

## 5. EFECTE NELINIARE DE AL TREILEA ORDIN (OPTICA NELINIARĂ DE AL TREILEA ORDIN)

În medii care posedă un centru de simetrie centrosimetrice), termenul neliniar de ordinul al doilea este absent în expresia polarizației neliniare,  $P_{NL}$ , deoarece aceasta trebuie să se inverseze când câmpul electric este inversat. Atunci, neliniaritatea dominantă este cea de al treilea ordin:

$$P_{NL} = 4\chi^{(3)} E^3, \quad (5.1)$$

reprezentarea fiind dată în figura 5.1. Se obișnuiește ca un astfel de mediu să fie numit *mediu Kerr*. Mediul Kerr răspunde la câmpurile optice prin generarea armonicii a treia, precum și a sumelor și diferențelor de tripleți de frecvențe. Astfel, existența unei polarizații cubice în amplitudinea câmpului electric conduce la o varietate foarte mare de fenomene optice neliniare. Din aceasta rezultă că există o dificultate mare pentru a interpreta anumite experiențe în care se manifestă simultan mai multe fenomene neliniare. Se impune o foarte bună cunoaștere a proceselor neliniare elementare susceptibile de a apărea, a condițiilor de apariție a acestora și a caracteristicilor pe care le au, pentru a le putea identifica, sau pentru a le favoriza pe unele, sau pentru a le elimina pe altele. Numai în acest mod putem răspunde cerințelor practicii de a realiza un anumit dispozitiv experimental care, în general, se bazează pe un singur efect optic neliniar. Dacă procesul optic neliniar utilizat este însoțit de alte fenomene optice neliniare, se impune înlăturarea acestora sau, în cel mai rău caz, diminuarea prezenței lor.

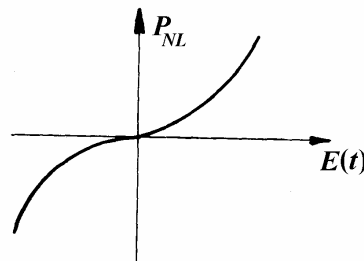


Fig. 5.1.

### 5.1. Efecte neliniare care implică o singură undă laser incidentă

#### 5.1.1. Generarea armonicii a treia

Ținând seama de relația (5.1), răspunsul mediului neliniar de al treilea ordin la un câmp optic monocromatic

$$E(t) = \text{Re}\{E(\omega)\exp[i\omega t]\}$$

este o polarizație  $P_{NL}(t)$  care conține o componentă la frecvența  $\omega$

$$P_{NL}(\omega) = 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (5.2)$$

și o alta la frecvența  $3\omega$

$$P_{NL}(3\omega) = \chi^{(3)} E^3(\omega). \quad (5.3)$$

Prezența unei componente a polarizației la frecvența  $3\omega$  indică faptul că este generată lumină de armonica a treia. Generarea armonicii a treia este asemănătoare cu generarea armonicii a doua, însă spre deosebire de aceasta, în cele mai multe cazuri, eficiența conversiei energiei este foarte scăzută.

### 5.1.2. Efectul Kerr optic

Componenta polarizației la frecvența  $\omega$  din (5.2) corespunde la o schimbare foarte mică a susceptibilității,  $\Delta\chi$ , la frecvența  $\omega$ , dată de expresia:

$$\varepsilon_0 \Delta\chi = \frac{P_{NL}(\omega)}{E(\omega)} = 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 = 6\chi^{(3)}ZI, \quad (5.4)$$

unde  $I = \frac{|E(\omega)|^2}{2Z}$  este intensitatea optică a undeii inițiale și  $Z$  este impedanța mediului. Deoarece  $n^2 = 1 + \chi$ , schimbarea  $\Delta\chi$  este echivalentă cu o schimbare mică a indicelui de refracție

$$\Delta n = \left(\frac{\partial n}{\partial \chi}\right) \cdot \Delta\chi = \frac{\Delta\chi}{2n}, \quad (5.5)$$

