

9. MODULATOARE ELECTROOPTICE INTEGRATE

În sistemele de telecomunicații prin *modulația luminii* se înțelege operația în care informația se suprapune semnalului de înaltă frecvență (purtătoarea optică) care este adaptată cel mai bine canalului de transmisie (fibra optică). Prin modulație (în sens mai larg) are loc (sub acțiunea semnalului exterior) variația unuia dintre parametrii care caracterizează semnalul de înaltă frecvență: amplitudine, fază, polarizare etc. Semnalul exterior poate fi de natură electrică, (în cazul modulației electrooptice), acustică (în cazul celei acustooptice) etc. [9.1]-[9.3].

Modulatoarele electrooptice realizate în ghidurile optice de undă joacă un rol foarte important în telecomunicații. Aceste tipuri de modulatoare pot fi integrate ușor în sistem cu ajutorul fibrelor optice [9.4]-[9.10].

Funcționarea modulatoarelor electrooptice se bazează pe *efectul Pockels* numit de multe ori și liniar.

9.1. Efectul Pockels

Acest efect optic neliniar este de ordinul doi întrucât variază susceptibilitatea neliniară de ordinul doi, $\chi^{(2)}$, și constă în modificarea indicelui de refracție a unui mediu prin aplicarea unui câmp electric exterior [9.1]-[9.3], [9.4]. Se obține astfel o variație liniară a indicelui de refracție în funcție de amplitudinea câmpului electric aplicat.

Prin aplicarea câmpului electric se induc o serie de efecte care se manifestă în mod combinat:

- *efectul electrooptic* care este de natură electronică,
- *efectul piezoelectric* care modifică densitatea materialului și deci indicele de refracție,
- variația indicelui de refracție efectiv rezultat în urma modificării dimensiunilor ghidului optic.

Deci, prin aplicarea unui câmp electric proprietățile optice ale mediului se modifică. Întrucât frecvența câmpului electric aplicat este mică în comparație cu cea a câmpului undelor luminoase $\vec{E}(\omega)$, se poate considera câmpul electric aplicat ca fiind electrostatic, $\vec{E}(0)$. În cazul acestei interacțiuni neliniare de ordinul doi caracterizate de $\omega = \omega + 0$, componenta polarizației neliniare de ordinul i induse poate fi scrisă sub forma :

$$P_i^{nl}(\omega) = \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0) E_j(\omega) E_k(0) \quad (9.1)$$

în care: $i, j, k = x, y$ sau z reprezintă axele principale ale materialului în absența câmpului exterior, $\chi_{ijk}^{(2)}$ este tensorul susceptibilității neliniare intrinseci care caracterizează materialul.

Ținând seama de relația (9.1) inducția electrică devine:

$$D_i(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\omega) + P_i^{nl}(\omega) =$$

$$= \varepsilon_0[\varepsilon_{ij}(\omega) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0)E_k(0)]E_j(\omega). \quad (9.2)$$

Relația (9.2) poate fi scrisă și sub forma

$$D_i(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_{ijk}^T(\omega) E_j(\omega) \quad (9.3)$$

în care:

$$\varepsilon_{ijk}^T(\omega) \equiv \varepsilon_{ij}(\omega) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0)E_k(0). \quad (9.4)$$

Din relația (9.4) se poate trage concluzia că aplicarea unui câmp electric determină o variație a tensorului permitivitate electrică relativă a materialului

$$\Delta \varepsilon_{ij}(\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega + 0)E_k(0). \quad (9.5)$$

Ținând seama de relația dintre permitivitatea electrică și indicele de refracție, $\varepsilon_{ij} = (n^2)_{ij}$, se observă că variația permitivității de frecvență ω produce o variație a indicelui de refracție Δn_{ij} .

9.1.1. Elipsoidul indicilor de refracție

În absența câmpului electric aplicat, elipsoidul indicilor de refracție în sistemul axelor principale x, y, z unde *tensorul permitivitate* $[\varepsilon]$ este diagonal poate fi scris sub forma [9.1]:

$$ij \cdot B_{ij} = 1 \quad (9.6)$$

în care:

$$B_{ij} = \frac{1}{\varepsilon_{ij}} = \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij}. \quad (9.7)$$

este un tensor care caracterizează mediul neliniar.

Forma explicită a relației (9.7) este

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (9.8)$$

în care: n_x, n_y, n_z reprezintă indicii de refracție corespunzători undelor luminoase polarizate după axele x, y, z .

Variația vectorului inducție electrică determinată de prezența câmpului static produce o modificare, tensorului B_{ij} , iar ecuația (9.6) poate fi scrisă sub forma:

$$[B_{ij} + \Delta B_{ij}] \cdot ij = 1 \quad (9.9)$$

în care:

$$\Delta B_{ij} = B_{ij}(E) - B_{ij}(0) = \left[\frac{1}{\varepsilon(E)} \right]_{ij} - \left[\frac{1}{\varepsilon(0)} \right]_{ij}. \quad (9.10)$$

Ținând seama de (9.10) se poate defini *coeficientul electrooptic* r_{ijk} cu ajutorul relației:

$$\Delta B_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r_{ijk} E_k(0). \quad (9.11)$$

Presupunând că variația indicelui de refracție indusă este mică, din relația (9.5) se obține:

$$\Delta n_{ij} \approx \frac{\chi_{ijk}^{(2)} E_k(0)}{2n_{ij}} = -\frac{n_{ij}^3}{2} r_{ijk} E_k(0). \quad (9.12)$$

Coeficienții electrooptici r_{ijk} , care nu se anulează pentru $i \neq j \neq k$, caracterizează cantitatea ΔB_{ij} și au ca efect schimbarea axelor principale ale mediului în prezența câmpului aplicat. Întrucât frecvența câmpului optic nu se modifică prin aplicarea câmpului electric, primii doi indici ai coeficientului electrooptic r_{ijk} pot fi permutați și ca urmare a operației de contractare se poate scrie:

$$\Delta B_j = \Delta\left(1/n^2\right)_j = r_{jk} E_k(0) \quad (9.13)$$

cu $j=1, \dots, 6$ iar $k = x, y$ sau z .

Relația (9.13) poate fi scrisă dezvoltat sub forma:

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (9.14)$$

Tensorul electrooptic $[r]$ se conservă în toate operațiile de simetrie care nu modifică materialul neliniar, aceasta implicând faptul că anumite elemente ale lui r_{jk} se anulează [9.3]. De exemplu, toate elementele r_{jk} se anulează în materialele centrosimetrice, (anumite materiale organice care nu sunt polarizate de un câmp electric la momentul inițial), iar efectul Pockels nu se manifestă. În lucrarea [9.3] este prezentată forma tensorului electrooptic $[r]$ pentru diferite grupuri cristaline.

9.1.2. Interpretarea fizică a elipsoidului indicilor de refracție

Pentru a determina noile axe principale ale mediului în prezența câmpului electric aplicat ecuația (9.9) se rescrie sub forma:

$$\left[\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k(0) \right] x^2 + \left[\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k(0) \right] y^2 + \left[\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k(0) \right] z^2 + 2r_{4k} E_k(0) yz + 2r_{5k} E_k(0) xz + 2r_{6k} E_k(0) xy = 1. \quad (9.15)$$

În ecuația (9.15) primii trei termeni, $\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{1,2,3} = r_{(1,2,3)} E_k(0)$,

caracterizează distorsiunea elipsoidului indicilor de-a lungul vechilor axe principale x, y, z ale mediului care nu au fost supuse câmpului exterior $E_k(0)$, iar ultimii trei termeni determină rotația elipsoidului.

În sistemul de axe x, y, z se poate scrie o expresie liniară simetrică a cărei matrice electrooptică asociată este de forma:

$$M_{eo}(x, y, z) = \begin{pmatrix} \frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k(0) & r_{6k} E_k(0) & r_{5k} E_k(0) \\ r_{6k} E_k(0) & \frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k(0) & r_{4k} E_k(0) \\ r_{5k} E_k(0) & r_{4k} E_k(0) & \frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k(0) \end{pmatrix}. \quad (9.16)$$

Dacă $\vec{E}(0) = 0$ se regăsește matricea diagonală inițială. Pentru a determina noile axe principale trebuie diagonalizată matricea electrooptică M_{eo} , adică trebuie căutate valorile proprii $1/N_x, 1/N_y, 1/N_z$ și vectorii proprii asociați X, Y, Z ai matricei. Vectorii proprii X, Y, Z formează noile direcții principale ale mediului electrooptic în prezența câmpului perturbator $E_k(0)$.

Ecuția noului elipsoid al indicilor devine:

$$\frac{X^2}{N_x^2} + \frac{Y^2}{N_y^2} + \frac{Z^2}{N_z^2} = 1, \quad (9.17)$$

iar

$$M_{eo}(XYZ) = \begin{pmatrix} \frac{1}{N_x^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{N_y^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{N_z^2} \end{pmatrix}. \quad (9.18)$$

reprezintă noua matrice electrooptică asociată. Din analiza noii matrice asociate se observă că tensorul $[\varepsilon]$ este diagonal în sistemul noilor axe principale ale mediului supus câmpului aplicat.

9.1.3. Efectul electrooptic în straturi de materiale organice subțiri

Printre materialele cel mai des utilizate pentru fabricarea modulatorilor în ghidurile optice de undă se numără și materialele organice [9.8]-[9.10]. Aceste materiale se caracterizează prin câteva proprietăți remarcabile, ca de exemplu: elasticitate, coeficienți electrooptici mari, cost redus etc.

Prin aplicarea unui câmp electrostatic $\vec{E}_p(0)$ suficient de intens unui material organic este posibil ca în acesta să se manifeste fenomenul de birefrință. Astfel, prin introducerea unui strat subțire de material organic centrosimetric (care la momentul inițial nu prezintă efect electrooptic) într-un câmp electric exterior, (fig 9. 1) acesta se polarizează, stratul devenind activ.

