

TARTU ÜLIKOOL  
Teaduskool

# Valguse polarisatsioon

*Koostanud Henn Voolaid*

Tartu 2008

## **Eessõna**

Käesoleva õppevahendi kasutajana on mõeldud eelkõige täppisteaduste vastu huvi tundvaid gümnaasiumi õpilasi, kes on koonnud TÜ Teaduskooli juurde. Seetõttu põhineb õppematerjali esitus peamiselt gümnaasiumi füüsikakursusel. Õppevahendit võivad teatud määral kasutada ka kõrgkoolide üliõpilased, kelle erialaks ei ole füüsika.

© 2000 Henn Voolaid

© 2000 Tartu Ülikooli Täppisteaduste Kool

© 2008 Tartu Ülikooli Teaduskool

# 1 Valguse polarisatsioon

## 1.1 Polariseeritud valgus

Laineid, kus esineb mingi eelistatud võnkumiste suund, nimetatakse polariseerituiks. Füüsikas eristatakse järgmisi polarisatsiooni liike:

1. lineaarne polarisatsioon;
2. ringpolarisatsioon;
3. elliptiline polarisatsioon.

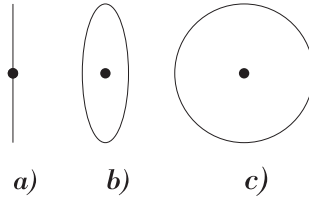
Polariseerida saab ainult ristlaineid, seega ka valgust. Valguslained muutuvad sinusoidaalselt nii elektri kui magnetväli. Nende võnkumised toimuvad teineteisega ristsuundades ja kanduvad ruumis edasi, moodustades valguslaine.

*Lineaarselt polariseeritud* valguse puhul võnguvad kõikide valguslainete elektrivektorid ühes sihis. Tasandit, mis on määratud valguslaine levimissuuna (kiire) ja elektrivectori võnkesihiga, nimetatakse *polarisatsioonitasandiks*.

*Elliptiliselt* või *ringpolariseeritud* valgusest räägitakse juhul, kui valguse levimise suunas vaadates elektrivectori otspunkt joonistab ellipsi või ringi.

Kui eelpoolnimetatud tunnuseid ei ole, on tegemist *loomuliku* e. *polariseerimata valgusega*.

Kui oleks võimalik jälgida valguslaine elektrivectori otspunkti liikumist, siis näeksime polariseeritud valguse puhul joonisel 1 näidatud pilte. Joonisel on täpiga tähistatud valguse levimissuu-



Joonis 1: a) lineaarselt polariseeritud valgus; b) elliptiliselt polariseeritud valgus; c) ringpolariseeritud valgus

na projektsioon ja joonega elektrivекtori otspunkti projektsioon joonise tasandile.

Edaspidi käsitleme ainult lineaarselt polariseeritud valgust, mida lühiduse mõttes nimetame lihtsalt polariseeritud valguseks.

Valguse polarisatsiooni kirjeldab *polarisatsiooniaste*  $P$ :

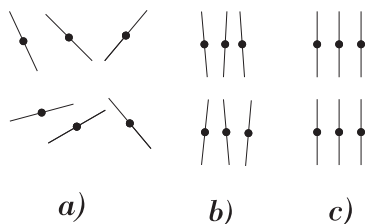
$$P = \left| \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \right| \cdot 100\% ,$$

kus  $I_1$  on nende valguslainete intensiivsus, millistes elektrivекторid võnguvad ühes sihis,  $I_2$  aga valguslainete intensiivsus, kus võnkumised toimuvad eelmistega ristsuunas.

Polarisatsiooniaste  $P$  sõltub sellest, milline on intensiivsuste  $I_1$  ja  $I_2$  vahekord. Kui on tegemist loomuliku valgusega, siis  $I_1 = I_2$  (igas sihis toimub ühepalju võnkumisi) ja  $P = 0\%$ .

Täielikult polariseeritud valguse puhul toimuvad võnkumised ainult ühes sihis, järelikult  $I_2 = 0$  ja  $P = 100\%$ . Ülejäänud juhtudel, kui  $I_1 \neq I_2$ , on tegemist osaliselt polariseeritud valgusega.

Nagu kokku lepitud oli, vaatleme järgnevalt ainult lineaarselt polariseeritud valgust, eeldades, et polarisatsiooniaste  $P = 100\%$ , kuigi praktikas võib tegu olla ka osaliselt polariseeritud valgusega.



Joonis 2: Elektrivektori võnketasandite projektsioonid loomuliku (a), osaliselt polariseeritud (b) ja täielikult polariseeritud (c) valguse puhul.

Seadmeid, mille abil saadakse loomulikust valgusest polariseeritud valgust, nimetatakse *polarisaatoreiks*. Valguse polariseerituse kindlakstegemisel kasutatakse analüsaatoreid, mille tööpõhimõte on sama, mis polarisaatorilgi: mõlemad lasevad läbi ainult selliseid valguslaineid, kus elektrivektori võnkumised toimuvad ühes kindlas sihis.

Tasandit, milles toimuvaid valguslaine elektrivektori võnkumisi laseb läbi analüsaator, nimetatakse *läbilasketasandiks*, polarisaatori puhul aga *polarisatsioonitasandiks*.

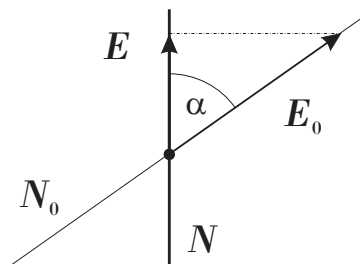
Kui analüsaatorile langeb polariseeritud valgus, siis teda läbinud valguse intensiivsus on määratud **Malus'i<sup>1</sup> seadusega**: analüsaatorit läbinud valguse intensiivsus on võrdeline polarisatsioonitasandi ja läbilasketasandi vahelise nurga koosinuse ruuduga

$$I = I_0 \cos^2 \alpha ,$$

kus  $I_0$  on analüsaatorile langeva ja  $I$  teda läbinud valguse intensiivsus ning  $\alpha$  — nurk polarisatsioonitasandi ja läbilasketasandi vahel.

---

<sup>1</sup>Etienne Louis Malus (1775-1812) — prantsuse füüsik



Joonis 3: Valguse läbimine analüsaatorist

Joonisel 3 tähistab  $N_0$  polarisatsioonitasandi ja  $N$  läbilasketasandi projektsiooni joonise pinnale. Kui langeva valguslaine elektrivektori amplituud on  $E_0$ , siis analüsaatorit saab läbida ainult tema läbilasketasandi suunaline komponent  $E$ :

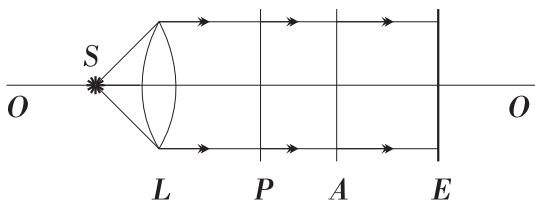
$$E = E_0 \cos \alpha .$$

Teatavasti on aga valguse intensiivsus  $I$  võrdeline elektrivektori amplituudi ruuduga, s.t.  $I \sim E^2$ , järelkult saamegi, et

$$I = I_0 \cos^2 \alpha .$$

Palja silmaga vaadates pole võimalik vahet teha loomuliku ja polariseeritud valguse vahel. Selles võib veenduda, kui vaadata mingit eset läbi polarisaatori ja ilma selleta. Polarisaatoriks sobib hästi fotograafias kasutatav polaroidfilter e. lihtsalt polaroid või Polaroid päikesepriili klaas. Läbi polaroidi vaadatuna on ese nähtav ainult pisut tumedamana, sest osa valgust, mille elektrivektorid ei võngu polarisatsioonitasandis, ei läbi polaroidi.

