

Vežba 5: Faradejev efekat

Optička aktivnost je sposobnost sredine da rotira ravan polarizacije svetlosti koja prolazi kroz nju. Ovaj fenomen je prvi put uočio fizičar Dominique Arago 1811. godine pri prolasku svetlosti kroz kristal kvarca. Faraday-ev efekat je indukovana optička aktivnost, odnosno rotacija ravni polarizacije, linearno polarizovane svetlosti, pri prolasku kroz kristal, u prisustvu magnetnog polja paralelnog svetlosnom snopu. Ugao rotacije θ srazmeran je komponenti vektora magnetne indukcije, paralelnoj pravcu prostiranja svetlosti, dužini aktivne sredine i konstanti, koja zavisi od karakteristika sredine, i naziva se Verdeova konstanta.

$$\theta = VB_{\parallel}l \quad (1)$$

Linearno polarizovana svetlost je zapravo, superpozicija levo i desno cirkularno polarizovane svetlosti, pri čemu ove dve komponente imaju istu amplitudu električnog polja. Ukoliko je brzina prostiranja dve cirkularno polarizovane komponente različita, dolazi do rotiranja ravni polarizacije. Ukoliko je uzrok različitih brzina, odnosno različitih indeksa prelamanja dve cirkularno polarizovane komponente, spoljašnje magnetno polje, u pitanju je Faradejev efekat. Kako je Faradejev efekat, preko Kramers-Kroningovih relacija, neraskidivo povezan sa magnetnim cirkularnim dihroizmom, jedna od cirkularno polarizovanih komponenti će biti više apsorbovana u aktivnoj sredini. Usled toga, po napuštanju aktivne sredine, svetlost će, zapravo, biti eliptično polarizovana, sa glavnom osom rotiranom za ugao θ , u odnosu na ravan polarizacije incidentnog talasa. Ipak, razlika u apsorpciji dve cirkularno polarizovane komponente je obično veoma mala, te ova elipsa malo odstupa od duži. Nakon ove diskusije, nećemo se više obazirati na iznesenu činjenicu već ćemo smatrati da je svetlost po napuštanju aktivne sredine linearno polarizovana.

U sledećem pasusu sledi matematički tretman opisanog fenomena i izvođenje ugla rotacije θ . Za ravanski talas koji se prostire u smeru z ose važi:

$$\vec{E}_x(z, t) = \vec{e}_x E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (2)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \vec{e}_y E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \quad (3)$$

gde je ε relativna fazna razlika između komponentata, a k talasni broj duž z ose. U slučaju da je $\varepsilon = 2m\pi$, $m \in \mathbb{Z}$, dobijamo linearno polarizovanu svetlost:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x + \vec{E}_y = (\vec{e}_x E_{0x} + \vec{e}_y E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (4)$$

U slučaju kada je $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ i $\varepsilon = \pi/2$ dobijamo cirkularno polarizovanu svetlost:

$$\vec{E}_x(z, t) = \vec{e}_x E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (5)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \vec{e}_y E_0 \sin(kz - \omega t) \quad (6)$$

$$\vec{E}_R = E_0 [\vec{e}_x \cos(kz - \omega t) + \vec{e}_y \sin(kz - \omega t)] \quad \text{desno cirkularno polarizovan talas} \quad (7)$$

$$\vec{E}_L = E_0 [\vec{e}_x \cos(kz - \omega t) - \vec{e}_y \sin(kz - \omega t)] \quad \text{levo cirkularno polarizovan talas} \quad (8)$$

Linearno polarizovan talas je superpozicija desno i levo cirkularno polarizovanog talasa:

$$\vec{E}_\Lambda = \vec{E}_R + \vec{E}_L = 2\vec{e}_x E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (9)$$

