

# Elektrooptični pojav

## Uvod

Zunanje električno polje običajno vpliva na strukturo snovi. V kristalih se denimo spremeni oblika osnovne celice, v tekočinah pride do spremembe gostote in/ali orientacijskega urejanja molekul (podolgovate molekule se poravnajo v smeri polja), pogosto pa se spremeni tudi oblika posameznih molekul. Vse te spremembe se odražajo tudi na optičnih lastnostih snovi. Mi se bomo tukaj zanimali za vpliv statičnih polj in temu rečemo *elektrooptični pojav*. Podobna razlaga velja tudi za polje, ki se spreminja z bistveno nižjo frekvenco kot vpadna svetloba. Bolj splošen opis pa je predmet *nelinearne optike*. Poznamo *linearni* elektrooptični pojav, ki ga lahko opazujemo samo v anizotropnih snoveh brez simetrije inverzije, in *kvadratni* elektrooptični pojav, ki je mogoč v vseh materialih.

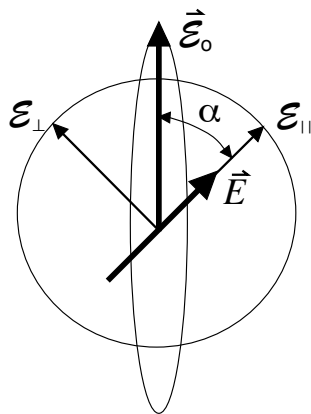
V splošnem anizotropnem kristalu je opis elektrooptičnega pojava tenzorski, naš material pa je homogena keramika, ki je simetrična ob zamenjavi  $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$ . Zato je v njej mogoč le kvadratni elektrooptični pojav. Zunanje električno polje zlomi simetrijo izotropne keramike, zato ločimo dve spremembi lomnega količnika: sprememba za svetlobo, ki je polarizirana vzporedno z zunanjim poljem in za svetlobo s pravokotno polarizacijo.

V keramiko posvetimo s svetlobo valovne dolžine  $\lambda$  in variiramo zunanje električno polje jakosti  $E$ . Spreminjata se lomna količnika za svetlobo polarizirano vzporedno s smerjo polja  $n_{\parallel}$  in pravokotno glede na smer polja  $n_{\perp}$ , in sicer oba v odvisnosti od kvadrata  $E$ . Pogosto nas ne zanima absolutna sprememba  $n_{\parallel}$  in  $n_{\perp}$  ampak le razlika, ki jo zapišemo kot

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = B\lambda E^2. \quad (1)$$

To je kvadratni elektrooptični pojav, ki je poimenovan po odkritelju Johnu Kerru (1875), ki je opazil, da postane tudi steklo pri visokih  $E$  dvolomno. Sorazmernostno konstanto  $B$  imenujemo Kerrova konstanta. (V manj simetričnih materialih je situacija bolj zapletena in je za vsako smer polja potreben izračun skalarne konstante  $B$  s projekcijo tenzorja četrtega ranga.)

Elektrooptični pojav je osnova za številne naprave s katerimi kontroliramo optične curke s pomočjo zunanjega električnega polja tja do frekvenc v GHz področju. Te naprave so modulatorji, atenuatorji (dušilci) in preklopniki, optične leče z električno nastavljivo goriščno razdaljo ter različni elementi za spreminjanje polarizacije svetlobe. Uporabljamo jih v laserjih, v sistemih optičnih komunikacij, pri optičnem obdelovanju in zapisovanju informacij ter v različnih drugih optičnih sistemih. Kvadratni elektrooptični pojav pa je pomemben predvsem v napravah, s katerimi kontroliramo optične snope s pomočjo visokofrekvenčnih zunanjih polj, med drugim tudi s pomočjo drugih optičnih snopov. Princip delovanja teh naprav dobro ponazarja Kerrova celica, kakršno bomo uporabljali tudi v tej vaji. Preden se lotimo podrobnosti bomo ponovili, kako polariziramo svetlobo. Vsi polarizatorji so narejeni na principu, da se skozi različno razširjata dve ortogonalni lastni valovanji. Eno od teh se v polarizatorju lahko absorbira ali pa spremeni smer. Lastna vala sta običajno linearno polarizirana (linearni polarizator), poznamo pa tudi cirkularne polarizatorje. Ko na linearni polarizator pošljemo svetlobo, se ta razdeli na dve lastni valovanji, od katerih bo eno zadušeno, drugo pa prepuščeno. Prepuščeno



