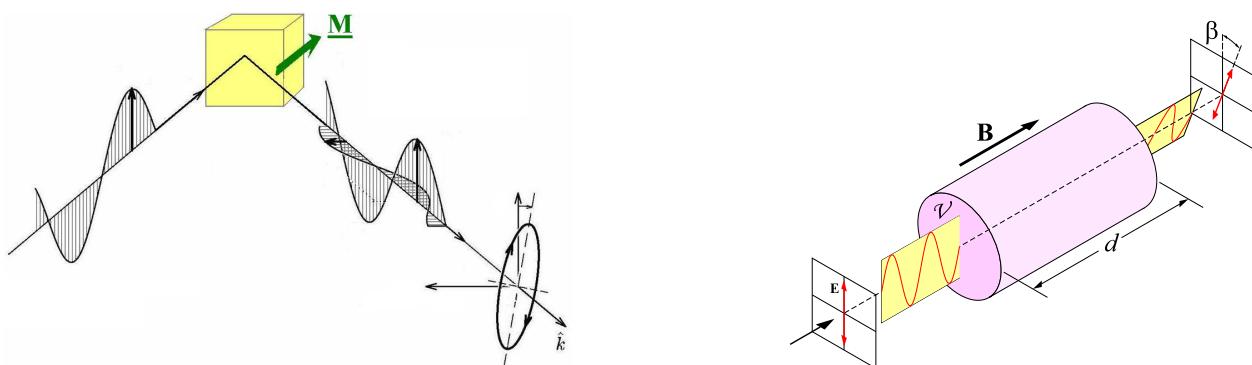


Mágnesezettség optikai úton történő detektálása:
mágneses-optikai Kerr effektus

I. Mágneses-optikai effektusok	2
II. Kísérleti technika	3
III. Mérési feladatok	5
IV. Ajánlott irodalom	6

I. MÁGNESES-OPTIKAI EFFEKTUSOK

Lineárisan poláris fény polarizációs állapota ferromágneses anyag felületéről visszaverődve vagy azon áthaladva megváltozik, általános esetben elliptikussá válik, melynek szemléltetését az 1. ábrán láthatjuk. (A következőkben az elektromágneses tér elektromos komponensét fogjuk vizsgálni.) A jelenségkör lényege, hogy a ferromágnesek időtükrözés-invarianciát sértenek, ezért a törésmutatójuk különbözik a balra, illetve jobbra cirkulárisan poláris fotonokra, amelyek az elektromágneses tér sajátállapotai és egymás időtükrözött párjai. A lineárisan polarizált fény a két cirkuláris komponens összegeként áll elő, melyek ekvivalenciája megszűnik mágneses anyagon történő szóródás során, azaz reflexiójuk különbözővé válik. A fény polarizációs állapotában ennek hatására bekövetkező változás általában igen csekély. A mágneses anyag felületéről történő fényvisszaverődés során mágneses-optikai Kerr effektusról beszélünk. Ekkor a polarizáció síkjának elfordulása jellemzően a $\theta_{Kerr} = 0.001 - 1^\circ$ tartományba esik. Másrészt optikailag átlátszó anyagon történő áthaladás során (Faraday effektus) a jelenség integrális természetű, a polarizáció megváltozása a mágneses anyag vastagságával arányosan tetszőlegesen növelhető.



1. ábra. Mágneses-optikai effektusok szemléltetése. Bal oldali ábra: A lineárisan poláris fény mágneses felületről való visszaverődés során elliptikussá válik. Az ellipszis nagytengelyének a beeső fény polarizációs síkjával bezárt szöge a Kerr elfordulás, a kis- és nagytengely aránya az ún. Kerr ellipticitás. E két mennyiség jellemzi a polarizáció megváltozását. Jobb oldali ábra: Faraday effektus, azaz polarizáció elfordulás optikailag átlátszó mágneses anyagban.

