

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.

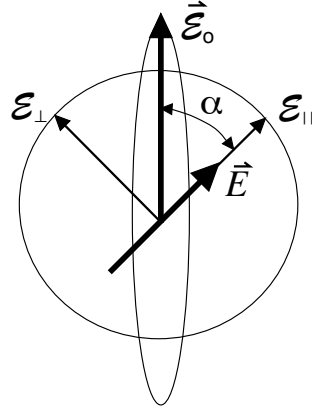
V keramiko posvetimo s svetlobo valovne dolžine λ in variramo zunanje električno polje jakosti E . Spreminjata se lomna količnika za svetlobo polarizirano vzporedno s smerjo polja n_{\parallel} in pravokotno glede na smer polja n_{\perp} , in sicer oba v odvisnosti od kvadrata E . Pogosto nas ne zanima 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 dvolumno. 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 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. Ena 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 dela 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 α s smerjo vpadne polarizacije, je amplituda prepuščenega vala enaka¹

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

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 vpadna 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° s poljem \vec{E} . Zaradi dvolomnosti, ki je posledica \vec{E} , se v materialu razširjata dva vala z različnima valovnima števila $k_\parallel = n_\parallel k_0$ 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

¹To 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 analizatorja², 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° 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, $\lambda = 632.8$ nm, linearno polariziran,
- svetlobni modulator s PLZT keramiko, izvor visoke napetosti 0 – 1000 V, voltmeter (multimeter),
- fotodioda kot merilnik svetlobnega toka - mikroampermeter (multimeter),
- polarizatorji (polaroidni filtri) pritrjeni na vrtljivih nosilcih,
- dvolomna celica iz tekočega kristala v nosilcu, ki omogoča vrtenje, kotomer.

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

²Vpadno polje najprej projiciramo na lastne smeri Kerrove celce in potem na smer analizatorja. Ker so vsi koti 45° dobimo gornji rezultat.

Navodilo

1. Vklomite laser in mikroampermeter, s katerim merite svetlobni tok. Poskrbite, da laser zadene detektor v sredino in da je mikroampermeter nastavljen na merjenje enosmernega toka DCI. Laser se nekaj časa ogreva in pri tem njegova moč malo niha. Zapišite si vrednost toka na mikroampermetru. Preglejte polarizatorje, ki jih imate. Ugotovite, kako so orientirani. (Namig³) 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° 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°, vrtite polarizator in si zapisujte vrednost toka na mikroampermetru v odvisnosti od kota zasuka α 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 δ prilagoditvene konstante.

2 Nastavite prvi polarizator tako, da je prepustnost minimalna. (Ker je laser linearno polariziran, je to enakovredno dvema prekrizanim polarizatorjema) Videli bomo, da je mogoče z dodatnim polarizatorjem povečati celotno prepustnost. Za ta namen na klop med laser in polarizator postavite še drugi polarizator. Potem postopoma, v korakih po 5°, vrtite vmesni polarizator v celotnem obsegu merilnika kota in si zapisujte vrednost toka na mikroampermetru v odvisnosti od kota zasuka β . Dobili boste hitrejše oscilacije moči kot v prvi nalogi. Doma narišite graf moči od kota zasuka in skozi merske točke potegnite krivuljo