**Slika 1:** Ponazoritev orientacije pomembnih smeri v Kerrovi celici. Vpadna, navpično linearno polarizirana svetloba z amplitudo električnega polja  $\vec{E}_0$ , se razdeli na dva, med seboj pravokotno polarizirana delna snopa z amplitudama  $\mathcal{E}_\perp$  in  $\mathcal{E}_\parallel$ , ki različno hitro potujeta skozi elektrooptični material. To je posledica statičnega električnega polja v smeri  $\vec{E}$ . Pri majhnem polju je elipsa ozka, ko polje povzroči fazni zamik  $\lambda/4$  dobimo krog, za  $\lambda/2$  zamika (ni na sliki) pa bi dobili linearno vodoravno polariziran snop svetlobe.

električno poljsko jakost  $\mathcal{E}_p$  dobimo tako, da vpadno  $\mathcal{E}_0$  projiciramo na prepustno smer polarizatorja. Če na polarizator vpada linearno polarizirana svetloba, prepustna smer polarizatorja pa tvori kot  $\alpha$  s smerjo vpadne polarizacije, je amplituda prepuščenega vala enaka<sup>1</sup>

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_0 \cos(\alpha) . \quad (2)$$

Prepuščena moč je sorazmerna kvadratu polja.

V Kerrovi celici je elektrooptični material postavljen med dve vzporedni elektrodi, na kateri priključimo električno napetost in s tem dobimo električno polje  $E = U/d$ , kjer je  $d$  razdalja med elektrodama. V prej izotropnem materialu se spremenita  $n_\parallel$  in  $n_\perp$ . Snop polarizirane svetlobe vpada na celico v smeri, ki je pravokotna na  $\vec{E}$ , smer polarizacije pa tudi leži v ravnini, pravokotni na smer razširjanja svetlobe in tvori kot  $45^\circ$  s poljem  $\vec{E}$ . Zaradi dvolomnosti, ki je posledica  $\vec{E}$ , se v materialu razširjata dva vala z različnima valovnima številoma  $k_\parallel = n_\parallel k_0$  in  $k_\perp = n_\perp k_0$ , kjer je valovno število v vakuumu  $k_0 = 2\pi/\lambda$ . Vpadna linearno polarizirana svetloba z amplitudo električnega polja  $\vec{E}_0$  se razdeli na dva, med seboj pravokotno polarizirana dela snopa  $\mathcal{E}_\perp$  in  $\mathcal{E}_\parallel$ , ki različno hitro potujeta skozi elektrooptični material. V zrak na drugi strani izstopita z različnima fazama in je zato prepuščena svetloba v splošnem eliptično polarizirana. To prepuščeno svetlobo analiziramo s polarizatorjem. Polarizator deluje tako, da električno poljsko jakost svetlobe projicira v izbrano smer. Če ga postavimo vzporedno s polarizacijo vpadne svetlobe, bo ta celica pri  $E = 0$  prepuščala vso vpadno svetlobo, ob povečevanju polja pa se bo prepustnost manjšala, Obratno pa velja, če je analizator polarizacije pravokoten na smer vpadne polarizacije.

Izračunajmo moč polariziranega svetlobnega snopa po prehodu skozi Kerrovo celico. Vektor vpadne polarizacije  $\vec{E}_0$  najprej razdelimo na dve pravokotni komponenti, ki označujeta oba lastna vala. Delne odboje svetlobe na meji zrak-sredstvo zanemarimo. Obe

<sup>1</sup>To bi veljalo v primeru polarizatorja brez izgub, vendar so izgube vedno prisotne in bi morali gornjo formulo pomnožiti z ustreznim faktorjem. V tej vaji bodo vse meritve relativne in nas konstantne izgube ne motijo.

lastni valovanji imata enaki amplitudi in različno veliki valovni števili. Po prehodu skozi keramiko svetlobo pošljemo skozi analizator, ki je postavljen pravokotno na smer vpadne polarizacije. Prepuščeno valovanje  $\mathcal{E}_p$  zapišemo kot vsoto obeh delnih valovanj projiciranih na smer analizatorja<sup>2</sup>, to je

$$\mathcal{E}_p = \frac{\mathcal{E}_0}{2} \exp(ik_{\parallel}L) - \frac{\mathcal{E}_0}{2} \exp(ik_{\perp}L) = \frac{\mathcal{E}_0}{2} \exp(ik_{\parallel}L)[1 - \exp(i(k_{\perp} - k_{\parallel})L)] . \quad (3)$$