Ha egy anyag spontán mágnesezettséget mutat vagy külső mágneses térbe helyezük, akkor az időtükrözés-invariancia sérül. Ebben az esetben egy eredetileg izotróp vagy köbös szimmetriával bíró rendszer esetén a dielektromos tenzor a következő alakú lesz, ha a mágnesezettség irányát a z tengellyel párhuzamosnak választjuk:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}.$$

A mágnesezettséggel párhuzamosan haladó fényre a fenti mátrixot diagonalizálva két különböző dielektromos állandót kapunk ($\epsilon_{\pm} = \epsilon_{xx} \pm \epsilon_{xy}$), amely a két cirkulárisan poláris ($\mathbf{s} = \mathbf{x} \pm i\mathbf{y}$) állapothoz tartozik. A visszavert fény amplitúdó- és fázisváltozását egy komplex mennyiséggel, a reflexiók együtthatóval írjuk le, amely a visszaverő felületre normális irányból érkező fény esetén a Fresnel formula segítségével kifejezhető:

$$r_{\pm} e^{i\theta_{\pm}} = \frac{1 - n_{\pm}}{1 + n_{\pm}} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{\pm}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{\pm}}}.$$

Könnyen látható, hogy a polarizáció megváltozásának leírására az előzőekben bevezetett Kerr elfordulás és Kerr ellipticitás és a komplex reflexiók együttható közötti kapcsolat a következő:

$$\theta_{Kerr} = \frac{\theta_{-} - \theta_{+}}{2} \quad \text{és} \quad \eta_{Kerr} = \frac{r_{+}^2 - r_{-}^2}{2(r_{+}^2 + r_{-}^2)}.$$

Láthatóan θ_{Kerr} a két cirkuláris komponens visszaverődése során fellépő fáziskülönbség, míg η_{Kerr} a két komponensre a visszavert intenzitások közti különbséget írja le. A mágneses anyagok többségénél a Kerr

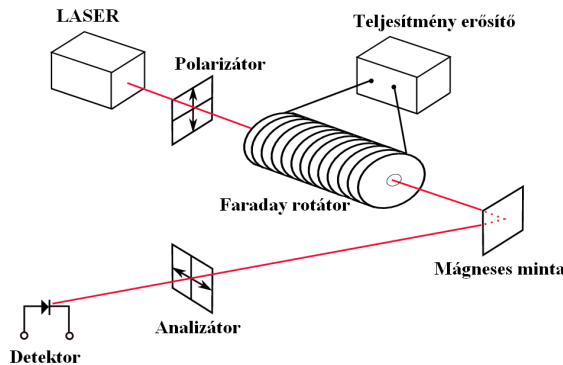
paraméterek jó közelítéssel arányosak a mágnesezettséggel. Ezért ezen mennyiségek mérése jó eszközt jelent a felületi mágnesezettség optikai úton történő detektálására. Ha a Kerr paramétereket a foton energia függvényében széles energia tartományban megmérjük, azaz mágnesez-optikai spektroszkópiát végzünk, akkor a mágnesezettség nagy érzékenyséű mérésén túl a módszer alkalmas alapvető fizikai paraméterek – az anyag sáv szerkezete, kristálytér felhasadások, mágnesez kicserélődések, spin-pálya kölcsönhatás erőssége meghatározására is. Napjainkban az alap kutatásokon túl az optikai adatátvitel és adattárolás területén elterjedten használják a nagy mágnesez-optikai aktivitást mutató anyagokat (pl.: optikai izolátorok, mágnesez-optikai hullámvezetők, mágnesez-optikai lemez, ...). A mérési gyakorlaton két új, összetett szerkezetű ferromágneses anyagot, a $CoCr_2O_4$ -ot és a $CuCr_2Se_4$ -et fogjuk vizsgálni, melyek óriási mágnesez-optikai Kerr effektust mutatnak.

II. KÍSÉRLETI TECHNIKA

A mágnesez-optikai méréseknél olyan érzékeny mérés technikára van szükségünk, amely alkalmas a polarizáció kis változásának detektálására.

