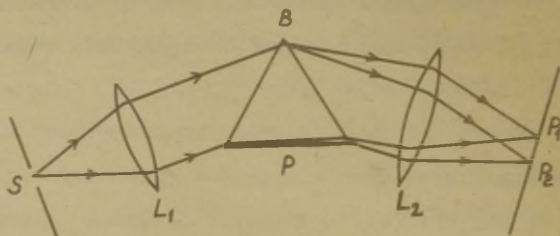
nud kiir. Difrageerunud kiired täidavad koonuse pinna. Koonuse teljeks on primaarkiir. Kuna Wulfi-Braggi tingimus võib olla täidetud erinevate d väärtuste korral, siis saame koonuseid mitu. Difraktsioonipildi võime fikseerida näiteks tasefilmil, mis asetseb risti langeva kiirtekimbuga. Difraktsioonipildiks on rõngaste süsteem, mille keskpunktiks on primaarkiire lõikepunkt filmiga. Sagedamini ümbritsetakse preparaat silindriga, mille sisepinnale kinnitatakse film. Preparaat asetseb silindri teljel. Filmile tekib difraktsioonipilt koonuste lõikumisel silindriga. Mõlemal juhul on võimalik difraktsioonipildi andmete alusel arvutada nurk λ . Teades seda nurka ja kasutatavat lainepikkust, saame Wulfi-Braggi valemist arvutada suhte d/m .

Me nägime, et pulbrimeetodi kasutamisel tekib difraktsioon kvaasimonokromaatse kiirguse kasutamisel. Selliseks kiirguseks on karakteristlik röntgenikiirgus. Karakteristliku kiirguse lainepikkused on praegu kõigi anoodiks kasutatavate elementide korral väga suure täpsusega teada. See võimaldab Wulfi-Braggi valemi kasutamisel määrata täpselt suhet d/m . Kuna igal ühendil on olemas ainult temale omane d/m väärtuste süsteem, siis saame röntgenstruktuuranalüüsi kasutada ainete identifitseerimisel, kui meil on olemas kõigi ainete kohta kataloogid $\frac{d}{n}$ väärtustega.

IV. S P E K T R A A L A P A R A A T E .

1. PRISMASPEKTROGRAAF.

Prismaspektrograafi skemaatiline läbilõige on esitatud joonisel 128. Kollimaatori läätses L_1 fokaaltasandis



Joonis 128.

asetseb pilu S , mis on paralleelne prisma P murdva servaga B . Prismale langeb paralleelne valguskiirte kimp. Prisma läbimisel kiired murduvad ja koondatakse kaamera läätses L_2 fokaaltasandile, kus saame pilu S kujutise. Kui valgus on monokromaatne, siis saame ainult ühe pilu kujutise. Kui kasutatakse valgus koosneb erinevatest lainepikkustest, siis seetõttu, et $n = f(\lambda)$ murduvad prisma erineva lainepikkusega kiired erinevalt ja läätses L_2 fokaaltasandil saame igale lainepikkusele vastava pilu kujutise.

Joonisel 128 kujutatud juhul koosneb valgus kahest lainepikkusest λ_1 ja λ_2 , kusjuures $\lambda_1 > \lambda_2$. Lainepikkusele λ_1 vastavad kiired joonise tasapinnas koonduvad punkti P_1 , kuna lainepikkusele λ_2 vastavad kiired koonduvad punkti P_2 . Fokaaltasandil olev spekter koosneb kahest spektrijoonest lainepikkustega λ_1 ja λ_2 .

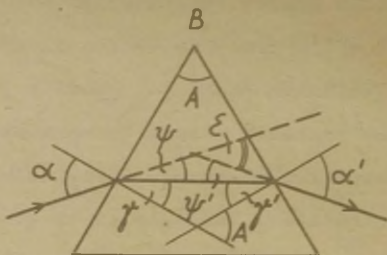
Spektrit võime vaadelda visuaalselt, kasutades spektri detailsemaks nägemiseks luupi. Selleks kohandatud seadet nimetatakse spektroskoobiks. Kui spektrit on võimalik fotografeerida, nimetatakse seadet spektrograafiks. Mõnel juhul on vajalik spektrist välja eraldada teatav kitsas lainepikkuste vahemik. Seda on võimalik teha, kui asetada fokaaltasandisse pilu, mille laiuse reguleerimisega võime muuta eraldatavat lainepikkuste vahemikku. Erinevate lainepikkuste eraldamiseks peab pilu olema nihutatav. Tehniliselt on seda võrdlemisi tülikas teha, seepärast fikseeritakse mõlema pilu asendid, nii et piludega paralleelsete tasandite vaheline nurk oleks 90° . Valgus läbib spetsiaalse kujuga prisma ja langeb väljundpilule. Prisma asetseb pöörataval alusel ja nii võime prisma pööramisega muuta väljundpilule langeva valguse lainepikkust. Selliseid seadmeid nimetatakse monokromaatoreiks.

Spektraalaparaatides asetseb prisma harilikult nn. kalde-
miinimumi asendis. See on niisugune prisma asend, mille korral prismale langeva ja prismast väljunud valguskiire vaheline nurk on minimaalne. Selles asendis oleva prismaga saadud spektrijoonte kujutiste kvaliteet on kõige parem.

1.1. Prisma kaldemiinimum.

Vaatame monokromaatsse valguskiire läbiminekut prismast ja leiame prisma kaldemiinimumi määravad tingimused. Langev kiir olgu joonise tasapinnas ja prisma murdev serv B sellega risti (joonis 129). Prisma murdev nurk olgu A ja kiire suuna muutus prisma läbimisel ε . Jooniselt näeme, et

$$\alpha = \psi + \gamma \quad ; \quad \alpha' = \psi' + \gamma'.$$



Joonis 129.

liites võrduste vastavad pooled, saame

$$\alpha + \alpha' = (\psi + \psi') + (\gamma + \gamma') = \varepsilon + A. \quad (4.1)$$

Ilmselt

$$\gamma + \gamma' = A. \quad (4.2)$$

Murdumisseaduse kohaselt

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha &= n \sin \gamma, \\ \sin \alpha' &= n \sin \gamma', \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

kus n on prisma aine murdumisnäitaja. Nurk ε on ekstremaalne, kui

$$\frac{d\varepsilon}{d\alpha} = 0. \quad (4.4)$$

Seosest (4.1) saame

$$\frac{d\varepsilon}{d\alpha} = 1 + \frac{d\alpha'}{d\alpha},$$

millest tingimuse (4.4) arvestamisel leiame

$$\frac{d\alpha'}{d\alpha} = -1. \quad (4.5)$$

Seosest (4.2) saame

$$\frac{dy}{d\alpha} + \frac{dy'}{d\alpha} = 0$$

ja sellest

$$\frac{dy}{d\alpha} = -\frac{dy'}{d\alpha}. \quad (4.6)$$

Seosest (4.3) saame

$$\cos \alpha = n \cos y \frac{dy}{d\alpha} \quad (4.7)$$

ja

$$\cos \alpha' \frac{d\alpha'}{d\alpha} = n \cos y' \frac{dy'}{d\alpha}. \quad (4.8)$$

Seosest (4.8) leiame

$$\frac{d\alpha'}{d\alpha} = n \frac{\cos y' dy'}{\cos \alpha' d\alpha}.$$

Arvestades seoseid (4.7) ja (4.6) ei ole raske leida, et

$$\frac{d\alpha'}{d\alpha} = -\frac{\cos y' \cos \alpha}{\cos \alpha' \cos y}. \quad (4.9)$$

Ekstreemumi korral kehtib (4.5) ja

$$\frac{\cos \alpha \cos y'}{\cos \alpha' \cos y} = 1.$$

Võttes selle võrduse mõlemad pooled ruutu ja arvestades murrumisest, saame

$$\frac{1 - \sin^2 \alpha}{n^2 - \sin^2 \alpha} = \frac{1 - \sin^2 \alpha'}{n^2 - \sin^2 \alpha'}. \quad (4.10)$$

See võrrand kehtib, kui

$$\alpha = \alpha'. \quad (4.11)$$

Seosest (4.3) järeldub nüüd, et

$$y = y'. \quad (4.12)$$

Edasiste arvutustega on võimalik tõestada, et $\frac{d\varepsilon}{d\alpha} > 0$, millest järeldub, et leitud ekstreemum on miinimum. Kui on täidetud tingimused (4.11) ja (4.12) on nurk ε minimaalne. Jooniselt 129 on näha, et sel juhul valguskiir läbib prisma sümmeetriliselt, s. o. prisma sees on valguskiir paralleelne prisma alusega.

Seosest (4.1) leiame, et prisma kaldemiinimumi korral

$$\varepsilon_{\min} = 2\alpha - A. \quad (4.13)$$

Arvutades langemisnurga, saame

$$\alpha = \frac{\varepsilon_{\min} + A}{2}, \quad (4.14)$$

kuna seosest (4.2) leiame murdumisnurga

$$y = \frac{A}{2}. \quad (4.15)$$

Murdumisseaduse põhjal

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin y} = \frac{\sin \frac{1}{2}(\varepsilon_{\min} + A)}{\sin \frac{A}{2}}. \quad (4.16)$$

Saadud seost võib kasutada näiteks klaasi murdumisnäitaja määramiseks, sest nurgad A ja $\varepsilon_{\min}$ on mõõdetavad.

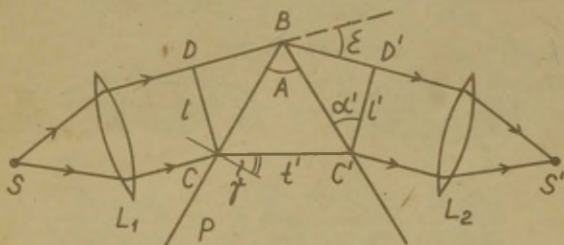
1.2. Prisma nirkdispersioon.

Prisma nurkdispersiooni nimetatakse kiire kaldenur-
ga muutust ühikulise lainepikkuse vahemiku kohta, s. o.
suurust $d\varepsilon/d\lambda$. Kuna $\varepsilon = \varepsilon(n)$ ja $n = n(\lambda)$,
siis

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{d\varepsilon}{dn} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (4.17)$$

Esimene tegur avaldises (4.17) sõltub ainult süsteemi geomeetriast, kuna teine iseloomustab klassi suhtelist dispersiooni (vt. ptk. VI).

Vaatame punktvalgusallikast S väljuva kiirtekimbu läbiminekut prismast P (joonis 130). Valgusallikas S asetseb läätse L₁ fookuses, mistõttu prismale langeb paralleel-



Joanis 130.

ne kiirtekimp. Kui valgus on monokromaatne, siis läbi punktide C ja C' võetud lainefrontide ja joonise tasapinna lõikejooned on CD ja $C'D'$. CD ja $C'D'$ vaheline nurk on võrdne kiirte kaldenurgaga ε . Kui prismale langeb mitte-monokromaatne valgus, siis ei muutu punkti C läbiva lainefronkti asend, kuid prismast väljunud kiirte korral lai-

nefrondi asend sõltub lainepikkusest, sest $n = n(\lambda)$ ja erineva lainepikkusega kiired väljuvad prismast erinevate nurkade all.

Olgu langemisnurk $\alpha = \text{const.}$ Seostest (4.1) ja (4.2) saame

$$\frac{d\varepsilon}{dn} = \frac{d\alpha'}{dn}; \quad \frac{d\gamma}{dn} = -\frac{d\gamma'}{dn}. \quad (4.18)$$

Arvutame tuletise n järgi seostest (4.3)

$$\sin \gamma + n \cos \gamma \frac{d\gamma}{dn} = 0 \quad (4.19)$$

ja

$$\cos \alpha' \frac{d\alpha'}{dn} = \sin \gamma' + n \cos \gamma' \frac{d\gamma'}{dn}. \quad (4.20)$$

Arvestades seoseid (4.18) leiame

$$\frac{d\varepsilon}{dn} = \frac{\sin \gamma'}{\cos \alpha'} - \frac{n \cos \gamma' d\gamma'}{\cos \alpha' dn}.$$

Asendame $d\gamma'/dn$ seosest (4.19)

$$\frac{d\varepsilon}{dn} = \frac{\sin \gamma'}{\cos \alpha'} + \frac{\cos \gamma' \sin \gamma'}{\cos \alpha' \cos \gamma},$$

millest

$$\frac{d\varepsilon}{dn} = \frac{\sin(\gamma + \gamma')}{\cos \alpha' \cos \gamma} = \frac{\sin A}{\cos \alpha' \cos \gamma}. \quad (4.21)$$

Kolmnurgast BCC' leiame siinuslause põhjal

$$\frac{BC'}{t'} = \frac{\sin(\frac{\pi}{2} - \gamma)}{\sin A} = \frac{\cos \gamma}{\sin A}$$

ja siit

$$BC' = \frac{\cos \gamma}{\sin A} t'. \quad (4.22)$$

Kolmnurgast $BC'D'$

$$BC' = \frac{t'}{\cos \alpha'}. \quad (4.23)$$

Seostest (4.22) ja (4.23) saame

$$\frac{t'}{l'} = \frac{\sin A}{\cos \alpha' \cos \beta}. \quad (4.24)$$

Asendame (4.24) seosesse (4.21) ja siis seosesse (4.17) ning saame

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{t'}{l'} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (4.25)$$

Prisma kaldemiinimumi korral $l = l'$. Kui valgusega on täidetud kogu prisma, siis $t' = t$, kus t on prisma aluse laius. Jooniselt 130 näeme, et

$$t = 2CB \sin \frac{A}{2}.$$

Seose (4.25) saame nüüd kujul

$$\frac{d\varepsilon_{\min}}{d\lambda} = \frac{CB}{l'} 2 \sin \frac{A}{2} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Kuna

$$\frac{CB}{l'} = \frac{CB}{l} \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} = \frac{1}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}},$$

siis

$$\frac{d\varepsilon_{\min}}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (4.26)$$

Me näeme, et kaldemiinimumi asendis prisma nurkdispersioon ei sõltu prisma suuruselt.

1.3. Spektrograafi joondispersioon.

Langegu prismale valgus, mis koosneb kahest lainepikkusest λ ja $\lambda + d\lambda$. Olgu fotoplaadil nendele lainepikkustele vastavate joonte vaheline kaugus $d\ell$. Joon-

dispersiooniks nimetatakse suurust $d\lambda/d\lambda$. Kui spektrograafi kaamera objektiivi fookuskaugus on f , siis

$$\frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{d\epsilon \sin \phi}{d\lambda} \quad (4.27)$$

Arvestades seost (4.26) saame

$$\frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \left(\frac{\text{mm}}{\text{\AA}} \right). \quad (4.28)$$

Joondispersiooni mõõtühikuks on $\left(\frac{\text{mm}}{\text{\AA}} \right)$. Sageli kasutatakse spektrograafi iseloomustamiseks ka joondispersiooni pöördväärtust $d\lambda/d\lambda$, mille mõõtühikuks on $(\text{\AA}/\text{mm})$.

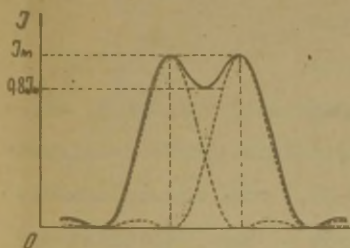
1.4. Prisma lahutusvõime.

Koosnegu prismale langev valgus kahest võrdse intensiivsusega lainepikkusest λ_1 ja λ_2 . Oletame, et me saame suvaliselt muuta vahet $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Kui $\Delta\lambda$ on väga väike, saame spektrogrammil vaid ühele lainepikkusele vastava spektrijoone. Suurendades aegamööda $\Delta\lambda$ -dat jõuame ükskord sellise olukorrani, kus spektrogrammil on kaks spektrijoont. Sel juhul öeldakse, et spektrijooned lainepikkustega λ_1 ja λ_2 on antud spektrograafi poolt lahutatud.

On selge, et erinevate spektrograafide (üldisemalt spektraalriistade) võime lahutada kahte lähestikku asetsevat spektrijoont on erinev, s.t. erinevate spektraalriistade korral on lahutatud spektrijoonte $\Delta\lambda$ erinev. Spektraalriistade omavaheliseks võrdlemiseks spektrijoonte lahutamise seisukohalt on tarvis kriteeriumi, mille alusel oleks

võimalik otsustada, kas jooned on lahutatud või mitte.

Olgu meil kaks võrdse intensiivsusega spektrijoont lainepikkustega $\lambda_0 \pm \frac{1}{2} \Delta \lambda_0$, siis Rayleigh' järgi need kaks joont on lahutatud, kui lainepikkusele $\lambda_0 - \frac{1}{2} \Delta \lambda_0$ vastava difraktsioonipildi esimese miinimumi kohale satub lainepikkusele $\lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta \lambda_0$ vastava difraktsioonipildi peamaksimum (joonis 131). Kahe maksimumi vahelises osas moodustab mini-



Joonis 131.

maalne intensiivsus $\approx 80\%$ maksimaalsest. Sellist intensiivsuste erinevust on võimalik silmaga kergesti märgata. Suhet

$$R = \frac{\lambda_0}{\Delta \lambda_0} \quad (4.29)$$

nimetatakse spektraalriista lahutusvõimeks.

Arvutame nüüd prisma lahutusvõime, kui prisma asetseb kaldemiinimumi asendis. Vaatame prismat avana, mille laius on ℓ . Seose (3.27) alusel esimese miinimumi nurkkaugus φ , kui see on väike, avaldub järgmiselt

$$\varphi = \frac{\lambda}{\ell}, \quad (4.30)$$

Seose (4.25) põhjal

$$\Delta \varepsilon = \frac{t}{\ell} \frac{dn}{d\lambda} \Delta \lambda. \quad (4.31)$$

Lahutusvõime piiril $\varphi \sim \Delta \varepsilon$ ning seostest (4.30) ja (4.31) saame

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = t \left| \frac{dn}{d\lambda} \right|, \quad (4.32)$$

kus λ_0 asemel on võetud valguse lainepikkus λ .

Me näeme, et prisma lahutusvõime sõltub klaasisordist, s. o. suhtelisest dispersioonist, ja prisma aluse laiusest, kuid ei sõltu prisma murdvast nurgast.

Märgime, et laialdaselt kasutatava spektrograafi *UCP-51* lahutusvõime $R = 22000$, kuna spektrograafil *UCP-67* see on 70000.

1.5. Prismadest üldse.

Spektrograafides kasutatakse peamiselt prismsid, millel murdev nurk on 60° . Klaasprismad valmistatakse sellistest klaasisortidest (RF-1, RF-2, RF-3), millel on lähedases ultravioletis suur dispersioon ja hea läbipaistvus. Klaasspektrograafide tööpiirkond on $350 + 800 \text{ nm}$, mõnel juhul kuni 1000 nm . Klaasprismasid kasutatakse klaasi väikese dispersiooni tõttu kauge infrapunase spektriosa uurimisel vähe. Optika selle piirkonna jaoks valmistatakse NaCl monokristallist, mis on läbipaistev $14 - 16 \mu\text{m}$ -ni. Peale NaCl valmistatakse prismsid infrapunase spektriosa uurimiseks veel ka KCl, LiF, KBr, CaF_2 jt. monokristallidest.

Ultravioletses spektriosas kasutatavad prismad valmistatakse kristalsest kvartsist, mis on läbipaistev kuni 180 nm -ni. Samas piirkonnas hakkab atmosfääris olev hapnik valgust neelama ja tuleb kasutusele võtta vaakumspektrograafid. Vaakuumspektrograafide optika valmistatakse kaltsium- või liitiumfluoriidist, mis sobivad lainepikkuseni 120 nm .

Kvarts on kaksikmurdev kristall ja ühtlasi pöörab elektrivекtori võnkumistasandit (vt. ptk. V p. 17). Seetõttu koosnevad kristalsest kvartsist valmistatud prismad kahest osast. Nii näiteks koosneb Cornu 60°-se mürdva nurgaga prisma kahest 30°-se mürdva nurgaga prismast, millest üks on valmistatud vasakule, teine paremale pööravast kvartsist. Joonisel 132 on võnkumistasandi pöörde suunad märgitud pris-



Joonis 132.

made all. Kristallograafiline telg on paralleelne prisma alusega. Valguse kaksikmurdumine puudub selle lainepikkuse korral, mille jaoks prisma on kaldemiinimumi asendis, kuna mõju ülejäänutele on minimaalne. Prismade pinnad on niivõrd hästi poleeritud, et nende ühendamisel tekib optiline kontakt ja valgus läbib justkui ühte prisma.

2. DIFRAKTSIOONIVÕRE NURKDISPERSIOON JA LAHUTUSVÕIME.

2.1. Difraktsioonivõre nurkdispersioon.

Difraktsioonivõre nurkdispersiooniks nimetatakse suuñust $d\varphi/d\lambda$. Selle arvutamiseks lähtume seosest (3.48). Me saame

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (4.33)$$

Siit nähtub, et nurkdispersiooni suurus on võrdeline spektrijärguga ja pöördvõrdeline võrekonstandiga. Juhul, kui φ on väike, võime $\cos \varphi \approx 1$ ja

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{\varphi \approx 0} = \frac{m}{d}. \quad (4.34)$$

Seosest (4.34) järeldub, et dispersioon normaallähedases piirkonnas ei sõltu nurgast φ ja on seega konstantne. Niisugust spektrit nimetatakse normaalseks spektriks.

Oluline on märkida, et võre dispersioon ei sõltu joonte arvust võres.

2.2. Difraktsioonivõre lahutusvõime.

Arvutame m -nda peamaksimumi nurklaiuse, s. o. nurga peamaksimumi ja sellele järgneva esimese miinimumi vahel. Oletame, et φ muutus $\Delta \varphi$ võrra viib meid maksimumi kohalt esimese miinimumi kohale. Seosest (3.47) leiame, kui arvestame, et $m=1$

$$\Delta \varphi = \frac{\lambda}{Nd \cos \varphi}. \quad (4.35)$$

Kui lainepikkus muutub $\Delta \lambda$ võrra, siis m -järku maksimum nihkub ja seosest (3.48) saame arvutada nihkumise suuruse

$$\Delta \varphi = \frac{|m|}{d \cos \varphi} \Delta \lambda. \quad (4.36)$$

Oletame, et jooned lainepikkustega $\lambda + \frac{1}{2} \Delta \lambda$ ja $\lambda - \frac{1}{2} \Delta \lambda$ lahutuvad m -järku spektris. Rayleigh' kriteeriumi kohaselt peab siis ühe joone m -järku peamaksimum ühtima tei-

se joone miinimumiga. Seega

$$\delta\varphi = \delta'\varphi$$

ning seostest (4.35) ja (4.36) saame

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m/N. \quad (4.37)$$

Difraktsioonivõre lahutusvõime on võrdeline spektri järga-
ga ja joonte arvuga võres.

Asendame seoses (4,37) m / valemist (3.48). Me saame

$$R = \frac{Nd \sin\varphi}{\lambda}. \quad (4.38)$$

Siit näeme, et võre lahutusvõime on võrdne lainepikkuste ar-
vuga, mis mahuvad difraktsioonivõre lärepunkte läbinud kiir-
te käiguvahesse (Nd) suunas φ .

Olgu märgitud, et võrespektrograafi $D\phi C$ -8 lahutus-
võime võrega, millel on 600 $\frac{\text{joont}}{\text{mm}}$, on 60000 ja võrega,
millel on 1200 $\frac{\text{joont}}{\text{mm}}$ ulatub see 120000-ni. Parimate võ-
respektrograafide lahutusvõime on aga 400000.

2.3. Dispersiooni piirkond.

Spektraalaparaatidega töötamisel kasutatakse valgust
teatavas lainepikkuste vahemikus, näiteks $\lambda \div \lambda + \delta\lambda$. Lõp-
liku suurusega lainepikkuste vahemiku olemasolu tõttu suu-
remat järku maksimumid võivad kattuda. Iga spektraalaparaa-
di korral on olemas teatav lainepikkuste vahemik $\delta\lambda$, mis
võimaldab saada diskreetseid maksimume. Seda lainepikkuste
vahemikku nimetatakse spektraalaparaadi dispersiooni piir-
konnaks.

Olgu kasutatava valguse lainepikkuste vahemik $\lambda + \lambda + \delta\lambda$.
Difraktsioonivõre korral erinevat järku ($m + 1$ ja m) maksimumid kattuvad, kui

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

Siit

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{m}. \quad (4.39)$$

Me näeme, et $\delta\lambda$ on pöördvõrdeline spektrijärguga. Mida suuremat järku spektrit kasutame, seda väiksem peab puhaste maksimumide saamiseks $\delta\lambda$ olema.

2.4. Difraktsioonivõredest.

Esimesed kvaliteetsed difraktsioonivõred valmistati joonte tõmbamisega klaasile või poleeritud metallile. Viimasel juhul saadi nn. peegelvõred. Hiljem kaeti klaasi pind alumiiniumiga ja jooned tõmmati alumiiniumisse. Alumiiniumi peegelduskoefitsient on nii nähtava kui ka ultravioletvalguse jaoks suur ja see võimaldab valmistada häid peegelvõresid.

Heal võrel peab olema suur lahutusvõime, kuid nõrkadelt objektidelt (näiteks tähed) tuleva valguse spektraalse koostise uurimiseks on soovitatav, et võimalikult palju valgust difrageeruks ühes kindlas suunas. Lainepikkuste täpsaks mõõtmiseks peab võre dispersioon olema suur. Tavaliste peegel- või läbilaskvate võredega töötamisel ainult väike osa võrele langevast valgusest satub ühte spektrijärku. Seda puudust on võimalik kõrvaldada valmistades võre jooned teatava kindla profiiliga. Niisugused võred suunavad enami-

ku valgusest ühte või kahte spektrijärku, mis asuvad ühel pool tsentraalset maksimumi. Niisuguseid võrdlemisi jäme-
da struktuuriga võresid nimetatakse eēselettideks. Esimesed eēseletid ehitas Wood. Eēselettidel on 80 - 120 joont mm.

Kirjeldatud tüüpi võrede lahutusvõime piiriks on umbes 400000. Veelgi suuremat lahutusvõimet võimaldavad saada Harrisoni valmistatud võred nn. eēselid. Eēselite korral valguse langemisnurk on suurem kui 45°. Kasutatakse spektreid järguga ≈ 1000 . Eēsel laiusega 25 cm ja 4 joonega 1mm-l annab $m = 1000$ korral lahutusvõime 10^6 .

Sama suur lahutusvõime on ka Michelsoni valmistatud eēselonil.

Difraktsioonivõrede originaalid on väga kallid, seetõttu varustatakse enamikul juhtudel võrespektrograafid repliikidega, mis ei ole oluliselt halvemad originaalidest.

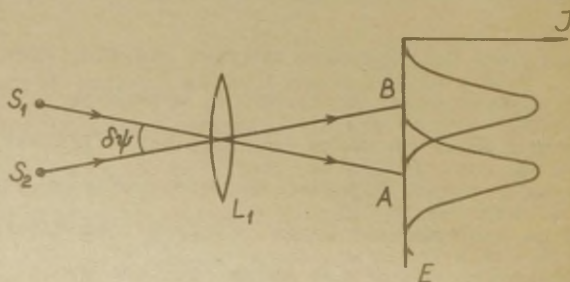
3. PIKKSILMA JA MIKROSKOOBİ LAHUTUSVÕİME.

Laiendame lahutusvõime mõistet kujutisi andvatele optilistele süsteemidele. Me teame, et prisma ja difraktsioonivõre lahutusvõime on võime lahutada kahte lähestikku asetsevat spektrijoont. Kujutist andvate optiliste süsteemide lahutusvõime iseloomustab nende riistade võimet tekitada kahest lähestikku asetsevast eseme punktist eraldi asetsevad kujutised. Geomeetrilise optika seaduste kohaselt peab aberratsioonivaba optiline süsteem tekitama punktist punktkujutist.

tise. Difraktsiooni tõttu on punkti kujutiseks siiski lõpliku suurusega täpp. On selge, et eseme kahest lähedastikku asetsevast punktist saadud kujutised võivad kattuda. Mida lähemal on kujutiste tsentrid teineteisele, seda raskem on kindlaks teha kahe kujutise olemasolu. Taas kerkib üles küsimus kriteeriumist, mille alusel oleks võimalik otsustada, kas kujutised on lahutatud või mitte. Osutub, et ka nüüd on võimalik kasutada Rayleigh'i kriteeriumi. Lahutuse piiriks valitakse eseme kahe punkti vaheline kaugus δx või nurk $\delta \psi$, mille korral, vastavalt Rayleigh' kriteeriumile, kujutised on veel eristatavad. Optilise riista lahutusvõime on δx või $\delta \psi$ pöördväärtus.

3.1. Pikksilma lahutusvõime.

Langevu pikksilma valgus kahest kaugel asuvast valgusallikast, näiteks tähtedelt S_1 ja S_2 . Pikksilma objektiivi võime vaadata kui ümmargust ava, millest valguslaine läbiminekul tekib difraktsioon. Objektiivi L_1 fokaaltasem-



Joonis 133.

dis asetseval ekraanil E saame kummastki tähest difraktsioonipildi (joonis 133).

Olgu difraktsioonipiltide tsentreiks punktid A ja B. Rayleigh' kriteeriumi kohaselt on tähtede kujutised eraldatud kahe punktina, kui tähe S_2 difraktsioonipildi maksimum kohas B ühtib tähe S_1 difraktsioonipildi esimese miinimumiga. Esimese tumeda rõnga asukoht on määratud seosega (3.32), mille järgi

$$\sin \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{D}.$$

Olgu tähtedevaheline nurkkaugus $\delta\varphi$, siis, arvestades nurga φ väiksust, võime lahutuspiiri jaoks kirjutada

$$\varphi = \delta\varphi = \frac{1,22 \lambda}{D}, \quad (4.40)$$

kus D on pikksilma objektiivi diameeter. Pikksilma lahutusvõime

$$R = \frac{1}{\delta\varphi} = \frac{D}{1,22 \lambda}. \quad (4.41)$$

Näiteks viiemeetrise läbimõõduga peegelteleskoobi lahutuspiir on $\approx 0,028''$, kui $\lambda = 560 \text{ nm}$.

3.2. Silma lahutusvõime.

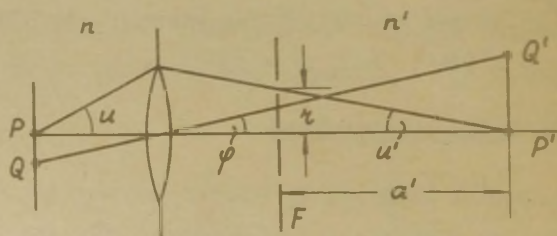
Minimaalne kahe punkti vaheline nurkkaugus, mille korral silm neid punkte eraldab, on leitav seosest (4.40), kui D -ks võtta silmaava diameeter. Silmaava suurus sõltub silma langeva valguse intensiivsusest ja muutub piirides 1,5–6 mm. Võttes valguse lainepikkuseks 560 nm, leiame seosest (4.40), et

$$1'34'' > \varphi > 0'24''.$$

Silma detailide eristamise võime on määratud difraktsiooniga silmaavas. Arvutus näitab, et eseme kahe punkti vaheline joonkaugus $d \approx 0,1 \text{ mm}$, kui $\varphi \approx 1'$ ja ese asetseb parima nägemise kaugusel.

3.3. Mikroskoobi lahutusvõime.

Arvutame mikroskoobi lahutusvõime eeldusel, et vaadeldava objekti iga punkt on käsiteldav iseseisva valgusalikana. Selliseks objektiks on näiteks hõõgniit. Olgu P objekti ja optilise telje lõikepunkt (joonis 134). Teine vaadeldav punkt olgu Q ja kaugus $PQ = \delta x$. Objektiiv annab neist punktidest kujutised P' ja Q' , kusjuures $P'Q' = \delta x'$. Olgu u ja u' nurgad punktist P väljunud kiirtekimbu hõrekiire ja optilise telje' vahel. Punktis P' koonduv kiirtekimp lõikub objektiivi tagumi-



Joonis 134.

se fokaaltasandiga F , mille kaugus kujutise tasandist olgu a' . Kiirte lõikumisel tekkiiva ringi raadius olgu r . Jooniselt näeme, et

$$\sin u' \approx \frac{r}{a'}. \quad (4.42)$$

Olgu φ nurk, mille all me näeme lõiku $\delta x'$ objektiivivi
ava keskpunktist. Heas lähenduses võime kirjutada

$$\delta x' = a' \sin \varphi. \quad (4.43)$$

Meie lähendus tähendab seda, et lõik $\delta x'$ on objektiivivi
tsentrist ja tasandi F ning optilise telje lõikepunktist
näha ühesuguse nurga all. See oletus on õigustatud, kuna
objektiivivi fookuskaugus on väike võrreldes a' -ga. Olgu n
ja n' murdumisnäitajad, λ ja λ' valguse lainepikkus-
sed vastavalt eseme- ning kujutiseruumis. Seose (3.32) ke-
haselt punkti P difraktsioonipildi esimese tumeda rõnga
asukoht on selline, et

$$\sin \varphi = 0,61 \frac{\lambda'}{\tau}. \quad (4.44)$$

Lahutuspiiril

$$\delta x' = 0,61 \lambda' \frac{a'}{\tau},$$

millest seose (4.42) arvestamisel saame

$$\delta x' = \frac{0,61 \lambda'}{\sin u'} = \frac{0,61 \lambda_0}{n' \sin u'}. \quad (4.45)$$

Mikroskoobi objektiivivi korral on täidetud siinuste tingi-
mus

$$n \delta x \sin u = n' \delta x' \sin u'.$$

Avaldame siit $n' \sin u'$ ja asendame (4.45). Me saame

$$\delta x = \frac{0,61 \lambda_0}{n \sin u}. \quad (4.46)$$

Nüüd võime leida lahutusvõime

$$R = \frac{1}{\delta x} = \frac{n \sin u}{0,61 \lambda_0}. \quad (4.47)$$

Suurust $n \cdot \sin u$ nimetatakse objektiiv apertuurarvaks.