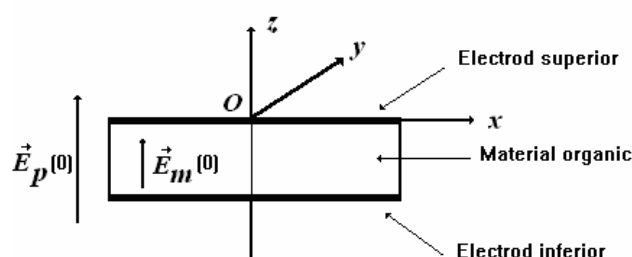


Fig. 9. 1. Efectul electrooptic într-un strat de material organic subțire.

Utilizarea straturilor de materiale organice subțiri la fabricarea modulatorilor este determinată de faptul că aceste materiale prezintă susceptibilități neliniare de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ cu valorile cele mai ridicate în domeniul vizibil și respectiv infraroșu al spectrului optic, care sunt de mare interes pentru telecomunicații. Această neliniaritate de ordinul doi fiind de natură electronică este posibilă realizarea unei modulații electrooptice foarte rapide, frecvența de modulație ν_m fiind foarte mare ($\nu_m \geq 40$ GHz). De asemenea, susceptibilitatea neliniară de ordinul doi fiind dependentă de temperatură, acest fapt conferă mai multă flexibilitate aplicațiilor practice.

Astfel, înainte de polarizarea materialului, care la început era izotrop, elipsoidul indicilor de refracție este o sferă de rază n_0 , de ecuație:

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} = 1. \quad (9.19)$$

După aplicarea câmpului electrostatic exterior $\vec{E}_p(0)$ după axa z (v. fig. 9. 1) mediul devine birefringent uniax caracterizat de indicele de refracție ordinar n_0 și respectiv extraordinar n_e iar ecuația (9.19) devine:

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1. \quad (9.20)$$

Unul din neajunsurile materialelor organice în acest moment este determinat de pierderile relativ ridicate ale acestora.

Fenomenul de modulație poate fi optimizat în optica integrată întrucât câmpul modal al unei unde optice ghidate este intens, iar lungimile de interacțiune sunt relativ ridicate.

Analiza fenomenului de modulație se poate face în trei etape succesive.

În urma polarizării materialului acesta aparține grupului cristalin 6 mm .

După aplicarea unui câmp modulator static, $\vec{E}_m(0)$, are loc distorsiunea, fără rotație, a elipsoidului indicilor de refracție. Ținând seama de expresia tensorului electrooptic în grupul cristalografic 6 mm [9.1] se poate calcula variația indicilor de refracție sub forma:

$$\begin{cases} n'_x - n_0 = n'_y - n_0 = -\frac{n_0^3}{2} r_{13} E_z(0) \\ n'_z - n_e = -\frac{n_e^3}{2} r_{33} E_z(0). \end{cases} \quad (9.21)$$

În cazul unei unde polarizate TM al cărei câmp este $\vec{E}(\omega) = [E_x(\omega), 0, E_z(\omega)]$ componenteii $E_x(\omega)$ a câmpului îi corespunde indicele de refracție n'_x , iar lui $E_z(\omega)$ indicele n'_z .

În polarizarea TE a unei $\vec{E}(\omega) = [0, E_y(\omega), 0]$ componenteii $E_y(\omega)$ a câmpului îi corespunde indicele n'_y .

9.2. Structuri moleculare organice caracterizate prin valori ridicate ale hiperpolarizabilității neliniare de ordinul întâi

Eficacitatea modulației electrooptice este determinată de susceptibilitatea neliniară de ordinul doi (relația (9.1)).

În majoritatea polimerilor organici monomerii sunt molecule formate din mai multe cicluri care prezintă proprietatea de mezomerie [9.1]. Componentele aromatice numite și carburi benzenice pot fi preparate de exemplu prin condensarea anumitor cetone în mediu acid sau mai general prin procesul de alcoolizare a componentelor benzenice după metoda reacției Friedel-Crafts.

Aceste molecule trebuie să fie conjugate, adică să prezinte o alternanță a legăturilor covalente σ sau π duble, plane și ciclice pentru a permite transferul optim de sarcină în vederea obținerii fenomenului de rezonanță. Fenomenul de rezonanță poate fi îmbunătățit prin introducerea unui grup donor pozitiv (OH, NHR, NH_2 , CH_3 , ...) și unul negativ (NO, NO_2 , CC, ...) la capetele opuse ale lanțului molecular, prin aceasta stabilindu-se o direcție a momentului de dipol indus. Deci, este posibil ca valoarea momentului de dipol indus să fie determinată de procesul de sinteză a moleculelor. După procesul de polarizare a moleculelor momentul de dipol determină caracterul electroactiv al materialului organic.

În figura 9. 2 sunt prezentate câteva structuri moleculare organice care se caracterizează prin hiperpolarizabilități de ordinul întâi (β) cu valori ridicate.

Moleculele de tipul a) se caracterizează printr-o hiperpolarizabilitate de ordinul întâi $\beta = 5,7 \times 10^{-20}$ esu, cele de tipul b) au $\beta = 20,1 \times 10^{-20}$ esu, cele de tipul c) au $\beta = 50,7 \times 10^{-20}$ esu, iar cele de tipul d) au $\beta = 112,2 \times 10^{-20}$ esu [9.1]. Se observă că hiperpolarizabilitatea de ordinul întâi crește odată cu mărirea lungimii lanțului moleculelor; de asemenea, crește și energia de rezonanță. Printr-un control adecvat al efectelor inductive date de grupurile de substituenți asupra sarcinilor electronice delocalizate este posibil să se obțină molecule caracterizate prin valori ridicate ale hiperpolarizabilității.

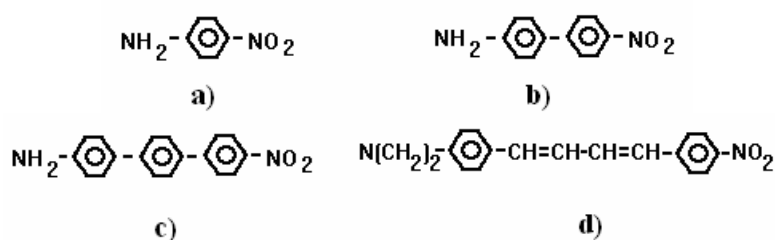


Fig. 9. 2. Exemple de structuri moleculare organice care prezintă valori ridicate ale hiperpolarizabilității neliniare de ordinul întâi.

9.2.1. Originea microscopică a hiperpolarizabilității neliniare de ordinul întâi a moleculelor organice

Pentru a explica originea microscopică a hiperpolarizabilității moleculelor organice se consideră molecule care au structuri apropiate celei de tipul PMMA-DN1, prezentată în figura 9. 3 și care sunt foarte des întrebuințate la fabricarea straturilor (filmelor) subțiri.

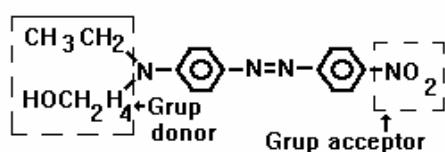


Fig. 9. 3. Molecula de tip PMMA-DN1.

Aceste molecule pot fi caracterizate prin momentul de dipol indus de câmpul electromagnetic local e :

$$d_I = \alpha_{IJK} e_J + \beta_{IJK} e_J e_K \quad (9.22)$$

unde $[\alpha]$ este tensorul corespunzător polarizabilității moleculei (efect liniar), $[\beta]$ reprezintă tensorul corespunzător hiperpolarizabilității de ordinul întâi a moleculei (efect neliniar), iar $I, J, K \rightarrow X, Y, Z$ sunt axele moleculare.

Cei doi dopanți, acceptor A și respectiv donor D (fig. 9. 3) sunt captați de *electronii* π delocalizați de-a lungul întregului lanț A- π -D a acestei molecule. Din

această cauză aceste molecule prezintă o hiperpolarizabilitate de ordinul întâi β care caracterizează transferul de sarcină sub acțiunea câmpului aplicat. Valoarea lui β este determinată de diferența de electronegativitate dintre A și D precum și de electronii π . Aceste două efecte de natură pur electronică se manifestă simultan și determină comportamentul neliniar al moleculei.

Sub acțiunea simultană a unei radiații și a unui câmp electrostatic aplicate din exterior asupra moleculei momentul de dipol d oscilează cu frecvența optică ω conform relației:

$$d_I(\omega = \omega + 0) = [\alpha_{IJ}(\omega) + \beta_{IJK}(\omega = \omega + 0) \cdot e_K(0)] \cdot e_J(\omega). \quad (9.23)$$

Comparând expresia momentului de dipol indus $d_I(\omega = \omega + 0)$ dat de relația (9.23) cu cea corespunzătoare polarizației neliniare induse $P_i^{nl}(\omega = \omega + 0)$ (relația (9.1)) se poate exprima tensorul susceptibilității neliniare $\left[\chi_{ijk}^{(2)}\right]$ în sistemul noilor axe i, j, k în funcție de hiperpolarizabilitatea de ordinul întâi $[\beta]$ sub forma:

$$\chi_{ijk}^{(2)} = N f_\omega^2 f_0 \bar{B}_{ijk} \quad (9.24)$$

în care:

$$\bar{B}_{ijk} = B_{IJK} \cdot \overline{\cos(i, I) \cos(j, J) \cos(k, K)}, \quad (9.25)$$

$$f_\omega = \frac{\varepsilon(\omega) + 2}{3} \quad (9.26)$$

iar

$$f_0 = \frac{\varepsilon_s + 2}{3}. \quad (9.27)$$

În relațiile (9.24)-(9.27) f_ω și f_0 sunt *factorii de câmp local* care intervin în relațiile Lorentz-Lorenz, N este densitatea de dipoli, iar $\overline{\cos(i, I) \cos(j, J) \cos(k, K)}$ reprezintă media cosinusurilor directoare.

În cazul unui polimer depus pe un substrat de sticlă polarizarea acestuia se face prin aplicarea unui câmp electric intens perpendicular pe film, de-a lungul axei z (fig. 9. 4).