Polariseeritud valgust saab eristada tavalisest valgusest teise polaroidi (analüsaatori) abil.



Joonis 4: Katse Maluse'i seaduse kinnitamiseks

Korraldame järgmise katse. Valgusallikast  $S$  suuname valguse läätse  $L$  abil ekraanile  $E$  ning asetame läätse ja ekraani vahele valgusvihku polarisaatori  $P$  ja analüsaatori  $A$ . Kui pöörata analüsaatorit ümber telje  $OO$ , siis muutub ekraanil oleva valguslaigu intensiivsus ühe täisringi jooksul 2 korda maksimaalsest minimaalseni. Maksimaalne heledus vastab olukorrale, kus polarisatsioonitasand ja läbilasketasand kokku langevad; minimaalne heledus aga olukorrale, kui need tasandid on omavahel risti. Saadud tulemus kinnitab Malus'i seaduse kehtivust.

## 1.2 Polariseeritud valguse saamine

Valgust saab polariseerida mitmel viisil, kasutades kas neeldumist, peegeldumist või murdumist.

### 1.2.1 Polariseerimine peegeldumisel

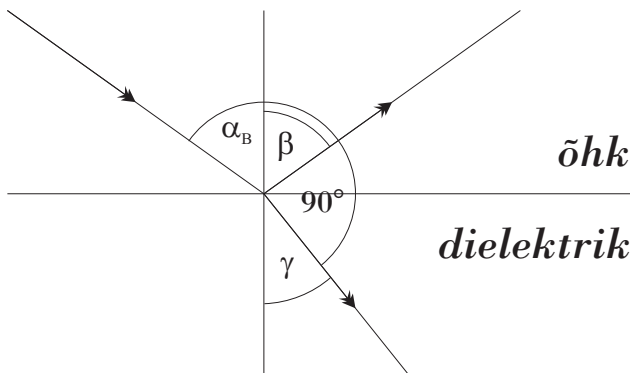
Kui loomulik valgus peegeldub läbipaistva dielektriku pinnalt, siis peegeldunud ja murdunud kiir on osaliselt polariseeritud. Peegeldunud kiir võib teatud tingimustel olla ka täielikult polariseeritud. Sellist olukorda kirjeldab **Brewsteri**<sup>2</sup> **seadus**: dielektriku pinnalt peegelduv valgus on täielikult polariseeritud siis, kui peegelduva ja

---

<sup>2</sup>David Brewster (1781-1868) — inglise füüsik

murduva laine levimissuunad on omavahel risti, kusjuures polarisatsioonitasand on risti langemistasandiga.

Tuletame meelde, et langemistasand on määratud laine levimissuuna ja langemispunkti tõmmatud pinnanormaaliga.



Joonis 5: Brewsteri nurk

Langemisnurka, mille puhul peegeldunud laine on täielikult polariseeritud, nimetatakse *Brewsteri nurgaks*. Matemaatiliselt avaldub seadus järgmiselt:

$$\tan \alpha_B = n ,$$

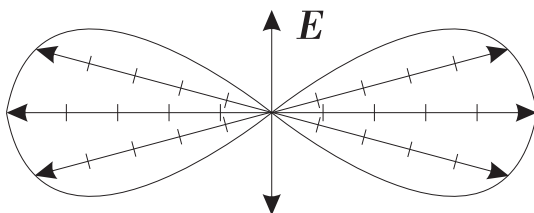
kus  $n$  on dielektriku suhteline murdumisnäitaja.

Püüame selgusele jõuda, miks Brewsteri nurga all dielektrikule langenud laine on pärast peegeldumist täielikult polariseeritud.

Teatavasti dielektrikuis vabu laengukandjaid ei ole. Elektrikursusest on teada, et dielektrikute omadusi kirjeldavad seotud laengud — dipoolid. Lihtsuse mõttes oletame, et dipooli moodustab positiivne ioon ja üks tema seotud elektron. Kui valgus tungib läbi paistvasse dielektrikusse, siis valguslaine elektriväli neeldub dipoolis ja paneb dipooli kuuluva elektroni võnkuma sama sagedusega,



mis oli valguslainel. Võnkuma pandud elektron saab sekundaarseks valgusallikaks, mis kiirgab omakorda sellesama sageduse ja võnketasandiga valguslaineid. Tekkinud kiirguse neelab naaberdipool ja kogu protsess kordub. Selliselt selgitab klassikaline teooria valduse levimist dielektrikuis, kusjuures peegeldunud kiir tekib sekundaarlainete interferentsi tulemusena.



Joonis 6: Dipooli kiirguse intensiivsuse jaotus

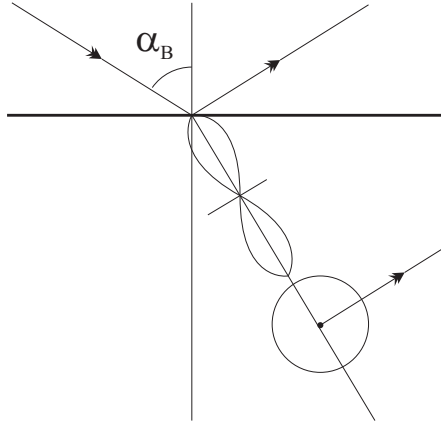
Dipooli elektrivälja tugevus on maksimaalne ristsuunas dipooli teljega ning võrdub nulliga telje suunas. Järelikult on sarnane ka dipooli kiirguse intensiivsuse jaotus. Joonisel 6 on kujutatud vertikaalsihis võnkuma elektroni kiirguse intensiivsuse jaotus.

Noolte pikkused joonisel on võrdelised kiirguse intensiivsusega antud suunas. Kriipsukesed nootel näitavad valguslaine elektrivektori võnkesuunda.

Brewsteri seaduse põhjendamiseks kasutame mudelit, mille kohaselt dielektrikule langenud loomuliku valguse elektrivektoreid võib lahutada kaheks komponendiks  $E_{\perp}$  ja  $E_{\parallel}$ , mis panevad aineis olevaid elektrone võnkuma kas risti langemistasandiga või sellega paralleelselt.

Murduva laine teele jäävad dipoolid, kus elektronide võnkumine toimub joonise tasandis, ei kiirga ristsuunas valgust (vt. joonist 7).

