3. ŠVIESOS SKLIDIMAS ANIZOTROPINĖSE TERPĖSE

3.1. KRISTALŲ OPTIKOS PAGRINDAI

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

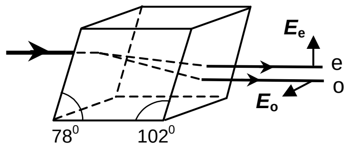
Optinį kristalų savitumą lemia jų struktūros anizotropija. Terpės anizotropiją optiniu požiūriu lemia skirtinga terpės reakcija į krintančios šviesos poveikį priklausomai nuo jos sklidimo krypties. Reakcija pasireiškia elektros krūvių poslinkiu veikiant šviesos bangos laukui. Optiškai anizotropinėse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

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

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

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

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



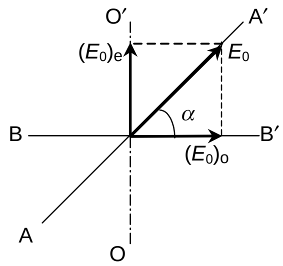
3.1.1 pav. Šviesos sklidimas per kalcitą

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

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

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

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



3.1.2. pav. Paprastojo ir nepaprastojo spindulių vektorių padėtys kristale

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

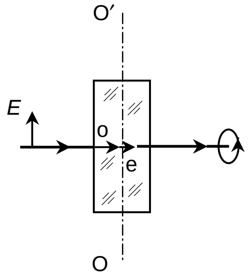
Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

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

Iš čia išplaukia *Maliu* (Malus) *taisyklės*:

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

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



3.1.3 pav. Šviesos sklidimas per kristalo plokštelę

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

Šių bangų greičių skirtumą galima paaiškinti remiantis elektronine dispersijos teorija. Vienodus atomo optinių elektronų poslinkius išilgai optinės ašies ir jai statmena kryptimi atitinka skirtingos kvazitamprumo grąžinamosios jėgos. Dėl to skiriasi ir elektronų savųjų virpesių dažniai tarpusavyje statmenomis kryptimis. Kadangi atomo poliarizuotumas nusakomas krintančiosios šviesos dažnio ir savųjų elektronų virpesių dažnių kvadratų skirtumu, tai skirtingas šviesos bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptis atitinka skirtingos poliarizuotumo, dielektrinės skvarbos ir lūžio rodiklio vertės. Tai reiškia, kad bangų sklidimo kristale faziniai greičiai $v_o = c/n_o$ ir $v_e = c/n_e$ taip pat skirtingi.

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

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

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

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

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

Tokia plokštelė vadinama *ketvirčio bangos ilgio plokštele*.

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

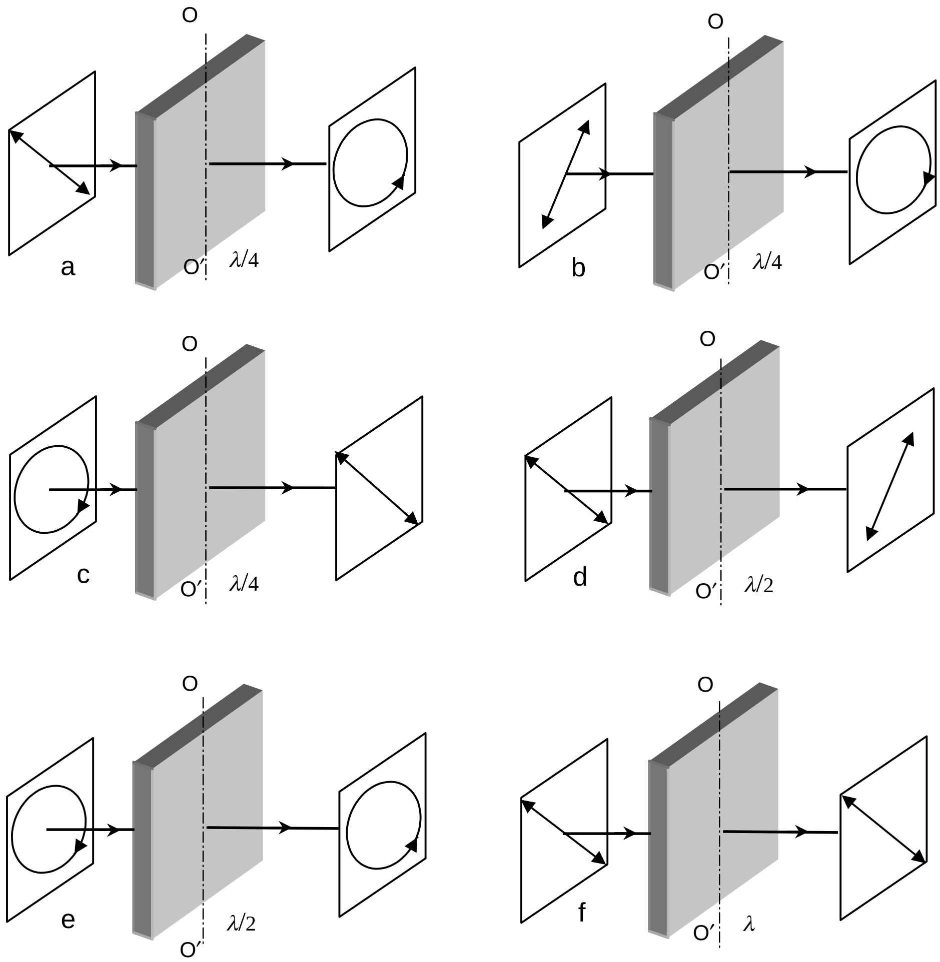
Jei plokštelės storis toks, kad bangų eigos skirtumas