Ukoliko se razlikuju indeksi prelamanja n_R i n_L , razlikovaće se i talasni brojevi k_R i k_L pa imamo:

$$\vec{E}_R = \frac{E_0}{2} [\vec{e}_x \cos(k_R z - \omega t) + \vec{e}_y \sin(k_R z - \omega t)] \quad (10)$$

$$\vec{E}_L = \frac{E_0}{2} [\vec{e}_x \cos(k_L z - \omega t) - \vec{e}_y \sin(k_L z - \omega t)] \quad (11)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_R + \vec{E}_L = E_0 \left\{ \vec{e}_x [\cos(k_R z - \omega t) + \cos(k_L z - \omega t)] + \vec{e}_y [\sin(k_R z - \omega t) - \sin(k_L z - \omega t)] \right\}$$

Koristeći elementarne trigonometrijske transformacije dobijamo:

$$\vec{E} = E_0 \left[\cos \frac{(k_R + k_L)z}{2} - \omega t \right] \left[\vec{e}_x \cos \frac{(k_R - k_L)z}{2} + \vec{e}_y \sin \frac{(k_R - k_L)z}{2} \right] \quad (12)$$

Bilo gde na putanji x i y komponente su u fazi tako da imamo linearno polarizovanu svetlost za bilo koje z . Ako važi: $\vec{E}(z=0) = \vec{e}_x E_0 \cos(\omega t)$ početna ravan polarizacije sadrži x osu dok će posle pređenog puta l kroz sredinu ravan polarizacije biti pod uglom $\frac{(k_R - k_L)z}{2}$, u odnosu na x osu u CCW smeru (suprotno kretanju skazaljke na

časovniku), gledajući ka izvoru svetlosti. Dakle, ravan polarizacije će rotirati za ugao θ u CCW smeru:

$$\theta = \frac{(k_R - k_L)l}{2} = \frac{k_0(n_R - n_L)l}{2} = \frac{\pi \cdot l}{\lambda_0} (n_R - n_L) \quad (13)$$

Po konvenciji, ugao rotacije θ a tim i Verdeova konstanta su pozitivni za l -rotaciju, odnosno CCW, kada se svetlost kreće u smeru primenjenog magnetnog polja i d -rotaciju odnosno CW, kada se svetlost kreće u suprotnom smeru od primenjenog magnetnog polja. Ova nerecipročnost Faradejevog efekta koje nema kod optičke aktivnosti znači da se ugao rotacije ravni polarizacije stalno povećava pri refleksijama i višestrukim prolascima svetlosti kroz aktivnu sredinu. Prema ovoj definiciji ugao rotacije ravni polarizacije dat je jednačinom 13.

Dakle za određivanje ugla rotacije, a samim tim i Verdeove konstante neophodno je odrediti disperzionu relaciju svetlosti u prisustvu spoljašnjeg magnetnog polja. Određujući disperzionu relaciju klasičnim tretmanom Bekerel je prvi pokazao zavisnost:

$$V = \frac{|e|\lambda_0}{2mc} \cdot \frac{\partial n}{\partial \lambda} \quad (14)$$

Kako se indeks prelamanja najviše menja oko učestanosti svetlosti gde je apsorpcija velika, na tim učestanostima se očekuje i najveća vrednost Verdeove konstante. Uopšte, Faradejeva rotacija je tesno povezana sa naseljenošću i položajem energetskih nivoa. Postoje tri različita mehanizma preko kojih spoljašnje magnetno polje dovodi do Faradejeve rotacije. Mnogi molekuli poseduju veliki broj pobuđenih stanja koja su, pored spina, orbitalno dvostruko degenerisana. Spoljašnje magnetno polje ukida ovu degeneraciju (Zemanovo cepanje), i dovodi do razlike u indeksima prelamanje levo i desno cirkularno polarizovane svetlosti. Ovaj fenomen se često naziva i dijamagnetni Faradejev efekat. Drugi mehanizam (sa najmanjim uticajem) je posledica preraspodele naseljenosti osnovnih nivoa usled spoljašnjeg magnetnog polja. U trećem mehanizmu, spoljašnje magnetno polje menja članove matrice gustine. Kod nemetalnih paramagnetnih materijala, spin orbitna interakcija kada su spinovi orjentisani (a koja, pored ostalih faktora, u interakciji sa spoljašnjim magnetnim poljem dovodi do promene članova u matrici gustine), je generalno 100 do

