

C. Condițiile bistabilității optice

În cele ce urmează ne vom ocupa de bistabilitatea optică datorată modificării neliniare a indicelui de refracție⁽⁶⁾. Se consideră că funcția I_t^a este dată de ecuația (5.39) și că $x < -\sqrt{3}$. Într-o astfel de situație, curba care reprezintă variațiile lui I_t^a în funcție de I_i^a este multivalorică (figura 5.8), existând, într-adevăr, o plajă a valorilor intensității incidente $I_i^a \in [I_{i\text{inf}}^a, I_{i\text{sup}}^a]$, de pe figura 5.8, pentru care I_t^a poate lua trei valori diferite.

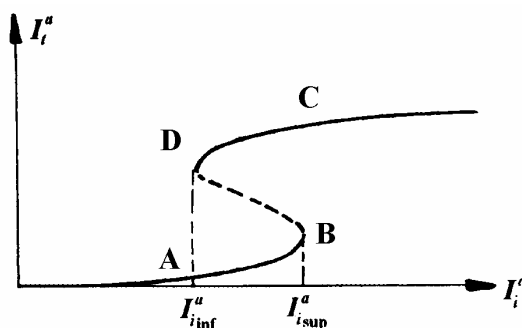


Fig. 5.8.

Astfel, pentru $I_i^a < I_{i\text{inf}}^a$ sau $I_i^a > I_{i\text{sup}}^a$, soluția pentru I_t^a este unică, iar pentru $I_i^a \in [I_{i\text{inf}}^a, I_{i\text{sup}}^a]$ există trei soluții matematice posibile pentru I_t^a . Un studiu dinamic al stabilității celor trei soluții (de exemplu, urmărind evoluția temporală a sistemului plecând de la o valoare apropiată a acestei soluții) ne arată că există *două soluții stabile și o soluție instabilă*. Această soluție instabilă corespunde curbei trasate punctat pe figura 5.8. Existența celor două soluții stabile pentru *intensitatea transmisă* (pentru aceeași valoare a intensității incidente) este la originea denumirii de *bistabilitate optică* dată acestui fenomen.

Din punct de vedere fizic al aplicațiilor, este foarte important de a înțelege care dintre cele două soluții stabile va fi aleasă de sistem în mod efectiv. În practică, soluția *observată* depinde de *istoria anterioară a sistemului*. Presupunând că inițial, intensitatea incidentă ar fi foarte scăzută și că ea crește în mod progresiv, *sistemul va evolua continuu pe ramura inferioară a curbei de bistabilitate* până în momentul în care intensitatea I_i^a va depăși valoarea $I_{i\text{sup}}^a$, caz în care sistemul va fi obligat să “sară” pe ramura superioară, punctul de funcționare sărind de la B la C (figura 5.8). Când intensitatea incidentă descrește plecând de la punctul de funcționare C, *intensitatea evoluează pe ramura superioară a curbei de bistabilitate* până în momentul în care I_i^a atinge valoarea $I_{i\text{inf}}^a$, când sistemul nu mai are alte soluții decât de a “sări” din punctul de funcționare A (figura 5.9).

⁽⁶⁾ R. L. Abrams, R. C. Lind, Degenerate four – wave mixing in absorbing media, Opt. Lett. **2**, 94; **3**, 205, (1978)

În acest mod, rezultă că pentru o intensitate incidentă $I_i^a \in [I_{i\text{inf}}^a, I_{i\text{sup}}^a]$, sistemul posedă două puncte de funcționare stabile (de exemplu R și R' pe figura 5.9) și alegerea punctului de funcționare depinde de valorile anterioare luate de sistem. Ca atare, acesta se comportă ca o *memorie optică*. Pentru a determina memoria să basculeze de la punctul R la R', este necesar să se aplice un crenel pozitiv de intensitate, adică, să se determine trecerea tranzitorie a intensității printr-o valoare superioară la $I_{i\text{sup}}^a$ și, invers, pentru a determina memoria să basculeze de la R' la R, trebuie să se scadă în mod tranzitoriu intensitatea sub valoarea $I_{i\text{inf}}^a$.