astfel încât

$$\Delta n = \frac{3Z}{\varepsilon_0 n} \chi^{(3)} I = n_2 I. \quad (5.6)$$

Astfel, schimbarea în indicele de refracție este proporțională cu intensitatea optică. Prin urmare, în general, indicele de refracție este o funcție liniară de intensitatea optică  $I$ ,

$$n(I) = n + n_2 I, \quad (5.7)$$

unde

$$n_2 = \frac{3Z}{n^2 \varepsilon_0} \chi^{(3)}. \quad (5.8)$$

În unele cărți<sup>(1)</sup> se obișnuiește ca plecând de la constatarea că efectul Kerr optic corespunde la existența în material a unei susceptibilități neliniare de al treilea ordin pur reală de forma  $\chi^{(3)} = \chi^{(3)}(\omega, \omega; -\omega, \omega)$  și când acesta este iluminat de o undă laser de amplitudine  $E(t)$ , mediul primește o polarizată neliniară de forma

$$P_{NL}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega, \omega; -\omega, \omega) |E(t)|^2 E \exp[ik\vec{r}], \quad (5.9)$$

care se traduce printr-o modificare a indicelui de refracție al materialului.

<sup>(1)</sup> P. L. Mills, Nonlinear optics, Springer – Verlag, Berlin – Hildelberg, (1991)

$$n(|E|^2) = n + n_2 |E|^2. \quad (5.10)$$

Atât în expresia (5.10), cât și relația (5.7),  $n$  este indicele de refracție liniar “obișnuit” la frecvența laser. Al doilea termen din (5.10),  $n_2 |E|^2$ , ne arată că avem o variație a indicelui proporțională cu modulul intensității câmpului electric la pătrat. Datorită acestui fapt acest fenomen este numit *efect Kerr optic*, deoarece el este analog pentru câmpuri electrice oscilante la frecvențe optice cu efectul Kerr clasic, în care modificarea indicelui de refracție al unui mediu era modificat sub acțiunea unui câmp electrostatic. În expresia (5.10),  $n_2$  este exprimat prin

$$n_2 = \frac{\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)}{2n}. \quad (5.11)$$

Efectul Kerr optic este un efect autoindus în care viteza de fază a unei depinde de intensitatea proprie a unei.

Ordinul de mărime al lui  $n_2$ , exprimat prin formula (5.8), este de la  $10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  la  $10^{-18} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  în sticle, de la  $10^{-18} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  la  $10^{-11} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  în sticle “dopate” și de la  $10^{-14} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  la  $10^{-12} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  în materiale organice. El este sensibil la lungimea de undă la care se lucrează.

Descrierea cuantică a efectului Kerr optic este dată schematic în figura 5.2. Se remarcă faptul că această digramă cuantică asociată efectului Kerr optic corespunde la absorbția și la emisia a doi fotoni de aceeași frecvență (cea a unei laser incidente), astfel încât energia mediului rămâne neschimbată în cursul procesului.

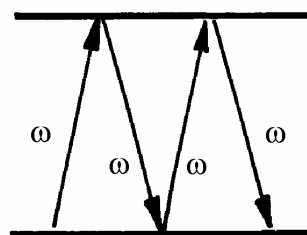


Fig. 5.2.

Tabelul 5.1

Mecanismul fizic	$n_2$ [ $\text{m}^2 \text{ W}^{-1}$ ]	$\tau$ (s)
Polarizația electronică	$10^{-20}$	$10^{-15}$
Orientarea moleculară	$10^{-18}$	$10^{-16}$
Electrostricțiunea	$10^{-18}$	$10^{-13}$
Saturația unei tranziții atomice	$10^{-14}$	$10^{-8}$
Efecte termice	$10^{-10}$	$10^{-3}$

Se consideră că la originea efectului Kerr optic se află, în special mecanismele fizice date în tabelul 5.1, unde se dau valorile tipice ale lui  $n_2$ , asociate cu timpul de răspuns,  $\tau$ , al procesului neliniar. Acest timp de răspuns este, de fapt, durata caracteristică de interacție laser – substanță necesară instaurării răspunsului neliniar în mediu. Este important de comentat *răspunsul neliniar al atomilor cu două nivele* (modelul atomului cu două nivele ocupând un loc privilegiat în toate manualele de optică neliniară) și *neliniaritatea Kerr legată de orientarea moleculelor*.