1000 puta veća od Zemanovog cepanja na uobičajenim poljima. Zato se ovaj fenomen često naziva paramagnetni Faradejev efekat. Svi elektroni, "provodni" i vezani plus jezgro, doprinose ukupnoj Faradejevoj rotaciji, ali na optičkim učestanostima, dominantan je uticaj elektrona sa najvišim energijama. Takođe, Faradejeva rotacija u različitim materijalima može biti posledica jednog, dva ili sva tri mehanizma tako da je ukupnu rotaciju veoma teško izračunati. Born i Jordan su kvantnim pristupom disperzionoj relaciji u prisustvu magnetnog polja pokazali da Bekerelova relacija, (14), važi za dijamagnetni materijal, odnosno da ova zavisnost važi za dijamagnetni deo Verdeove konstante. Oni, takođe, komentarišu kako kod dijamagnetnih materijala paramagnetni doprinos Faradejevoj rotaciji ne postoji. Dijamagnetni deo Verdeove konstante je temperaturno nezavisan, u prvoj aproksimaciji odnosno za ne suviše niske temperature i ne suviše jaka polja ($m\mu_B H \ll kT \Rightarrow \exp\left(-\frac{mM_0 H}{kT}\right) \approx 1$, gde je m magnetni momenat a μ_B Borov magneton). Za temperaturnu zavisnost paramagnetne Faradejeve rotacije zaključuju da je u prvoj aproksimaciji $1/T$, odnosno, ista kao i temperaturna zavisnost magnetnih momenata. Ovakav zaključak o temperaturnoj zavisnosti je posledica usrednjavanja po Gibbs-ovoj raspodeli, pri čemu se odbacuju članovi drugog i viših stepena po H . Dijamagnetna i paramagnetna Faradejeva rotacija razlikuju se po svojoj zavisnosti od učestanosti svetlosti. Dijamagnetni deo je simetričan u odnosu na sopstvenu učestanost dok je paramagnetni deo asimetričan. Ove činjenice čine odabir talasne dužine ključnim za postizanje veće Faradejeve rotacije u bilo kojoj napravi. Optimalna talasna dužina se bira tako da magnetooptički kvalitet ima maksimum za upotrebljen Faradejev kristal. Magnetooptički kvalitet predstavlja količnik Verdeove konstante i koeficijenta apsorpcije i određuje osetljivost senzora bilo da se Faradejevim efektom meri magnetno polje ili indirektno električna struja. Efekat rotacije ravni polarizacije postoji i kada je magnetno polje upravno na pravac prostiranja svetlosti, ali je ovaj efekat veoma slab i može se uočiti samo u blizini spektralne linije. Efekat je predvideo Voigt a takođe i eksperimentalno dokazao, tako da se ovaj efekat naziva Voigt-ov ili ponekad Cotton-Mouton efekat.

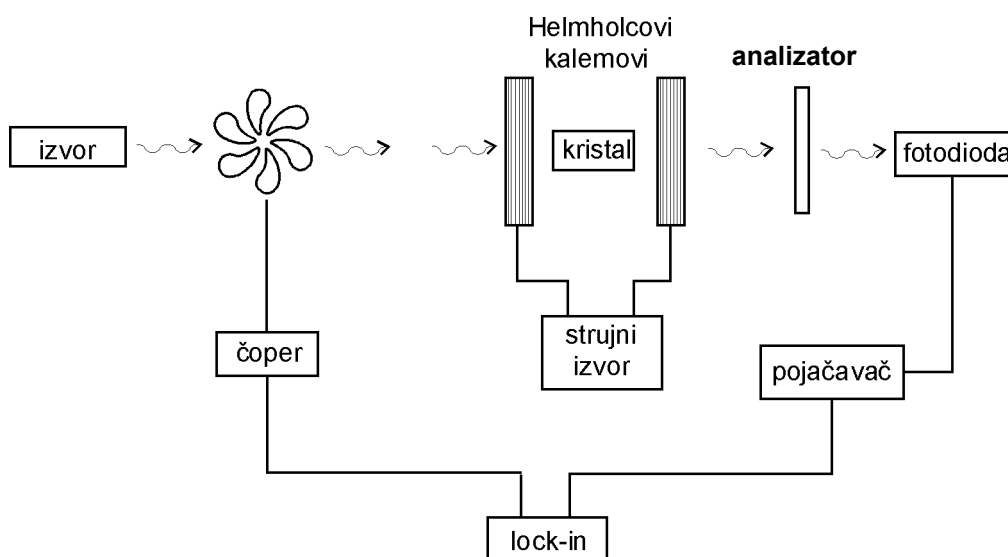
Napomenimo još da se Faradejev efekat osim u transmisiji, može uočiti i u refleksiji ukoliko je magnetno polje normalno na graničnu površ, i tada se naziva polarni refleksioni Faradejev efekat. Posmatranjem ove rotacije može se proučavati elektronska struktura materijala.

