
Elektrooptični pojav

Tadej Strah

16. november 2022

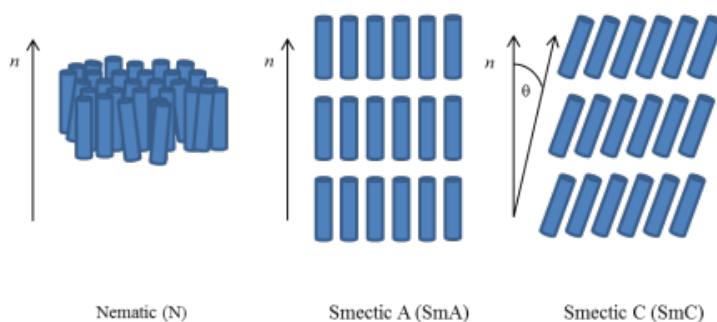
Izvedeno 27. oktober

1 Uvod

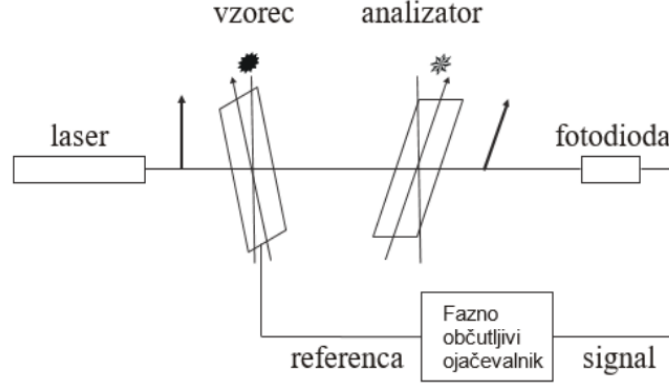
Tekoče kristale (TK) tvorijo podolgovate molekule, pri katerih je orientacijsko urejeno stanje bolj ugodno od naključnega termičnega. Najpreprostejši primer take ureditve so nematični TK. Za smektične tekoče kristale pa je poleg orientacijskega reda značilna tudi plastovita struktura, torej enorazsežen pozicijski red. Plasti lahko drsijo ena nad drugo in se vedejo kot dvorazsežna tekočina. V smektitkih A kaže odlikovana smer, ki ji pravimo direktor, vzdolž normalne plasti, v smektitkih C pa ne - kot z normalo navadno znaša med 10° in 30° . Skico opisanega vidimo na sliki 1.

Optična os je vzporedna z direktorjem.

Feroelektrične smektične C^* kristale tvorijo molekule, ki imajo velik električni dipolni moment pravokotno na vzdolžno os molekul, zato se v teh snoveh pojavi električna polarizacija, ki leži v ravnini molekul in je pravokotna na normalo in direktor. Električna polarizacija je približno sorazmerna s kotom nagiba.



Slika 1: Nekaj primerov faz TK



Slika 2: Postavitev eksperimentna. Odebeljena puščica nakazuje polarizacijo svetlobe.

V debelem vzorcu TK se smer direktorja po plasteh vijačno spreminja (≈ 1000 plasti za celoten obrat). Plasti lahko uredimo z zunanjih el. poljem, ali pa tako da jih ogradimo s ploščicama, ki predpisujeta orientacijo; tedaj se direktor po vsem vzorcu enako usmeri in dobimo polariziran kristal.

Na smer polarizacije lahko vplivamo z zunanjim el. poljem. Zasuk električne polarizacije je linearno odvisen od el. polja, zato je tudi zasuk optične osi sorazmeren s poljem. Ker je naša snov dvolomna, zasuk optične osi glede na konstantno smer vpadnega žarka pomeni spremembo lomnega količnika v tej smeri. Linearnemu odzivu lomnega količnika snovi na zunanje el. polje pravimo elektrooptični pojav.