$\mathcal{E}_0$  je amplituda vpadnega vala,  $L$  pa dolžina poti svetlobe v keramiki. Minus pred drugim členom dobimo zaradi projekcije na pravokotno postavljeni analizator. Vpeljemo dva nova simbola,  $\Delta k = k_{\parallel} - k_{\perp} = (n_{\parallel} - n_{\perp})k_0$  in  $\Delta\Phi = \Delta kL$ . Z detektorjem merimo moč svetlobe in nas zato zanima kvadrat absolutne vrednosti polja  $\mathcal{E}_p$ , ki jo izrazimo s fazno razliko  $\Delta\Phi$ .

$$|\mathcal{E}_p|^2 = \frac{\mathcal{E}_0^2}{4} [1 - \exp(i\Delta\Phi)][1 - \exp(-i\Delta\Phi)] = \frac{\mathcal{E}_0^2}{2} (1 - \cos(\Delta\Phi)) . \quad (4)$$

Razlika v fazi  $\Delta\Phi = \Delta kL = 0$  pomeni nič prepuščene svetlobe, faza  $180^\circ$  pa 100 % prepustnost. Odvisnost moči prepuščene svetlobe izrazimo kot

$$P = \frac{P_1}{2} (1 - \cos(\Delta\Phi)) = P_1 \sin^2(\Delta\Phi/2) , \quad (5)$$

ki je v primeru fazne razlike zaradi Kerrovega efekta (1) enaka

$$P = P_1 \sin^2(\Phi_0/2 + \pi BLE^2) . \quad (6)$$

## Potrebščine

- He-Ne plinski laser (HNLS008L-EC),  $\lambda = 632.8$  nm, linearno polariziran v vertikalni smeri,
- svetlobni modulator s PLZT keramiko, izvor visoke napetosti 0 – 1000 V, voltmeter (multimeter),
- fotodioda vezana na namizni multimeter (SigLent SDM 3065X),
- polarizatorji (polaroidni filtri) pritrjeni na vrtljivih nosilcih,
- dvolomna celica iz tekočega kristala v nosilcu, ki omogoča vrtenje, kotomer,
- prenosnik št. 5 s programom ElOpt, napisanim v LabView-u.

## Naloga

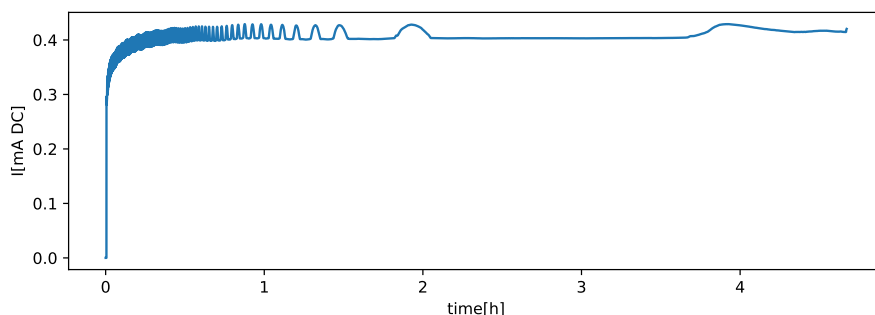
1. Izmerite kotno odvisnost prepustnosti polarizatorja za linearno polarizirano svetlobo.
2. Izmerite prepustnost dveh pravokotno postavljenih polarizatorjev, ko mednju postavite še tretji polarizator in ga vrtite.

<sup>2</sup>Vpadno polje najprej projiciramo na lastne smeri Kerrove celce in potem na smer analizatorja. Ker so vsi koti  $45^\circ$  dobimo zgornji rezultat.

3. Določite Kerrovo konstanto PLZT keramike.
4. Analizirajte polarizacijo svetlobe po prehodu skozi dvolomno snov in določite debelino tekočerkristalne celice.