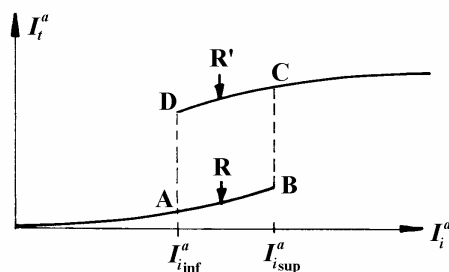


Fig. 5.9.

D. Calculatorul optic

Sistemele pe care le-am descris mai înainte, tranzistorul optic și bistabilitatea, fac obiectul a numeroase demonstrații experimentale de principiu⁽⁷⁾. De exemplu, se pare că este posibil ca plecând de la astfel de elemente să se construiască un calculator în care undele luminoase, care se propagă în structuri ghidate cum ar fi fibrele optice, ar înlocui curenții electrici.

Ținând seama de faptul că este relativ ușor să se obțină și să se poată propaga impulsuri luminoase de durate foarte scurte (sub 10^{-12} s), este posibil de a avea bistabilități optice ale căror timpi de comutare să fie de același ordin de mărime, devenind interesant să se realizeze sisteme rapide. În plus, undele luminoase nu sunt sensibile la câmpuri electromagnetice exterioare, produse, de exemplu, de curenții electrici, ceea ce ar face ca un sistem optic să fie mai demn de încredere decât un sistem electronic (de exemplu, în cazul aplicațiilor militare). De asemenea, sistemul optic ar permite un *stocaj foarte dens al informației*, o unitate logică optică ocupând o suprafață de ordinul lungimii de undă la pătrat, ceea ce ar permite ca în domeniul vizibil sau în IR apropiat să se ajungă la densități de ordinul a 100 Mo pe cm^2 .

Totuși, până la realizarea unui astfel de calculator există mai multe probleme de rezolvat: este necesar să se găsească medii care să aibă un timp de răspuns foarte rapid, o mare neliniaritate Kerr și să poată fi ușor miniaturizate. În plus, presupunând că aceste probleme vor fi realizate, rămâne compararea calculatorului optic cu alte sisteme (cum ar fi utilizarea joncțiunilor Josephson), care

⁽⁷⁾ H.M.Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light by Light*, Academic Press, Orlando, (1985)

nu este în toate cazurile favorabilă acestuia. Totuși, se pare că este rezonabil să se considere că în cazul unei durate de timp medii, sistemele optice se vor dezvolta în mod esențial pe câteva subdomenii bine definite, ca transportul informației în interiorul calculatorului, tratarea paralelă a informației sau tratarea imaginilor.

5.1.4. Automodularea fazei

Ca rezultat al efectului Kerr optic, o undă optică care se propagă într-un mediu neliniar de al treilea ordin suferă o *automodulare a fazei*. Schimbarea fazei suportată de un fascicul optic de putere \mathbf{P} și aria secțiunii transversale A , propagându-se pe o distanță L în mediu, este

$$\varphi = 2\pi \frac{n(I)L}{\lambda_0} = 2\pi \left(n + n_2 \frac{\mathbf{P}}{A} \right) \frac{L}{\lambda_0}, \quad (5.45)$$

astfel, încât, ea este modificată cu

$$\Delta\varphi = 2\pi n_2 \frac{L}{\lambda_0 A} \mathbf{P}, \quad (5.46)$$

modificarea fiind proporțională cu puterea optică P . Automodularea fazei este folosită în aplicațiile în care *lumina controlează lumina*.

Monitorizarea acestui efect care ca L să fie mare și A să fie mică. Aceste cerințe ar fi îndeplinite prin folosirea ghidurilor de undă optice. Puterea optică la care $\Delta\varphi = \pi$ este dată de expresia

$$\mathcal{P}_\pi = \frac{\lambda_0 A}{2Ln_2}. \quad (5.47)$$

Astfel, o fibră de sticlă dopată având lungimea $L=1$ m, aria secțiunii transversale $A=10^{-2}$ mm² și $n_2=10^{-10}$ cm²/W, lucrând la $\lambda_0=10^3$ nm, de exemplu, ar schimba faza cu un factor π la o putere optică $\mathcal{P}_\pi = 0,5$ W. Materialele cu valori mari ale lui n_2 pot fi folosite în canale ale ghidurilor de undă cu lungimea de 1 cm pentru obține o schimbare a fazei cu π la puteri de câțiva mW.