Zadatak vežbe

Odrediti vrednost Verdeove konstante za dati kristal na talasnoj dužini He-Ne lasera.

Postavka vežbe i postupak merenja

Postavka eksperimenta prikazana je na Sl.1. Izvor svetlosti je helijum-neonski laser ($\lambda=632.8\text{nm}$). Svetlost helijum-neonskog lasera je veoma dobro linearno polarizovana (prema katalogu proizvođača, minimalni polarizacioni odnos je 500:1). Optički čoper moduliše snop tako da se signal koji detektuje P-i-N fotodioda može odvojiti od jednosmernog signala koji je posledica zračenja pozadine. Zatim svetlosni snop prolazi kroz Faradejev kristal. Helmholtcovi kalemovi su izvor magnetnog polja. Zatim snop nailazi na analizator gde se rotacija ravni polarizacije pretvara u modulaciju svetlosti po intenzitetu po Malusovom zakonu. Detektor svetlosti je fotodioda povezana na Lock-in pojačavač.



Sl.1. Postavka eksperimenta

Ukoliko je transmisiona osa analizatora postavljena pod uglom ϕ u odnosu na ravan polarizacije svetlosti helijum-neonskog lasera onda je fotostruja koju detektuje Lockin data izrazom:

$$I_p(B) = k\Gamma_0 \cos^2(\phi - VBL) = \frac{k\Gamma_0}{2} (1 + \cos(2\phi - 2VBL)) \quad (15)$$

gde je Γ_0 je fluks zračenja LED-a, a konstanta k zavisi od gubitaka usled apsorpcije u okolini i kristalu, koeficijena transmisije na svim razdvojnima površinama, transimpedansnog otpornika i karakteristika fototranzistora.

Najveća osetljivost se postiže za ugao $\phi=45^\circ$ i u tom slučaju jednačina 15 se svodi na:

$$I_p(B) = \frac{k\Gamma_0}{2}(1 + \sin(2VBL)) \quad (16)$$

Kako su za magnetne indukcije reda mT uglovi rotacije ravni polarizacije mali, reda 1° , možemo aproksimirati:

$$I_p(B) \approx \frac{k\Gamma_0}{2}(1 + 2VBL) \quad (17)$$

Kroz kalemove se propušta konstantna struja. Intenzitet struje se kontroliše ampermetrom, redno vezanim sa kalemovima. Maksimalna struja koja se može propustiti kroz kalemove je 6A. Kristal je postavljen u centru kalemova, jer je tu polje najjače i najhomogenije. Veza između struje kroz kalemove i polja u centru kalemova, je ustanovljena eksperimentalno pomoću Holovog senzora. Dobijena je sledeća zavisnost:

$$B[mT] = 1.282 I[A] \quad (18)$$

Za nekoliko vrednosti struje kroz kalemove se očitava fotostruja na Lock-in pojačavaču. Zatim se crta grafik zavisnosti fotostruje od magnetne indukcije. Kako je ta zavisnost približno linearna moguće je odrediti $\frac{k\Gamma_0}{2}$ a zatim se iz koeficijenta pravca prave određuje Verdeova konstanta.