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

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

Jei plokštelės storis toks, kad

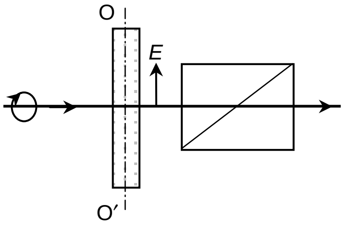
$$(n_o - n_e)d = k\lambda \text{ ir } \delta = 2k\pi,$$



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

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

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



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

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

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

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

3.2. ŠVIESOS SKLIDIMAS VIENAŠIUOSE KRISTALUOSE

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Iš kitų sprendinių išplaukia, kad nuo linkmės priklausomu greičiu

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

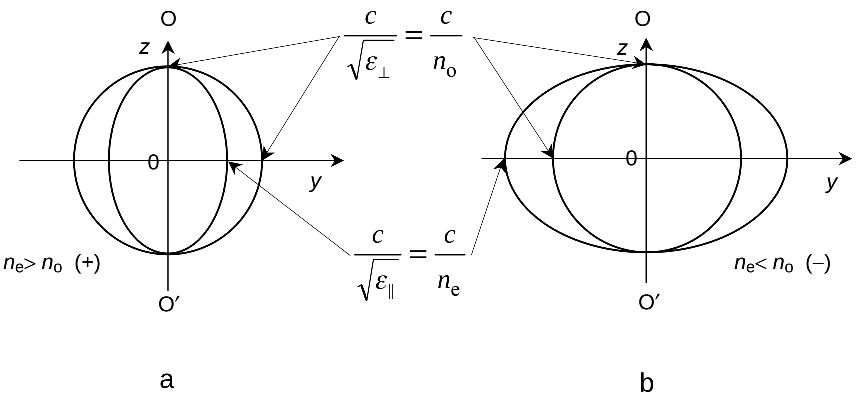
sklindanti banga yra poliarizuota pagrindinio pjūvio plokštumoje ir vektorius $\boldsymbol{E}$ yra statmenas $\boldsymbol{s}$. Ši banga vadinama *nepaprastąja*.