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

kjer so P_1, P_0 in δ prilagoditvene konstante.⁴

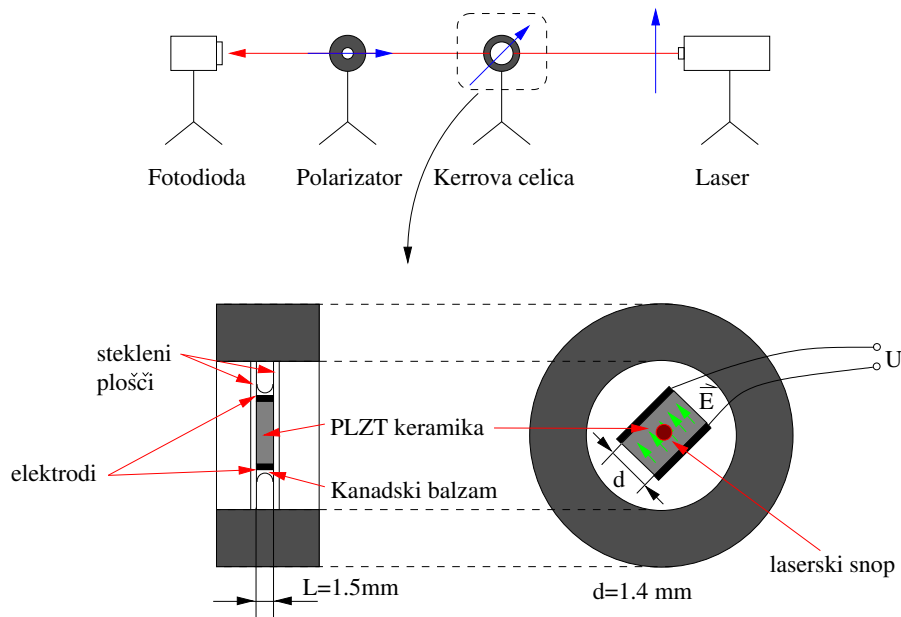
3 Kerrova celica je sestavljena iz PLZT keramike med dvema elektrodama, kot to prikazuje slika 2. Razmak med elektrodama je $d = 1.4$ mm. Debelina ploščice (dolžina poti žarka v keramiki) L pa je 1.5 mm. PLZT je oznaka za spojino cirkonijevih in titanovih oksidov s svincem in lantanom (Pb, La, Zr, Ti). Z ustreznim razmerjem sestavin dosežemo, da je spojina v odsotnosti zunanega električnega polja prozorna in optično izotropna, Kerrova celica je pritrjeno tako, da je njena os nagnjena za 45° glede na vertikalo. Celico postavimo med dva prekrizana polarizatorja kot to kaže slika 2. Če je laser vertikalno polariziran, prvega polarizatorja ne potrebujemo in bomo imeli brez njega

³Skozi 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.

⁴Linearno 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.



Slika 2: 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.

več moči. Preverite če vse nastavljeno 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 neko liko dvolumna. Slednje upoštevamo tako, da v formuli (5) dodamo še konstanten člen⁵ k fazni razliki

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

Vklopimo visokonapetostni izvor in multimeter, s katerim spremljamo napetost na celici. Velikost napetosti odčitavamo na voltmetru, ki je priklopljen 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 razmaka med obema vrednostima. Nato izmerite odvisnost prepuščene moči od napetosti v celotnem obsegu visokonapetostnega izvora. 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 Φ_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.

⁵Zamik faze Φ_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 električnem 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.

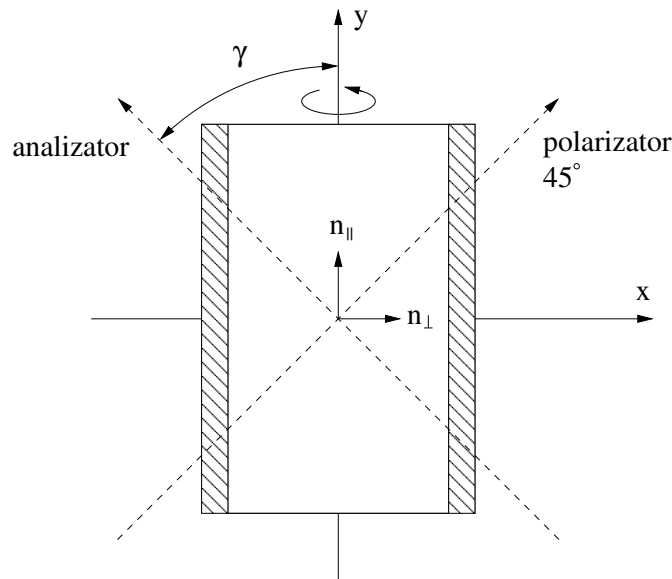
Doma narišite graf moči od napetosti in skozi merske točke izračunajte in narišite krivuljo

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

kjer so P_1 , B in Φ_0 prilagoditvene konstante. S tem ste določili Kerrovo konstanto B .⁶

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 3). 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. Vzo rec 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° od navpične smeri. Postavite na klop