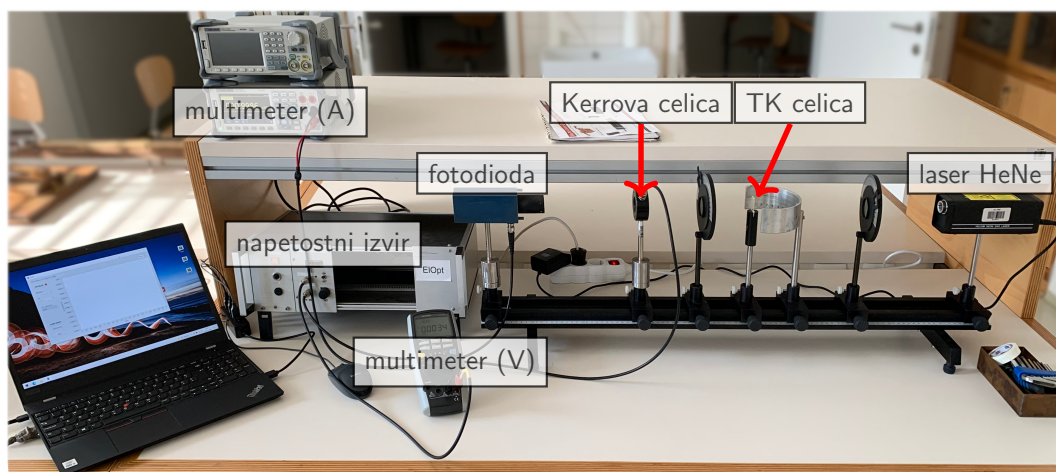
## Navodilo

Čim prej prižgite HeNe laser, da se segreje in stabilizira še pred začetkom izvajanja meritev, za kar potrebuje tipično 20 min. Še vedno lahko pričakujete nihanje intenzitete laserja cca. 5 % zaradi preskakovanja med različnimi rezonančnimi načini laserja (angl. mode hopping [3, 1]), kot se opazi na sliki 2.



**Slika 2:** Pretok skozi fotodiodo, na katero svetimo z laserjem HNLS008L-EC, preko daljšega obdobja.

Postavitev naloge s ključnimi elementi vaje je prikazan na sliki 3.



**Slika 3:** Postavitev vaje ElOpt.

Pri vaji z namiznim multimetrom merimo tok skozi fotodiodo ob spreminjanju drugih parametrov postavitve. Fotodioda služi kot svetlobni senzor, saj je električni tok v zaporni smeri sorazmeren moči vpadlega svetlobnega toka. Multimeter je iz zadnje strani povezan z USB kablom na prenosnik. Za hitrejšo beleženje toka z multimetra si pomagajte s programom ElOpt na namizju prenosnika, do katerega imate dostop z uporabniškim imenom **student** in geslom **praktikum2**. Okno programa je prikazano na



sliki 4. Pri omenjenih meritvah nastavite programu na le zajem DC toka, torej **Measure DC Current (A) vs Index**. Sam zajem toka pa sprožite s pritiskom na tipko **Space**.



Slika 4: Okno programa ElOpt.

1. Vključite laser in poskrbite, da laser zadene detektor v sredino in da je multimeter nastavljen na merjenje enosmernega toka DCI. Laser se nekaj časa ogreva in pri tem njegova moč malo niha. Laser je linearno polariziran v vertikalni smeri. Preglejte polarizatorje, ki jih imate. Ugotovite, kako so orientirani. Namig: Skozi polarizator glejte svetlobo, ki se odbija od vodoravne površine. Polarizator zavrtite do minimuma odboja. Takrat je polarizator orientiran tako, da prepušča navpično polarizirano svetlobo. Razlog je v različni odbojnosti vodoravne površine za posamezne polarizacije svetlobe. Na klop v laserski snop postavite prvi polarizator. Poiščite lege polarizatorja, ko je prepustnost minimalna in maksimalna. Zapišite ti dve vrednosti in oba kota, ki morata biti  $90^\circ$  narazen. Zmanjšana prepuščena maksimalna moč laserskega snopa je posledica absorpcije v polaroidu. Ker je razmerje med maksimalno in minimalno prepustnostjo laserskega snopa veliko, vidimo, da je laser linearno polariziran.

Sedaj pride na vrsto meritev kotne odvisnosti prepustnosti. V korakih po  $5^\circ$ , vrtite polarizator in si zapisujete vrednost toka na multimetru v odvisnosti od kota zasuka  $\alpha$  v celotnem obsegu merilnika na polarizatorju. Doma narišite graf moči od kota zasuka in skozi merske točke potegnite krivuljo

$$P_p = P_1 \sin^2(\alpha + \delta) + P_0, \quad (7)$$

kjer so  $P_1$ ,  $P_0$  in  $\delta$  prilagoditvene konstante.