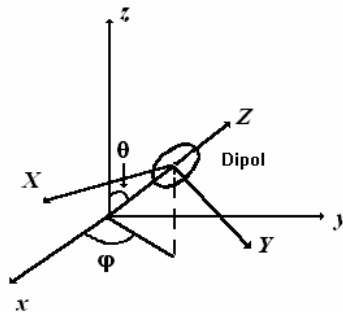


Fig. 9. 4. Orientarea dipolului molecular față de noile axe (de studiu).

În figura 9. 4 (X, Y, Z) reprezintă axele moleculei, noile axe fiind (x, y, z) . Media $\overline{\cos(i, I)\cos(j, J)\cos(k, K)}$ se calculează pe distribuția orientărilor moleculelor active $G(\theta, \varphi, \psi)$, ψ fiind unghiul de rotație a moleculei în jurul axei dipolare, φ este unghiul azimutal, iar θ este unghiul dintre axa z , după care este aplicat câmpul electric și respectiv axa Z a dipolului electric.

În cazul general, distribuția G este în funcție de cele trei unghiuri Euler θ, φ, ψ și poate fi dezvoltată în serie de funcții ortogonale (Wigner [9.4]). Întrucât majoritatea materialelor organice sunt uniace cu axa de simetrie orientată perpendicular pe suprafața filmului [9.5], în acest caz unghiurile φ și ψ sunt distribuite cu aceeași probabilitate în intervalul $(0, 2\pi)$, iar funcția de distribuție a orientării $G(\theta, \varphi, \psi)$ poate fi dezvoltată în serie având ca bază polinoamele ortogonale ale lui Legendre, $P_n(\cos\theta)$ sub forma:

$$G(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} A_n P_n(\cos\theta) \quad (9.28)$$

în care:

$$A_n = \int_0^{\pi} G(\theta) P_n(\cos\theta) \sin\theta d\theta \quad (9.29)$$

definește *parametrii de ordine macroscopică*.

Considerând un ansamblu de dipoli unidimensionali rigizi, numai componenta β_{ZZZ} a tensorului $[\beta]$ nu se anulează. Se poate arăta în acest caz că singurele componente nenule ale tensorului susceptibilitate de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ sunt [9.5]:

$$\begin{aligned} \chi_{ZZZ}^{(2)} &= N\beta f_{\omega}^2 f_0 \left[\frac{3}{5} \bar{P}_1 + \frac{2}{5} \bar{P}_3 \right] \\ \chi_{XXZ}^{(2)} = \chi_{YZY}^{(2)} = \chi_{ZXX}^{(2)} = \chi_{ZYY}^{(2)} = \chi_{XZX}^{(2)} = \chi_{YYZ}^{(2)} &= N\beta f_{\omega}^2 f_0 \left[\frac{1}{5} \bar{P}_1 - \frac{1}{5} \bar{P}_3 \right]. \end{aligned} \quad (9.30)$$

9.2.2. Evoluția statistică a dipolilor moleculari

În absența câmpului aplicat moleculele active se orientează în mod aleatoriu, deci unghiul θ este distribuit cu aceeași probabilitate în intervalul $[0, 2\pi]$. Acest fapt determină anularea tuturor componentelor tensorului $[\beta]$, deci și tensorul susceptibilității neliniare de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ este identic nul. În acest caz, filmul (stratul subțire) organic este centrosimetric.

La o temperatură T mai mare decât temperatura corespunzătoare tranziției polimerului în stare sticloasă T_g , lanțurile moleculare capătă o energie de agitație termică kT suficient de mare pentru a se putea deplasa. Aplicarea unui câmp electric intens determină orientarea dipolilor moleculari. Pentru a îngheța

orientarea obținută sub acțiunea conjugată a câmpului \vec{E}_p și a agitației termice cu energia kT se coboară temperatura până la o valoare mai mică decât cea corespunzătoare tranziției T_g , menținând câmpul electric aplicat.

Pentru a calcula orientarea reziduală caracterizată de parametri de ordine microscopici \bar{P}_1 și \bar{P}_3 , adică fracțiunea de dipoli orientați în urma înlăturării câmpului exterior, se consideră că filmul polimeric este format dintr-un număr foarte mare de dipoli care se supun legilor gazului perfect, neglijând energia de interacțiune dipolară. În câmp electric exterior energia potențială a dipolului se scrie:

$$w(\theta) = -d E_p \cos \theta \quad (9.31)$$

în care: \vec{d} reprezintă momentul de dipol permanent, iar θ este unghiul dintre momentul de dipol și câmpul exterior \vec{E}_p .

Parametrii de ordine microscopici \bar{P}_1 și \bar{P}_3 caracterizează media asupra componentelor microscopice individuale care sunt tocmai momentele de dipol [9.1]. Există o competiție între starea de ordine caracterizată de energia $w(\theta) = -d E_p \cos \theta$ și respectiv cea de dezordine cu energia kT . Frațiunea de dipoli orientați este proporțională cu $\exp(-w/kT)$ și poate fi scrisă sub forma:

$$\bar{P}_n = \frac{\int_{-1}^1 P_n(\cos \theta) e^{-\frac{w(\theta)}{kT}} d(\cos \theta)}{\int_{-1}^1 e^{-\frac{w(\theta)}{kT}} d(\cos \theta)} \quad (9.32)$$

unde

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} \left[(x^2 - 1)^n \right] \quad (9.33)$$

sunt polinoamele lui Legendre.

Deci parametri de ordine microscopici devin:

$$P_1(x) = x \quad (9.34)$$

$$P_3(x) = \frac{1}{2} (5x^3 - 3x). \quad (9.35)$$

Ținând seama de relațiile (9.32)-(9.35) se pot calcula următoarele valori medii:

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int_0^\pi \cos \theta e^{-\frac{w(\theta)}{kT}} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{-\frac{w(\theta)}{kT}} \sin \theta d\theta} = \bar{P}_1 \quad (9.36)$$

$$\overline{\cos^3 \theta} = \frac{\int_0^\pi \cos^3 \theta e^{-\frac{w(\theta)}{kT}} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{-\frac{w(\theta)}{kT}} \sin \theta d\theta} = \frac{3}{5} \overline{P_1} + \frac{2}{5} \overline{P_3}. \quad (9.37)$$

Elementele tensorului susceptibilitate neliniară de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ pot fi calculate cu ajutorul relațiilor (9.30) și (9.32)-(9.37). Introducând notația $u = w(\theta)/kT$, rezultă:

$$\overline{P_1} = \overline{\cos \theta} = \text{cth } u - \frac{1}{u} = L(u) \quad (9.38)$$

și

$$\overline{P_3} = \frac{1}{2} \left(\overline{5 \cos^3 \theta} - 3 \overline{\cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{6}{u^2} \right) \text{cth } u - \frac{3}{u} - \frac{6}{u^3} \right] - \frac{3}{2} \left(\text{cth } u - \frac{1}{u} \right) \quad (9.39)$$

de unde se obține:

$$\begin{cases} \frac{3}{5} \overline{P_1} + \frac{2}{5} \overline{P_3} = \overline{\cos^3 \theta} = \chi_{zzz}^2 / N f_\omega^2 f_0 \beta \\ \frac{3}{5} \overline{P_1} + \frac{2}{5} \overline{P_3} = \overline{\cos^3 \theta} = \chi_{zzz}^2 / N f_\omega^2 f_0 \beta \\ \frac{1}{5} (\overline{P_1} - \overline{P_3}) = \frac{1}{2} \overline{\cos \theta \sin^2 \theta} = \chi_{xxz}^2 / N f_\omega^2 f_0 \beta. \end{cases} \quad (9.40)$$

În relația (9.38) $L(u)$ reprezintă funcția Langevin. În cazul în care $u \ll 1$, adică $dE \ll kT$ se obțin relațiile [9.5], [9.7]:

$$\overline{\cos \theta} \sim \frac{u}{3}, \quad \overline{\cos^3 \theta} \sim \frac{u}{5}, \quad \frac{1}{2} \overline{\cos \theta \sin^2 \theta} \sim u/15 \quad (9.41)$$

și în final expresiile corespunzătoare elementelor tensorului susceptibilitate de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ sub forma:

$$\chi_{zzz}^{(2)} = N f_\omega^2 f_0 \beta \cdot \frac{dE}{5kT} \quad (9.42)$$

$$\chi_{xxz}^{(2)} = N f_\omega^2 f_0 \beta \cdot \frac{dE}{15kT} \quad (9.43)$$

Expresiile (9.42), (9.43) corespunzătoare elementelor tensorului susceptibilitate de ordinul doi obținute anterior nu au fost deduse tocmai riguros pentru că în realitate orientarea dipolilor moleculari sub acțiunea câmpului aplicat \vec{E}_p , căruia i se opune agitația termică (kT) este însoțită de apariția unui câmp de reacție a cărui valoare medie nu se anulează. De aceea, în expresiile valorilor medii

trebuie introdus un factor de corecție care să țină seama de efectul câmpului local [9.5]. Astfel valoarea medie (9.36) se poate scrie sub forma:

$$\overline{\cos \theta} = \text{cth } fu - \frac{1}{fu} \quad (9.44)$$

în care:

$$f = \frac{\varepsilon_s (n^2 + 2)}{n^2 + 2\varepsilon_s}, \quad (9.45)$$

n reprezentând indicele de refracție, iar ε_s permitivitatea electrică relativă a mediului (substratului).

