

## 7. COMUTATOARE ȘI REZONATOARE OPTICE INTEGRATE

### 7.1. Funcționarea comutatoarelor optice în ghiduri polimerice

Datorită neliniarităților de ordinul trei care au valori mari și sunt determinate de electronii  $\pi$  delocalizați de-a lungul legăturilor conjugate, polimerii organici conjugați sunt des utilizați la fabricarea diferitelor dispozitive optoelectronice integrate printre care se numără și *comutatoarele optice*.

Funcționarea comutatoarelor optice se bazează pe structura cuploarelor direcționale ale căror proprietăți optice sunt determinate, datorită neliniarităților de ordinul trei, de intensitatea luminii ghidate. Astfel, variind puterea optică de la intrarea în dispozitiv aceasta poate fi comutată de la un port la altul.

Comutatoarele optice pot avea diferite configurații, una dintre cele mai des utilizate fiind de exemplu cea în formă de X, care constă din două ghiduri optice, de tip canal, separate la capete, având ca substrat sticla și pe care este depus în regiunea centrală, comună, cu lățimea dublă, un polimer neliniar. Funcționarea unui astfel de dispozitiv se bazează pe dependența puterii de interferența celor două moduri care se propagă de-a lungul porțiunii centrale.

Un alt tip de comutator poate avea formă asimetrică de Y, *polimerul neliniar* fiind depus pe ambele ghiduri optice de tip canal, (având ca substrat sticla), care constituie brațele dispozitivului [7.1]-[7.3].

#### 7.1.1. Comutatoare în ghiduri polimerice neliniare având ca substrat sticla

Aceste tipuri de ghiduri optice prezentate schematic în figura 7. 1 sunt fabricate prin depunerea unui film subțire de polimer neliniar pe ghiduri de tip canal care au ca substrat sticla și au fost obținute prin schimb ionic.

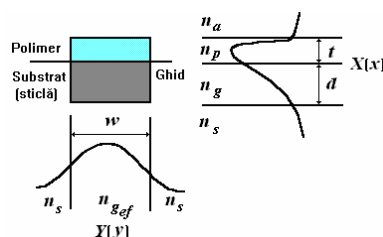


Fig. 7. 1. Ghid polimeric neliniar având ca substrat sticla.

Indicele de refracție corespunzător unei astfel de structuri este de forma:

$$n^2 = n_p^2 + \alpha |E|^2 \quad (7.1)$$

în care:  $n_p$  este indicele de refracție liniar al polimerului care este mai mare decât cel al ghidului,  $\alpha$  este legat de indicele de refracție neliniar  $n_2$  în relația

$n = n_0 + n_2 I$  prin  $\alpha = \frac{n_2 n_0^2}{\mu_0 c}$ , unde  $I$  este intensitatea luminii și  $E$  este câmpul electric în polimer.

Datorită neliniarităților polimerului ecuația scalară a undelor se scrie [7.1]:

$$\Delta_T E + \left[ k^2 n^2(x, y) - \beta^2 \right] E = -k^2 \alpha |E|^2 E. \quad (7.2)$$

Când  $\alpha |E|^2 \ll n_p^2 - n_g^2$ , unde  $n_g$  este indicele de refracție al ghidului având ca substrat sticla, termenul din membrul drept al ecuației (7.2) poate fi considerat ca o perturbație.

În acest fel, constantele de propagare liniară și distribuțiile câmpurilor electrice în ghidul compus pot fi obținute prin rezolvarea ecuației:

$$\Delta_T E_0 + \left[ k^2 n^2(x, y) - \beta_0^2 \right] E_0 = E_0. \quad (7.3)$$

Considerând un ghidaj slab, se poate aproxima  $E_0(x, y) \approx X(x)Y(y)$  și utilizând metoda indicelui de refracție efectiv se pot determina proprietățile de dispersie ale câmpului modal în ghidul de undă polimeric.

Rezolvarea ecuației (7.3) poate fi făcută cu ajutorul metodei perturbațiilor [7.1], obținându-se expresia constantei de propagare sub forma:

$$\delta\beta_i = \beta_i(P) - \beta_{0i} = \alpha k^2 \frac{\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_0^t |E_{0i}|^4 dx dy}{2 \int_{-\infty - \infty}^{+\infty + \infty} |E_{0i}|^2 dx dy} = C_i \alpha P \quad (7.4)$$

în care:  $P$  este puterea optică ghidată, iar  $C_i$  este o constantă care nu depinde de putere. Relația (7.4) pune în evidență dependența liniară a constantei de propagare a modurilor de neliniaritatea polimerului și puterea optică ghidată.

