

ANEXE

ANEXA I^A – EFECTE MAGNETO-OPTICE (BIREFRINGENȚA MAGNETICĂ)

În general, în *Optică*, se presupune că polarizația unui mediu nu depinde decât de câmpul electric și că această dependență este fie liniară

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (\text{I.1})$$

în cazul *opticii liniare*, fie neliniară

$$P_j = \varepsilon_0 \chi_{jk} E_k + \chi_{jkl}^{(2)} E_k E_l + \chi_{jklm}^{(3)} E_k E_l E_m + \dots, \quad (\text{I.2})$$

în cazul *opticii neliniare*.

Însă, experiența arată că polarizația și, în consecință, permitivitatea electrică poate să prezinte o dependență slabă de câmpul magnetic aplicat. Procedând tot la dezvoltarea în serie Taylor, avem:

$$P_j = \varepsilon_0 \chi_{jk} E_k + \chi_{jkl}^{(2)} E_k E_l + \chi_{jklm}^{(3)} E_k E_l E_m + h_{jkl}^{(2)} B_l E_k + h_{jklm}^{(3)} B_m B_l E_k + \dots \quad (\text{I.3})$$

Astfel, partea permitivității care depinde de câmpul magnetic se poate scrie sub forma:

$$\varepsilon_{jk}(\vec{B}) = h_{jkl}^{(2)} B_l + h_{jklm}^{(3)} B_m E_l + \dots \quad (\text{I.4})$$

Deoarece această dependență este foarte slabă, este necesar să se aplice un câmp magnetic destul de intens pentru a induce un efect măsurabil.

Efectul câmpului magnetic cel mai cunoscut este *efectul magneto-optic liniar al lui Faraday*⁽¹⁾, care este legat de primul termen al dezvoltării (I.4). Proprietățile de simetrie ale permitivității într-un câmp magnetic sunt legate de proprietățile de simetrie ale câmpului magnetic când are loc inversia timpului. De exemplu, dacă ne imaginăm o particulă încărcată supusă la un câmp electric, când se inversează timpul viteza particulei își schimbă semnul și particula se va deplasa în direcție opusă. Repetând aceeași experiență într-un câmp magnetic, când se schimbă direcția timpului, viteza v a particulei devine $-v$, însă particula nu efectuează o

⁽¹⁾ Michael Faraday, 1791 – 1967

mișcare opusă celei anterioare deoarece semnul câmpului magnetic se schimbă în același timp, adică \bar{B} devine $-\bar{B}$ (proprietate dată de forța lui Lorentz, $\bar{F} = q(\bar{v} \times \bar{B})$). Astfel avem:

$$\varepsilon_{jk}(\bar{B}) = \varepsilon_{kj}(-\bar{B}) = \varepsilon_{kj}^*(\bar{B}) = \varepsilon_{jk}^*(-\bar{B}). \quad (I.5)$$

Rezultă că forma tensorului $h_{jkl}^{(2)}$ este dată de formulele

$$h_{jkm} = i\delta_{jkm}, \text{ unde } \delta \text{ este un tensor pur real;} \quad (I.6 \text{ a})$$

$$h_{jjm} = 0; \quad (I.6 \text{ b})$$

$$\delta_{jkm} = -\delta_{kjm}. \quad (I.6 \text{ c})$$

Atunci tensorul $h_{jkl}^{(2)}$ este pur imaginar și antisimetric în primii doi indici. Se poate, deci, să se scrie tensorul efectiv ε_{jk} ca în cazul activității optice sub forma:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^0 & ig_{12} & ig_{13} \\ -ig_{12} & \varepsilon_{yy}^0 & ig_{23} \\ -ig_{13} & -ig_{23} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (I.7)$$

unde termenii nediagonali sunt imaginari puri și prezintă o dependență liniară de câmpul magnetic.

În continuare vom studia efectele câmpului magnetic pe un exemplu mai simplu, *mediu cubic necentrosimetric*, caz în care nu există decât un singur coeficient independent al tensorului \bar{h} :

$$h_{123}^{(2)} = h_{231}^{(2)} = h_{312}^{(2)} = -h_{213}^{(2)} = -h_{321}^{(2)} = -h_{132}^{(2)}. \quad (I.8)$$

De asemenea, vom presupune că lumina se propagă după axa Oz.

1. Efectul câmpului longitudinal (B||Oz)

Ecuția de undă va fi:

$$\begin{pmatrix} n_0^2 - n^2 & i\Delta B & 0 \\ -i\Delta B & n_0^2 - n^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_0^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (I.9)$$

Valorile proprii (indicii de refracție ai modurilor proprii) se determină din relația

$$(n_0^2 - n^2)^2 - (\Delta B)^2 = 0, \quad (I.10)$$

resultând:

$$n_{I,II} = n_0 \pm \frac{\Delta B}{2n_0}. \quad (I.11)$$

Vectorii proprii (polarizația modurilor proprii) sunt:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (I.12)$$

Pentru câmpul magnetic longitudinal se găsesc două moduri proprii a căror polarizare este circulară și ai căror indici de refracție diferă foarte ușor de valoarea neperturbată, *această diferență fiind liniară în câmp magnetic*.

