

## 5. CARACTERIZAREA GHIDURILOR OPTICE DE UNDĂ

Întrucât ghidurile optice de undă reprezintă elementele de bază ale circuitelor optice integrate, cunoașterea cât mai exactă a caracteristicilor optice ale acestora, (care sunt determinate de parametrii ce controlează procesele tehnologice de fabricație), joacă un rol foarte important în proiectarea dispozitivelor atât active (lasere integrate, amplificatoare laser integrate) cât și pasive (modulatoare, filtre, comutatoare optice etc.) [5.1], [5.2].

Pentru măsurarea parametrilor de bază care caracterizează ghidurile optice de undă (cum ar fi de exemplu: pierderile apărute în procesul de propagare, secțiunile eficiente de emisie și absorbție, indicele de refracție efectiv, profilul indicelui de refracție, profilul modurilor etc.) s-au dezvoltat o serie de tehnici experimentale bazate pe metode optice (metode interferometrice, măsurarea spectrelor de transmisie, măsurarea câmpului apropiat și depărtat etc.) care sunt nedistructive. Aceste metode permit caracterizarea cu precizie foarte ridicată a ghidurilor optice de undă.

Există și alte metode precise pentru caracterizarea ghidurilor optice de undă, cum ar fi de exemplu cele bazate pe spectrometria de masă; acestea, spre deosebire de cele amintite sunt distructive.

### 5.1. Măsurarea indicelui de refracție efectiv

Indicele de refracție efectiv este un parametru de bază care caracterizează modurile ghidate. În cazul unui mod ghidat de ordinul  $m$ , *indicele de refracție efectiv* al acestuia este definit cu ajutorul relației:

$$n_m = \frac{\beta}{k} \quad (5.1)$$

în care:  $\beta$  reprezintă constanta de propagare a modului, iar  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  este vectorul de undă în vid.

Printre metodele cel mai des folosite pentru determinarea indicelui de refracție efectiv se numără metoda cuplajului cu prismă și cea a cuplajului cu rețea.

#### 5.1.1. Metoda cuplajului cu prismă

Principiul metodei cuplajului cu prismă [5.3], [5.4] este prezentat schematic în figura 5. 1. Fasciculul luminos este incident pe o prismă sub unghiul  $\theta$ . La baza prisme fasciculul luminos formează un unghi  $\Phi$  cu normala, unghi care determină viteza de fază în direcția  $z$  a fasciculului incident pe prismă în spațiul dintre prismă și ghid:

$$v_i = \frac{c}{n_p \sin \Phi} \quad (5.2)$$

unde  $c$  este viteza luminii în vid, iar  $n_p$  este indicele de refracție al prisme.

În urma fenomenului de refracție o parte din radiația incidentă este transmisă în ghidul de undă. Cuplajul eficient al luminii în ghidul de undă are loc numai dacă unghiul  $\Phi$  are o astfel de valoare încât frecvența  $\nu_i$  este egală cu cea corespunzătoare vitezei de fază,  $\nu_m$ , a unui mod ghidat ( $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ). Întrucât:

$$\nu_m = \frac{c}{n_m} \quad (5.3)$$

indicele de refracție efectiv  $n_m$  al modului  $m$  poate fi determinat cu ajutorul relației:

$$n_m = n_p \sin \Phi_m. \quad (5.4)$$

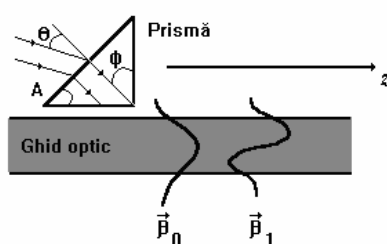


Fig. 5. 1. Montajul cuplajului cu prismă.

Datorită condiției precedente, unghiul  $\Phi_m$  este mai mare decât unghiul critic corespunzător reflexiei totale la interfața sticlă-aer. Lumina este reflectată total la baza prisme, în aceasta formându-se unde staționare. În spațiul dintre prismă și ghid câmpul evanescent existent interacționează cu cel al modului ghidat, rezultând un cuplaj al luminii incidente în mod (v. fig. 5. 1).

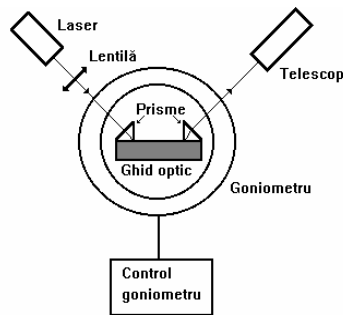
În ecuația (5.4) unghiul  $\Phi_m$  nu poate fi măsurat direct. Cu toate acestea, pe baza relației dintre unghiurile  $\Phi_m$  și  $\theta_m$  (fig. 5. 1), ultimul fiind direct măsurabil, indicele de refracție efectiv  $n_m$  poate fi calculat cu ajutorul formulei:

$$n_m = n_p \sin \left[ \sin^{-1} \left( \frac{\sin \theta_m}{n_p} \right) + A \right] \quad (5.5)$$

în care:  $A$  este unghiul de la baza prisme.

Montajul experimental utilizat pentru măsurarea unghiurilor de cuplaj  $\theta_m$  este prezentat schematic în figura 5. 2. Ghidul care urmează a fi măsurat este plasat pe un goniometru. Pe suprafața ghidului sunt dispuse prin presare cu ajutorul unor cleme două prisme. Radiația provenită de la un laser este cuplată în ghid cu ajutorul primei prisme și excită modurile ghidate. Lumina acestor moduri extrasă din ghid cu ajutorul celei de-a doua prisme formează o figură compusă din mai multe linii ( $m$ -lines). Fiecare linie corespunde unui mod ghidat din ghidul optic. Unghiurile  $\theta_m$  dintre aceste linii și normala la prismă sunt măsurate cu ajutorul unui telescop montat de asemenea pe goniometru. Rotația goniometrului este controlată și măsurată cu precizie foarte ridicată.

Folosind un astfel de montaj experimental [5.3], [5.4] a fost măsurat de exemplu indicele de refracție efectiv al unui ghid optic obținut pe baza schimbului ionic argint-sodiu din sticlă (varietatea Corning 0211) introdusă într-o baie de nitrat de argint la 270°C timp de 4,5 h. Utilizând o prismă care are unghiul  $A = 45^\circ$ , indicele de refracție  $n_p = 1,71653$  și o radiație având  $\lambda = 632,8$  nm s-a măsurat în cazul modului  $TE_0$  un unghi  $\theta = 37,0167^\circ$ , obținându-se pentru indicele de refracție efectiv valoarea  $n_0 = 1,5624$ .



**Fig. 5. 2.** Montajul experimental pentru măsurarea unghiurilor de cuplaj prin metoda cuplajului cu prismă.

Metoda cuplajului cu prismă este simplă, rapidă și exactă, permițând obținerea unor rezultate cu o precizie de aproximativ  $10^{-4}$ .

### 5.1.2. Metoda cuplajului cu rețea

Cuplarea luminii în ghidurile de undă se poate face și cu ajutorul rețelelor de difracție. Un astfel de montaj experimental este prezentat schematic în figura 5. 3. [5.5], 5.6]. Rețeaua de difracție caracterizată de perioada  $\Lambda$ , plasată la suprafața ghidului produce o mică perturbație asupra modului (ghidat sau radiat) care determină cuplajul luminii într-un alt mod care este determinat de condiția de adaptare. În cazul când condiția de adaptare dintre un mod ghidat și respectiv un mod radiat este indeplinită are loc un transfer de putere eficient între aceste două moduri. Condiția de adaptare poate fi scrisă sub forma:

$$\beta_m = \beta_r + \frac{2\pi}{\lambda} j; \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.6)$$

în care:  $\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} N_m$  și  $\beta_r = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_m$  reprezintă constantele de propagare corespunzătoare modurilor ghidate, respectiv radiate.

Întrucât de obicei se folosește ordinul întâi ( $j = 1$ ), în acest caz indicele de refracție efectiv  $n_m$  poate fi scris sub forma:

$$n_m = \sin \theta_m + \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (5.7)$$

Metoda cuplajului cu rețea este potrivită pentru măsurarea indicilor de refracție efectivi atât ai substratului cât și ai ghidului propriu-zis. Unghiurile  $\theta_m$  pot fi măsurate cu ajutorul unui telescop montat pe un goniometru la fel ca în cazul cuplajului cu prismă (v. 5.1.1).

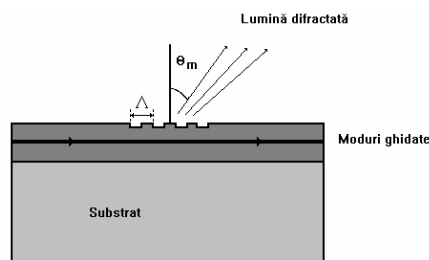


Fig. 5. 3. Montajul experimental care folosește cuplajul cu rețea.

Cunoscând unghiurile  $\theta_m$ , valorile indicilor de refracție efectivi pot fi calculate cu ajutorul relației (5.7).

În cazul unui ghid obținut prin schimb ionic (argint) în sticlă (Corning) având lățimea de  $10 \mu\text{m}$ , iar constanta rețelei de  $0,4227 \mu\text{m}$  s-a obținut pentru o radiație cu  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  o valoare a indicelui de refracție efectiv  $n_0 = 1,5634$  pentru modul  $\text{TE}_0$  și un unghi de incidență  $\theta(^{\circ}) = 3,8048$  [5.5], [5.6]. Metoda cuplajului cu rețea este de asemenea o metodă precisă, permițând determinarea indicilor de refracție efectivi cu o precizie de aproximativ  $10^{-4}$ , aceasta fiind comparabilă cu cea obținută în cazul montajului cu prismă.

## 5.2. Caracterizarea profilurilor modurilor

Profilul modului sau mai exact distribuția intensității într-un mod este o altă caracteristică importantă a ghidurilor optice. Mai multe proprietăți ale unui ghid optic, cum ar fi de exemplu: eficiența de cuplaj a acestuia cu o fibră optică sau cu un alt ghid, interacțiunea cu o rețea sunt determinate de profilurile modurilor.

În urma caracterizării profilului unui mod se pot obține informații despre numărul de moduri, dimensiunile acestora precum și despre simetria ghidului optic. De asemenea cunoașterea profilului modului servește la determinarea profilului indicelui de refracție.

Unul dintre cele mai des folosite montaje experimentale pentru caracterizarea profilului unui mod este prezentat schematic în figura 5. 4.

Lumina provenită de la un laser este cuplată la un capăt al ghidului cu ajutorul unei lentile obiectiv și excită modurile ghidate. (În cazul unor ghiduri de tip lespede (*slab*) se poate folosi și cuplajul cu ajutorul unei prisme.) Întrucât dimensiunile câmpului apropiat sunt de ordinul micronilor, pentru a fi înregistrată figura câmpului apropiat trebuie mărită cu ajutorul unei alte lentile. Imaginea este focalizată pe camera video și apoi convertită în date numerice care sunt procesate cu ajutorul calculatorului. Profilul modului poate fi de asemenea vizualizat cu ajutorul unui monitor TV.

Pentru a obține profiluri corecte ale modurilor trebuie ca focalizarea să fie făcută exact, pentru a reduce erorile prin operația de mărire și de asemenea, camera video trebuie să fie caracterizată printr-o relație liniară între puterea optică incidentă și cea la ieșire. În cazul în care camera nu are un răspuns liniar rezultatul trebuie corectat ținând seama de caracteristicile de răspuns ale acesteia.

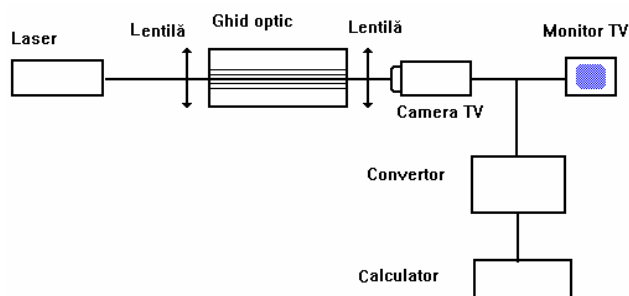


Fig. 5. 4. Montajul experimental folosit pentru măsurarea profilurilor modurilor.

În figura 5. 5 este prezentată în medalion o fotografie a modului fundamental și de asemenea profilurile corespunzătoare pe lățimea și respectiv adâncimea unui ghid obținut în urma unui dublu schimb ionic (argint - potasiu) în sticlă, la o temperatură de 300°C, timp de 300 min [5.7].