Valemist (4.46) näeme, et δx on seda väiksem, mida suurem on apertuurarv ja mida väiksem on kasutatav lainepikkus. Kuna $\sin u$ maksimaalne väärtus on 1, siis saame apertuurarvu suurendada esemeruumi murdumisnäitaja suurendamisega. Selleks kasutatakse eseme ja objektiivi vahel nn. immersioonvedelikke, millel $n > 1$. Ka λ_0 ei ole suvaliselt vähendatav, kui kasutame nähtavat valgust. Eelnenust järeldub, et

$$\delta x_{\min} \approx \frac{1}{2} \lambda_0.$$

Teisel piirjuhul, kui objekti kõiki punkte vaatleme koherentsete valgusallikatena, saame lahutusvõime jaoks seosega (4.47) analoogilise seose, ainult arvuline kordaja on 0,77.

Kui mikroskoobiga või teleskoobiga saadav kujutis ei ole piisavalt suurendatud, siis võivad optilise süsteemi poolt lahutatud detailid jääda silmale märkamata. Seepärast on kasulik kujutist suurendada niipalju, et väikseima süsteemi poolt lahutatud punktide vaheline kaugus oleks 0,2 mm. Sellise kauguse korral on garanteeritud, et silm neid punkte eraldab (vt. p. 3.2). Suurendust, mis vastab sellele tingimusele, nimetatakse kasulikuks suurenduseks. Suurenduse edasisel suurendamisel ei ole mõtet, kuna ta ei suuda ilmsiks tuua enam mingeid uusi detaile.

V. VALGUSE POLARISATSIOON.

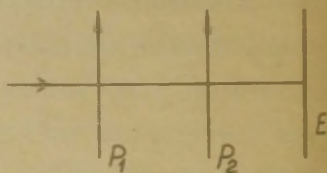
1. POLARISEERIMATA JA POLARISEERITUD VALGUS.

Valguse interferentsi- ja difraktsiooninähtuste käsitlemisel ei olnud oluline, kas valguslained on piki- või ristilained. Maxwelli valguse elektromagnetilisest teooriast järeldub, et valguslained on ristilained. Elektri- ja magnetivektor on omavahel risti ja asetsevad laine levimissuunaga risti olevas tasapinnas. Seetõttu on valguslaine levimissuuna suhtes asümmeetriline. See, et valguslained on ristilained, oli eksperimentaalselt kindlaks tehtud juba enne Maxwelli teooria ilmutist. Käesoleva käsitluse raamides me siiski lähtume Maxwelli teooriast tulenevast järeldusest ja esitame andmeid, mis seda seisukohta kinnitavad.

Nagu märgitud, peavad ristilained olema asümmeetrilised levimissuuna suhtes. Ka vastupidine väide on õige: kui laine on asümmeetriline levimissuuna suhtes, siis ta on ristilaine. Laine asümmeetria võime kindlaks teha mõne teise asümmeetrilise seadmega. Antud juhul sobivad selleks mõned kristallid, mille füüsikalised omadused, nagu teada, sõltuvad suunast. Niisuguste kristallide hulka kuulu-

vad ka joodhiniini kristallid. Need on võrdlemisi väikesed plaadikujulised üheteljelised kristallid. Kristallikeses asetatakse tselluloidist plaadile, nendega kaetakse suur pind, kusjuures kristallid on võimalik orienteerida selliselt, et teljed oleksid paralleelsed. Joodhiniini kristallikestega kaetud tselluloidplaati nimetatakse polaroidiks. Polaroidil võime ära märkida mingi suuna. Olgu selleks kristallikeste telgedega määratud sihile antud suund.

Langegu polaroidile P_1 risti valguskiir, mis pärast polaroidi läbimist langeb ekraanile E (joonis 135). Pöörame polaroidi valguskiire kui telje ümber ja jälgime intensiivsust ekraanil E . Katse näitab, et polaroidi pööramisel valguse intensiivsus ekraanil E ei muutu. Järelikult on polaroidile langev valguskiir sümmeetriline.



Joonis 135.

Asetame valguskiire teele veel teise polaroidi P_2 . Olgu polaroidid ühesuguselt orienteeritud. Pöörame nüüd polaroidi P_2 valguskiire kui telje ümber. Me märkame, et valguse intensiivsus ekraanil hakkab vähenema ja on minimaalne, kui oleme polaroidi pööranud 90° võrra. Edasisel pööramisel valguse intensiivsus hakkab uuesti suurenema ja saavutab esialgse väärtuse, kui pöördenurk on 180° . Polaroidi edasisel pööramisel intensiivsus kahaneb uuesti ja pöördenurga 270° juures on jällegi minimaalne. Pöörates p-

laroidi veelgi, hakkab intensiivsus taas kasvama ja saavutab esialgse väärtuse, kui polaroid on jõudnud lähteasendisse tagasi.

See katse näitab, et polaroidi P_1 läbinud valguskiir on asümmeetriline. Nende katsete tulemused on seletatavad järgmiselt. Oletame, et polaroidile P_1 langevas valguskiires kiirega risti asetsevas tasandis elektrivektoril ei ole eelistatud võnkesuunda. Seetõttu on niisugune valguskiir sümmeetriline levimissuuna suhtes ja polaroidi P_1 pööramisel valguse intensiivsus ekraanil ei muutu.

Sellist valgust, kus elektrivektoril puudub eelistatud võnkesuund, nimetatakse loomulikuks või polariseerimata valguseks.

Polaroid P_1 laseb läbi ainult osa valgusest ja nimelt selle osa, kus elektrivektor võngub kristallikeste või polaroidi teljega ja langeva kiirega määratud tasandis. Seetõttu muutub valguskiir asümmeetriliseks, mida on võimalik kindlaks teha polaroidi P_2 pööramisega. Kui polaroidid olid ühesuguse orientatsiooniga või pööratud 180° , läbis valgus mõlemaid polaroide. Kui polaroidi P_2 pöörasime 90° või 270° võrra, asetsid kristallikeste teljed risti ja teine polaroid ei lasknud läbi teljega ristiolevaid võnkumisi. Valguse intensiivsus oli siis ekraanil minimaalne.

Valgust, kus elektrivektor võngub ühes tasandis, nimetatakse lineaarselt või täielikult polariseeritud valguseks.

Polaroidi P_1 läbinud valgus on lineaarselt polariseeritud. Tasandit, kus elektrivektor võngub, nimetatakse võnketasandiks. Tasandit, kus magnetivektor võngub, nimetatakse polarisatsioonitasandiks. Need tasandid on omavahel risti.

Kui elektrivektor ei võngu täpselt ühes tasandis, vaid eelistatult selle tasandi ümbruses, nimetatakse valgust osaliselt polariseerituks.

Polariseerimata valguslaine iseloomustamiseks peame teadma levimise suunda, amplituudi ja sagedust, kuid lineaarselt polariseeritud valguse korral lisandub neile veel elektrivectori orientatsiooni teadmine.

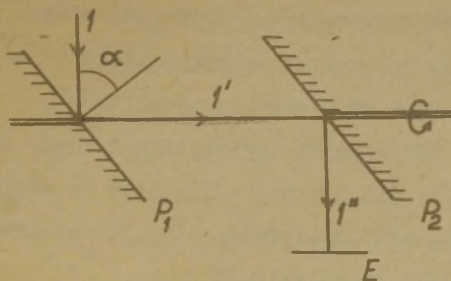
Polaroidile P_1 langeva valguskiire sümmeetria on seletatav järgmiselt. Püüsiline valguskiir koosneb ühes suunas levivatest lainejadadest, mida samaaegselt kiirgavad paljud aatomid. On loomulik oletada, et iga aatom kiirgab lineaarselt polariseeritud valguslaine, kuid kahtlemata on nendes lainetes võnketasandid orienteeritud erinevalt. Et kiirgavate aatomite arv on väga suur, siis on suur ka lainete arv ja nii saamegi valguskiire, milles elektrivectoril puudub eelisorientatsioon.

2. VALGUSE POLARISATSIOON PEEGELDUMISEL JA MURDUMISEL.

Valguse polariseerimise peegeldumisel dielektrikutelt avastas E. Malus 1808. a.

Olgu peeglile P_1 langeva kiire 1 langemisnurk α

(joonis 136). Peegeldumine toimugu ainult peegli esipinnalt. Kiir $1'$ langegu peeglile P_2 , millelt ta peegeldub. Peegel P_2 on pööratav kiire $1'$ ümber. Kiir $1''$



Joonis 136.

langegu ekraanile, millel saame jälgida intensiivsust. Katse näitab, et valguse intensiivsus ekraanil E on maksimaalne siis, kui kiir 1 ja $1''$ asetsevad ühes tasapinnas. Valguse intensiivsus on minimaalne siis, kui kiir 1 ja $1''$ on ristuvates tasapindades. Selline olukord tekib, kui peeglit P_2 pöörata 90° võrra. Langemisenurga α muutmisel muutub ka peeglit P_2 peegeldunud valguse intensiivsus. On võimalik leida niisugune langemisenurk $\alpha = \alpha_0$, mille korral peegeldunud kiir $1'$ on täielikult polariseeritud. Kiire $1''$ minimaalne intensiivsus on siis null.

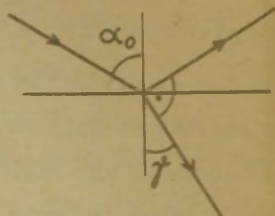
Brewsteri seadus väidab, et

$$\tan \alpha_0 = n_{21}, \quad (5.1)$$

kus n_{21} on keskkondade suhteline murdumisnäitaja. Brewsteri seadusest on lihtne arvutada langemisenurk α_0 , mille korral peegeldunud kiir on lineaarselt polariseeritud.

Valgust polariseerivaid seadeldisi nimetatakse polariisaatoreiks - näiteks peegel P_1 . Seadeldisi, mis võimaldavad polariseeritud valguse olemasolu kindlaks teha, nimetatakse analüsaatoriteks - näiteks peegel P_2 . (Peegli P_2 pööramisel muutus valguse intensiivsus, mis on polariseeritud valguse olemasolu tõendiks.)

Langeva läbipaistva dielektriku pinnale valguskiir langemisnurga α_0 all (joonis 137). Saab tõestada, et sel juhul on peegeldunud ja murdunud kiir teineteisega risti. Peegeldunud kiir on täielikult polariseeritud ja elektrivektor võngub langemistasandiga risti olevas tasandis. Kui $\alpha \neq \alpha_0$, siis on peegeldunud kiir osaliselt polariseeritud.



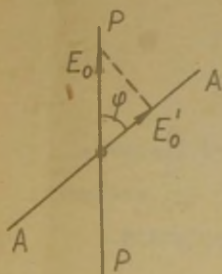
Joonis 137.

Murdunud kiir on alati osaliselt polariseeritud. Elektrivektor võngub eelistatult langemistasandis. Brewsteri nurga (α_0) all langenud kiirele vastava murdunud kiire polarisatsioon on kõige suurem, ulatudes 10 - 15 %-ni. Mitme murdumise järel saame peaaegu lineaarselt polariseeritud valguse.

3. MALUS'E SEADUS.

Malus'e seadus võimaldab arvutada analüsaatorit läbinud valguse intensiivsuse sõltuvalt polarisaatori ja analüsaatori vahelisest pöördenurgast. Olgu valguskiir risti

joonise tasandiga. Polarisaatorit läbinud valgus olgu lineaarselt polariseeritud ja elektrivektor võnkugu tasandis PP (joonis 138). Elektrivectori amplituud olgu E_0 .



Olgu analüsaatori asend selline, et teda võivad võnkumised läbida tasapinnas AA. Nurk tasandite vahel olgu φ . Langeva laine elektrivectori amplituudi lahutame kaheks komponendiks: üks komponent olgu paralleelne tasandiga AA ja teine komponent sellega risti. Analüsaatorit läbib vaid paralleelne komponent

Joonis 138.

$$E'_0 = E_0 \cos \varphi. \quad (5.2)$$

Analüsaatorit läbinud valguse intensiivsus

$$J = J_0 \cos^2 \varphi, \quad (5.3)$$

kus $J_0 = E_0^2$.

Seos (5.3) väljendabki Malus'e seadust, mille kohaselt analüsaatorit läbinud valguse intensiivsus on võrdeline $\cos^2 \varphi$ -ga.

4. FRESNELI VALEMID.

Käesolevas punktis kirjeldame lähemalt tasapinnalise monokromaatse elektromagnetilise laine läbimineku kahe dielektriku piirpinnast. Üleminekul ühest keskkonnast tei-

se kehtivad elektri- ja magnetivektori jaoks ääritingimused (vt. näiteks A. H. Матвеев. Электродинамика и теория относительности, lk. 32). Oletame, et vaadeldavad keskkonnad on ideaalsed dielektrikud, s. o. $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$. Elektrivektori ääritingimused on siis järgmised:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 E_{1n} &= \varepsilon_2 E_{2n}, \\ E_{1t} &= E_{2t}, \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

kus ε_1 ja ε_2 on keskkondade suhtelised dielektrilised läbitavused; E_{1n} , E_{2n} ja E_{1t} , E_{2t} - vastavalt elektrivektori normaal- ja tangentsiaalkomponendid.

Magnetvektori ääritingimused on

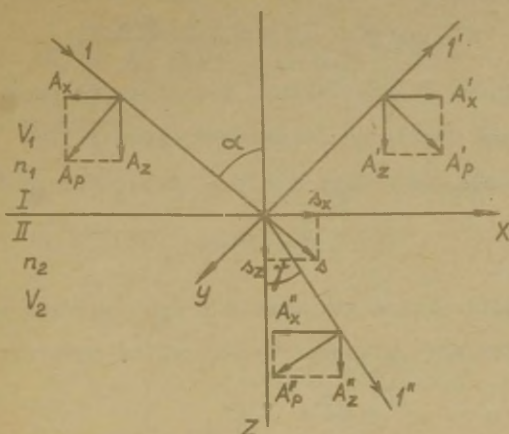
$$\left. \begin{aligned} H_{1n} &= H_{2n}, \\ H_{1t} &= H_{2t}, \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

kus on arvestatud, et suurte sageduste korral $\mu_1 = \mu_2 = 1$ (μ - keskkonna suhteline magnetiline läbitavus).

Keskkondade lahutuspinna valime x-, y-tasapinnaks, z-telg olgu risti lahutuspinnaga ja suunatud esimesest keskkonnast teise (joonis 139). x z-tasand olgu valguse langemistasandiks. y-telg on suunatud ettepoole ja on risti langemistasandiga. Keskkondade lahutuspinnal kiir 1 peegeldub ja murdub, mille tulemusena saame peegeldunud kiire 1' ja murdunud kiire 1".

Peegeldunud laine väljavektorite komponente tähistame märgiga ' ja murdunud laine komponente märgiga ". Lainete levimissuunad olgu antud lainevektorite suunaliste ühikvek-

toritega s , s' ja s'' . Langeva, peegeldunud ja murdunud laine elektrivекtori amplituudid lahutame kiirtega risti asetsevates tasandis kaheks komponendiks. Üks komponent



Joonis 139.

olgu risti langemistasandiga ja y -telje suunaline. Neid komponente tähistame A_x , A'_x , A''_x . Teine komponent asetsegu langemistasandis. Neid komponente tähistame A_p , A'_p , A''_p . Komponentide suuna valime selliselt, et vaadates vastu valguskiirt, peaksime langemistasandis olevat komponenti langemistasandiga risti oleva komponendiga ühteviimiseks pöörama päripäeva 90° võrra. Neid tingimusi rahuldavate komponentide asetus on näidatud joonisel 139.

Olgu langeva laine elektrivектор kujul

$$\vec{E} = \vec{A} e^{i(\omega t - \vec{r} \cdot \vec{k})}$$

mis antud tingimuste korral avaldub järgmiselt (vt. ka ptk 2, p. 18)

$$\vec{E} = \vec{A} e^{i\omega(t - \frac{x \sin \alpha + z \cos \alpha}{v_1})} \quad (5.6)$$

Tähistame

$$\tau = \omega(t - \frac{x \sin \alpha + z \cos \alpha}{v_1}). \quad (5.7)$$

Langeva laine elektrivectori koordinaattelgede suunalised komponendid avalduvad järgmiselt (joonis 139)

$$\begin{aligned} E_x &= -A_p \cos \alpha \exp(i\tau); \quad E_y = A_z \exp(i\tau); \\ E_z &= A_p \sin \alpha \exp(i\tau). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Magnetivectori komponentide arvutamiseks kasutame Maxwelli teooriast tulenevat seost, mille kohaselt

$$\vec{H} = \sqrt{\epsilon} \vec{j} \times \vec{E}, \quad (5.9)$$

kusjuures on arvestatud, et $\mu = 1$.

Selle seose alusel võime arvutada langeva laine magnetivectori komponendid. Me saame

$$\begin{aligned} H_x &= -A_z \sqrt{\epsilon_1} \cos \alpha \exp(i\tau); \quad H_y = -A_p \sqrt{\epsilon_1} \exp(i\tau); \\ H_z &= A_z \sqrt{\epsilon_1} \sin \alpha \exp(i\tau). \end{aligned} \quad (5.10)$$

Täiesti analoogiliselt saame leida peegeldunud ja murdunud laine koordinaattelgede suunalised komponendid.

Peegeldunud laine jaoks saame

$$\begin{aligned} E'_x &= A'_p \cos \alpha \exp(i\tau'); \quad E'_y = A'_z \exp(i\tau'); \\ E'_z &= A'_p \sin \alpha \exp(i\tau'). \end{aligned} \quad (5.11)$$

kus

$$\tau' = \omega \left(t - \frac{x \sin \alpha - z \cos \alpha}{v_1} \right). \quad (5.12)$$

Peegeldunud laine magnetivektori komponendid on järgmised

$$H_x' = A_2' \sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha \exp(i\tau'); \quad H_y' = -A_p' \sqrt{\varepsilon_1} \exp(i\tau'); \\ H_z' = A_2' \sqrt{\varepsilon_1} \sin \alpha \exp(i\tau'). \quad (5.13)$$

Murdunud laine korral

$$E_x'' = -A_p'' \cos \gamma \exp(i\tau''); \quad E_y'' = A_2'' \exp(i\tau''); \\ E_z'' = A_p'' \sin \gamma \exp(i\tau''), \quad (5.14)$$

kus

$$\tau'' = \omega \left(t - \frac{x \sin \gamma + z \cos \gamma}{v_2} \right). \quad (5.15)$$

Magnetivektori komponendid avalduvad järgmiselt

$$H_x'' = -A_2'' \sqrt{\varepsilon_2} \cos \gamma \exp(i\tau''); \quad H_y'' = -A_p'' \sqrt{\varepsilon_2} \exp(i\tau''); \\ H_z'' = A_2'' \sqrt{\varepsilon_2} \sin \gamma \exp(i\tau''). \quad (5.16)$$

Elektri- ja magnetivektori tangentsiaalkomponentide võrd-
suse põhjal

$$E_x + E_x' = E_x'', \quad E_y + E_y' = E_y'', \\ H_x + H_x' = H_x'', \quad H_y + H_y' = H_y''. \quad (5.17)$$

Asetame siia äsja arvutatud komponendid seostest (5.8),

(5.10), (5.11), (5.13), (5.14), 5.16). Arvestame veel, et

lahutuspinnal ($z = 0$) murdumisseaduse põhjal

$$\exp(i\tau) = \exp(i\tau') = \exp(i\tau'').$$

Seetõttu saame

$$\left. \begin{aligned} (A_p - A_p') \cos \alpha &= A_p'' \cos \gamma, \\ A_2 + A_2' &= A_2'', \\ \sqrt{\varepsilon_1} (A_2 - A_2') \cos \alpha &= \sqrt{\varepsilon_2} A_2'' \cos \gamma, \\ \sqrt{\varepsilon_1} (A_p + A_p') &= \sqrt{\varepsilon_2} A_p''. \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

Me näeme, et seosed (5.18) jagunevad kahte rühma, millest 2 sisaldavad ainult langemistasandis ja 2 langemistasandiga risti olevaid komponente. Järelikult on need lained teineteisest sõltumatud.

Võrrandid (5.18) võime lahendada ja leida peegeldunud ja murdunud laine komponendid. Me saame

$$\left. \begin{aligned} A_p' &= \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \gamma}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \gamma} A_p, \\ A_2' &= \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \gamma}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \gamma} A_2, \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

$$\left. \begin{aligned} A_p'' &= \frac{2 n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \gamma} A_p, \\ A_2'' &= \frac{2 n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \gamma} A_2, \end{aligned} \right\} \quad (5.20)$$

kus on arvestatud, et $\sqrt{\varepsilon} = n$. Seoseid (5.19) ja (5.20) nimetatakse Fresneli valemeiks. Valemid tuletas Fresnel 1823. a., kusjuures valgust käsitles Fresnel kui eetri võnkumist.

Seosed (5.19) ja (5.20) kirjutatakse harilikult teisel

kujul. Kasutades murdumisseadust, saame

$$\left. \begin{aligned} A'_p &= \frac{\tan(\alpha - \gamma)}{\tan(\alpha + \gamma)} A_p, \\ A'_z &= - \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\sin(\alpha + \gamma)} A_z, \end{aligned} \right\} \quad (5.21)$$

$$\left. \begin{aligned} A''_p &= \frac{2 \cos \alpha \sin \gamma}{\sin(\alpha + \gamma) \cos(\alpha - \gamma)} A_p, \\ A''_z &= \frac{2 \cos \alpha \sin \gamma}{\sin(\alpha + \gamma)} A_z. \end{aligned} \right\} \quad (5.22)$$

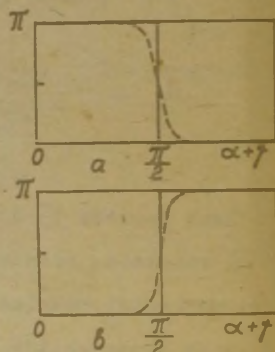
Kuna seostes (5.21) ja (5.22) esinevad nurgad α ja γ on reaalsed, siis on ka trigonomeetrilised funktsioonid neist nurkadest reaalsed. Järelikult peegeldunud või murdunud laine komponentide faas kas ühtib langeva laine vastava komponendi faasiga või erineb sellest π võrra.

Lainete faaside vahekorra selgitamisel peame silmas pidama, et A_p , A'_p ja A''_p faasid ühtivad, kui komponentide märgid on ühesugused. Samasugune on olukord ka komponentide A_p ja A''_p korral. Kuid, nagu näha jooniselt 139, A_p ja A'_p faasid ühtivad siis, kui nende märgid on erinevad, ja vastupidi.

Seostest (5.22) näeme, et murdunud laine elektrivektori komponentide märgid ühtivad alati langeva laine vastavate komponentide märkidega. Järelikult murdumisel faas ei muutu.

Olgu teine keskkond esimesest optiliselt tihedam, s.o. $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$. Sel juhul $\alpha > \beta$ ja seoste (5.21) põhjal A_p' ja A_p märgid on ühesugused, kui $\alpha + \beta < \frac{\pi}{2}$ ja järelikult faasid on erinevad. Kui $\alpha + \beta > \frac{\pi}{2}$, siis $\tan(\alpha + \beta) < 0$, A_p ja A_p' märgid erinevad, kuid faasid ühtivad, A_r ja A_r' märgid erinevad ja faaside vahel on erinevus π . Joonisel 140 on esitatud A_p' faasimuutuste käik sõltuvalt nurgast $\alpha + \beta$.

Olgu nüüd $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$, siis $\alpha < \beta$. Seetõttu $\tan(\alpha - \beta) < 0$, A_p ja A_p' märgid on erinevad kuini $\alpha + \beta < \frac{\pi}{2}$ - järelikult faasihüpe puudub. Kui $\alpha + \beta > 0$, siis $\tan(\alpha + \beta) < 0$ ja komponentide märgid on samad, millest järeldub, et faasid erinevad π võrra. Joonisel 140 b on esitatud A_p' faasi käik sõltuvalt nurgast $\alpha + \beta$. A_r ja A_r' märgid on samad, sest $\sin(\alpha - \beta) < 0$ ja faaside erinevust komponentide vahel ei teki.



Joonis 140.

Me nägime, et valguslaine peegeldumisel optiliselt tihedamalt keskkonnalt ($\varepsilon_2 > \varepsilon_1$) tingimusel, et $\alpha + \beta < \frac{\pi}{2}$, esineb laine mõlemal komponendil faasihüpe π . Niisugune on olukord näiteks seisvate valguslainete tekkimisel.

Seostest (5.21) näeme, et $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$ korral $A_p' = 0$, kuid $A_r' \neq 0$. Järelikult peegeldunud kiir on täielikult polariseeritud, kusjuures elektrivektor võngub risti lan-

gemistasandiga. Tingimus $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$ tähendab seda, et valguskiire langemismurk on võrdne Brewsteri nurgaga. Seega Brewsteri seadus tuleneb vahetult Fresneli valemeist.

Anname nüüd füüsikalise seletuse Brewsteri seadusele. Langeva laine elektrivекtori mõjul hakkavad teise keskkonna aatomite koosseisu kuuluvad elektronid võnkuma. Et langeva laine elektrivектор on lahutatud kaheks komponendiks, siis tekivad meil kahesugused võnkumised, ühel juhul elektronid võnguvad langemistasandis ja teisel juhul langemistasandiga risti. Võnkuvad elektronid kiirgavad elektromagnetilisi laineid, mis on koherentsed ja interfereeruvad. Interferentsi tulemusena saamegi peegeldunud laine. Võnkuva elektroni kiirgust võime vaadelda kui diipoli kiirgust. Diipoli kiirgus on maksimaalne diipoli teljega risti olevas suunas, kuna telje sihis kiirgus puudub. Kui murdunud kiir ja peegeldunud kiir on risti, siis langemistasandis olevate diipolite teljed on paralleelsed peegeldunud kiirega ja selles sihis kiirgus puudub. Peegeldunud kiir tekib langemistasandiga risti võnkuvate diipolite kiirguse interferentsi tulemusena, järelikult peegeldunud kiire elektrivектор võngub risti langemistasandiga.

Jooniselt 140 näeme, et Brewsteri nurgale vastava langemismurga korral tekib faasihüpe. Faasi muutuse tõeline käik on joonisel 140 näidatud punktiirjoonega. Selline käik on tingitud nn. üleminekukihi olemasolust keskkondade vahel. Mõõtmised on näidanud, et üleminekukihi paksus on mõni sajandik valguse lainepikkusest.

Fresneli valemid kujul (5.21) ja (5.22) ei ole kasutatavad, kui valgus langeb keskkondade lahutuspinnale risti. Sel juhul tuleb kasutada seoseid (5.19) ja (5.20), millest saame

$$\left. \begin{aligned} A_p' &= \frac{n-1}{n+1} A_p, & A_p'' &= \frac{2}{n+1} A_p, \\ A_z' &= -\frac{n-1}{n+1} A_z, & A_z'' &= \frac{2}{n+1} A_z, \end{aligned} \right\} \quad (5.23)$$

kus $n = n_2/n_1$.

Me näeme, et erinevus amplituudide paralleelsete ja ristkomponentide vahel kaob. Suhete A_p'/A_p ja A_z'/A_z märkide erinevus on formaalne ja tingitud kokkuleppest, mille kohaselt positiivne A_p suund ühtib A_p' negatiivse suunaga, kuna A_z ja A_z' positiivsed suunad on ühesugused.

Defineerime valguse peegelduskoefitsiendi

$$S = \frac{J'}{J} = \frac{A_p'^2 + A_z'^2}{A_p^2 + A_z^2}, \quad (5.24)$$

kus J' on peegeldunud ja J langeva valguse intensiivsus. Üldjuhul tuleb peegelduskoefitsiendi arvutamiseks kasutada seoseid (5.21), kuid vaatame siin ainult seda erijuhetu, kus valgus langeb keskkondade lahutuspinnale risti. Arvestades Fresneli valemeid kujul (5.23) saame

$$S = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (5.25)$$

Oletades, et meil on ideaalsed dielektrikud, saame valguse läbiläskukoefitsiendi d määrata energia jäävuse seaduse põhjal. Ilmselt $S + d = 1$, millest

$$d = 1 - S = \frac{4n}{(n+1)^2}. \quad (5.26)$$

Kui valgus langeb õhust klaasi pinnale risti ja $n = \frac{3}{2}$, siis seosest (5.25) leiame, et $\rho = 0,04$, s. t. 4 % pealangevast valgusest peegeldub.

Loomuliku valguse kasutamisel on langeva laine elektrivекtori mõlema komponendi keskväärtused võrdsed, s. o. $\bar{A}_p = \bar{A}_r$. Seostele (5.21) vastavalt on peegeldunud valgusel $|\bar{A}_r| \geq |\bar{A}_p|$, mis tähendab, et valgus on osaliselt polariseeritud. Elektrivекtor võngub eelistatult risti langemistasandiga.

Osaliselt polariseeritud valguse polarisatsiooniaset hindatakse järgmise valemi abil

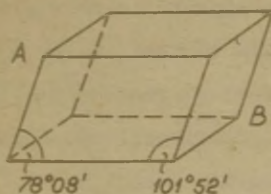
$$\Delta = \frac{I_z - I_p}{I_z + I_p} 100 \% . \quad (5.27)$$

I_z ja I_p on valguse intensiivsused risti langemistasandiga ja langemistasandis.

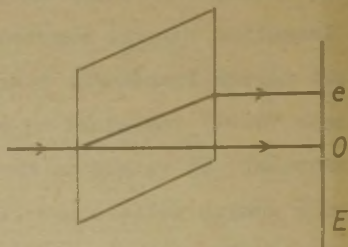
5. VALGUSE KAKSIKURDUMINE.

E. Bartholinus avastas 1669. a. nähtuse, mis on tuntud valguse kaksikurdmise nime all. Vaatame valguskiire läbiminekut islandi pao kristallist. Islandi pagu on kaltsiidi CaCO_3 vorm. Islandi paost võib kergesti saada läbipaistvaid romboedrilisi kristalle (joonis 141). Langegu valguskiir risti islandi pao ühele tahule (joonis 142). Kristallist väljub kaks kiirt, mis langevad ekraanile E. Seda nähtust nimetatakse valguse kaksikurdmiseks. Kiirt, mis läbib kristalli mürdumata, nimetatakse tavaliseks või ordinaarseks kiireks ja tähistatakse tähega o. Teist kiirt

nimetatakse ebatavaliseks või ekstraordinaarseks kiireks - tähis e . Islandi pao kristallis ei esine valguse kaksikmurdumine mitte valguskiirte igasuguse suuna korral. Kui



Joonis 141.



Joonis 142.

lihvida maha nurgad A ja B ning lasta valguskiir lange- da lihvitud pinnale risti, nii et ta läbib kristalli nurka- sid A ja B ühendava diagonaaliga paralleelselt, siis ei esine kaksikmurdumist.

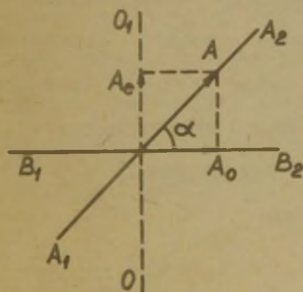
Sihti kristallis, kus kaksikmurdumist ei esine, nime- tatakse kristalli optiliseks teljeks. Definitsioonist jä- reldub, et optilisi telgi on lõpmata palju. Iga tasandit, millel asetseb optiline telg, nimetatakse kristalli peata- sandiks. Harilikult me kasutame peatasandit, mis läbib ka langeva valguskiire. Kaksikmurdumisel tekkinud tavaline ja ebatavaline valguskiir asuvad peatasandis.

Polaroidi abil võime veenduda, et kaksikmurdumisel saa- dud valguskiired on lineaarselt polariseeritud risti asetse- vais tasandis. Tavalise kiire elektrivektor võngub risti peatasandiga, kuna ebatavalise kiire elektrivektor võngub pea- tasandis. Kiirte intensiivsused on võrdsed.

Kui kaksikmurdumisel saadud kiir langeb teisele islandi pao kristallile, siis saame taas kaks kiirt, mis asuvad tei-

se kristalli peatasandis. Järelikult kaksikmurdumine ei sõl-
tu sellest, kas kristallile langev valgus on polariseeritud
või mitte.

Kui langev valgus on lineaarselt polariseeritud, siis
saadud kiirte intensiivsused ei ole üldiselt võrdsed ja sõl-
tuvad nurgast langeva kiire elektrivекtori võnkesuuna ja tai-
se kristalli peatasandi vahel. Arvutame nende kiirte inten-
siivsused. Valguskiir langegu risti joonise tasandiga. Olgu
 A_1A_2 joonise tasandi ja selle tasapinna, kus võngub lange-
va laine elektrivектор, lõikejoon (joonis 143). OO_1 olgu
kristalli peatasandi ja joonise tasandi lõikejoon. Tavali-



Joonis 143.

lise kiire elektrivектор võn-
gub risti peatasandiga. Olgu
selle tasandi lõikejoon B_1B_2 .
Lahutame langeva laine elekt-
rivекtori amplituudi A ka-
heks komponendiks, üks kompo-
nent olgu risti peatasandiga
ja teine asugu peataeandis.