Ținând seama de relațiile (9.42), (9.43) se poate concluziona că polarizarea materialului după axa z determină apariția tensorului susceptibilitate de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ ale cărui componente nenule sunt:

$$\chi_{ZZZ}^{(2)} = 1, \quad \chi_{XXZ}^{(2)} = \chi_{XZX}^{(2)} = \chi_{ZXX}^{(2)} = \chi_{YYZ}^{(2)} = \chi_{YZY}^{(2)} = \chi_{ZYY}^{(2)} = 1/3. \quad (9.46)$$

De asemenea, se pot calcula și componentele tensorului electrooptic al materialului polarizat sub forma:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (9.47)$$

în care:

$$r_{13} = r_{23} = \frac{r_{33}}{3}, \quad r_{51} = r_{42} = \frac{r_{33}}{3}. \quad (9.48)$$

Materialul astfel polarizat după axa z aparține grupului cristalografic $6mm$ care se caracterizează prin proprietăți electrooptice. Prin aplicarea unui câmp electric modulator E_m după axa z , în filmul polarizat apare o variație a tensorului permitivitate electrică $[\varepsilon]$ dată de relația:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 + \Delta\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 + \Delta\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 + \Delta\varepsilon \end{bmatrix} \quad (9.49)$$

în care:

$$\Delta\varepsilon = n^4 r_{13} E_a. \quad (9.50)$$

9.3. Eficacitatea modulatorilor electrooptice integrate

În general, eficacitatea unui modulator optic este determinată de următorii parametri [9.10]:

- coeficientul de extincție sau adâncimea modulației, m definit ca raportul dintre intensitatea semnalului transmis și zgomot;
- puterea specifică de comandă, $P/\Delta\nu$, care reprezintă consumul de energie al dispozitivului;
- banda de trecere, $\nu_{\max} - \nu_{\min} = \Delta\nu$, care caracterizează rapiditatea modulatorului;
- pierderile prin inserție, care joacă un rol determinant în cazul sistemelor ce folosesc surse de putere mică, ca de exemplu diodele laser.

Dintre acești parametrii, cel mai important este puterea specifică de comandă.

9.3.1. Caracteristicile modulatorilor electrooptice

Un modulator electrooptic macroscopic (de volum) este format dintr-un cristal electrooptic ale cărui fețe sunt metalizate și permit aplicarea unui câmp electric cristalului (fig. 9. 5).

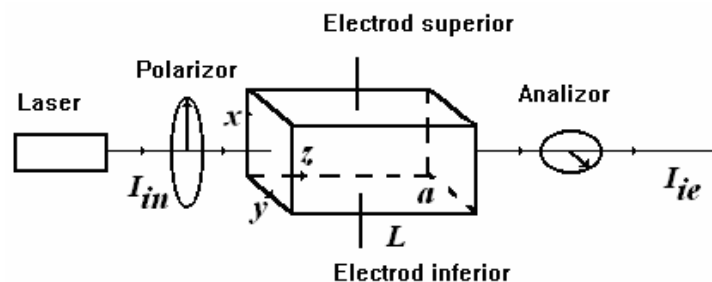


Fig. 9. 5. Schema unui modulator electrooptic macroscopic.

Direcția de polarizare dorită poate fi selectată cu ajutorul unui *polarizor* plasat înaintea modulatorului. *Analizorul* plasat la ieșire transformă modulația de fază în modulație de intensitate.

În cazul unui cristal caracterizat de un coeficient electrooptic r după axa x variația indicelui de refracție determinată de un câmp electric aplicat din exterior E este:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r E. \quad (9.51)$$

Variația indicelui de refracție determină o variație a fazei unde care traversează mediul dată de relația:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n = \frac{\pi L}{\lambda} n_0^3 r E. \quad (9.52)$$

Considerând că polarizorul și analizorul se află în stare încrucișată, adâncimea modulației se poate calcula din formula:

$$m = \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right). \quad (9.53)$$

De obicei, lumina incidentă provenită de la un laser este sub forma unui fascicul gaussian (v. Anexa 3). Pentru a reduce tensiunea aplicată cristalului se focalizează acest fascicul astfel încât spotul minim să fie situat în centrul cristalului în $z = z_0 = L/2$ (fig. 9. 5). Pentru a evita apariția fenomenului de difracție trebuie ca aria feței de intrare a cristalului a^2 să fie mai mare decât secțiunea fasciculului πw_0^2 în centrul cristalului. Astfel, condiția pentru dispariția fenomenului de difracție se scrie sub forma:

$$\frac{a}{2} > w_0. \quad (9.54)$$

În practică se alege un factor de securitate, s ($s > 3$), iar condiția (9.54) devine:

$$\frac{a}{2} = sw_0. \quad (9.55)$$

Considerând că generatorul furnizează modulatorului energia, W și neglijând pierderile prin efect electrocaloric se poate scrie că:

$$W = \int_{\text{volum}} \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} dx dy dz. \quad (9.56)$$

Puterea specifică se poate exprima în funcție de câmpul aplicat, de dimensiunile dispozitivului și de permitivitatea electrică a materialului sub forma [9.1]:

$$(P/\Delta v) = \frac{\epsilon a^2 \lambda^2 \Delta \Phi^2}{2\pi^2 L r^2 n_0^6} \quad (9.57)$$

Puterea specifică necesară pentru a obține o schimbare a fazei cu $\Delta \Phi = \pi$ este:

$$(P/\Delta v)_\pi = \frac{\epsilon a^2 \lambda^2}{2L r^2 n_0^6}. \quad (9.58)$$

Introducând factorul s relația (9.57) devine:

$$(P/\Delta v)_\pi = \frac{2s^2 \epsilon \lambda^3}{\pi n_0^7 r^2}, \quad (9.59)$$

iar în cazul unei schimbări de fază cu $\Delta \Phi = \pi$

$$(P/\Delta v)_\pi = \frac{s\epsilon \lambda^2}{n_0^6 r^2} a \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0 L}}. \quad (9.60)$$

Din relația (9.59) se observă că puterea care trebuie aplicată modulatorului electrooptic de volum nu depinde de geometria acestuia. Pentru fiecare material în parte există o valoare minimă bine determinată a puterii specifice consumate. Astfel, pentru $\lambda=0,63 \mu\text{m}$ și $s=5$ se obține în cazul LiNbO_3 ($r=r_{33}=30 \text{ pm/V}$, $\epsilon_r=28$, $n_0=2,2$) o valoare $(P/\Delta v)_\pi$ mW/MHz iar în cazul ZnO ($r=r_{33}=2,6 \text{ pm/V}$, $\epsilon_r=8,2$, $n_0=2,015$) o valoare $(P/\Delta v)_\pi=816 \text{ mW/MHz}$.

9.3.2. Modulatoare electrooptice integrate

Puterea specifică consumată de modulatoarele electrooptice poate fi micșorată prin utilizarea ghidurilor optice de undă pentru care pierderile prin difracție sunt mult diminuate. Prin analogie, formula puterii specifice corespunzătoare unui modulator electrooptic de volum (9.59) având secțiunea efectivă ab poate fi aplicată și unui ghid de undă plan cu lățimea a , a doua sa dimensiune fiind fictivă și se obține din condiția de dispariție a fenomenului de difracție. În cazul ghidului optic de undă plan (fig. 9. 6) formula puterii specifice devine:

$$(P/\Delta v)_\pi = \frac{\varepsilon\lambda^2}{n_0^6 r^2} a \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0 L}} \quad (9.61)$$

unde

$$a = a_0 + \Delta a_1 + \Delta a_2 \quad (9.62)$$

reprezintă lățimea efectivă a modului ghidat,

$$\Delta a_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{n_{ef}^2 - n_s^2}} \quad (9.63)$$

definește adâncimea de pătrundere a câmpului în substrat, iar

$$\Delta a_2 = \frac{\lambda}{\sqrt{n_{ef}^2 - 1}} \quad (9.64)$$

corespunde adâncimii de pătrundere a câmpului în aer.

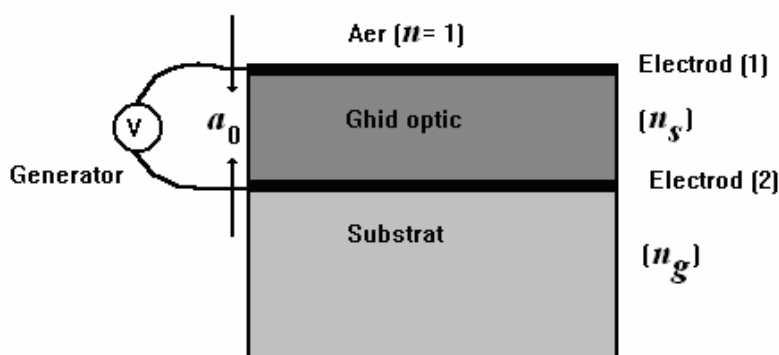


Fig. 9. 6. Modulator electrooptic integrat plan.

În cazul modulatorului electrooptic în ghiduri optice confinate lateral (fig. 9. 9) formula puterii specifice se scrie sub forma:

$$(P/\Delta v)_\pi = \frac{\varepsilon\lambda^2}{2n_0^6 r^2} \frac{ab}{L} \quad (9.65)$$

în care: a și b reprezintă lățimile efective ale ghidurilor după axele x și y .

9.3.3. Comparație între modulatorile electrooptice macroscopice și cele integrate

În optica integrată dimensiunile a și b ale ghidurilor fiind aproximativ egale cu lungimea de undă a radiației $\lambda \cong a \cong b$ se poate scrie că:

$$\frac{(P/\Delta v)_{\text{ghid plan}}}{(P/\Delta v)_{\text{volum}}} = q_1 = \frac{s\varepsilon\lambda^2}{r^2 n_0^6} \cdot \lambda \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0 L}} \cdot \frac{\pi n_0^7 r^2}{2s^2 \varepsilon \lambda^3} \sim \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \quad (9.66)$$

$$\frac{(P/\Delta v)_{\text{ghid confinat}}}{(P/\Delta v)_{\text{volum}}} = q_2 = \frac{\varepsilon\lambda^2}{r^2 n_0^6} \cdot \frac{\lambda^2}{L} \cdot \frac{\pi n_0^7 r^2}{2s^2 \varepsilon \lambda^3} \sim \frac{\lambda}{L}. \quad (9.67)$$

De exemplu, în cazul unui ghid care are lungimea $L=0,1$ cm și $\lambda=1$ μ m se obțin valorile $q_1 = \sqrt{10^{-3}}$ și $q_2 = 10^{-3}$, iar raportul $\frac{q_2}{q_1} = \sqrt{10^{-3}}$.

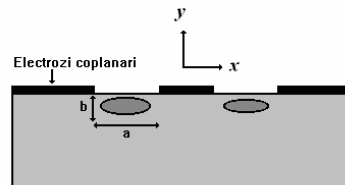


Fig. 9. 7. Secțiune transversală într-un modulator electrooptic în ghid optic confinat lateral.