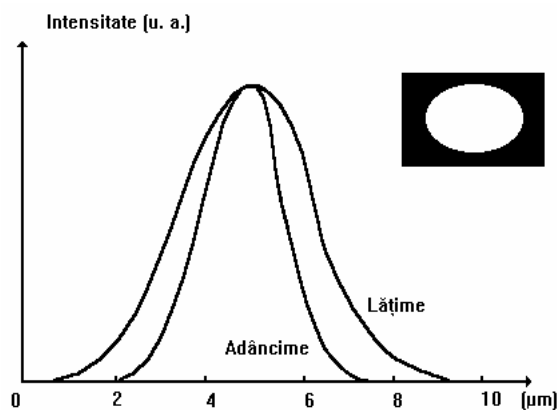


Fig. 5. 5. Fotografia modului fundamental și profilurile în adâncime și lățime corespunzătoare unui semnal având  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  în cazul unui ghid obținut prin dublu schimb ionic, argint - potasiu.

### 5. 3. Determinarea profilului indicelui de refracție

Proprietățile unui ghid optic sunt determinate în mod deosebit de profilul indicelui său de refracție. De aceea, caracterizarea profilului indicelui de refracție joacă un rol foarte important în optica integrată [5.7]-[5.12].

Pentru determinarea profilului indicelui de refracție în ghiduri și substraturi optice se pot utiliza mai multe metode cum ar fi de exemplu: *metoda WKB*, *metoda WKB inversă* și *metoda câmpului apropiat* [5.8]-[5.13].

### 5.3.1. Metoda WKB

Metoda *Wentzel*, *Kramers*, *Brillouin-WKB* este o metodă aproximativă pentru rezolvarea ecuației undelor în ghiduri de undă de tip lespede (v. Anexa 1) [5.8]. Cunoscând funcția care descrie indicele de refracție a unui ghid, prin metoda WKB se pot determina indicele de refracție efectiv și distribuția câmpului corespunzătoare tuturor modurilor. Deci cunoscând indicii de refracție efectivi ai ghidului optic se poate determina profilul indicelui de refracție.

În cazul unei distribuții de indici

$$n(x) = \begin{cases} n_c, & x < 0 \\ n(x), & x > 0 \end{cases} \quad (5.8)$$

pentru care  $n(x) \gg n_c$  și  $n(0) \approx n(x)$  pe baza metodei aproximative WKB (v. Anexa 1) se obține următoarea ecuație cu valori proprii:

$$\int_0^{x_m} \left[ n^2(x) - N_m^2 \right]^{1/2} dx = \frac{4m+3}{8} \quad m = 0, 1, 2, \dots, M-1 \quad (5.9)$$

în care:  $x_m$  este definit de relația  $N_m = n(x_m)$ , iar  $M$  reprezintă numărul de moduri.

Dacă  $n(x)$  este o funcție de  $m$  parametri, adică:

$$n(x) = f(p_1, p_2, p_3, \dots, p_m, x) \quad (5.10)$$

pentru un ghid care suportă  $m$  sau mai multe moduri parametrii  $p_1, p_2, p_3, \dots, p_m$  pot fi determinați fitând indicii de refracție efectivi mășurați în ecuația (5.9).

În cazul unor ghiduri obținute prin schimb ionic, profilul indicelui de refracție poate fi descris cu ajutorul funcției complementare a erorilor:

$$n(x) = \Delta n \times \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{d}\right) + n_s \quad (5.11)$$

unde  $d = 2\sqrt{Dt}$  reprezintă adâncimea ghidului,  $D$  este coeficientul de difuzie,  $t$  este timpul de difuzie,  $n_s$  este indicele de refracție al substratului,  $\Delta n = n(0) - n_s$  este variația maximă a indicelui de refracție, iar

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-\alpha^2) d\alpha. \quad (5.12)$$

Profilul indicelui de refracție a ghidurilor obținute prin schimb ionic este deci caracterizat de parametrii  $\Delta n$  și  $d$ . Analiza acestor ghiduri poate fi generalizată folosind frecvența normalizată  $v$  și constanta de propagare normalizată  $b$  care sunt definite cu ajutorul relațiilor:

$$v = kd(2n_s \Delta n)^{1/2} \quad (5.13)$$

$$b = \frac{n_m^2 - n_s^2}{2n_s \Delta n} \quad (5.14)$$

în care:  $k$  este vectorul de undă în vid. Curbele  $b = b(v)$  pot fi obținute cu ajutorul metodei WKB, iar cei doi parametri  $\Delta n$  și  $d$  în cazul unui anumit ghid se pot calcula în urma fitării indicilor de refracție efectivi mășurați experimental cu aceste curbe.

În cazul metodei WKB s-a presupus că funcția care caracterizează profilul indicelui de refracție este determinată de un anumit număr de parametri. Dacă acest număr de parametri este mic, atunci calculele sunt relativ simple. Există însă ghiduri pentru care profilul indicelui de refracție nu poate fi descris de funcții simple. Introducând funcții mai complicate care conțin un număr mai mare de parametri cu metoda WKB procedura de calcul este mai dificilă. În acest caz se utilizează metoda WKB inversă.

### 5.3.2. Metoda WKB inversă

Cu ajutorul acestei metode se poate reconstrui profilul indicelui de refracție din valorile măsurate ale indicilor efectivi [5.12]. Pentru a determina profilul indicelui de refracție  $n(x)$  relația (5.9) se scrie ca o sumă de integrale de forma:

$$\sum_{k=1}^i \int_{x_{k-1}}^{x_k} [n^2(x) - n_i^2]^{1/2} dx = \frac{4m_i + 3}{8}. \quad (5.15)$$

În scrierea relației (5.15) s-au introdus față de relația (5.9) variabilele  $n_i$  și  $m_i$  în locul variabilelor  $n_m$  și  $m$ .

Se consideră că  $n(x)$  variază liniar având valorile măsurate corespunzătoare indicelui de refracție  $n_i$  și este dată de relația:

$$n(x) \approx n_k + \frac{n_{k-1} - n_k}{x_k - x_{k-1}} (x_k - x) \quad x_{k-1} \leq x \leq x_k. \quad (5.16)$$

Considerând că  $n(x) + n_i$  poate fi înlocuit cu o valoare medie, adică:

$$n(x) + n_i \approx \frac{n_{k-1} + n_k}{2} + n_i \quad x_{k-1} \leq x \leq x_k \quad (5.17)$$

soluția pentru valorile  $x_i$  este de forma:

$$x_i = x_{i-1} + \left[ \left( \frac{3}{2} \right) \left( \frac{n_{i-1} + 3n_i}{2} \right)^{-1/2} (n_{i-1} - n_i)^{-1/2} \right] \times \\ \left\{ \left( \frac{4m_i + 3}{8} \right) - \frac{2}{3} \times \sum_{k=1}^{i-1} \left( \frac{n_{k-1} + n_k}{2} + n_i \right)^{1/2} \left( \frac{x_k - x_{k-1}}{n_{k-1} - n_k} \right) \times \right. \\ \left. \left[ (n_{k-1} - n_i)^{3/2} - (n_k - n_i)^{3/2} \right] \right\} \quad (5.18)$$

unde  $i = 2, 3, 4, \dots, M$ , iar

$$x_1 = \frac{9}{16} \left( \frac{n_0 + 3n_i}{2} \right)^{-1/2} (n_0 - n_1)^{-1/2}. \quad (5.19)$$

Dacă valoarea indicelui de refracție la suprafața ghidului  $n_0$  este cunoscută, atunci  $x_i$  pot fi calculați cu ajutorul formulelor (5.18) și (5.19), iar profilul indicelui de refracție poate fi determinat din relația (5.15). Întrucât de obicei se măsoară experimental numai indicii de refracție efectivi  $n_0, n_1, n_2, \dots, n_{M-1}$  prin diferite metode prezentate mai înainte, valoarea indicelui de refracție la suprafața ghidului  $n_0$  este necunoscută. Deoarece în mod normal profilul indicelui de refracție este o curbă netedă,  $n_0$  poate fi ales astfel încât valoarea acestuia să determine curba cea mai netedă.

În figura 5. 6 este prezentat profilul indicelui de refracție (în adâncime) determinat cu ajutorul metodei WKB inverse, folosind valorile indicilor de refracție efectivi măsurate experimental, în cazul unui ghid obținut în urma schimbului ionic (potasiu-sodiu).

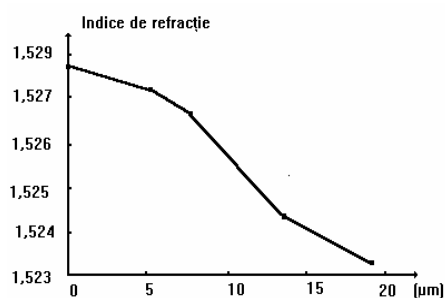


Fig. 5. 6. Profilul indicelui de refracție (în adâncime) determinat cu ajutorul metodei WKB inverse în cazul unui ghid obținut în urma schimbului ionic (potasiu-sodiu).

### 5.3.3. Metoda reconstrucției profilului indicelui de refracție din măsurători de câmp apropiat

Atât metoda WKB directă cât și cea inversă sunt aplicabile ghidurilor de undă multimodale de tip lespede. În cazul altor tipuri de ghiduri optice de undă (de tip canal, de exemplu) una dintre cele mai des folosite metode pentru reconstrucția profilului indicelui de refracție este cea bazată pe măsurarea câmpului apropiat. Această metodă este determinată de legătura dintre profilul indicelui de refracție și distribuția câmpului unui mod ghidat [5.13]-[5.18].

Determinarea profilului unui mod ghidat se poate face prin măsurarea câmpului apropiat fie cu ajutorul unei camere video fie utilizând o fibră optică ca receptor. Câmpul se consideră apropiat dacă detectorul este plasat față de ghid la o distanță mai mică decât  $3\lambda$ , unde  $\lambda$  este lungimea de undă a radiației folosite pentru investigare.

Profilul indicelui de refracție poate fi determinat de exemplu din profilul intensității câmpului apropiat (sau depărtat, caz în care trebuie utilizată o transformată Fourier a acestui câmp pentru a-l obține pe cel apropiat) înregistrat cu



o fibră optică standard, iar cu ajutorul acestuia pot fi calculați o serie de parametri care caracterizează un ghid optic de undă, cum ar fi: adâncimea de pătrundere a dopantului, diferența indicilor de refracție etc.

În aproximația scalară, într-un ghid optic de undă câmpul este considerat transversal și este complet descris de modul linear polarizat  $\psi$  care este o soluție a ecuației scalare a lui Helmholtz:

$$\Delta_T \psi(x, y) + (k_0 n^2(x, y) - \beta^2) \psi(x, y) = 0 \quad (5.20)$$

în care:  $\Delta_T$  este operatorul transversal Laplace,  $\psi(x, y)$  reprezintă câmpul electric sau magnetic transversal,  $n(x, y)$  este profilul indicelui de refracție,  $\beta$  este constanta de propagare, iar  $k_0$  este vectorul de undă în vid. În ecuația (5.20) care este de tip *Sturm-Liouville*, s-a considerat că pierderile prin absorbție la propagare sunt neglijabile.

Din ecuația (5.20) se poate determina profilul indicelui de refracție sub forma:

$$n^2(x, y) = \left( \frac{\beta}{k_0} \right)^2 - \frac{1}{k_0^2} \frac{\Delta_T \psi(x, y)}{\psi(x, y)}. \quad (5.21)$$

Dezvoltând în serie relația (5.21) se obține în primă aproximație:

$$n(x, y) = \left( \frac{\beta}{k_0} \right) - \frac{1}{2n_s k_0} \frac{\Delta_T \psi(x, y)}{\psi(x, y)} \quad (5.22)$$

unde  $n_s$  reprezintă indicele de refracție al substratului.

Considerând un câmp electric transversal care poate fi scris sub forma unui produs:

$$\psi(x, y) = \psi(x) \psi(y), \quad (5.23)$$

și cunoscând intensitatea câmpului local  $I(y) = \psi^2(x_0, y)$  într-un punct fix  $x = x_0$  profilul indicelui de refracție devine:

$$n(x_0, y) = \left( \frac{\beta}{k_0} \right) - \frac{1}{2n_s k_0} \frac{1}{\sqrt{I(Y)}} \frac{d^2 \sqrt{I(Y)}}{dy^2}. \quad (5.24)$$

În relația (5.24) primul termen din partea dreaptă a ecuației este o constantă necunoscută însă ceilalți reprezintă funcții cunoscute. Deci profilul indicelui de refracție poate fi determinat până în aproximația unei constante necunoscute.