Jooniselt 143 näeme, et pea-

tasandiga risti oleva komponendi amplituud

$$A_0 = A \cos \alpha, \quad (5.28)$$

kus α on nurk langeva laine võnketasandi ja peatasandiga
risti oleva tasandi vahel. Ebatavaline kiir võngub peataeandis
amplituudiga

$$A_e = A \sin \alpha. \quad (5.29)$$

Pärast üleminekut intensiivsustele saame

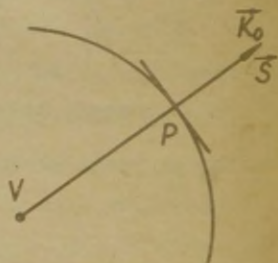
$$\frac{J_e}{J_0} = \tan^2 \alpha, \quad (5.30)$$

kus J_0 ja J_e on vastavalt tavalise ja ebatavalise kiire intensiivsused. Seosest (5.30) on näha, et kiired on võrde intensiivsusega sel juhul, kui $\alpha = \frac{\pi}{4}$.

6. ANISOTROOPSED KESKKONNAD.

Me teame, et isotroopses keskkonnas asetsevast punktvalgusallikast V väljunud valguslaine on keralaine. Lainefrondiks punktis P on läbi selle punkti lainepinnale võetud puutetasand (joonis 144). Laine levimise suund ühtib lainevektoriga, mille suund olgu antud ühikvektoriga $\vec{k}_0$. Isotroopses keskkonnas ühtib lainevektor valguskiirega $\vec{S}$, mis määrab valgusenergia levimise suuna.

Anisotroopses keskkonnas valguse kiirus sõltub suunast ja võnketasandi asendist. Punktvalgusallikast lähtuv laine ei ole enam üldiselt keralaine. Olgu punkti P läbiva lainepinna lõikejoon joonise tasandiga LL (joonis 145). Lainefrondiks



Joonis 144.

punktis P on puutetasand BB . Lainepinna liikumise suuna määrab vektor $\vec{k}_0$, mis ühtib laine normaaliga. Energia liigub punkte V ja P ühendava sirge sihis. Energia le-

vimise suuna punktis P määrab vektor $\vec{S}$. Me saime väga olulise tulemuse: anisotroopses keskkonnas lainepinna liikumise suund ja energia levimise suund ei ühti.



Joonis 145.

Anisotroopseteks keskkondadeks on paljud kristallid. Optiliste omaduste alusel jaotatakse läbipaistvad kristallid isotroopseteks ja anisotroopseteks, mis omakorda jagunevad üheteljelisteks ja kaheteljelisteks. Isotroopsete kristallide optilised omadused ei sõltu suunast. Sellesse rühma kuuluvad kuubilised kristallid. Üheteljelised on näiteks tetragonaalsesse ja heksagonaalsesse süngooniasse kuuluvad kristallid. Kaheteljelised on näiteks monokliinised ja trikliinised kristallid.

7. VALGUSE LEVIMISEST KRISTALLIDES.

Valguse kiiruse sõltuvuse suunast anisotroopses keskkonnas tingib asjaolu, et n ja Maxwelli valemi $n = \sqrt{\epsilon}$ alusel ka ϵ sõltuvad suunast. Mõõtes kaheteljelisel kristallil kõikvõimalikes suundades ϵ väärtused ja kandes igale suunale, lähtudes ühest alguspunktist, väärtused $\sqrt{\epsilon}$, saaksime punktide kogu, mis moodustab kolmeteljelise ellipsoidi pinna. Selline pind on omane kõigile füüsikalistele suurustele, mis avalduvad teist järku tensorina. Valime el-

lipsoidi teljed koordinaattelgedeks ja tähistame suhtelise dielektrilise läbitavuse väärtused telgede suunas $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$. Neid ε väärtusi nimetatakse suhtelise dielektrilise läbitavuse peaväärtusteks. Ellipsoidi võrrand on siis järgmine

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1. \quad (5.31)$$

Tähistame vektorite $\vec{D}$ ja $\vec{E}$ koordinaattelgedesummalised komponendid D_x, D_y, D_z ja E_x, E_y, E_z , siis kehtivad järgmised seosed

$$D_x = \varepsilon_x E_x, \quad D_y = \varepsilon_y E_y, \quad D_z = \varepsilon_z E_z. \quad (5.32)$$

Seosest (5.32) järeldub, et valitud koordinaattelgedes suunas vektorid $\vec{D}$ ja $\vec{E}$ on paralleelsed. Mõne suvalise suuna korral on nende vektorite vahel nurk α .

Üheteljelistes kristallides valitakse koordinaatteljed nii, et $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$. Valemist (5.31) järeldub nüüd, et kolmeteljeline ellipsoid kõduneb pöördellipsoidiks. Isotroopse kristallis $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$ ja seosest (5.31) saame kerapiina võrrandi.

Maxwelli valemi kohaselt $n = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{v}$, mille alusel defineerime valguse peakiirused kristallis:

$$V_x = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_x}}, \quad V_y = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_y}}, \quad V_z = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_z}}. \quad (5.33)$$

Valguse levimist anisotroopsetes keskkondades uuris Fresnel, kes leidis, et peab kehtima järgmine seos

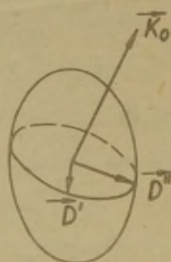
$$\frac{K_{0x}}{V_p^2 - V_x^2} + \frac{K_{0y}}{V_p^2 - V_y^2} + \frac{K_{0z}}{V_p^2 - V_z^2} = 0, \quad (5.34)$$

kus K_{0x}, K_{0y}, K_{0z} on lainvektori ühikvektori $\vec{k}_0$

komponendid. See on nn. Fresneli normaalide võrrand. Seost (5.34) on näha, et V_p^2 suhtes on see ruutvõrrand. Järelikult vektoriga $\vec{k}_0$ määratud suunas on olemas kaks faasikiirust V_p . Seejuures on arvestatud kiirus $\pm V_p$ ühekordselt, kuna $-V_p$ vastab suunas $-\vec{k}_0$ levivale lainele.

Erinevate kiirustega levivad erinevad lained. Seega peab anisotroopses kristallis eksisteerima kaks lainet, mille tõendiks on kaksikmurdumine kristallides. Need lained on lineaarselt polariseeritud risti asetsevates tasandites.

Võrrand (5.31) kirjeldab ellipsoidi, mille pooltelgede pikkused on võrdsed ruutjuurega suhtelise dielektrilise läbitavuse peaväärtustest, kusjuures poolteljed ühtivad ϵ peasuundadega. Seda ellipsoidi nimetatakse normaalide ellipsoidiks. Ellipsoidi teades võime leida mõlemad faasikiirused, mis vastavad suunas $\vec{k}_0$ levivale lainele ja vektori $\vec{D}$ võnkesuunad neis laineis. Joonisel 146 on esitatud ellipsoidi ristilõige joonise tasandiga. Olgu antud suvaline lain vektori $\vec{k}_0$ suund. Lõikame ellipsoidi tasandiga, mis on risti vektoriga $\vec{k}_0$. Lõikejooneks on ellips. Vektorile $\vec{k}_0$ vastavad faasikiirused on pöördvõrdelised ellipsi pooltelgede pikkustega. Saab tõestada, et pooltelgede suunad ühtivad vektori $\vec{D}$ võnkesuundadega.



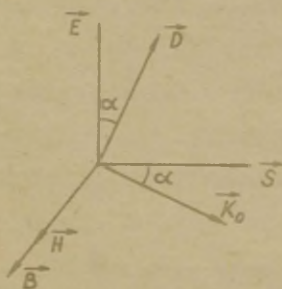
Joonis 146.

Kuna ellipsi poolteljed on risti, siis on risti ka vektorile $\vec{k}_0$ vastavate lainete vektorite $\vec{D}'$ ja $\vec{D}''$ võnkesuunad. Järelikult on mõlemad lained lineaarselt polariseeritud.

Belmises punktis me märkisime, et anisotroopses keskkonnas vektorid $\vec{k}_0$ ja $\vec{S}$ ei ole paralleelsed. Valguskiire suund ühtib energia levimise suunaga, mille määrab Poytingi-Umovi vektor $\vec{S}$. See vektor avaldub järgmise vektorkorrutisena

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (5.35)$$

Esitame nüüd lainet iseloomustavate vektorite vastastikuse asetuse. Olgu vektor $\vec{H}$ ($\vec{B}$) suunatud vaataja poole ja vektor $\vec{E}$ joonise tasapinnas vertikaalselt üles (joonis 147),



Joonis 147.

$\vec{E}$, $\vec{H}$ ja $\vec{S}$ ning $\vec{D}$, $\vec{H}$ ja $\vec{k}_0$ moodustavad kaks parema käe koordinaatsüsteemi.

Laine faasikiirus v_p tähendab lainepinna liikumise kiirust. Valgusenergia levib teistsuguse kiirusega. Defineerime energia levimise kiiruse v_z järgmiselt

$$v_z = \frac{S}{W}, \quad (5.36)$$

kus S väljendab energia hulka silindris kõrgusega v_z ja ühikulise ristlõikepindalaga, millega on risti vektor $\vec{S}$, W on elektrivälja energia ruumtihedus. Faasikiiru-

se ja energia liikumise kiiruse vahel on lihtne seos

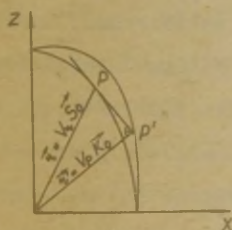
$$V_p = V_2 \cos \alpha. \quad (5.37)$$

Teooria näitab, et igas vektoriga $\vec{S}$ määratud suunas on olemas ka kaks energia levimise kiirust.

Kujutame nüüd, et kristalli sees punktist O kui koordinaatide alguspunktist lähtudes kanname vektori $\vec{k}_0$ suunale kaks vektorit, mille pikkused on võrdelised faasi-kiirustega selles suunas. Kuna vektoril $\vec{k}_0$ võib olla kõikvõimalikke suundi, siis vektorite otspunktid täidavad kaksikpinna, mida nimetatakse normaalide pinnaks.

Vektori $\vec{S}$ suunas võime kanda samuti kaks vektorit, mille pikkused on võrdelised energia levimise kiirustega selles suunas. Vektori $\vec{S}$ kõikvõimalike orientatsioonide korral moodustavad nende vektorite otspunktid samuti kaksikpinna, mida nimetatakse kiirte pinnaks.

Joonisel 148 on näidatud kiirtepinna ja normaalide pinna lõikejooned xz -tasandiga. Normaalide pind ja kiirte pind



Joonis 148.

on keerukad pinnad, kuid nende pindade vahel eksisteerib väga tähtis seos. Saab tõestada, et kiirte pinnal mõnes punktis võetud puutetasand on alati risti vastava laine normaaliga. Joonisel 148 on võetud puutetasand kiirte pinnale läbi punkti P .

Tasandile võetud normaal lõikab

puutetasandiga normaalide pinna punktis P' . Läbi punkti P võetud tasand ühtib lainefrondiga selles punktis.

Käsitleme nüüd lähemalt valguse levimist üheteljelises kristallides. Lüheme Fresneli normaalide võrrandist (5.34), millest saame

$$k_{ox}^2 (v_p^2 - v_y^2) / (v_p^2 - v_z^2) + k_{oy}^2 (v_p^2 - v_x^2) / (v_p^2 - v_z^2) + k_{oz}^2 (v_p^2 - v_x^2) / (v_p^2 - v_y^2) = 0. \quad (5.38)$$

Üheteljelises kristallis $\varepsilon_x = \varepsilon_y$ ja järelikult $v_x = v_y$.

Olgu $v_0 \equiv v_x = v_y$ ja $v_e \equiv v_z$. Seosest (5.38) saame

$$(v_p^2 - v_0^2) [(k_{ox}^2 - k_{oy}^2) / (v_p^2 - v_e^2) + k_{oz}^2] = 0. \quad (5.39)$$

Olgu ühikvektori $\vec{k}_0$ ja z-telje vaheline nurk ϑ , siis

$$k_{ox}^2 + k_{oy}^2 = \sin^2 \vartheta, \quad k_{oz}^2 = \cos^2 \vartheta$$

ja seosest (5.39) saame

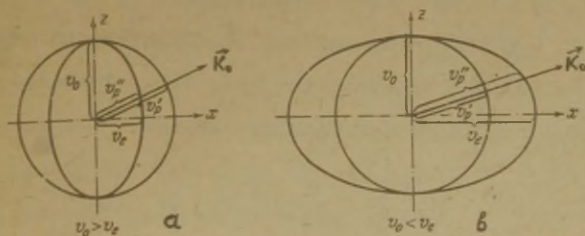
$$(v_p^2 - v_0^2) [(v_p^2 - v_e^2) \sin^2 \vartheta + (v_p^2 - v_0^2) \cos^2 \vartheta] = 0. \quad (5.40)$$

Selle võrrandi lahendid on

$$\begin{aligned} (v_p')^2 &= v_0^2, \\ (v_p'')^2 &= v_0^2 \cos^2 \vartheta + v_e^2 \sin^2 \vartheta. \end{aligned} \quad (5.41)$$

Me näeme, et üks kiirus v_p' ei sõltu lainenormaali suunast olles kõigi suundade jaoks ühesugune. Kiirus v_p'' sõltub nurgast vektori $\vec{k}_0$ ja z-telje vahel. Normaalide pind koosneb kahest osast - kerapinnast raadiusega v_p' ja ovaloidist. Seega kahest lainest, mis vastavad igale $\vec{k}_0$ suunale on üks tavaline laine, mille kiirus ei sõltu levimise suunast ja teine on ebataoline laine, mille levimise kiirus sõltub nurgast ϑ . Mõlema laine kiirused ühtivad, kui $\vartheta = 0$, s. o. optilise telje sihis levivad lained ühesuguse kiirusega. Selles suunas ei ilmne kaksikmurdumist.

Normaalide pinna lõikejooned xz -tasandiga on esitatud joonisel 149.



Joonis 149.

Kui $v_0 > v_e$ (joonis 149a), nimetatakse kristalli positiivseks üheteljeliseks kristalliks ja kui $v_0 < v_e$ (joonis 149b), nimetatakse kristalli negatiivseks üheteljeliseks kristalliks.

Leiame vektori $\vec{D}$ võnkumissuunad üheteljelises kristallis. Kasutame selleks normaalide ellipsoidi (joonis 150). Tasapind, mis läbib optilise telje ja vektori $\vec{k}_0$, on kristalli peatasand. Ellipsoid on sümmeetriline peatasandi suhtes. Lõigates ellipsoidi tasandiga, mis on risti vektori $\vec{k}_0$ ja mis läbib ellipsoidi keskpunkti O , saame lõikejooneks peatasandi suhtes sümmeetrilise ellipsi. Ellipsi üks pooltelg on peatasandis ja teine sellega risti. Peatasandiga risti oleva ellipsi pooltelje pikkus on pöördevõrdeline tavalise laine kiirusega v_0 . Järelikult selles laines vektor $\vec{D}$ (joonisel $\vec{D}'$) võngub risti peatasandiga, kuna ebatavalise laine vektor $\vec{D}''$ võngub peatasandis.

Leiame nüüd kiirte pinna üheteljelises kristallis. Selleks lähtume nn. Fresneli kiirte võrrandist

$$\frac{S_{0x}^2}{\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V_x^2}} + \frac{S_{0y}^2}{\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V_y^2}} + \frac{S_{0z}^2}{\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V_z^2}} = 0, \quad (5.42)$$

kus S_{0x} , S_{0y} , S_{0z} on vektori $\vec{S}$ ühikvektori komponendid. Üheteljelises kristallis $V_x = V_y \equiv V$. Toimides nii nagu Fresneli normaalse võrrandiga, leiame

$$\left(\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V^2}\right) \left[(S_{0x}^2 + S_{0y}^2) \left(\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V^2}\right) + S_{0z}^2 \left(\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V^2}\right) \right] = 0, \quad (5.43)$$

Siit saame

$$(V_z')^2 = V^2 \quad (5.44)$$

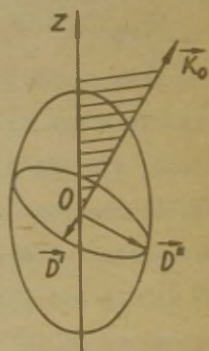
ja

$$(S_{0x}^2 + S_{0y}^2) \left(\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V^2}\right) + S_{0z}^2 \left(\frac{1}{V_z^2} - \frac{1}{V^2}\right) = 0. \quad (5.45)$$

Selleks, et leida võrrandiga (5.45) antud pinna kuju, vaatame selle lõiget xz -tasandiga, s. o. olgu $S_{0y} = 0$. Siis ei ole raske leida, et

$$\frac{1}{(V_z'')^2} = \frac{S_{0x}^2}{V_z^2} + \frac{S_{0z}^2}{V^2}. \quad (5.46)$$

See aga on ellipsi sõrrand, mille pooltelgede pikkused on v_z ja v . Ka yz -tasandiga lõikamisel saame lõikejooneks samasuguse ellipsi. Järelikult kiirte pind koosneb kahest pinna - üks on kerapind raadiusega v ja teine - pöördeellipsoid. Me näeme, et kiirte pind on mõnevõrra lihtsam kui normaalide pind, sest ovaloidi asemel on nüüd pöördeellipsoid.



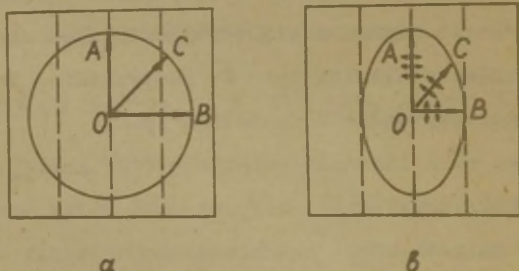
Joonis 150.

Leiame veel elektrivektori võnkumissuuna tavalises ja ebataavalises laines. Seda ei ole raske teha, kui meenutame, et vektorid $\vec{E}$ ja $\vec{D}$ asetsevad ühes tasandis. Me nägime, et vektor $\vec{D}$ võngub risti peatasandiga ja $\vec{D}^n$ peatasandis. Siit järeldub, et tavalisele lainele vastav elektrivektor $\vec{E}^0$ võngub samuti risti peatasandiga ja ebataavalisele lainele vastav elektrivektor $\vec{E}$ peatasandis. Tulemused ühtivad eksperimentaalsete andmetega (p. 5).

Püüame nüüd lähemalt selgitada füüsikalisi põhjusi, mis tingivad kaksikmurdumise. Nagu me juba varem märkisime, on põhjuseks anisotroopset keskkonda moodustavate osakeste anisotroopia. Oletame, et osakeste anisotroopsuse tõttu nende koosseisu kuuluvatel elektronidel on kaks erinevat omavõnkesagedust. Elektronide omavõnkesagedus optilise teljega risti olevas suunas olgu ω_1 ja paralleelselt optilise teljega - ω_2 .

Levigu valguskiir kristalli peatasandis. Valgusallikas asetsegu kristalli peatasandis punktis O. Punktist O väljugu lineaarselt polariseeritud valguskiired OA, OB ja OC, kusjuures kõigi kiirte elektrivektorid võnkugu risti peatasandiga (joonis 151a). Kõik kolm vaadeldavat kiirt on tavalised kiired. Kuna elektrivektor võngub risti kiirega ja risti peatasandiga, siis ta mõjutab ainult elektrone, millele omavõnkesagedus on ω_1 . Se tähendab, et kõigi kiirte levimistingimused on ühesugused ja ajavahemiku Δt s vältel jõuavad nad punktist O võrdsele kaugusele. Kiirte pind on kerapind.

Vaatame nüüd niisuguste valguskiirte levimist, kus elektrivektor võngub peatasandis. Paralleelselt optilise teljega levivas kiires OA elektrivektor võngub risti kiirega ja mõjutab elektrone omavõnkesagedusega ω_1 . Selle



Joonis 151.

kiire levimistingimused on samasugused kui eelmistel kiirtel. Kiire OB elektrivektor võngub paralleelselt optilise teljega ja mõjutab ainult elektrone omavõnkesagedusega ω_2 . Valguse levimiskiirus suunas OB on kindlasti teistsugune kui suunas OA. Suvalises suunas leviva kiire OC elektrivektor mõjutab nii elektrone omavõnkesagedusega ω_1 kui ka ω_2 . Selle kiire levikutingimused sõltuvad nurgast optilise telje ja kiire vahel. Ajavahemiku Δt s mõõdamisel on kiired levinud punktist O erinevatele kaugustele. Kiirte pinnaks on nüüd pöördellipsoidi pind.

Tavaliste ja ebatavaliste kiirte samaaegse leviku korral koosneb kiirte pind kerapinnast ja pöördellipsoidist. Seega suhteliselt lihtne anisotroopse keskkonna mudel võimaldab mõista kaksikmurdumise tekkimise põhjusi üheteljelises kristallis.

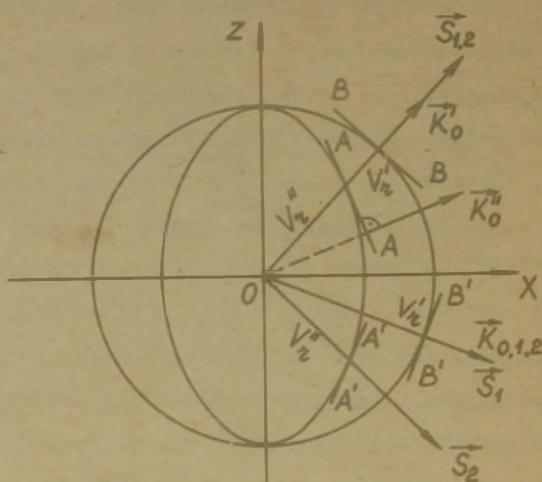
Võrdleme seostega (5.41), (5.44) ja (5.46) määratud kiirusi omavahel. Kõigepealt näeme, et $V_p' = V_0 = V$, s.t. normaalide pinna ja kiirte pinna osad, mis vastavad tavalisele lainele, ühtivad ja liiguvad ühesuguse kiirusega.

Kui seoses (5.41) võtta $\mathcal{V} = 0$, siis $V_p'' = V_0$, mis annab faasikiiruse z -telje suunas. Valguskiire levimiskiiruse z -telje suunas saame, kui seoses (5.46) võtame $S_{ox} = 0$, siis $V_z'' = V$, s. o. ühtib v_0 -ga. Leiame nüüd x -telje suunalised kiirused. Sel juhul $k_{oy} = 0$ ja seoses (5.41) $\mathcal{V} = \frac{\pi}{2}$ ning $V_p'' = V_e$. Seosest (5.46) leiame, juhul kui $S_{oz} = 0$, et $V_z'' = V_z$, s. o. x -telje suunas ühtivad faasikiirus ja valgusenergia levimiskiirus. See on õige ka y -telje suunas leviva valguse korral. Kiirused v_p'' ja v_r'' erinevad, kui $0 < \mathcal{V} < \frac{\pi}{2}$. Esitatud arutelust järeldub, et üheteljeliste kristallide klassifikatsioon, mille me viisime läbi faasikiiruste järgi, jääb kehtima täpselt samasugusena kui klassifitseerimise aluseks võtta energia levimise kiirused.

Normaalide ja kiirte vahekorra paremaks mõistmiseks vaatleme veelkord kiirte pinna lõiget xz -tasandiga (joonis 152).

Punktist O võetud iga sirge vastab valguskiirele. Sirge lõikepunktid pindadega määravad kaks punkti, mille kaugused punktist O on võrdsed energia levimise kiirustega v_r' ja v_r'' . Seega suunas $\vec{S}_{1,2}$ levib kaks erinevate kiirustega valguskiirt. Kiire $S_{1,2}$ lõikepunktides kera ja ellipsoidiga võetud puutetasandid määravad kaks mittepa-

ralleelset lainefronti AA ja BB. Lainevektorid $\vec{k}_0'$ ja $\vec{k}_0''$ näitavad lainefrontide liikumissuunda. Ühikvektor $\vec{k}_0'$ on paralleelne vektoriga $\vec{S}_{1,2}$, kuna $\vec{k}_0''$ ja $\vec{S}_{1,2}$ vahel



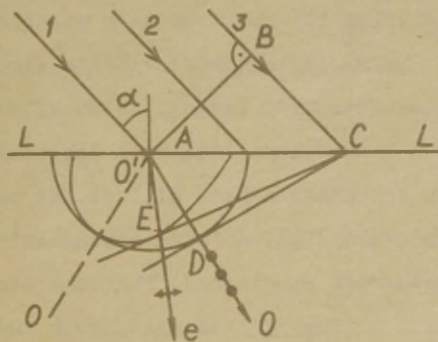
Joonis 152.

on nurk α . Olgu meil antud lainenormaal ühikvektori $\vec{k}_0'$ nöl, siis selles suunas on faasikiirused V_p' ja V_p'' (joonise 152 alumine pool). Ühikvektorile $\vec{k}_{0,1,2}$ vastab kaks valguskiirt. Kiir $\vec{S}_1$ ühtib lainevektoriga $\vec{k}_{0,1,2}$, kuna kiir $\vec{S}_2$ läbib ellipsoidi seda punkti, kus puutetasand A'A' on paralleelne tasandiga B'B'. Puutetasandid ühtivad lainefrondiga ja kuna nad on paralleelsed, siis levivad lained ühes suunas, kuid loomulikult erinevate faasikiirustega.

8. HUYGENSI KONSTRUKTSIOONE ÜHETELJELISES KRISTALLIS.

Teades kiirte pinda võime kergesti leida tavalise ja ebatavalise, valguskiire ning vastavad lainefrondid. Kiirte pinna leiame tuginedes Huygensi printsiibile. Vaatame mõningaid konstruktsioone kiirte ja lainefrontide leidmiseks üheteljelises kristallis.

1. Positiivse üheteljelise kristalli optiline telg OO' asugu langemistasandis, kuid lõikugu kristalli pinnaga LL nurga all (joonis 153). Kristalli pinnale langeva paralleelne valguskiirte kimp. Kristalli pinna punkti A jõudnud lainefrondi ja joonise tasapinna lõikejoon on



Joonis 153.

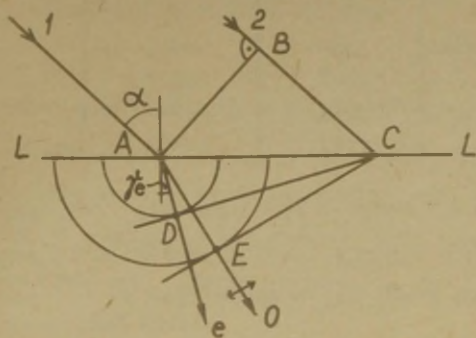
AB . Huygensi printsiibi kohaselt on punkt A sekundaarlainete allikas.

Selle ajaga, mis kulub kiirel 3 punktist B kristalli pinnale punkti C jõudmiseks, levib kristallis punkt-

ti A ümber kaks sekundaarlainet - keralaine ja pöörd-ellipsoidlaine. Lainepindade lõikejooned joonise tasandiga on ringjoon ja ellips. Mõlema pinna puutepunkt asetseb optilisel teljel. Ka kristalli pinna teisi punkte A ja C vahel võime vaadelda kui sekundaarlainete allikaid. Tavalise laine lainefrondi saame, kui võtame läbi punkti C kerapindade puutetasandi. Ebatavalise laine lainefrondi leidmiseks tuleb võtta puutetasand ellipseile läbi punkti C. Tavalise kiire saame, kui võtame sirge läbi punkti A ja puutepunkti D. Kuna tavalise kiire elektrivektor võngub risti peatasandiga, see ühtib aga joonise tasapinnaga, siis elektrivektor võngub risti joonise tasandiga. Ebatavalise valguskiire saamiseks tuleb võtta sirge läbi punkti A ja puutepunkti E. Ebatavalise kiire elektrivektor võngub peatasandis - seega joonise tasapinnas.

2. Olgu kristalli optiline telg paralleelne kristalli pinnaga LL ja risti langemistasandiga (joonis 154). Paralleelne valguskiirte kimp langegu kaldu kristalli tahule. Risti A läbiwa lainefrondi lõikejoon langemistasandiga on AB. Punkt A on sekundaarlainete allikas. Et optiline telg on risti langemistasandiga, siis on sekundaarlainete lõikejooned selle tasandiga ringjooned. Väiksema ringi raadius on võrdne τv_e , kus τ on ajavahemik, mis valgusel kuulub lõigu BC läbimiseks. Lainefrondid leiame, kui võtame läbi punkti C puutetasandid sekundaarlainetele. Joonise tasandis saame lõikejooned CE ja CD. Punktist A läbi punktide E ja D võetud sirged annavad meile tavalise ja

ebatavalise kiire. Tavalise kiire elektrivektor võngub joonise tasandis, kuna ebatavalise kiire elektrivektor võngub risti joonise tasandiga. Antud juhul on mõlemad valguskiired risti lainefrondiga.



Joonis 154.

Kui langemisnurk on α ja ebatavalise kiire murdumisnurk γ_e , siis

$$\frac{BC}{AC} = \sin \alpha, \quad \frac{AD}{AC} = \sin \gamma_e,$$

millest

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_e} = \frac{BC}{AD}.$$

Ilmselt $BC = c\tau$ ja $AD = v_e\tau$.

Seega

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_e} = \frac{c}{v_e} = n_e, \quad (5.47)$$

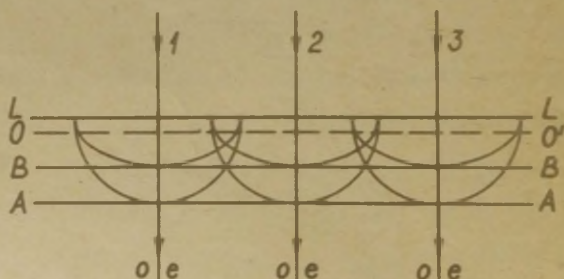
mida nimetatatakse ebatavalise kiire murdumisnäitajaks. Me nägime, et positiivse üheteljelise kristalli korral $v_e < v_o$, järelikut peab $n_e > n_o$. Negatiivse üheteljelise kristalli korral $v_e > v_o$ ja järelikut $n_o > n_e$. Tabelis 4 on

toodud mõne üheteljelise kristalli murdumisenäitajate väärtused lainepikkuse $\lambda = 589 \text{ nm}$ jaoks.

T a b e l 4 .

Kristall	n_o	n_e	Pos. või neg.
Islandi pagu	1,658	1,486	Neg.
NaNO_3	1,585	1,337	Neg.
Jää	1,309	1,310	Pos.
Kvarts	1,543	1,552	Pos.

3. Olgu kristalli optiline telg OO' paralleelne kristalli pinnaga (joonis 155). Kristallile langegu paralleelne valguskiirte kimp, mille äärekiired on 1 ja 3. Kuna val-



Joonis 155.

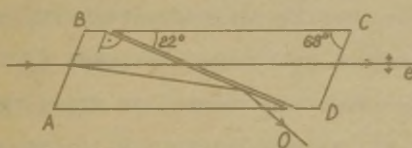
gus langeb pinnale LL risti, siis pinna iga punkt muutub samal hetkel sekundaarlainete allikake. Sekundaarlainetele võetud puutetasandid lõikuvad joonise tasandiga piki jooni AA ja BB . Me näeme, et antud juhul lainefrondid on paralleelsed tasapinnad. Tavaline ja ebatavaline valguskiir ühtivad, nad levivad samas suunas, kuid on seejuures erinevalt polariseeritud. Tavalise kiire elektrivektor võngub

risti joonise tasandiga ja ebataavalise kiire elektrivektor
- joonise tasandis, mis ühtib kristalli peatasandiga.

9. POLARISATSIOONIPRISMAD.

Valguse kaksikmurdumist võime kasutada lineaarselt polariseeritud valguse saamiseks. Selleks kasutatakse üheteljelisest kristallist valmistatud polarisatsiooniprismasid. Neid on kahte tüüpi: prismad, mis annavad ühe polariseeritud kiire ja prismad, mis annavad kaks risti asetsevates tasandites polariseeritud kiirt.

1. Nicoli prisma (1828. a.). Prisma valmistatakse islandi paost ja koosneb kahest poolest, mis kleebitakse kokku kanada palsamiga. Prismat iseloomustavad tähtsamad parameetrid on märgitud joonisel 156. Kristalli optiline talg



Joonis 156.

moodustab prisma diagonaaliga nurga 42° . Prisma pikkuse ja laiuse suhe on 3,65.

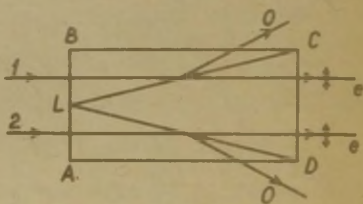
Kanada palsami murdumisnäitaja $n = 1,54$. Kuna islandi paol $n_o = 1,658$ ja prisma servaga BC paralleelselt leviva kiire jaoks $n_e = 1,515$, siis $n_e < n < n_o$. Vaatleme valguskiire läbimineku prismast. Üleminekul õhust

kristalli tekib kaksikmurdumise tagajärjel tavaline kiir. Tavaline kiir langeb kanada palsami kihile sisepeegelduse piirnurgast suurema nurga all ja peegeldub ega läbi seetõttu prismat. Ebatavaline kiir läbib prisma ja on lineaarselt polariseeritud joonise tasandis.

Nicoli prismat ehk niikolit kasutatakse tänapäevalaheteliselt harva.