Dielektriku pinnalt peegeldunud valguse intensiivsust kirjeldavad



Joonis 7: Brewsteri nurga füüsikalise sisu seletamine

nn. Fresneli<sup>3</sup> valemid:

$$I_{\perp} = 0,5I_0 \cdot \left( \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\sin(\alpha + \gamma)} \right)^2, \quad I_{\parallel} = 0,5I_0 \cdot \left( \frac{\tan(\alpha - \gamma)}{\tan(\alpha + \gamma)} \right)^2.$$

Valemities tähistab  $I_{\perp}$  peegeldunud valguse intensiivsust, kus valguslaine elektrivektor võngub risti langemistasandiga, ja  $I_{\parallel}$  — peegeldunud valguse intensiivsust, kus valguslaine elektrivektor võngub langemistasandis.  $I_0$  on langeva polariseerimata valguse intensiivus,  $\alpha$  — langemisnurk ja  $\gamma$  — murdumisnurk. *Peegeldumisteguriks*  $k$  nimetatakse peegeldunud ja langeva valguslaine intensiivsuste suhet:

$$k = \frac{I_r}{I_0} = \frac{I_{\perp} + I_{\parallel}}{I_0}.$$

Selles suunas saavad kiirata ainult dipoolid, kus elektronide võnkumine toimub risti joonise tasandiga. Seetõttu on peegelduv kiir,

<sup>3</sup>Augustin Fresnel (1788-1827) — prantsuse füüsik

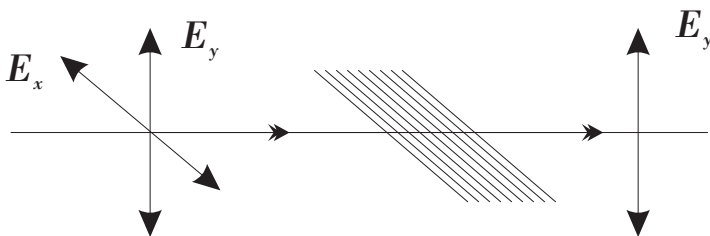
mis tekib sekundaarlainete interferentsi tulemusena ja levib antud tingimustel risti murduva laine levimissuunaga, polariseeritud risti joonise tasandiga (langemistasandiga).

Murduva laine levimise suunas aga kiirgavad mõlemat tüüpi dipoolid, mistõttu see laine võib olla ainult osaliselt polariseeritud joonise tasandis.

### 1.2.2 Polariseerimine neeldumisel

Valgust saab polariseerida, lastes teda läbi aine, mis ei neela teatava polarisatsioonitasandiga laineid, kuid teisi neelab. Sellist nähtust nimetatakse *dikroismiks*.

Nähtuse selgitamiseks kasutame mudelit, milles laseme loomulikul valgusel langeda väga peenikestest paralleelsetest metalltraatidest koosnevale võrele.



Joonis 8: Polarisatsiooni tekkimise mudel

Valguslainete elektrivektorite  $x$ -komponendid panevad vabad elektronid metallis liikuma piki traate, kusjuures elektrivälja energia neeldub. Seetõttu võret  $x$ -suunalised võnkumised ei läbi.

Elektrivektorite  $y$ -komponendid aga ei neeldu, kuna traatide kaduvväikese läbimõõdu tõttu ei saa elektronid selles suunas nihkuda ja valgusenergia ei neeldu. Järelikult läbib võret valgus, milles elektrivektor võngub ainult  $y$ -telje sihis.

Tegelikkuses ei kasutata niisugust traatidest võret, vaid aineid, mis koosnevad pikkadest ja paralleelselt paiknevaist molekulidest, mille ulatuses saavad elektronid suhteliselt vabalt liikuda. Sellised ained on turmaliin, joodpolüvinüülkiled, gerapatiit jt.

Miks peenikestest metalltraatidest võre läbimisel osa valgust neeldub? Miks nüüd elektronid ei hakka valguse elektrivälja toimel kiirgama? Neile küsimustele saame vastuse, kui tuletame meelde, et metallis pole seotud elektrone (dipole), vaid on ainult vabad elektronid.

Vabad elektronid ei hakka valguslaine elektrivälja toimel võnkuma sest elektronide liikumine tekitab metallis mikroskoopilisi induktsioonvoolusid, millede elektromagnetväli summutab elektronide liikumise ja "kustutab" valguse metallis. Nähtuse mõistmiseks võib kasutada mehaanilist mudelit. Vedru otsa riputatud kuulike võib hakata välise jõu toimel võnkuma, kuid suure hõõrdumise puhul võnkumisi ei esine.

### 1.2.3 Polariseerimine murdumisel

Teatavail tingimustel (erilised ained, suured mehaanilised pinged, tugevad elektriväljad jne.) võib murduv laine jaguneda kaheks: tavaliseks ja ebatavaliseks laineks, kusjuures mõlemad on polariseeritud omavahel risti olevais tasandeis.

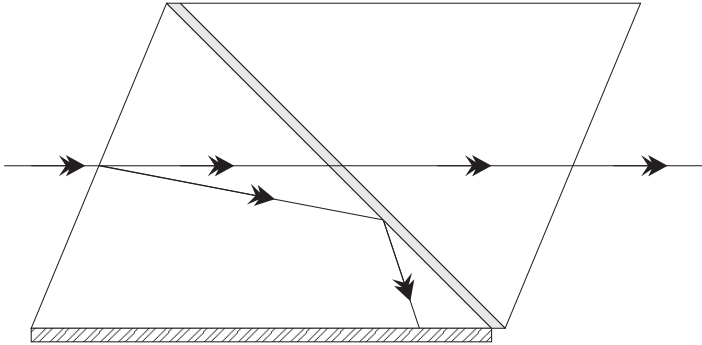
Nähtust kutsutakse kaksikmurdumiseks ja seda kasutatakse polariseeritud valguse saamiseks seadmete abil, mis koosnevad kahest osast kokkuliimitud prismadest. Tuntuim neist on Nicol<sup>4</sup> prisma ehk lihtsalt nikol.

Nikoli tahud on kaksikmurdvast ainest nii välja lõigatud, et tavaline laine peegeldub täielikult prismade liitepinnalt ja neeldub mus-

---

<sup>4</sup>William Nicol (1768-1851) — inglise füüsik

taks värvitud külgtahul, kuid ebatavaline laine läbib prismad.



Joonis 9: Nicoli prisma

Kaksikmurdumise põhjusi käsitleme täpsemalt järgmises peatükis. Siinkohal selgitame ainult asjaolu, miks üks lainetest läbib nikoli ja teine ei läbi. Põhjus seisneb selles, et prismade kokkuliimimiseks kasutatakse ainet, mille murdumisnäitaja  $n$  on väiksem prisma murdumisnäitajast tavalise laine jaoks  $n_o$ , kuid suurem murdumisnäitajast ebatavalise laine jaoks  $n_e$ , s.t.

$$n_e < n < n_o .$$

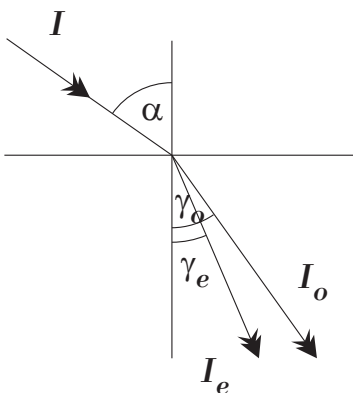
Nicoli tahud on nii välja lihvitud, et tavaline laine langeb prisma lahutuspinna suurema nurga all, kui täieliku sisepeegelduse piirnurk ja seetõttu peegeldub ta tagasi, kuid ebatavalisel lainel sisepeegeldust ei esine ( $n_e < n$ ) ja tema läbib lahutuspinna.

Lõpetuseks pisut sellest, milleks võib kasutada polariseeritud valgust. Polariseeritud valgust kasutatakse polarimeetrias optiliselt aktiivsete ainete omaduste uurimiseks. Polariseeritud valgust kasutatakse veel spektroskoopias, luminesentsanalüüsis ja mujal. Fotograafias

kasutatakse polaroidfiltreid peegelduvate ja helkivate objektide pildistamiseks.