### 7.1.2. Principiul de funcționare a comutatorului optic bazat pe interferența a două moduri

Comutatorul optic bazat pe interferența a două moduri are brațele în formă de X și constă din două ghiduri optice obținute prin schimb ionic (de exemplu  $Ag^+$ ), de tip canal, separate la capete, având ca substrat sticla (Corning 0211) și pe care este depus în regiunea centrală de lungime  $L$ , comună, cu lățimea dublă, un film polimeric neliniar (fig. 7. 2 a)). Unghiul dintre brațele dispozitivului este mic  $\theta < 1^\circ$  (tranziție adiabatică).

Funcționarea unui astfel de dispozitiv se bazează pe dependența puterii  $P$  de interferența celor două moduri care se propagă de-a lungul porțiunii centrale.

Dacă modurile pare sau impare care excită dispozitivul la intrare sunt ortogonale și se propagă cu constante de fază diferite, la ieșire starea comutatorului depinde de interferența dintre acestea și este descrisă de ecuațiile:

$$\frac{P_{II}}{P_{in}} = \cos^2 \left( \frac{\Delta\Phi}{2} \right) \quad (7.5)$$

$$\frac{P_X}{P_{in}} = \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right) \quad (7.6)$$

în care:  $\Delta\Phi$  este diferența de fază relativă dintre moduri și care poate fi aproximată de expresia:

$$\Delta\Phi = [\beta_{e0} - \beta_{o0}]L + \Delta\Phi_N(P). \quad (7.7)$$

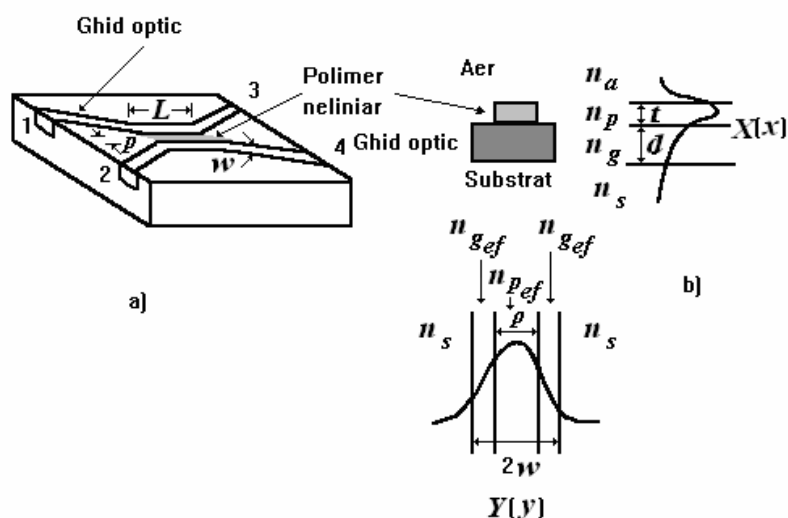


Fig. 7. 2. Schema comutatorului optic bazat pe interferența a două moduri.

În relația (7.7)  $\beta_{e0}$  și  $\beta_{o0}$  sunt constantele de propagare liniare corespunzătoare modurilor pare și respectiv impare,  $P$  este puterea ghidată, iar  $\Delta\Phi_N(P)$  este diferența de fază dependentă de putere care se acumulează în regiunea centrală a dispozitivului datorită neliniarității polimerului.

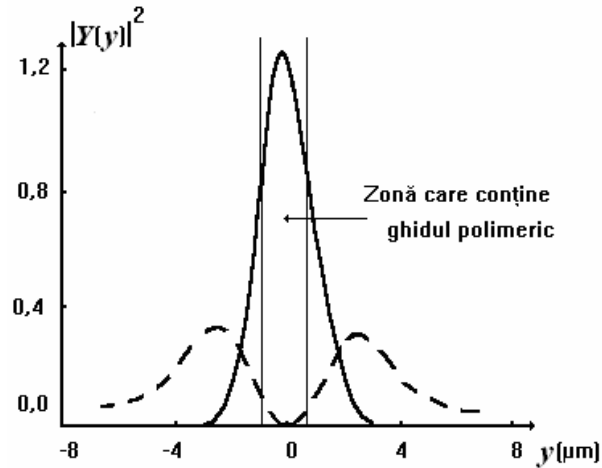
Ghidurile obținute în urma schimbului ionic cu  $\text{Ag}^+$  produc o variație a indicelui de refracție  $\Delta n = n_g - n_s$  mai mare decât în cazul ionilor de  $\text{K}^+$  de exemplu, obținându-se astfel o mai bună confinare a câmpului optic în regiunea centrală care conține și polimerul neliniar.