2. Ahrensi prisma. Prisma ristlõige on toodud joonisel 157. Ka see prisma valmistatakse islandi paost. Prisma koosneb kolmest osast, mis

on ühendatud kanada palsamiga. Priema pikkuse ja laiuse suhe on 1,9. Optiline telg on kõigis osaprismades paralleelne servaga AB. Vaatleme kiir-

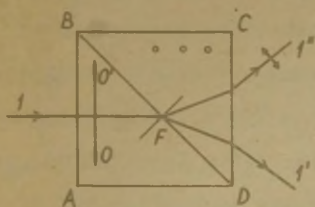


Joonis 157.

te 1 ja 2 läbiminekut prismast. Kiire 1 üleminekul õhust prisma kaksikmurdumise tõttu tekkinud tavaline ja ebatavaline kiir ei eraldu teineteisest ($p,8$). Pinnale LC langeb tavaline kiir sisepeegelduse piirnurgast suurema langemisnurga all ja seetõttu see kiir prismat ei läbi. Ebatavaline kiir läbib prisma ja on polariseeritud peatasandis, mis ühtib joonise tasandiga. Analoogiliselt käitub ka kiir 2.

Ahrensi prisma polarisatsiooniasende on väga suur - 0,99999. Prisma leiab kasutamist polarisatsioonimikroskoopides.

3. Wollastone prisma. Prisma valmistatakse islandi paost. Ta koosneb kahest poolest, kusjuures erinevates pooltes on optilised teljed risti (prismas BCD on optiline telg risti joonise tasandiga) (joonis 158). Valguskiir 1 langeb risti prisma tahule AB. Kaksikmurdumise tulemusena saadud



Joonis 158.

kiired ei lahutu teineteisest.

Jõudes pinnale BD punktis F

kiired murduvad erinevalt. An-

tud juhul on prisma kummagi

poole murdumisnäitajad $n_o =$

$= 1,658$ ja $n_e = 1,486$. Kui

prisma esimesest poolest tava-

line kiir läheb üle prisma teise poolele, siis muutub ta ebataavaliseks kiireks ja vastupidi: ebataavaline kiir prisma esimeses pooles on teises pooles tavaline kiir. Selliste muutuse põhjuseks on optilise telje erinev asend, kuna võnketasand ei muuda oma asendit üleminekul ühest prisma poolest teise. Tavalise kiire murdumisel on suhteline murdumisnäitaja $n_e/n_o < 1$ ja kiir kaugeneb ristjoonest. Üleminekul prismast õhku kiir murdub ja me saame lineaarselt polariseeritud kiire $1'$. Ebataavalise kiire murdumisel pinnal BD on suhteline murdumisnäitaja $n_o/n_e > 1$ ja kiir läheneb ristjoonele. Pärast prismast väljumist saame lineaarselt polariseeritud kiire $1''$. Kiire $1'$ elektrivektor võngub risti joonise tasandiga, kuna kiire $1''$ korral - joonise tasandis.

4. Dikroidsed plaadid. Mitmel üheteljelisel kristallil on omadus neelata erinevates suundades levivat loomulikku valgust erinevalt. Selle põhjuseks on asjaolu, et kaksikmur-

dumisel tekkinud kiirte elektrivektorid võnguvad kristalli telje suhtes erinevate nurkade all ja kristall neelab sel juhul valgust erinevalt. Et valguse neeldumine sõltub veel ka lainepikkusest, siis vaadates kristallile erinevates suundades, näeme teda erinevalt värvilisena. Seda nähtust nimetatakse dikroismiks või üldisemalt pleokroismiks.

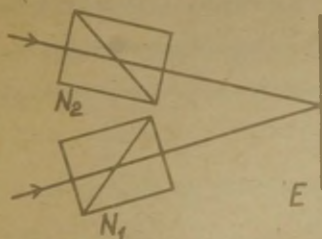
Üks kristallidest, milles esineb kirjeldatud nähtus, on turmaliin. Kui turmaliinist lõigatud plaadile langeb valguskiir, siis saame kaksikmurdumise tõttu tavalise ja ebatavalise kiire. Tavaline kiir neeldub tugevamini kui ebatavaline ning plaadi piisava paksuse korral (≈ 1 mm) väljub plaadist vaid ebatavaline kiir, mis on lineaarselt polariseeritud. Ebatavaline kiir neeldub osaliselt ja plaat toimib ühtlasi filtrina, lastes hästi läbi kollakas-rohelist valgust.

Ka joodhiniinil on turmaliiniga analoogilised omadused. Joodhiniini kristall paksusega 0,1 mm neelab ühe kiirtest täielikult ja kristalli läbinud kiir on lineaarselt polariseeritud. Kristalli läbinud valgus on kollakas. Järelikult põhineb polaroidi võime valgust polariseerida valguse kaksikmurdumisel.

10. POLARISEERITUD VALGUSE INTERFERENTS.

Niikoleid kasutades võime saada mistahes tasapinnas lineaarselt polariseeritud valguse. See võimaldab uurida kahe lineaarselt polariseeritud valguskiire interferentsi. Aset-

segu mõnesuguse interferomeetri mõlemas õlas identssed niikolid (joonis 159). Kui niikolite N_1 ja N_2 peatasandid on paralleelsed, siis ekraanil E olev interferentsipilt ei erine pildist, mis saadakse niikolite pöördumisel. Aset-



Joonis 159.

sevad aga niikolite peatasandid risti, nagu skemaatiliselt näidatud joonisel 159, siis puudub interferents täiesti. See on tingitud sellest, et interfereeruvate lainete elektrivektorid asetsevad täpselt risti.

Analoogilised interferentsikatsed võimaldasid Arago ja Fresnelil juba 1816. a. kindlalt väita, et valguslained on ristilained.

11. ELLIPTILISELT POLARISEERITUD VALGUS.

Olgu negatiivsest üheteljelisest kristallist paralleelselt optilise teljega välja lõigatud tasaparalleelne plaat. Optilise telje võtame x -teljeks ja risti asetseva suuna y -teljeks (joonis 160). Neid suundasid nimetatakse kristalli peasuundadeks. Langeva plaadile risti täielikult polariseeritud tasapinnaline valguslaine, mille elektrivectori amplituud on E_0 . x -telje ja langeva laine elektrivectori va-

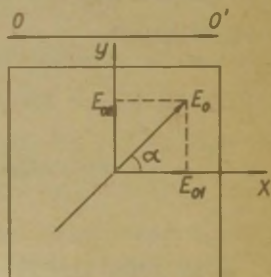
heline nurk olgu α . Kaksikmurdumise tõttu tekib plaadis tavaline ja ebatavaline laine. Tavalises laines elektrivektor võngub y-telje sihis, ebatavalises laines aga x-telje sihis.

Kirjutame välja koordinaattelgedesuunalised elektrivекtori amplituudi komponendid. Et valgus langeb plaadi pinnale risti, siis on nullist erinevad elektrivекtori x- ja y-komponent. Seega

$$\left. \begin{aligned} E_{01} &= E_0 \cos \alpha, \\ E_{02} &= E_0 \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (5.48)$$

Arvestades koordinaattelgede valikut on E_{01} ebatavalise ja E_{02} tavalise laine elektrivекtori amplituud. Nüüd võime üles kirjutada lainete hälbed plaadist väljumise hetkel. Need on järgmised

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{01} \cos \omega t, \\ E_y &= E_{02} \cos (\omega t + \delta), \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$



Joonis 160.

kus faasivahe δ võib olla nii positiivne kui ka negatiivne.

Olgu plaadi paksus d , negatiivsel üheteljelisel kristallil murdumisnäitaja $n_o > n_e$, järelikult käiguvahe

$$\Delta L = d(n_e - n_o). \quad (5.50)$$

Siit saame leida faasivahe

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o) d. \quad (5.51)$$

Negatiivses kristallis on $v_o < v_e$, mistõttu tavalise ja ebatavalise laine vahel tekib faasivahe δ , kusjuures antud juhul $\delta < 0$.

Elimineerime seostest (5.49) aja. Esimesest seosest saame

$$\cos \omega t = \frac{E_x}{E_{o1}}$$

ja pärast selle asendamist teise

$$\frac{E_y}{E_{o2}} = \frac{E_x}{E_{o1}} \cos \delta - \sin \omega t \sin \delta.$$

Me saame kahest võrrandist koosneva süsteemi

$$\cos \omega t \sin \delta = \frac{E_x}{E_{o1}} \sin \delta,$$

$$-\sin \omega t \sin \delta = \frac{E_y}{E_{o2}} - \frac{E_x}{E_{o1}} \cos \delta.$$

Võttes nende avaldiste mõlemad pooled ruutu ja liites vastavad pooled, saame

$$\frac{E_x^2}{E_{o1}^2} + \frac{E_y^2}{E_{o2}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{o1} E_{o2}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (5.52)$$

See on ellipsi võrrand. Ellips asetseb ristkülikus, mille servad on paralleelsed koordinaattelgedega ja mille pikkus on $2 E_{o1}$ ning laius $2 E_{o2}$. Me ütleme, et plaadist väljunud valgus on elliptiliselt polariseeritud.

Elliptiliselt polariseeritud valguslaines elektrivektori ots kirjeldab ühe perioodi vältel ellipsi, kusjuures laine samal ajal nihkub lõigu vT võrra (v - valguse kiirus õhus). Ka magnetivektor kirjeldab ellipsi, kuid eelmisest erinevate parameetritega.

Me eristame kahesugust elliptiliselt polariseeritud valgust, sõltuvalt elektrivекtori pöörlemise suunast laines. Valgus on paremale elliptiliselt polariseeritud, kui vastu valguskiirt vaadates näeme elektrivекtori otsa ellipsit kirjeldades pöörduvat päripäeva. Valgus on vasakule elliptiliselt polariseeritud kui vastu valguskiirt vaadates elektrivекtori ots pöörduv vastupäeva.

Olgu plaadi paksus d selline, et lainete vahel tekib faasivahe $\delta = \frac{\pi}{2}$. Kerge on näha, et sel juhul peab d olema niisugune, et seda läbinud lainete käiguvahe oleks $\lambda_0/4$. Plaati, mille läbimisel selline käiguvahe tekib, nimetatakse veerandlainne plaadiks. Seosest (5.52) saame

$$\frac{E_x^2}{E_{01}^2} + \frac{E_y^2}{E_{02}^2} = 1. \quad (5.53)$$

Võrrand (5.53) kirjeldab ellipsit, mille poolteljed ühtivad koordinaattelgedega. Ellipsi pooltelgede pikkuste suhe sõltub nurgast α . Seoste (5.48) alusel

$$\frac{E_{02}}{E_{01}} = \tan \alpha. \quad (5.54)$$

Kui $\alpha = 45^\circ$, siis $E_{01} = E_{02}$ ja seosest (5.53) saame

$$E_x^2 + E_y^2 = E_{01}^2. \quad (5.55)$$

See on aga ringjoone võrrand. Ellips on kõdunenud ringiks. Sellise valguse kohta öeldakse, et see on ringpolariseeritud. Valgus on paremale ringpolariseeritud, kui $\sin \delta > 0$, järelikult

$$\delta = \frac{\pi}{2} + 2m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.56)$$

Seostest (5.49) saame, kui arvestame (5.56), ja et $m = 0$, siis

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{01} \cos \omega t, \\ E_y &= E_{02} \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) = -E_{02} \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (5.57)$$

Hetkel $t = 0$ on $E_x = E_{01}$ ja $E_y = 0$. Kui t suureneb, peab E_x olema positiivne, kuid $E_y < 0$. Jooniselt 160 on kerge näha, et E pöörduv päripäeva - valgus on tõepoolest paremale ringpolariseeritud.

Valgus on vasakule ringpolariseeritud, kui $\delta < 0$. Järelikult

$$\delta = -\frac{\pi}{2} + 2m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.58)$$

Seostest (5.49) saame nüüd

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{01} \cos \omega t, \\ E_y &= E_{02} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) = E_{02} \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (5.59)$$

Nende seoste abil on lihtne veenduda, et valgus on nüüd tõepoolest vasakule ringpolariseeritud.

Juhul, kui

$$\delta = m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.60)$$

saame seostest (5.49)

$$\frac{E_y}{E_x} = (-1)^m \frac{E_{02}}{E_{01}}. \quad (5.61)$$

Meil on ilmselt lineaarselt polariseeritud valgus. Valides koordinaatteljed selliselt, et x -telg ühtib elektrivektori võnkumissihiga, saame $E_y = 0$. Et elektri- ja magnetivektor on risti, siis peab $H_x = 0$ ja magnetivektor võngub y -telje sihis.

Olgu märgitud, et kompleksarve kasutades võime seosed (5.49) kirjutada kujul

$$E_x = E_{01} e^{i\omega t}$$

$$E_y = E_{02} e^{i(\omega t + \delta)}$$

Siit

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{E_{02}}{E_{01}} e^{i\delta} \quad (5.62)$$

See suhe võimaldab määrata polarisatsiooni liigi. Lineaarse polarisatsiooni korral on δ antud seosega (5.60).

Järelikult

$$\frac{E_y}{E_x} = (-1)^m \frac{E_{02}}{E_{01}},$$

mis ühtib valemiga (5.61).

Paremale ringpolariseeritud valguse korral on δ antud seosega (5.56). Me saame nüüd

$$\frac{E_y}{E_x} = \exp\left(\frac{i\pi}{2}\right) = i. \quad (5.63)$$

Vasakule ringpolariseeritud valguse korral on δ antud seosega (5.58) ja me saame

$$\frac{E_y}{E_x} = \exp\left(-\frac{i\pi}{2}\right) = -i. \quad (5.64)$$

12. ELLIPTILISELT POLARISEERITUD VALGUSE AVASTAMINE.

Oletame, et elliptiliselt polariseeritud valgus langeb niikolile. Pöörates niikolit valguskiire kui telje ümber, saame ekraanil muutuva intensiivsusega valguslaigu.

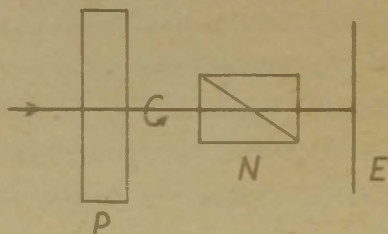
Niikoli ühe täispöörde vältel on valguse intensiivsus ekraanil kaks korda maksimaalne ja kaks korda minimaalne. Samal viisil muutub intensiivsus ka siis, kui langev valgus on osaliselt polariseeritud. Seetõttu ei ole võimalik ainult niikoli abil eristada elliptiliselt polariseeritud valgust osaliselt polariseeritud valgusest.

Kui analüüsitav valgus oleks ringpolariseeritud, ei saaks me seda niikoli abil eristada loomulikust valgusest.

Elliptilise ja osaliselt polariseeritud valguse ning ringpolariseeritud ja loomuliku valguse eristamine on võimalik, kui lasta valgus läbi sobivalt orienteeritud veerandlaine plaadi. Kui veerandlaine plaati läbib elliptiliselt polariseeritud valgus ja plaadi peasuunad ühtivad ellipsi pooltelgedega, siis tekib elektrivektori komponentide E_x ja E_y vahel, sõltuvalt plaadi orientatsioonist, täiendav faasivahe $\pm \frac{\pi}{2}$. Selle tõttu summaarne faasivahe on 0 või π . Veerandlaine plaati läbinud valgus on muutunud lineaarselt polariseerituks. Lineaarselt polariseeritud valguse võime avastada niikoli abil. Osaliselt polariseeritud valgus ei muutu veerandlaine plaadi läbimisel lineaarselt polariseerituks.

Katse skeem elliptiliselt polariseeritud valguse kindlakstegemiseks on järgmine. P - veerandlaine plaat, N - niikol ja E - ekraan (joonis 161). Kuna me eelnevalt ellipsi pooltelgede asendit ei tea, siis ei ole võimalik plaati kohe sobival viisil orienteerida. Tõenäoliselt me peame plaati valguskiire kui telje ümber korduvalt pöörama

teatava nurga võrra ja iga pööride järel niikoli pööramisega kontrollima, kas valgus on muutunud lineaarselt polariseerituks või ei. Kui niikoliga kontrollimine näitab, et valgus



Joonis 161.

on lineaarselt polariseeritud, siis plaadi peasuunad ühtivad ellipsi pooltelgedega ja plaadi orientatsioon võimaldab määrata ellipsi asetuse.

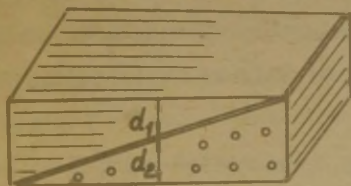
Kui veerandlaine plaadile langeb ringpolariseeritud valgus, siis sõltumatult plaadi peasuundade asendist tekib elektrivекtori komponentide vahel täiendav faasivahe $\pm \frac{\pi}{2}$ ja ringpolariseeritud valgus muutub lineaarselt polariseeritud valguseks, mida niikoliga on kerge kindlaks teha.

Loomulikku valgust veerandlaine plaat ei muuda lineaarselt polariseerituks.

13. BABINET' KOMPENSAATOR.

Babinet' kompensaaator võimaldab elliptiliselt polariseeritud valgust analüüsida kvantitatiivselt, s. o. määrata ellipsi orientatsiooni ja pooltelgede pikkuste suhte. Kom-

pensaator koosneb kahest kiilukujulisest kvartsplaadist, kusjuures alumine plaat on ülemise suhtes mikromeetrilise krumbiga nihutatav (joonis 162). Kiilud on asetatud nii,



Joonis 162.

et nende optilised teljed on risti. Kui kompensatorile langeb elliptiliselt polariseeritud valgus, siis erinevaid kohtasid läbinud valgus omadab erinevad faasivahed.

Selles ei ole raske veenduda. Olgu esimese kiilu paksus vaadeldavas kohas d_1 ja teise kiilu paksus d_2 . Kuna kvarts on positiivne üheteljeline kristall, siis $n_e > n_o$ ja ebatavalise kiire optiline teepikkus kompensatori läbimisel

$$L_e = n_e d_1 + n_o d_2,$$

sest teises kiilus on ebatavaline kiir muutunud tavaliseks kiireks. Tavalise kiire optiline teepikkus

$$L_o = n_o d_1 + n_e d_2.$$

Kiirte käiguvahe

$$\Delta L = L_e - L_o = n_e d_1 + n_o d_2 - n_o d_1 - n_e d_2,$$

millest

$$\Delta L = (n_e - n_o)(d_1 - d_2). \quad (5.65)$$

Siit saame faasivahe

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_o} (n_e - n_o)(d_1 - d_2). \quad (5.66)$$

Kui valgus läbib kompensaatoril kohta, kus $d_1 > d_2$, siis $\varphi > 0$ ja faasivahe suureneb. Kui $d_1 = d_2$, siis $\varphi = 0$ ja kui $d_1 < d_2$, siis faasivahe väheneb. Kuna alumine kiil on ülemise suhtes nihutatav, siis saame antud kohas pidevalt muuta faasivahet. Kompensaatorit kasutatakse koos niikoliga. Vaatlusteks kasutatakse väikese suurendusega mikroskoopi.

Kompensaatoriga töötamine toimub järgmiselt. Kõigepealt kompensaator kalibreeritakse, milleks kasutatakse lineaarselt polariseeritud valgust. Polarisaatori ja analüsaatori peatasandid asetatakse risti. Kompensaatori puudumisel valgus seda süsteemi ei läbi. Kompensaator asetatakse analüsaatori ja polarisaatori vahele ja pööratakse selliselt, et analüsaatori peatasand jaotaks pooleks peasuundade vahelise nurga. Kui mikroskoop on teravustatud kompensaatori pinnale, siis näeme seal tumedate ribade süsteemi. Need ribad vastavad kompensaatori niisugustele kohtadele, mille läbimisel elektrivекtori komponentide vahel tekib täiendav faasivahe $2\pi \cdot m$, kus m on täisarv.

Kohti, kus tekib täiendav faasivahe $2\pi \cdot m$, on läbinud valgus, mis on lineaarselt polariseeritud ja elektrivекtor võngub tasandis, mis ühtib langeva valguse võnketasandiga. Seetõttu see valgus analüsaatorit ei läbi ja vaateväljas on tumedad ribad. Kompensaatori pinna punktides, mis jaotavad tumedate ribade vahelise kauguse pooleks, on valgus samuti lineaarselt polariseeritud, kuid täiendav faasivahe on $m \cdot \pi$. Kompensaatori selliseid kohti lä-

binud valgus läbib ka analüsaatori ja vaateväljas on heledad ribad. Lineaarselt polariseeritud valgusele vastavate alade vahelises osas on valgus elliptiliselt polariseeritud. Analüsaatori pööramisel muutuvad ribad ebateravaks, hiljem teravus taastub, kuid tumedate ribad asemel on nüüd heledad ribad ja vastupidi.

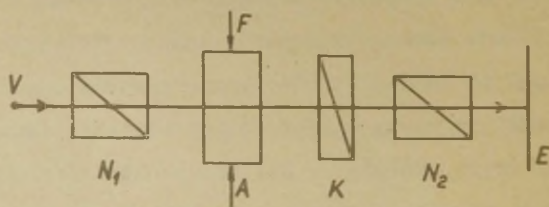
Mikromeetrilise kruviga võime nihutada alumist kiilu, mille tagajärjel faasivahe muutub ja ribad nihkuvad. Sobiva nihutusega saame mikroskoobi niitristiga ühtivusse viia kaks järjestikust tumedat riba. Olgu mikromeetri näitudevahed d . Asetsegu kompensator selliselt, et vaatevälja keskel on tume riba. Nihutame nüüd alumist kiilu $d/4$ võrra. Nüüd on vaatevälja keskel kiilu läbimisel tekkinud faasivahe $\Delta\varphi_{in} \pm \frac{\pi}{2}$. Meile on oluline vaid faasivahe $\pm \frac{\pi}{2}$. Eemaldame nüüd polarisaatori ja laseme kompensatorile langeda elliptiliselt polariseeritud valguse. Kompensatorit ja analüsaatorit pöörame nüüd teineteisest sõltumatult seni, kuni mikroskoobi niitristiga ühtib tumeda riba tsenter. Sel juhul peab kompensatori keskosa läbinud valgus olema lineaarselt polariseeritud. Kuna kompensator tekitab faasivahe $\pm \frac{\pi}{2}$, siis ellipsi peateljed ühtivad kompensatori peasuundadega ja järelikult me teame ellipsi orientatsiooni (kompensatori pöördenuk on mõõdetav). Ellipsi pooltelgede pikkuste suhte määramine toimub järgmiselt. Analüsaatorit pööratakse seni, kuni ribad muutuvad täiesti teravaks, kusjuures tume riba ei tarvitse enam ühtida niitristiga. Selles asendis on analüsaatori peatasand risti ellipsi pooltelgede suunalis-

te elektrivекtori komponentide resultandiga. Kooskõlas valemiga (5.54) võime arvutada ellipsi pooltelgede pikkuste suhte, kuna analüsaatori peatasandi ja kompensatori peasuundade vahelised nurgad on mõõdetavad.

Elliptiliselt polariseeritud valguse saame lineaarselt polariseeritud valguse sisepeegeldumisel ja peegeldumisel metalli pinnalt.

14. KAKSIKURDUMINE ISOTROOPSE KESKKONNA DEFORMEERIMISEL.

T. Seebeck (1813) ja temast sõltumatult D. Brewster (1815) avastasid, et ühesuunalisel deformeerimisel muutub isotroopne keha kaksikmurdvaks. Selles võime veenduda järgmise katse abil. Valgusallikast V tulev valgus läbib niikoli N_1 ja muutub lineaarselt polariseerituks (joonis 163). Läbipaistev isotroopne keha A (näiteks



Joonis 163.

klaasplaat) asetseb niikolite N_1 ja N_2 vahel. Kui niikolite peatasand on risti, siis valgust ekraanile E ei

lange. Rakendades kehale jõu F , me deformeerime seda. Ekraanil E ilmub valgus, mida ei ole võimalik kustutada niikoli N_2 pööramisega. Asetame analüsaatori ette kompensatori K , mille abil võime veenduda, et deformeeritud keha läbinud valgus on elliptiliselt polariseeritud. Deformeerimise tagajärjel muutub isotroopne keskkond kaksikmurdvaks - optilisest seisukohast võttes ekvivalentseks üheteljelise kristalliga. Deformeeritud keha optiline telg ühtib jõu mõjumise sihiga.

Kaksikmurdumisel tekkinud tavalise ja ebataavalise kiire murdumisenäitajate vahe on võrdeline rõhuga P . Seega

$$n_o - n_e = c P, \quad (5.67)$$

kus c on ainet sõltuv konstant. Olgu plaadi paksus d , siis kiirte käiguvähe

$$\delta L = d(n_o - n_e) = c d P. \quad (5.68)$$

Sellele käiguvähele vastav faasivahe

$$\varphi = \frac{2\pi \delta L}{\lambda_o} = \frac{2\pi c}{\lambda_o} d P = C d P, \quad (5.69)$$

kus C on ainet iseloomustav konstant. Murdumisenäitajate vahe $n_o - n_e$ võib olla nii positiivne kui ka negatiivne. Vahe $n_o - n_e$ sõltub lainepikkusest, mistõttu valge valguse kasutamisel näib anisotroopne keha ristuvate peatasanditega niikolite vahel värvilisena.

Kui peale jõu mõju lakkamist kehas säilivad pinged, jääb keha deformeerituks ja vaateväli on värviline. Sellised pinged võivad jääda kuumutatud ja halvasti allajahuta-

tud klaasdetailidesse. Pingete olemasolu on võimalik kergesti avastada, kui detail asetada niikolite vahele ja vaadelda seda valges valguses.

Isotroopse keha deformeerimisel tekivad kaksikmurdumist kasutatakse pingete avastamiseks ja suuruse määramiseks. Me nägime, et murdumisenäitajate vahe on võrdeline rõhuga P , mistõttu sama värvi ribad (isokroomid) asetuse järgi on võimalik otsustada pinge jaotuse üle kehas, kuna isokroomide tihedus määrab ära pinge suuruse.

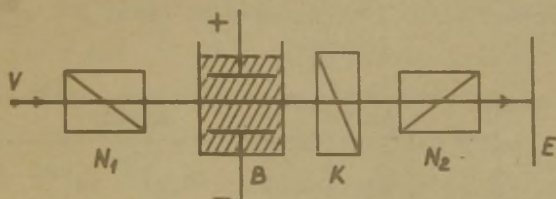
Selleks, et teada saada pingete jaotust läbipaistmatust detailis, valmistatakse läbipaistvast isotroopsest materjalist detaili mudel. Mudelile rakendatakse tõelisele detailile mõjuvate jõududega võrdelisi jõude, mille tulemusena tekivad mudelis pinged. Pingete suuruse ja jaotuse üle saab otsustada isokroomide paigutuse järgi. Sellist pingete uurimise meetodit nimetatakse fotoelastsuseks.

15. KERRI EFEKT.

Kerri efekti all mõistetakse vedelike, gaaside ja tahkete kehade muutumist anisotroopseiks välise elektrivälja mõjul. Nähtuse avastas I. Kerr 1876. a. Ta märkas, et mittel elektriväljas asetsevad vedelikud muutuvad kaksikmurdvaiks. 1930. a. õnnestus vaadelda valguse kaksikmurdumist elektriväljas asetsevates gaasides ja aurudes.

Olgu meil valgusallikas V ja kaks ristuvate peata-

sanditega niikolit N_1 ja N_2 (joonis 164). Asetame niikolite vahele anuma B nitrobensooliga, milles on kaks elektroodi. Kui plaatide vahel väli puudub, ei lange valgust ekraanile E . Tekitades plaatide vahele elektrivälja tugevusega 10^4 V/cm, märkame ekraanil valgust, mida



Joonis 164.

ei ole võimalik analüsaatori pööramisega kustutada. Analüsaatori ette asetatud kompensatori K abil võime veenduda, et valgus on elliptiliselt polariseeritud.

Olgu kasutatava monokromaatses valguses lainepikkus λ_0 . Katsed näitavad, et elektrivälja toimel tekkinud anisotroopne keskkond on ekvivalentne üheteljelise kristalliga. Selle keskkonna murdumisnäitajate vahe on võrdeline elektrivälja tugevuse ruuduga. Seega

$$n_e - n_o = a E^2. \quad (5.70)$$

Seosest (5.70) nähtub, et murdumisnäitajate vahe ei sõltu elektrivälja suunast. Kui kondensaatori plaatide pikkus on d , siis kiirte käiguvahe

$$\Delta L = d(n_e - n_o) = ad E^2. \quad (5.71)$$

Väljendame käiguvahe lainepikkustes

$$\Delta L' = \frac{\Delta L}{\lambda_0} = B d E^2, \quad (5.72)$$

kus suurust $B = a/\lambda_0$ nimetatakse Kerri konstandiks. Enamiku vedelike korral on $n_e > n_o$ ja $B > 0$, kuid on ka vedelikke, millel $B < 0$, näiteks kloroform, etüülester jt.

Nitrobensoolil on suurim B väärtus - $2 \cdot 10^{-5}$ CGSE. Tabelis 5 on toodud mõnede ainete Kerri konstandid lainepikkuse 589 nm jaoks.

T a b e l 5 .

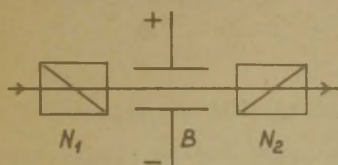
Aine	B(CGSE)
CO ₂	0,25 · 10 ⁻¹⁰
N ₂	0,36 · 10 ⁻¹⁰
CH ₃ Cl	8,7 · 10 ⁻¹⁰
H ₂ O	4,7 · 10 ⁻⁷
CS ₂	3,2 · 10 ⁻⁷
Klaas	2,9 · 10 ⁻⁹ + 1,5 · 10 ⁻⁸

Kerri konstandi väärtus sõltub lainepikkusest ja temperatuurist. Lainepikkuse vähenemisel B suureneb, kuid temperatuuri tõustes väheneb.

Kerri efekti tekkimine on seletatav molekulide polaarsusega. Elektrivälja puudumisel on polaarsete molekulide diipolmomentide paigutus kaootiline ja valguslaine levimise tingimused ühesugused. Asetades vedeliku tugevasse elektrivälja, orienteeruvad molekulid seal nii, et diipoli telg on paralleelne elektriväljaga. Selle tulemusena muutub keskkond anisotroopseks - ekvivalentseks üheteljelise kristalliga.

Peale välja mõju lakkamist taastub molekulide diipolmomentide kaootiline asetus soojusliikumise tulemusena vä-

ga kiiresti - 10^{-8} - 10^{-9} s jooksul. See võimaldab Kerri efekti kasutada näiteks valguskiire moduleerimiseks. Modulaatori põhimõtteline skeem on esitatud joonisel 165. Niikolite N_1 ja N_2 vahel asetseb nn. Kerri rakk - anum vedelikuga, milles asetsevatele elektroodidele võime anda impulsspinge. Kui pinge on maksimaalne, läbib kaksikmurdu-



Joonis 165.

mise tõttu tekkinud valgus niikoli N_2 , pinge puudumisel valgus niikolit N_2 ei läbi. Kerri rakule rakendatud pinge sagedus määrab ka valguskiire moduleerimissageduse.

Märgime, et ka magnetväljas asetsev isotroopne keskkond muutub kaksikmurdvaks. Kaksikmurdumise tekkimist magnetvälja toimel nimetatakse Cottoni-Mutoni efektiks nähtuse avastajate A. Cottoni ja H. Mutoni nimede järgi. Murdumisenäitajate vahe

$$n_e - n_o = DH^2. \quad (5.73)$$

Kui välja ulatus on d ja valgus levib risti väljaga, siis kiirte käiguvahe

$$\Delta L = d(n_e - n_o) = dDH^2. \quad (5.74)$$

Väljendades käiguvahe lainepikkustes, saame

$$\Delta L' = \frac{\Delta L}{\lambda_0} = CdH^2, \quad (5.75)$$

kus $C = D/\lambda_0$ on ainet iseloomustav konstant.

Cottoni-Mutoni efekti tekkimine on seletatav sellega,

et molekulidel on olemas püsiv magnetiline moment. Välises magnetiväljas molekulid orienteeruvad nii, et nende magnetmomendid ühtivad välja sihiga ja keskkond muutubki anisotroopseks.

16. INTERFERENTSINÄHTUSED PARALLEELSETES

KIIRTES.

Olgu meil üheteljelisest kristallist paralleelselt optilise teljega välja lõigatud tasaparalleelne plaat. Asetame selle plaadi niikolite vahele nii, et valguskiir langeks risti plaadi pinnaga (joonis 166). Plaadi optilise telje ja joonise tasapinna vaheline nurk olgu α . Vaatleme kahte juhtu: kui niikolite peatasandid on risti ja kui nad on paralleelsed.