### 1.3 Kaksikmurdumine

*Kaksikmurdumiseks* nimetatakse nähtust, mille puhul ainele langev loomuliku valguse laine jaguneb murdumisel kaheks — tavaliseks laineks (o) ja ebatavaliseks laineks (e), mis levivad aines erinevais suundades erinevate kiirustega, olles omavahel ristsuundades polariseeritud.



Joonis 10: Kaksikmurdumine

Nende lainete intensiivsused  $I_o$  ja  $I_e$  on võrdsed poolega langeva valguse intensiivsusest  $I$ :

$$I_o = I_e = \frac{I}{2} .$$

Nimetused tulenevad asjaolust, et tavalise ehk ordinaarse laine jaoks kehtib klassikaline murdumiseseadus, ebatavalise ehk ek-

straordinaarse laine jaoks aga mitte, s.t.

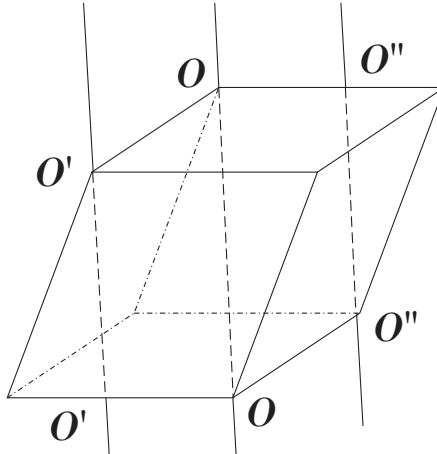
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_o} = \text{const} = n_o .$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_e} \neq \text{const} = n_e .$$

Igas kaksikmurduvas aines esineb kas üks või kaks sihti, milles kaksikmurdumist ei esine. Neid suundasid nimetatakse *optilisteks telgedeks*.

Meie käsitleme ainult *üheteljelisi* aineid, s.t. aineid, milles valguskiir ainult ühes suunas liikudes ei jagune kaheks. Rõhutame veelkord, et optiline telg on siht, mitte mingi konkreetne mõtteline joon.

Kui näiteks piki mingi kristalli diagonaali  $OO$  ei esine kaksikmurdumist (vt. joonist 11), siis ka teistes sihtides, mis on sellega paralleelsed ( $O'O'$  või  $O''O''$ ), ei esine kaksikmurdumist.



Joonis 11: Näide üheteljelisest aineist

Kaksikmurdumise kirjeldamiseks kasutatakse veel *peatasandi* mõistet, milleks võib olla iga tasand, milles asub optiline telg.

Tavaliselt valitakse peatasandiks tasand, mis on määratud langeva laine levimissuuna ja peateljega.

Kaksikmurdumist esineb ainult *anisotroopsetes ainetes*, s.t. ainetes, kus füüsikalised omadused on erinevates ruumisuundades erinevad. Sellisteks aineteks on põhiliselt kristallid, millel ei ole kuubiline struktuur. Sel juhul võib aine dielektriline läbitavus  $\varepsilon$  omada erinevais suundades erinevaid väärtusi, kuna kaugused ja vastasmõjud naaberaatomite vahel on erinevates suundades erinevad.

Üheteljelistes kristallides omab  $\varepsilon$  optilise telje suunas üht väärtust  $\varepsilon_{\parallel}$ , kõikides teistes suundades, mis on optilise taljega risti, aga teist väärtust  $\varepsilon_{\perp}$ .

Kuid  $\varepsilon$  määrab ära aine murdumisnäitaja  $n$ , sest Maxwelli teooria kohaselt

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

Enamikul optiliselt läbipaistvaid ainetel on aga  $\mu \approx 1$ , seega  $n \approx \sqrt{\varepsilon}$ . Murdumisnäitajast oleneb omakorda valguse levimiskiirus  $v$  aines, sest  $v = c/n$ , kus  $c$  on valguse kiirus vaakumis.

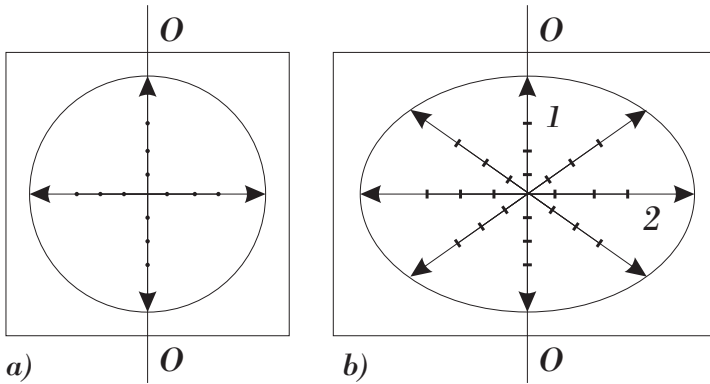
Ülaltoodust järeldeb, et anisotroopsetes ainetes on valguse kiirus erinevates suundades erinev.

Kui anisotroopsele ainele langeb loomulik valgus, siis need kiired, milles elektrivektor võngub risti peatasandiga, panevad peatasandiga risti võnkuma ka aines olevad elektronid. Kuna sel juhul on aine dielektriline läbitavus  $\varepsilon_{\perp}$  ühesugune, siis ka valguse kiirus  $v_o$  ja aine murdumisnäitaja  $n_o$  on igas suunas ühesugused. Tekkinud kiirt nimetatakse tavaliseks kiireks ja see on polariseeritud risti peatasandiga.

Olukorda selgitab joonis 12a, kus peatasandiks on joonise tasand, optilise telje suund on  $OO$ . Nööled näitavad kõikvõimalikke valguse



levimise suundi, punktid neil aga asjaolu, et valguslaine elektrivektor on suunatud risti peatasandiga. Noole pikkus on võrdeline laine levimiskiirusega.



Joonis 12: Selgitus tavalise ja ebatavalise laine tekkimise kohta

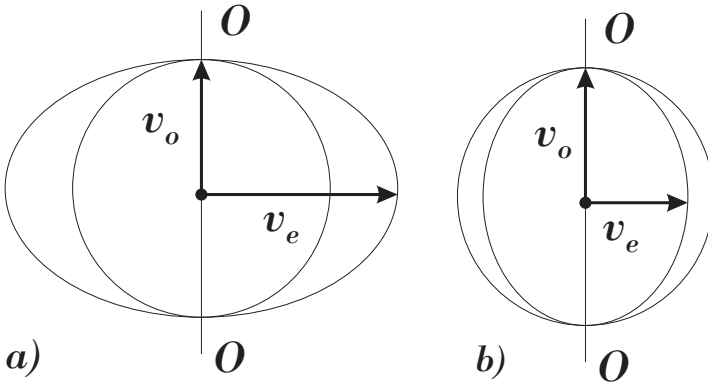
Need lained langevas valguses, mille elektrivektor võngub peatasandiga paralleelselt, panevad elektronid aines võnkuma samuti peatasandis. Selliselt tekib ebatavaline laine, mis on polariseeritud peatasandis ning mille kiirus  $v_e$  ja murdumisnäitaja  $n_e$  on erinevais suundades erinevad.