Zasuk polarizacije je odvisen tudi od frekvence obračanja zunanjega polja; previsoki frekvenci dipoli ne morajo več slediti. Odvisnost spremembe polarizacije (δP) od frekvence lahko opišemo z Debyeovim relaksacijskim modelom

$$\delta P = \delta P_0 \frac{1}{1 + i\omega\tau}. \quad (1)$$

Relaksacijski čas τ je odvisen od viskoznosti in debeline vzorca. Spremembo smeri optične osi vzorca lahko zaznamo tako, da opazujemo, kako se spremeni polarizacija svetlobe pri prehodu skozi vzorec.

Na vzorec svetimo z linearno polarizirano svetlobo iz laserja. Kot med vpadnim žarkom in optično osjo vzorca označimo z α , kot med osjo žarka in osjo polarizatorja pa β .

Vpadno polarizacijo razstavimo na izredno komponento (vzporedna optični osi) in redno komponento (pravokotna na optično os). Po prehodu skozi vzorec debeline h nastane med žarkoma fazni zamik zaradi različnih lomnih količnikov vzporedno in pravokotno na optično os. Fazni zamik znaša $\delta = hk_0\Delta n$, kjer je k_0 valovni vektor vpadne svetlobe; Δn pa razlika lomnih količnikov v obeh smereh.

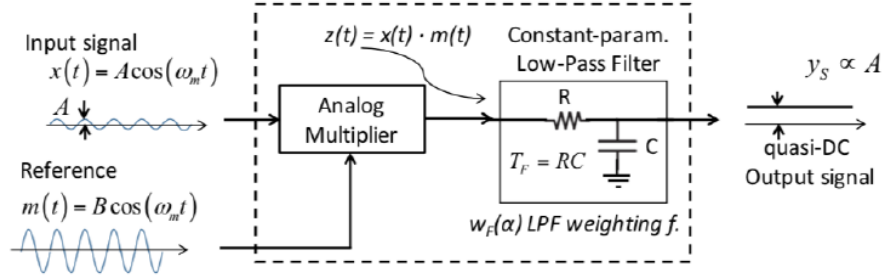
Analizator prepusti le projekcijo polja na prepustno smer:

$$E_p = E_0 [\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta \exp(ik\Delta nh)] \quad (2)$$

$$I_p = I_0 [\cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2(k\Delta nh/2)]. \quad (3)$$

Zanima nas predvsem majhna sprememba prepuščene moči, ki je posledica majhne periodične spremembe smeri optične osi.

Oba kota zapišemo kot majhno odstopanje ψ od začetnih vrednosti, razvijemo enačbo 3 in vzamemo le izmenični linearni člen. Dobimo:



Slika 3: Poenostavljena shema FOO. Vir: <https://physicsopenlab.org/wp-content/uploads/2019/08/LockInAmpli1.png>

$$I_p(\omega) = -2I_0 \sin 2(\alpha_0 + \beta_0) \sin^2(k\Delta n h/2) \psi(\omega). \quad (4)$$

Modulacija moči bo največja če je $\alpha_0 + \beta_0 = \pi/4$. Amplituda spreminjanja polarizacije in torej kota ψ je po Debyejevem modelu odvisna od frekvence vzbujanja.

Prepuščeno svetlobno moč merimo s fotodiodo. Fotodioda ob vpadni svetlobi generira električni tok, ki je sorazmeren v vpadno močjo. Deluje po principu notranjega fotoefekta, ko nastane par vrzel-elektron; ki ga notranje el. polje P-N stika potegne proti katodi oz. anodi in steče tok.

Pri naši vaji želimo izmeriti majhno amplitudo nihanja prepuščene moči ob vzbujanju z znano frekvenco. Za tako meritev je najbolj uporabiti fazno občutljiv ojačevalnik (FOO; *lock-in amp*), saj lahko dobimo natančne meritve kljub potencialno velikemu šumu.