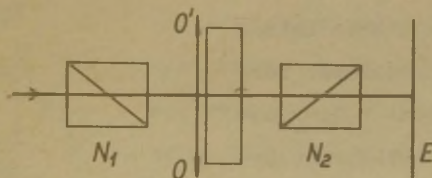
1. Olgu niikolite peatasandid risti. Oletame, et niikoli N_1 peatasand ühtib joonise tasapinnaga, siis nurk optilise telje ja niikoli peatasandi vahel on α (joonis 167). Niikolit N_1 läbinud valguse elektrivector võngub peatasandis N_1N_1 . Olgu elektrivectori amplituud A . Plaadis AB tekib kaksikmurdumise tulemusena tavaline ja ebatavaline valguskiir, mis levivad ühes suunas, kuid erinevate kiirustega. Ebatavalise kiire elektrivector võngub peatasandis amplituudiga A_e . Tavalise kiire elektrivector võngub risti peatasandiga ja amplituud on A_o . Jooniselt 167 näeme, et

$$\left. \begin{aligned} A_e &= A \cos \alpha, \\ A_o &= A \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (5.76)$$

Plaadist väljumisel on kiirte vahel faasivahe

$$\varphi' = \frac{2\pi}{\lambda_c} d (n_o - n_e), \quad (5.77)$$

kus d on plaadi paksus. Niikoliti N_2 võib läbida ainult kummagi laine elektrivекtori üks komponent ja nimelt see,



Joonis 166.

mis on paralleelne peatasandiga. Arvutame nende komponentide amplituudid. Jooniselt 167 näeme, et

$$\left. \begin{aligned} A'_e &= A_e \sin \alpha = A \cos \alpha \sin \alpha, \\ A'_o &= A_o \cos \alpha = A \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (5.78)$$

Me näeme, et A'_e ja A'_o on arvuliselt võrdsed, kuid nagu näha jooniselt 167, vastasfaasis. Seega lõplik faasivahe

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_c} d (n_o - n_e) + \pi. \quad (5.79)$$

Kuna tavaline ja ebatavaline kiir pärinevad samast valgusallikast ning nende vahel on konstantne faasivahe, siis nad on koherentsed. Koherentsed valguskiired võivad interfereeruda. Kui

$$\varphi = 2\pi m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (5.80)$$

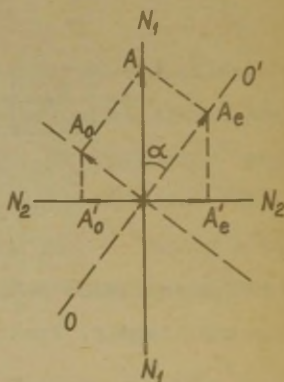
siis lained tugevdavad teineteist ja valgus läbib niikolit N_2 .

Kui

$$\varphi = (2m+1)\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (5.81)$$

siis lained kustutavad teineteist ja valgus niikoleid ei läbi.

Valge valguse kasutamisel võib teatava lainepikkuse korral olla täidetud tingimus (5.81) ja selle lainepikkusega valgus niikolit N_2 ei läbi, kuid mõne teise lainepikkuse korral on täidetud tingimus (5.80) ja selle lainepikkusega valgus läbib niikolit. Järelikult on vaateväli värviline.



Joonis 167.

2. Olgu niikolite peatasandid N_1N_1 ja N_2N_2 paralleelsed. Niikolit N_1 läbinud laine elektrivektori amplituud olgu A . Niikoli N_1 ja plaadi optilise telje vahel olgu nurk endiselt α (joonis 168). Arvutame tavalise ja ebatavalise kiire elektrivektori amplituudid.

Jooniselt 168 näeme, et

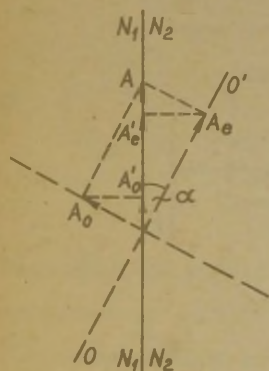
$$\left. \begin{aligned} A_e &= A \cos \alpha, \\ A_o &= A \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (5.82)$$

Niikolit N_2 läbivate komponentide amplituudid

$$\left. \begin{aligned} A'_e &= A_e \cos \alpha = A \cos^2 \alpha, \\ A'_o &= A_o \sin \alpha = A \sin^2 \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (5.83)$$

Kuna komponendid A'_e ja A'_o on samasuunalised, siis faasivahe

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d (n_o - n_e). \quad (5.84)$$



Joonis 168.

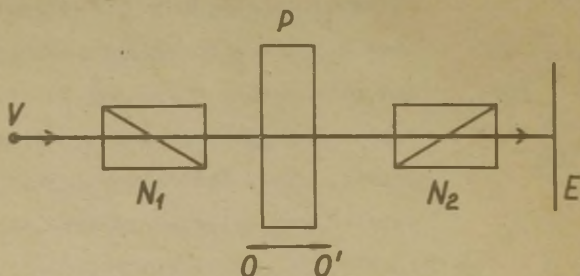
Saadud faasivahe erineb seosega (5.79) määratud faasivahest π võrra. Sellest tingituna on valguse intensiivsus maksimaalne siis, kui ta ristuvate niikolite korral oli minimaalne ja vastupidi. Käsiteldaval juhul kustutavad valguslained teineteist täielikult vaid siis, kui $\alpha = \pm \frac{\pi}{4}$, sest ainult sel juhul on $A'_e = A'_o$.

Valge valguse kasutamisel on nüüd kustutatud sellise lainepikkusega valgus, mis ristuvate niikolite korral läbis niikoli N_2 ja sellise lainepikkusega valgus, mis nüüd läbib niikoli N_2 , on ristuvate niikolite korral kustutatud. Järelikult mõlemal juhul niikolit läbiv valgus on värviline. Neid kahte värvust nimetatakse valguse täiendvärvusteks.

Kui me ühte niikoleist pöörame, muutuvad värvused pidevalt. Seda nähtust nimetatakse kromaatiliseks polarisatsiooniks. Kasutatakse kaksikmurdumise avastamiseks.

17. POLARISEERITUD VALGUSE VÕNKETASANDI PÖÖRDUMINE.

Olgu kvartsist risti optilise teljega välja lõigatud tasaparalleelne plaat. Paigutame plaadi P ristuvate peatasanditega niikolite vahele (joonis 169). Kuna niikolite peatasandid on risti, siis enne plaadi asetamist valgus



Joonis 169.

ekraanil E puudub. Plaadi asetamise järel tekib ekraanile valgus. Pöörates niikolit N_2 mõnesuguse nurga võrra, saame ekraanil valguse kustutada. Sellest katsest järeldub, et monokromaatse valguse läbiminekul kvartsplaadist võnketasand pöörduv teatava nurga võrra, kusjuures valgus jääb endiselt lineaarselt polariseerituks.

Nähtuse avastas L. Arago 1811.a. ja seda nimetatakse valguse võnketasandi pöördumiseks (ka polarisatsioonitasandi pöördumine).

Selliseid aineid, mis pööravad võnketasandit, nimetatakse optiliselt aktiivseteks aineteks. Siia kuuluvad kvarts, suhkrulahus, tärpentin jt.

Mõõtes pöördnurga suuruse sõltuvalt kasutatava valguse lainepikkusest, me näeme, et lainepikkuse vähenedes pöördnurk suureneb. Tabelis 6 on toodud võnketasandi pöördnurga suurus sõltuvalt kasutatavast valgusest, kui valgus läbib kvartsplaati paksusega 1 mm.

T a b e l 6 .

Valgus	Pöördnurk
Punane	15°
Kollane	21°
Roheline	27°
Sinine	33°
Violetne	51°

Nagu näitavad katsed, sõltub pöördnurga suurus veel plaadi paksusest d , olles sellega võrdeline. Seega, mingi kindla lainepikkuse korral pöördnurk

$$\varphi = \alpha d, \quad (5.85)$$

kus α on ainet iseloomustav suurus, mis sõltub veel temperatuurist. Võnketasandi pööramise suuna määramiseks vaadatakse kiirele vastu. Kui võnketasand pöördub paremale, s.o. päripäeva, siis on aine paremale pöörav, kui võnketasand pöördub vasakule (vastupäeva) nimetatakse ainet vasakule pööravaks. Märkime, et on olemas nii paremale kui ka vasakule pöörav kvarts, kusjuures pöördnurgad on võrdsed, s. o. $\alpha_+ = \alpha_-$.

Biot' näitas, et lahustes võnketasandi pöördnurk

$$\varphi = [\alpha] c d,$$

(5.86)

kus c on lahuse kontsentratsioon ja $[\alpha]$ nn. eripöörang. Eripöörang sõltub temperatuurist ja lainepikkusest. Temperatuuri tõustes $[\alpha]$ väheneb, kuid lainepikkuse vähenedes suureneb.

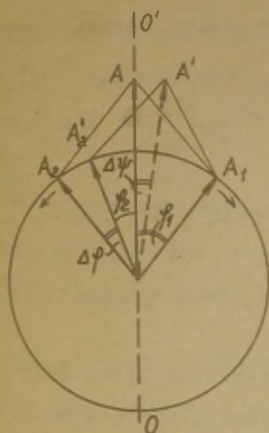
Valguse võnketasandit pöörab ka suhkrulahus. Pöördenurga täpseks mõõtmiseks on konstrueeritud spetsiaalsed riistad, nn. sahharimeetrid. Eripöörangu võime määrata tuntud kontsentratsiooni järgi. Mõõtes nüüd tundmatu kontsentratsiooniga lahust läbinud valguse võnketasandi pöördenurga, võime seosest (5.86) arvutada kontsentratsiooni c . Seda meetodit kasutatakse suhkru kontsentratsiooni määramiseks lahustes.

Valguse võnketasandi pöördumise seletas Fresnel. Ta oletas, et kvartsplaadis optilise telje sihis leviv lineaarselt polariseeritud valguskiir lahutub kaheks vastassuunas ringpolariseeritud kiireks, mis levivad erinevate kiirustega. Lahutame lineaarselt polariseeritud kiire, mille elektrivекtori amplituud on A , kaheks ringpolariseeritud kiireks, millele amplituudid on A_1 ja A_2 (joonis 170). Elektrivекtor amplituudiga A_1 pöörrelgu paremale ja vektor amplituudiga A_2 vasakule. Kui kristalli paksus on d , siis plaadist väljumise hetkeks on faasid muutunud vastavalt

$$\varphi_1 = 2\pi \frac{d}{\lambda_1} ; \quad \varphi_2 = 2\pi \frac{d}{\lambda_2} \quad (5.87)$$

võrra. λ_1 ja λ_2 on erinevatele kiirtele vastavad lainepikkused kristallis. Oletame, et kristalli paksus on selli-

line, et $\varphi_1 = m \cdot 2\pi$, kus m on täisarv. Järelikult paremale ringpolariseeritud laines elektrivекtori asend kristallist väljumisel ühtib selle asendiga sisenemisel. See-



Joonis 170.

vastu vasakule ringpolariseeritud laines elektrivекtori asend on teistsugune kui sisenevas laines, vastavalt sellele on amplituud A_2 . Amplituudi A_2 pöördenurk

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi d \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right). \quad (5.88)$$

Plaadist väljumisel ringpolariseeritud kiired liituvad, andes taas lineaarselt polariseeritud kiire, milles aga elektrivекtori võnketasand on pöörduanud nurga $\Delta\varphi$ võrra.

Jooniselt 170 näeme, et

$$\varphi_1 - \Delta\varphi = \varphi_2 + \Delta\varphi.$$

Siit

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\Delta\varphi = \Delta\varphi.$$

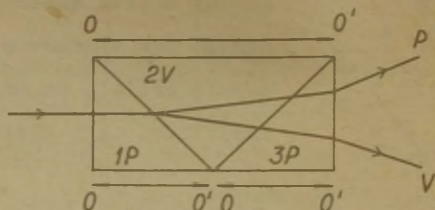
Seost (5.88) arvestades leiame

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi d \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = \frac{\pi d}{\lambda_0} (n_1 - n_2), \quad (5.89)$$

kus n_1 ja n_2 on kvartsi murdumisnäitajad, mis vastavad paremale ja vasakule ringpolariseeritud kiirtele. Seega võnketasandi pöördenurga suurus sõltub murdumisnäitajate vahest.

Fresnel kontrollis eespool toodud arutlust eksperimen-

taalselt. Ta valmistas kolmest prismast koosneva risttahuka (joonis 171). Kõigis prismades on optiline telg paralleelne prisma alusega. Prisma 1 ja 3 on valmistatud paremale, kuid prisma 2 - vasakule pööravast kvartsist.



Joonis 171.

Prismale 1 langeb lineaarselt polariseeritud kiir. Kiir siseneb kristalli murdumatult, kuid Fresneli väite kohaselt peab selles prisma tekkima kaks ringpolariseeritud kiirt. Kui see tõesti nii on, siis prismade 1 ja 2 piiiril kiired lahutuvad; kuna nendele kiirtele vastavad erinevad murdumisnäitajad. Murdumine toimub veel üleminekul prismast 2 prisma 3 ja väljumisel prismast 3. Lõpptulemusena peaksime saama kaks ringpolariseeritud kiirt. Ülemine on paremale ringpolariseeritud ja alumine vasakule ringpolariseeritud. Eksperiment kinnitab täielikult neid ootusi. Seega Fresneli hüpotees ringpolariseeritud kiirte tekkimisest on leidnud eksperimentaalse kinnituse.

Seos (5.89) tõstatab küsimuse, miks erinevalt polariseeritud kiired levivad kristallis erineva kiirusega? Uurimused on näidanud, et optiliselt aktiivsed ained eksisteerivad kahes modifikatsioonis, kusjuures üks modifikatsioon on teise peegelkujutis. Nii on lugu näiteks vasakule

ja paremale pöörava kvartsiga. Molekulaarsed ühendid on samuti anisotroopse ehitusega. Näiteks suhkru molekulid sisaldavad asümmeetriliselt paigutunud süsiniku aatomeid. Nii-suguseid molekuli vorme on suhkrul leitud 16, mis moodustavad 8 peegelsümmeetriaga optilise isomeeri paari. Seega vônketasandi pööramine on seostatav aine anisotroopse ehitusega.

Lõpetuseks märgime, et vônketasandi pöördumine võimaldab avastada erakordselt väikest murdumisnäitajate erinevust. Seosest (5.89) saame

$$n_1 - n_2 = \frac{\lambda_0 \Delta \psi}{\pi d} . \quad (5.90)$$

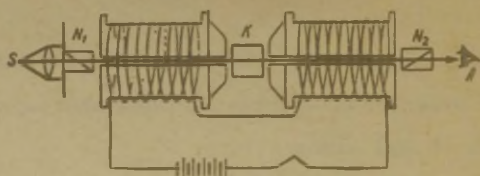
Olgu kihi paksus $d = 25 \text{ cm}$, $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$ ja kuna me võime mõõta pöördenurka $\Delta \psi = 0,01^\circ$, siis seosest (5.90) on kerge leida, et $n_1 - n_2 = 3 \cdot 10^{-10}$!

18. VALGUSE VÕNKETASANDI PÖÖRDUMINE MAGNETVÄLJAS.

Faradayl õnnestus 1846. a. avastada, et magnetväljas asetsevad mitteaktiivsed ained võivad pöörata vônketasandit. See katse ühendas ühelt poolt elektrilised ja magnetilised ning teiselt poolt optilised nähtused üheks suureks elektromagnetiliste nähtuste pereks.

Olgu meil valgusallikas S , millest tuleva valguse polariseerime niikoliga N_1 (joonis 172). Raskest flindist valmistatud risttahukas K asetseb elektromagnetilise pooluste

vahel. Elektromagneti pooluskingades on avad, mida valguskiir võib läbida. Valguskiire teel on veel teine niikol N_2 . Kui magnetväli puudub ja niikolite peatasandid on risti, siis vaataja silma valgust ei lange. Lülides voolu, tekib magnetväli ja vaataja silma langeb valgus. Kui pöörame niikolit N_2 sobiva nurga võrra, ei lange vaataja silma enam



Joonis 172.

valgust. Sellega on tõestatud, et valguse võnketasand on magnetväljas oleva risttahuka läbimisel pöördunud. Pöördenurga suurus on võrdeline kihi paksusega ja magnetvälja tugevusega. Seega

$$\varphi = R \ell H, \quad (5.91)$$

kus R on nn. Verdet' konstant. Verdet' konstant on väike. Näiteks raske flindi korral $1,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{rd}}{\text{A/m}}$.

Võnketasandi pöördumise suuna määramiseks on kokku lepitud vaadata piki magnetvälja. Aineid, mis pööravad võnketasandit paremale, nimetatakse positiivseiks ja aineid, mis pööravad võnketasandit vasakule, nimetatakse negatiivseiks.

Võnketasandi pöördumise suund ei sõltu valguse levimise suunast, kuna võnketasandi pöördumise põhjuseks on välise magnetvälja toime ainele. Märkime, et pöördenurga

suurus sõltub kasutatava valguse lainepikkusest ja temperatuurist.

VI. VALGUSE DISPERSIOON.

1. NORMAALNE JA ANOMAALNE DISPERSIOON.

Maxwelli valguse elektromagnetilise teooria kohaselt $n = \sqrt{\varepsilon \mu} = \sqrt{\varepsilon}$, kuna magnetiline läbitavus $\mu \approx 1$ suurte sageduste korral. Paljude ainete korral on see seos hästi täidetud. Tabelis 7 on toodud mõned andmed, mis kinnitavad eelmist väidet.

T a b e l 7 .

Aine	n	$\sqrt{\varepsilon}$
N ₂	1,000299	1,000307
CO ₂	1,000449	1,000485
Toluool	1,499	1,549
Bensool	1,501	1,511

Teiselt poolt on olemas ained, millede korral Maxwelli valem ei kehti. Näiteks veel $n = 4/3$, kuid $\sqrt{\varepsilon} = 9$. Maxwelli valemi teiseks oluliseks puuduseks on asjaolu, et ta ei arvesta murdumisnäitaja sõltuvust valguse lainepikkusest. Murdumisnäitaja sõltuvuse lainepikkusest avastas juba

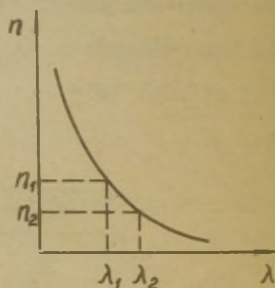
I. Newton, kes 1666. a. prisma abil lahutas valguse koostisosadeks - spektriiks. Valge valguse lahutamist spektriiks nimetatakse valguse dispersiooniks.

Olgu meil kaks ühesuguse murdva nurgaga, aga erinevast klaasisordist valmistatud prisma, mida läbib valgus. Katse näitab, et spektrid kalduvad kõrvale erinevate nurkade võrra ja on erineva pikkusega. Siit järeldub, et erinevatel ainetel on erinev dispersioon.

Aine dispersiooniks nimetatakse murdumisnäitaja muutust ühikulise lainepikkuse vahemiku kohta.

Olgu meil klaasist prisma. Määrame murdumisnäitaja suuruse sõltuvalt valguse lainepikkusest ja esitame tulemused graafiliselt (joonis 173). Me saame kõvera, mida nimetatakse dispersioonikõveraks. Jooniselt näeme, et lainepikkuse kasvades murdumisnäitaja väheneb. Sellist sõltuvust nimetatakse normaalseks dispersiooniks.

Olgu lainepikkustele λ_1 ja λ_2 vastavad murdumisnäitajad n_1 ja n_2 . Keskmiseks dispersiooniks nimetatakse suurust



Joonis 173.

$$\bar{\mu} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}. \quad (6.1)$$

Jooniselt näeme, et $n_2 < n_1$ ja seetõttu $\bar{\mu} < 0$.

Antud lainepikkusele vastava dispersiooni leiame, kui seoses (6.1) läheme üle piirväärtusele, lastes $\Delta \lambda \rightarrow 0$.

Seega

$$\mu = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda). \quad (6.2)$$

Funktsiooni $f(\lambda)$ analüütiliseks esitamiseks on mitmeid avaldisi. Cauchy järgi

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \quad (6.3)$$

kus A , B ja C on konstandid.

Teine kasutatav seos on Hartmanni valem, mille kohaselt

$$n = n_0 + \frac{C}{\lambda - \lambda_0}, \quad (6.4)$$

kus n_0 , C ja λ_0 on samuti konstandid.

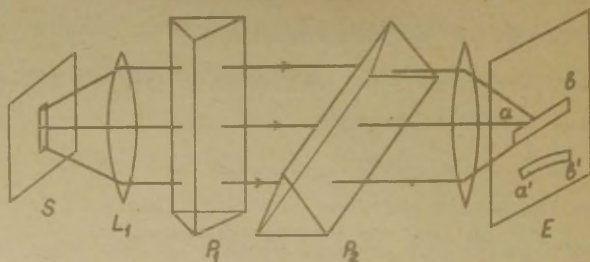
Cauchy ja Hartmanni valemi kasutamisel tuleb iga konkreetse keskkonna jaoks eksperimentaalselt määrata valemeis esinevad konstandid. Selleks mõõdetakse murdumisnäitaja kolme lainepikkuse korral (kasutatakse lainepikkusi $\lambda_C = 656 \text{ nm}$, $\lambda_D = 589 \text{ nm}$ ja $\lambda_F = 486 \text{ nm}$). Nii saame kolmest võrrandist koosneva süsteemi, mille lahendamine võimaldab tundmatud konstandid määrata. Asetades leitud konstandid valemeisse (6.3) või (6.4) saame seosed, mis võimaldavad nähtava spektri ulatuses rahuldava täpsusega arvutada murdumisnäitaja sõltuvuse lainepikkusest.

Piirdudes Cauchy valemis näiteks kahe esimese liikmega ja arvestades seost (6.2) leiame

$$\mu = -\frac{2B}{\lambda^3}. \quad (6.5)$$

Teades B -d saame siit arvutada μ sõltuvuse lainepikkusest.

Funktsiooni $f(\lambda)$ võime leida ka eksperimentaalselt. Selleks kasutatakse nn. ristuvate prismade meetodit. Läätses L_1 fokaaltasandis olevast pilust S väljuv kiirtekimp langeb vertikaalse murdva servaga prismale P_1 , mis lahutab langeva valguse spektri (joonis 174). Ainult prisma P_1



Joonis 174.

korral saaksime ekraanil E spektri ab , kusjuures a vastab spektri pikemalainelisele ja b lühemalainelisele otsale. Kuid prisma P_1 läbinud kiired satuvad prismale P_2 , mille murdev serv on horisontaalne, s.o. risti prisma P_1 murdva servaga. Selles prismas kalduvad aluse poole kõige rohkem violetised kiired ja kõige vähem punased. Seetõttu spekter kõverdub ja omandab dispersioonikõverale vastava kuju (joonisel 174 $a'b'$).

Aine dispersioonivõimet iseloomustatakse keskmise dispersiooniga, mis on määratud seosega (6.1), kusjuures murdumisnäitajad n_1 ja n_2 vastavad lainepikkustele λ_F ja λ_C . Peale keskmise dispersiooni kasutatakse sageli suhtelist dispersiooni, mis defineeritakse järgmiselt

$$\frac{1}{\nu} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}, \quad (6.6)$$

kus n_F , n_D ja n_C on lainepikkustele λ_F , λ_D ja λ_C vastavad murdumisnäitajad. Optiliste klaaside kataloogis iseloomustatakse klaasi dispersiooni Abbe arvuga ν , mis on suhtelise dispersiooni pöördväärtus. Seega

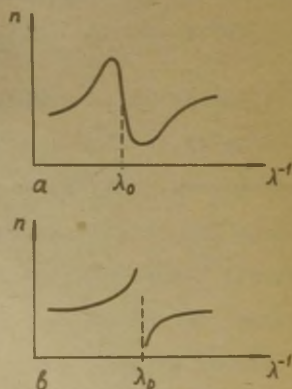
$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad (6.7)$$

Klaasil, mille suhteline dispersioon on suur, on Abbe arv väike ja vastupidi. Dispersioon kasvab klaasi tiheduse suurenemisega. Seetõttu sisaldavad klaasisordid on suure tihedusega ja seetõttu ka suure dispersiooniga. Seetõttu sisaldavaid klaase nimetatakse flintideks. Olgu märgitud, et flintidel on $\nu \approx 20$.

Leroux avastas 1862. a., et mitte alati ei vähene lainepikkuse kasvades. Ta märkas, et joodi aine sisaldav prisma murdis siniseid kiiri vähem kui punaseid. Punastele kiirtele vastas murdumisnäitaja $n_p = 1,0205$ ja violetsetele kiirtele $n_v = 1,0190$. Leroux nimetas nähtust, kus suuremale lainepikkusele vastab ka suurem murdumisnäitaja, anomaalseks dispersiooniks.

Anomaalse dispersiooni nähtuse süstemaatilised uurimused kuuluvad Kundtile. Kundt märkas, et anomaalne dispersioon esineb niisuguste lainepikkuste piirkonnas, kus antud aine neelab valgust. Kuna valgust neelavad kõik ained, siis esineb ka anomaalne dispersioon kõigis ainetes. Erinev on vaid spektri piirkond, kus neeldumine esineb. Klaas on nähtavas spektri piirkonnas läbipaistev ja seetõttu selles piirkonnas anomaalne dispersioon puudub. Joodi aurud neelavad valgust nähtavas spektri osas ja seetõttu Leroux avastaski

anomaalse dispersiooni. Joonisel 175 on toodud murdumisnäitaja sõltuvus lainepikkusest tsüaniini (a) ja Na-aurude korral (b). Lainepikkuse λ_0 ja λ_D juures valgus neeldub. Me näeme, et piirkonnas, kus valgus neeldub on murdumisnäitaja käik normaalsele vastupidine, s. o. lainepikkuse vähenemisel väheneb ka murdumisnäitaja. Murdumisnäitaja käigu uurimiseks neeldumisribalähedases piirkonnas kasutatakse spetsiaalseid meetodeid, milledest tuntuim on nn. Roždestvenski haakide meetod.



Joonis 175.

2. DISPERSIOONI ELEKTRONTEOORIA.

Esimese dispersiooni seletava teooria esitas Sellmeier 1871. a. Sellmeieri teoorias vaadeldakse aine molekulide ja eetri vastastikust toimet kui dispersiooni põhjust. Teooria iseärasuseks on oletus, et molekulidel on teatav omavõnkesagedus, mis võimaldab seletada diskreetsete neeldumisribade olemasolu. Asjaolu, et molekulidel on omavõnkesagedus, tingib murdumisnäitaja sõltuvuse ainele langeva valguse sagedusest. Sellmeieri teooria võimaldas võrdlemisi hästi seletada nii normaalset kui ka anomaalset dispersiooni.

Selle teooria põhiseisukohad eksisteerivad ka hilisemates teooriates.

Klassikaline valguse dispersiooni teooria on elektron-teooria. Selle teooria kohaselt aatomite (molekulide) koostisse kuuluvad elektronid on tasakaaluasendis ja neile on omane teatav omavõnkesagedus. Dispersiooniteooria peab arvestama valguslaine ja elektronide vastastikust toimet. Me lähtume sellest, et vaadeldava keskkonna korral kehtib Maxwelli valem. Ainele langeva valguslaine elektrivälja toimet elektronid nihkuvad tasakaaluasendest ja aatom muutub diipoliiks. Eeldame, et aatomis nihkub vaid üks elektron, siis diipolmoment

$$p = ex, \quad (6.8)$$

kus e on elektroni laeng ja x elektroni nihe tasakaaluasendist. Olgu ruumalaühikus N aatomit, siis keskkonna polariseeritavus

$$P = Nex. \quad (6.9)$$

Elektrostaatika kursusest on teada, et induksioonivektor

$$\vec{D} = \epsilon_a \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (6.10)$$

kus ϵ_0 on vaakuumi ja ϵ_a keskkonna absoluutne dielektriline läbitavus. Seostest (6.10) ja (6.9) leiame, kui arvestame, et isotroopse keskkonnas vektorid $\vec{D}$, $\vec{E}$ ja $\vec{P}$ on paralleelsed

$$\epsilon_a E = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + Nex. \quad (6.11)$$

Kui seosest (6.11) arvutame ϵ_a , saame leida Maxwelli va-

lemi alusel ka murdumisenäitaja. ϵ_a leidmiseks peame teadma x -i sõltuvust välise välja sagedusest. Selleks on tarvis leida elektroni liikumist kirjeldav võrrand ja see lahendada.

Leiame jõud, mis mõjuvad aatomis olevale elektronile. Katsed näitavad, et isoleeritud aatomid kiirgavad praktiliselt monokromaatset valgust. Klassikalise elektrodünaamika kohaselt peab kiirgav süsteem, s. o. aatomis olev elektron võnkuma harmooniliselt. Harmoonilise võnkumise korral mõjub võnkuvale osakesele elastsusjõud

$$F = - kx, \quad (6.12)$$

kus k on võrdetegur.

Oletus, et elektron võngub aatomis harmooniliselt, on õige vaid esimeses lähenduses. Tõeliselt peab võnkuva elektroni energia kiirguse tõttu vähenema ja võnkumine on sumbuv. Peale kiirguse võib olla ka veel teisi põhjusi, mis vähendavad võnkuva elektroni energiat. Me võime kõiki amplituudi vähendavaid põhjusi arvestada oletades, et võnkuvale elektronile mõjub mõnesugune takistusjõud. On mõistlik oletada, et selle jõu suurus on võrdeline elektroni liikumise kiirusega. Seega

$$G = - g\dot{x}. \quad (6.13)$$

Kui elektron asetseb vahelduvas elektriväljas, siis välja poolt mõjuv jõud on eE . See on õige vaid hõrendatud gaaside korral, kuna muul juhul tuleb arvestada keskkonna teiste aatomite polariseerivat mõju.

Nüüd võime Newtoni II seaduse alusel üles kirjutada elektroni liikumist kirjeldava võrrandi

$$m\ddot{x} = eE - g\dot{x} - \kappa x, \quad (6.14)$$

kus m on elektroni mass.

Enne kui asume lahendama võrrandit (6.14) üldkuju, vaatleme selle mõningaid erijuhte.

Olgu $g = 0$ ja puudugu väline väli. Sel juhul

$$m\ddot{x} = -\kappa x. \quad (6.15)$$

Siit

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.16)$$

kus $\omega_0^2 = \frac{\kappa}{m}$. Võrrandi (6.16) lahendiks on

$$x = x_0 e^{i\omega_0 t}. \quad (6.17)$$

Kirjutame selle lahendi trigonomeetrilisel kujul

$$x = x_0 \cos \omega_0 t, \quad (6.18)$$

mis on ilmselt harmoonilise võnkumise võrrand. Selles võrrandis on x_0 võnkumise amplituud ja ω_0 - omavõnkesagedus. Me näeme, et elektron, millele ei mõju väline väli ega takistusjõud, võngub harmooniliselt.

Asugu vaadeldav aatom elektriväljas, mida antud kohas kirjeldab järgmine võrrand

$$E = E_0 \cos \omega t$$

ehk

$$E = E_0 e^{i\omega t}, \quad (6.19)$$

kus E_0 on elektrivälja tugevuse amplituud ja ω - sagedus. Takistusjõud puudugu endiselt. Niisugustel eeldustel

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_0 e^{i\omega t} \quad (6.20)$$

Otsime võrrandile (6.20) lahendit kujul

$$x = A e^{i\omega t} \quad (6.21)$$

kus A on esialgu määramata konstant. Arvutame seosest (6.21) tuletise ja asetame seosesse (6.20). Me saame nüüd arvutada A . Ilmselt

$$A = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6.22)$$

Järelikult

$$x = \frac{\frac{e}{m} E_0 e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6.23)$$

Seosest (6.11) leiame

$$\varepsilon \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + \frac{e^2 N E_0 e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6.24)$$

Arvestame seost (6.19) ja pärast taandamist saame

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{\frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m}}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6.25)$$

Seosega (6.25) on antud murdumiskaitaja sõltuvus välise välja sagedusest. Kui välise välja sagedus ω on vahemikus $0 \leq \omega < \omega_0$, siis on $n > 1$ ja n suureneb ω suurenemisel, mis vastab normaalsele dispersioonile. Kui $\omega = \omega_0$, siis $n = \pm \infty$. ω muutumiskiirkonnas ω_0 -st ∞ -ni $n < 1$, kuid suureneb $-\infty$ -st üheni, mis vastab normaalsele dispersioonile. Olukorral, kus sageduse $\omega = \omega_0$ juures $n = \pm \infty$, puudub füüsikaline sisu. Selle tekkimise põhjuseks on elektronile mõjuvatakiistusjõu mitteamvestamine.

Valemit (6.25) võime üldistada juhule, kus vaadeldava aine ruumiühikus on aatomeid, mille elektronide omavõnkessa-

gedused on erinevad. Olgu ruumiühikus N_1 elektroni omavõnkesagedusega ω_{0i} . Sel juhul

$$n^2 = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m} \sum_i \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}, \quad (6.26)$$

kus summeerimine toimub üle kõigi sageduste ω_{0i} .

Asume nüüd lahendama võrrandit (6.14) üldkuul. Me saame

$$\ddot{x} + \mu \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E, \quad (6.27)$$

kus $\mu = g/m$.

Otsime võrrandile (6.27) lahendit kujul

$$x = A e^{i\omega t}. \quad (6.28)$$

Konstandi A määrame nii nagu eelmisel juhul. Me saame

$$A = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\mu\omega}. \quad (6.29)$$

Võrrandi (6.27) lahendiks on

$$x = \frac{\frac{e}{m} E_0 e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\mu\omega}. \quad (6.30)$$

Seosest (6.11) saame nüüd

$$\frac{\epsilon \omega}{\epsilon_0} = \epsilon = \bar{n}^2 = 1 + \frac{\frac{e^2}{\epsilon_0 m} N}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\mu\omega}. \quad (6.31)$$

Me näeme, et dielektriline läbitavus on kompleksne. Defi-
neerime kompleksse murdumisnäitaja

$$\bar{n} = n(1 - i\kappa), \quad (6.32)$$

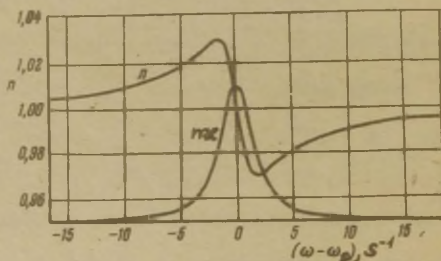
kus n on tavaline murdumisnäitaja ja κ iseloomustab valguse neeldumist aines. Seosest (6.31) saame, kui arvestame seost (6.32)

$$n^2(1-ix)^2 = 1 + \frac{\frac{e^2}{\epsilon_0 m} N}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad (6.33)$$

Korrutame selle võrduse parema poole teise liikme lugejat ja nimetajat nimetaja kaaskompleksiga ning pidades silmas, et kaks kompleksarvu on võrdsed siis, kui reaali- ja imaginaariosad on võrdsed, saame

$$\left. \begin{aligned} n^2(1-x^2) &= 1 + \frac{\frac{e^2}{\epsilon_0 m} N (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \\ 2n^2 x &= \frac{\frac{e^2}{\epsilon_0 m} N \gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (6.34)$$

Kui nüüd $\omega = \omega_0$, siis, nagu näha seostest (6.34), jääb n lõplikuks. Murdumisnäitaja ja n käiku kirjeldavad kõverad on esitatud joonisel 176. Sageduse ω_0 juures on n maksimumne, kuid lõplik. Me näeme, et murdumisnäitaja käik joonisel 176 kirjeldab õigesti nii normaalse kui anomaalse dispersiooni piirkonda.