Pe baza modelului teoretic prezentat anterior profilul indicelui de refracție poate fi determinat prin derivarea numerică a profilului intensității câmpului (relația (5.24)) [5.16]. În vederea efectuării acestei operații curbele experimentale obținute trebuie în prealabil prelucrate pentru a deveni netede. Ca urmare, din datele experimentale trebuie extras zgomotul printr-un procedeu de filtrare.

Pentru aceasta se consideră că indicele de refracție al ghidului poate fi scris cu ajutorul relației:

$$n(x, y) = n_s + \Delta n(x, y) \quad (5.25)$$

în care:  $n_s$  reprezintă indicele de refracție al substratului, iar  $\Delta n(x, y)$  variația indicelui de refracție. Ținând seama de profilul concentrației după o singură direcție, relația (5.25) poate fi scrisă sub forma:

$$n(x) = n_s + \Delta n f(x). \quad (5.26)$$

În continuare se consideră că  $f(x)$  este o funcție de tip gaussian:

$$f(x) = \exp \left[ - \left( \frac{x - x_0}{d_x} \right)^\alpha \right]. \quad (5.27)$$

Funcția  $g(x)$  utilizată pentru netezirea curbelor experimentale a fost construită să minimizeze integrala:

$$\int_{x_0}^{x_n} g''(x) dx \quad (5.28)$$

în așa fel încât:

$$\sum_i \left[ \frac{g(x_i) - \psi_i}{\delta y_i} \right]^2 \leq s \quad (5.29)$$

unde  $\psi_i = \sqrt{I_i}$  reprezintă valorile experimentale corespunzătoare intensității câmpului electric transversal,  $s$  este un factor de netezire, iar  $\delta y_i$  sunt factori care controlează procesul de netezire.

Pentru o anumită valoare a factorului de netezire  $s$ , funcția  $g(x)$  care este o soluție a ecuațiilor (5.28)-(5.29) a fost determinată numeric ținând seama de relațiile (5.26) și (5.27) obținându-se în final un profil numeric al indicelui de refracție [5.16].

Aceste date au fost filtrate cu ajutorul unei funcții de tip gaussian printr-o procedură de tip *Hook-Jeeves* [5.17] în așa fel încât să minimizeze funcția  $\chi$  (care caracterizează eroarea) în relația:

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \Delta n(x_i) - \Delta n \cdot e^{- \left( \frac{x_i - x_0}{d_x} \right)^\alpha} \right]^2. \quad (5.30)$$

În relația (5.30)  $d_x$  reprezintă adâncimea de pătrundere,  $\alpha$  este parametrul funcției de tip Gauss, iar  $x_0$  determină centrul gaussianei.

Pentru a mări precizia determinărilor din profilul intensității câmpului corespunzător ghidului trebuie extras printr-un procedeu de deconvoluție profilul câmpului fibrei [5.18]. Folosind montajul experimental prezentat în figura 5. 7 [5.18] profilul câmpului apropiat a fost înregistrat cu ajutorul unei fibre optice standard atât pe lățime și cât în adâncime în cazul unor ghiduri de  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  tăiate după axa  $x$ , având 52 mm lungime.

S-a folosit un laser cu He - Ne ( $\lambda=0,63 \mu\text{m}$ ) pentru alinierea montajului și o diodă laser (L. D.) având  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$  ca semnal optic, cele două radiații fiind cuplate împreună cu ajutorul unui cuplor de 3 dB (C) (optimizat pentru lungimea de undă  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ ).

Ghidurile (W) dispuse pe un substrat având depuse la capete oglinzi cu  $R=0,14$ , au fost produse de Laboratoarele Pirelli-Cavi (Milano-Italia), prin difuzia Ti și  $\text{Er}^{3+}$  în  $\text{LiNbO}_3$ .

Fiecare substrat conține  $2 \times 9$  ghiduri de tip panglică având lățimile cuprinse între  $5 \mu\text{m}$  și  $9 \mu\text{m}$ , în trepte de  $0,5 \mu\text{m}$ .

Măsurarea câmpului apropiat (polarizarea TE în cazul de față), efectuată în vederea determinării profilului modului a fost făcută cu ajutorul unei fibre optice standard cuplată cu un instrument pentru măsurarea puterii radiației laser utilizate (powermetru (POW.)) [5.18].

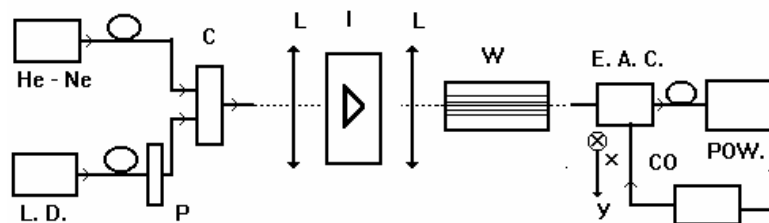


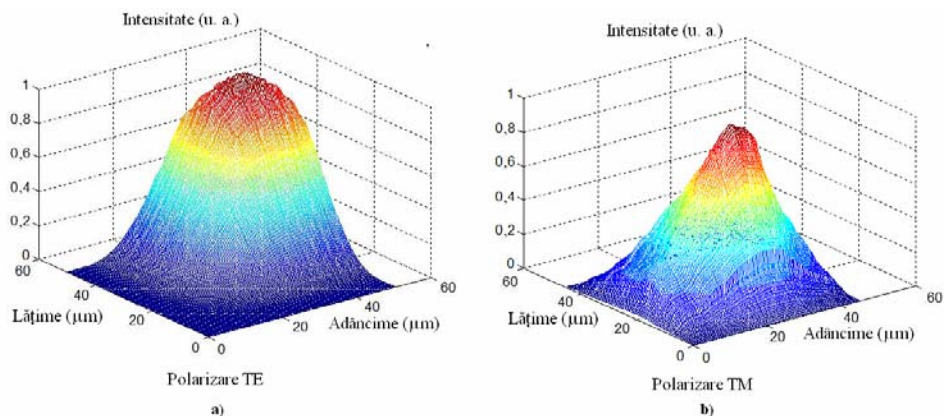
Fig. 5. 7. Montajul experimental utilizat pentru măsurarea câmpului apropiat cu ajutorul unei fibre optice.

Deplasarea controlată a fibrei optice (prin intermediul calculatorului (CO)) pe baza unui program, în planul situat la ieșirea din ghid la distanța de  $1 \div 3 \lambda$ , pe lățimea ghidului-axa  $y$  din figura 5. 7 și respectiv adâncimea acestuia-axa  $x$  din figura 5. 7, montată pe un suport, după cele trei direcții (a treia direcție de deplasare fiind în lungul axei optice a montajului experimental), a fost făcută cu ajutorul unui dispozitiv electronic (*electrostrictive actuator controller*-E. A. C.). Funcționarea acestui dispozitiv se bazează pe efectul electrostrictiv și este comandat de tensiunea aplicată cristalului. Cele două polarizări, TE și respectiv TM, corespunzătoare câmpului au fost selectate cu ajutorul unui polarizator (P) și a izolatorului optic (I).

În figura 5. 8 sunt prezentate profilurile măsurate ale intensităților câmpurilor apropiate în cazul unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  având lățimea de  $7,5 \mu\text{m}$ , tăiat după axa  $x$ , măsurate cu ajutorul unei fibre optice standard în cazul polarizărilor TE (fig. 5. 8 a)), respectiv TM (fig. 5. 8 b)), iar în figura 5. 9 sunt prezentate profilurile măsurate ale intensităților câmpurilor apropiate (curba (m)), curba (p) fiind obținută în urma netezirii (procesării) celei măsurate în cazul aceluiași ghid măsurate pe lățimea ghidului (curba a)) și respectiv în adâncimea lui (curba b)) în cazul polarizării TE.

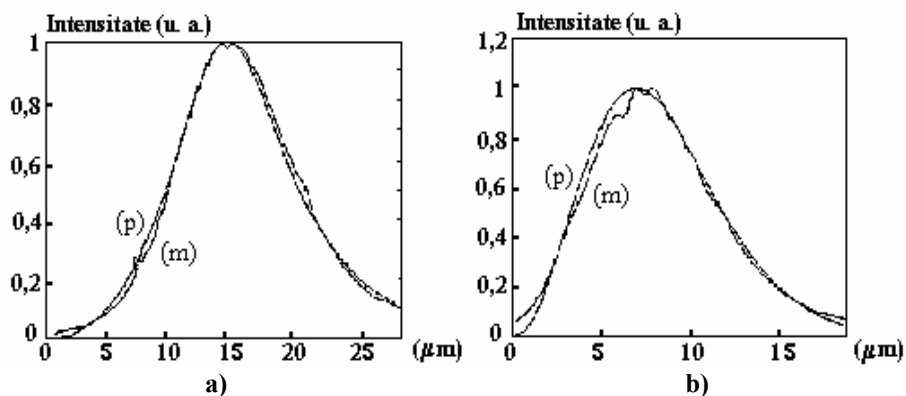
Utilizând modelul teoretic prezentat mai înainte se poate determina profilul indicelui de refracție (relația (5.24)) din profilul intensității câmpului apropiat.

În figura 5. 10 sunt prezentate profilurile diferențelor indicilor de refracție ( $\Delta n$ ) în cazul ghidului menționat anterior pe lățimea ghidului (fig. 5. 10 a)) și respectiv în adâncime (fig. 5. 10 b)).



**Fig. 5. 8.** Profilurile măsurate ale intensităților câmpurilor apropiate în cazul unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  având lățimea de  $7,5 \mu\text{m}$ , tăiat după axa  $x$ , în cazul polarizărilor: a) TE și b) TM.

În cazul profilului în adâncime variația indicelui de refracție este de  $\Delta n = 1,2 \cdot 10^{-3}$ , iar adâncimea de pătrundere  $d = 4,5 \mu\text{m}$  (parametrul funcției Gauss fiind  $\alpha = 1,55$ , iar factorul de netezire  $s = 0,1$ ) cu o eroare de 3,2 %.



**Fig. 5. 9.** Intensitățile măsurate ale câmpurilor apropiate (curba (m)) și procesate (curba (p)) în cazul unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ : a) pe lățimea ghidului și b) pe adâncimea acestuia.

Tot cu ajutorul profilului câmpului măsurat în adâncime (reprezentat în scară logaritmică) mai poate fi determinată poziția (punctul de pe grafic) unde *începe* ghidul optic. Așa cum se poate vedea din figura 5. 11, ghidul optic *începe* în jurul valorii de  $2 \mu\text{m}$  (punctul de pe grafic unde se trece de la variația liniară a profilului la cea parabolică).

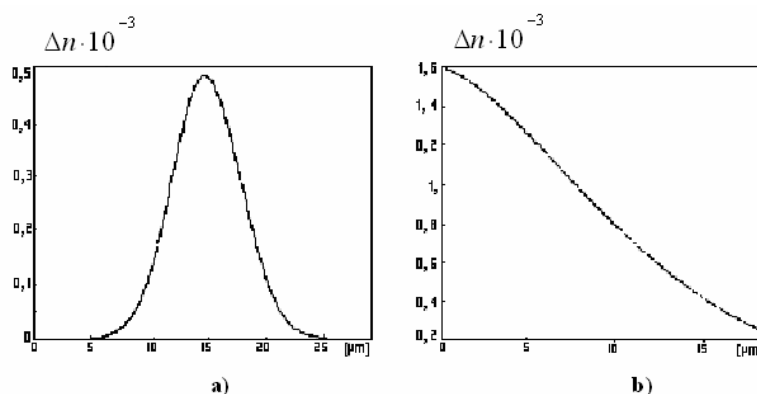


Fig. 5. 10. Profilul indicelui de refracție: a) pe lățimea ghidului și b) în adâncime.

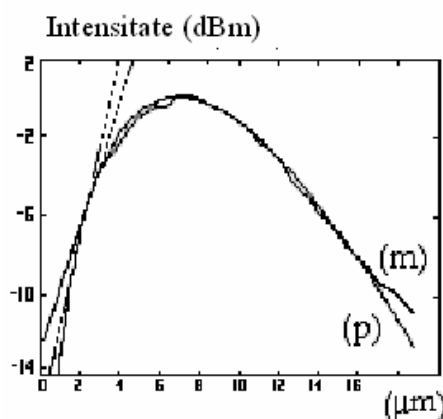


Fig. 5. 11. Profilul intensităților măsurate (curba (m)) și procesate (curba (p)) ale câmpului apropiat în cazul unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  în adâncime.