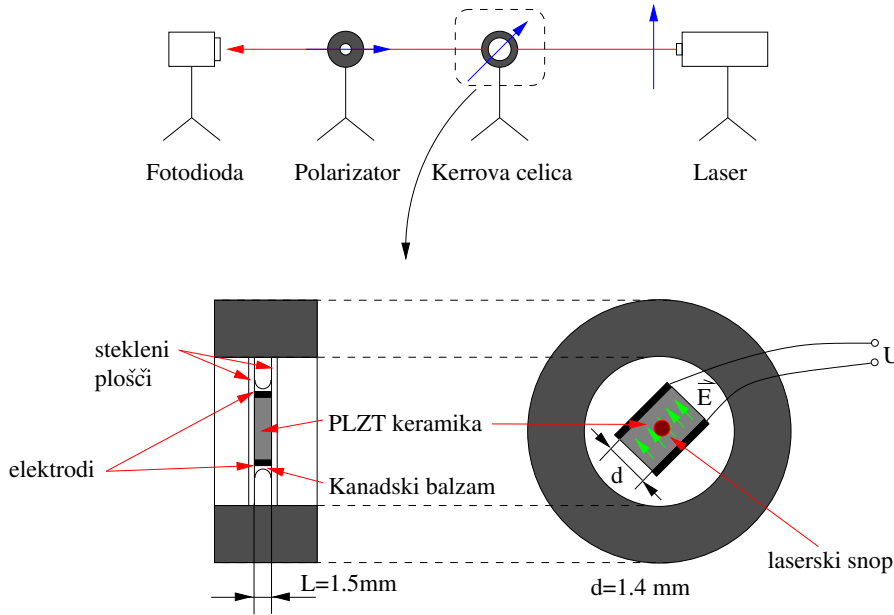
2 Nastavite prvi polarizator tako, da je prepustnost minimalna. Videli boste, da je mogoče z dodatnim polarizatorjem povečati celotno prepustnost. Za ta namen na klop med laser in prvi polarizator postavite še drugi polarizator. Potem postopoma, v korakih po  $5^\circ$ , vrtite vmesni polarizator v celotnem obsegu merilnika kota in si zapisujete vrednost toka na multimetru v odvisnosti od kota zasuka  $\beta$ . Dobili boste hitrejše oscilacije moči kot v prvi nalogi. Doma narišite graf moči od kota zasuka in skozi merske

točke potegni krivuljo

$$P_p = P_1 \sin^2(2\beta + \delta) + P_0, \quad (8)$$

kjer so  $P_1, P_0$  in  $\delta$  prilagoditvene konstante.<sup>3</sup>

**3** Kerrova celica je sestavljena iz PLZT keramike med dvema elektrodama, kot to prikazuje slika 5. Razmak med elektrodama je  $d = 1.4 \text{ mm}$ . Debelina ploščice (dolžina poti žarka v keramiki)  $L$  pa je  $1.5 \text{ mm}$ . PLZT je oznaka za spojino cirkonijevih in tita-



**Slika 5:** Shema postavitve aparature pri merjenju Kerrove konstante PLZT keramike. Kanadski balzam, ki je v našem primeru rumenkaste barve, se uporablja kot optično lepilo, saj je optično zelo čist in ima lomni količnik  $n = 1.55$  zelo blizu krovnega stekla.

novih oksidov s svincem in lantanom (Pb, La, Zr, Ti). Z ustreznim razmerjem sestavin dosežemo, da je spojina v odsotnosti zunanega električnega polja prozorna in optično izotropna, Kerrova celica je pritrjena tako, da je njena os nagnjena za  $45^\circ$  glede na vertikalo. Celico postavimo med dva prekržana polarizatorja kot to kaže slika 5. Če je laser vertikalno polariziran, prvega polarizatorja ne potrebujemo in bomo imeli brez njega več moči. Preverite če vse nastavljen tako, da laserski snop ne zadeva v elektrode na vzorcu in da izhodna svetloba pada v sredino fotodiode. Postavimo polarizator za celico in poiščemo minimum prepuščene svetlobe, kar mora biti v vodoravni smeri prepustnosti. Če je svetlobe več kot v primeru prekržanih polarizatorjev brez vmesne celice, to pomeni, da je celica v našem primeru že v odsotnosti polja nekoliko dvolomna. Slednje upoštevamo tako, da v formuli (5) dodamo še konstanten člen<sup>4</sup> k fazni razliki

$$\Delta\Phi = \Phi_0 + 2\pi BLE^2.$$

<sup>3</sup>Linearno vpadno polarizacijo vsak od polarizatorjev projicira na svojo prepustno smer in je izhodno električno polje sorazmerno

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_0 \cos(\beta) \cos(\alpha - \beta).$$

Ker smo nastavili kot  $\alpha = \pi/2$  dobimo za prepuščeno moč gornjo formulo.