A mágnesez-optikai Kerr forgatás elvileg megfigyelhető, ha a vizsgált kristályt kereszttezett polarizátorok közé helyezzük (a fény az anyag mágnesezettségével párhuzamos irányban terjed és közelítőleg merőleges beeséssel érkezik a minta felületére). Ekkor ugyanis a második polarizátoron (analizátor) áthaladó fény intenzitása arányos lesz a mágnesez-optikai effektus erősségével, azaz Kerr elfordulás hiányában nem jut át fény az elrendezésen. Ha a mintát felmágnesezve az analizátor síkját addig forgatjuk, míg az átmenő fényintenzitás ismét minimális (ideális esetben zérus) lesz, akkor meghatároztuk a kristály \mathbf{M} mágnesezettséghez tartozó Kerr forgatását, $\theta_{Kerr}(\mathbf{M})$ -t. Mivel a polarizátor és az analizátor közé gyakran más optikai elemeket is teszünk, melyek (lineáris kettőtörésük révén) maguk is megváltoztatják a fény polarizációját, az elforgatást meg kell határoznunk ellentétes felmágnesezés esetén is és $[\theta_{Kerr}(\mathbf{M}) - \theta_{Kerr}(-\mathbf{M})]/2$ felel meg a Kerr elfordulásnak. Mivel az analizátor szögét $0.1 - 0.2^\circ$ hibával tudjuk csak leolvasni, ez az egyszerű módszer általában nem elég érzékeny.

Egy jobb alternatívát jelent, ha a kereszttezett polarizátorok közé a mintán kívül egy Faraday rotátort (1. ábra jobb panel) is helyezünk. Ekkor a rotátort körülvevő szolenoid áramának változtatásával a polarizáció elfordulásának mértékét (a tekercs mágnesez terével arányosan) változtathatjuk és kompenzálhatjuk vele a minta forgatását. A módszer ekvivalens az analizátor kézzel történő forgatásával, de nagyobb pontosság érhető el általa. Ehhez kövessük nyomon, hogyan változik a fény elektromos komponensének polarizációja a 2. ábrán látható elrendezésben.



2. ábra. Mágnesez-optikai effektus mérésére alkalmas fényút: $\lambda = 635\text{nm}$ hullámhosszú 5mW teljesítményű LASER dióda \mapsto függőleges polarizátor \mapsto Faraday rotátor \mapsto minta \mapsto vízszintes analizátor \mapsto Si dióda fotodetektor.

A elektromos térerősség polarizációját a fényhez rögzített rendszerben írjuk fel. A polarizációs vektor elemeinek komplex volta a komponensek közti időbeli fáziskülönbség következménye. Az ideális Faraday rotátor csak elforgatja a polarizáció síkját, a térerősség nagyságát nem változtatja, amit derékszögű ill. cirkuláris bázisban a következő mátrixok írnak le:

$$\mathfrak{F} = \begin{pmatrix} \cos\phi_F & -\sin\phi_F \\ \sin\phi_F & \cos\phi_F \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} e^{-i\phi_F} & 0 \\ 0 & e^{i\phi_F} \end{pmatrix}$$

A minta mágneses kettőtörését leíró reflexiós mátrix a cirkuláris fotonállapotok bázisában:

$$\mathfrak{S} = \begin{pmatrix} r_+ e^{i\theta_+} & 0 \\ 0 & r_- e^{i\theta_-} \end{pmatrix}$$

Mindezeket felhasználva az elektromos térerősség az analizátort követően:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_+ e^{i\theta_+} & 0 \\ 0 & r_- e^{i\theta_-} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\phi_F & -\sin\phi_F \\ \sin\phi_F & \cos\phi_F \end{pmatrix} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Detektorunk azonban a fény intenzitását érzékeli, ami a térerősség abszolút négyzetének időátlaga:

$$I = \frac{E_0^2}{4\pi} \overline{\mathbf{E}^* \mathbf{E}} = \frac{E_0^2}{16\pi} [r_+^2 + r_-^2 - 2r_+ r_- \cos(\Delta\theta - 2\phi_F)], \quad (1)$$

ahol $\Delta\theta = \theta_+ - \theta_- \equiv -2\theta_{Kerr}$. Láthatóan a Faraday rotátor ϕ_F forgatásának változtatásával a minta forgatása csak akkor kompenzálható –vagyis a detektorra érkező intenzitás akkor tehető zérussá–, ha $r_+ = r_-$, azaz a minta Kerr ellipticitása zérus és csak rotációja van. Ellenkező esetben a Faraday rotátorral (vagy a korábbi módszerben az analizátor forgatásával) csak minimalizálni tudjuk a detektorra eső fényintenzitást.