Tehnicile de determinare a atenuării implică măsurarea luminii transmise sau împrăștiată în funcție de distanța de propagare.

#### 5.4. Măsurarea pierderilor

Calitatea unui ghid de undă optic este determinată de *pierderile la propagare*. Acest tip de pierderi se datorește îndeosebi *absorbției* și *împrăștierii radiației, efectelor neliniare*, dar și altor factori [5.1], [5.2], [5.13]-[3.21].

Pierderile la propagare printr-un ghid optic sunt descrise de *coeficientul de atenuare*  $\alpha$ , definit cu ajutorul relației:

$$\alpha = \frac{10 \log\left(\frac{P_0}{P_1}\right)}{z_1 - z_0} \text{ (dB/cm)} \quad (5.31)$$

în care:  $P_0$  și  $P_1$  reprezintă puterile optice corespunzătoare în pozițiile  $z_0$  și respectiv  $z_1$  din ghid.

#### 5.4.1. Metoda cuplajului cu prismă

Această metodă se aplică mai ales ghidurilor optice de tip lespede și constă în măsurarea variațiilor de putere optică în funcție de distanța de propagare, cu ajutorul a două prisme montate în poziții diferite de-a lungul ghidului (fig. 5. 12).

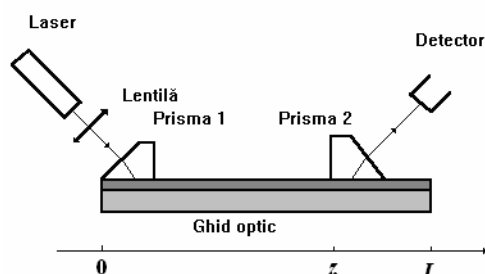


Fig. 5. 12. Schema montajului utilizat pentru măsurarea pierderilor utilizând două prisme.

În cazul utilizării acestui montaj experimental este foarte important ca toată lumina din ghid să fie cuplată în detector cu ajutorul prisme 2. Pentru aceasta se poate dispune pe fața de intrare a prisme 2 o fantă, iar între prismă și suprafața ghidului un lichid (ulei) pentru acordarea indicilor de refracție. Utilizând lichide pentru acordul indicilor de refracție nu este posibilă măsurarea pierderilor în cazul unor ghiduri al căror indice de refracție efectiv este mai mare ca 2,0.

Un alt inconvenient este legat de faptul că în cazul prezenței mai multor moduri în radiația incidentă, acestea tind să se suprapună, îngreunând determinarea atenuării pentru un singur mod.

Dificultățile apărute în cazul determinării coeficientului de atenuare prin metoda cuplajului cu două prisme pot fi depășite dacă se utilizează un montaj cu trei prisme (fig. 5. 13). În acest montaj măsurarea pierderilor este independentă de coeficienții de cuplaj de la intrare și respectiv ieșire.

Lumina este introdusă în ghid cu prisma 1. La ieșire, radiația având puterile optice  $P_2$  și respectiv  $P_3$ , sunt extrase cu ajutorul prismelor 2 și 3 plasate în pozițiile  $z$  și  $z_0$  și sunt detectate cu detectoarele 1 și 2, având valorile:

$$P_2 = \gamma_2 P(z) \quad (5.32)$$

$$P_3 = \gamma_3 [P(z) - P_2] \exp[-\alpha(z_0 - z)]. \quad (5.33)$$

În relația (5.33)  $P(z)$  reprezintă puterea luminii din ghid în poziția  $z$ , iar  $\gamma_2$  și respectiv  $\gamma_3$  sunt constantele de cuplaj introduse la ieșire de prismele 2 și 3. Înlăturând prisma 2 de pe suprafața ghidului ( $\gamma_2 = 0$ ) și măsurând puterea la ieșire dată de prisma 3 se obține:

$$P_3^0 = \gamma_3 P(z) \exp[-\alpha(z_0 - z)]. \quad (5.34)$$

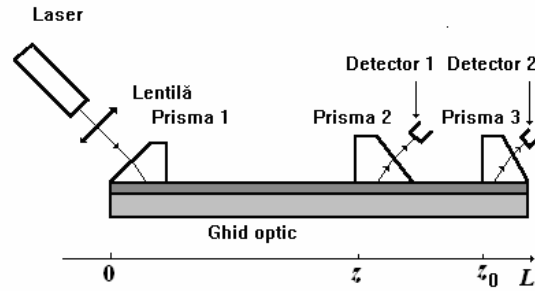


Fig. 5. 13. Schema montajului utilizat pentru măsurarea pierderilor utilizând trei prisme.

Eliminând coeficientul de cuplaj  $\gamma_3$  între relațiile (5.32), (5.33) și (5.34) rezultă în final:

$$P(z) = \frac{P_2 P_3^0}{P_3^0 - P_3}. \quad (5.35)$$

Rezultatul obținut este independent de coeficienții de cuplaj  $\gamma_2$  și  $\gamma_3$ .

În figura 5. 13 sunt prezentate câteva rezultate experimentale în cazul unui ghid monomod obținut în urma introducerii unui substrat de sticlă într-o baie de  $\text{KNO}_3$  cu temperatura de  $368^\circ \text{C}$  un timp de 2 ore, folosind pentru măsurarea pierderilor un laser cu lungimea de undă de  $514,5 \text{ nm}$ .

Așa cum se poate observa din figura 5. 14 acuratețea metodei depinde de valorile coeficientului de cuplaj  $\gamma_2$ . Dreapta a (+) din figura 5. 13 în care:  $\gamma_2 = 100\%$  corespunde metodei cuplajului cu două prisme.

Din analiza relațiilor (5.32), (5.33) se observă că cea mai exactă determinare se obține în cazul când coeficientul  $\gamma_2 = 50\%$ .

În cazul utilizării metodei cuplajului cu trei prisme ghidul supus analizei trebuie să fie suficient de lung pentru ca cele trei prisme să poată fi montate pe suprafața acestuia.

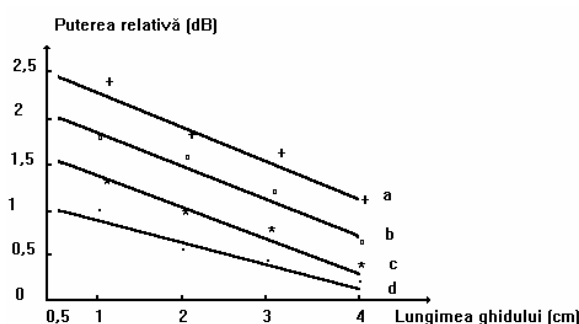
Dacă ghidurile sunt mai scurte, se poate renunța la cea de-a treia prismă cu condiția ca fața de ieșire a ghidului să fie polizată (fig. 5. 14).

În configurația experimentală cu două prisme dispuse pe un ghid optic având o față polizată puterile  $P_2$  și respectiv  $P_3$  sunt măsurate la capătul ghidului în prezența și respectiv absența prisme 2. Calculul puterii  $P(z)$  se face tot cu ajutorul relației (5.35) utilizate în cazul montajului cu trei prisme.

### 5.4.2. Metoda tăierii ghidului optic

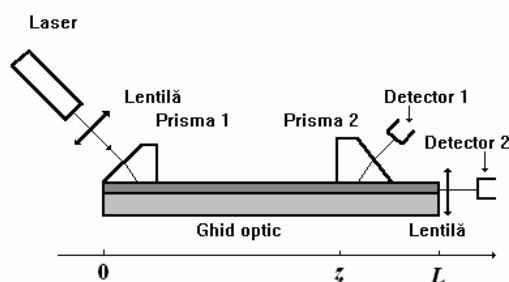
În cazul unui ghid de undă optic de tip canal este dificil să se cupleze și respectiv să se extragă lumina din ghid cu ajutorul unei prisme în vederea măsurării pierderilor.

O metodă folosită pentru a depăși aceste neajunsuri este cea bazată pe tăierea ghidurilor la unul dintre capete pentru a se obține astfel ghiduri de diferite lungimi. Această metodă a fost aplicată prima dată fibrelor optice, măsurându-se puterea la ieșirea din fibrele de diferite lungimi fără modificarea condițiilor de la intrarea în fibră. În optica integrată, ghidul optic este tăiat în mai multe bucăți de lungimi diferite și se polizează la capete înaintea măsurării. Apoi se măsoară puterile transmise de ghiduri (fig. 5. 15).



**Fig. 5. 14.** Atenuarea unui ghid monomod măsurat prin metoda cuplajului cu trei prisme pentru diferite valori ale coeficientului de cuplaj  $\gamma_2$ ;  $\gamma_2 = 100\%$  pentru dreapta a (+),  $\gamma_2 = 50\%$  pentru dreapta b ( $^{\circ}$ ),  $\gamma_2 = 40\%$  pentru dreapta c (\*),  $\gamma_2 = 30\%$  pentru dreapta d (.)

Pentru a determina coeficientul de atenuare se trasează graficul logaritmului puterii transmise (măsurate) în funcție de lungimea ghidului. Datele experimentale obținute se fitează (aproximează) cu o dreaptă, din panta căreia se poate calcula coeficientul de atenuare.



**Fig. 5. 15.** Schema montajului utilizat pentru măsurarea pierderilor cu ajutorul a două prisme și o față polizată.



În vederea obținerii unor rezultate bune cu această metodă, este foarte important să se mențină aceeași eficiență de cuplaj pentru toate probele. Acest fapt afectează reproductibilitatea metodei. Se poate îmbunătăți precizia determinărilor prin repetarea măsurărilor efectuate asupra aceluiași ghid. Rezultatele experimentale caracterizate de aceeași eficiență de cuplaj prezintă o dependență liniară iar cele care sunt situate departe de dreaptă trebuie excluse din calculele ulterioare.

#### 5.4.3. Metoda măsurării luminii împrăștiată

Această metodă este des folosită și permite determinarea în mod nedistructiv a pierderilor și de asemenea a modului de propagare a luminii în ghiduri optice, cupluri direcționali, ghiduri în formă de Y, modulate, comutatoare și deflectoare.

Într-un ghid optic, un mod ghidat pierde în mod continuu o mică parte din puterea sa prin împrăștierea luminii (Rayleigh). Puterea luminii împrăștiată este proporțională cu puterea totală ghidată. Deci, scăderea puterii luminii împrăștiată este determinată de pierderile suferite la propagare de modul ghidat.

Montajul experimental utilizat pentru a observa lumina împrăștiată este prezentat în figura 5. 16. Lumina împrăștiată de ghidul optic de undă este înregistrată de o cameră video sau un alt sistem de detecție. Profilul intensității luminoase este vizualizat cu ajutorul monitorului TV și înregistrat într-un plan X-Y. Calculatorul comandă deplasarea camerei TV și pe baza unui program adecvat calculează pierderile.

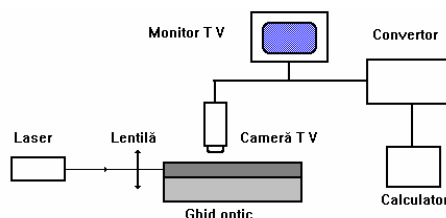


Fig. 5. 16. Montajul experimental utilizat pentru măsurarea luminii împrăștiată.

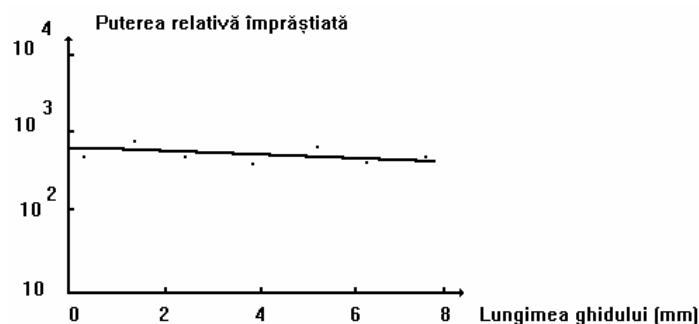
Intensitatea luminii împrăștiată scade exponențial de-a lungul ghidului. Coeficientul de atenuare poate fi calculat prin fitarea (aproximarea) puterii luminii împrăștiată (măsurate) cu o funcție exponențială. Precizia determinărilor depinde de sensibilitatea sistemului de detecție.

În figura 5. 17 sunt prezentate rezultatele experimentale (curba punctată) și dreapta care le aproximează prin metoda celor mai mici pătrate în cazul unui ghid optic monomod din sticlă obținut în urma schimbului ionic (potasiu-sodiu) la o temperatură de 370° C timp de 0,5 ore printr-o mască de 4 μm lățime și 20 mm lungime pentru modul TE.