FOO deluje tako, da zmnoži referenčno ($X_{\text{ref}} = V_{\text{ref}} \sin(\omega_{\text{ref}} t + \theta_{\text{ref}})$) in izmerjeno napetost ($X_s = V_s \sin(\omega_s t + \theta_s)$).

$$\begin{aligned} X_{\text{ref}} X_s &= V_{\text{ref}} \sin(\omega_{\text{ref}} t + \theta_{\text{ref}}) V_s \sin(\omega_s t + \theta_s) \\ &= \frac{1}{2} V_{\text{ref}} V_s [\cos([\omega_s - \omega_{\text{ref}}]t + \theta_{\text{ref}} - \theta_s) - \cos([\omega_s + \omega_{\text{ref}}]t + \theta_{\text{ref}} + \theta_s)] \end{aligned}$$

V našem primeru imata vzbujanje in odziv enako frekvenco, tako da se zgornji izraz poenostavi v

$$\frac{1}{2} = X_s X_{\text{ref}} [\cos(\theta_s - \theta_{\text{ref}}) - \cos(2\omega_{\text{ref}} t + \theta_s + \theta_{\text{ref}})] \quad (5)$$

Signal spustimo skozi nizko frekvenčni filter, da se znebimo $2\omega_{\text{ref}}$ komponente in nam ostane le DC signal

$$V_{\text{filtered}} = X_s X_{\text{ref}} [\cos(\theta_s - \theta_{\text{ref}})] \quad (6)$$

Podobno bi lahko dosegli tudi direktno z (zelo) ozkopasovnim filtrom, ki bi izfiltriral vse frekvence šuma razen tistih zelo blizu frekvenci signala; v praksi pa tako ozkega filtra ne moramo narediti.

Uporabno je v FOO imeti vgrajeno tudi enoto za zamikanje faze θ_{ref} ; tako lahko gledamo komponento merjenega signala, ki so v fazi z vzbujanjem in npr. komponento, ki je zamaknjena za 90° . To lahko reprezentiramo s kompleksnim številom, pri čemer realni del ustreza sofazni komponenti, imaginarni pa izvenfazni komponenti.

Če imamo na voljo dvokanalni FOO, lahko obe komponenti merimo hkrati in izračunamo amplitudo odziva in fazni zamik odziv za vzbujanjem.

V tekočem kristalu je zasuk optične osi ψ zaradi viskoznosti snovi zakasnen glede na zunanje el. polje. Realni in imaginarni del izraza 1 predstavljata amplitudi dela, ki je v fazi in dela, ki je zamaknjen za $\pi/2$.

$$\psi_r = \frac{\psi_0}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (7)$$

$$\psi_u = -\frac{\psi_0\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (8)$$

Iz izmerjenih ψ_r in ψ_i lahko dobimo relaksacijski čas τ s prilaganjem gornjih izrazov meritvam. Lahko pa narišemo razmerje zgornjih izrazov in iz strmine premice določimo τ .

2 Potrebščine

- vzorec TK v smektični C fazi
- fazno občutljiv ojačevalnik
- fotodioda

3 Naloga

1. Pri fiksni frekvenci vzbujanja in naraščajoči amplitudi izmeri realni del odziva.
2. Pri fiksni amplitudi vzbujanja in naraščajoči frekvenci izmeri sofazno in zamaknjeno komponento odziva in iz meritev določi relaksacijski čas τ .

4 Izvedba meritev

Eksperiment je pred izvedbo meritev že postavljen. Prižgemo vse naprave. Zavrtimo analizator tako, da dobimo čim večjo amplitudo odziva ($U = 0.78V$ pri $\nu_{ref} = 100Hz$ in $U_{ref} = 0.3V$.) Preverimo, da pri visokih frekvencah vzbujanja res pade amplituda odziva.

Časovno konstanto FOO nastavimo na $\tau_{FOO} = 1s$.