Din exemplele prezentate mai înainte se poate trage concluzia că puterile specifice sunt în raportul de 100 până la 1000 în favoarea modulatorilor integrate, valoarea raportului depinzând de aplicațiile practice urmărite.

9.4. Modulația electrooptică a luminii prin excitarea rezonanță a modurilor ghidate

Pentru a obține fenomenul de modulație a luminii trebuie ca aceasta să fie cuplată în ghidul optic de undă, iar ghidul să fie supus unui câmp electric exterior $\vec{E}(0)$. Cuplarea luminii în ghid se poate face prin diferite metode, cum ar fi de exemplu: cu ajutorul fibrei optice, prisme și rețelei de difracție [9.10].

9.4.1. Metoda cuplării luminii în ghidurile optice de undă cu fibra optică

Această metodă de cuplaj este prezentată în figura 9. 8 și este foarte des întâlnită în practică din cauza simplității montajului experimental.

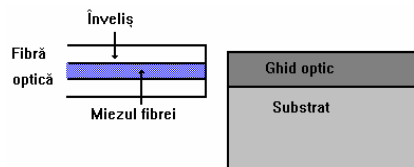


Fig. 9. 8. Cuplajul luminii în ghidul optic cu ajutorul unei fibre optice.

Fibra se fixează la unul dintre capetele ghidului optic (în care se dorește injectarea luminii) prin intermediul unui suport-fibră și amândouă tot cu ajutorul unor suporturi de bancul optic (masa holografică), iar deplasarea cu precizie a acestora se face după cele trei direcții cu ajutorul șuruburilor micrometrice.

9.4.2. Metoda cuplării luminii în ghidurile optice de undă cu prisma optică

Cuplajul longitudinal al luminii în ghidurile optice de undă se poate face și cu ajutorul prisme optice (fig. 9. 9).

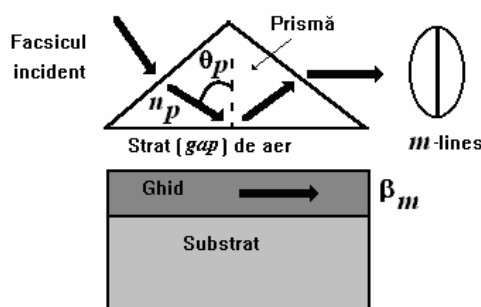


Fig. 9. 9. Principiul de cuplaj cu prismă.

Fasciculul luminos provenit de la un laser este focalizat pe baza prisme care are indicele de refracție n_p (mare) și este plasată deasupra ghidului optic. Unghiurile sub care cad razele incidente pe baza prisme, θ_p , sunt astfel alese încât lumina să sufere fenomenul de reflexie totală la interfața dintre baza prisme și ghidul optic. În urma efectului de tunelare optică prin stratul (gap) de aer dintre prismă și ghidul optic apar unde evanescențe în acesta și o parte din lumină este cuplată în ghid excitând anumite moduri ghidate. Întrucât componenta vectorului de undă paralel cu cele două suprafețe se conservă în cele două medii condiția de excitare a modului ghidat de ordinul m poate fi scrisă sub forma:

$$k_0 n_p \sin \theta_p = \beta_m. \quad (9.68)$$

În cazul în care condiția (9.68) este realizată, lumina este cuplată în ghid fiind foarte puțin reflectată sau deloc. Dacă fasciculul incident este convergent atunci în fasciculul de ieșire din prismă apare o linie neagră (*m-line*).

9.4.3. Metoda cuplării luminii în ghidurile optice de undă cu rețeaua de difracție

Pentru a se produce difracția luminii incidente pe un ghid optic de undă se gravează sau se depune pe suprafața acestuia o rețea de difracție.

Unul dintre ordinele de difracție produse de rețea satisface condiția de cuplaj

$$k_0 n_2 \sin \theta + n \cdot \frac{2\pi}{\Lambda} = \beta_m \quad (9.69)$$

unde $2\pi/\Lambda$ este vectorul de undă asociat rețelei având constanta Λ (fig. 9. 10).

Atunci când este îndeplinită condiția (9.69) se excită modul ghidat de ordinul m , iar în fasciculul reflectat apare o linie neagră.

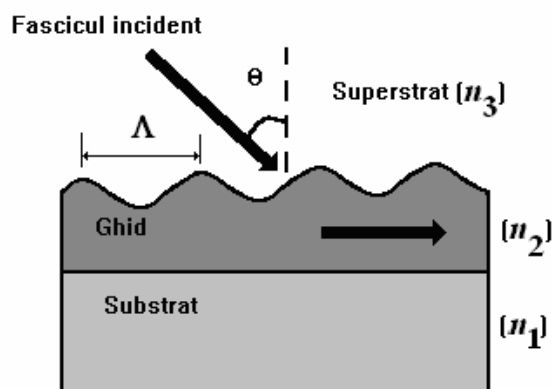


Fig. 9. 10. Principiul cuplajului cu ajutorul unei rețele de difracție.

9.4.4. Modulația în amplitudine a undelor optice ghidate

În urma excitării modurilor ghidate prin metodele cuplajului cu prismă sau cu rețea prezentate anterior fasciculul luminos pătrunde în interiorul ghidului optic de undă.

În cazul utilizării cuplajului cu rețeaua de difracție cu ajutorul a doi electrozi (cel superior trebuind să fie transparent sau dacă este confecționat din metal să fie foarte fin) se aplică o tensiune la bornele ghidului (fig. 9. 11).

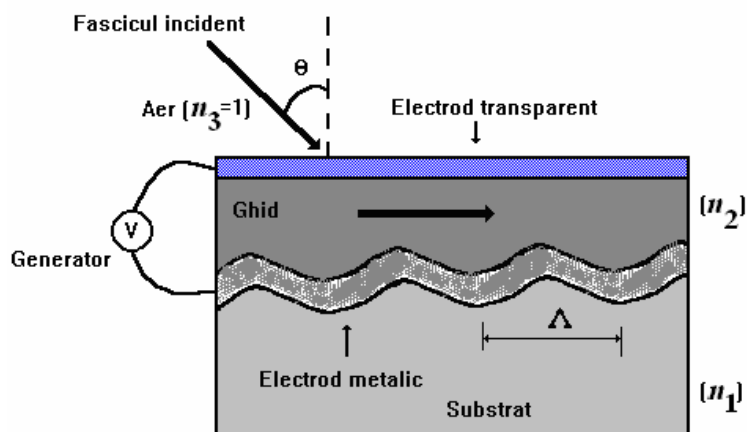


Fig. 9. 11. Schema unui modulator electrooptic care utilizează cuplajul cu rețeaua de difracție.

Câmpul electric rezultat determină variația indicelui de refracție al materialului electrooptic prin efect Pockels, deci în final variația indicelui efectiv

corespunzător modului ghidat. Acest fapt determină deplasarea curbei de rezonanță unghiulară $R(\theta)$. Dacă se variază unghiul de rezonanță θ_{rez} între $\theta_{rez} + \Delta\theta$ și $\theta_{rez} - \Delta\theta$ prin aplicarea unei tensiuni exterioare sinusoidale se poate obține o modulație în amplitudine a undei reflectate, dar și a celei ghidate.

Principiul de funcționare a modulatoarelor de amplitudine în care se folosește prisma optică pentru cuplajul luminii în ghid este același cu cel în care se utilizează rețeaua de difracție. Inconvenientul principal al acestor tipuri de modulatoare este legat de dispunerea electrozilor ce constituie un condensator cu capacitate mare care nu permite modulația la frecvențe ridicate.

Pentru a depăși acest inconvenient se pot utiliza electrozii coplanari.

9.4.5. Modulația de fază și de frecvență a undelor optice ghidate

În general, în optica integrată se utilizează pentru modulație electrozi coplanari din cauza capacității mici și respectiv consumului de energie redus al acestora.

Modulația de fază și cea de *frecvență* nu se deosebesc practic între ele decât prin operațiile de derivare și respectiv de integrare a semnalului modulat.

Un dispozitiv destul de des utilizat în optica integrată este cuplorul distribuit (fig. 9. 12) care permite trecerea luminii de la un ghid la altul. Ghidurile fabricate dintr-un material electrooptic sunt paralele și foarte apropiate. De asemenea, sunt acoperite cu doi electrozi metalici E_1 și E_2 , aceasta constituind regiunea de cuplaj. Lumina trece de la un ghid (AA') la altul (BB') printr-un efect de tunelare optică care are loc în regiunea de cuplaj.

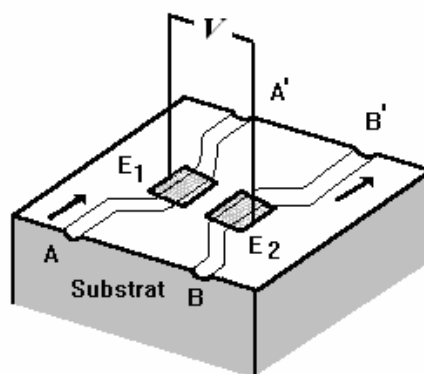


Fig. 9. 12. Modulator (cuplor) electrooptic distribuit acordabil.

Dacă se aplică o tensiune V între cei doi electrozi indicii de refracție efectivi ai ghidurilor se modifică cu cantități de semn opus determinând perturbarea cuplajului dintre ghiduri. Eficacitatea modulației poate fi controlată prin intermediul tensiunii aplicate. Acest tip de modulatoare poartă denumirea de cuploare distribuite acordabile și pot juca și rolul de comutatoare optice (v. cap. 6).

Modulația luminii poate fi făcută și cu ajutorul interferometrului Mach-Zehnder (fig. 9. 13). Lumina este injectată în ghidul optic de undă în A. Apoi este divizată de o joncțiune Y, iar în continuare se propagă prin două ghiduri paralele separate. Cele două brațe se reunesc în B, la ieșirea din ghid tot printr-o joncțiune Y. Porțiunea în care cele două ghiduri fabricate dintr-un material electrooptic sunt paralele este acoperită cu doi electrozi E_1 și respectiv E_2 . În absența câmpului electric cele două unde care ajung la ieșire în punctul B sunt în fază, iar lumina care iese din interferometru are intensitate maximă. Dacă se aplică o diferență de potențial V între cei doi electrozi indicii de refracție efectivi corespunzători celor două brațe ale interferometrului se modifică determinând apariția unei diferențe de fază $\Delta\Phi$. Dacă diferența de fază este $\Delta\Phi = \pi$ la ieșirea din interferometru nu există lumină transmisă. Pentru valori ale diferenței de fază $\Delta\Phi$ cuprinse între 0 și π intensitatea luminii transmise variază între 0 și valoarea maximă.