<sup>4</sup>Zamik faze  $\Phi_0$  je navadno posledica notranjega električnega polja. Njegov vzrok je nehomogeno osvetljevanje keramike v celici. Ker keramika nekoliko absorbira svetlobo, pride pri absorpciji svetlobe tudi do notranjega fotoefekta in dobimo proste nosilce naboja, ki se lahko gibljejo v zunanjem ele-



Vklopimo visokonapetostni izvor in multimeter, s katerim spremljamo napetost na celici. Velikost napetosti odčitavamo na voltmetru, ki je priključen na merilni izhod visokonapetostnega izvira. Zaradi varnosti je napetost na merilnem izhodu  $1/1000$  tiste na celici. Najprej spreminjajte napetost, da ugotovite minimalno in maksimalno vrednost prepuščene moči in določite korak meritve kot približno  $1/10$  razmika med obema vrednostma. Nato izmerite odvisnost prepuščene moči od napetosti v celotnem obsegu visokonapetostnega izvira. Ker že vemo, da bodo spremembe odvisne od kvadrata napetosti, bomo merili bolj na gosto pri višjih napetostih, da bodo koraki v prepuščeni moči taki, kot smo si jih zamislili. Merite hitro, da vas spreminjanje  $\Phi_0$  čim manj moti in merite v obe smeri, se pravi najprej povečujete napetost do maksimalne in jo potem manjšajte. Na ta način zmanjšate negotovost zaradi notranjega polja.

Doma narišite graf moči od napetosti in skozi merske točke izračunajte in narišite krivuljo

$$P_p = P_1 \sin^2(\pi B L U^2 / d^2 + \Phi_0 / 2),$$

kjer so  $P_1$ ,  $B$  in  $\Phi_0$  prilagoditvene konstante. S tem ste določili Kerrovo konstanto  $B$ .<sup>5</sup>

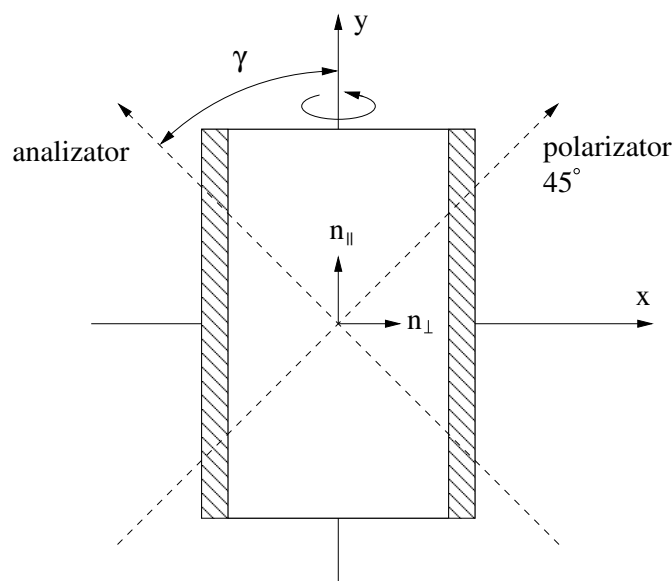
**4.** V dvolomnih materialih nam meritve polarizacije omogočajo določanje razlike lomnih količnikov, če poznamo debelino vzorca ali pa obratno: debeline, če poznamo lomne količnike. Naš vzorec bo celca s tekočim kristalom v nematski fazi (glej sliko 6). Tekoči kristali so vmesna faza med tekočinami in trdnimi snovmi. Sestavljeni so iz podolgovatih molekul, ki se zaradi medsebojnih sil orientacijsko poravnajo druga z drugo in material postane dvolomen. Tipična vrednost za razliko lomnih količnikov  $n_{\parallel} - n_{\perp}$  je okoli 0.17. V naši celici sta pri sobni temperaturi  $n_{\parallel} = 1.706$  in  $n_{\perp} = 1.532$ , kjer se orientacija nanaša na smer dolgih osi molekul. V orientacijsko urejenem vzorcu, ki ga uporabljamo pri vaji, je tekoči kristal zalepljen med dve stekleni ploščici pravokotne oblike. Smer dolgih osi molekul in s tem tudi optična os vzorca sovpada s smerjo daljše stranice steklenih ploščic. Vzorec je montiran v vrtljivem nosilcu, tako da ga lahko vrtimo okoli navpične in hkrati optične osi.