În cazul ghidului prezentat s-a obținut un coeficient de atenuare de 1,2 dB/cm. Limitările metodei sunt determinate de faptul că este destul de dificil să se înregistreze intensități mici ale luminii împrăștiată și, de asemenea, eficiența depinde foarte mult de neomogenitățile existente în ghid.

#### 5.4.4. Metoda detecției fototermice

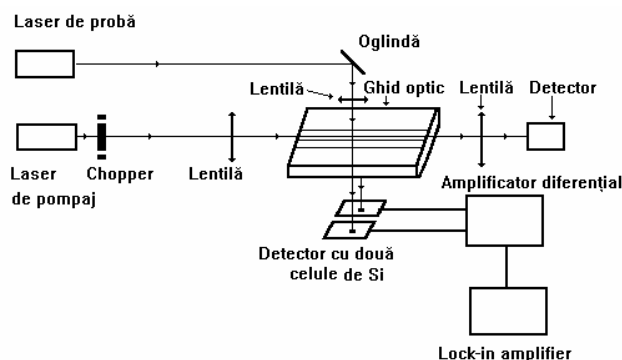
Metoda detecției fototermice face parte tot din categoria metodelor nedistructive de măsură a pierderilor la propagare într-un ghid optic și se bazează pe efectul de deflexie fototermică.



**Fig. 5. 17.** Distribuția luminii împrăștiată în cazul unui ghid optic monomod din sticlă obținut în urma schimbului ionic (potasiu-sodiu) în funcție de distanța de propagare.

Dacă energia unui fascicul de lumină (dat de un laser de pompaj) este absorbită rezultă un gradient termic care la rândul său produce un gradient al indicelui de refracție în mediul absorbant și în mediul înconjurător. Deflexia fototermică implică existența unui al doilea fascicul (dat de un laser de probă) care suferă fenomenul de refracție din cauza gradientului indicelui de refracție.

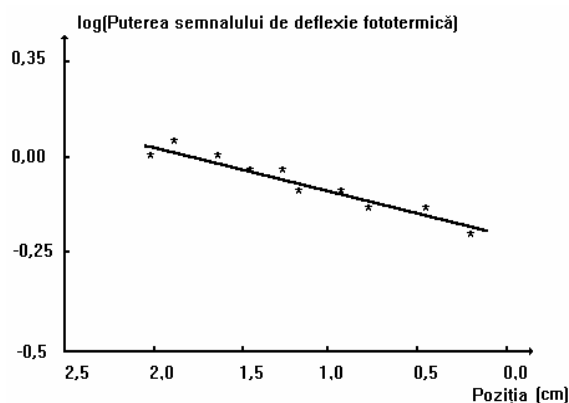
În figura 5. 18 este prezentat montajul experimental utilizat pentru măsurarea pierderilor prin metoda deflexiei termice.



**Fig. 5. 18.** Montajul experimental utilizat pentru metoda deflexiei fototermice.

Fasciculul de pompaj este modulată de un chopper și apoi este cuplat în lungul ghidului optic cu ajutorul unei lentile. Fasciculul de probă în urma unei reflexii pe o oglindă este focalizat normal pe suprafața ghidului. Un detector care conține două celule cu siliciu detectează deflexia fasciculului de probă determinată de gradientul indicelui de refracție indus de fasciculul de pompaj. Semnalul dat de detector este apoi amplificat și separat de zgomot cu ajutorul unui montaj electronic (*lock-in amplifier*).

În figura 5. 19 este prezentată dependența puterii semnalului rezultat în urma deflexiei fototermice (curba punctată) și dreapta care le aproximează în cazul unui ghid optic monomod din sticlă obținut în urma schimbului ionic (potasiu) la o temperatură de 400°C timp de 5,5 ore printr-o mască de aluminiu de 4  $\mu$ m lățime.



**Fig. 5. 19.** Dependenta puterii semnalului de deflexie fototermică (curba punctată) și dreapta care le aproximează în cazul unui ghid optic monomod din sticlă.

Puterea semnalului de deflexie fototermică prezintă o scădere exponențială în funcție de distanță. În urma fitării (aproximării) liniare a logaritmului acestui semnal și calculării pantei se obține un coeficient de atenuare de 1,2 dB/cm.

Un avantaj al acestei metode este că centrul de împrăștiere și lumina neghidată reflectată nu afectează în mod direct măsurătorile. Deci această metodă este mai exactă decât cea care măsoară lumina împrăștiată, obținându-se o precizie de aproximativ 0,03 dB/cm.

Metoda deflexiei fototermice nu poate fi aplicată în cazul în care substratul nu este transparent la lungimea de undă de probă sau nu are o față polizată.

## 5.5. Evaluarea coeficienților de atenuare pe baza metodei rezonatorului Fabry-Pérot

### 5.5.1. Rezonatori în ghiduri optice de undă

O oglindă plană reflectă și transmite parțial radiația incidentă pe suprafața ei. Comportarea unei oglinzi plane poate fi descrisă cu ajutorul unor relații liniare între amplitudinile undelor incidente, reflectate și transmise. În cazul în care o undă poate fi incidentă și pe cealaltă față a oglinzii există două amplitudini ale undelor incidente și două amplitudini ale undelor reflectate. Relațiile liniare dintre aceste amplitudini definesc o matrice de ordinul doi numită matricea de difuzie. Astfel, cu ajutorul formalismului matricei de difuzie se poate descrie interacțiunea dintre un sistem liniar și o pereche de unde incidente și respectiv reflectate. Proprietățile matricei de difuzie sunt supuse unor restricții determinate de caracterul ideal (nu sunt luate în considerare pierderile) și izotrop al materialului din care sunt confecționate oglinzile depuse la cele două capete ale ghidului.

În cazul în care două oglinzi parțial transparente sunt plasate la o anumită distanță  $l$  una de alta, transmisia maximă a unei incidente se obține când frecvența acesteia este egală sau este un multiplu al inversului intervalului de timp necesar parcurgerii distanței dintre cele două oglinzi. Deci, două oglinzi dispuse în cascadă pot fi folosite ca un filtru trece bandă, acesta prezentând maxime de transmisie pentru anumite frecvențe caracteristice.

### 5.5.2. Matricea de difuzie

**Principiul de reciprocitate.** În cazul unui mediu izotrop ecuațiile lui Maxwell sunt de forma [5.14]:

$$\nabla \times \vec{E}^{(a)} = -i\omega\mu\vec{H}^{(a)}, \quad (5.36)$$

$$\nabla \times \vec{H}^{(a)} = -i\omega\varepsilon\vec{E}^{(a)} \quad (5.37)$$

în care:  $\vec{E}^{(a)}$  și  $\vec{H}^{(a)}$  reprezintă intensitățile câmpurilor electric respectiv magnetic.

Multiplucând relațiile (5.36) și (5.37) cu  $\vec{H}^{(b)}$  și respectiv  $\vec{E}^{(b)}$  se obține următoarea relație:

$$\left[ \nabla \times \vec{E}^{(a)} \right] \cdot \vec{H}^{(b)} + \left[ \nabla \times \vec{H}^{(a)} \right] \cdot \vec{E}^{(b)} = -i\omega \left[ \mu \vec{H}^{(b)} \cdot \vec{H}^{(a)} - \varepsilon \vec{E}^{(b)} \cdot \vec{E}^{(a)} \right]. \quad (5.38)$$

Schimbând indicii superiori din (5.38) între ei și scăzând relația obținută din (5.38) rezultă (membrul stâng se anulează):

$$\nabla \cdot \left[ \vec{E}^{(a)} \times \vec{H}^{(b)} - \vec{E}^{(b)} \times \vec{H}^{(a)} \right] = 0. \quad (5.39)$$

Integrând relația (5.39) pe un volum  $V$  mărginit de suprafața  $S$  și ținând seama de teorema Gauss se poate deduce teorema (principiul) de reciprocitate sub forma:

$$\oint_S \left[ \vec{E}^{(a)} \times \vec{H}^{(b)} \right] da = \oint_S \left[ \vec{E}^{(b)} \times \vec{H}^{(a)} \right] da. \quad (5.40)$$

Acest principiu impune o anumită constrângere asupra soluțiilor ecuațiilor Maxwell într-un mediu caracterizat de permitivitatea electrică absolută  $\varepsilon$  și permeabilitatea magnetică absolută  $\mu$ .

**Definiții și proprietăți.** Se consideră interacțiunea dintre un mediu optic liniar și o undă plană incidentă (liniar polarizată TE) care este parțial reflectată și parțial transmisă, ca în figura 5. 20.

Un astfel de mediu determină o relație liniară între amplitudinile undelor incidente notate cu  $a$  și respectiv reflectate notate cu  $b$ .

Amplitudinile undelor  $a_1$  și  $b_1$  sunt normalizate astfel încât puterea incidentă pe unitatea de arie din partea stângă a figurii 5. 19 este dată de:

$$(1/2)\text{Re}[\vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \vec{z}] = |a_1|^2 - |b_1|^2. \quad (5.41)$$

O normalizare analoagă este folosită și în cazul undelor de amplitudini  $a_2$  și  $b_2$ .

Din relația (5.41) se poate scrie că:

$$E_y = \left[2/Y_0^{(1)}\right]^{1/2} (a_1 + b_1) \exp(-ik_x x), \quad (5.42)$$

$$H_x = \left[2/Y_0^{(1)}\right]^{1/2} (a_1 - b_1) \exp(-ik_x x), \quad (5.43)$$

unde:

$$a_1 \equiv \left[Y_0^{(1)}/2\right]^{1/2} E_-^{(1)} \exp[-ik_z(1)z], \quad (5.44)$$

$$b_1 \equiv \left[Y_0^{(1)}/2\right]^{1/2} E_-^{(1)} \exp[+ik_z(1)z]. \quad (5.45)$$

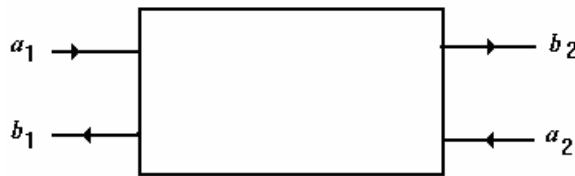


Fig. 5. 20. Interacțiunea dintre un mediu liniar și o undă plană polarizată TE.

În cazul undelor plane polarizate TM tratarea se face în mod analog. Amplitudinile  $a_1$  și  $a_2$  pot fi alese ca variabile independente în timp ce amplitudinile  $b_1$  și  $b_2$  pot fi alese ca variabile dependente. Între cele patru amplitudini se poate stabili o relație cu ajutorul matricei de difuzie  $S$  sub forma:

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (5.46)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2. \quad (5.47)$$

Relațiile (5.46) și (5.47) descriu un sistem cu două porturi de acces. Formalismul prezentat anterior fiind general valabil, acesta poate fi aplicat și în cazul în care se folosesc ca porturi ghiduri optice de undă sau fascicule optice a căror secțiune transversală este finită, nu numai în cazul undelor plane. În acest caz  $|a_1|^2$  și  $|b_1|^2$  sunt astfel normalizate încât corespund puterii undelor.

Definind două matrice coloană:

$$a \equiv \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, b \equiv \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (5.48)$$

și o matrice de ordinul doi, de forma :

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (5.49)$$

între amplitudinile undelor se poate scrie următoarea relație compactă :

$$b \equiv Sa \quad (5.50)$$

care înlocuiește relațiile (5.46) și (5.47).

În cazul în care sistemul descris de matricea de difuzie  $S$  este reciproc atunci elementele matricei de difuzie se supun condiției de reciprocitate (relația

(5.40)). O altă constrângere impusă elementelor de matrice în cazul în care se consideră un sistem ideal este determinată de proprietatea de reversibilitate a timpului, proprietate care determină soluțiile ecuațiilor lui Maxwell.

Cu ajutorul acestor proprietăți se pot determina anumite elemente ale matricei de difuzie cunoscând expresiile altor elemente.