Joonis 176.

Käsitleme nüüd dispersiooni teistsugustes keskkondades kui hõrendatud gaase. Me peame arvestama, et elektromagnetilise laine väli ei ühti elektronile mõjuva m. efektiivse väljaga. Teatavasti on dielektrikus efektiivse elektrivälja

E' tugevus

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \vec{P} \quad (6.35)$$

Võrrandist (6.14) saame nüüd, kui vaatleme juhtu, kus $g = 0$

$$m\ddot{x} + kx = eE' = eE + \frac{e}{3\varepsilon_0} P \quad (6.36)$$

Korrutame selle võrduse mõlemad pooled eN -ga ja arvestame seost (6.9) ning me saame

$$m\ddot{P} + m\omega_0^2 P = e^2 NE + \frac{e^2 N}{3\varepsilon_0} P,$$

kus on arvestatud, et $k = m\omega_0^2$. Siit saame

$$\ddot{P} + \left(\omega_0^2 - \frac{e^2 N}{3\varepsilon_0 m}\right) P = \frac{e^2 N}{m} E. \quad (6.37)$$

Selle võrrandi võime lahendada analoogiliselt võrrandiga (6.20). Me saame

$$P = \frac{\frac{e^2}{m} NE_0 e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{e^2 N}{3\varepsilon_0 m}}. \quad (6.38)$$

Kasutades nüüd seost (6.11) leiame

$$n^2 - 1 = \frac{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m} N}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{e^2 N}{3\varepsilon_0 m}}. \quad (6.39)$$

Teisendame seda seost ja me saame

$$(n^2 - 1)(\omega_0^2 - \omega^2) = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 m} (n^2 + 2) N$$

ehk

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = N \frac{e^2}{3\varepsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (6.40)$$

Seos (6.40) on tuntud Lorentzi-Lorentsi valemina. Antud aine ja lainepikkuse korral

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{N} = \text{const}$$

või

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = \bar{\epsilon} = \text{const}, \quad (6.41)$$

sest molekulide arv N ühes kuupmeetris on võrdeline tihedusega d . Avaldist (6.41) nimetatakse suhteliseks refraktsiooniks, mis ei peaks sõltuma tihedusest. Sageli see tööpoolest ongi nii, kuid esineb ka kõrvalekaldumisi.

Iga elementi võime iseloomustada nn. atomaarse refraktsiooniga, mis saadakse selle elemendi suhtelise refraktsiooni ja aatomkaalu korrutamisel. Analoogiliselt võime defineerida ka molekulaarse refraktsiooni. Katsed näitavad, et molekulaarse refraktsiooni võime sageli arvutada aditiivselt atomaarsetest refraktsioonidest, arvestades ühendi keemilist valemit.

Molekulaarset refraktsiooni kasutatakse molekulide ehituse uurimisel.

Olgu märgitud, et hõrendatud gaaside korral on $n^2 + 2 \approx 3$ ja seosest (6.40) saame seose (6.26).

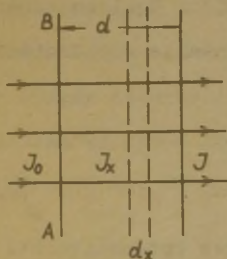
Lõpetuseks märgime, et välise välja väga suure sageduse korral (näiteks röntgenikiired), võime ω_0^2 jätta arvestamata ja

$$n^2 = 1 - \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m \omega^2}. \quad (6.42)$$

Sellest seosest järeldub, et röntgenikiirte korral on $n < 1$, mis on vaatlustega kooskõlas. Näiteks röntgenikiirte suhteline murdumisnäitaja üleminekul õhust klaasi on $1 - 1 \cdot 10^{-6}$.

3. VALGUSE NEELDUMINE.

Olgu meil paralleelsete tasapindadega piiratud tükki valgust neelavat keskkonda. Langegu keskkondade piirpinnale risti paralleelne kiirtekimp. Olgu pinda siseneva kiirguse intensiivsus I_0 . Pinnast AB kaugusel x eraldame kihi paksusega dx (joonis 177). Väheneb selles kihis



Joonis 177.

valguse intensiivsus dI_x võrra. dI_x on võrdeline sellele kihile langeva valguse intensiivsusega I_x ja kihi paksusega. Seega

$$dI_x = -\kappa I_x dx, \quad (6.43)$$

kus κ on võrdetegur, mida nimetatakse valguse neeldumiskoeffitsiendiks. Seosest (6.43) saame

$$\kappa = - \frac{dI_x}{I_x dx}, \quad (6.44)$$

millest järeldub, et neeldumiskoeffitsient näitab suhtelist valguse intensiivsuse vähenemist ühikulise kihi paksuse korral. Ühtlasi on näha, et κ mõõtühikuks on cm^{-1} või m^{-1} . Eraldame muutujad seoses (6.43) ja pärast integreerimist saame

$$I = I_0 e^{-\kappa d}, \quad (6.45)$$

kus d on valgust neelava kihi paksus ja I kihti läbinud valguse intensiivsus. Seost (6.45) nimetatakse Bouguer'i va-

lemiks. Valemist järeldub, et neeldumiskoeffitsient k ei sõltu kihile langeva valguse intensiivsusest. Vavilov muutis intensiivsust 10^{20} korda, kuid neeldumiskoeffitsient jäi ikkagi konstantseks. See tulemus on kooskõlas valguse elektromagnetilise olemusega. Tõepoolest, valguse intensiivsuse suurenemisel suureneb neeldunud energia hulk, mille tagajärjel elektronide võnkeamplituud kasvab, kuid neelamisvõime ei muutu.

Tuleb meeles pidada, et $k = f(\lambda)$. Neeldumiskoeffitsiendi sõltuvust lainepikkusest nimetatakse neeldumisspektriks.

Defineerime optilise tiheduse

$$D = kd. \quad (6.46)$$

Kihi valguse läbilaskvuseks nimetatakse intensiivsuste suhet. Seega

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-kd}. \quad (6.47)$$

Seostest (6.46) ja (6.47) saame

$$D = \ln \frac{1}{T}. \quad (6.48)$$

Tõestame nüüd, et elektroni võnkumise sumbumist isoleerimustav koeffitsient g on seotud valguse neeldumiskoeffitsiendiga k .

Valguse elektromagnetilisest teooriast järeldub, et

$$E_z = E_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} n x z}, \quad (6.49)$$

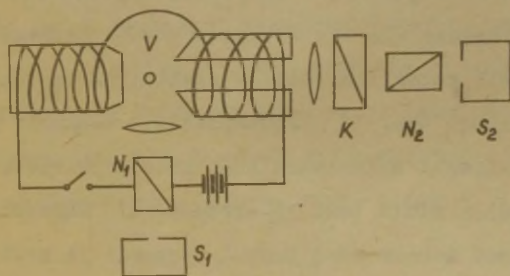
kus E_z on elektrivälja amplituud sügavusel z ja E_0 - keskkonda sisenemisel. Arvestades, et valguse intensiivsus on võrdeline väljatugevuse amplituudi ruuduga, saame

$$J = J_0 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} n \chi z} \quad (6.50)$$

Tähistame $z = d$ ja $\frac{4\pi}{\lambda} n \chi = k$, siis seos (6.50) annab meile taas Bouguer'i seaduse. Kui $g = 0$ on $\chi = 0$ ja seosest (6.34) saame, et $\chi = 0$. Kuid siis on ka $k = 0$ ja neeldumist ei esine.

4. ZEEMANI EFEKT.

Zeeman avastas 1896. a., et magnetväljas asetsevas valgusallika kiiratud valguses üksikud spektrijooned jagunevad komponentideks. Zeemani katse skeem on järgmine (joonis 178).



Joonis 178.

Uurimisobjektiks on rohekassinine joon Cd-spektris. Cd aurude helendus tekib gaaslahendustorus V , mis asetseb elektromagnetiliste pooluste vahel. On võimalik tekitada magnetvälja tugevusega $\approx 10^6$ A/m. Valguse spektraalset koostist uuritakse magnetvälja sihis ja risti sellega. Kui vaatesuund on risti väljaga, siis läbib valgus enne spektrograafi S_1 jõud-

mist veel niikoli H_1 , mis võimaldab uurida valguse polarisatsiooni. Välja sihis leviv valgus läbib kompensatoori K ja niikoli H_2 , enne kui satub spektrograafi S_2 . Zeemani uurimused näitasid järgmist. Magnetvälja puudumisel saame mõlemal spektrogrammil vaid ühe spektrijoone sagedusega ν . Magnetvälja olemasolu korral on välja sihis levivast valgusest võetud spektrogrammil joonte dublett, sagedustega $\nu - \Delta\nu$ ja $\nu + \Delta\nu$. Kui magnetvälja suund ühtib valguse levimise suunaga ja me vaatame kiirele vastu, siis joon sagedusega $\nu - \Delta\nu$ on paremale ja joon sagedusega $\nu + \Delta\nu$ on vasakule ringpolariseeritud. Joonte intensiivsused on võrdsed ja moodustavad kumbki poole esialgse joone intensiivsusest. Risti magnetväljaga leviva valguse spektrogrammil on kolm joont - triplet, sagedused $\nu - \Delta\nu$, ν ja $\nu + \Delta\nu$. Sagedustele $\nu - \Delta\nu$ ja $\nu + \Delta\nu$ vastavad jooned on lineaarselt polariseeritud ja elektrivektor võngub risti magnetväljaga (nn. σ -komponendid), keskmine joon on samuti lineaarselt polariseeritud, kuid elektrivektor võngub magnetvälja sihis (nn. π -komponent). Äärmiste joonte intensiivsused moodustavad kumbki veerandi ja keskmise joone intensiivsus poole esialgse joone intensiivsusest.

Selle, Zeemani nn. normaalse efekti teooria, esitas Lorentz.

Lorentz lähtus eeldusest, et aatomis kiirgab valgust harmooniliselt võnkuv elektron. Kui liikuv laeng asetseb magnetväljas, siis mõjub talle Lorentzi jõud

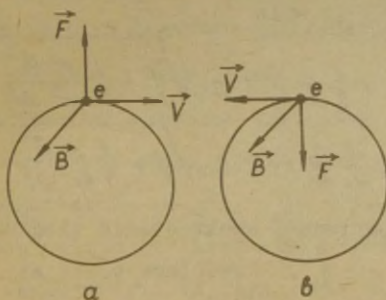
$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}, \quad (6.51)$$

kus $\vec{V}$ on laengu e liikumise kiirus ja $\vec{B}$ magnetiline induktsioon. Lahutame harmoonilise võnkumise kaheks komponendiks. Ühes komponendis võnkugu elektron piki ja teises risti välja. Risti välja oleva võnkumise võime omakorda lahutada kaheks ringvõnkumiseks - parem- ja vasakpoolseks. Magnetvälja sihilisi võnkumisi väli ei mõjuta, sest vektorid $\vec{V}$ ja $\vec{B}$ on paralleelsed. Magnetvälja mõju ringiliikumises olevale elektronile tekitab täiendava jõu, mille suuruse saame seosest (6.51), kui arvestame, et sel juhul vektorid $\vec{V}$ ja $\vec{B}$ on risti. Seega

$$F = \pm evB. \quad (6.52)$$

Olgu magnetväli risti joonise tasandiga ja suunatud joonise tagant joonise ette. Kui vektor $\vec{V}$ on suunatud paremale, siis on $\vec{F}$ suunatud tsentrist eemale, sest elektroni $e < 0$ (joonis 179a). Kui elektron liigub vasakule, siis on täiendav jõud suunatud pöörlemise tsentrisse (joonis 179b). Magnetvälja puudumisel on elektronile mõjuv kesktõmbejõud ekvivalentne elastsusjõuga. Seega

$$\kappa r = m \omega_0^2 r, \quad (6.53)$$



Joonis 179.

kus

$$\omega_0^2 = \frac{\kappa}{m}.$$

Jooniselt 179 näeme, et magnetväljas ilmneva lisajõu tõttu võrrand (6.53) omandab uue kuju. Kui vektor $\vec{v}$ on suunatud paremale, mis vastab paremale ringpolariseeritud valgusele, siis

$$\kappa r - e v_1 B = m \omega_1^2 r. \quad (6.54)$$

Vasakule ringpolariseeritud valguse korral

$$\kappa r + e v_2 B = m \omega_2^2 r. \quad (6.55)$$

Asendame seostes (6.54) ja (6.55) joonkiirused seostega

$v_1 = \omega_1 r$ ja $v_2 = \omega_2 r$, siis saame

$$\left. \begin{aligned} m \omega_1^2 + e \omega_1 B - \kappa &= 0, \\ m \omega_2^2 - e \omega_2 B - \kappa &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6.56)$$

Lahendame need võrrandid ω_1 ja ω_2 suhtes. Me saame

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= -\frac{1}{2} \frac{e}{m} B \pm \sqrt{\frac{\kappa}{m} + \frac{1}{4} \frac{e^2 B^2}{m^2}}, \\ \omega_2 &= \frac{1}{2} \frac{e}{m} B \pm \sqrt{\frac{\kappa}{m} + \frac{1}{4} \frac{e^2 B^2}{m^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (6.57)$$

Kuna $\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$, siis

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= -\frac{1}{2} \frac{e}{m} B \pm \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{e^2 B^2}{m^2 \omega_0^2}}, \\ \omega_2 &= \frac{1}{2} \frac{e}{m} B \pm \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{e^2 B^2}{m^2 \omega_0^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (6.58)$$

Arvestades eksperimendi konkreetseid tingimusi saab näidata, et $\frac{1}{4} \frac{e^2 B^2}{m^2 \omega_0^2} \ll 1$. Arvestame veel, et $\omega_0 > 0$ ja me

saame seostest (6.58)

$$\omega_{1,2} - \omega_0 = \pm \frac{1}{2} \frac{e}{m} B. \quad (6.59)$$

siit saame leida sageduse muutuse

$$\Delta \nu = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} B. \quad (6.60)$$

Me näeme, et $\Delta \nu$ on võrdeline magnetvälja tugevusega. Teades magnetvälja suurust ja mõõtes $\Delta \nu$, saame seosest (6.60) arvutada elektroni erilaengu. Kui esitatud teooria on õige, siis peab siit määratud erilaeng ühtima teiste meetoditega määratud erilaenguga. Kooskõla erilaengute suuruste vahel on hea ja järelikult Lorentzi teooria seletab Zeemani efekti tõepäraselt.

Eespool kirjeldatud joonte intensiivsuste vahetamine on võimalik vahetult harmoonilise võnkumise komponentideks lahutamise viisist. Jätame selle väite üksikasjalise kontrollimise lugeja teha.

Magnetvälja suunas leviva valguse polarisatsioon on järgmine: väiksema sagedusega komponent on paremale ringpolariseeritud ja suurema sagedusega komponent on vasakule ringpolariseeritud. Piki magnetvälja võnkuv elektron võnkumise sihis ei kiirga ja seetõttu spektrograafiga S_2 võetud spektrogrammil on ainult kaks joont.

Magnetväljaga risti levivas kiirguses on olemas piki välja võnkuva elektroni poolt kiiratud valgus sagedusega ν ja kiirgused sagedustega $\nu - \Delta \nu$ ja $\nu + \Delta \nu$. Nendele sagedustele vastav valgus on lineaarselt polariseeritud ja elektrivektor võngub risti väljaga, kuna ringliikumine nähtuna liikumise tasandis on ekvivalentne harmoonilise võnku-

misega, mis antud juhul on risti magnetväljaga. Piki välja võnkuva elektroni kiirgus on polariseeritud samuti piki välja.

Me näeme, et Lorentzi teooria seletab Zeemani efekti kõik eksperimentaalsed faktid.

Hiljem avastatud Zeemani anomaalset efekti, mis seisneb ühe spektrijoone lähenemises magnetiväljas enamaks kui kolmeks komponendiks, klassikaline füüsika ei olnud suuteline seletama.

VII. VALGUSE HAJUMINE.

1. VALGUSE HAJUMINE SOGASES KESKKONNAS.

Valguslaine läbiminekul keskkonnast tekivad elektroni-
de sundvõnkumise tulemusena sekundaarlained, mis on omava-
hel koherentsed. Kui keskkond on täiesti homogeenne, siis
sekundaarlainete interferentsi tulemusena levib valgus sirg-
jooneliselt ja valguskiirt ei ole võimalik küljelt näha. Ju-
hul, kui keskkonna homogeensus on rikutud, kuid esinevad de-
fektid on võrreldes valguse lainepikkusega väikesed, tekib
difraktsioon, mida iseloomustab enam-vähem ühesugune valgus-
e intensiivsus kõigis suundades. Seda valgust nimetatakse
difuusseks või hajunud valguseks.

Hajunud valguse tekkimise põhjuseks on keskkonna mittehomogeensus. Näiteks puhtas õhus levivat valguskiirt on küljelt raske näha, kuid suitsuses õhus on kiir selgesti märgatav. Keskkonna homogeensuse rikub õhus hõljuv suits.

Keskkonna homogeensus valguse levimise suhtes tähendab murdumisnäitaja konstantsust. Tõepoolest, Fresneli valemeist järeldub, et suhtelise murdumisnäitaja n lähendamisel ühele peegeldunud laine elektrivektori amplituud väheneb ja kui $n = 1$, puudub nii peegeldumine kui ka murdumine, s. o. valgus levib sirgjooneliselt. Ilmselt ei saa sellises keskkonnas tekkida ka hajunud valgust. Hajunud valguse tekkimiseks on tarvis, et keskkonna murdumisnäitaja ei oleks konstantne.

Me nägime juba (ptk. VI p. 2), et

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_a E &= \epsilon_0 E + P, \\ P &= Np, \end{aligned} \right\} \quad (7.1)$$

kus p on ühe molekuli diipolmoment ja N molekulide arv ruumiühikus. (Käesoleval juhul me samastame välise välja diipolmomenti põhjustava väljaga). Kuid

$$p = \epsilon_0 \alpha E, \quad (7.2)$$

kus α on molekuli polariseeritavus. Asendame (7.2) seosesse (7.1) ja me saame

$$\epsilon = n^2 = 1 + \alpha N. \quad (7.3)$$

Siit näeme, et $n = \text{const}$ tähendab seda, et keskkonna erinevates kohtades võetud võrdsetes ruumalades, mille joon-

mõõtmel ei ole väga väikesed võrreldes valguse lainepikkusega, korrutis αN on konstantne. Kui keskkonnas on vaid ühte sorti molekulid ($\alpha = \text{const}$), siis tingib murdumisnäitaja konstantsuse nõue, et N oleks kõikjal ühesugune. See tähendab, et keskkonna tihedus on konstantne.

Valguse hajumist mittehomoogeenses keskkonnas võime kasutada läbipaistva, kuid korrapärase kujuga keha murdumisnäitaja määramiseks. Valides sobivalt vedeliku murdumisnäitaja (näiteks kahe vedeliku segamisega), võime saavutada olukorra, kus me keha vedelikus ei näe. Sel juhul on keha ja vedeliku murdumisnäitajad võrdsed ning määrates Abbe refraktomeetriga vedeliku murdumisnäitaja, saame ühtlasi teada ka keha murdumisnäitaja. See meetod leiab kasutamist mineraalide murdumisnäitajate määramisel.

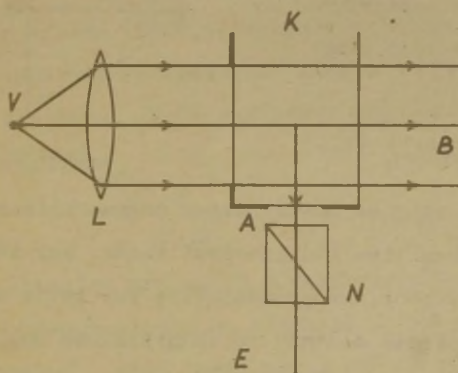
Valguse hajumise põhimõttel on ehitatud ka nn. Christianseni filter. Optilise klaasi tükikesed suurusega $\approx 1/2$ mm asetatakse tasapinnaliste seintega küvetti, mis täidetakse sobiva vedelikuga, mille murdumisnäitaja on võrdne klaasi murdumisnäitajaga. Vaatamata keskkonna mehaanilisele ebaühtlusele on ta optilises mõttes homogeenne. Vedeliku ja klaasi dispersioon on erinev, mistõttu küvetti võib läbida valgus suhteliselt kitsas (30 - 50 Å) lainepikkuste vahemikus. Ülejäänud valgus hajub. Varieerides keskkondasid saame Christianseni filtriga välja eraldada erinevaid kitsaid spektraalpiirkondi.

Keskkondasid, kus valguse hajumine on tingitud kõrvaliste osakeste olemasolust nimetatakse sogasteks. Sogaseks keskkonnaks on näiteks udu, suits, mitmesugused emulsioonid,

piimklaas jne. Valguse hajumist sogases keskkonnas uurie Tyndall, mistõttu seda nimetatakse Tyndalli nähtuseks.

Uurides valguse hajumist sogastes keskkondades (osakesed suurusega mitte üle $1/5 + 1/10 \lambda$), tegi Tyndall kindlaks nähtuse mõned üldised seaduspärasused.

1. Vaadates näiteks suunas A hajunud valgust (joonis 180), märkame, et see on sinakama tooniga, kui valgus-



Joonis 180.

allikast V väljuv valgus. Kõvetti K läbinud valgus on aga kollakam. Kui valgusallikast saadava valguse intensiivsuse sõltuvus lainepikkusest on antud mõnesuguse funktsiooniga $f(\lambda)$, siis hajunud valguse intensiivsus

$$J \sim \frac{f(\lambda)}{\lambda^4} . \quad (7.4)$$

Seosest (7.4) järeldub, et lühema lainepikkusega valgus hajub tugevamini kui pikalaineline.

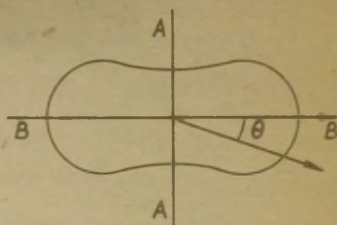
2. Suunas A leviv valgus on lineaarselt polariseeritud. Niikoliga N on võimalik kindlaks teha, et hajunud

valguses elektrivektor võngub risti tasapinnaga, mis on määratud primaarkiirega ja vaatesuunaga.

3. Hajunud valguse intensiivsus on sümmeetriline primaarkiire BB ja sellega risti oleva sirge AA suhtes (joonis 181). Intensiivsuse sõltuvust nurgast θ nimetatakse hajumise indikatrissiks. Intensiivsus suunas θ avaldub järgmiselt

$$J_\theta = J_{\frac{\pi}{2}} (1 + \cos^2 \theta), \quad (7.5)$$

kus $J_{\frac{\pi}{2}}$ on valguse intensiivsus primaarkiirega risti olevas suunas. Ruumilise indikatrissi saame, kui kõvera joonisel 181 paneme pöörlema primaarkiire kui telje ümber. Kui hajutavate osakeste mõõtmed on lainepikkuse suurusjärku, siis eespool toodud seaduspärasused ei kehti.



Joonis 181.

2. VALGUSE MOLEKULAARNE HAJUMINE.

Rayleigh (1871. a.) jõudis veendumusele, et taeva sinine värvus on tingitud valguse hajumisest õhus. Rayleigh arvas, et hajumise põhjuseks on õhu molekulaarne struktuur. L. Mandestami ja M. Smoluchovski tööde tulemusena selgus, et puhtas õhus esinev valguse hajumine on tingitud keskkonna tiheduse fluktuatsioonidest. Eriti selgesti ilmneb fluktuatsioonide mõju valguse hajumisele, kui gaasi või vedeli-

ku temperatuur on võrdne kriitilise temperatuuriga. Sel juhul on hajunud valguse intensiivsus väga suur. Nähtust nimetatakse kriitiliseks opalestsentsiks. Kriitilise temperatuuri juures olev gaas on kergesti kokkusurutav, mistõttu soojusliikumise energiast piisab, et tekitada märgatavaid tiheduse fluktuatsioone. Selle tulemusena keskkonna optiline homogeensus rikutakse ja tekib intensiivne valguse hajumine.

Einstein esitas 1910. a. valguse molekulaarse hajumise teooria, mis põhineb Smoluchowski idee tiheduse fluktuatsioonidest. Einsteini järgi keskkonna ruumiühikus hajunud valguse intensiivsus

$$J \sim \frac{1}{N_0 \lambda^4} \quad (7.6)$$

kus N_0 on Avogadro arv ja λ - valguse lainepikkus. Osutub, et eksperimentaalselt on võimalik mõõta valemis (7.6) esinevad suurused (käsoleval juhul ei ole neid kõiki esitatud) peale N_0 , mille võime arvutada. Arvukad mõõtmised on näidanud, et $N_0 = (61,0 \pm 0,8) \cdot 10^{22}$, mis hästi ühtib teiste meetoditega määratud Avogadro arvuga. Seega on Einsteini valem saanud eksperimentaalse kinnituse ja koos sellega ka need põhiseisukohad, millele Einstein tugines, s. o. idee tiheduse fluktuatsioonidest.

Teiseks järeldub seosest (7.6), et hajunud valguse intensiivsus on pöördvõrdeline lainepikkuse neljanda astmega. Sellele tulemusele jõudis ka Rayleigh, mistõttu seda nimetatakse Rayleigh' seaduseks.

Rayleigh' seadust ei ole raske põhjendada. Elektrodü-

naamikast on teada, et võnkuva elektroni poolt kiiratud laine amplituud A on võrdeline elektroni kiirendusega. Kui elektron võngub harmooniliselt, siis hälve

$$x = x_0 \cos \omega t$$

ja

$$\ddot{x} = -\omega^2 x_0 \cos \omega t.$$

Elektroni poolt hajutatud valguse intensiivsus

$$J \sim A^2 \sim \ddot{x}^2 \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}, \quad (7.7)$$

mis ühtib Rayleigh' seadusega. See seadus kehtib, kui fluktuatsiooni piirkonnad on väikesed võrreldes valguse lainepikkusega.

3. HAJUNUD VALGUSE POLARISATSIOON.

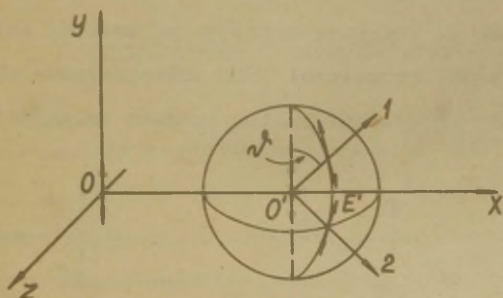
Käsitleme lähemalt polarisatsiooni tekkimist valguse hajumisel. Kui osakene on väike, siis tekib valguslaine mõjul elektronide nihkumine ja osake muutub diipoliiks. Oletame esialgu, et keskkonnale langeb lineaarselt polariseeritud valgus. Valguskiire võtame x -teljeks. Elektrivektor võnkugu paralleelselt y -teljega. Vaadeldav osake asugu x -teljel punktis O' (joonis 182). Osakeses võnguvad elektronid samuti paralleelselt y -teljega. Osake kui diipol kiirgab sfäärilise laine. Elektrivektor selles laines on tasapinnas, mis läbib diipoli telge. Kui kiire 1 ja diipoli telje vaheline

nurk on ν^1 , siis hajunud valguse intensiivsus

$$I \sim \sin^2 \nu^1 \quad (7.8)$$

Kuna elektrivektor võngub risti valguskiirega, siis on sekundaarlaine elektrivectori amplituud E' maksimaalne xOz -tasandis (kiir 2) ja võnkumine toimub risti selle tasandiga. y -telje sihis kiirgus puudub.

Oletame nüüd, et langev valgus on loomulik. Selles valguses elektrivektor võngub yOz -tasandis, s. o. risti valguskiirega. Langeva laine elektrivectori võime iga hetke jaoks lahutada y -telje ja z -telje suunalisteks komponentideks. Kõiki komponentide mõjul tekib diipol. Seega on olemas kaks diipolite süsteemi, millede teljed on risti. Kui me vaatame hajunud valgust risti primaarkiirega, siis saame z -telje si-



Joonis 182.

his kiirguse diipoleilt, millede teljed on paralleelsed y -teljega, kuna diipolid, millede teljed on paralleelsed z -teljega, selles sihis ei kiirga. Järelikult on hajunud valgus lineaarselt polariseeritud ja elektrivektor võngub risti tasandiga, mis on määratud vaatesuunaga (z -telg) ja primaarkiirega.

Täpsemad uurimused näitasid, et hajunud valgus ei ole alati täielikult polariseeritud. Olgu valguse intensiivsus y -telje suunas J_y ja z -telje suunas J_z , siis polarisatsiooniaste

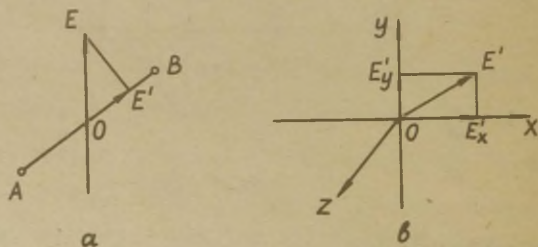
$$\Delta = \frac{J_z - J_y}{J_z + J_y}. \quad (7.8)$$

Kui $I_y = 0$, siis $\Delta = 1$ ja hajunud valgus on lineaarselt polariseeritud. Kuna alati $I_y \neq 0$, siis võime hajunud valgust iseloomustada ka depolarisatsiooniastmega

$$\rho = 1 - \Delta = \frac{2J_z}{J_z + J_y}. \quad (7.9)$$

Näiteks vesiniku korral $\rho = 1\%$, lämmastiku korral 4% jne.

Depolarisatsiooni põhjuse seletas Rayleigh, kes väitis, et see on tingitud hajuvate molekulide anisotroopsusest. Oletame, et molekul võib polariseeruda ainult suunas AB (joonis 183a). Molekulile langeva valguslaine elektri-



Joonis 183.

vektori E lahutame suunas AB ja risti sellega kaheks komponendiks. Polariseerimise tingib nüüd elektrivektori komponent E' . Kui keskkond koosneb sellistest molekuli-

ldest, siis võime elektrivektori E' , mis lihtsuse mõttes asugu xy -tasandis, lahutada x - ja y -telje suunalisteks komponentideks (joonis 183b). Elektrivektori E'_x ja E'_y mõjul saame taas risti olevate telgedega diipolid. Ilmselt nüüd $I_y \neq 0$ ja seega $\delta > 0$, s. o. hajunud valgus ei ole lineaarselt polariseeritud.

VIII. SOOJUSKIIRGUS.

1. SOOJUSKIIRGUS. PREVOST' REEGEL.

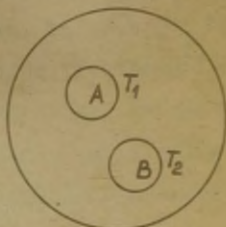
Igapäevase elu kogemused näitavad, et küllalt kõrge temperatuurini ($\approx 500^\circ \text{C}$) kuumutatud metallid hakkavad kiirgama nähtavat valgust. Ka madalama temperatuuriga kehad kiirgavad, kuid kiirgus on silmale nähtamatu, kuuludes infrapunasesse spektriossa. Soojuskiirguse all me mõistame kogu elektromagnetiliste lainete vahemikku, mida keha võib kiirata antud temperatuuril.

Temperatuur iseloomustab keha soojuslikku seisundit ja on seega määravaks ka soojuskiirguse korral.

Olgu meil kaks keha A ja B suletud ideaalselt peegeldavate seintega anumasse (joonis 184). Anumas olgu abso-

luutne vaakuum. Keha A temperatuur olgu T_1 ja keha B temperatuur T_2 , kusjuures $T_1 > T_2$. Katsed näitavad, et teatava aja möödudes nende kehade temperatuurid võrdustuvad. See toimub järgmiselt.

Kuna keha A temperatuur on suurem kui keha B temperatuur, siis peab A ajaühikus kiirgama ümbritsevasse ruumi rohkem energiat kui ta sealt neelab. Keha B kiirgab ajaühikus vähem ja neelab rohkem energiat. Selle tulemusena A



Joonis 184.

energiahulk väheneb ja B energiahulk kasvab. Energia ülekandumine kehalt A kehale B toimub kiirguse vahendusel. Teatava aja möödumisel tekib soojuslik tasakaal kehade ja ruumi täitva elektromagnetilise kiirguse vahel. Soojusliku tasakaalu olekus kehad ajaühikus neelavad niisama palju energiat kui nad kiirgavadki.

Soojuslik tasakaal isoleeritud kehade vahel on võimalik ainult soojuskiirguse korral.

Kui kehade vahel valitseb soojuslik tasakaal, siis kehtib nn. Prevost' reegel (1809). Kui kaks keha neelavad ajaühikus erineva hulga energiat, siis on ka kiiratud energiahulgad erinevad.