Răspunsul neliniar al unui atom cu două nivele, care se poate calcula ușor în mecanica cuantică, posedă caracteristici comune la numeroase materiale (gaze, solide) și detaliile structurii spectrului de energie al unui mediu nu joacă, în general, un rol fundamental în răspunsul său neliniar. Datorită comportării rezonante a neliniarității în vecinătatea anumitor tranziții dintre nivelele de energie, se deduce că procesele neliniare implică în mod frecvent un număr foarte redus de nivele fiind, adesea, posibil să se facă reducerea la o singură pereche. Rezultă că, în acest caz, modelul atomului cu două nivele este suficient pentru a descrie răspunsul neliniar al mediului studiat.

În general, interacția dintre un atom cu două nivele energetice și un câmp laser este descrisă cu ajutorul ecuației lui Bloch optice care descrie evoluția matricei densitate a sistemului atomic. Ecuația lui Bloch și determinarea stării staționare cu ajutorul acesteia sunt cunoscute și nu prezintă dificultăți. Se consideră câmpul laser:

$$E(\vec{r}, t) = E \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + \text{c.c.}, \quad (5.12)$$

care induce dipolul atomic

$$\langle \mu_a \rangle = \epsilon_0 \chi E \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + \text{c.c.}, \quad (5.13)$$

câmpul laser fiind cuasirezonanant cu tranziția atomică. Susceptibilitatea atomică,  $\chi = \chi' + i\chi''$ , este dată prin

$$\chi' = -\frac{N\mu_a^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (5.14)$$

și

$$\chi'' = -\frac{N\mu_a^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}}, \quad (5.15)$$

unde  $N$  este densitatea atomică,  $\Gamma$  – lărgimea naturală a nivelului excitat al atomului,  $\Delta = \omega - \omega_a$  este dezacordul dintre frecvența laser,  $\omega$ , și frecvența tranziției atomice  $\omega_a$  și  $\Omega = -2 \frac{\mu_a |E|}{\hbar}$  este frecvența Rabi rezonantă care descrie cuplajul

dintre câmpul laser de amplitudine  $E$  și dipolul atomic  $\mu_a$ . Din ecuațiile (5.14) și (5.15) se observă că susceptibilitatea prezintă la numitor un termen proporțional cu pătratul frecvenței Rabi, adică proporțional cu intensitatea câmpului electric. Termenul respectiv este o consecință a existenței fenomenului de saturație a tranziției atomice la intensitate laser puternică. Se constată că fenomenele disipative, descrise de  $\chi'$ , și fenomenele de absorbție, descrise de  $\chi''$ , sunt în

raportul  $-2 \frac{\Delta}{\Gamma}$  Rezultă că la limita unor mari dezacorduri de la rezonanță

$$|\Delta| \gg \Gamma, \quad (5.16)$$

un ansamblu de atomi cu două niveluri se comportă ca un mediu pur dispersiv, adică, un mediu fără pierderi. În sfârșit, se constată că pentru intensități laser slabe, când frecvența Rabi  $\Omega$  poate fi neglijată față de ceilalți termeni de la numitor din

relațiile (5.14) și (5.15), susceptibilitatea (liniară) a unui ansamblu de atomi cu două niveluri se reduce la forma (2.8), obținută în cadrul modelului simplu al oscilatorului armonic din §2.1.

În cazul în care condiția (5.16) este îndeplinită și frecvența Rabi  $\Omega$  este mică față de  $|\Delta|$ , ceea ce se presupune în cele ce urmează, este posibil de a efectua o dezvoltare perturbativă a relațiilor (5.14) și (5.15) în puteri ale parametrului mic  $\frac{\Omega}{\Delta}$ , obținând:

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} |E|^2, \quad (5.17)$$

unde

$$\chi^{(1)} = -\frac{N\mu_a^2}{\varepsilon_0 \hbar \Delta} \quad (5.18)$$

este susceptibilitatea liniară și

$$\chi^{(3)} = \frac{2N\mu_a^4}{\varepsilon_0 \hbar^3 \Delta^3} \quad (5.19)$$

este susceptibilitatea neliniară de ordinul al treilea. Absența unei susceptibilități neliniare de ordinul al doilea se explică prin faptul că pentru atomi avem o simetrie de inversie. Se observă că  $\chi^{(1)}$  și  $\chi^{(2)}$  sunt reale și de semne opuse, aceasta corespunzând unui *efect de saturație*.  $\chi^{(1)}$  și  $\chi^{(3)}$  își schimbă semnul când trecem de la o parte a rezonanței atomice la cealaltă, deoarece  $\Delta$  își schimbă semnul.

În aceste condiții, indicele de refracție al mediului,  $n = \sqrt{1 + \chi}$ , se poate scrie sub forma (5.10), unde

$$n = 1 + \frac{1}{2} \chi^{(1)} \quad (5.20)$$

și

$$n = \frac{1}{2} \chi^{(3)}, \quad (5.21)$$

în cazul mediilor diluate, unde  $|\chi| \ll 1$ .

Deci, un ansamblu de atomi cu două niveluri energetice (cum ar fi, de exemplu, vaporii atomici) poate conduce în mod efectiv la un *efect Kerr optic*, care are avantajul că poate să schimbe la dorință semnul lui  $n_2$  schimbând semnul dezacordului la rezonanță. Ordinul de mărime al efectului obținut cu mediile atomice este dat în tabelul 5.1, aceste medii realizând cel mai bun compromis între importanța lui  $n_2$  și timpul de răspuns  $\tau$  (care corespunde duratei de viață a nivelului excitat al tranziției atomice) al neliniarității.

Experiența arată că în cazul unor molecule, de exemplu, pentru moleculele anizotrope cum ar fi  $\text{CS}_2$ , benzenul, acetona, ș.a.) se obține o dependență liniară a indicelui de refracție de intensitatea câmpului laser incident, adică, apare o *nelinearitate Kerr legată de orientarea moleculelor*. Moleculele anizotrope au tendința de a se orienta de-a lungul direcției câmpului electric al unei unde laser, conducând în acest mod la o modificare a indicelui de refracție al mediului. De

exemplu, cazul moleculei  $\text{CS}_2$  (care are forma unei țigaretete) se poate înțelege ușor, deoarece pentru aceasta polarizabilitatea  $\alpha_{\parallel}$  apărută datorită unei laser polarizate de-a lungul axei mari de simetrie a acestei molecule este mai mare decât polarizabilitatea  $\alpha_{\perp}$  apărută datorită unui câmp electric polarizat ortogonal pe această axă (figura 5.3).

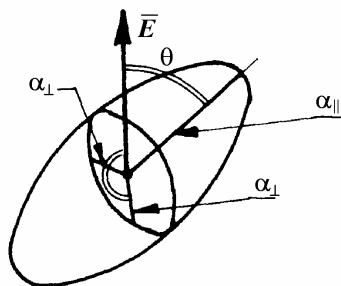


Fig. 5.3.

Având o anizotropie a polarizabilității, dipolul  $\bar{\mu}_a$  indus într-o astfel de moleculă de câmpul laser  $\bar{E}$ , care este polarizat liniar, nefiind, în general, paralel cu câmpul  $\bar{E}$ , molecula este supusă la cuplul

$$\bar{C} = \bar{\mu}_a \times \bar{E}, \quad (5.22)$$

care o orientează de-a lungul câmpului electric. Tendința moleculelor de a se alinia de-a lungul unei direcții privilegiate este

atenuată de agitația termică, care caută să mențină orientarea moleculelor total aleatorie. Astfel, avem un echilibru între aceste două efecte care conduc la starea staționară caracterizată în medie de funcția de distribuție Maxwell – Boltzmann<sup>(2,3)</sup>:

$$f(\theta, \varphi) \propto \exp \left[ \frac{1}{6} (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) (3 \cos^2 \theta - 1) \frac{\langle E^2 \rangle}{k_B T} \right], \quad (5.23)$$

unde  $\theta$  și  $\varphi$  sunt coordonatele sferice care reperează poziția în raport cu câmpul laser (figura 5.3),  $T$  - temperatura mediului și  $\langle E^2 \rangle$  este media temporală în timp pe o perioadă optică. Se consideră intensitatea medie a câmpului optic, deoarece timpul tipic de orientare a moleculelor este de ordinul a  $10^{-12}$  s, adică, mult mai mult decât perioada optică.