Modularea fazei poate fi convertită într-o modulare a intensității folosind scheme asemănătoare ca cele folosite în modulatorii electrooptici. Astfel, avem:

a. *Folosirea unui interferometru Mach – Zehnder* (figurile 5.10a, în cazul din electro-optică și 5.10b în cazul actual). Întârzietorul de fază singur nu afectează intensitatea fasciculului de lumină. Însă, un modulator de fază plasat într-o ramură a unui interferometru (figura 5.10) poate funcționa ca un modulator de intensitate.

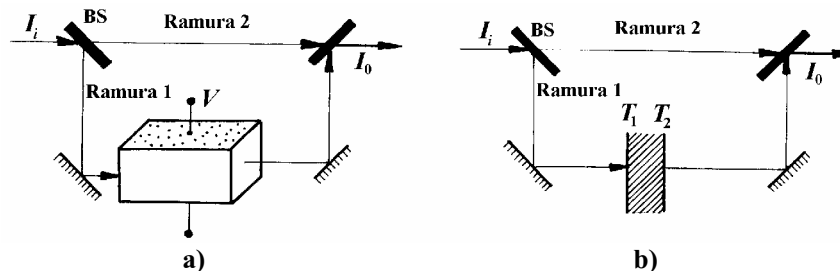


Fig. 5.10.

De exemplu, considerând interferometrul Mach – Zehnder, ilustrat în figura 5.10, un divizor de fascicul (“beamsplitters”), BS, împarte fasciculul în puteri optice egale și intensitatea transmisă I_0 funcție de intensitatea incidentă se va exprima prin:

$$I_0 = \frac{1}{2}I_i + \frac{1}{2}I_i \cos \Delta\varphi = I_i \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (5.48)$$

unde $\Delta\varphi$ este diferența dintre variațiile fazei suferite de lumină la traversarea prin cele două ramurim, conducând la o transmitanță a interferometrului

$$T = \frac{I_0}{I_i} = \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (5.49)$$

unde, în cazul figurii 5.10b, $\Delta\varphi$ este dată de expresia (5.46). Este de remarcat că un modulator de intensitate Mach – Zehnder poate fi construit sub forma unui aparat integrat optic (figura 5.11). Ghidurile de undă sunt plasate pe un substrat în geometria arătată în figura 5.11. Beamspliterele sunt implementate prin folosirea unui ghid de undă în Y. Intrarea și ieșirea optică pot fi purtate prin fibre optice.

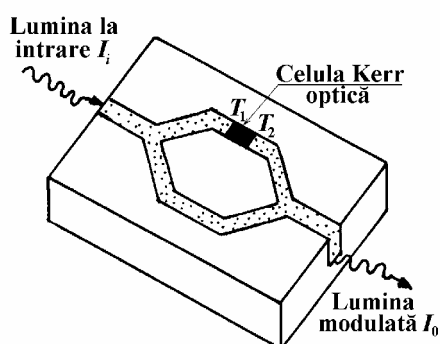


Fig. 5.11

b. Folosirea diferenței dintre fazele modulate a două componente polarizate (birefrința) ca întârziator de undă, plasat între polarizori încrucișați (figura 5.12). Un întârziator de undă (întârzierea $\Delta\varphi$) așezat între doi polarizori (P_1 și P_2) încrucișați, plasați la $\frac{\pi}{4}$ față de axele întârziatorului, are o transmitanță a intensității.

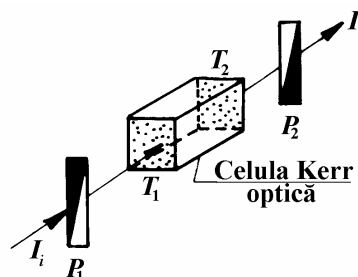


Fig. 5.12.

$$T = \frac{I_0}{I_i} = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right). \quad (5.50)$$

În practică, transmitanța maximă a modulatorului este afectată de pierderile cauzate de reflexie, absorbție și împrăștiere.

c. Folosirea unui cuplor direcțional integrat optic^{(8),(9)}. Rezultatul important al convertirii modulării fazei într-o modulare a intensității este că se obține un

⁽⁸⁾ L.D. Hutcheson, ed., *Integrated Optical Circuits and Components*, Marcel Dekker, New York, (1987)

⁽⁹⁾ H. Nishihara, M. Haruna, and T. Suhara, *Optical Integrated Circuits*, McGraw-Hill, New York, (1989)

modulator optic total în care un fascicul optic total în care un fascicul optic slab poate fi controlat de un fascicul optic puternic.