Dimensiunile ghidurilor care formează comutatorul sunt astfel alese în lățime și adâncime încât să permită propagarea numai pentru un singur mod de la intrare până la ieșire, inclusiv pe porțiunea centrală.

În cazul unor ghiduri care conțin ioni de  $\text{Ag}^+$  și au profilul indicilor de refracție în adâncime și lățime de tip gaussian (fig. 7. 2 b)), distribuția intensității câmpului în adâncime corespunzătoare modului par (curba continuă) și respectiv impar (curba discontinuă) este de forma celei prezentate în figura 7. 3 [7.1].

Pentru rezolvarea numerică a ecuației de propagare (7.3) care permite determinarea profilului intensității câmpului electric al unei radiații având  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  în adâncime și lățime s-au folosit următoarele valori pentru indicii de

refracție corespunzătorii ghidului, substratului și polimerului:  $n_g=1,561$ ,  $n_s=1,561$ ,  $n_p=1,6$  și respectiv dimensiunile ghidurilor:  $t=0,8 \mu\text{m}$ ,  $p=0,8 \mu\text{m}$ ,  $d=0,9 \mu\text{m}$  și  $2w=6,8 \mu\text{m}$ .



**Fig. 7. 3.** Distribuția intensității câmpului în adâncime corespunzătoare modului par, curba continuă și respectiv impar, curba punctată în cazul comutatorului optic bazat pe interferența a două moduri.

Așa cum se poate observa din figura 7. 3 câmpul electric corespunzător modului par este foarte confinat în regiunea care conține ghidul polimeric, deci variația indicelui de refracție este determinată practic numai de acest mod.

Dependența de putere a constantei de propagare corespunzătoare modului par se calculează cu ajutorul relației (7.4), iar cea a modului impar este dată de expresia:

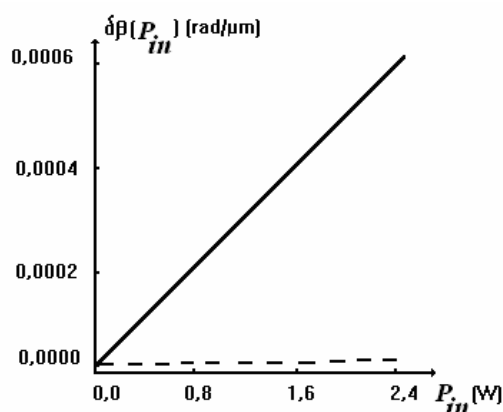
$$\delta\beta_o = \beta_o(P) - \beta_{o_0} = \alpha k^2 \frac{\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_0^t |E_{0e}|^2 |E_{0o}|^2 dx dy}{2\beta_{0i} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{0o}|^2 dx dy} = C_o \alpha P \quad (7.8)$$

în care:

$$C_o \ll C_e \text{ pentru că } |E_{0o}|^2 \ll |E_{0e}|^2 \quad (7.9)$$

în regiunea ghidului polimeric. În acest fel, puterea optică ghidată produce o creștere semnificativă a constantei de propagare a modului par, lăsând-o practic neschimbată pe cea a modului impar.

Variația constantelor de propagare  $\delta\beta_e$ ,  $\delta\beta_o$  a celor două moduri în funcție de puterea optică incidentă  $P_{in}$  în cazul comutatorului optic ale cărui caracteristici au fost enumerate anterior și având un coeficient neliniar  $n_2 = 1 \times 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{W}$  este prezentată în figura 7. 4.

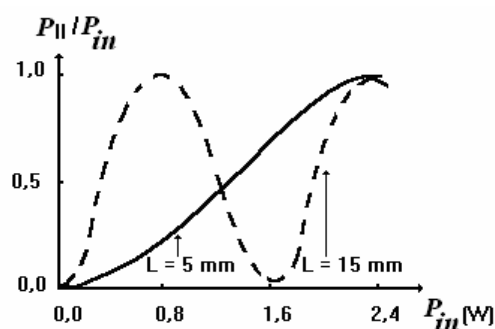


**Fig. 7. 4.** Dependenta constantelor de propagare corespunzatoare modului par (linia continuă) și respectiv impar (linia discontinuă) de puterea optică incidentă în cazul comutatorului optic bazat pe interferența celor două moduri.