Pe baza principiului (teoremei) de reciprocitate, suprafața  $S$  din relația (5.40) poate fi interpretată ca o suprafață cilindrică care conține sistemul mărginit de două plane de intrare și respectiv de ieșire. Pe baza teoriei prezentate în lucrarea [5.14] se poate demonstra că integralele de suprafață din relația (5.40) se reduc la integrale pe suprafețele plane care mărginesc sistemul. Exprimare cu ajutorul amplitudinilor undelor aceste integrale devin:

$$\int_S \vec{E}^{(a)} \times \vec{H}^{(b)} \cdot d\mathbf{a} \rightarrow \left[ a_1^{(a)} + b_1^{(a)} \right] \left[ a_1^{(b)} - b_1^{(b)} \right] - \left[ a_2^{(a)} + b_2^{(a)} \right] \left[ a_2^{(b)} - b_2^{(b)} \right] \quad (5.51)$$

Expresii analoge se obțin pentru integrala de suprafață:

$$\int_S \vec{E}^{(b)} \times \vec{H}^{(a)} \cdot d\mathbf{a} \quad (5.52)$$

în cazul în care indicii superiori  $(a)$  și  $(b)$  se schimbă între ei.

Definind două matrice transpuse  $a_t$  și respectiv  $b_t$ :

$$a_t = [a_1, a_2] \quad \text{și} \quad b_t = [b_1, b_2] \quad (5.53)$$

cu ajutorul relațiilor (5.44)-(5.45) se poate scrie:

$$\int_S \vec{E}^{(a)} \times \vec{H}^{(b)} \cdot d\mathbf{a} = - \left[ a_t^{(a)} + b_t^{(a)} \right] \left[ a^{(b)} - b^{(b)} \right] \quad (5.54)$$

Tinând seama că:

$$b_t = a_t S_t \quad (5.55)$$

unde  $S_t$  este o matrice de ordinul doi, transpusa matricei de difuzie  $S$ , iar

$$b_t a = a_t b \quad (5.56)$$

rezultă:

$$S_t = S, \quad (5.57)$$

adică matricea de difuzie corespunzătoare unui sistem liniar și reciproc este simetrică. În cazul a două porturi se poate scrie că:

$$S_{12} = S_{21}. \quad (5.58)$$

Puterea netă care trece printr-un sistem ideal (fără pierderi) trebuie să fie zero [5.14], deci:

$$|a_2|^2 - |b_2|^2 + |a_1|^2 - |b_1|^2 = 0. \quad (5.59)$$

Relația (5.59) poate fi scrisă și sub forma matricială:

$$a^+ \left[ 1 - S^- S \right] a = 0, \quad (5.60)$$

în care:  $1$  reprezintă matricea identitate, iar operația  $(-)$  corespunde conjugării complexe. Întrucât *vectorul excitare*  $a$  este arbitrar, din relația (5.60) rezultă că:

$$S^- S = 1. \quad (5.61)$$

Produsul  $S^+S$  fiind egal cu matricea identitate se poate scrie că:

$$S^- = S^{-1} \quad (5.62)$$

adică matricea de difuzie în cazul unui sistem ideal este unitară.

În cazul unui sistem cu două porturi se pot scrie următoarele relații între elementele matricei de difuzie :

$$|S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 = 1, \quad (5.63)$$

$$|S_{22}|^2 - |S_{12}|^2 = 1 \quad (5.64)$$

$$S_{11}^* S_{12} - S_{21}^* S_{22} = 0. \quad (5.65)$$

Matricea de difuzie are patru componente complexe. Cu ajutorul teoremei de reciprocitate se poate elimina o componentă. Ecuțiile (5.63)-(5.65) fiind reale și independente, se poate trage concluzia că un sistem ideal cu două porturi poate fi descris cu ajutorul a trei parametri reali.

Pe baza proprietății de inversie temporală se poate arata că [5.14]:

$$S^* = S^{-1} \quad (5.66)$$

Întrucât cu ajutorul conservării puterii s-a demonstrat că:

$$S^* = S^+ \quad (5.67)$$

se poate trage concluzia că matricea de difuzie este o matrice simetrică, deci proprietatea de reversibilitate temporală și conservarea puterii se implică reciproc.

### 5.5.3. Matricea de difuzie în cazul unei oglinzi parțial transparente

Formalismul matricei de difuzie poate fi aplicat în cazul unei oglinzi parțial transparente ideale (fără pierderi). Poziția planului de referință (1) poate fi aleasă astfel încât unda reflectată să fie în antifază cu unda incidentă (fig. 5. 21)

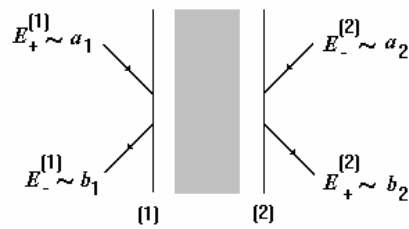


Fig. 5. 21. Schema unei oglinzi parțial transparente.

Între amplitudinile undelor reflectate și incidente există relația:

$$E_-(1) = -r_1 E_+(1) \quad (5.68)$$

sau

$$b_1 = -r_1 a_1 \quad (5.69)$$

unde coeficientul de reflexie  $r_1$  este real și pozitiv.

Aceleași considerații pot fi făcute în cazul planului de referință (2) obținându-se relațiile:

$$S_{11} = -r_1 \quad (5.70)$$

$$S_{22} = -r_2. \quad (5.71)$$

În cazul unui sistem ideal din relațiile (5.63)-(5.65) se pot calcula elementele de matrice de forma:

$$|S_{21}|^2 = 1 - |S_{11}|^2 = 1 - r_1^2 \quad (5.72)$$

$$|S_{12}|^2 = 1 - |S_{22}|^2 = 1 - r_2^2 = |S_{21}|^2. \quad (5.73)$$

Deci elementele de matrice  $S_{11} = -r_{11}$  și  $S_{22} = -r$  sunt egale  $r_1 = r_2 = r$  chiar și în cazul în care sistemul este nesimetric. Din relația (5.65) se obține:

$$S_{12} = -S_{21}^* \frac{S_{22}}{S_{11}^*}. \quad (5.74)$$

Printr-o alegere potrivită a planelor de referință raportul  $S_{22} / S_{11}^*$  devine egal cu unitatea, iar  $S_{12}$  o cantitate pur imaginară. Se poate alege:

$$S_{12} = i t \quad (5.75)$$

unde  $t$  este coeficientul de transmisie

$$t = \sqrt{1 - r^2} \quad (5.76)$$

care nu trebuie să fie neapărat pozitiv.

În cazul unui sistem ideal matricea de difuzie poate fi scrisă sub forma:

$$S = \begin{bmatrix} -r & i t \\ i t & -r \end{bmatrix}. \quad (5.77)$$

Matricea de difuzie  $S$  conține un singur parametru real ajustabil, și anume coeficientul de reflectivitate  $r$ .

Prin prezenta deducere a relației pentru matricea de difuzie  $S$  în cazul unei oglinzi, aceasta este independentă de unghi și de polarizarea razelor incidente care pot fi TE sau TM ori combinația celor două. Desigur, coeficientul de reflectivitate poate fi în funcție de polarizare și de unghiul de incidență.

În cazul unui sistem cu pierderi, elementele matricei de difuzie  $S$  devin complexe. Fazele parametrilor elementelor de matrice pot fi ajustate printr-o alegere potrivită.

Odată alese planele de referință matricea  $S$  poate fi scrisă sub forma (5.77) în cazul unei frecvențe particulare  $\omega_0$ , această expresie a matricei  $S$  nemaifiind valabilă în cazul altor frecvențe pentru că:

- 1) alegerea planelor de referință depinde de frecvență;
- 2) coeficienții  $r$  și  $t$  pot depinde de frecvență.

Deși matricea de difuzie  $S$  depinde de frecvență, în principiu printr-o alegere potrivită a planelor de referință aceasta poate să devină independentă de frecvență.



#### 5.5.4. Cavitatea Fabry-Pérot

*Cavitatea (interferometrul) Fabry-Pérot* are mai multe aplicații: poate fi folosit ca rezonator pentru lasere, poate fi utilizat ca filtru de transmisie cu bandă îngustă sau ca analizor de spectru optic. Funcționarea cavității Fabry-Pérot poate fi descrisă cu ajutorul *matricei de difuzie* [5.14].

O cavitate Fabry-Pérot este formată din două oglinzi parțial transparente aflate la distanța  $l$ , între care se află un mediu optic cu indicele de refracție  $n$  (fig. 5. 22). O undă de frecvență  $\omega$  incidentă din partea stângă pe oglinda 1 (fig. 5. 22 a)) este parțial transmisă cu amplitudinea  $i t_1 a_1$  și parțial reflectată cu amplitudinea  $-r_1 a_1$ . Unda transmisă spre oglinda a doua ajunge la suprafața acesteia defazată cu cantitatea  $(\omega n / c) l \cos \theta \equiv \delta / 2$ . Pe oglinda a doua se reflectă unda  $-r_2 (i t_1) \exp(-i \delta / 2) a_1$  iar unda  $(i t_2)(i t_1) \exp(-i \delta / 2) a_1$  este transmisă, după care procesul se repetă în cazul oglinzii 1 ș.a.m.d.

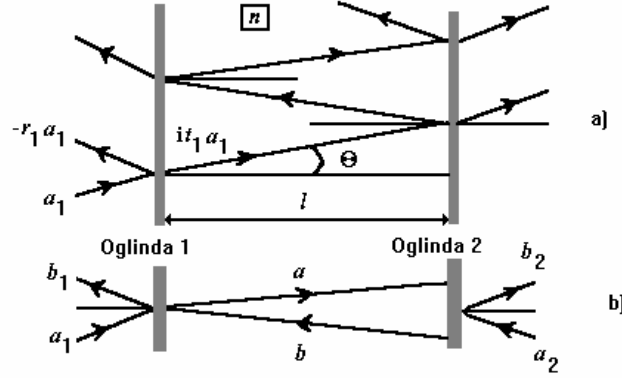


Fig. 5. 22 a), b). Schema undelor incidente, reflectate, interne și transmise în cazul cavității Fabry-Pérot.

Unda totală care părăsește oglinda 1 și călătorește spre dreapta are expresia:

$$a = \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 \exp(-i \delta))^m i t_1 a_1 = \frac{i t_1}{1 - r_1 r_2 \exp(-i \delta)} a_1. \quad (5.78)$$

Cu ajutorul expresiilor amplitudinilor undelor  $a$  și  $a_1$  se pot calcula amplitudinile undelor reflectată  $b_1$  și respectiv totală internă  $b$  (fig. 5. 22 b)), care călătorește spre oglinda 1 sub forma:

$$b_1 = -r_1 a_1 + i t_1 b \quad (5.79)$$

$$a = i t_1 a_1 - r_1 b. \quad (5.80)$$

Rezolvând ecuațiile (5.70)-(5.74) și (5.79)-(5.80) se obține :

$$b_1 = -\frac{r_1 - r_2 \exp(-i \delta)}{1 - r_1 r_2 \exp(-i \delta)} a_1. \quad (5.81)$$

Amplitudinea undei transmise  $b_2$  este de forma:

$$b_2 = -\frac{t_1 t_2 \exp(-i\delta/2)}{1 - r_1 r_2 \exp(-i\delta)} a_1. \quad (5.82)$$

Cu ajutorul ecuațiilor (5.81) și (5.82) se poate scrie matricea de difuzie în cazul cavității Fabry-Pérot sub forma:

$$S = \frac{1}{1 - r_1 r_2 \exp(-i\delta)} \begin{bmatrix} -(-r_1 - r_2 \exp(-i\delta)) & -t_1 t_2 \exp(-i\delta/2) \\ -t_1 t_2 \exp(-i\delta/2) & -(r_2 - r_1 \exp(-i\delta)) \end{bmatrix}. \quad (5.83)$$

Puterea transmisă (pe unitatea de arie) calculată cu ajutorul elementelor matricei de difuzie este dată de relația:

$$|b_2|^2 = |S_{21}|^2 |a_1|^2 = \frac{t_1^2 t_2^2 |a_1|^2}{(1 - r_1 r_2)^2 + 4r_1 r_2 \sin^2(\delta/2)}. \quad (5.84)$$

Sub această formă expresia pentru puterea transmisă este valabilă și în cazul oglinzilor care au pierderi, caz în care:  $r_1, r_2, t_1, t_2$  sunt mărimi complexe. Expresia (5.84) se simplifică dacă  $t_1^2 = t_2^2 = 1 - r_1^2, r_1^2 = r_2^2 \equiv R$  și  $t_1^2 = t_2^2 = 1 - R$ , aceasta devenind:

$$|b_2|^2 = |a_1|^2 \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (5.85)$$

unde  $R$  este reflectivitatea oglinzilor. Transmisia prezintă maxime când  $\delta/2 = (\omega n/c)l \cos \theta = m\pi$ , unde  $m$  este un întreg. Frecvențele caracteristice corespunzătoare se calculează cu ajutorul relației:

$$v_m = \frac{mc}{2nl \cos \theta} \quad (5.86)$$

iar separația în frecvență dintre maxime este:

$$v_{m+1} - v_m = \Delta v = \frac{c}{2nl \cos \theta}. \quad (5.87)$$

Domeniul spectral al cavității Fabry-Pérot

$$|\Delta \lambda| = \left( \frac{|\Delta v|}{v} \right) \lambda = \frac{\lambda^2 \cos \theta}{2nl} \quad (5.88)$$

este prezentat în figura 5. 23.