Najprej pri konstanti frekvenci vzbujanja ($\nu_{ref} = 20 Hz$) pomerimo spreminjanje amplitude ob spreminjanju amplitude vzbujanja.

Pri drugem delu pa ob konstantni napetosti vzbujanja merimo odziv pri različnih frekvencah.

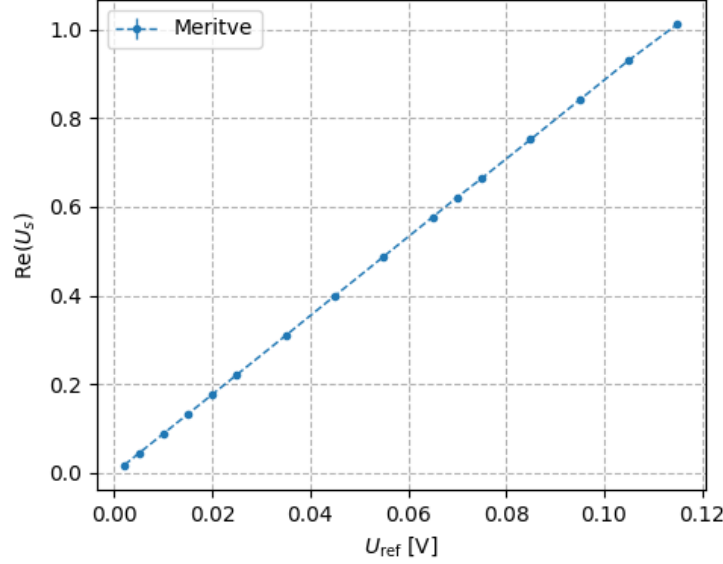
5 Obdelava podatkov in rezultati

Meritve digitaliziramo v .csv format, obdelamo jih s programskim jezikom python in nekaterimi priročnimi knjižnicami:

- *matplotlib* - risanje grafov
- *numpy* - hramba in obdelava večje količine podatkov
- *uncertainties* - pravilno propagiranje napak (oz. negotovosti). Knjižnica nam ponudi razred spremenljivke z negotovostjo, nato pa ob množenju, seštevanju, logaritmiranju... pravilno propagira napake. Knjižnica spremenljivke obravnava kot (Gaussove) distribucije, napake (pri propagiranju skozi funkcije) pa računa v prvem (linearnem) približku. Več o tem v dokumentaciji dostopni na: https://pythonhosted.org/uncertainties/tech_guide.html#linear-propagation-of-uncertainties

5.1 Spremenljiva amplituda, fiksna frekvenca vzbujanja

S to meritvijo želimo preveriti linearnost zasuka optične osi v odvisnosti od električnega polja čez vzorec. Meritev vidimo na grafu 4. Za majhne napetosti na vzorcu in posledično majhne linearno sorazmerne spremembe polarizacije oz. optične osi in posledično spet majhne linearno sorazmerne spremembe prepuščene moči sta prepuščena moč in amplituda vzbujanja v prvem približku linearno soodvisni. Točno ta rezultat nam pokaže graf te meritve. V danem napetostnem območju še ne pridemo do območja nelinearnosti.



Slika 4: Linearna zveza med amplitudo moči prepuščene svetlobe in amplitude vzbujanja.

5.2 Spremenljiva frekvenca, fiksna amplituda vzbujanja

Izmeriti želimo relaksacijski čas po Debyejevemu modelu, ki napoveduje, kako polarizacija uspe oz. ne uspe slediti sprememba el. polja. Za ta namen merimo sofazno in za 90° zamaknjeno komponento odziva; oboje vidimo narisano na grafu 5 skupaj s prilagojenima modelskima krivuljama. Iz obeh krivulj pridobljena časa se ujemata znotraj napake.