Suunas 1 (vt. joon. 12b) toimib ebatavaline laine analoogselt tavalisele lainele, sest nüüd on ka elektrivektor suunatud risti optilise teljega  $OO'$  (elektrivectori suund on joonisel kujutatud kriipsukestega). Järelikult selles suunas  $n_e = n_o$  ja  $v_e = v_o$  ning kiir ei jagune kaheks.

Suunas 2 (vt. joon. 12b) on ebatavalise laine elektrivektor paralleelne optilise teljega, kuid selles suunas dielektriline läbitavus  $\varepsilon_{\perp} \neq \varepsilon_{\parallel}$ , järelikult selles suunas  $n_{e\perp} \neq n_o$  ja  $v_{e\perp} \neq v_o$ . Teistes suundades on murdumisnäitaja  $n_e$  väärtus  $n_o$  ja  $n_{e\perp}$  vahepealne.

Kõigi ülejäänud ainele langevate lainete elektrivektorid lahutuvad

komponentideks, kusjuures üks komponent tekitab tavalise ja teine ebatavalise laine. Kui anisotroopses aines olevast punktist tõmmata kõigis võimalikes suundades raadiusvektorid, mille pikkused on võrdelised valguse levimise kiirusega antud suunas, siis vektorite otsad kirjeldavad lainepinda.



Joonis 13: Negatiivsed ja positiivsed kristallid

Tavalise laine lainepinnaks on kera, ebatavalisel ellipsoid. Lainepinnad puutuvad kokku punktides, mis asuvad optilisel teljel. Võib esineda 2 juhtu, mis on esitatud joonisel 13.

Ühel juhul on  $v_e \geq v_o$  ja vastavalt  $n_o \geq n_e$  (vt. joonis 13a), selliseid kristalle kutsutakse *negatiivseiks*. Teisel juhul on  $v_e \leq v_o$  ja  $n_e \geq n_o$  (vt. joonis 13b) ning tegu on *positiivse* kristalliga.

Katsed näitavad, et kaksikmurdumine on põhiliselt omane kristalsetele ainetele. Esmakordselt märgati kaksikmurdumist ühes  $\text{CaCO}_3$  erimis, mida leiti Islandi saarelt ja mida seetõttu kutsutakse islandi paoks. Umbes 300 a. tagasi andis nähtusele seletuse Huygens<sup>5</sup>, kes oletas, et islandi paos levib valgus kahesuguse lainena, milledest ühe lainepinnaks on kera, teisel ellipsoid.

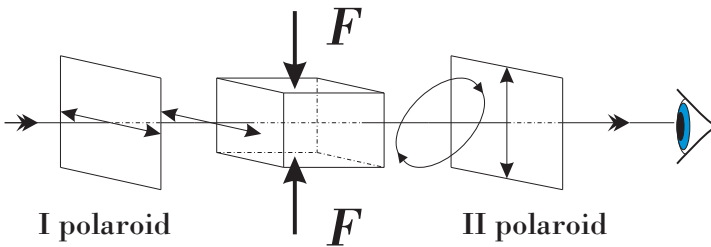
<sup>5</sup>Christian Huygens (1629-1695) — hollandi füüsik

Huygeni hüpotees on täielikus kooskõlas tänapäevase ettekujutusega protsessidest anisotroopseis keskkondades.

Anisotroopsetes ainetes saavad tema koostisosakestes olevad elektronid võnkuda valguse elektrivälja toimel ainult kahes suunas: optilise teljega paralleelselt või sellega risti. Nihete suurused võivad olla erinevad, mis põhjustab ka erineva elektrilise polarisatsiooni ja seega ka erinevused dielektrilistes läbitavustes, murdumisnäitajais ja valguse levimiskiirustes.

Anisotroopiat saab esile kutsuda ka kunstlikult sellistes ainetes, kus tavaliselt kaksikmurdumine puudub. Seda võib teha näiteks deformatsiooni või elektrivälja toimel.

Läbipaistvat klaasplaati tugevalt kokkusurudes muutub ta anisotroopseks ja talle langev loomulik valgus jaguneb kaheks ristasandis polariseeritud laineeks. Kui klaasitükk asetada ristatud polaroidide vahele (vt. joonist 14), siis hakkab valgus II polaroidist läbi tulema. Põhjuseks on klaasitükist väljunud risttasandis polariseeritud valguslainete liitumine, mille tulemusena tekib elliptiliselt polariseeritud valgus. See läbib osaliselt II polaroidi.



Joonis 14: Kunstliku anisotroopia jälgimine

Kunstliku anisotroopia suurust kirjeldatakse tavalise ja ebatavalise laine murdumisnäitajate vahega:

$$n_o - n_e = K\sigma ,$$

kus  $\sigma$  on mehaaniline pinge (jõud pinnaiühiku kohta) ja  $K$  — ainet iseloomustav tegur, mille väärtus sõltub kasutatava valguse lainepikkusest.

Valge valguse kasutamisel värvuvad erinevalt deformeeritud pinnad erinevalt. Seda asjaolu kasutatakse tehnikas detailide kvaliteedi kontrollimiseks. Läbipaistmatute materjalide puhul valmistatakse detailide mudelid orgklaasist, tselluloidist või mõnest muust läbipaistvast materjalist. Sellist võtet kutsutakse *fotoelastusmeetodiks*.

Vedelikes tekitatakse kunstlikku anisotroopiat elektrivälja abil. Selle nähtuse avastas J. Kerr<sup>6</sup> 1875. a. ja efekt kannabki tema nime. Hiljem, pärast 1930. a. on *Kerri efekti* jälgitud ka gaasides ja aurudes. Efekti jälgimiseks on vaja nn. Kerri rakku, mis koosneb vedelikku (näiteks nitrobenseeni) sisaldavast küvetist ja selles asuvaist plastelektroodidest. Pingestades elektroodid, muutub vedelik anisotroopseks ja tekib murdumisnäitajate erinevus

$$n_e - n_o = BE^2,$$

kus  $E$  on rakendatud elektrivälja tugevus ja  $B$  ainet iseloomustav tegur, nn. Kerri konstant, mille suurus sõltub ka valguse lainepikkusest ja temperatuurist.

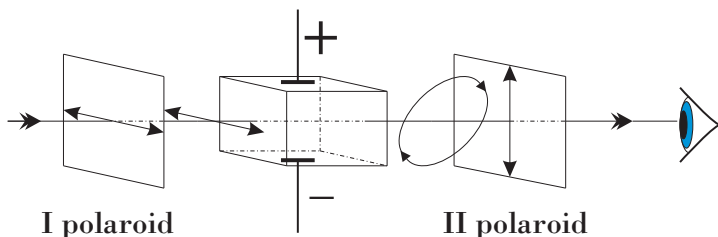
Väline elektriväli orienteerib vedeliku (või gaasi) molekulide dipoolmomendid enda suunas, muutes sellega molekulide paiknemise aines teatud viisil korrastatuks. Selle tulemusena muutub aine anisotroopseks. Elektrivälja orienteerivale toimele töötab vastu molekulide soojusliikumine, mistõttu sõltub efekti suurus aine temperatuurist.

Ajavahemik, mille jooksul tekib või kaob molekulide eelorientat-

---

<sup>6</sup>John Kerr (1824-1907) — šoti füüsik

sioon pinge sisse- või väljalülitamisel, on väga lühike, suurusjärgus  $10^{-12}$  sek. Seetõttu saab ristatud polaroidide vahele asetatud Kerri raku kasutada praktiliselt inertsivaba valguskatkestina või valguse modulaatorina (vt. joonist 15).