Întrucât cele două moduri se propagă împreună, de-a lungul dispozitivului se acumulează o diferență de fază dependentă de putere care este dată de relația:

$$\Delta\Phi_N(P) = \delta\beta_e(P)L - \delta\beta_o(P)L \approx \delta\beta_e(P)L. \quad (7.10)$$

Printr-o alegere potrivită a lungimii centrale  $L$  a comutatorului este posibilă obținerea la ieșirea din dispozitiv a efectului de comutare optică la puteri de intrare relativ scăzute, așa cum se poate observa și din figura 7. 5.



**Fig. 7. 5.** Dependenta raportului puterilor corespunzatoare canalului blocat  $\frac{P_{II}}{P_{in}}$  la ieșire în funcție de puterea de la intrarea în comutator pentru două valori ale lungimii comutatorului:  $L = 5 \text{ cm}$  (curba continuă),  $L = 15 \text{ cm}$  (curba discontinuă).

Rezultate asemănătoare în ceea ce privește efectul de comutare optică se obțin și în cazul când dispozitivul are formă de  $Y$ , unul dintre ghidurile optice care compun dispozitivul fiind obținut în urma schimbului ionic cu  $Ag^+$ , iar celălalt cu  $K^+$  [7.1].

Pentru a simula propagarea câmpului optic prin aceste dispozitive funcție de diferite valori ale puterii la intrare se poate folosi metoda diferențelor finite aplicată propagării fasciculului [7.4], [7.6].

Dacă pentru producerea ghidurilor se folosesc materiale caracterizate prin valori mari ale neliniarităților optice, comutatoarele optice integrate se comportă ca dispozitive optice integrate bistabile [7.5]-[7.10].

## 7.2. Rezonatoare optice neliniare integrate

Dispozitivele neliniare integrate a căror funcționare se bazează pe *efectul Kerr* (în care indicele de refracție variază cu pătratul câmpului electric aplicat) sunt componente de bază în toate sistemele care procesează semnalele optice. Optica integrată prezintă unele avantaje tehnologice majore, cum ar fi de exemplu: concentrarea luminii în ghiduri optice de undă, posibilitatea obținerii unui control rapid și rezonabil al puterii optice precum și posibilitatea realizării circuitelor optice integrate cu ajutorul cărora să fie îndeplinite toate funcțiile optice.

În cadrul dispozitivelor optice neliniare integrate rezonatoarele joacă un rol foarte important întrucât cu ajutorul acestora se poate obține *efectul de reacție (feedback)* necesar funcționării dispozitivelor bistabile [7.11]-[7.13].

După funcțiile pe care le pot îndeplini, dispozitivele optice neliniare integrate pot fi clasificate în două mari categorii:

1) dispozitive neliniare a căror funcționare se bazează pe propagarea undelor, și

2) rezonatoare neliniare integrate.

În prima categorie, caracterizată prin propagarea luminii într-un singur sens, fără a genera reacție, intră interferometrele Mach-Zehnder, cuploarele coerente, joncțiunile în formă de  $X$  și  $Y$ , cuploarele de intrare care utilizează prisme sau rețele. Cu ajutorul acestor dispozitive se pot fabrica comutatoare optice, limitatoare optice și respectiv porți logice. În general, în astfel de dispozitive nu este posibilă obținerea efectului de reacție. Cu toate acestea, este posibil să se inducă efectul feedback și deci să se obțină fenomenul de bistabilitate optică cu ajutorul neliniarităților care nu sunt localizate (de exemplu, termice) și sunt suficient de puternice.

În cea de-a doua categorie intră rezonatoarele neliniare integrate a căror funcționare se bazează pe existența fasciculelor care se propagă prin același mediu atât la dus cât și la întors.

### 7.2.1. Rețele cu reacție distribuită

Rețelele optice pot fi folosite și pentru a cupla un fascicul într-un ghid optic sau pentru a-l decupla. Dacă este îndeplinită condiția Bragg:

$$\beta_g = \frac{p\pi}{\Lambda} \quad (7.11)$$

unde  $\beta_g$  este vectorul unei ghidate care se propagă după axa  $z$ ,  $\Lambda$  este perioada rețelei, iar  $p$  este ordinul de difracție, (două unde care se propagă în sensuri contrare și au vectorii de undă  $+\beta_g$  și  $-\beta_g$  fiind cuplate prin intermediul ordinului de difracție  $p$ ).

În cazul unor ghiduri optice caracterizate prin moduri care sunt confinate atât după axa  $X$  cât și după  $Y$ , cele două unde care se propagă în sens contrar (fig. 7. 6) sunt cuplate de către rețeaua de difracție. Cazul cel mai interesant este cel în care ordinul de difracție  $p=1$ , pentru a evita pierderile datorită cuplajului modurilor ghidate cu cele radiate.