Az érzékenység tovább fokozható nagy frekvenciás lock-in technika alkalmazásával, amely lehetővé teszi a környezeti fényhatások (nem az általunk használt forrásból származó vagy nem az optikai elrendezésünkön keresztül haladó fény) és más elektronikus zajok kiszűrését. Ezt úgy tudjuk megvalósítani, hogy a Faraday rotátor szolenoid tekercsén harmonikus időfüggésű áramot hajtunk keresztül, így $\phi_F(t) = \phi_F \sin(2\pi ft)$. Felhasználva, hogy az 1. egyenletnél a cosinus függvény argumentumában megjelenő harmonikus időfüggés a J_i Bessel függvények szerint Fourier sorba fejthető, azaz

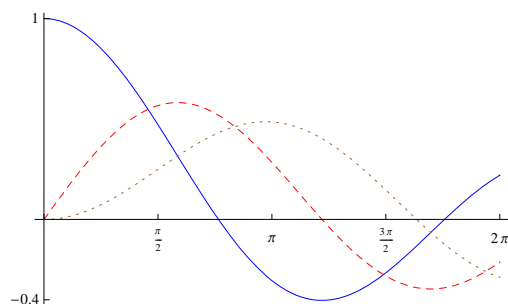
$$\begin{aligned} \sin[\phi_F \sin(2\pi ft)] &= 2J_1(\phi_F) \sin(2\pi ft) + \dots \\ \cos[\phi_F \sin(2\pi ft)] &= J_0(\phi_F) + 2J_2(\phi_F) \sin(4\pi ft) + \dots \end{aligned}$$

illetve $r_+ \approx r_-$ és $\theta_{Kerr} \ll 1$, az intenzitás f frekvenciájú és időben állandó komponensére a sorfejtés első rendjében a következőt kapjuk:

$$I_f = I_0 [4r_+ r_- \sin(2\theta_{Kerr}) J_1(\phi_F)] \approx 4I_0 J_1(\phi_F) \theta_{Kerr} \quad (2)$$

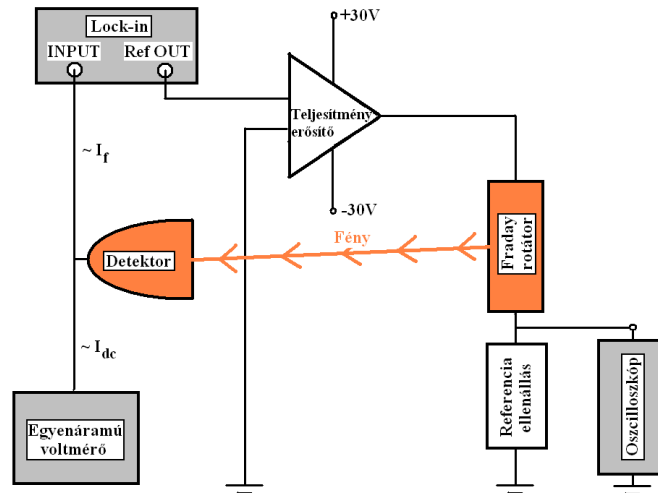
$$I_{dc} = I_0 [r_+^2 + r_-^2 - 2r_+ r_- J_0(\phi_F)] \approx 0, \quad (3)$$

ahol I_0 nem más, mint a polarizátorok párhuzamos állásánál mért teljes fényintenzitás.



3. ábra. Bessel függvények: $J_0(x)$ kék folytonos, $J_1(x)$ piros szagatott, $J_2(x)$ barna pontozott vonal.