Joonis 15: Valguskatkesti

Valgus ei läbi süsteemi, kui Kerri rakk on pingestamata. Rakendades plaatidele pinge (suurusjärgus mõni kilovolt), laseb süsteem valgust läbi. Põhjuseks on Kerri rakust väljunud ristasandis polariseeritud valguslainete liitumine, mille tulemusena tekib elliptiliselt polariseeritud valgus. See läbib osaliselt II polaroidi.

Tugevalt anisotroopsed on ka *vedelad kristallid*, s.o. ained, millel on vedelas olekus kristallidele iseloomulikud omadused. Neid on senini suhteliselt vähe uuritud ja ühtne teooria puudub. On kindlaks tehtud, et vedelaid kristalle moodustavad ained, mille molekulid on jäigad ja üksteisega tugevas vastasmõjus ning mis tahkes olekus on kristallid.

Sellised ained on enamikus orgaanilised ühendid (kolesterool, ensüümid, rasvad, seemnevedelik jt.). Nende ainete anisotroopsed omadused sõltuvad tugevalt temperatuurist ja elektriväljadest. Piisab sajandikraadisest temperatuuri või mõnevoldisest pinge muutusest, et muuta aine optilisi omadusi.

Meditšiinis kasutatakse elastseid kaksikkilesid, mille vahe on täidetud vedela kristalliga. Kui selline kile asetada keha pinnale,

muutub muidu läbipaistev kile värviliseks, kusjuures punastele toonidele vastab madalam temperatuur, sinistele kõrgem. Selliselt on võimalik diagnoosida haiguskoldeid, sealhulgas ka kasvajaid, kuna haiged koed on tervetest soojemad.

Vedelaid kristalle kasutatakse ka valgustabloode (elektronkellad, arvutid jne.) ja teleekraanide valmistamisel.

## 1.4 Huygeni konstruktsioon

Valguslainete levimissuunda ühest keskkonnast teise üleminekul on võimalik kindlaks teha geomeetrilise konstruktsiooni abil, mille võttis 1690. a. kasutusele Huygens.

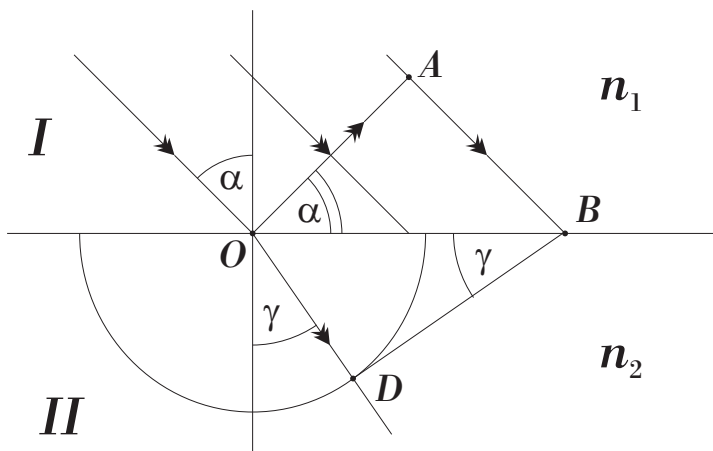
Vaatleme selle konstruktsiooni paikapidavust tavalise murdumis-seaduse tuletamisel.

Langegu kahe isotroopse keskkonna I ja II murdumisnäitajatega  $n_1$  ja  $n_2$  lahutuspinnaletasalaine frondiga  $OA$  langemisnurga  $\alpha$  all (vt. joonist 16).

Valguse levimiskiirus I keskkonnas olgu  $v_1$ , II aga  $v_2$ . Aja  $\Delta t$  jooksul, mis kulub valgusel punktist  $A$  punkti  $B$  levimiseks, on punktist  $O$  lähtunud keralaine II keskkonnas levinud kaugusele  $v_2 \cdot \Delta t$ . Lihtsuse mõttes me teistest punktidest väljunud sekundaaraineid ei vaatle.

Lainefrondi leidmiseks II keskkonnas tõmbame punktist  $B$  puutu- ja  $BD$  keralaine pinnale. Läbi puutepunkti tõmmatud sirge  $CD$  annabki laine levimise suuna II keskkonnas. Tähistame murdumisnurga  $\gamma$  ja nüüd saame kolmnurkadest  $OAD$  ja  $ODB$ , et

$$\frac{AB}{OB} = \sin \alpha \quad \text{ja} \quad \frac{OD}{OB} = \sin \gamma .$$



Joonis 16: Murdumisseaduse tuletamine

Siit leiame, et

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{AB}{OD} .$$

Kuid  $AB = v_1 \cdot \Delta t$  ja  $OD = v_2 \cdot \Delta t$ , seega

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2} .$$

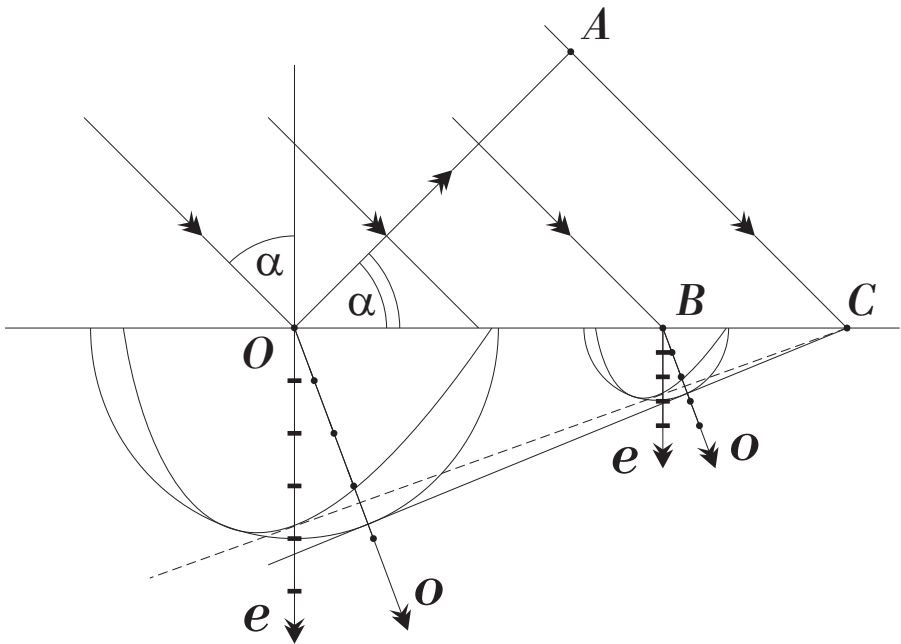
Eelnevast on teada, et  $n_1 = c/v_1$  ja  $n_2 = c/v_2$ , järelikult

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} .$$

Tulemus on hästi tuntud murdumisseadus, mis tõestab, et Huygensi konstruktsiooni võib kasutada valguslainete levimissuundade määramisel üleminekul ühest keskkonnast teise.

Huygeni konstruktsiooni abil saame leida ka tavalise ja ebatavalise laine levimissuunad anisotroopses keskkonnas.

Langegu anisotroopse aine pinnale tasalaine, mille front on  $OA$  (vt. joonist 17).