2. KIRCHHOFFI SEADUS.

Prevost' reeglile andis Kirchhoff 1859. a. kvantitatiivse seaduse kuju. Enne Kirchhoffi seaduse formuleerimist on vaja tutvuda mõne uue mõistega.

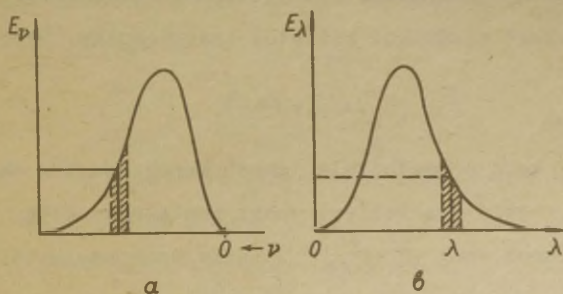
Keha soojuskiirgust iseloomustame keha kiirgusvõimega.

Keha spektraalse kiirgusvõime all mõistame antud temperatuuril pinnaühikult ühes sekundis kõikides suundades sageduse ν ümbruses ühikulises sageduse vahemikus kiiratud energiahulka. Spektraalset kiirgusvõimet tähistatakse E_ν .

Sageduste vahemikus $\nu \div \nu + d\nu$ kiiratud energiahulk

$$d\phi = E_\nu d\nu. \quad (8.1)$$

Joonisel 185 a on esitatud spektraalse kiirgusvõime sõltuvus sagedusest kiirgava keha mõnesuguse temperatuuri



Joonis 185.

korral. Jooniselt näeme, et $E_\nu d\nu$ vastab viirutatud osa pindalale. Sageduse ja lainepikkuse vahel on pöördvõrdeli-

ne sõltuvus - $\nu\lambda = c$. Seetõttu võime kiirgusvõime esitada ka koordinaadistikus E_λ ja λ . See sõltuvus on esitatud joonisel 185b, kusjuures joonise maastaap on valitud selliselt, et kõvera ja abstsissitelje vahele jääv pindala oleks võrdne vastava pindalaga joonisel 185a. Kui E_λ ja $d\lambda$ valida nii, et nad vastaksid E_ν -le ja $d\nu$ -le, s. o. et mõlemal juhul kiirgusvood oleksid võrdsed, siis

$$E_\nu d\nu = E_\lambda d\lambda. \quad (8.2)$$

Kuna $\nu\lambda = c$, siis pärast diferentseerimist saame

$$\left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = \frac{c}{\nu^2} = \frac{\lambda^2}{c}. \quad (8.3)$$

Seosest (8.2) saame, kui arvestame (8.3)

$$E_\lambda = E_\nu \frac{c}{\lambda^2}. \quad (8.4)$$

Keha kiirgusvõime sõltub keha absoluutsest temperatuurist. Seetõttu tuleb keha spektraalse kiirgusvõime korral märkida ka temperatuur, milleks kasutatakse indeksit T .

Keha integraalseks kiirgusvõimeks nimetatakse keha pinnaühikult ajaühikus kiiratud energiahulka. Seega

$$E_T = \int_0^\infty E_{\nu,T} d\nu. \quad (8.5)$$

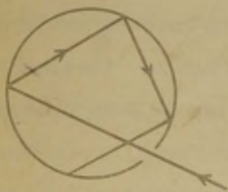
Kui keha pinnaühikule langeb monokromaatne valgusvoog $d\phi_{\nu,T}$, siis osa sellest voost neelatakse keha poolt. Olgu neeldunud voog $d\phi'_{\nu,T}$, siis keha neelamisvõime

$$A_{\nu,T} = \frac{d\phi'_{\nu,T}}{d\phi_{\nu,T}}. \quad (8.6)$$

Indeks T viitab sellele, et keha neelamisvõime nagu kiirgusvõimegi sõltub keha temperatuurist.

Kirchhoff nimetas keha, millel $A_{\nu, T} = 1$ absoluutselt mustaks. Absoluutselt mustale kehale läheneb nõi, mis neelab 99 % langevast kiirgusest.

Absoluutselt mustaks kehaks on suletud kehas olev väike ava. Näiteks kera, milles on väike ava, neelab kiirguse, mis avast siseneb (joonis 186). Kui kera temperatuur on mii-võrd kõrge, et keha kiirgab nähtavat valgust, siis on ava ka valgusallikaks, mis vastab absoluutselt mustale kehale.



Joonis 186.

Kirchhoffi seadus väidab, et kõigi kehade kiirgus- ja neelamisvõime suhe on universaalne sageduse ja temperatuuri funktsioon. Seega

$$\frac{E_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = f(\nu, T). \quad (8.7)$$

Rakendame Kirchhoffi seadust ka absoluutselt mustale kehale, mille kiirgusvõime tähistame $\varepsilon_{\nu, T}$ ja neelamisvõime $\alpha_{\nu, T}$. Ilmselt

$$\frac{E_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = \frac{\varepsilon_{\nu, T}}{\alpha_{\nu, T}} = \varepsilon_{\nu, T}, \quad (8.8)$$

kuna $\alpha_{\nu, T} = 1$. Seoste (8.7) ja (8.8) võrdlusest näeme, et Kirchhoffi universaalne funktsioon $f(\nu, T)$ on sisuliselt absoluutselt musta keha kiirgusvõime.

Mittermustade kehade korral $A_{\nu, T} < 1$ ja seose (8.8) põhjal $E_{\nu, T} < \varepsilon_{\nu, T}$. Järelikult mittermusta keha kiirgusvõime on sama sageduse ja temperatuuri juures alati väiksem ab-

absoluutselt musta keha kiirgusvõimest. Funktsiooni $E_{\nu, T}$ kuju erineb $\varepsilon_{\nu, T}$ kujust, kuna $A_{\nu, T}$ sõltub sagedusest.

3. STEFANI-BOLTZMANNI SEADUS.

Stefan (1879. a.) jõudis eksperimentaalsete andmete analüüsi põhjal järeldusele, et iga keha integraalne kiirgusvõime on võrdeline selle keha absoluutse temperatuuri neljanda astmega. Mõni aasta hiljem (1884. a.) Boltzmann tõestas, et Stefani seadus on õige vaid absoluutselt musta keha korral. Seega Stefani-Boltzmanni seaduse kohaselt

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu, T} d\nu = \sigma T^4 \quad (8.9)$$

kus σ on konstant. Eksperimentaalsete mõõtmiste alusel leiti, et $\sigma = 5,64 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ deg}^4}$.

On olemas kehasid, mis ei ole küll absoluutselt mustad, kuid millede kiirgusvõime on samuti võrdeline absoluutse temperatuuri neljanda astmega. Üheks selliseks "kehaks" on nõi. Nõe korral $A_{\nu, T}$ sõltub vähe sagedusest ja kiirguse spektraalne koostis on samasugune kui absoluutselt mustalkehalgi. Niisuguseid kehasid nimetatakse hallideks. Hallide keha korral

$$E_T = a \sigma T^4 \quad (8.10)$$

kus $a < 1$ ja on antud aine jaoks konstantne suurus.

Me võime seost (8.10) üldistada mistahes kehale. Sel juhul

$$E_T = B T^4, \quad (8.11)$$

kus B ja n tuleb määrata eksperimentaalselt. Osutub, et B ja n on omakorda temperatuuri funktsioonid.

Näiteks volframi korral, kui $T = 1000^\circ \text{ K}$, on

$$E_T = 5,9 \cdot 10^{17} T^{5,35}$$

kui $T = 2000^\circ \text{ K}$, on

$$E_T = 2,4 \cdot 10^{17} T^{4,85}$$

Seetõttu valemil kujul (8.11) erilist praktilist väärtust ei ole.

Märgime, et Stefani-Boltzmanni seadus võimaldab anda hinnangut kiirgusbilansi kohta. Olgu meil absoluutselt must keha, mille temperatuur on T_1 asetatud ruumi, mille seinad on samuti absoluutselt mustad ja temperatuur $T_2 < T_1$. Keha pinnaühikult ajaühikus ruumi kiiratud energia hulk

$$\varepsilon_{T_1} = \sigma T_1^4.$$

Kuna seinad on absoluutselt mustad, siis energia ε_{T_2} neelatakse seinte poolt. Samal ajal seina pinnaühikult ajaühikus kiiratud energiahulk

$$\varepsilon_{T_2} = \sigma T_2^4,$$

mille neelab keha. Oletame, et seinte soojusmahtuvus on tunduvalt suurem kui kehal, siis võime heas lähenduses lugeda $T_2 = \text{const}$. Järelikult meie keha kaotab pinnaühikult ajaühikus energiahulga

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_{T_1} - \varepsilon_{T_2} = \sigma (T_1^4 - T_2^4). \quad (8.12)$$

4. WIENI NIIKKESEADUS.

Absoluutselt musta keha kiirgusprobleemi lahendamiseks oli tarvis leida funktsiooni $\varepsilon_{\nu, T}$ kuju. Olulist edu saavutas Wien 1893. a., kes, tuginedes termodünaamikale ja valguse elektromagnetilisele teooriale, tõestas, et

$$\varepsilon_{\nu, T} = c \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (8.13)$$

kus c on valguse kiirus vaakuumis.

Funktsiooni $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ kuju ei olnud võimalik leida, sest ainult termodünaamilised kaalutlused ei olnud selleks piisavad. Tarvis on täiendavat hüpoteesi valguse kiirgamise ja neelamise molekulaarse mehhanismi kohta.

Wieni valemi tähtsus on väga suur, sest kahe muutuja ν ja T funktsioon on taandatud ühe muutuja $\frac{\nu}{T}$ funktsiooniks. Ühel temperatuuril leitud kiirgusenergia jaotuse järgi võimaldab seos (8.13) arvutada energia jaotuse mistahes teisel temperatuuril. Olgu meil teada energia jaotus temperatuuri T jaoks ja ülesandeks on leida energia jaotus temperatuuril T_1 . Sageduse ν_1 korral, mis rahuldab tingimust $\nu_1/T_1 = \nu/T$, s. o. $\nu_1 = \nu \frac{T_1}{T}$ saame Wiener seadusest

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\nu_1, T_1} &= c \nu_1^3 F\left(\frac{\nu_1}{T_1}\right) = c \nu_1^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) = \\ &= c \nu^3 \frac{T_1^3}{T^3} F\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{T_1^3}{T^3} \varepsilon_{\nu, T}. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Järelikult kõvera $\varepsilon_{\nu, T}$ iga punkti ordinaati tuleb korrutada suhtega T_1^3/T^3 ja me saamegi otsitava kõvera ε_{ν_1, T_1} .

Kuna Wiener seadus on saadud termodünaamika baasil, siis iga teine seadus, mis saadakse kiirgusprotsessi konkreetse mudeli alusel, peab tingimata rahuldama Wiener seaduses esinevaid nõudeid, s. o. see peab olema võrdeline sageduse kuubiga ja sisaldama funktsiooni, mille argumentiks on ν/T .

Läheme nüüd seoses (8.13) sageduselt üle lainepikkusele. Üleminekuks kasutame seost (8.4). Seega

$$\varepsilon_{\lambda, T} = \frac{c^5}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right). \quad (8.15)$$

Leiame $\varepsilon_{\lambda, T}$ maksimumi. Selleks tuleb lahendada võrrand

$$\frac{d\varepsilon_{\lambda, T}}{d\lambda} = 0. \quad (8.16)$$

Arvutades seose (8.15) paremast poolst tuletise ja lahendades võrrandi, saame

$$T\lambda_{\max} = b, \quad (8.17)$$

kus b on konstant ja $\lambda_{\max}$ - lainepikkus, millele vastab $\varepsilon_{\lambda, T}$ maksimaalne väärtus. Seost (8.17) võime sõnastada järgmiselt: maksimaalsele kiirgusvõimele vastav lainepikkus on pöördvõrdeline kiirgava keha absoluutse temperatuuriga. See on nn. Wiener nihkeseadus.

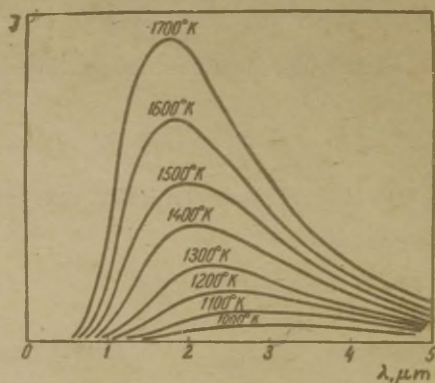
Konstant b on eksperimentaalselt määratud ja $b = 2,897 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{deg}$. Arvutame seosest (8.17) $\lambda_{\max}$ ja asendame selle seosesse (8.15). Me saame

$$\varepsilon_{\lambda_{\max}, T} = C T^5 \quad (8.18)$$

kus

$$C = 1,301 \cdot 10^{-13} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m} \cdot \text{deg}^5}.$$

Wieni nihkeseadust saab eksperimentaalselt kontrollida. Selleks lahutatakse absoluutselt musta keha kiirgus prisma või võrega spektriiks ja termosambaga mõõdetakse kiirgusenergia spektraalne jaotus. Joonisel 187 on toodud mõned energia jaotust iseloomustavad kõverad. Igale kõverale vastab erinev absoluutselt musta keha temperatuur. Me näeme, täies kooskõlas Wieneri seadusega, et kiirgava keha temperatuuri tõustes kiirgusspekter tervikuna ja ka kiirgusvõime maksimum nihkub lühemate lainepikkuste poole.



Joonis 187.

5. PLANCKI VALEM.

Teoreetiliste arvutuste tegemisel vaadeldakse absoluutselt musta keha kui lõpmata suure arvu harmooniliste ostsillaatorite kogumit, milles iga ostsillaator kiirgab ühte kindlat sagedust. Summaarse kiirgusena saame pideva spektri, mis

vastab absoluutselt musta keha kiirgusele. Planck püüdis tuletada absoluutselt musta keha kiirgusvõime funktsiooni eeldusel, et ostsillaatori kiirgus allub klassikalise füüsika seadustele. Planckil, nagu ka tema eelkäijatel, ei õnnestunud saavutada kooskõla teoreetiliselt arvutatud ja eksperimentaalselt mõõdetud kiirgusvõimete vahel.

Planck loobus klassikalise füüsika põhiseisukohast, mille kohaselt harmooniline ostsillaator võib korraga kiirata ükskõik kui suure hulga energiat. Plancki uue idee kohaselt sagedusega ν võnkuv harmooniline ostsillaator võib korraga kiirata energiahulga, mis on täisarvkordne suurusest $h\nu$. Seega ostsillaatori kiiratud energiahulk

$$E = n \cdot h\nu, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (8.19)$$

kus $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s. Seda nimetatakse Plancki konstandiks. Lähtudes harmoonilise ostsillaatori kiirguse diskreetsuse ideest leidis Planck 1900. a., et

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (8.20)$$

kus k on Boltzmanni konstant.

Seost (8.20) nimetatakse Plancki valemiks. Lihtne on näha, et Plancki valem rahuldab Wiener seadusest tulenevaid tingimusi. Arvutatud ja eksperimentaalselt mõõdetud kiirgusvõime võrdlemisel leiti nende vahel hea kooskõla.

Väikeste sageduste piirkonnas, kus $h\nu \ll kT$ võime $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ arendada ritta. Kui piirdume reaksarenduse kahe esimese liikmega, siis saame

$$\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) = 1 + \frac{h\nu}{kT}.$$

Plancki valemist saame nüüd

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi}{c^2} \nu^2 k T. \quad (8.21)$$

Seda seost nimetatakse Rayleigh'-Jeansi valemiks. Olgu märgitud, et Rayleigh'-Jeansi valem rahuldab Wieneri seaduse nõudeid. Tõepoolest, seose (8.21) võime kirjutada kujul

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi}{c^2} \nu^3 k \left(\frac{T}{\nu} \right). \quad (8.22)$$

Me näeme, et $\varepsilon_{\nu, T}$ on võrdeline ν^3 -ga ja sõltub veel suhtest ν/T , nagu nõuab Wieneri seadus. Rayleigh'-Jeansi valemis peitub siiski sügav vastuolu. Arvutame integraalse kiirgusvõime

$$\varepsilon_T = \frac{2\pi}{c^2} k T \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty. \quad (8.23)$$

Seosest (8.23) järeldub, et kiirguse ja aine vahel saab tasakaaluline olukord tekkida vaid lõpmata suure temperatuuri korral. Ent see räägib vastu eksperimendile, mille kohaselt tasakaal võib tekkida mistahes temperatuuril. Rayleigh'-Jeansi seadus on tuletatud klassikalise füüsika kujutluste baasil, järelikult vastuolu valemist (8.23) tuleneva järelduse ja eksperimendi vahel tähendab sisuliselt vastuolu klassikalise füüsika ja eksperimendi vahel.

Kui on rahuldatud tingimus $h\nu \gg kT$, siis saame Plancki valemist

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right), \quad (8.24)$$

kuna $\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \gg 1$.

Lõpuks esitame kiirgusvõime veel λ funktsioonina. Ka-

sutades seost (8.4) leiame

$$\varepsilon_{\lambda, T} = C_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1}, \quad (8.25)$$

kus $C_1 = 2\pi h c^2$, $C_2 = hc/\kappa$.

Klassikaline kiirgusteooria osutus esimeses lähenduses tõelisusele vastavaks. Kui võnkuvateks osakesteks on ioonid, mis suure massi tõttu võnguvad aeglaselt, siis kiirguse lainepikkus on suur, $h\nu$ väikene ja klassikalised valemid kasutatavad.

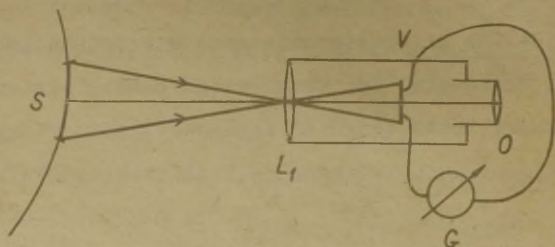
Plancki valemi kujul on olemas täielik lahend Kirchhoffi poolt püstitatud absoluutselt musta keha kiirgusvõime probleemile.

6. OPTILINE PÜROMEETRIA.

Kiirgusseadustele tuginedes on võimalik ehitada riistu, mida saab kasutada temperatuuri mõõtmiseks. Kui keha, mille temperatuuri mõõdame, on absoluutselt must, siis saame mõõtmise tulemusena teada keha tõelise temperatuuri. Teistsuguste kehade korral on asi keerukam.

6.1. Kogukiirguse püromeeter ja kiirgustemperatuur. Kogukiirguse (integraalse kiirguse) püromeetri ehitus on järgmine. Kiirgava pinna tükk S projekteeritakse läätsega L_1 vastuvõtjale V (joonis 188). Vastuvõtjaks on termosammas. Termovoolu tugevust mõõdetakse galvanomeetriga G . Kujutis

peab katma vastuvõtja kogu pinna ja olema terav, mida kontrollitakse okulaariga O . Mõõtmisel on oluline, et kiirgus siseneks püromeetrisse konstantse ruuminurga all.



Joonis 188.

Termosambale langev energiavoog on võrdeline valgusallika heledusega ja seega sõltumatu valgusallika ja püromeetri vahelisest kaugusest. Seega termovoolu tugevus on võrdeline absoluutselt musta keha heledusega, mis omakorda sõltub temperatuurist. Kaliibritakse püromeeter absoluutselt musta keha temperatuuri järgi. Kui nüüd püromeetriga mõõdame absoluutselt musta keha temperatuuri, siis saame mõõtmise tulemusena keha tõelise temperatuuri. Kui keha, mille temperatuuri mõõdame, ei ole absoluutselt must, siis me mõõtmise tulemusena tõelist temperatuuri teada ei saa. Saadud temperatuuri nimetatakse keha kiirgustemperatuuriks.

Kiirgustemperatuur T_2 on selline absoluutselt musta keha temperatuur, mille korral antud keha kogukiirgus on võrdne absoluutselt musta keha kogukiirgusega.

Kui on teada kehade kiirgusvõimete suhe $a = \frac{E_2}{E_1}$, siis võime arvutada keha tõelise temperatuuri. Tõepoolest, absoluutselt musta keha korral

$$\varepsilon_T = \sigma T_c^4.$$

Halli keha integraalne kiirgusvõime on

$$E_T = a \sigma T_c^4.$$

Pinna energeetiline heledus

$$B = \frac{\varepsilon_T}{\pi} = \frac{\sigma}{\pi} T_c^4. \quad (8.26)$$

Halli keha pinna energeetiline heledus

$$B' = \frac{E_T}{\pi} = \frac{a \sigma}{\pi} T_c^4. \quad (8.27)$$

Kuna heledused on võrdsed, siis seostest (8.26) ja (8.27) saame

$$T = \frac{T_c}{\sqrt[4]{a}}. \quad (8.28)$$

Konstant $a < 1$, sest $E_T < \varepsilon_T$. Järelikult $T > T_c$.

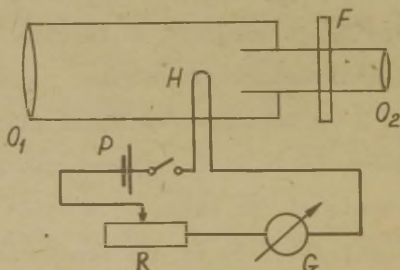
6.2. Värvustemperatuur. Teades energia jaotust lainepikkuste järgi absoluutselt musta keha kiirgusspektris, võime Wiener nihkeseadusest arvutada selle keha temperatuuri. Näiteks Päikese kiirgusspektris vastab energiamaksimumile lainepikkus $4700 \text{ \AA}$. Eeldades, et Päike kiirgab nagu absoluutselt must keha, võime Wiener nihkeseadusest arvutada Päikese pinna temperatuuri. Me saame $T = 6150^\circ \text{ K}$.

Juhul, kui kiirgav keha ei ole absoluutselt must, siis Wiener nihkeseadus ei ole kasutatav. Ainult siis, kui antud keha kiirgusspektris energia jaotus on praktiliselt sama, mis absoluutselt musta keha spektris mõnesugusel temperatuuril T_c , võime selle temperatuuriga iseloomustada uuritavat ke-

ha. Kuna mõlemal juhul kiirguse spektraalne koosseis on ühesugune, siis peab nende kehade värvus olema samuti ühesugune.

Temperatuuri T_c nimetatakse värvustemperatuuriks. See on kasutatav ainult hallide kehade korral. Keha tõelise temperatuuri määramiseks on tarvis teada mõningaid täiendavaid parameetreid.

6.3. Heledustemperatuur. Kõige sagedamini kasutatakse temperatuuri mõõtmiseks kaduva niidiga püromeetrit. Püromeetri põhimõtteline skeem on joonisel 189. Püromeetri optilisel teljel asetseb hõõgniidi H tipp. Hõõgniiti kuumutatakse patareist P saadava vooluga. Voolu tugevust reguleeritakse reostaadiga R ja mõõdetakse galvanomeetriga G. Filter F lasseb läbi valgust lainepikkusega 660 nm. Temperatuuri mõõtmisel saadakse objektiiviga O_1 hõõgniidiga ühes



Joonis 189.

tasandis mõõdetava pinna terav kujutis. Kujutise teravust kontrollitakse okulaariga O_2 . Hõõgniiti läbivat voolutugevust reguleeritakse seni, kuni niidi tipu heledus saab

võrdseks valgusallika heledusega lainepikkuse 660 nm juures.

Kui mõõteriist (galvanomeeter) on gradueeritud absoluutselt musta keha temperatuuri järgi ja kiirgavaks kehaks on samuti absoluutselt must keha, siis saame kirjeldatud meetodil määrata keha tõelise temperatuuri. Juhul, kui uuritav keha ei ole absoluutselt must, siis saame temperatuuri, mida nimetatakse heledustemperatuuriks ja tähistatakse T_{λ} .

Temperatuur T_{λ} on absoluutselt musta keha temperatuur, mille juures tema heledus on võrdne uuritava keha heledusega lainepikkusel 660 nm.

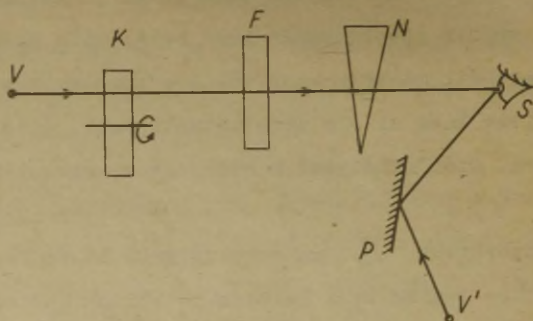
Keha tõelise temperatuuri määramiseks on tarvis mõningaid täiendavaid parameetreid.

Temperatuurid T_c ja T_{λ} on väiksemad keha tõelisest temperatuurist, T_c aga mõnevõrra suurem. T_c on kolmest temperatuurist kõige lähedasem keha tõelisele temperatuurile.

7. VAVILOVI KATSED.

Seoses Plancki ideega kiirguse kvantolemusest tekib küsimus, kas on võimalik avastada ka nähtava valguse kvantolemust. Kui valgus koosneb kvantidest, mida nimetatakse footoneiks, siis võib oodata, et väga nõrgas valgusvoos peab esinema footonite arvu fluktuatsioon. Suure intensiivsuse kor-

ral on footonite arv suur ja fluktuatsioonide avastamine raske. Nõrga valgusvoo fluktuatsioonid avastas S. Vavilov. Vavilovi katse skeem on esitatud joonisel 190.



Joonis 190.

Valgusallikast V tulev valgus läbib modulaatori K , valgusfiltri F , optilise kiilu N ja satub siis vastuvõtjasse - silma. Katsed näitasid, et adapteeritud silm on väga tundlik vastuvõtja. Vavilovi katsetest järeldus, et valgusaistingu tekitamiseks peab silmaavale sekundis langevaid footoneid olema umbes 200, kuid võrkkestani jõuab neist mõnikümmend. Silma tundlikkuse lävi on energaetiliselt teravalt piiritletud. Kui võrkkestale langev energiahulk, s. o. footonite arv on teatavast piirväärtusest väiksem, siis silm valgust ei näe. Läve olemasolu võimaldab avastada valgusvoo fluktuatsioone. Tõepoolest, olgu valgusaistingu tekitamiseks vajalik footonite arv n_0 . Silm näeb valgust tingimusel, et võrkkestale langev footonite arv $z \geq n_0$, muul juhul silm valgust ei näe.

Vavilovi katsete korral suunati silma valgusimpulsid kestusega 0,1 s ja sagedusega üks impulssekundis. Kasutati rohelist valgust. Silma asendi fikseerimiseks suunati silma valgusallikast V' tulev nõrk valgusvoog. Valgusallikas V' oli näha ainult silma teatava asendi korral ja ainult siis tehti mõõtmisi.

Registreeriti modulaatori iga pööre ja momendid, mil vaatleja nägi valgust. Vaatlusandmeid töödeldi statistiliselt. Registreeritud valgussähvatuste arvu ja modulaatori pöörete arvu suhe annab sähvatuse ilmumise tõenäosuse P . Teiselt poolt oli võimalik määrata ühe sähvatuse ajal võrkkesta poolt neelatud footonite arvu n ja n_0 suhe. Olgu see suhe x . Tõenäosusteooria alusel

$$P = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_0}{2}} \frac{1-x}{\sqrt{x}}. \quad (8.29)$$

Vavilovi kogutud hulgaline eksperimentaalne materjal näitab, et P ja $\frac{1-x}{\sqrt{x}}$ vahel on lineaarne sõltuvus. Sellest järeldub, et valgusvoog on diskreetne ja koosneb üksikuist footoneist.

IX. VALGUSE RÕHK JA VALGUSE KIIIRUS.

1. ELEKTROMAGNETILISE LAINE IMPULSS.

Valguse elektromagnetilisest teooriast järeldub, et valgus avaldab pinnale, millele ta langeb, rõhku. Sellele järeldusele võime jõuda ka üsna lihtsa arutluse abil. Langegu monokromaatne valguslaine risti juhi pinnale. Me teame, et valgus on elektromagnetiline lainetus, milles elektrivektor võngub laine levimissuunaga risti olevas tasapinnas - seega paralleelselt juhi pinnaga. Elektrivälja toimele tekib vool, mille suund ühtib vektori $\vec{E}$ suunaga. Voolule mõjub elektromagnetilise laine magnetväli, mis on voolu suunaga risti. Ampère'i seaduse põhjal mõjub liikuvaile laenguile mehhaaniline jõud, mille suund antud juhul ühtib laine levimissuunaga. Juhi pinnaühikule mõjuva jõu suurus ongi valguse rõhk.

Valguse rõhu arvutamiseks sobiva valemi leiame järgmiselt. Relatiivsusteoorias on tuntud nn. massi ja energia ekvivalentsuse seadus, mille kohaselt

$$mc^2 = E, \quad (9.1)$$

kus c on valguse kiirus. Siit leiame impulsi

$$mc = \frac{E}{c} . \quad (9.2)$$

Olgu elektromagnetilise laine energia tihedus W , siis seose (9.2) põhjal vastab sellele impuls

$$K = \frac{W}{c} . \quad (9.3)$$

Impulsi kui vektori suund ühtib lainevektoriga, seega

$$\vec{K} = \frac{W}{c} \vec{k}_0 , \quad (9.4)$$

kus $\vec{k}_0$ on lainevektori suunaline ühikvektor.

Newtoni II seaduse põhjal

$$\frac{\Delta \vec{K}}{\Delta t} = \vec{f} . \quad (9.5)$$

Keha pinnaühikule mõjuva jõu $\vec{f}$ normaalkomponent on rõhk p , mida laine avaldab kehale. Oletame, et valgus langeb keha pinnale risti. Pindala, millele valgus langeb, olgu ΔS , kusjuures valgus neeldugu täielikult. Valguse neeldumise tagajärjel muutub keha impuls Δt s vältel ΔK võrra. Neeldub valgusenergia, mis asetseb ruumalas $c \Delta t \Delta S$. Impulsi muutus

$$\Delta K = \frac{W}{c} c \Delta t \Delta S = W \Delta t \Delta S .$$

Rõhk

$$p = \frac{\Delta K}{\Delta t \Delta S} = W . \quad (9.6)$$

Me näeme, et rõhk, mida valguslaine avaldab absoluutselt mustale pinnale, on arvuliselt võrdne energia tihedusega.

Kui valgus langeb absoluutselt peegeldavale pinnale ($\rho = 1$), siis impulsi muutus on $2\Delta K$ ja rõhk

$$p = 2W. \quad (9.7)$$

Juhul, kui pinna peegelduskoefitsient $\rho < 1$, siis neeldunud energia osa on $(1 - \rho)W$ ja rõhk seoste (9.6) ja (9.7) alusel

$$p = (1 - \rho)W + 2\rho W = (1 + \rho)W. \quad (9.8)$$

Seos (9.8) kirjutatakse sageli ka teisel kujul. Energia tiheduse asemel kasutatakse energiapuud tihedust. Energiapud tihedus on energiapuud, mis asetseb ühikulise ristlõikega silindris, mille telg on paralleelne valguse levimissuunaga ja mille kõrgus on c . Seega energiapud tihedus $u = W/c$. Pärast asendust seosesse (9.8) saame

$$p = \frac{u}{c}(1 + \rho). \quad (9.9)$$

Avaldisega (9.8) analoogilise seose võime saada ka juhul, kui vaatleme valgust footonite vooluna. Olgu ruumala V footonit, kusjuures iga footoni energia on $h\nu$. Langeva footonid risti absoluutselt mustale pinnale suurusega ΔS aja Δt s vältel. Langevate footonite energia on $Nh\nu\Delta S c \Delta t$. Sellele vastab impulss

$$K = \frac{Nh\nu}{c}\Delta S c \Delta t = Nh\nu\Delta S \Delta t.$$

Rõhk

$$p = \frac{\Delta K}{\Delta S \Delta t} = Nh\nu, \quad (9.10)$$

sest antud juhul $\Delta K = K$. Kui pinna peegelduskoefitsient on ρ , siis

$$p = Nh\nu(1 + \epsilon)$$

(9.11)

mis ilmselt ühtib seosega (9.8). Seega valguse rõhu suurus ei sõltu sellest, kas käsitleme valgust elektromagnetilise lainena või footonite vooluna.

Valguse rõhku mõõtis esmakordselt P. Lebedev 1901. a. Lebedev tõestas, et mustale pinnale mõjuv rõhk on kaks korda väiksem peegeldavale pinnale mõjuvast rõhust. 1908. a. mõõtis Lebedev valguse rõhu gaasidele.

Märgime, et Päikese kiirguse rõhk maapinnale täieliku neeldumise korral on $0,4 \frac{\text{mG}}{\text{m}^2}$.

2. ASTRONOOMILISED VALGUSE KIIRUSE MÄÄRAMISE

MEETODID.

1. Römeri meetod (1675). Römer jälgis Jupiteri ühe kuu varjutusi ja märkas, et ühe poolaasta vältel on kahe järjestikuse varjutuse algmomentide vahe suurem ja teisel poolaastal väiksem keskmisest ajavahemikust. Römer seletas niisugust aegade erinevust valguse levimise lõpliku kiirusega. Asetsegu Maa orbiidil punktis M_1 (joonis 191). Sel juhul Jupiteri J kuu K varjutuse algusest signaliseeriv valguskiir ja Maa liiguvad teineteisele vastu. Orbiidi punktis M_2 Maa ja valguskiir liiguvad ühes suunas ja valguskiir peab Maale järele jõudma. Olgu kuu K kahe varjutuse vaheline tõeline ajavahemik T_0 (≈ 42 tundi). Maa asendi

M_1 korral on ajavahemik T' tõelisest ajavahemikust T_0 väiksem Δt s võrra. Ajavahemik Δt on ligikaudu võrdne ajaga, mis valgusel kulub lõigu läbimiseks, mille võrra Maa liigub valguskiirele aja T_0 vältel vastu. Ilmselt $\Delta t = \frac{v}{c} T_0$.