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

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

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

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



3.2.4 pav. Bangų vienašiuose kristaluose paviršių pjūviai

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

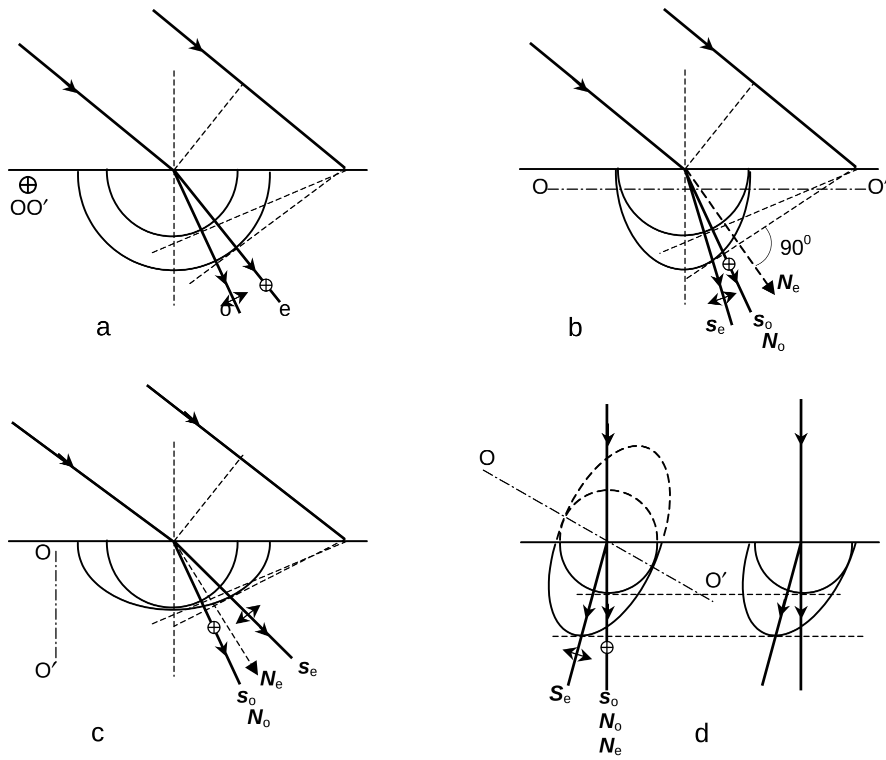
Visomis kitomis bangų sklidimo kryptimis vektoriai $\boldsymbol{N}$ ir $\boldsymbol{s}$ nesutampa.

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

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

Panaudosime Hiuigenso modelį keliems paprastesniems atvejams nagrinėti.

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



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

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

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

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

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

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

Abu lūžę spinduliai yra kritimo plokštumoje (3.2.5 c pav.). Kai $n_o > n_e$, paprastasis spindulys lūžta smarkiau. Jei paprastajam spinduliui $\sin\varphi / \sin\varphi_{o2} = n_o = \mathrm{const}$, tai nepaprastajam $\sin\varphi / \sin\varphi_{e2}$ priklauso nuo kritimo kampo φ.

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

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

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

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

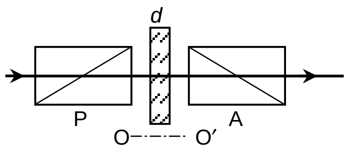
Hiuigenso modelis paaiškina dvejopą spindulių lūžį ir gana lengvai galima nustatyti atsispindėjusios bei paprastosios ir nepaprastosios lūžusios bangos kryptis. Tačiau šis modelis nenusako bangų amplitudžių.

3.3. POLIARIZACIJOS PLOKŠTUMOS SUKIMAS

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

Poliarizacijos plokštumą suka ir optiškai neaktyvios medžiagos, jei jos yra magnetiniame lauke. Panagrinėsime optinį kristalų aktyvumą. Tarkime, kad lygiagretus ir monochromatinis šviesos pluoštelis, poliarizuotas poliarizatoriumi P (3.3.1 pav.), krinta į plokštelę, išpjautą iš kristalinio kvarco statmenai jo optinei ašiai OO′. Žinoma, kad išilgai optinės ašies sklindanti šviesa nepatiria dvejopo spindulių lūžio, todėl analizatorius A, sukryžiuotas su poliarizatoriumi

P, neturėtų praleisti šviesos. Tačiau ji vis tik pereina pro analizatorių. Kad nepraeitų, analizatorių A reikia pasukti tam tikru kampu. Tai reiškia, kad kristalą perėjusi šviesa išlieka tiesiai poliarizuota, bet poliarizacijos plokštuma pasisuka. Keičiant šviesos bangos ilgį, kinta poliarizacijos plokštumos posūkio kampai – pasireiškia *optinio aktyvumo dispersija*.

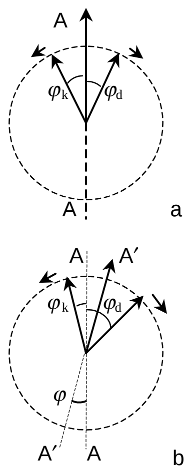


3.3.1 pav. Optinio aktyvumo tyrimo schema

Yra dviejų krypčių sukimas: dešininis – pagal laikrodžio rodyklę ir kairinis – prieš laikrodžio rodyklę (žiūrint į ateinantį spindulį).

Lydytam kvarcui (amorfinis) optinis aktyvumas nebūdingas. Tačiau jei amorfinės medžiagos suka poliarizacijos plokštumą, jos ir kristalinės būsenos yra optiškai aktyvios. Optinį aktyvumą lemia molekulių struktūra ir jų išsidėstymas kristalo gardelėje.