Efectul de bistabilitate optică poate fi descris utilizând teoria modurilor cuplate [7.13] care permite determinarea amplitudinilor undelor ghidate progresive  $a^+$  și respectiv regresive  $a^-$  cu ajutorul ecuațiilor:

$$i \frac{d}{dx} a^+ = \Gamma \exp(-i\Delta\beta z) a^-(z) + \Delta\beta_2 \left\{ |a^+(z)|^2 + 2|a^-(z)|^2 \right\} a^+(z) \quad (7.12)$$

$$-i \frac{d}{dx} a^- = \Gamma \exp(i\Delta\beta z) a^+(z) + \Delta\beta_2 \left\{ 2|a^+(z)|^2 + |a^-(z)|^2 \right\} a^-(z) \quad (7.13)$$

în care:  $\Gamma$  reprezintă *coeficientul de cuplaj liniar indus de rețea*, iar  $\Delta\beta = 2\beta_g - 2\pi p/\Lambda$  reprezintă *dezacordul vectorilor de undă*. Factorul 2 din ecuațiile (7.12), (7.13) determină procesele de *mixare a patru unde* în ghidul neliniar.

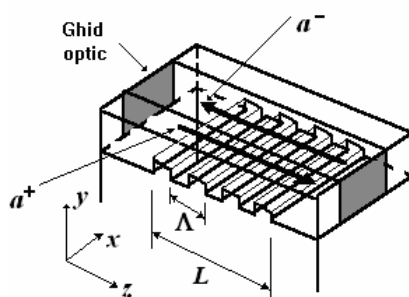


Fig. 7. 6. Schema unei rețele cu reacție distribuită în ghiduri optice.

Dacă variația indicelui de refracție neliniar este mică, profilul câmpului transversal nu se modifică prea mult astfel încât în cadrul teoriei modurilor cuplate este posibil ca neliniaritățile să fie tratate ca mici perturbații ale vectorului de undă

neliniar  $\beta_g + \Delta\beta_2 |a^\pm|^2$  unde

$$\Delta\beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2(x, y) E_m^4(x, y) dx dy \quad (7.14)$$

În relația (7.14)  $E_m$  reprezintă profilul amplitudinii câmpului electric transversal corespunzător modului ghidat bidimensional.

Cu ajutorul rezonatoarelor optice integrate neliniare în anumite condiții de excitare, se poate obține efectul de bistabilitate optică, și în general toate funcțiile logice optice [7.11]-[7.15].

### 7.2.2. Rezonatoare Fabry-Pérot neliniare integrate

Analiza funcționării rezonatoarelor optice Fabry-Pérot integrate neliniare (fig. 7. 7) se poate face plecând de la teoria celor macroscopice liniare în aproximația undelor plane.

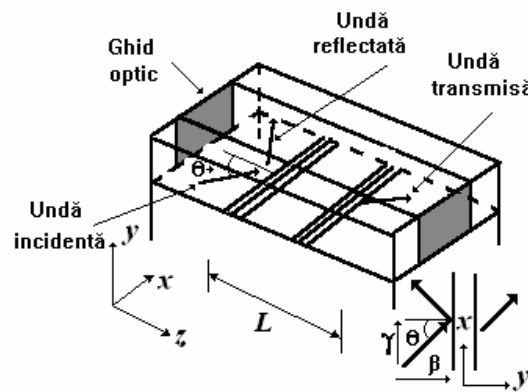


Fig. 7. 7. Rezonator optic Fabry-Pérot neliniar integrat.

Ghidul optic confinează lumina în planul  $xz$  și are depuse la cele două capete oglinzi. Caracteristicile rezonatorului neliniar Fabry-Pérot integrat pot fi obținute prin rezolvarea ecuației neliniare a undelor pentru unda progresivă și respectiv regresivă care este de forma:

$$\left[ \pm 2in \frac{\omega}{c} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] a^\pm(x, y) = - \left( \frac{\omega}{c} \right) \zeta^3 \left( |a^\pm|^2 + 2|a^\pm|^2 \right) a^\pm(x, y) \quad (7.15)$$

în care:  $\zeta = 2nn_2$ ,  $n$  fiind indicele de refracție liniar, iar  $n_2$  cel neliniar.