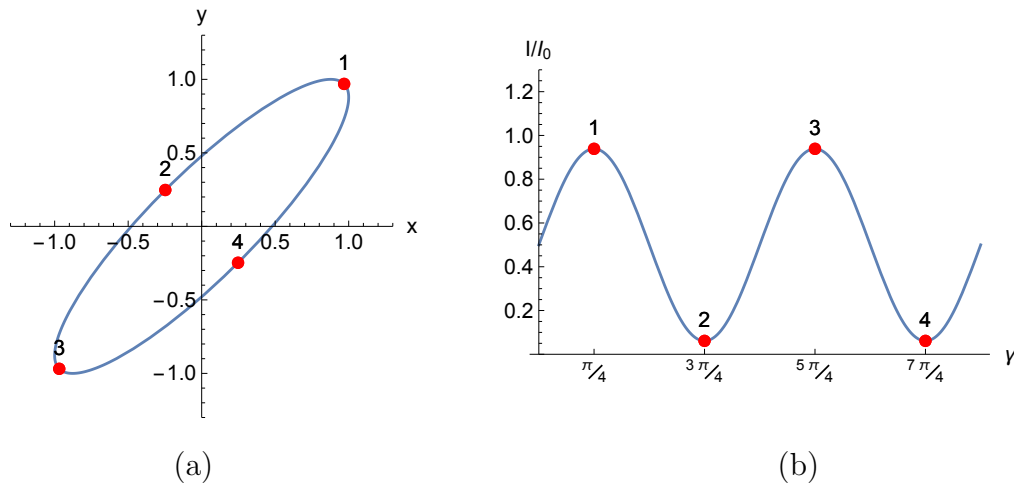


Slika 3: Orientacija osi pri vzorcu tekočega kristala.

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° z lastnimi smermi vzorca. Za celico postavite drugi polarizator (analizator). Eliptičnost

⁶Podrobneje je teorija in realizacija elektrooptičnega eksperimenta s PLZT keramiko opisana v članku [2].

polarizacije “otipamo” s tem, da merimo intenziteto prepuščene svetlobe v odvisnosti od zasuka analizatorja, kar je shematično prikazano na sliki 4.



Slika 4: 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 ϕ (b). Oštevilčene točke na obeh slikah označujejo skrajne lege elipse, ki jo z vrtenjem polarizatorja otipamo.

V smereh lastnih osi elipse ima prepuščena moč ekstrem. Razmerje med maksimalno in minimalno intenziteto je odvisno od fазne 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 in je izhodna polarizacija cirkularna, linearno polarizacijo pa dobimo, če je zakasnitev celoštevilski mnogokratnik π .⁷

V korakih po 10° vrtite drugi polarizator (analizator) v celotnem obsegu merilnika kota in si zapisujte vrednost toka na mikroampermetru v odvisnosti od kota zasuka γ . 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 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° do $+110^\circ$. Gostoto meritev prilagodite hitrosti spreminjanja odvisnosti od kota zasuka, interval kota pa naj bo vedno manjši od 5° .⁸ Odvisnost prepuščene moči je odvisna od fазne 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

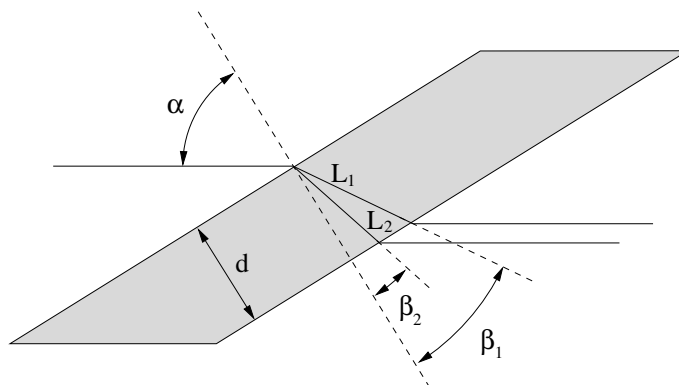
⁷Na ta način v optiki spreminjamo polarizacijske lastnosti svetlobe in takemu elementu pravimo $\lambda/4$ ploščica, ki je v običajni izvedbi narejena iz ustrezno debele kvarčne ploščice. Z $\lambda/2$ ploščico dosežemo zakasnitev $\Delta\Phi = 180^\circ$ in s tem ponovno linearno polarizacijo, katere smer je prezrcaljena glede na lastne osi ploščice. Take elemente uporabljamo za sukanje polarizacije v želeno smer.

⁸Gostejše naj bodo meritve pri večjih kotih.

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 5, 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 5: Potek delnih žarkov v zasukanem vzorcu.

Literatura

- [1] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics* (3. izdaja, Academic Press, 2007)
- [2] H. Ofer, H. J. Jodl and G. Theysohn, Experiments on electro-optics effects with cheralical dielectric, *Eur. J. Phys* **6** (1985) 249-256.