Un fascicul incident cu o polarizare liniară va fi descompus într-un mediu magneto-optic în două moduri proprii polarizate circular, ale căror viteze de propagare sunt diferite. La ieșirea din mediul de grosime d suma celor două moduri dă o polarizare liniară rotită cu unghiul α_1 în raport cu polarizarea incidentă:

$$\alpha_1 = \pi \frac{d}{\lambda} (n_{II} - n_I). \quad (I.13)$$

Acest rezultat este analog cu cel obținut pentru activitatea optică. Singura diferență care, însă, este foarte importantă, constă în sensul de rotație al planului de polarizare când se schimbă direcția de propagare (adică, \bar{k} trece în $-\bar{k}$). În cazul activității optice coeficientul Δ schimbă semnul, pe când în cazul efectului Faraday coeficientul Δ nu se modifică. Presupunem, de exemplu, că pentru propagarea după z indicele de refracție pentru polarizarea stânga $(1, -i, 0)$ este superior celui pentru polarizarea dreapta $(1, i, 0)$. Planul de polarizare liniar se va roti, deci, la stânga. Pentru propagarea după $-z$, în cazul activității optice, coeficientul Δ schimbă de semn și, în consecință, indicele de refracție pentru polarizarea $(1, i, 0)$ (care corespunde acum polarizării stânga, deoarece direcția de propagare a schimbat semnul) va fi mai mare decât indicele pentru polarizarea $(1, -i, 0)$. Ca rezultat, se obține o compensație completă a rotației planului de polarizare rectiliniului pentru un dus-întors al fasciculului. În ceea ce privește efectul Faraday, sensul de rotație al planului de polarizare este dat numai de direcția câmpului magnetic. Efectul este atunci cumulativ și rotația totală care rezultă la dus-întors a fasciculului este dublă în raport cu expresia (I.13).

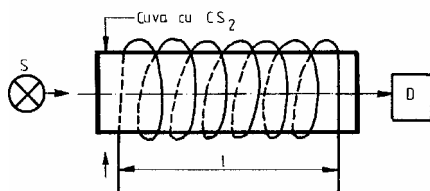


Fig. I.1.

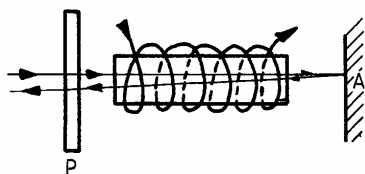


Fig. I.2.

Experimental, în anul 1864, Michael Faraday pune în evidență *polarizarea rotatorie magnetică*; un corp transparent, izotrop, lichid sau solid, plasat într-un câmp magnetic (figura I.1), produce o rotație a planului de polarizare al unui fascicul luminos care îl traversează paralel cu direcția câmpului magnetic. Experiența este ușor de făcut cu CS_2 care dă o rotație de

aproximativ 15° (în galben, spectrul vizibil) pentru o lungime a cuvei de 0,1m, cuva fiind situată într-un câmp magnetic de 2000 gauss. Unghiul de rotație α este dat de expresia:

$$\alpha = V \cdot l \cdot H, \quad (I.14)$$

unde $V = V(\lambda)$ este constanta lui Verdet

și l este lungimea cuvei care se află în câmpul magnetic H .

Sensul rotației este legat de sensul lui H și se inversează cu inversarea lui H ; în cazurile cele mai frecvente, sensul de rotație este cel al circulației curentului care creează câmpul H .

Sensul de rotație fiind cel al curentului electric care generează câmpul magnetic H , nu depinde de sensul de propagare al lui H . Dacă se inversează sensul de propagare al luminii, observatorul privind de la sursă vede că planul de polarizare se rotește invers. Astfel, lucrurile se petrec invers ca în cazul puterii rotatorii naturale, unde sensul absolut de rotație depinde de sensul de propagare a luminii, pe când sensul pentru observator nu depinde. În cazul puterii rotatorii naturale, dacă se rotește o lama de cuarț astfel încât o față să ia locul celeilalte, sensul de rotație nu se schimbă. În cazul polarizării rotatorii magnetice, dacă se rotește cuva cu CS_2 cu solenoidul său, astfel încât o față să ia locul celeilalte, sensul se schimbă. Pe când puterea rotatorie naturală are simetrie de elice (fără plan de simetrie), puterea rotatorie magnetică are simetrie de cilindru rotitor (planul de simetrie perpendicular pe câmp). De exemplu, în cazul reflexiei (figura I.2), rotația magnetică este dublată. În dispozitivul din figura I.2., stabilirea câmpului magnetic schimbă intensitatea luminii reflectate în A, această intensitate putând deveni chiar nulă dacă rotația la fiecare traversare a cuvei este de $\frac{\pi}{4}$.