### 5.5.5. Evaluarea pierderilor la propagare

Modelul teoretic prezentat anterior permite evaluarea coeficientului de atenuare folosind metoda rezonatorului Fabry-Pérot [5.18]-[5.20].

Intensitatea transmisă  $I_T$  în cazul unui rezonator Fabry-Pérot sub forma unui ghid optic de undă, monomod, simetric cu pierderi la propagare se poate calcula pe baza modelului prezentat în lucrările [5.14] și [5.18] cu ajutorul relației:

$$I_T = \frac{T^2 \exp(-\alpha l)}{(1 - \tilde{R})^2 + 4\tilde{R} \sin^2(\Phi/2)} I_0 \eta, \quad (5.89)$$

în care:  $I_0$  este intensitatea fasciculului laser incident,  $\eta$  este eficiența cuplajului modului în ghid, iar

$$\tilde{R} = R \cdot \exp(-\alpha L) \quad (5.90)$$

$\alpha$  reprezentând coeficientul de atenuare al ghidului optic.

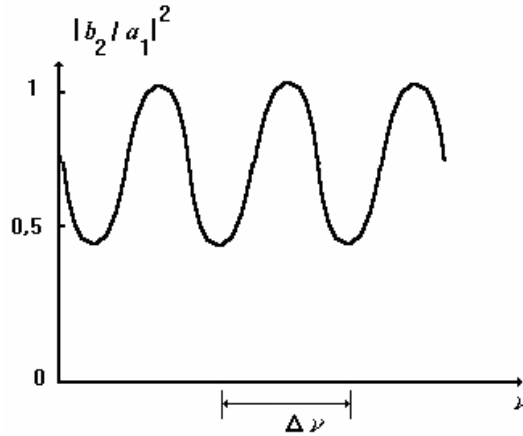


Fig. 5. 23. Transmisia cavității Fabry-Pérot în cazul unui mediu ideal (fără pierderi), considerând  $r_1^2 = r_2^2 = R = 0,2$ .

În relația (5.89)  $T = 1 - R$  reprezintă transmisivitatea oglinzilor (fețelor laterale),

$$\Phi(L) = k_0 n_{ef} L, \quad (5.91)$$

este drumul optic, iar  $n_{ef}$  este indicele de refracție efectiv al ghidului.

Pentru a calcula intensitatea fasciculului transmis cu ajutorul relației (5.89) trebuie cunoscuți toți parametrii,  $n_{ef}$  și  $\eta$  putând fi numai estimați. Din relația (5.89) se observă că  $I_T$  variază între două limite, valoarea superioară  $I_M$  când  $\Phi$  este un număr par de  $\pi$  și respectiv cea inferioară  $I_m$  când  $\Phi$  este un număr impar de  $\pi$ . Această variație permite măsurarea contrastului  $K$ , a rezonanțelor definit cu ajutorul relației:

$$K = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m}. \quad (5.92)$$

Cu ajutorul relației (5.92) coeficientul  $K$  poate fi evaluat în funcție de  $\tilde{R}$  independent de alți parametri cum ar fi:  $\eta$ ,  $I_0$  și  $n_{ef}$ . Din relația (5.90) și din definiția lui  $K$  se obține:

$$\tilde{R} = \frac{1 - \sqrt{1 - K^2}}{K} = \frac{\tilde{K}}{2}. \quad (5.93)$$

Înlocuind valoarea lui  $\tilde{R}$  în relația (5.90) se obține următoarea expresie pentru coeficientul de pierderi (de fapt o limită superioară a acestei valori) [5.19]:

$$\alpha \sim \frac{4,34}{L} (\ln R + \ln 2 - \ln \tilde{K}). \quad (5.94)$$

În cazul unor valori mici ale contrastului  $K$  corespunzător rezonanțelor Fabry-Pérot ( $K \ll 1$ ) se poate aproxima  $\tilde{K} \cong K$ . Din relația (5.94) se observă că se poate determina valoarea coeficientului de atenuare  $\alpha$  cu o eroare absolută:

$$\Delta\alpha = \frac{4,34}{L} \frac{|\Delta K|}{K} \quad (5.95)$$

care depinde de valoarea relativă corespunzătoare măsurării lui  $K$ .

Montajul experimental utilizat pentru măsurarea coeficientului de atenuare prin metoda rezonatorului Fabry-Pérot este prezentat schematic în figura 5. 24 [5.18]. S-a folosit un laser cu He - Ne ( $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$ ) pentru alinierea montajului și o diodă laser (L. D.) având  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  ca semnal optic, cele două radiații fiind cuplate împreună cu ajutorul unui cuplor de 3 dB (C) (optimizat pentru radiația având  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ).

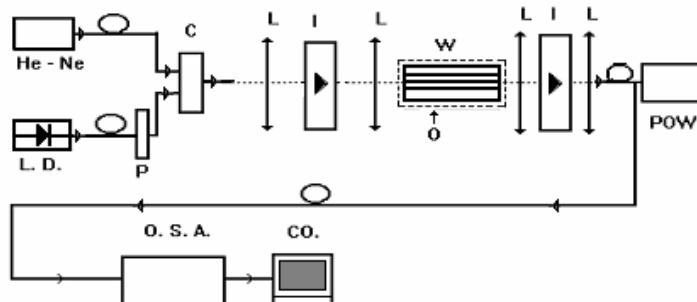


Fig. 5. 24. Montajul experimental folosit pentru măsurarea pierderilor prin metoda rezonatorului Fabry-Pérot.

Ghidurile (W) dispuse pe un substrat având depuse la capete oglinzi cu  $R = 0,14$ , tăiate după axa  $x$ , cu lungimea de 48 mm și respectiv după axa  $z$ , cu lungimea de 52 mm au fost produse de Laboratoarele Pirelli-Cavi (Milano, Italia) prin difuzia Ti și  $\text{Er}^{3+}$  în  $\text{LiNbO}_3$ . Fiecare substrat conține  $2 \times 9$  ghiduri de tip panglică având lățimile cuprinse între  $5 \mu\text{m}$  și  $9 \mu\text{m}$ , în trepte de  $0,5 \mu\text{m}$ .

Pierderile au fost evaluate pentru cele două polarizări TE și TM ale semnalului, obținute cu ajutorul polarizorului (P) și izolatoarelor optice (I).

Semnalul optic la ieșirea din ghid a fost înregistrat cu ajutorul unui analizor optic de spectru (O.S.A.) folosit ca fotodiodă, iar datele au fost achiziționate cu un calculator (CO.).

Măsurând contrastul  $K$  (relația 5.92) al rezonanțelor Fabry-Pérot (fig. 5. 25) este posibil să se evalueze cu relația (5.94) valoarea maximă a coeficientului de atenuare (pierderi la propagare și prin reflexie).

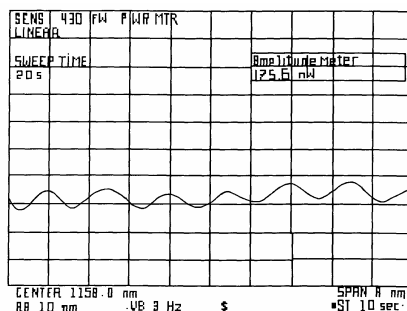


Fig. 5. 25. Rezonanțele obținute prin încălzirea cavității Fabry-Pérot.

În relația (5.89) intensitatea semnalului transmis variază periodic cu diferența de fază optică care poate fi acordată în vederea obținerii rezonanțelor fie prin variația temperaturii ghidului cu ajutorul unui cuptor (element Peltier) (O) fie prin variația frecvenței semnalului cu ajutorul unui laser acordabil.

Coeficientul de atenuare,  $\alpha$  poate fi măsurat și prin variația lungimii de undă cu  $\Delta\lambda = 0,001$  nm a semnalului corespunzător unui laser acordabil având  $\lambda = 1,55$   $\mu\text{m}$  în cazul unui ghid tăiat după axa  $x$  cu lățimea de 5  $\mu\text{m}$ . În acest caz, forma rezonanțelor este prezentată în figura 5. 26 [5.18].

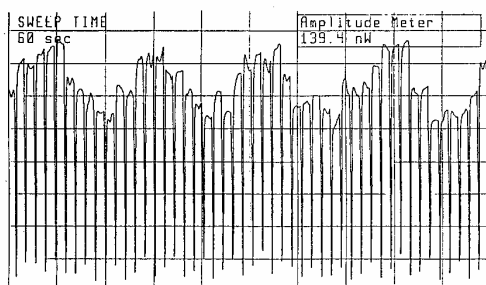
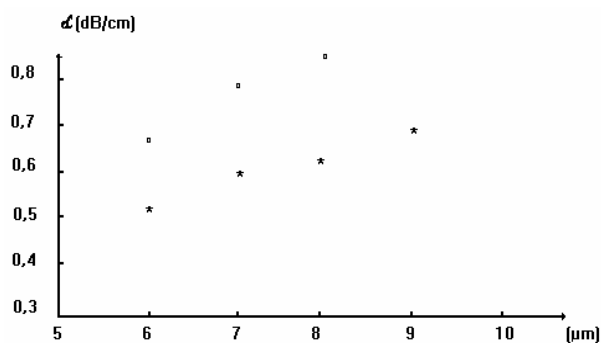


Fig. 5. 26. Rezonanțele obținute în cavitatarea Fabry-Pérot cu ajutorul unui laser acordabil.

Valorile medii ale coeficientului de atenuare  $\alpha$  în cazul unui ghid optic de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  tăiat după axa  $x$  corespunzătoare polarizărilor TE și respectiv TM în funcție de lățimea ghidului sunt prezentate în figura 5. 27.

De exemplu, coeficientul de atenuare al unui ghid de  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  având lățimea de 5  $\mu\text{m}$  tăiat după axa  $x$ , corespunzător polarizărilor TE și respectiv TM măsurat cu ajutorul montajului experimental prezentat în figura 5. 24 prin încălzirea cavității Fabry-Pérot are valorile  $\alpha = 0,62$  dB/cm și respectiv  $\alpha = 0,36$  dB/cm, precizia fiind de 2,5 % [5.18].

Aceste rezultate sunt în bună concordanță cu cele măsurate în cazul folosirii unui laser acordabil pentru obținerea rezonanțelor (fig. 5. 27).



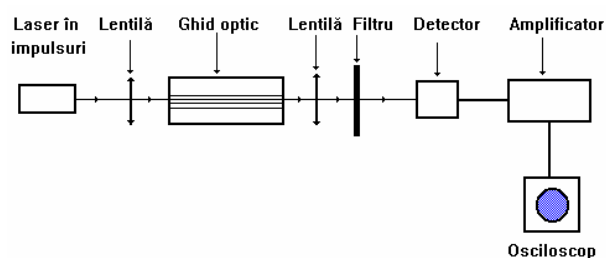
**Fig. 5. 27.** Coeficientul de atenuare al unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  tăiat după axa  $x$ , corespunzător polarizărilor TE ( $\circ$ ) și respectiv TM ( $*$ ).

### 5.6. Măsurarea timpului de viață de fluorescență

Un parametru important care caracterizează ghidurile optice de undă este *timpul de viață de fluorescență* întrucât acesta determină câștigul optic. Prin măsurarea timpului de viață de fluorescență se obțin informații privind posibilitatea utilizării ghidurilor optice de undă ca oscilatoare laser sau ca amplificatoare.

Timpul de viață de fluorescență este definit ca intervalul de timp în care intensitatea luminii emise de un sistem atomic (molecular) scade la  $1/e$  din valoarea inițială după ce radiația de pompaj a fost suprimată. Pentru a măsura corect timpul de viață de fluorescență trebuie satisfăcute două condiții. În primul rând, puterea radiației de pompaj trebuie să fie suficient de mare astfel ca toți atomii mediului activ să fie excitați. În al doilea rând, intervalul de timp în care are loc suprimarea radiației de pompaj trebuie să fie mult mai mic decât timpul de viață de fluorescență.

Măsurarea timpului de viață de fluorescență se poate face cu ajutorul montajului experimental prezentat în figura 5. 28.