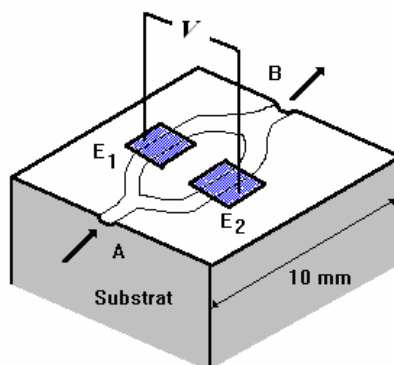


Fig. 9. 13. Modulația luminii cu interferometrul Mach-Zehnder.

Fiecare braț al interferometrului este de fapt un modulator de fază. Cele două joncțiuni Y de la intrare și de la ieșire care produc divizarea și respectiv recombinația undelor ghidate transformă modulația de fază în modulație de intensitate [9.10], [9.11].

Dacă între cei doi electrozi se aplică o diferență de potențial provenind de la o sursă de informații fasciculul de lumină care iese în B este modulat și transportă informații.

9. 5. Analiza teoretică a funcționării modulatorilor

Cunoașterea distribuției câmpurilor electrice și optice care interacționează în filmul polimeric electroactiv permite determinarea eficacității și a transmisiei totale a modulatorului [9.10], [9.11].

De asemenea, se mai poate determina variația constantei de propagare $\Delta\beta$ corespunzătoare modurilor ghidate în structura compozită în funcție de tensiunea de modulație V aplicată electrozilor precum și tensiunea de comutare a dispozitivului V_π în funcție de diferiți parametri care definesc structura, cum ar fi:

- coeficientul electrooptic mediu al filmului polimeric polarizat, r ,

- tensiunea de polarizare, V_p ,
- diferența de indice dintre film și ghid, Δn ,
- distanța dintre cei doi electrozi, $2d$,
- grosimea filmului,
- lungimea de undă.

9.5.1. Modelarea teoretică a ghidului plan compozit neliniar

Ținând seama de modelul teoretic al ghidului plan neliniar (fig. 9. 14) este posibilă explicarea funcționării modulatorului electrooptic în funcție de tensiunea aplicată acestuia.

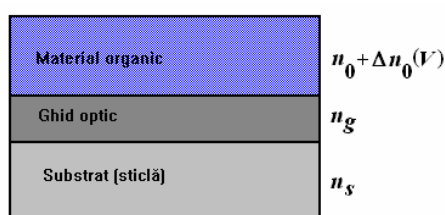


Fig. 9. 14. Ghidul plan neliniar.

Pentru a determina influența variației indicelui de refracție al mediului organic Δn_0 prin efect electrooptic asupra ghidului se consideră o structură formată din trei straturi având indicii de refracție $n_0/n_g/n_s$ (v. fig. 9. 14). În cazul când ghidul (n_g) a fost obținut prin schimb ionic, acesta prezintă un gradient de indice. Discretizând acest gradient în mai multe straturi având indicii de refracție diferiți se poate obține distribuția câmpului și a indicelui de refracție efectiv al acestei structuri în funcție de variația indicelui mediului organic Δn_0 pentru mai multe valori ale diferenței de indice $\Delta n = n_g - n_0$ prin metode numerice [9.1].

În figura 9. 15 este prezentată distribuția câmpului unui mod ghidat în cazul structurii considerate anterior pentru diferite valori ale diferenței de indice $\Delta n = n_g - n_0$. Se observă ca adâncimea de pătrundere a câmpului în mediul organic este cu atât mai mare cu cât diferența de indice este mai mică, valorile tipice fiind mai mici de 10^{-3} . Rezultatele numerice prezentate anterior sunt confirmate și de dependența indicelui de refracție efectiv al structurii în funcție de variația indicelui Δn_0 corespunzător polimerului organic (fig. 9. 16). În acest caz, diferența de indice dintre sticlă (care este caracterizată de un indice de refracție cu valoare mare) și ghid este 10^{-3} , iar diferența de indice dintre ghid și materialul organic este $2 \cdot 10^{-3}$.

Din figura 9. 16 se observă că structura considerată se comportă ca un atenuator al efectului Pockels întrucât există un raport de 10 între variația indicelui materialului organic și variația indicelui efectiv. Acest raport devine și mai mic cu cât diferența de indice $\Delta n = n_g - n_0$ este mai mică.

9.5.2. Determinarea câmpului electric creat de electrozii coplanari

Pentru a evalua câmpul electric creat de doi electrozi coplanari se consideră că aceștia sunt (semi-) infinit de lungi și foarte subțiri, grosimea de $0,2 \mu\text{m}$ a acestora fiind mult mai mică decât celelalte dimensiuni ale structurii, cum ar fi distanța dintre electrozi sau lățimea ghidului.

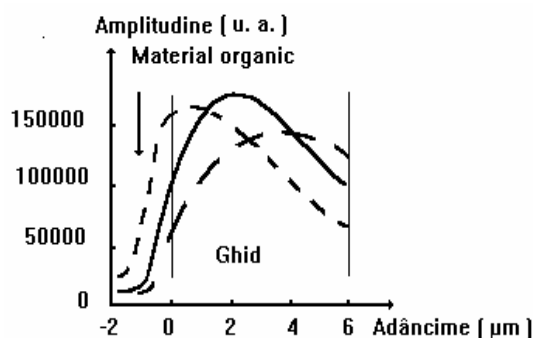


Fig. 9.15. Influența diferenței de indici $\Delta n = n_g - n_0$ asupra adâncimii de pătrundere a câmpului modal în stratul organic; curba (---) corespunde unei valori $\Delta n = 0,005$, curba (—) corespunde unei valori $\Delta n = 0,107$, iar curba (-.-) corespunde unei valori $\Delta n = 0,165$.

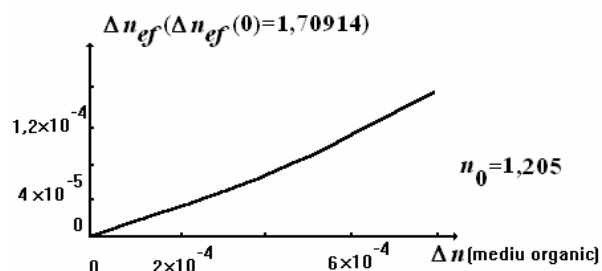


Fig. 9.16. Influența diferenței indicilor $\Delta n = n_g - n_0$ asupra indicelui efectiv în cazul când indicele materialului organic variază prin efect Pockels.

Ținând seama de aceste aproximații câmpul electric poate fi calculat cu ajutorul unei transformate Schwartz-Kristoffel [9.5]. Transformarea Schwartz-Kristoffel este o transformare biunivocă care are loc între două plane, și anume semiplanul complex superior și respectiv un poligon, în cazul de față un dreptunghi. Această transformare care are loc cu conservarea unghiurilor (transformarea conformă) permite înlocuirea unui sistem electric cu un alt sistem electric pentru care problema electrostatică poate fi rezolvată analitic (fig. 9.17).

Într-adevăr, dispozitivul astfel transformat corespunde unui condensator plan. Transformarea Schwartz-Kristoffel este definită de relațiile:

$$\tau_{SK} : C \rightarrow C \quad (9.70)$$

$$z = x + iy \rightarrow w = u + iv = f(z) \tag{9.71}$$

cu

$$w = f(z) = A \int_0^z (q - Z_n)^{\alpha_n - 1} dq + B \tag{9.72}$$

în care: n definește numărul vârfurilor poligonului, α_n este unghiul interior format de două laturi adiacente având vârful de afix Z_n .

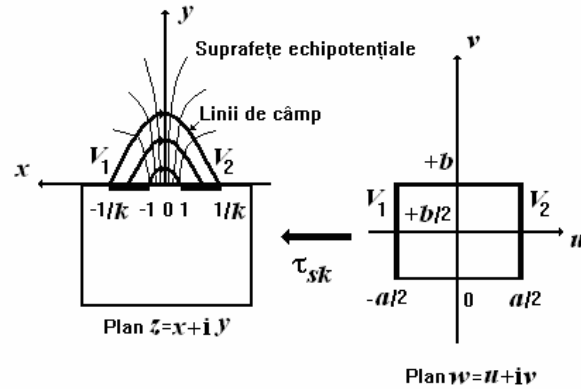


Fig. 9. 17. Transformarea Schwartz-Kristoffel.

Ținând seama de simetria structurii prezentate anterior, $B = 0$ pentru că $f(0) = 0$, și de faptul că variabila w este transformată de z se obține [9.5]:

$$n = 4; \alpha_n = \frac{\pi}{2} \tag{9.73}$$

$$Z_1 = (1, 0); \quad Z_2 = \left(\frac{1}{k}, 0\right); \quad Z_3 = \left(-\frac{1}{k}, 0\right); \quad Z_4 = (-1, 0), \tag{9.74}$$

iar

$$w = \frac{A}{2} \frac{F(k, z)}{F(k, 1)} \tag{9.75}$$

unde

$$F(k, z) = \int_0^z \frac{dq}{\sqrt{(1-q^2)(1-k^2q^2)}}. \tag{9.76}$$

Considerând $k = \frac{d}{d+l}$, unde l este lățimea electrodului, $F(k, z)$ este o integrală eliptică de ordinul întâi.