Astfel, ne putem imagina un dispozitiv care permite luminii să se propage de la punctul A către punctul B, pe când transmisia este nulă de la punctul B la punctul A. Astfel, o celulă Faraday care produce o rotație de $\frac{\pi}{4}$ este plasată între un polarizor (P) și un analizator (A) care fac un unghi de $\frac{\pi}{4}$ (figura I.3): se vede din

figură că dacă lumina se propagă în sensul (1), vibrația care rotește de la V la V' este adusă în coincidență cu direcția analizorului (A), pe când dacă lumina se propagă în sensul (2), rotația, de același sens, $V \rightarrow V'$, aduce vibrația să fie perpendiculară pe direcția analizorului. Propagarea se face, deci, în sensul (1), și nu în sensul (2). Pentru a schimba sensul de propagare permis, este suficient să se schimbe sensul câmpului magnetic sau să se rotească unul dintre polarizori cu $\frac{\pi}{2}$.

Această experiență este aplicată în mod curent în radioelectricitate în tehnica hiperfrecvențelor (undelor centimetrice). Ghidurile de undă de o formă adecvată realizează echivalentul polarizorilor și rotația Faraday este produsă (într-un ghid de undă circular) cu ajutorul unui material fero-magnetic având pierderi mici și o rotație magnetică mare

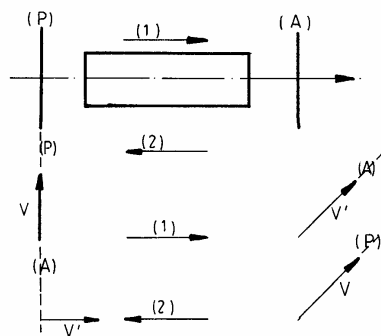


Fig. I.3.

(cazul feritelor), acesta fiind plasat într-un câmp magnetic de câteva sute de gauss.

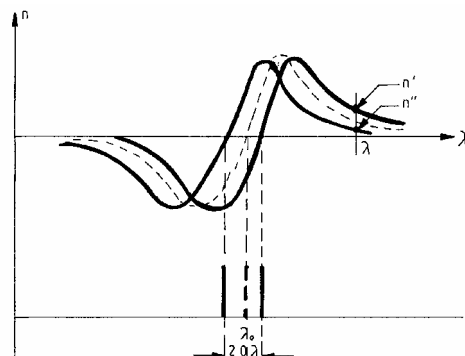


Fig. I.4.

În acest mod se realizează *linii unidirecționale*.
Efectul Faraday este legat de descompunerea liniilor spectrale de emisie și de absorbție de către câmpul magnetic. Se poate arăta, într-adevăr, că în cazul efectului Zeeman liniile sunt descompuse de câmpul magnetic în mai multe componente, care sunt simetrice față de linia originală. Dacă observarea are loc în direcția câmpului magnetic liniile sunt, în cazul cel mai simplu, descompuse în două componente polarizate circular, linia cu lungime de undă mai mare având o polarizare circulară de sens invers sensului curentului care creează câmpul și ecartul $2\Delta\lambda$ dintre cele două linii este proporțional cu H . Considerând un mediu care are o bandă de absorbție la lungimea de undă λ_0 , această bandă se descompune în două, de lungimi de undă $\lambda_0 + \Delta\lambda$ și $\lambda_0 - \Delta\lambda$. Astfel, curba de dispersie inițială (figura I.4) este înlocuită cu două curbe decalate, una corespunzând vibrațiilor polarizate circular dreapta și cealaltă vibrațiilor polarizate circular stânga. În general, în experiența de polarizare rotatorie magnetică, lungimea de undă λ a radiației utilizate este mult superioară lungimii de undă λ_0 a benzii de absorbție și avem, deci, o birefrință circulară $n'' - n'$, care este proporțională cu $\Delta\lambda$, adică, cu H și având semnul care se observă în mod efectiv cel mai adesea.

2. Efectul câmpului transversal ($B \parallel O_x$, adică, $B \perp O_z$)

În acest caz, ecuația de undă:

$$\begin{pmatrix} n_0^2 - n^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_0^2 - n^2 & i\Delta B \\ 0 & -i\Delta B & n_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{I.15})$$

conduce la următoarele rezultate:

$$n_I = n_0 \quad (\text{I.16a})$$

$$\text{și} \quad n_{II} = n_0 - \frac{(\Delta B)^2}{2n_0^4} \quad (\text{I.16b})$$

Efectul este pătratic în câmp magnetic, adică este extrem de slab și comparabil cu efectul termenului al doilea din dezvoltarea în serie Taylor (I.4).

Efectul magneto-optic pătratic legat de ultimul termen al expresiei (I.4) se numește efect Cotton – Mouton⁽²⁾ și simetria impune ca el să nu constituie decât o corecție la birefrința liniară. Această corecție este, în același timp, foarte slabă și în cea mai mare parte a cazurilor nemăsurabilă.

⁽²⁾ G. Bruhat, *Cours d'optique*, Masson & C^{ie}, Editeurs, Pris VI^e, (1931)