Joonis 17: Kaksikmurdamise seletamine Huygeni konstruktsiooni abil

Asugu seejuures langeva laine levimissuund, pinnanormaal ja aine optiline telg kõik joonise tasandis.

Iga kristalli pinna punkti, milleni jõuab langev valguslaine, võib vaadelda sekundaarse laine allikana, kusjuures tekib kaks lainet: tavaline laine on vastav keralaine ja ebatavaline – ellipsoidlaine.

Langeva laine front ei jõua pinna erinevate punktideni üheaegselt.



Seetõttu on hetkeks, mil lainefront jõuab punkti  $C$ , punktidest  $O$  ja  $B$  väljunud sekundaarlained levinud kristallis teatavale kaugusele. Sekundaarlainete frondi leidmiseks tõmbame punktist  $C$  puutujad lainepindadele, mis joonisel on kujutatud ringjoone või ellipsi osadena ümber punktide  $O$  ja  $B$ . Neist lähtuvad sirged läbi puutepunktide määravad ära tavalise laine  $o$  ja ebataavalise laine  $e$  levimise suuna kristallis.

Siit on naha, et langev laine jaguneb tõepoolest kaheks, kusjuures ebataavalise laine puhul ei ole laine levimissuund risti laine frondiga. Selle asjaolu põhjendamise pole meie kursuses võimalik.

## 1.5 Optiline aktiivsus

Looduses esineb aineid, millest läbi minnes polariseeritud valguse võnketasand pöördub ümber levimissuuna. Seda nähtust kutsutakse *optiliseks aktiivsuseks*.

Polarisatsioonitasandi pöördenurk  $\varphi$  on võrdeline ainekihi paksusega  $l$ , mille valgus läbib (vt. joonist 18):

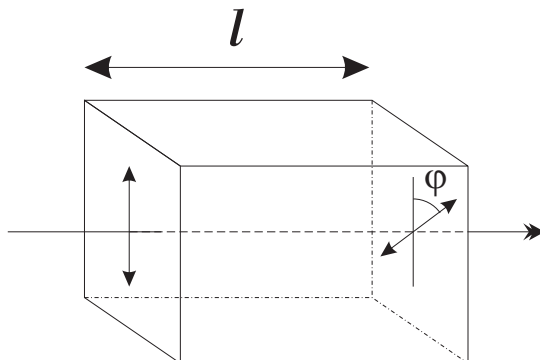
$$\varphi = \alpha l ,$$

kus  $\alpha$  on ainet iseloomustav pöördenegur, mis näitab, kui suur on pöördenurk ühikulise kihi paksuse korral.

Optiliselt aktiivsed võivad olla nii tahked ained (kvarts, kinaver), vedelikud (tärpentin, suhkrulahus) kui ka optiliselt aktiivsete ainete aurud.

Lahuste ja aurude puhul on polarisatsioonitasandi pöördenurk võrdeline ka kontsentratsiooniga  $c$ :

$$\varphi = [\alpha] \cdot cl ,$$



Joonis 18: Polarisatsioonitasandi pöördumine optiliselt aktiivses aines

kus  $[\alpha]$  on aine *eripöörang*, mis näitab, kui suur on polarisatsioonitasandi pöördenuk ühikulise kihi paksuse ja ühikulise kontsentratsiooni korral.

Tavaliselt antakse pöördenuk kraadides, kihi paksus desimeetrites ja kontsentratsioon grammides kuupsentimeetri kohta.

Kui vaadata vastu valguse levimissuunda, siis ühed ained pööravad polarisatsioonitasandit päripäeva, teised vastupäeva. Esimesel juhul räägitakse *positiivsest eripöörangust*  $[\alpha_+]$ , teisel *negatiivsest eripöörangust*  $[\alpha_-]$ .

Ainete optilist aktiivsust kasutatakse nende ainete kontsentratsiooni määramiseks lahustes. Selleks kasutatavaid riistu nimetatakse *polarimeetriteks* ning nende abil saab mõõta polarisatsioonitasandi pöördenuka.

Katsed näitavad, et aine eripöörang sõltub ka tingimustest millel teda määratakse, täpsemalt — temperatuurist ja valguse lainepikkusest. Eripöörang väheneb temperatuuri tõstes, kuid kaunis aeglaselt, keskeltläbi mõni promill 1 K kohta. Valguse

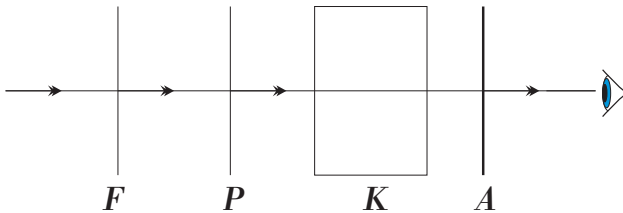
lainepikkusest on sõltuvus palju tugevam.

Teooria näitab ja katsed kinnitavad, et  $[\alpha] \sim 1/\lambda^2$ , kus  $\lambda$  on kasutatava valguse lainepikkus. Seetõttu esitatakse eripöörangu väärtused sageli koos  $\lambda$  ja  $t^\circ\text{C}$  äramärkimisega. Näiteks  $[\alpha]_D^{20}$  tähendab seda, et eripöörangu väärtus on määratud temperatuuril  $20^\circ\text{C}$  ja Na kiirgusspektri  $D$ -joonele vastaval lainepikkusel 589,3 nm.

Mõningate ainete võimet pöörata valguse polarisatsioonitasandit tuntakse juba kaua, kristallides avastas optilise aktiivsuse 1811. a. D. Arago, vedelikes 1831.a. J. Biot.

Pöördenurga mõõtmiseks kasutatava riista, polarimeetri, põhimõtteline skeem on toodud joonisel 19.

Enne mõõtmisi seatakse analüsaator ja polarisaator omavahel risti, millest annab tunnistust täiesti pime vaateväli. Pärast uuritava ainega küveti polarimeetrisse asetamist näeb vaatleja valgust. Selle kustutamiseks tuleb pöörata analüsaatorit mingi nurga  $\varphi$  võrra, mis on võrdne polarisatsioonitasandi pöördenurgaga.



Joonis 19: Polarimeetri põhimõtteline skeem, kus  $F$  — valgusfilter,  $P$  — polarisaator,  $A$  — analüsaator ja  $K$  — küvetti uuritava ainega.

Teades aine eripöörangut  $[\alpha]$ , küveti pikkust  $l$  ja pöördenurka  $\varphi$ , saab leida uuritava aine kontsentratsiooni  $c$ :

$$c = \frac{\varphi}{[\alpha] \cdot l}.$$

Praktikas kasutatakse seda meetodit põhiliselt suhkru kontsentratsiooni määramiseks (veres, uriinis, jookides jm.). Seetõttu nimetatakse selliseid riistu sageli ka *sahharimeetriteks*.

Optilist aktiivsust saab tekitada magnetvälja abil ka sellistes ainetes, kus see tavaliselt puudub. Optiline aktiivsus ilmneb juhul, kui magnetvälja paigutatud ainet juhtida valgus läbi magnetvälja sihis. Nähtust nimetatakse *Faraday efektiks*, mille Faraday<sup>7</sup> avastas 1846. a., hiljem uuris seda põhjalikumalt Verdet<sup>8</sup>.