Cunoscându-se distribuția orientării moleculelor (5.23), se pot determina polarizabilitatea medie  $\langle \alpha \rangle$  a mediului, adică, susceptibilitatea și indicele de refracție. Astfel, pentru a exprima indicele de refracție al mediului sub forma (5.10), se găsesc:

$$n = 1 + \frac{N}{6\epsilon_0} (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}) \quad (5.24)$$

și

$$n_2 = \frac{N(\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})^2}{90\epsilon_0 k_B T}, \quad (5.25)$$

unde  $N$  este numărul de molecule pe unitatea de volum. Din tabelul 5.1 se observă că orientarea moleculară conduce la o neliniaritate Kerr cu patru ordine de mărime mai slabă decât a atomilor cu două niveluri (saturația unei tranziții atomice), însă în

<sup>(2)</sup> R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, New York, (1992)

<sup>(3)</sup> R. W. Boyd, G. Grynberg, in *Contemporary Nonlinear Optics* (eds. G. P. Agarwal, R. W. Boyd), Academic Press, New York, (1992)

acest caz răspunsul (adică, timpul de orientare a moleculelor) este cu patru ordine de mărime mai rapid (acesta fiind interesant pentru utilizarea laserilor în impulsuri). Se observă că în acest caz  $n_2 > 0$  totdeauna, oricare ar fi valorile polarizabilităților  $\alpha_{\parallel}$  și  $\alpha_{\perp}$ .

### 5.1.3. Bistabilitate optică

Efectul Kerr optic poate fi utilizat pentru realizarea de dispozitive complet optice care au funcționalități analoge circuitelor electronice.

#### A Transmisia unei cavități Fabry<sup>(4)</sup>- Perot<sup>(5)</sup> care conține un mediu Kerr optic

Considerăm cavitatea Fabry – Perot (figura 5.4) umplută cu un mediu Kerr optic (mediu neliniar) de lungime  $L$ , aceasta fiind închisă de două oglinzi de coeficienți de transmisie  $T_1$  și  $T_2$ . Vom studia transmisia acestui sistem sub acțiunea unui câmp laser incident de intensitate  $I_i$ .

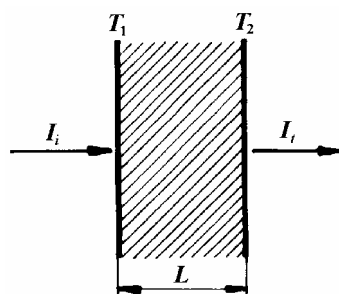


Fig. 5.4.

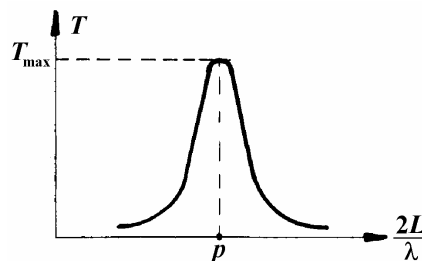


Fig. 5.5.

Se știe de la teoria etalonului Fabry – Perot că transmisia  $T$  a unei astfel de cavități este maximă când distanța  $L$  dintre cele două oglinzi este un multiplu întreg al semilungimii de undă laser,  $\lambda/2$  și că el descrește când  $2\frac{L}{\lambda}$  se îndepărtează de această valoare întreagă  $p$  (figura 5.5). Lungimea de undă  $\lambda$  a luminii în cavitate este egală cu:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n(|E|^2)}, \quad (5.26)$$

unde  $n(|E|^2)$  este indicele mediului Kerr dat de relația (5.10) și  $\lambda_0$  este lungimea de undă a luminii în vid. Raportul  $\frac{2L}{\lambda}$ , care determină transmisia cavității, se scrie sub forma

<sup>(4)</sup> Charles Fabry, 1867 - 1945

<sup>(5)</sup> Alfred Perot, 1863 - 1925

$$2\frac{L}{\lambda} = n(|E|^2) \frac{2L}{\lambda_0}, \quad (5.27)$$

depinzând de intensitatea câmpului electric care se propagă în mediu prin intermediul indicelui  $n(|E|^2)$ .