Tudi tukaj moramo v celici vzbujati obe lastni valovanji, ki sta v tem primeru polarizirani navpično in vodoravno, zato da ob sukanju celice okrog navpične osi ostaneta konstantna lomna količnika za navpično in vodoravno polarizirano svetlobo. Postavite polarizator v laserski snop in ga zasukate za  $45^\circ$  od navpične smeri. Postavite na klop celico s tekočim kristalom in jo zasukajte, da bo pravokotna na laserski snop. (Opazujete, kam pade delno odbita svetloba.) Prepuščena svetloba je v splošnem eliptično polarizirana. Lastne osi elipse so določene s smerjo vhodne polarizacije in tako oklepajo kot  $45^\circ$  z lastnimi smermi vzorca. Za celico postavite drugi polarizator (analizator). Eliptičnost polarizacije "otipamo" s tem, da merimo intenziteto prepuščene svetlobe v odvisnosti od zasuka analizatorja, kar je shematično prikazano na sliki 7.

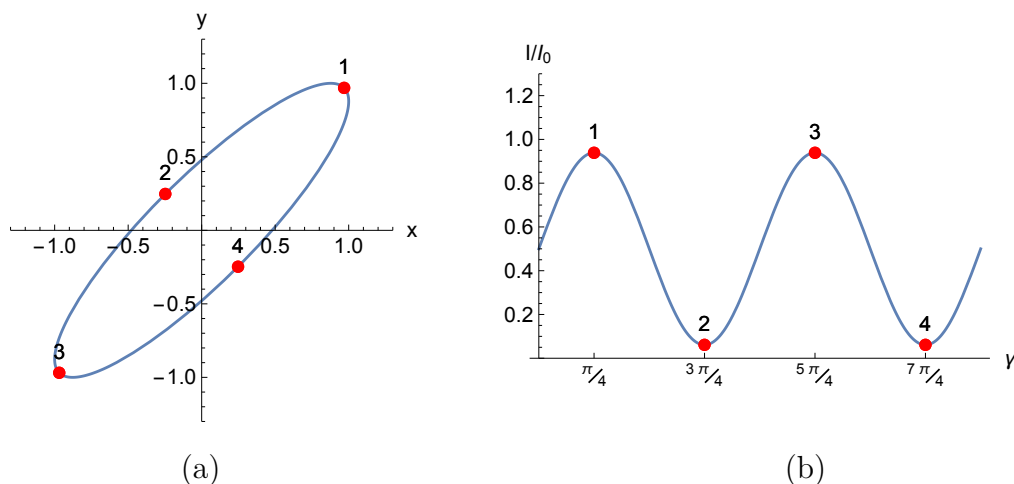
V smereh lastnih osi elipse ima prepuščena moč ekstrem. Razmerje med maksimalno in minimalno intenziteto je odvisno od fazne zakasnitve  $\Delta\Phi = (k_{\parallel} - k_{\perp})L$  delnih žarkov v vzorcu. Če se delna žarka zakasni za  $\Delta\Phi = 90^\circ$ , sta lastni osi elipse enako dolgi

ktričnem polju. To gibanje je zelo počasno, saj je sicer keramika dober izolator. Naboji se nabirajo izven osvetljenega področja in počasi senčijo zunanje polje. Ko pa zunanje polje izklopimo, preostali naboji niso dovolj gibljivi in sami povzročajo notranje polje. Tega se lahko znebimo tako, da povečamo gibljivost nosilcev naboja z enakomernim osvetljevanjem ali z gretjem.

<sup>5</sup>Podrobneje je teorija in realizacija elektrooptičnega eksperimenta s PLZT keramiko opisana v članku [2].



**Slika 6:** Orientacija osi pri vzorcu tekočega kristala.



**Slika 7:** Shematični prikaz elipse, ki jo oriše vektor polja  $\vec{E}(t)$  v prostoru skozi eno periodo časa pri faznem zamiku  $\Delta\varphi = 0.5$  (a), in relativne intenzitete  $I/I_0$  kot funkcije kota zasuka drugega polarizatorja  $\phi$  (b). Oštevilčene točke na obeh slikah označujejo skrajne lege elipse, ki jo z vrtenjem polarizatorja otipamo.

in je izhodna polarizacija cirkularna, linearno polarizacijo pa dobimo, če je zakasnitev celoštevilski mnogokratnik  $\pi$ .<sup>6</sup>

V korakih po  $10^\circ$  vrtite drugi polarizator (analizator) v celotnem obsegu merilnika kota in si zapisujte vrednost toka na multimetru v odvisnosti od kota zasuka  $\gamma$ . Preverite smeri lastnih osi polarizacijske elipse in eliptičnost prepuščene svetlobe.