5.1.5. Autofocalizarea

Un alt efect interesant asociat cu automodularea fazei este *autofocalizarea*. Dacă un fascicul optic este transmis printr-un strat subțire de material neliniar care manifestă efect Kerr optic, după cum este ilustrat în figura 5.13, indicele de refracție schimbă modul de reprezentare a intensității în planul transversal. Dacă fasciculul are o intensitate foarte mare la centru, schimbarea cea mai mare a indicelui de refracție este, de asemenea, la centru. Stratul subțire neliniar acționează astfel ca un mediu cu indice gradat care împărtășește unei schimbare a fazei neuniformă, în acest fel cauzând o curbura a frontului de undă. În anumite condiții mediul poate acționa ca o lentilă cu o lungime focală dependentă de putere.

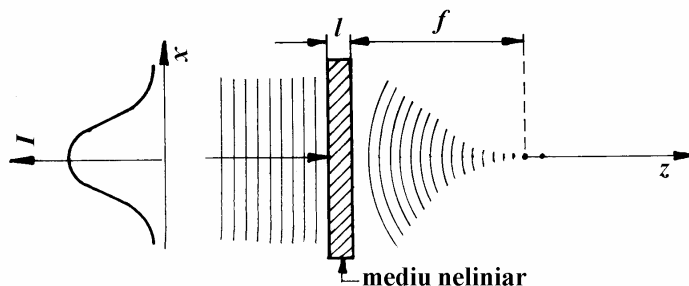


Fig. 5.13.

De exemplu, un fascicul optic care se propagă în direcția z (figura 5.13) și este transmis printr-un strat subțire din mediu optic neliniar prezentând efectul Kerr optic, $n(I) = n + n_2 I$, stratul așezat în planul $x-y$, având o grosime l , transmite amplitudinea complexă $\exp[-ink_0 l]$. Stratul este străbătut de un fascicul care are un front de undă aproximativ planar și o distribuție de intensitate $I \approx I_0 \left[1 - \frac{x^2 + y^2}{W^2} \right]$ în punctele apropiate de axa fasciculului, unde $\{x, y\} \ll W$, I_0 este maximul intensității și W este semilărgimea (tală) fasciculului. Mediul neliniar prin care trece fasciculul acționează ca o lentilă subțire cu o distanță focală invers proporțională cu I_0 .

5.1.6. Solitoni spațiali

Când un fascicul optic intens se propagă printr-un mediu omogen neliniar suficient de gros, în loc de un strat subțire, indicele de refracție este alterat neuniform astfel încât mediul poate acționa ca un ghid de undă cu indicele gradat. Astfel, fasciculul își poate crea ghidul de undă propriu. Dacă intensitatea fasciculului

are aceeași distribuție spațială în planul transversal ca unul din modurile ghidului de undă pe care fasciculul însuși îl creează, fasciculul se propagă autoconsistent fără să-și schimbe distribuția sa spațială. În aceste condiții, difracția este compensată de efectele neliniare și fasciculul este confinat în ghidul de undă format (auto-creat de fascicul). *Astfel de fascicule autoghidate sunt numite solitoni spațiali.*

Auto-ghidarea luminii de un mediu Kerr optic este descrisă matematic de ecuația lui Helmholtz:

$$\left[\nabla^2 + n^2(I)k_0^2\right]E=0, \quad (5.51)$$

unde $n(I)=n+n_2I$, $k_0=\frac{\omega}{c}$ și $I=\frac{|E|^2}{2Z}$. Aceasta este o ecuație diferențială neliniară în E , care este simplificată prin scrierea lui E sub forma

$$E=A\exp[-ikz], \quad (5.52)$$

unde $k=nk_0$ și presupunând că anvelopa $A=A(x,z)$ variază ușor în direcția z în comparație cu lungimea de undă $\lambda=\frac{2\pi}{k}$ și nu variază în direcția y . Folosind aproximația