Transmisia rezonatorului Fabry-Pérot este definită de raportul amplitudinilor câmpurilor transmise și respectiv incidente

$$T(\gamma) = \frac{a_t(\gamma)}{a_i(\gamma)} \quad (7.16)$$

unde  $\gamma = \frac{\omega n_0}{c} \sin \theta$  este componenta după axa  $x$  a vectorului de undă al cărui

unghi de incidență este  $\theta$ . Dacă fînețea rezonatorului este suficient de înaltă în apropierea rezonanței transmisia acestuia poate fi aproximată de o funcție de tip lorentzian de forma [7.13]:



$$T(\gamma) = \frac{a_t(\gamma)}{a_i(\gamma)} \approx \frac{-i\xi}{\gamma^2 - \gamma_m^2} \quad (7.17)$$

în care:  $\gamma_m^2$  este *polul complex corespunzător rezonanței de ordinul m*. Mărimile  $\gamma_m^2$  și  $\xi$  pot fi calculate analitic pentru un rezonator Fabry-Pérot ideal.

Transformata Fourier a relației dintre vectorii de undă

$$\beta_p = \beta_0 + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (7.18)$$

(unde  $\beta_g = p \frac{\pi}{\Lambda}$  este vectorul de undă corespunzător modului ghidat) generează o ecuație diferențială liniară de forma:

$$\frac{d^2 E_t}{dx^2} + 2i\gamma_0 \frac{dE_t}{dx} + (\gamma_m^2 - \gamma_0^2)E_t = i\xi E_i. \quad (7.19)$$

În relația (7.19)  $E_i(x)$  și  $E_t(x)$  sunt amplitudinile undelor incidente și respectiv transmise în aproximația variațiilor lente ale acestora, iar  $\gamma_0 = \frac{\omega n_0}{c} \sin \theta$  este valoarea centrală a lui  $\gamma$ . În regim nelinier  $\gamma_m^2$  trebuie înlocuit cu o valoare care să depindă de intensitate de forma:

$$\gamma_m^2 \rightarrow \gamma_m^2 + \eta \varsigma^2 |E_t(x, t)|^2 \quad (7.20)$$

în care:  $\varsigma^2$  este *coeficientul efectiv nelinier* al cărui semn este  $\eta = \pm$  și este dat de:

$$\varsigma^2 = \frac{3(1+r)}{t} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 nn_2. \quad (7.21)$$

În relația (7.21)  $r = |R_1 R_2|$ ,  $R_{1,l}$  reprezentând *amplitudinile coeficienților de reflexie ale celor două oglinzi*,  $t = 1 - r$ ,  $\varsigma^2$  corespunde *componentei  $\gamma$  asociată cu modul rezonatorului*, iar  $\Delta\beta_2$  este *componenta neliniară a vectorului de undă*,  $\beta$  a *modului ghidat*.

Notând cu  $\rho_m^2$  și respectiv  $\kappa_m^2$  părțile reală și imaginară ale lui  $\gamma_m^2$  mărimea  $\kappa_m^2$  caracterizează *fenomenele de absorbție*.

În urma integrării numerice a ecuației undelor în regim staționar (7.19) se poate evalua transmisia rezonatorului Fabry-Pérot în funcție de diferiți parametri, cum ar fi unghiul de incidență, puterea radiației etc. Se constată că efectul de bistabilitate optică are loc numai pentru incidente normale sau aproape normale și dispare când rezonatorul este înclinat [7.13].

Pentru a studia comportarea în regim dinamic a rezonatorului se face transformata Fourier în spațiu și timp a ecuației (7.17) rezultând tot o ecuație diferențială liniară de forma:

$$2\omega_0 \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial E_t}{\partial t} = i \frac{\partial^2 E_t}{\partial x^2} - 2\gamma_0 \frac{\partial E_t}{\partial x} + i(\gamma_m^2 - \gamma_0^2) E_t + \xi E_i \quad (7.22)$$

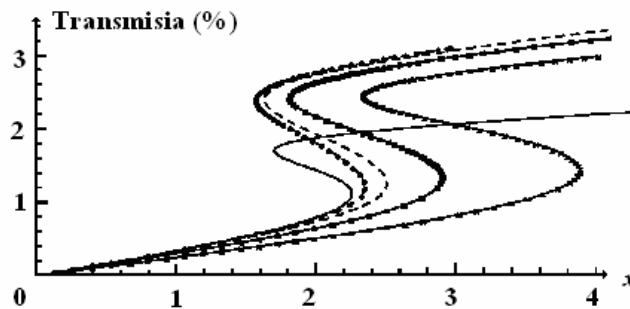
în care:  $E_t(x, t)$  și  $E_i(x, t)$  sunt amplitudinile undelor incidente și respectiv transmise în aproximația variației lente a acestora.