Pentru a calcula pe A se ține seama că $\frac{a}{2}$ este imaginea numărului Z_1 prin transformarea considerată. Se obține $A = a$, ceea ce reprezintă distanța fictivă

dintre electrozii condensatorului în planul complex w . În planul w potențialul electric corespunde unui condensator plan și este dat de relația:

$$v(w) = \frac{2V}{a} \operatorname{Re}(w) \quad (9.77)$$

în care::

$$V = V_2 - V_1. \quad (9.78)$$

Ținând seama de relația (9.75) potențialul în planul z se poate calcula cu ajutorul relației:

$$V(x, y) = \frac{V}{F(k, 1)} \operatorname{Re} \left[\int_0^z \frac{dq}{\sqrt{(1-q^2)(1-k^2q^2)}} \right], \quad (9.79)$$

iar componentele câmpului electric calculate cu ajutorul derivatelor potențialului devin:

$$E_x = \frac{-\partial V(x, y)}{\partial x} = \frac{-V}{F(k, 1)} \operatorname{Re} \left[\frac{z}{\sqrt{(1-z^2)(1-k^2z^2)}} \right] \quad (9.80)$$

$$E_y = \frac{-\partial V(x, y)}{\partial y} = -i \frac{-\partial V(z)}{\partial z} = \frac{-V}{F(k, 1)} \operatorname{Re} \left[\frac{i}{\sqrt{(1-z^2)(1-k^2z^2)}} \right]. \quad (9.81)$$

În cazul electrozilor coplanari (semi-) infiniți de lungi, așa cum au fost aceștia considerați, componentele câmpului devin:

$$E_x = \frac{V}{\pi} \frac{\cos(\theta/2)}{\left[(d^2 + y^2 - x^2)^2 + (2xy)^2 \right]^{1/4}} \quad (9.82)$$

$$E_y = \frac{V}{\pi} \frac{\sin(\theta/2)}{\left[(d^2 + y^2 - x^2)^2 + (2xy)^2 \right]^{1/4}} \quad (9.83)$$

unde

$$\theta = \operatorname{arctg} \left(\frac{2xy}{d^2 + y^2 - x^2} \right). \quad (9.84)$$

Pentru configurația din figura 9. 17 amplitudinile componentelor E_x și respectiv E_y ale câmpurilor electrice în funcție de variabila redusă $\frac{x}{d}$ sunt prezentate în figura 9. 18 a), b) pentru o valoare $y/d = 0,5$.

Din figura 9. 18 se observă că pe suprafața $y = 0$ componenta $E_y = 0$, iar pe suprafața electrozilor metalici ($y = 0, x \geq d$) se anulează componenta E_x . Deci

câmpul electric este confinat între electrozi, devenind neglijabil la distanțe mai mari decât spațiul dintre electrozi.

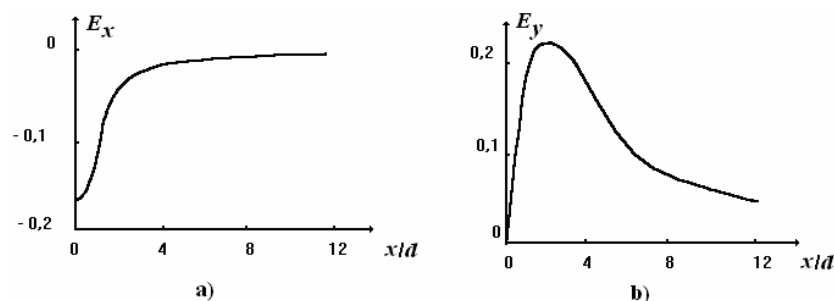


Fig. 9. 18. Componentele: a) E_x și respectiv b) E_y ale câmpurilor electrice dintre electrozi funcție de distanța redusă x/d .

Pe baza modelului prezentat se poate calcula distribuția câmpului electric al unei ghidate $E(x, y)$ și cu ajutorul acestuia integrala de acoperire care determină eficacitatea modulatorului.

9.5.3. Eficacitatea modulatorului

Calculul eficacității modulatorului se bazează pe aplicarea metodei perturbațiilor (din mecanica cuantică) ecuației care descrie propagarea modurilor ghidate [9.5]. Pentru aceasta se consideră un ghid monomod obținut prin metoda difuziei (fig. 9. 19) peste care s-a depus un material organic electroactiv.

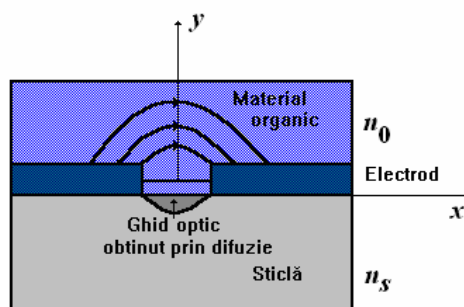


Fig. 9. 19. Ghid monomod obținut prin difuzie și acoperit de material organic.

Constanta de propagare a modului ghidat în această structură este $\beta = k_0 n_e$, unde n_e reprezintă indicele efectiv al acesteia. Materialul este polarizat de câmpul aplicat între electrozii coplanari, valoarea și direcția câmpului depinzând de coordonatele x și y . Tensorul electrooptic r_{ij} fiind definit în raport cu un sistem de axe care depinde de coordonatele x și y și mărimea acestuia este în funcție de aceste coordonate.

Pentru a calcula eficacitatea modulatorului se presupune că distribuția câmpului modului ghidat nu este prea mult modificată de câmpul electric dintre cei doi electrozi coplanari după aplicarea tensiunii modulatorului. Atât amplitudinea câmpului electric modulator $E_c(x, y)$ cât și coeficientul electrooptic sunt funcții de coordonatele transversale x și y ale ghidului.

În mediul superior neomogenitățile câmpului și respectiv ale coeficientului electrooptic determină neomogenitatea variației indicelui de refracție $\Delta n(y)$ și deci a constantei de propagare a modului ghidat $\Delta\beta = k_0\Delta n_e$, unde Δn_e reprezintă variația indicelui de refracție efectiv al structurii fără ca indicele de refracție al superstratului n_0 să varieze sub acțiunea câmpului electric aplicat.

Ecuția de propagare a câmpului modal E este de forma:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{d^2 E}{dy^2} = k_0^2 [\beta^2 - n^2(x, y)] E \quad (9.85)$$

în care:

$$n(x, y) = n^*(x, y) + \Delta n(x, y). \quad (9.86)$$

În relațiile (9.85) și (9.86) $n^*(x, y)$ reprezintă profilul indicelui de refracție al structurii în absența câmpului electric aplicat, iar $\Delta n(x, y)$ este variația corespunzătoare a indicelui care peste tot este nulă, cu excepția materialului organic.

Ecuția (9.85) reprezintă de fapt ecuația lui Schrödinger bidimensională într-o groapă de potențial definită de $V(x, y) = -k_0^2 n^2(x, y)$, E reprezentând funcția de undă a modului ghidat de energie \bar{P}^{nl} .

Ținând seama că variația indicelui de refracție după cele două direcții $\Delta n(x, y)$ este mică, se poate aplica teoria perturbațiilor pentru rezolvarea ecuației (9.85), obținându-se:

$$\Delta\beta = \frac{\omega^2 \mu_0}{2\beta} \frac{\iint D_e E^2(x, y) dx dy}{\iint E^2(x, y) dx dy}. \quad (9.87)$$

În calcularea valorii $\Delta\beta$ se poate considera că

$$\langle \Delta\epsilon E^2 \rangle = \langle \bar{P}^{nl} \cdot \bar{E}_T \rangle \quad (9.88)$$

unde \bar{E}_T reprezintă proiecția câmpului optic pe suprafața transversală a ghidului optic.

Aplicarea câmpului electric de polarizare $\bar{E}_p(x, y)$ după direcția $\bar{a}(x, y)$ în materialul organic (fig. 9. 20) determină apariția unor elemente corespunzătoare tensorului susceptibilitate neliniară de ordinul doi $[\chi^{(2)}]$ care nu se anulează pentru grupul de simetrie $6mm$ în sistemul axelor cristalografice (a, b, c) asociat liniilor de câmp electric.

Elementele tensorului susceptibilitate care nu se anulează sunt:

$$\chi_{aaa}^{(2)} = N f_{\omega}^2 f_0 \beta \frac{\mu E_p}{5kT} \quad (9.89)$$

$$\chi_{abb}^{(2)} = \chi_{bab}^{(2)} = \chi_{bba}^{(2)} = \chi_{cca}^{(2)} = \chi_{cac}^{(2)} = \chi_{acc}^{(2)} = \frac{\chi_{aaa}^{(2)}}{3}. \quad (9.90)$$

În figura 9. 20 direcția \vec{a} este tangentă la liniile de câmp în punctul $M(x, y)$, iar câmpurile \vec{E}_p și \vec{E}_e sunt paralele cu această axă variabilă.

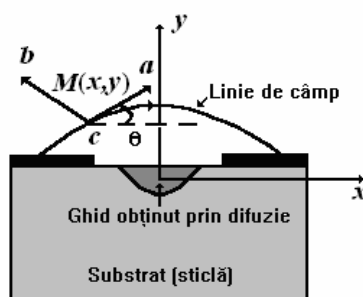


Fig. 9. 20. Sistemul axelor cristalografice în cazul ghidului monomod obținut prin difuzie și acoperit de material organic.