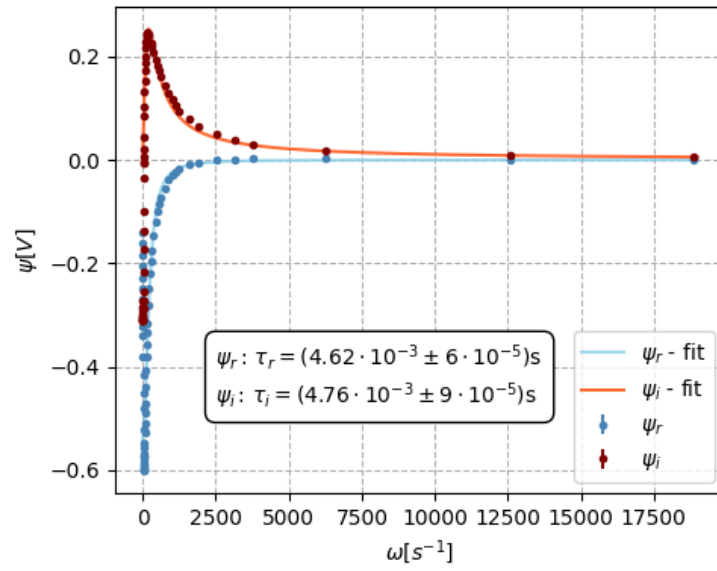
$$\psi_r : \tau_r = (4.62 \cdot 10^{-3} \pm 6 \cdot 10^{-5}) \text{ s}$$

$$\psi_i : \tau_i = (4.76 \cdot 10^{-3} \pm 9 \cdot 10^{-5}) \text{ s}$$

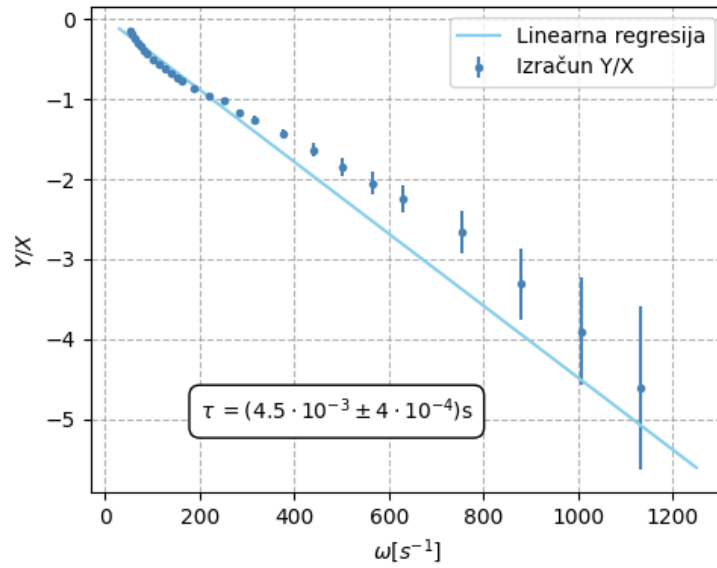
Enačbi za ψ_i in ψ_r lahko delimo in dobimo preprosto enačbo $\psi_i/\psi_r = -\tau\omega$. Na grafu 6 vidimo narisano to razmerje v odvisnosti od frekvence in iz naklona dobljen relaksacijski čas.

$$\tilde{\tau}_i = (4.5 \cdot 10^{-3} \pm 4 \cdot 10^{-4}) \text{ s}$$

Meritev se znotraj napake ujema s prejšnjim načinom določanja τ , vendar ima večjo negotovost, ki izvira iz propagiranja napak pri deljenju majhnih števil.



Slika 5: Sofazna (ψ_r) in zakasnjena (ψ_i) komponenta odziva v odvisnosti od frekvence vzbujanja. Na krivulji prilagodimo Debyjev relaksacijski model, da dobimo relaksacijski čas.



Slika 6: Razmerje zakasnjene in sofazne komponente (ψ_i/ψ_r oz. Y/X). Iz naklona premice odčitamo relaksacijski čas τ .