Ținem seama de indicele mediului

$$n(|E|^2) = n + n_2 I_C, \quad (5.28)$$

unde  $I_C$  este intensitatea în cavitate, pe care o înlocuim cu intensitatea transmisă  $I_t$ , care este legată de  $I_c$  prin formula

$$I_t = T_2 I_c, \quad (5.29)$$

unde  $T_2$  este transmisia oglinzii de ieșire. Astfel, ecuația (5.27) se poate scrie sub forma:

$$2\frac{L}{\lambda} = \left( n + n_2 \frac{I_t}{T_2} \right) \frac{2L}{\lambda_0}. \quad (5.30)$$

Transmisia totală,  $T$ , a etalonului Fabry – Perot fiind  $T = \frac{I_t}{I_i}$ , se ajunge la expresia:

$$2\frac{L}{\lambda} = \left( n + n_2 \frac{I_i}{T_2} T \right) \frac{2L}{\lambda_0}. \quad (5.31)$$

Rezultă că pentru un mediu Kerr,  $\frac{2L}{\lambda}$  este o funcție liniară de transmisia  $T$  a cavității, care, ea însăși, depinde de factorul  $\frac{2L}{\lambda}$  (figura 5.5). Astfel, *punctele de funcționare a sistemului* se obțin determinând intersecția curbei de răspuns a celulei Fabry – Perot reprezentată în figura 5.5, cu curba care descrie variația lui  $\frac{2L}{\lambda}$  cu  $T$ , dată de ecuația (5.31). Ținându-se seama de valorile parametrilor  $\frac{2L}{\lambda_0}$  și  $n_2 \frac{I_i}{T_2}$ , rezultă că sunt posibile mai multe comportamente. Acestea pot să fie analizate sub o formă pur grafică. Totuși există și posibilitatea, în anumite cazuri, să se obțină o descriere analitică simplă, utilizând o expresie aproximativă a picului transmisiei celulei Fabry – Perot, reprezentat în figura 5.5. Astfel, vom considera în cazul de față o cavitate Fabry – Perot de mare finețe, pentru care picurile de transmisie sunt date în bună aproximație de lorentziana:

$$T = \frac{T_{\max}}{1 + 4F^2 \left( \frac{2L}{\lambda} - p \right)^2}, \quad (5.32)$$

unde  $L \approx p \frac{\lambda}{2}$  și  $T_{\max}$  este transmisia maximă a cavității:



$$T_{\max} = \frac{T_1 T_2}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}\right)^2}, \quad (5.33)$$

care este egală cu 1 când oglinzile sale au aceeași coeficienți de reflexie ( $R_1 = R_2$ ), iar  $F$  este finețea cavității dată de expresia:

$$F = \pi \frac{(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}, \quad (5.34)$$

care caracterizează lărgimea curbei reprezentată în figura 5.5. Folosind ecuațiile (5.30) și (5.32), se obține ecuația următoare pentru intensitatea transmisă  $I_t$ :

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{T_{\max}}{1 + \left[ 2F \left( n \frac{2L}{\lambda_0} - p \right) + 2F \frac{n_2}{T_2} \frac{2L}{\lambda_0} I_t \right]^2}. \quad (5.35)$$