Sub efectul conjugat al câmpului electric modal $\vec{E}(\omega)$ și al câmpului electric modulator $\vec{E}_e(0)$ în mediul organic polarizat de câmpul electric \vec{E}_p se induce polarizarea neliniară \vec{P}^{nl} ale cărei componente sunt de forma:

$$\vec{P}^{nl} = \begin{cases} P_a^{nl} = \epsilon_0 \cdot \chi_{aaa}^{(2)} \cdot E_a(\omega) \cdot E_{ea}(0) \\ P_b^{nl} = \epsilon_0 \cdot \chi_{bba}^{(2)} \cdot E_b(\omega) \cdot E_{ea}(0) \\ P_c^{nl} = \epsilon_0 \cdot \chi_{cca}^{(2)} \cdot E_c(\omega) \cdot E_{ea}(0) \end{cases} \quad (9.91)$$

Considerând o undă optică polarizată după o direcție paralelă cu axa x componentele câmpurilor se pot scrie sub forma:

$$\vec{E}(\omega)(x, y, z) = \begin{vmatrix} E(\omega) \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad \text{și} \quad \vec{E}(\omega)(a, b, c) = \begin{vmatrix} E(\omega) \cos \theta \\ -E(\omega) \sin \theta \\ 0 \end{vmatrix} \quad (9.92)$$

iar elementele vectorului polarizație neliniară în acest caz devin:

$$\vec{P}^{nl}(a,b,c) = \begin{cases} P_a^{nl} = \epsilon_0 \cdot \chi_{aaa}^{(2)} E(\omega) \cdot E_e(0) \cos\theta \\ P_b^{nl} = -\epsilon_0 \cdot \chi_{bba}^{(2)} E(\omega) \cdot E_e(0) \sin\theta \\ 0 \end{cases} \quad (9.93)$$

Ținând seama de componentele polarizației neliniare \vec{P}^{nl} și respectiv ale câmpurilor prezentate anterior produsul scalar din relația (9.88) se scrie:

$$\vec{P}^{nl} \cdot \vec{E}_T = \epsilon_0 \chi_{aaa}^{(2)} (\omega = \omega + 0) E_e(0) E^2(\omega) \left(\cos\theta - \frac{1}{3} \sin\theta \right). \quad (9.94)$$

În final se obține pentru variația constantei de propagare a modului ghidat expresia:

$$\Delta\beta = \frac{\omega^2 \mu_0}{2\beta} \frac{\iint \epsilon_0 \chi_{aaa}^{(2)}(x,y) E_e(x,y) E^2(x,y) s(x,y) dx dy}{\iint E^2(x,y) dx dy} \quad (9.95)$$

în care:

$$s(x,y) = \cos\theta - \frac{1}{3} \sin\theta \quad (9.96)$$

$$\theta = \arctg \frac{E_c y(x,y)}{E_c x(x,y)}. \quad (9.97)$$

Notând cu $m(T)$ raportul $\chi_{aaa}^{(2)}/E_p$, care este un parametru intrinsec al materialului ce nu depinde decât de temperatură, se obține:

$$m(T) = \frac{\chi_{aaa}^{(2)}(x,y)}{E_p(x,y)} = \frac{N f_\omega^2 f_0 \mu \beta}{5kT}. \quad (9.98)$$

Cu ajutorul relației (9.98) se poate calcula variația indicelui de refracție sub forma:

$$\Delta n_c = \frac{m(T)}{2n_c} \alpha \quad (9.99)$$

în care:

$$\alpha = \frac{\iint E_p(x,y) E_e(x,y) E^2(x,y) s(x,y) dx dy}{\iint E^2(x,y) dx dy}. \quad (9.100)$$

În relația (9.100) E_p reprezintă câmpul electric de polarizare, E_e este câmpul electric modulator, iar E este câmpul electric modal.

Printre cele mai utilizate modulatatoare în practică se numără și interferometrul Mach-Zehnder neliniar (v. cap. 6) care este format din două brațe, unul de referință și altul în care se induce o diferență de fază (v. fig. 9.13). Recombinarea celor două unde care provin din cele două brațe ale

interferometrului determină în optica integrată apariția unui fenomen de interferență modală.

La intrare, joncțiunea Y joacă rol de divizor al undelor ghidate. La ieșire, principiul de recombinație al celor două unde în joncțiunea Y este prezentat în fig. 9. 21.

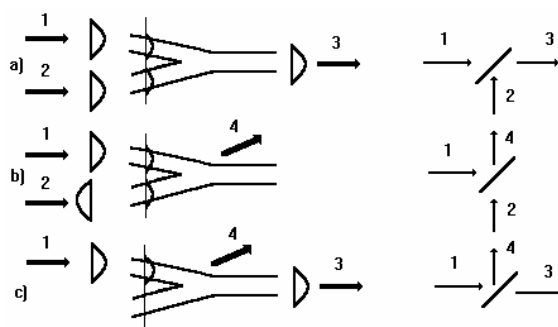


Fig. 9. 21. Principiul de funcționare al joncțiunii Y de la ieșirea interferometrului Mach-Zehnder. Comparație între joncțiunea Y și lama divizoare.

Undele care sosesc în fază la intrare interferează dând naștere la maxime de interferență, iar cele care prezintă o diferență de fază de π radiani dau o intensitate nulă la ieșire. În practică, se poate dubla efectul electrooptic prin aplicarea unor tensiuni de semn contrar celor două brațe ale interferometrului, aceasta determinând apariția unor variații de fază de semn opus în cele două brațe ale dispozitivului.

9.5.4. Determinarea tensiunii de comutare

Pentru a evalua tensiunea de comutare V_{π} a modulatorului în funcție de diferiți parametri caracteristici (variația indicilor de refracție dintre film și ghid, Δn lungimea de undă, λ grosimea filmului, e , coeficientul electrooptic mediu r și câmpul electric de polarizare, E_p) se poate aplica modelul prezentat mai înainte.

Pentru a evalua variația indicelui de refracție se consideră relația (9.99). În relația (9.100) integrala în variabila y de la numărător este limitată numai la domeniul ocupat de mediul organic electrooptic pentru că în sticlă variația indicelui prin efect electrooptic este nulă.

Tensiunea de comutare V_{π} , aplicată modulatorului determină un defazaj de π radiani între cele două brațe ale interferometrului, aceasta determinând o variație a drumului optic cu $\lambda/4$ în fiecare braț al dispozitivului. Se obține relația:

$$V_{\pi} = \frac{\pi^2 d^2}{\gamma V_p} \left[\frac{\lambda n_e}{2Lm(T)} \right] \quad (9.101)$$

în care:

$$\gamma = \frac{\iint f^2(x, y) E^2(x, y) dx dy}{\iint E^2(x, y) dx dy} \quad (9.102)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{\left\{ \left[1 + \left(\frac{y}{d} \right)^2 + \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right]^2 + \left[2 \frac{xy}{d^2} \right]^2 \right\}^{1/4}} \quad (9.103)$$

Transmisia optică a dispozitivului este:

$$T = \frac{1 + \cos \Delta \Phi}{2} \quad (9.104)$$

unde

$$\Delta \phi = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} (L_B) \Delta n_e \quad (9.105)$$

Pe baza celor prezentate anterior, în vederea obținerii unei eficacități ridicate a modulatorului, trebuie îndeplinite următoarele condiții:

- materialul trebuie să aibă o grosime suficientă, mai mare de $2 \mu\text{m}$;
- lungimea de undă la care operează dispozitivul să fie astfel aleasă încât variația indicelui de refracție $\Delta n \approx 10^{-4}$;
- diferența dintre indicii de refracție al materialului organic și cel al ghidului să fie de aproximativ 10^{-4} .

9.6. Rezultate experimentale privind caracterizarea modulatorilor optice integrate

Tensiunea de modulație poate fi aplicată pe modulator cu ajutorul a doi electrozi folosind schema electrică prezentată în figura 9. 22.

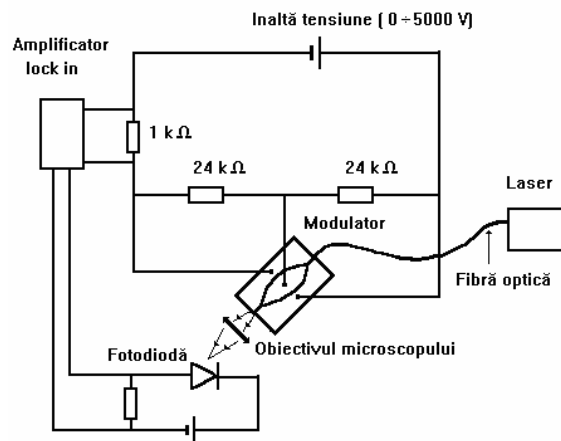


Fig. 9. 22. Schema circuitului electronic pentru alimentarea modulatorului Mach-Zehnder integrat.

Tensiunea utilizată pentru polarizare este de $25 \text{ V}/\mu\text{m}$, iar cea pentru modulație are frecvența de ordinul kHz. Utilizarea unor tensiuni de aproximativ 40 V permite optimizarea modulației, astfel ca valoarea acesteia să fie cuprinsă în intervalul $0 \div 1$.

Transmisia interferometrului Mach-Zehnder este în funcție de tensiunea de modulație. Montajul experimental prezentat în fig. 9. 22 permite dublarea defazajului.

Tensiunea de comutare V_π depinde de diferența indicilor de refracție Δn dintre film și ghid. În cazul unui ghid având ca substrat sticla cu indice de refracție $1,7$ și diferența indicilor $\Delta n = 10^{-4}$ pe baza modelului prezentat anterior s-a obținut o valoare a tensiunii de comutare $V_\pi = 40 \text{ V}$ pentru $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ și o distanță dintre electrozi de $3 \mu\text{m}$ (fig. 9. 23).

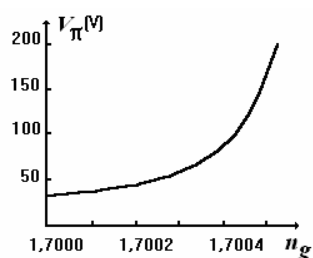


Fig. 9. 23. Variația tensiunii de comutare în funcție de diferența indicilor de refracție dintre film și ghid.

Transmisia modulatorului (T) depinde de tensiunea aplicată și de diferența indicilor de refracție. În figura 9. 24 este prezentată transmisia unui interferometru Mach-Zehnder integrat acoperit cu un film organic în funcție de tensiunea aplicată în cazul unei diferențe de indici $\Delta n = 5 \times 10^{-4}$.

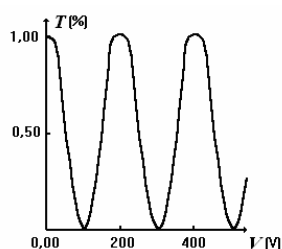


Fig. 9. 24. Transmisia interferometrului Mach-Zehnder integrat acoperit cu un film organic în funcție de tensiunea aplicată.

Rezultatele teoretice obținute pe baza modelului prezentat mai sus sunt în bună concordanță cu cele obținute experimental.

Prin doparea filmelor polimerice cu diferiți coloranți acestea pot fi utilizate pentru obținerea unor modulatoare ultrarapide caracterizate de un timp de răspuns foarte scurt.