Seega

$$T' = T_0 - \Delta t = T_0 - \frac{v}{c} T_0. \quad (9.12)$$

Kui Maa asub punktis M_2 on varjutuste algmomente lahutav ajavahemik T'' tõelisest ajavahemikust Δt s võrra suurem.

Seega

$$T'' = T_0 + \Delta t = T_0 + \frac{v}{c} T_0. \quad (9.13)$$

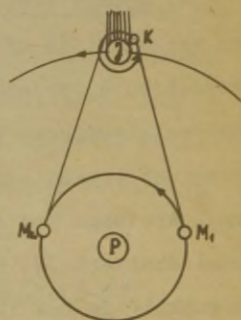
Seostest (9.12) ja (9.13) saame arvutada valguse kiiruse

$$c = \frac{T' + T''}{T'' - T'} v. \quad (9.14)$$

Kuna Maa liikumise kiirus v on teada ja ajavahemikud T' ja T'' vaatlustest määratavad, siis võib seosest (9.14) arvutada c . Rõmeri mõõtmiste ja arvutuste kohaselt $c = 215000 \text{ km/s}$.

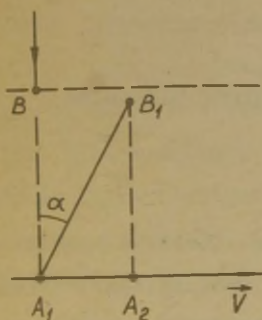
2. Bradley meetod (1727).

Bradley valguse kiiruse määramise meetod põhineb tähtede aberratsioonide mõõtmisel. Aberratsiooninähtus seisneb tähe asukoha näivas nihkumises, mis on tingitud Maa liikumisest



Joonis 191.

orbiidil ümber Päikese. Olgu tähelt tulev valgus risti Maa liikumise suunaga, mille määrab kiirusvektor $\vec{v}$ (joonis 192). Asetsegu teataval hetkel teleskoobi niitrist punktis



Joonis 192.

A_1 . Kui teleskoobi toru suund ühtib sirgega A_1B , siis langeb tähe kujutis niitristist vasakule. See on tingitud sellest, et τ s jooksul, mis kulub valguskiirel liikumiseks teleskoobi objektiivist okulaarini, nihkub niitrist koos okulaariga punktist A_1 punkti A_2 ja tähe kujutis on niitristist vasakul. Selleks, et tähe kujutis sa-

tuks täpselt niitristile, peame teleskoopi kallutama nurga α võrra. Aberratsiooni määrab seos

$$\tan \alpha = \frac{A_1 A_2}{A_1 B}. \quad (9.15)$$

Kaugus $A_1 A_2 = v\tau$, kuna teleskoobi pikkus $A_1 B = c\tau$.

Järelikult

$$\tan \alpha = \frac{v}{c}$$

millest

$$c = \frac{v}{\tan \alpha}. \quad (9.16)$$

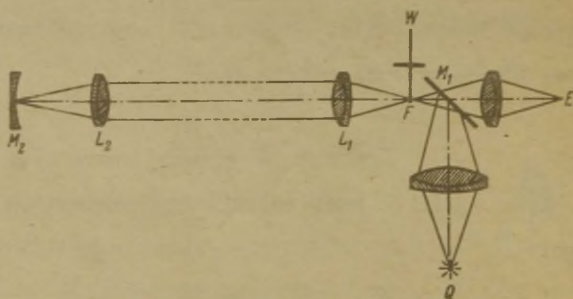
Tähe tõeline asukoht ei ole meile teada, seepärast suund $A_1 B_1$ on samuti tundmatu ning ühe vaatluse järgi nurka α määrata ei ole võimalik. Kuid poole aasta pärast on Maa liikumise suund endisele vastupidine, mille tõttu ka teleskoobi toru kalle on endisele vastupidine. Ilmselt nende ka-

he asendi vaheline nurk on 2α . Ekliptika suhtes risti asetsevad tähed näivad liikuvat aasta vältel ringjoont mööda. Ringi nurkläbimõõt on 2α . Mõõtmised annavad $\alpha = 20,5''$. Teades nurka α võime seosest (9.16) arvutada c.

3. LABORATOORSED VALGUSE KIIRUSE MÄÄRAMISE

VIISID.

1. Fizeau' meetod (1849). Fizeaul õnnestus esimesena mõõta valguse kiirust laboratoorsete vahenditega. Fizeau' poolt kasutatud seadeldise skeem on toodud joonisel 193.



Joonis 193.

Valgusallikaks on tugevasti valgustatud pilu Q . Osa valgust peegeldub klaasplaadilt M_1 ja koondatakse läätsesga punkti F . Valguskiire teel asetseb hammasrata W , mis võib pöörelda oma telje ümber. Punkt F asetseb läätses L_1 fokaaltasandil. Läätses L_1 läbinud valgus levib läätseni L_2 enamvähem paralleelse kiirtekimbuna. Pärast peegeldu-

mist nõguspeehliilt M_2 levivad kiired endisele vastassuunas ja pärast plaadi M_1 läbimist koondatakse läätsega punkti E. Katse algul asetseb hammasratas nii, et valgus läbib kahe hamba vahetkoha. Kui hammasratas pannakse pöörlema, siis mõnesuguse pöörlemiskiiruse juures satub peeglilt M_2 peegeldunud kiire teeale hammas ja punkti E valgus ei jõua. Suurendades hammasratta pöörlemiskiirust veelgi, jõuame sellise olukorrani, kus peeglilt M_2 peegeldunud kiire teel punktis F on taas kahe hamba vahe, mida valguskiir läbib ja punktis E on valgus. Ilmselt võime hammasratta pöörlemiskiiruse suurendamisega uuesti "kustutada" või vastavalt saada valguse punktis E.

Valguse kiiruse määramiseks peame teadma valguskiire poolt läbitud tee pikkust ja selle läbimiseks kulunud aega. Fizeau' katses valguskiir läbib lõigu $FM_2 = L$ kaks korda. Fizeau' katses $2L = 1,7266 \cdot 10^4$ m. Selle tee läbimiseks kulunud aja määras Fizeau lähtudes hammasratta pöörlemise kiirusest. Olgu hammaste arv n ja pöörete arv ν , mille juures valgus esimest korda kaob, siis vastava pöördenurga tegemiseks kulunud aeg $\Delta t = 1/2n\nu$. Teiselt poolt $\Delta t = \frac{2L}{c}$. Nüüd ei ole raske leida, et

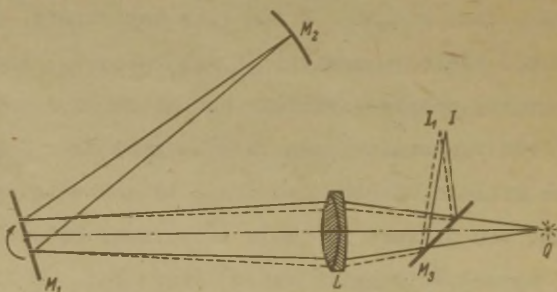
$$c = 4n\nu L. \quad (9.17)$$

Fizeau kasutas 720 hambaga hammasratast. Esimene tumenemine punktis E tekkis pöörlemiskiirusel $12,6 \frac{\text{pöörret}}{\text{s}}$. Nendest andmetest $c = 3,13 \cdot 10^8$ m/s.

Fizeau' meetodit kasutasid hiljem veel paljud uurijad. A. Cornu leidis 1873. a. tuhande mõõtmise keskmisena, et

$c = 2,984 \cdot 10^8$ m/s. A. Carolus ja O. Mittelstaedt asendasid 1928. a. tehtud mõõtmistel hammasratta Kerri rakuga. See võimaldas vähendada kauguse L mõnele meetrile. Sel meetodil tehtud mõõtmisi kordasid A. Huttel 1940. a. ja W. Anderson 1941.

2. Foucault' meetod (1860). Foucault' katse skeem on esitatud joonisel 194. Valgusallikaks on pilu Q , millest



Joonis 194.

väljuv valgus läbib klaasplaadi M_3 , läätse L , peegeldub tasapeeglist M_1 ja nõguspeeglist M_2 . Peegli M_1 võib panna suure kiirusega pöörlema nõguspeegli M_2 kõveruskeskpunkti läbiva telje ümber. Kui peegel M_1 on liikumatu ja pööratud sobivalt, siis peeglist M_2 peegeldunud valgus läbib uuesti läätse ja peegeldub plaadilt M_3 andes pilu kujutise punktis I . Kui peegel M_1 pöörleb suure kiirusega, siis ühe pöörde vältel satub valgus peeglile M_2 väga lühikese aja jooksul, s. o. valgus moduleeritakse. Ajaga Δt , mis valgusel kulub lõigu M_1M_2 edasi-tagasi läbimiseks jõuab peegel M_1 pöörduda väikese nurga $\Delta\alpha$ võrra ja pilu kujutis

tekib nüüd punktis I_1 . Mõõtes kujutiste vahelise kauguse Δl ja arvestades, et peegeldunud kiir pöördub nurga $2\Delta\alpha$ võrra saame

$$\Delta l = 2\Delta\alpha \ell, \quad (9.18)$$

kus ℓ on pilu kujutise I' ja läätse L vaheline kaugus. Kui peegli pöörlemise nurkkiirus on ω , siis Δt s jooksul pöördub peegel nurga $\Delta\alpha = \omega \Delta t$ võrra. Teiselt poolt aja Δt s jooksul läbib valgus vahemaa $M_1 M_2 = L$ kaks korda, seega $\Delta t = 2L/c$. Ilmselt $\Delta\alpha = \frac{2\omega L}{c}$ ja seosest (9.18) saame

$$c = \frac{4\omega L \ell}{\Delta l}. \quad (9.19)$$

Foucault' mõõtmised andsid $c = 2,98 \cdot 10^8$ m/s. Foucault' meetodit on korduvalt kasutatud ja täiustatud. Märgime, et A. Michelson mõõtis aastatel 1878 - 1882 ja 1924 - 1926 valguse kiirust täiustatud Foucault' meetodil. Andersoni (1937) mõõtmised andsid valguse kiiruse väärtuseks 299764 km/s.

Arvestades valguse kiiruse kui universaalse konstandi suurt tähtsust on nii valguse kui ka teiste elektromagnetiliste lainete levimise kiiruse mõõtmisi tehtud kuni viimase ajani, kusjuures on kasutatud kõiki kaasaja raadioelektroonika saavutusi.

Valguse kiiruse kõige usaldusväärsemaks väärtuseks loetakse praegu 299792,5 km/s.

4. GRUPIKIIRUS.

Laboratoorsed valguse kiiruse mõõtmise meetodid võimaldavad valguse kiirust mõõta mitmesugustes keskkondades. Michelson mõõtis valguse levimise kiiruse väävelsüsinikus ja leidis, et $c/v = 1,75$, kus c on valguse kiirus vaakuumis ja v - väävelsüsinikus. Sama suhte võime määrata ka murdumisest. Osutus, et sel juhul $n = 1,64$. Suhte erinevuse põhjuse seletas Rayleigh. Keskkonna murdumisnäitaja on määratud c ja laine faasikiiruse v suhtega. Me nägime (v. 2.19), et monokromaatse laine faasikiirus $v = \frac{\omega}{k}$. Valgus levib mitte monokromaatse lainena, vaid jadana. Laine jada levimise kiirus ei tarvitse ühtuda faasikiirusega. Eeldame, et laine jada kuju säilib või äärmisel juhul - deformeerub aeglaselt. Arvutame laine jada levimise kiiruse.

Vaatame lihtsuse mõttes laine jada, mis koosneb kahest lainest. Lained levigu x -telje suunas. Lainete hälbed olgu järgmised

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= a \sin(\omega_1 t - k_1 x), \\ y_2 &= a \sin(\omega_2 t - k_2 x), \end{aligned} \right\} \quad (9.20)$$

kus a on laine amplituud, ω_1 ja ω_2 - ringsagedused, k_1 ja k_2 - lainearvud. Olgu sagedused ja lainearvud antud järgmiste seostega

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= \omega_0 + \delta\omega, & \omega_2 &= \omega_0 - \delta\omega, \\ k_1 &= k_0 + \delta k, & k_2 &= k_0 - \delta k, \end{aligned} \right\} \quad (9.21)$$

kus $\delta\omega$ ja δk on väikesed suurused. Arvutame liitlaine hälbe y . Superpositsiooni printsiibi põhjal

$$y = y_1 + y_2 = a [\sin(\omega_1 t - k_1 x) + \sin(\omega_2 t - k_2 x)] = \\ = 2a \cos(t\delta\omega - x\delta k) \sin(\omega_0 t - k_0 x).$$

Tähistame

$$A = 2a \cos(t\delta\omega - x\delta k), \quad (9.22)$$

siis

$$y = A \sin(\omega_0 t - k_0 x). \quad (9.23)$$

Me näeme, et laine amplituud A muutub aeglaselt, kui võrd $\delta\omega$ ja δk on väikesed.

Vaatleme laine jadal kohta, kus A väärtus on maksimaalne. Sellel kohal on laine energia maksimaalne. Selle kohta liikumiskiirust nimetatakse grupikiiruseks. Leiame selle kiiruse. Ilmselt

$$t\delta\omega - x\delta k = \text{const}.$$

Pärast selle avaldise diferentseerimist saame

$$\frac{dx}{dt} = u = \frac{\delta\omega}{\delta k}. \quad (9.24)$$

Leiame seose grupikiiruse ja faasikiiruse vahel. Lähtume seosest (9.24)

$$u = \frac{\delta\omega}{\delta k} = \frac{\delta(vk)}{\delta k} = v + k \frac{\delta v}{\delta k}. \quad (9.25)$$

Lihtne on näidata, et $k \frac{\delta v}{\delta k} = -\lambda \frac{\delta v}{\delta \lambda}$ ja järelikult

$$u = v - \lambda \frac{\delta v}{\delta \lambda}. \quad (9.26)$$

Minnes seoses (9.26) üle diferentsiaalkujule saame

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (9.27)$$

Saadud seost nimetatakse Rayleigh' valemiks.

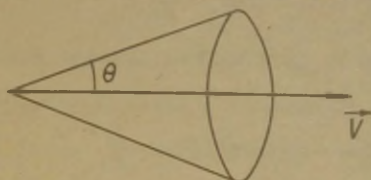
Kui $\frac{dv}{d\lambda} > 0$, siis on meil tegemist normaalse dispersiooniga ja $u < v$. Kui $\frac{dv}{d\lambda} < 0$, siis on anomaalse dispersiooni juht ja $u > v$. Ja lõpeks, kui $\frac{dv}{d\lambda} = 0$, siis dispersioon puudub ja $u = v$.

Rayleigh näitas, et ükskõik millist valguse kiiruse mõõtmise viisi me ka ei kasutaks, ikkagi saame mõõtmise tulemuse-na grupikiiruse. Väävelsüsiniku korral on $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ ja vastavalt $u < v$. Määrates suhted $\frac{c}{u}$ ja $\frac{c}{v}$, saame, et $\frac{c}{u} > \frac{c}{v}$, mida näitasidki Michelsoni mõõtmised.

5. VAVILOVI-TŠERENKOVI HELENDUS.

S. Vavilovi aspirant P. Tšerenkov uuris vedelikkude luminestsentsi, mille ergastamiseks kasutas γ -kiiri. 1934.a. ta avastas nõrga, ainult hästi adapteeritud silmale nähtava helenduse. Seda nimetatakse nüüd Vavilovi-Tšerenkovi helenduseks. Katsed näitasid, et kiirgus ei pärine γ -kiirtega ergastatud vedeliku molekulidest, vaid kiirgavad molekulide ioniseerimisel vabanenud elektronid. Üsna kiiresti õnnestus kindlaks teha selle kiirguse iseloomulikud jooned. Selgus, et kiirgusspekter on pidev ja valgus lineaarselt polariseeritud. Elektrivektor $\vec{E}$ võngub tasapinnas, mis on määratud elektro-ni liikumise suunaga ja valguskiirega. Kiirguse intensiivsus

on võrdeline osakese laengu ruuduga ja osakese teepikkusega keskkonnas. Kõige olulisemaks iseärasuseks uue kiirguse juures oli selle suunatus. Valguskiired moodustavad koonuse, mille tipus liigub valgust kiirgav elektron (joonis 195).

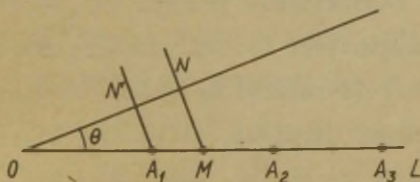


Joonis 195.

Nähtuse teooria esitas I. Tamm ja I. Frank. (P. Tšerenkov, I. Tamm ja I. Frank said 1958. a. nähtuse avastamise ja nähtust seletava teooria eest Nobeli preemia.) Tamm ja Frank tõestasid, et valgust kiirgavad elektronid, mis liiguvad sirgjooneliselt ja suurema kiirusega kui valguse faasikiirus antud keskkonnas.

Vaatleme valguse levimist suunas, mis moodustab elektroni liikumissuunaga nurga θ (joonis 196). Jaotame elektroni liikumistee OL lõikudeks pikkusega

$$a = v\tau = OA_1 = A_1A_2 = \dots, \quad (9.28)$$



Joonis 196.

kus v on elektroni kiirus ja τ lõigu OA_1 läbimiseks kulunud aeg. Olgu punktis O elektroni poolt kiiratud laine front hetkel τ asendis MN . Punktis A_1 kiiratud laine front on hetkel τ A_1N' . Lainete käiguvahe

$$N'N = ON - ON' = \frac{c}{n} \tau - v \tau \cos \theta, \quad (9.29)$$

kus c/n on valguse faasikiirus. Lained kustutavad teineteise kui

$$\left(\frac{c}{n} - v \cos \theta \right) \tau = \frac{\lambda}{2}. \quad (9.30)$$

Asendame seosest (9.28) τ ja me saame

$$a = \frac{\lambda v}{2(c/n - v \cos \theta)}. \quad (9.31)$$

Kui me elektroni liikumistee jaotame lõikudeks pikkusega a , mis rahuldavad tingimust (9.31), siis naaberlõikudest pärinevad lained interferentsi tõttu kustutavad teineteise ja vaadeldavas suunas valgust ei levi. Lõik a on valitav määra, kui $\frac{c}{n} - v \cos \theta > 0$. Kui $v > \frac{c}{n}$, siis eksisteerib nurk θ , millest alates $a > 0$ ei ole võimalik. See nurk on määratud tingimusega

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}. \quad (9.32)$$

Kui elektroni (üldisemalt laetud osakese) liikumiskiirus ületab valguse faasikiiruse ja nurk θ on nullist suurem, kuid väiksem tingimusega (9.32) määratud väärtusest, siis on võimalik Vavilovi-Tšerenkovi helenduse tekkimine.

Seosest (9.32) järeldub, et koonuse sisemine serv on punane kuna väline on sinine, sest punastele kiirtele vas-

tav murdumisenäitaja on väiksem kui sinistele kiirtele vastav murdumisenäitaja.

Olgu meil keskkond, mille murdumisenäitaja on n . Vavilovi-Tšerenkovi helendus tekib, kui $n > \frac{c}{v}$. Näiteks vee korral peab osakese liikumise kiirus $v > \frac{3}{4} c$. Järelikult helendus võib tekkida ainult siis, kui osakese algkiirus ületab teatava piirväärtuse.

Nurk θ kasvab osakese liikumiskiiruse suurenemisega. Kui $v \approx c$ ja n on fikseeritud, siis

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{n}\right). \quad (9.33)$$

Näiteks vee korral on maksimaalne θ väärtus $\approx 41^\circ$.

Vavilovi-Tšerenkovi helendust kasutatakse elementaarosakeste füüsikas mitmesugustel eesmärkidel (osakeste loendurid, kiiruse selektorid jne.).

6. DOPPLERI EFEKT.

Doppleri efekt akustikas seisneb selles, et hääleallika lähenemisel või kaugenemisel seisvast vastuvõtjast viimase poolt registreeritud sagedus on suurem või vastavalt väiksem kui allika poolt kiiratud sagedus.

Optikas esineb samuti Doppleri efekt. Doppleri efekti korral optikas registreeritav sagedus sõltub ainult valgusallika ja vastuvõtja suhtelisest kiirusest. Kui valgusallikas ja vastuvõtja liiguvad ühel sirgel, siis relatiivsusteooria alusel saame seose, mille kohaselt registreeritav sa-

gedus

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}}, \quad (9.34)$$

kus ν_0 on valgusallika poolt kiiratud sagedus ja v - valgusallika ja vastuvõtja suhteline kiirus. Juhul, kui valgusallikas ja vastuvõtja lähenevad teineteisele tuleb avaldises (9.34) võtta murru lugejas ja nimetajas ülemised märgid, vastupidisel juhul aga alumised märgid. Seega valgusallika ja vastuvõtja lähenemisel teineteisele registreeritav sagedus suureneb, s.o. spektrijooned nihkuvad lühemate lainepikkuste poole, kuna eemaldumisel registreeritav sagedus väheneb, millele vastab spektrijoonte nihkumine pikemate lainepikkuste poole.

Doppleri efekti olemasolu leidis kinnitust astronoomiliste vaatlustega. Nii õnnestus vesiniku spektrijoonte nihkumine esmakordselt avastada Vega ja Siiriuse spektreis. Joonte nihkumise põhjuseks on Maa liikumine tähtede suhtes. Tähtede spektreis olevate joonte nihkumise järgi ei ole võimalik kontrollida seose (9.34) õigsust, kuna me ei tea Maa ja tähtede suhtelist kiirust.

Kasutades Doppleri efekti, on võimalik määrata Päikese pöörlemiskiirus. Selleks tuleb võtta spektrid Päikese ekvaatori ida- ja lääneservalt. Spektrijoonte nihkumise järgi on võimalik arvutada Päikese ekvaatori pöörlemiskiirus, mis osutus võrdseks 2,3 km/s. Pöörlemiskiiruse saame arvutada ka Päikese plekkide liikumiskiiruse järgi. Sel viisil saadi pöörlemiskiiruseks 2 km/s. Seega on suhteliselt hea kooskõla Doppleri efektist määratud kiirusega.

Doppleri efekt võimaldas avastada kaksiktähed. Astronoomi-

mid märkasid, et mõnede tähtede spektreis spektrijooned perioodiliselt lõhenevad. Nähtus on seletatav oletades, et kiirgusallikaks on kaks keha, mis pöörlevad ühise masskeskme ümber. Joonte lõhenemise ja nihkumise järgi on võimalik arvutada pöörlemisperiood ja radiaalkiirus.

Astronoomilised vaatlused näitavad, et udukogude spektreis olevad spektrijooned on nihkunud pikemate lainete poole võrreldes nende normaalse asendiga. Sellest nn. spektrijoonete punanihkest järeldub, et nimetatud objektid kaugenevad meist. Nihke suurus võimaldab arvutada objektide radiaalse eemaldumiskiiruse. See on väga suur ja võib ulatuda mõnekümne tuhande kilomeetrini sekundis.

7. BELOPOLSKI JA GOLITSÕNI KATSED.

Esimesed tööd Doppleri efekti laboratoorsel uurimisel kuuluvad A. Belopolskile (1900). Katseid kordas B. Golitsõn (1907). Belopolski katse aluseks on idee saada suure kiirusega liikuv virtuaalne valgusallikas. Olgu valgusallika V ja peegli P_1 punkti A vaheline kaugus $VA = x$ (joonis 197).

Ilmselt

$$VV' = 2x,$$

$$VV'' = 4x,$$

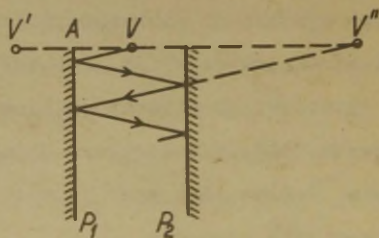
.....

$$VV^{(n)} = 2nx.$$

Kui peegli kaugus valgusallikast muutub kiirusega $v = \frac{dx}{dt}$, siis virtuaalse valgusallika $V^{(n)}$ kiirus

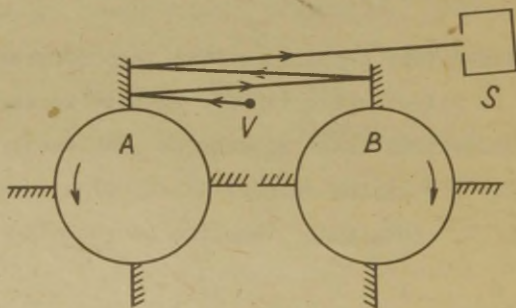
$$v_n = \frac{d}{dx}(2nx) = 2nv. \quad (9.35)$$

Me näeme, et peeglite ja valgusallika suhteliselt väikese kiiruse v korral võib virtuaalse valgusallika kiirus ol-



Joonis 197.

la küllalt suur. Joonisel 198 on esitatud Belopolski katse skeem. Ratastele A ja B on kinnitatud peeglid. Rattad



Joonis 198.

võivad pöörelda nii, et peeglid eemalduvad teineteisest või nii, et peeglid lähenevad teineteisele. Valgusallikast V tulev valguskiir satub pärast korduvaid peegeldusi spektro-

graafi S . Teades rataste pöörlemiskiirust ja peegelduste arvu saame seosest (9.35) arvutada virtuaalse valgusallika kiiruse. Belopolski katses oli kiirus 670 m/s. Teieelt poolt võib selle kiiruse arvutada spektrijoonte nihkumise järgi. Arvutatud ja eksperimentaalselt määratud kiirus ühtisid 5%-lise täpsusega.

8. MICHELSONI-MORLEY KATSE (1897).

XIX saj. viimase veerandi algul jõudsid füüsikud liikuvate keskkondade elektrodünaamika probleemide käsitlemisel järeldusele, et ainuõige pidi olema paigal oleva eetri hüpotees. Michelsoni-Morley katse eesmärgiks oli avastada Maa liikumine eetri suhtes ja eksperimentaalselt kinnitada paigal oleva eetri hüpoteesi. Mõõtmisteks kasutas Michelson interferomeetrit, mida üksikasjaliselt kirjeldasime II peatükis 15. punktis.

Michelsoni lootus avastada Maa liikumine eetri suhtes tugines järgmisele mõttekäigule. Oletame, et interferomeetri üks õlg ühtib Maa liikumise suunaga, mis on määratud kiirusvektoriga $\vec{v}$. Valgusallikast V tulev valguskiir jaguneb poolläbilaskval plaadil kaheks kiireks (joonis 199). Olgu interferomeetri õlgade pikkused võrdsed. Tähistame õla pikkuse tähega ℓ . Levigu kiir 1 punktist M peegliini P_1 aja T_1 s vältel. Seejuures läbib valgus teepikkuse

$$cT_1 = \ell + vT_1. \quad (9.36)$$

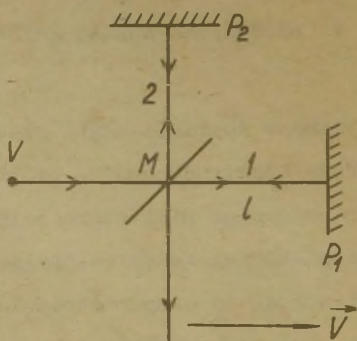
Peeglilt P_1 peegeldunud kiir jõuab punkti M ajaga T_2 ,
läbides seejuures vahemaa

$$cT_2 = l - vT_2. \quad (9.37)$$

Seostest (9.36) ja (9.37) leiame

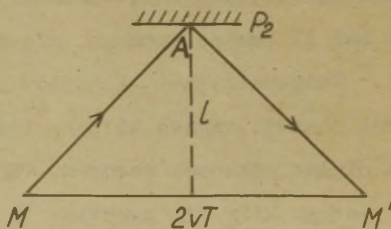
$$T_1 + T_2 = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - \beta^2} \approx \frac{2l}{c} (1 + \beta^2), \quad (9.38)$$

kus $\beta = \frac{v}{c}$.



Joonis 199.

Interferomeetri liikumissuunaga risti leviva valguskiire tee kujuneb järgmiseks (joonis 200). Punktis M plaadilt



Joonis 200.

peegeldunud kiir jõuab peeglini P_2 T s möödumisel. Kiir peegeldub punktis A ja jõuab T s möödumisel plaadini

punktis M' , kuhu aja $2T$ vältel on koos Maaga jõudnud interferomeeter. Jooniselt 200 näeme, et

$$MA = cT = \sqrt{c^2 + (vT)^2}.$$

Siit

$$T = \frac{l}{\sqrt{c^2 - v^2}}$$

Lõigu MAM' läbimiseks kulunud aeg

$$2T = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right). \quad (9.39)$$

Poolläbilaskva plaadi punktist M lähtunud valguskiired jõuavad tagasi vastavalt $T_1 + T_2$ ja $2T$ sekundi pärast. Aegade vahe

$$\Delta t = T_1 + T_2 - 2T = \frac{2l}{c}(1 + \beta^2) - \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right) = \frac{l}{c}\beta^2. \quad (9.40)$$

Kui interferomeetrit pöörata 90° võrra, siis Δt muudab märgi, järelikult muutub ka interfereeruvate kiirte käiguvahe, mis omakorda tingib interferentsiribade nihkumise.

Ühe aasta vältel tehtud mõõtmiste analüüs näitas, et ribade nihkumine on väiksem kui $1/100$ riba laiust, kuna oodatav nihe pidi olema $0,37$ riba laiust.

Selle ja mitme teise katse põhjal jõudsid füüsikud veendumusele, et eetrit kui elektromagnetiliste lainete kandjat ei eksisteeri.

Michelsoni-Morley katse negatiivne tulemus sai Einsteini poolt loodud relatiivsusteooria eksperimentaalseks aluseks.

K i r j a n d u s .

1. Бегунов, Б.Н. Геометрическая оптика. Изд. Московского ун-та, 1961.
2. Ландсберг, Г.С. Оптика. ИТТЛ, Москва, 1952.
3. Фриш, С.Э., Тиморева, А.В. Курс общей физики. Т. III. ИТТЛ, Москва, 1952.
4. Поль, Р.В. Оптика и атомная физика. Изд. "Наука", Москва, 1966.
5. Дитчберн, Р. Физическая оптика. Изд. "Наука", Москва, 1965.
6. Борн, М., Вольф, Э. Основы оптики. Изд. "Наука", 1970.

S i s u k o r d .

III. Valguse difraktsioon.

1. Huygensi-Fresneli printsiip (3). 2. Valguse sirgjoone-line levimine (6). 3. Lihtsamaid difraktsiooniprobleeme (13). 4. Paralleelsete kiirte difraktsioon (18). 5. Difraktsioonivõre (25). 6. Difraktsioon mitmemõõtmeliste võrede korral (32). 7. Röntgenikiirte tekkimine (35). 8. Röntgenikiirte difraktsioon. Wulfi-Braggi valem (38). 9. Struktuuranalüüsi põhilised meetodid (40).

IV. Spektraalaparaate.

1. Prismaspektrograaf (42). 2. Difraktsioonivõre nurkdispersioon ja lahutusvõime (53). 3. Pikksilma ja mikroskoobi lahutusvõime (57).

V. Valguse polarisatsioon.

1. Polariseerimata ja polariseeritud valgus (63). 2. Valguse polarisatsioon peegeldumisel ja murdumisel (66). 3. Malus'e seadus (68). 4. Fresneli valemid (69). 5. Valguse kaksikmurdumine (79). 6. Anisotroopsed keskkonnad (82). 7. Valguse levimisest kristallides (83). 8. Huygensi konstruktsioone üheteljelises kristallis (95). 9. Polarisatsiooniprismad (99). 10. Polariseeritud valguse interferents (102). 11. Elliptiliselt polariseeritud valgus (103). 12. Elliptiliselt polariseeritud valguse avastamine (108). 13. Babinet' kompensaator (110). 14. Kaksikmurdumine isotroopse keskkonna deformeermisel (114). 15. Kerri efekt (116). 16. Interferentsinähtused paralleelsetes kiirtes (120). 17. Polariseeritud valguse võnketasandi pöördumine (124). 18. Valguse võnketasandi pöördumine magnetväljas (129).

VI. Valguse dispersioon.

1. Normaalne ja anomaalne dispersioon (131).
2. Dispersiooni elektronteooria (136).
3. Valguse neeldumine (145).
4. Zeemani efekt (147).

VII. Valguse hajumine.

1. Valguse hajumine sogases keskkonnas (152).
2. Valguse molekulaarne hajumine (156).
3. Hajunud valguse polarisatsioon (158).

VIII. Soojuskiirgus.

1. Soojuskiirgus. Prevost' reegel (161).
2. Kirchhoffi seadus (163).
3. Stefani-Boltzmanni seadus (166).
4. Wieni nihkeseadus (168).
5. Plancki valem (170).
6. Optiline püromeetria (173).
7. Vavilovi katsed (177).

IX. Valguse rõhk ja valguse kiirus.

1. Elektromagnetilise laine impulss (180).
2. Astronoomilised valguse kiiruse määramise meetodid (183).
3. Laboratoorsed valguse kiiruse määramise viisid (186).
4. Grupikiirus (190).
5. Vavilovi-Tšerenkovi helendus (192).
6. Doppleri efekt (195).
7. Belopolski ja Golitsõni katsed (197).
8. Michelsoni-Morley katse (1887) (199).
- Kirjandus (202).