Considerând că fasciculele incidente sunt de formă gaussiană

$$E_i(x) = a_i \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right) \quad (\text{v. Anexa 3}), \quad a_i \text{ fiind amplitudinea acestora, în urma}$$

integrării numerice a ecuației (7.22) se poate calcula transmisia rezonatorului Fabry-Pérot pentru diferite condiții de excitare.

În figura 7. 8 este prezentată amplitudinea unei transmise a rezonatorului neliniar Fabry-Pérot integrat în funcție de amplitudinea unei incidente în cazul unui dezacord  $\Delta = (\gamma_0^2 - \rho_m^2) / \kappa_m^2 = 3$  sub incidență normală pentru diferite valori ale întinderii fascicului gaussian  $W = \kappa_m w$  cât și în cazul unei unde plane.



**Fig. 7. 8.** Transmisia rezonatorului neliniar Fabry-Pérot integrat pentru  $\Delta=3$  sub incidență normală în cazurile: unei unde plane (—), undelor gaussiene cu  $W=8$  (○ ○ ○ ○ ○),  $W=4$  (-----),  $W=2$  (■ ■ ■ ■ ■),  $W=1$  (\* \* \* \* \*).

Se observă că răspunsul rezonatorului neliniar Fabry-Pérot integrat nu tinde la cel corespunzător unei unde plane odată cu mărirea întinderii fascicului gaussian.

### 7.2.3. Filtre optice integrate

Rețelele optice pot fi folosite și pentru operația de *filtrare*. Acestea pot fi obținute într-o structură în care indicele de refracție este modulată periodic fie utilizând un modulator acustooptic fabricat cu un traductor piezoelectric (*rețea dinamică*), fie cu ajutorul unei măști care este iluminată cu radiații ultraviolete sau folosind figurile de interferență (*rețea statică*).

Dacă variația indicelui de refracție este uniformă în ghidul optic de undă și perpendiculară pe direcția de propagare (fig. 7. 9), aceasta poate fi exprimată sub forma [7.8]:

$$\Delta n(x, z) = \sum \Delta n_q(x) \cos(qKz + \Phi_q) \quad (7.23)$$

în care:  $L$  este lungimea rețelei,  $n_g$  este indicele de refracție corespunzător ghidului,  $K = 2\pi / \Lambda$ ,  $\Lambda$  fiind perioada rețelei, iar

$$\Delta n_q(x) = \begin{cases} \Delta n_q, & -d < x < 0 \\ 0, & \text{în rest.} \end{cases} \quad (7.24)$$

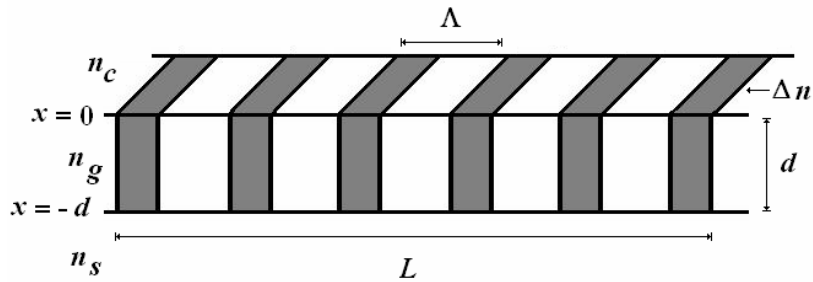


Fig. 7. 9. Reprezentarea schematică a modulației indicelui de refracție de tip treaptă în cazul unui ghid optic de undă planar.

În cazul când rețelele obținute prin modulația indicelui de refracție sunt utilizate ca *filtre*, este foarte important ca dependența reflectivității filtrului de dezacordul constantelor de propagare corespunzătoare modurilor să fie cât mai îngustă. Dacă variația indicelui de refracție este mică se poate considera că variația permitivității electrice este de forma:

$$\Delta \epsilon_q(x) = \Delta \epsilon_q = \epsilon_0 n_g \Delta n_q e^{-i\Phi_q}, \quad (7.25)$$

iar coeficienții de cuplaj (relațiile (2.26), (6.9)) dintre două moduri diferite ( $\mu \neq \nu$ ), devin:

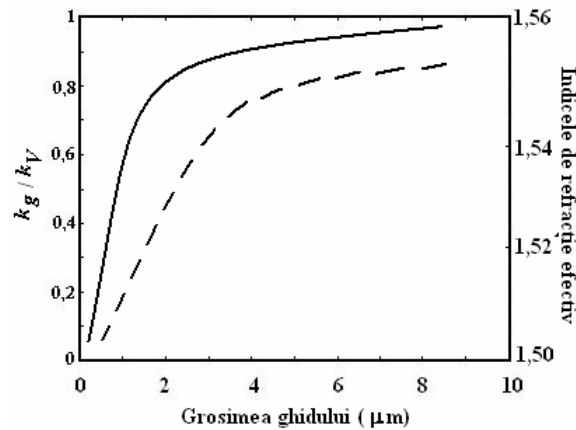
$$k_{TE_\nu TE_\mu} \approx k_{TM_\nu TM_\mu} \approx \frac{\pi \Delta n_q}{\lambda} \delta_{\mu\nu} \quad (7.26)$$

unde  $\lambda$  reprezintă lungimea de undă a radiației utilizate, iar  $\delta_{\mu\nu}$  este simbolul Kroneker.

În figura 7. 10 este prezentată dependența de grosimea ghidului a raportului coeficienților de cuplaj dintre modurile  $TE_0 - TE_0$  corespunzătorii unui ghid optic planar caracterizat de un indice de refracție având un profil de tip treaptă,  $k_g$  în cazul când acesta este fabricat din  $\text{SiO}_2/\text{GeO}_2$  ( $n_g=1,56$ ) pe un substrat de  $\text{SiO}_2$  ( $n_s=1,50$ ), superstratul fiind aerul ( $n_c=1,00$ ) (ca în figura 7. 9) și respectiv într-o probă macroscopică din același material,  $k_V$  pentru o radiație cu

lungimea de undă  $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ . Indicele de refracție al rețelei a fost modulată utilizându-se radiații UV.

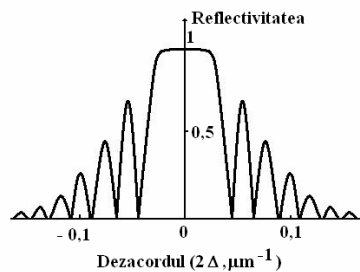
În aceeași figură este prezentată și dependența de grosimea ghidului a indicelui de refracție efectiv.



**Fig. 7. 10.** Variația raportului  $k_g / k_V$  (curba continuă) și respectiv indicelui de refracție efectiv (curba discontinuă) în funcție de grosimea ghidului.

Se observă că pe măsură ce grosimea ghidului crește, indicele de refracție corespunzător modului  $TE_0$  diferă mult de valoarea corespunzătoare fenomenului de tăiere, iar energia undelor luminoase este bine confinată în ghid, raportul  $k_g / k_V$  tinzând către unitate. Pentru valori mici ale grosimii ghidului indicele de refracție efectiv tinde către valoarea corespunzătoare substratului, iar energia undelor este tot mai mult disipată în substrat, respectiv în superstrat, ajungând să nu mai fie confinată în ghid când acestea au valori egale.

Dependența reflectivității filtrului de dezacordul constantelor de propagare corespunzătoare modurilor de anterior în cazul unui ghid cu lungime mare (câțiva cm) și coeficient de cuplaj mic (deci variații mici ale modulației indicelui de refracție) este prezentată în figura 7. 11.

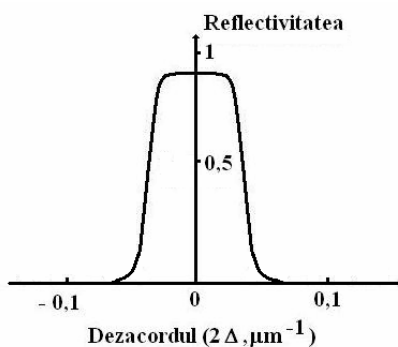


**Fig. 7. 11.** Variația reflectivității în funcție de dezacordul constantelor de propagare corespunzătoare modurilor.

Lobii care apar de ambele părți ale maximului central induc reflexii nedorite. Pentru a evita acest fenomen nedorit se fabrică rețele în care indicele de refracție este modulată de o funcție de forma (*apodised*):

$$\Delta n = \Delta n_0 \sin^2(\pi z / L) \quad (7.27)$$

în care:  $\Delta n_0$  reprezintă adâncimea de modulație maximă, iar  $L$  este lungimea rețelei. În acest caz, reflectivitatea prezintă un singur lob central (fig. 7. 12).



**Fig. 7. 12.** Variația reflectivității în funcție de dezacordul constantelor de propagare corespunzătoare modurilor în cazul unui indice de refracție modulată de funcția din relația (7. 27).