Pöördenurga suurus avaldub sel juhul:

$$\varphi = V l H ,$$

kus  $V$  on *magnetiline eripöörang* e. *Verdet tegur*,  $l$  — valguse teepikkus aines ja  $H$  — magnetvälja tugevus. Kui magnetvälja asetada optiliselt aktiivne aine, siis leiab aset täiendav polarisatsioonitasandi pööramine.

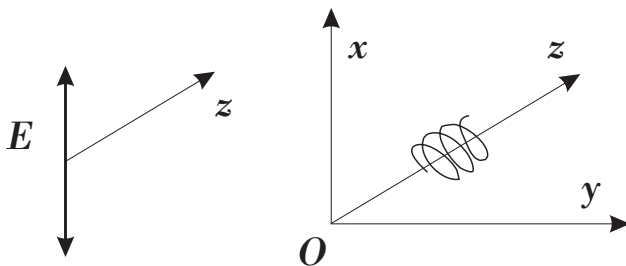
Optilise aktiivsuse selgitamiseks kasutatav teooria on küllalt keeruline, kuid nähtuse olemust saab selgitada ka lihtsamalt. Koosnegu aine molekulidest, millel puudub sümmeetria tsenter, näiteks olgu molekulid spiraalsed. Langegu sellisele molekulile, mis konkreetse mõttes paiknegu piki  $z$ -telge, valguslaine, mis on polariseeritud  $xz$ -tasandis ja liigub  $z$ -telje sihis (vt. joonist 20).

Sellise valguslaine elektrivektoril on ainult  $x$ -komponent, mis peaks panema elektronid molekulis liikuma  $x$ -telje sihis. Antud tingimustel on see aga võimatu, sest elektronid saavad liikuda ainult molekuli piires, s.t. piki spiraali. Järelikult tekib elektronil ka teatud nihe  $y$ -telje sihis ja sekundaarlainel  $y$ -komponent, mis tähendabki seda, et polarisatsioonitasand on pöördunud. Molekulide teiste asendite korral tekib samuti elektronide nihe  $y$ -telje suunas.

---

<sup>7</sup>Michael Faraday (1791-1867) — inglise füüsik ja keemik

<sup>8</sup>M. E. Verdet (1824-1866) — prantsuse füüsik



Joonis 20: Näide polarisatsioonitasandi pööramise põhjusest

Iga üksiku kiirusakti korral on pöördnurk kaduvväike, kuid molekul on aines tohutult palju ja seetõttu on summaarne efekt märgatav. Kuna iga molekul, mis jääb valguse teele, annab oma panuse, ongi eripöörang võrdeline ainekihi paksuse ja kontsentratsiooniga.

## 1.6 Küsimused ja ülesanded

1. Kas on võimalik, et polarisatsiooniate on üle 100%? Miks?
2. Kas Maluse'i seadus võtab arvesse ka valguse intensiivsuse vähenemise, mis on tingitud neeldumisest analüsaatoris?
3. Arvutada Brewsteri nurk klaasi jaoks, mille murdumisnäitaja  $n = 1,5$ .
4. Miks kasutatakse päikesepillides polaroidklaase?
5. Milleks saab polariseeritud valgust lisaks toodud näidetele veel kasutada?
6. Leida Verdet' teguri mõõtühik.
7. Kas kaksikmurdumine esineb juhul, kui langev valguskiir on risti aine pinnaga? Miks?

- 8.** Aine  $n_o = 1,475$  ja  $n_e = 1,470$ . Kas on tegemist negatiivse või positiivse kristalliga? Millised on vastavate kiirte levimiskiirused aines?
- 9.** Kas kaksikmurduvate ainete korral kehtib Brewsteri seadus? Miks?
- 10.** Leida, kas piisab 1 kV pingest Kerri rakul, mille plaatide vaheline kaugus on 5 mm ja mis sisaldab ainet, mille  $B = 2,2 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{V}^2$  ja  $n_e - n_o = 0,01$ ?
- 11.** Millist väikseimat lahuse kontsentratsiooni saab määrata polarimeetriga, mille küveti pikkus on  $10 \text{ cm} \pm 0,1 \text{ cm}$  ja analüsaatori pöördnurga lugemistäpsus  $0,5'$  ning uuritava aine eripöörang on  $65 \text{ deg} \cdot \text{cm}^3/\text{g} \cdot \text{dm}$ ?
- 12.** Tuletada Brewsteri seadust kirjeldav avaldis:  $\tan \alpha_B = n$ .
- 13.** Arvutada Brewsteri nurk, kui valgus läheb veest õhku.
- 14.** Valgus läheb õhust vedelikku nii, et murdumisnurk on  $35^\circ$ . Arvutada vedeliku murdumisnäitaja, kui peegeldunud valgus on täielikult polariseeritud.
- 15.** Mitu korda väheneb valguse intensiivsus, kui see läbib polarisaatorit ja analüsaatorit, mille läbilasketasandite vaheline nurk on  $63^\circ$ ? Milline on tulemus siis, kui nii polarisaator kui analüsaator neelab 10% sellele langevast valgusest?
- 16.** Leida Brewsteri nurkade vahe valguse üleminekul õhust vette ja õhust pleksiklaasi, kui on teada, et vee  $n = 1,33$  ja pleksiklaasi  $\varepsilon = 3,00$ .
- 17.** Lineaarselt polariseeritud laine lainepikkusega  $\lambda = 589,0 \text{ nm}$  langeb islandi pao plaadile risti selle optilise teljega. Leida tavalise ja ebatavalise laine lainepikkused kristallis, kui islandi pao murdumisnäitajad tavalise ja ebatavalise laine jaoks on vastavalt  $n_o =$

1,66 ja  $n_e = 1,49$ .

**18.** Kui suur on nurk polarisaatori ja analüsaatori peatasandite vahel, kui neid mõlemaid läbinud loomuliku valguse intensiivsus väheneb 4 korda? Valguse neeldumist mitte arvestada.

**19.** Loomulik valgus läbib polarisaatorit ja analüsaatorit, mis asuvad nii, et nende peatasandite vaheline nurk on  $\alpha$ . Nii polarisaator kui analüsaator neelavad 8% neile langevast valgusest. Selgus, et analüsaatorist väljunud laine intensiivsus moodustas 9% polarisaatorile langenud loomuliku valguse intensiivsusest. Leida nurk  $\alpha$ .

**20.** Määrata klaasi ( $n = 1,54$ ) Brewsteri nurga all langeva loomuliku valguse peegeldumistegur. Leida klaasi sisenenud lainete polarisatsiooniaste. Neeldumist mitte arvestada.

**21.** Loomulik valgus läbib tasaparalleelset klaasplaati ( $n = 1,54$ ), langedes sellele Brewsteri nurga all. Leida plaati läbinud lainete polarisatsiooniaste.

**22.** Loomulik valgus langeb klaasile ( $n = 1,5$ ) nurga  $45^\circ$  all. Leida: 1) peegeldumistegur ja peegeldunud lainete polarisatsiooniaste; 2) murdunud lainete polarisatsiooni aste.

**23.** Mingis aines jälgitakse Faraday efekti. Millal on efekt suurem, kas siis, kui voolutugevust elektromagnetit poolis muutmata suurendatakse ainekihi paksust 2 korda või siis, kui jääva ainekihi paksuse korral auurendatakse voolutugevust 2 korda?

Kontrolltöökse **F**-.... tuleb lahendada ülesanded  
.....

Tähtaeg .....