Poliarizacijos plokštumos sukimą pirmasis aiškino O.Frenelis (*A.Fresnel*), kuris teigė, kad šis reiškinys yra ypatingas dvejopo spindulių lūžio atvejis. Pasak jo, šviesos sklidimo greitis optiškai aktyviose medžiagose yra skirtingas dešininės ir kairinės apskritiminės poliarizacijos bangoms ($v_d \neq v_k$). Pagal tai optiškai aktyviosios medžiagos skirstomos į dešininio sukimo ($v_d > v_k$) ir kairinio sukimo ($v_d < v_k$).



3.3.2 pav. Poliarizacijos plokštumos sukimas

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

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

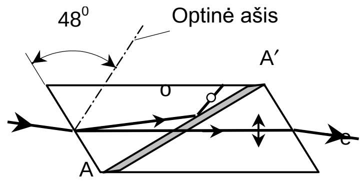
3.4. POLIARIZATORIAI

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

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

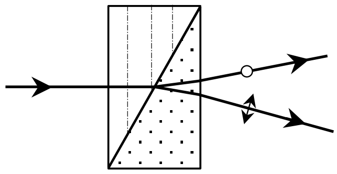
Daug patogiau naudoti ne pavienius kristalus, o jų derinius – *poliarizacijos prizmes*. Praktikoje naudojamos dviejų rūšių prizmės: prizmės, praleidžiančios vieną spindulį, poliarizuotą kurioje nors plokštumoje (vienspindulinės poliarizacijos prizmės), ir prizmės, praleidžiančios du spindulius, poliarizuotus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

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



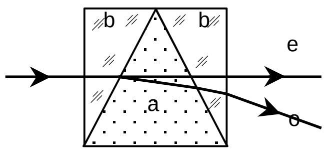
3.4.1 pav. Nikolio prizmė

Dvispindulinės poliarizacijos prizmės. Šios rūšies poliarizacijos prizmes sudaro prizmių derinys, kuris išskleidžia abu spindulius, bet praskleidžia juos nemažu kampu. Iš jų plačiausiai žinoma *Volastono prizmė* (3.4.2 pav.). Ji sudaryta iš dviejų kalcito prizmių, suklijuotų Kanados balzamu. Abu išeinantys spinduliai krintančio spindulio atžvilgiu simetriškai nukrypsta į skirtingas puses ir yra poliarizuoti tarpusavyje statmenose plokštumose. Kampas tarp jų $3{,}4^0$.



3.4.2 pav. Volastono prizmė

Didesnis spindulių skėsties kampas *Abės prizmėje* (3.4.3 pav.). Ją sudaro centrinė lygiašonė kalcito prizmė a, kurios optinė ašis lygiagreti su laužiamąja briauna, ir dvi stiklo prizmės b. Nepaprastasis spindulys pereina prizmę nenukrypdamas, o paprastasis nukrypsta $11{,}7^0$ kampu. Didinant laužiamąjį kampą iki 90^0 skėsties kampą galima padidinti iki 23^0.



3.4.3 pav. Abės prizmė

Dichroiniai poliarizatoriai. Šios rūšies poliarizatorių veikimas grindžiamas dichroizmu. Tokių medžiagų šviesos sugerties koeficientas priklauso ne tik nuo bangos ilgio, bet ir nuo šviesos poliarizacijos pobūdžio. Šviesa sugeriama skirtingai priklausomai nuo vektoriaus ***E*** orientacijos ir dėl to sugertis priklauso nuo šviesos sklidimo terpėje krypties. Dichroizmą lemia anizotropinė sugeriančios medžiagos struktūra. Ši savybė būdinga toms šviesą sugeriančioms terpėms, kurioms būdingas ir dvejopas spindulių lūžis. Tokių savybių yra turmalinas, smarkiai sugeriantis paprastąjį spindulį ir praleidžiantis tiesiai poliarizuotą nepaprastąjį spindulį.

Plačiai paplitę vadinamieji *plėveliniai poliarizatoriai* (*poliaroidai*). Jei polimero plėvelę, sudarytą iš ilgų linijinių makromolekulių, įkaitinti iki suminkštėjimo ir mechaniškai tempti tam tikra kryptimi, tai polimero molekulių ilgosios jungtys orientuojasi išilgai tempimo krypties ir plėvelė tampa anizotropinė. Jei polimere ištirpinta medžiaga, kurios molekulės yra anizotropinės ir dichroinės, tai sutvarkytoji tempimo metu polimero makromolekulių terpė orientuoja šias priemaišų molekules. Plėvelė tampa šviesos poliarizatoriumi. Taip sukuriami aukštos kokybės (poliarizacijos laipsnis 99 %) poliaroidai, kurių matmenys gana dideli ir kampinė apertūra 180^0.