Se obișnuiește, pentru a simplifica dezvoltările ulterioare, ca formula (5.35) să se scrie funcție de următoarele cantități adimensionale:

$$x = 2F \left( n \frac{2L}{\lambda_0} - p \right); \quad (5.36)$$

$$I_t^a = 2F \frac{n_2}{T_2} \frac{2L}{\lambda_0} I_t; \quad (5.37)$$

$$I_i^a = 2F \frac{n_2}{T_2} \frac{2L}{\lambda_0} T_{\max} I_i, \quad (5.38)$$

unde  $x$  caracterizează ecartul de la rezonanța cavității și  $I_t^a$ ,  $I_i^a$  sunt respectiv proporționale cu  $I_t$  și  $I_i$ . Astfel, cu notațiile (5.36), (5.37) și (5.38), relația (5.35) se transformă în

$$I_t^a = \frac{I_i^a}{1 + (x + I_t^a)^2}. \quad (5.39)$$

Cu ajutorul ecuației (5.39) este mai comod să se studieze variațiile intensității incidente  $I_i^a$  în funcție de intensitatea transmisă  $I_t^a$  și de a deduce variația grafică a lui  $I_i^a$  în funcție de  $I_t^a$ . Știindu-se funcția  $I_i^a = f(I_t^a)$  se arată că aceasta este monotonă pentru  $|x| < \sqrt{3}$ , caz în care este ușor să se găsească funcția inversă  $I_t^a = f^{-1}(I_i^a)$ . Acest ultim caz va fi studiat, mai întâi, iar pentru a simplifica discuția se va presupune că  $n_2 > 0$ , aceasta permițând să se restrângă la un sfert de plan aria în care  $I_i^a$  și  $I_t^a$  sunt pozitive (ecuațiile (5.37) și (5.38)).

## B. Tranzistorul optic

Considerând o valoare a lui  $x \in [-\sqrt{3}, 0]$ , se obține variația lui  $I_t^a$  în funcție de  $I_i^a$ , care este reprezentată în figura 5.6 pentru un dezacord  $x = -1,7$ . Se observă că pentru valori mici ale intensității incidente, efectele neliniare sunt neglijabile și

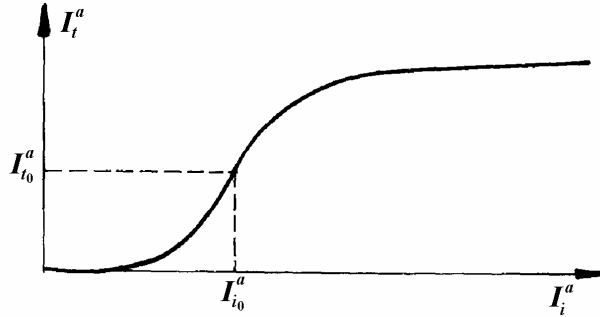


Fig. 5.6.

$I_t^a$  variază liniar în funcție de  $I_i^a$ . În cazul în care intensitatea incidentă crește, crește și panta  $\left(\frac{\partial I_t^a}{\partial I_i^a}\right)$ , trecând printr-o valoare maximă pentru  $I_{i0}^a$  și, apoi, descrește.

În apropierea valorilor lui  $I_i^a$  și  $I_{i0}^a$ , un astfel de sistem

(celulă Kerr optică, sub forma unui etalon Fabry – Perot) poate avea aplicații importante. Astfel, dacă  $I_i^a$  este supusă la mici variații în jurul valorii sale medii  $I_{i0}^a$ :

$$I_i^a = I_{i0}^a + \Delta I_i^a, \quad (5.40)$$

aceste variații se vor repercuta asupra lui  $I_t^a$  care, la rândul său, va prezenta variații în jurul lui  $I_{t0}^a$  (valoarea sa medie):

$$I_t^a = I_{t0}^a + \Delta I_t^a. \quad (5.41)$$

Presupunând  $T_{\max} = 1$  și revenind la intensitățile  $I_t$  și  $I_i$ , cu ajutorul formulelor (5.37) și (5.38), se obține

$$g = \frac{\Delta I_t}{\Delta I_i}, \quad (5.42)$$

unde numărul  $g$  poate fi mare față de 1 (de exemplu  $g \rightarrow +\infty$ , când  $x \rightarrow -\sqrt{3}$ ).

Deci, în vecinătatea punctului  $\{I_{i0}^a, I_{t0}^a\}$ , variațiile intensității incidente sunt amplificate în mod considerabil, această funcționare în regim de amplificare diferențială fiind foarte analoagă celei obținute în electronică cu un tranzistor. Datorită acestui fapt, acest dispozitiv este numit *tranzistor optic*.