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}[A\exp[-ikz]]\approx\left(-2ik\frac{\partial A}{\partial z}-k^2A\right)\exp[-ikz],$$

ecuația lui Helmholtz devine

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}-2ik\frac{\partial A}{\partial z}+k_0^2[n^2(I)-n^2]A=0. \quad (5.53)$$

Deoarece efectul neliniar este mic, adică, $n_2I\ll n$, putem scrie

$$[n^2(I)-n^2]=[n(I)-n][n(I)+n]\cong[n_2I][2n]=\frac{2n_2n|A|^2}{2Z}=\frac{n^2n_2}{Z_0}|A|^2,$$

ecuația (5.53) devenind

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{n_2}{Z_0}k^2|A|^2A=2ik\frac{\partial A}{\partial z}, \quad (5.54)$$

care este *ecuația Schrödinger neliniară*. Una din soluțiile ei pentru *solitonul spațial* este

$$A(x,z)=A_0\operatorname{sech}\left(\frac{x}{W_0}\right)\exp\left[-i\frac{z}{4z_0}\right], \quad (5.55)$$

unde W_0 este o constantă, $\operatorname{sech}\left(\frac{x}{W_0}\right)$ este o funcție hiperbolică, A_0 satisface relația

$$n_2\frac{A_0^2}{2Z_0}=\frac{1}{k^2W_0^2} \quad (5.56)$$

și

$$z_0 = \frac{1}{2}kW_0^2 = \pi \frac{W_0^2}{\lambda} \quad (5.57)$$

este domeniul Rayleigh⁽¹⁰⁾. Distribuția intensității:

$$I(x,z) = \frac{|A(x,z)|^2}{2Z} = \frac{A_0^2}{2Z_0} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{W_0}\right) \quad (5.58)$$

este independentă de z și are semilărgimea W_0 , după cum este ilustrat în figura 5.14.

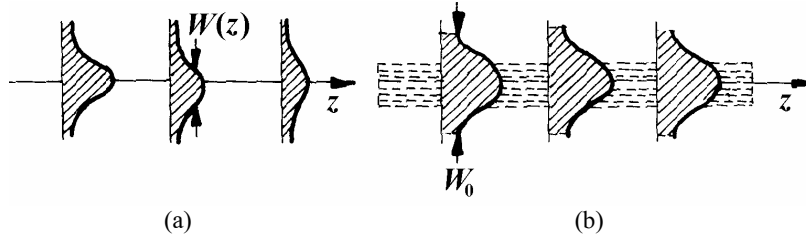


Fig. 5.14.

Distribuția (5.55) este modul unui ghid de undă de indice gradat cu un indice de refracție

$$n + n_2 I = n \left[1 + \left(\frac{1}{k^2 W_0^2} \right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{W_0}\right) \right], \quad (5.59)$$

încât autoconsistența este asigurată. Deoarece $E = A \exp[-ikz]$, unda se propagă cu o constantă de propagare

$$k + \frac{1}{4z_0} = k \left(1 + \frac{\lambda^2}{8\pi^2 W_0^2} \right) \quad (5.60)$$

și viteza de fază

$$v_p = \frac{c}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{2\pi W_0} \right)^2}. \quad (5.61)$$

Astfel viteza de fază este mai mică decât viteza luminii în vid, c , pentru fasciculele localizate, în cazul lui W_0 mic și apropiată de c , pentru W_0 mare. În figura 5.14 avem o comparație între un fascicul gaussian care se propagă într-un mediu linear (figura 5.14a) și un soliton spațial (fascicul optic autoghidat) care se propagă într-un mediu nelinier (figura 5.14b).

⁽¹⁰⁾ Domeniul Rayleigh se definește pentru profunzimea focarului unui fascicul gaussian (figura (5.15)).

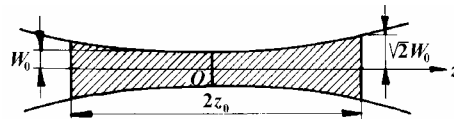


Fig. 5.15.