A 3. összefüggésből láthatóan a Kerr elfordulás arányos az I_f modulált intenzitással. Az elfordulás értékének szögben való megadásához $4I_0 J_1(\phi_F)$ tényezőt meg kell határozni. Ezt legegyszerűbben úgy tehetjük, ha kihasználjuk, hogy a minta $\theta_{Kerr} = \phi$ forgatása ekvivalens az analizátor $-\phi$ szögű forgatásával. Másrészt, azt is láthatjuk, hogy minél nagyobb a Faraday rotátor ϕ_F modulációjának amplitúdója annál jobb a mérés érzékenysége. A jó jel-zaj viszony eléréséhez tehát minél nagyobb amplitúdójú és frekvenciájú áramot kell a szolenoidon átküldeni. A mérés elektronikus összeállítása a következő ábrán látható.



4. ábra. A mérés elektromos kapcsolásának vázlata

III. MÉRÉSI FELADATOK

Ferrimágneses ún. spinel szerkezetű kristályok mágnesezettségét vizsgáljuk mágneses-optikai Kerr effektus mérésével. Az egyik anyag a $CuCr_2Se_4$, amely már szobahőmérsékleten ferromágneses, a másik anyag a $CoCr_2O_4$, csak alacsony hőmérsékleten válik mágnesezőssé.

- Alakítsuk ki az optikai fényutat mintaként a $CuCr_2Se_4$ kristályt használva és állítsuk össze az elektromos kapcsolást! Az analizátor szögének változtatásával kalibráljuk a polarizáció forgatást ($4I_0J_1(\phi_F)$ paraméter meghatározása)!
- Mérjük meg $CuCr_2Se_4$ minta Kerr forgatását a mágneses tér függvényében a rendelkezésre álló permanens mágnes segítségével! Határozzuk meg a mágneses hiszterézis szélességét!
- Az alacsony hőmérsékletű optikai mintatartóba helyezett $CoCr_2O_4$ kristályt helyezzük a fényútba, majd a mintatartót folyékony N_2 -nel hűtsük le $T = 77K$ -re! A mintatartóra szerelt szolenoid tekercs áramának változtatásával mérjük meg a Kerr forgatás térfüggését ezen a hőmérsékleten! Határozzuk meg a mágneses hiszterézis szélességét! Ismételjük meg a mérést $T = 77K$ fölötti hőmérsékleteken is! Határozzuk meg a ferromágneses átalakulás hőmérsékletét!
- Pozitív majd negatív irányú felmágnesezés mellett (kis mágneses térben) mérjük meg θ_{Kerr} értékének hőmérséklet függését a mintatartó lassú melegítése közben!

Figyelmeztetés! A mérés során ügyeljünk a következőkre!

- ▼ A LASER dióda nagy teljesítményű, fókuszált nyalábja a szemet károsíthatja.
- ▼ A teljesítmény erősítő kimenetére először csatlakoztassuk a szolenoid tekercset, illetve a referencia ellenállásra ($R_{ref} = 0.1\Omega$) az oszcilloszkópot. Ezt követően kapcsoljuk be az erősítő tápfeszültségét. Az oszcilloszkóp jelének folyamatos ellenőrzése mellett növeljük az erősítő bemeneti feszültségét, míg a tekercsen átfolyó áram eléri a $\pm 5A - t$.
- ▼ Vigyázzunk a folyékony nitrogén töltésénél!
- ▼ Óvatosan kezeljük a permanens mágneszt ($B \approx 0.6T$), ne közelítsük felmágnesezhető eszközökhöz!

IV. AJÁNLOTT IRODALOM

- "Bevezetés a modern szilárdtestfizikába", Sólyom Jenő (Springer, 2005)
- "Electronic States and Optical Transitions in Solids", Bassani and Pastori Parravicini (Pergamon, 1975)
- "Solid State Spectroscopy" H. Kuzmany (Springer, 1998)
- "Magneto-optics", S. Sugano and N. Kojima (Springer, 1999)