Ținând seama de dezvoltările teoretice existente, caracteristica reprezentată în figura 5.6 are un caracter universal și se poate obține cu ajutorul oricărui mediu Kerr. În practică, pentru a se obține aceeași valoare a lui  $I_{i0}^a$  (mărimă fără dimensiuni), va trebui să se dispună de intensități incidente  $I_i$  foarte diferite, ținându-se seama de caracteristicile mediului Kerr, deoarece  $n_2$  variază într-o plajă considerabil de mare de la un mediu la altul (v. Tabelul 5.1). Pentru a găsi relația respectivă se pleacă de la faptul că aceasta trebuie să verifice intensitatea incidentă pentru ca reprezentarea din figura 5.6 să fie descrisă până la punctul de inflexiune. Astfel, în cazul în care  $x \rightarrow -\sqrt{3}$ , curba  $I_t^a = f^{-1}(I_i^a)$  posedă o tangentă verticală

pentru  $I_i^a = I_{i0}^a = \frac{8}{3\sqrt{3}}$ . Ca atare, pentru a obține un fenomen de amplificare diferențială în vecinătatea punctului de inflexiune, trebuie să avem:

$$I_i^a \geq \frac{8}{3\sqrt{3}} \quad (5.43)$$

Pentru a simplifica prezentarea, să ne plasăm în situația în care cele două oglinzi au aceeași transmisie ( $T_1 = T_2$ ), ceea ce antrenează  $T_{\max} = 1$ . Atunci, cu ajutorul ecuației (5.38), relația (5.43) se poate rescrie sub forma:

$$n_2 = \frac{I_i L}{T_2 \lambda_0} \geq \frac{2}{3\sqrt{3} F}, \quad (5.44)$$

intensitatea în cavitate fiind maximum egală cu  $\frac{I_i}{T_2}$ . Primul membru al ecuației

(5.44) descrie defazajul luminii datorită modificării neliniare a indicelui în decursul propagării sale în mediu, iar al doilea membru este de ordinul de marime al lărgimii relative a picurilor transmisiei cavității. Rezultă că pentru a observa efectele neliniare considerate în acest paragraf, este necesar să existe o contribuție a indicelui neliniar la defazaj în timpul propagării în mediu superioară lărgimii relative a curbei transmisiei cavității. Ca atare, aceste efecte vor fi mai ușor observabile cu cât coeficientul neliniar  $n_2$  va fi mai mare și cu cât finețea  $F$  a cavității va fi mai ridicată.

O altă aplicație posibilă a curbei de transmisie din figura 5.6 constă în punerea în formă a impulsurilor luminoase. Considerând că un impuls incident pe cavitatea Fabry – Perot are forma din figura 5.7a, atunci, la ieșire, în condițiile din figura 5.6, se va obține un impuls descris de figura 5.7b. Astfel, pantelor “blânde” din figura 5.7a le succed flancurile rapide ale figurii 5.7b. O astfel de formă este asociată transmisiei slabe a cavității la intensitate joasă, la care se succede o plajă de variație brutală a intensității transmise în vecinătatea lui  $I_i^a = I_{i0}^a$ . Aceasta este una din metodele de a obține un impuls luminos care se apropie de o funcție crenel (sau numit încă *impuls pătrat*).

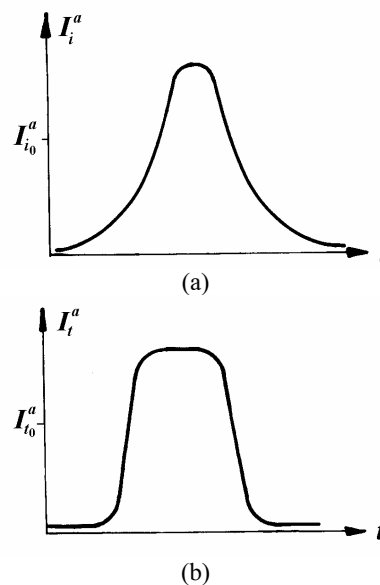


Fig. 5.7.