Zadnji del je namenjen meritvi debeline celice. Odmaknite tekočerkristalno celico in zavrtite drugi polarizator (analizator) v "prekrižano" lego glede na prvega. Med oba

<sup>6</sup>Na ta način v optiki spreminjamo polarizacijske lastnosti svetlobe in takemu elementu pravimo  $\lambda/4$  ploščica, ki je v običajni izvedbi narejena iz ustrezno debele kvarčne ploščice. Z  $\lambda/2$  ploščico dosežemo zakasnitev  $\Delta\Phi = 180^\circ$  in s tem ponovno linearno polarizacijo, katere smer je prezrcaljena glede na lastne osi ploščice. Take elemente uporabljamo za sukanje polarizacije v želeno smer.



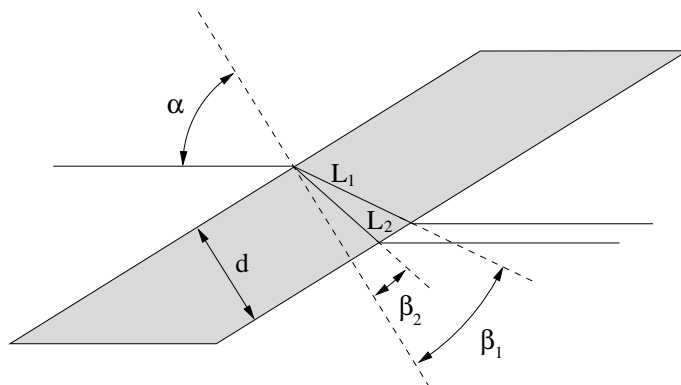
polarizatorja postavite kotomer in celico s tekočim kristalom, tako da bo os vrtenja celice v sredini krožnega loka kotomera. Kot merite tako, da opazujete lego delno odbitega snopa na kotomeru. Izmerite odvisnost moči prepuščene svetlobe od kota zasuka v vsem dosegljivem območju od  $-110^\circ$  do  $+110^\circ$ . Gostoto meritev prilagodite hitrosti spreminjanja odvisnosti od kota zasuka, interval kota pa naj bo vedno manjši od  $5^\circ$ .<sup>7</sup> Odvisnost prepuščene moči je odvisna od fazne razlike med delnima valoma kot jo opisuje enačba (5). Doma narišite graf moči od kota zasuka in skozi merske točke potegnite krivuljo

$$P_p = P_1 \sin^2(\Delta\Phi/2) + P_0 ,$$

kjer sta  $P_1$  in  $P_0$  dve prilagoditveni konstanti, iščemo pa še debelino tekočega kristala v celici  $d$ , ki pa se skriva v odvisnosti  $\Delta\Phi$  od kota.

$$\Delta\Phi = k_{\parallel}L_1 - k_{\perp}L_2 - k_0L_3 = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[ \sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2 \alpha} - \sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2 \alpha} \right] .$$

Do tega izraza pridemo s pomočjo slike 8, kjer je narisana pot dveh žarkov z lastnima polarizacijama skozi zasukan vzorec. Z vrtenjem vzorca se spreminjata dolžini poti lastnih žarkov v vzorcu  $L_1$  in  $L_2$ , poleg tega pa napravi žarek z večjim lomnim količnikom še dodatno pot v zraku  $L_3$ . Z malo računanja pridemo do gornjega izraza za razliko faz  $\Delta\Phi$ .



**Slika 8:** Potek delnih žarkov v zasukanem vzorcu.

## Literatura

- [1] Samuel M. Goldwasser. <https://www.repairfaq.org/sam/laserhen.htm>. 2022.
- [2] H. Ofer, H. J. Jodl in G. Theysohn. „Experiments on electro-optic effects with a ceramic dielectric“. V: *American Journal of Physics* 54.7 (1986), str. 625–631. DOI: [10.1119/1.14520](https://doi.org/10.1119/1.14520). URL: <https://doi.org/10.1119/1.14520>.
- [3] Rüdiger Paschotta. [https://www.rp-photonics.com/mode\\_hopping.html](https://www.rp-photonics.com/mode_hopping.html). 2022.

<sup>7</sup>Gostejše naj bodo meritve pri večjih kotih.