**Fig. 5. 28.** Montajul experimental utilizat pentru măsurarea timpului de viață de fluorescență.

În general, ca sursă de pompaj se utilizează un laser în impulsuri a căror durată este mai mică decât timpul de viață de fluorescență. Dacă se utilizează un

laser în regim continuu radiația emisă de acesta trebuie modulată cu ajutorul unui chopper. La ieșirea din ghid, filtrul taie radiația de pompaj lăsând să treacă numai cea de fluorescență. Semnalul obținut este apoi detectat, amplificat și vizualizat cu ajutorul unui osciloscop. Timpul de viață de fluorescență corespunde intervalului de timp în care intensitatea emisă scade la  $1/e$  din valoarea maximă.

### 5.7. Măsurarea amplificării

Ghidurile optice de undă dopate cu ionii pământurilor rare ( $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ , ...) sunt componente active care se utilizează la fabricarea laserelor, amplificatoarelor laser și modulatelelor integrate. Cea mai importantă proprietate a acestor tipuri de ghiduri este că ele pot amplifica semnalele optice.

În cazul unui semnal optic de frecvență  $\nu$  care la intrarea în ghid are intensitatea  $I_0$ , la ieșire intensitatea acestuia devine :

$$I = I_0 \exp[g(\nu)L] \quad (5.96)$$

unde  $L$  este lungimea ghidului, iar

$$g(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{c^2 G(\nu)}{8\pi n^2 \nu^2 \tau} \quad (5.97)$$

este *câștigul optic* al ghidului. În relația (5.97)  $N_1$ ,  $N_2$  reprezintă numărul de atomi din unitatea de volum din starea fundamentală și respectiv excitată,  $c$  este viteza luminii în vid,  $n$  este indicele de refracție al ghidului,  $\tau$  este timpul de viață de fluorescență, iar  $G(\nu)$  este intensitatea normalizată corespunzătoare spectrului de emisie. Pentru a produce un câștig pozitiv trebuie ca populația nivelului excitat să fie mai mare ca cea a nivelului fundamental, adică trebuie realizată inversia de populație. Inversia de populație în cazul ghidurilor optice de undă dopate cu ionii pământurilor rare se realizează prin pompaj optic. Deci parametrii mai importanți care caracterizează ghidurile optice dopate cu ionii pământurilor rare sunt spectrul de absorbție și de emisie, timpul de viață de fluorescență și câștigul optic.

Câștigul unui ghid dopat poate fi calculat teoretic și determinat experimental. Montajul experimental utilizat pentru măsurarea amplificării este prezentat în figura 5. 29.

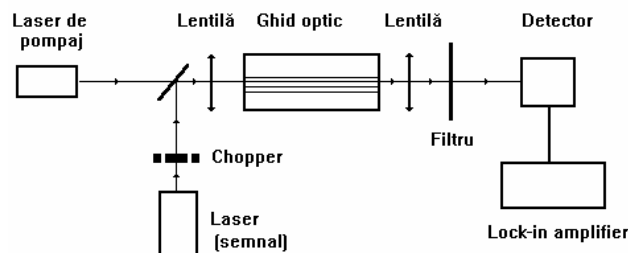


Fig. 5. 29. Montajul experimental utilizat pentru măsurarea amplificării.

Radiația de pompaj și semnalul optic care urmează a fi amplificat sunt cuplate simultan în ghidul optic. Semnalul optic este modulat cu ajutorul unui

chopper. La ieșirea din ghid un filtru taie radiația de pompaj și lasă să treacă numai semnalul optic care este detectat și separat de zgomot cu ajutorul unui montaj electronic (lock-in amplifier). În absența radiației de pompaj se măsoară intensitatea  $I_0$  a semnalului optic, iar în prezența acesteia se măsoară intensitatea  $I_1$ . Câștigul se calculează cu ajutorul relației:

$$g = \frac{10 \log\left(\frac{I_1}{I_0}\right)}{L} \text{ (dB/cm)} \quad (5.98)$$

în care:  $L$  este lungimea ghidului.

În fig. 5. 30 este prezentat semnalul amplificat în cazul unui ghid de sticlă obținut prin schimb ionic, dopat cu neodim, având lungimea de 6 mm. Radiația de pompaj este dată de un laser acordabil care operează la 580 nm, iar semnalul optic este emis de un laser cu He-Ne având lungimea de undă de 1080 nm. Cu ajutorul montajului experimental prezentat în figura 5. 28 în cazul ghidului amintit anterior s-a obținut un câștig de 3 dB/cm.

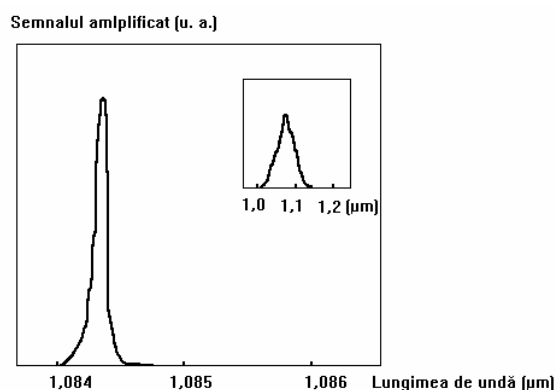


Fig. 5. 30. Semnalul amplificat de un ghid optic dopat cu neodim. În medaliion este prezentat spectrul emisie spontane al ghidului.

### 5.8. Măsurarea spectrului de transmisie

Spectrul de transmisie al unui ghid caracterizează comportarea optică a acestuia în funcție de lungimea de undă. Din spectrul de transmisie se pot determina *lungimea de undă de tăiere* corespunzătoare fiecărui mod, *regiunea de operare monomodală*, *variația relativă a pierderilor cu lungimea de undă*, *secțiunile eficiente omogene de absorbție și respectiv emisie*.

Folosind montajul experimental prezentat în figura 5. 31 se poate măsura spectrul de transmisie al unui ghid optic de undă într-un domeniu spectral larg. Radiația luminoasă provenită de la o lampă spectrală este cuplată în ghidul optic cu ajutorul unui obiectiv de microscop și excită toate modurile. Lumina care iese din ghid este analizată cu ajutorul unui spectroscop cu înaltă putere de rezoluție. La ieșirea din spectroscop, lumina este detectată, semnalul obținut este amplificat, iar datele sunt achiziționate cu ajutorul unui calculator.



În spectrul de transmisie obținut există mai multe regiuni care corespund diferitelor moduri ghidate. Lungimea de undă de tăiere corespunde valorii din spectru pentru care transmisia se anulează.

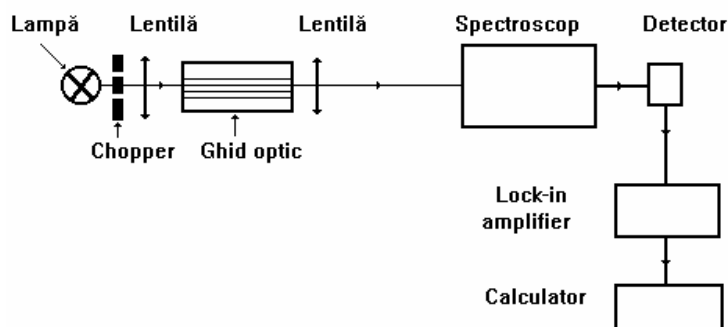


Fig. 5. 31. Montajul experimental folosit pentru măsurarea spectrului de transmisie al unui ghid optic de undă.

Lungimea de undă caracteristică operării monomodale corespunde valorii pentru care se propagă numai modul fundamental.

Din punct de vedere teoretic, intensitatea transmisă ar trebui să descrească cu lungimera de undă de tăiere corespunzătoare fiecărui mod. Intensitatea spectrului transmis fiind mai mică în regiunea lungimilor de undă mici, se poate trage concluzia că pierderile în ghid corespunzătoare acestor lungimi de undă sunt mai mari decât în regiunea lungimilor de undă mari.

## 5.9. Determinarea secțiunilor eficace omogene de emisie și absorbție ale ghidurilor optice de undă de tip $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ din spectrul de transmisie

### 5.9.1. Formalismul matricei densitate

În general, secțiunile eficace de absorbție și emisie pot fi calculate cu ajutorul relației Fuchtbauer-Ladenburg (al coeficienților Einstein,  $A$  și  $B$ ) dacă populațiile nivelurilor energetice despicate prin *efect Stark* implicate în tranziția laser sunt aproximativ egale (sau energia corespunzătoare despicării Stark  $\Delta E < k_B T$ , unde  $T$  este temperature, iar  $k_B$  constanta lui Boltzmann). Aceste condiții nefiind îndeplinite în cazul ghidurilor de  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  dopate cu ioni de  $\text{Er}^{3+}$  pentru calcularea exactă a secțiunilor eficace se utilizează *formalismul matricei densitate* (v. Anexa 2) și *teoria elaborată de Mc Cumber* [5.18]-[5.24].

Pentru a descrie interacțiunea dintre un sistem atomic și câmpul laser se folosește formalismul semiclassical care este aplicat unui sistem laser cu trei niveluri despicate prin efect Stark (fig. 5. 32).

Ecuțiile de mișcare Heisenberg pentru operatorul densitate,  $\rho$  în cazul menționat anterior sunt de forma [5.13]:

$$\frac{d\tilde{\rho}_{11}}{dt} = \frac{i}{\hbar} E(z,t) \sum_{j,k} \mu_{k,j} (\rho_{kj} - \rho_{jk}) - R_{13}\tilde{\rho}_{11} + R_{31}\tilde{\rho}_{33} + A_{21}\tilde{\rho}_{22} \quad (5.99)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{22}}{dt} = \frac{i}{\hbar} E(z,t) \sum_{j,k} \mu_{k,j} (\rho_{kj} - \rho_{jk}) - A_{21}\tilde{\rho}_{22} + A_{32}\tilde{\rho}_{33} \quad (5.100)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{jk}}{dt} = i\omega_{kj}\rho_{kj} - \frac{i}{\hbar} E(z,t) \sum_{j,k} \mu_{k,j} (p_{2k}\tilde{\rho}_{22} - p_{1j}\tilde{\rho}_{11}) - \tilde{A}_{jk}^r \tilde{\rho}_{jk} \quad (5.101)$$

Elementele de matrice  $\tilde{\rho}_{11} = \sum \rho_{jj}$  și  $\tilde{\rho}_{22} = \sum \rho_{kk}$  reprezintă probabilitățile de ocupare ale nivelurilor 1 și respectiv 2 (fig. 5. 31),  $\rho_{jk}$  sunt elementele de matrice ale nivelurilor individuale despicate prin efect Stark,

$$N_{nm} = \frac{\exp[(E_m - E_n) / k_B T]}{\sum_{m=1}^{\infty} \exp[(E_m - E_1) / k_B T]} N_n = p_{nm} N_n \quad (5.102)$$

$p_{nm}$  definind distribuția Boltzmann (probabilitatea de ocupare a subnivelurilor).

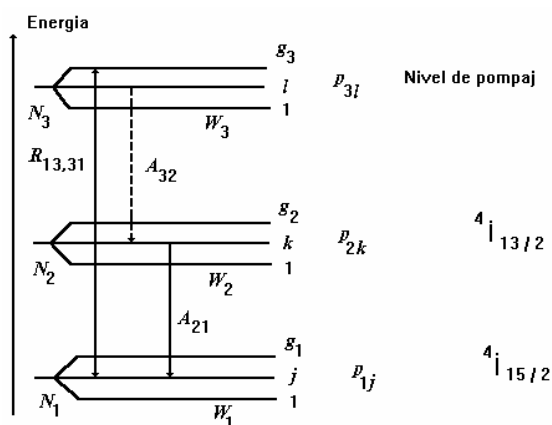


Fig. 5. 32. Diagrama nivelurilor energetice corespunzătoare ionului de  $Er^{3+}$  despicate prin efect Stark.

În relațiile (5.99) - (5.101),  $R_{13}$  se referă la *pompajul* atomilor din starea  $|E_1 \rangle \rightarrow |E_3 \rangle$ ,  $R_{31}$  (determinând procesul invers),  $A_{ij}$  caracterizează *fenomenele de relaxare spontană (neradiative)*,  $\tilde{A}_{jk}^r$  reprezintă termenul de *pierdere*,  $\mu_{kj}$  sunt elementele de matrice ale operatorului *moment atomic de dipol*, iar  $\omega_{jk} = \frac{E_j - E_k}{\hbar}$ .

De asemenea, în relația (5.102)  $N_n$  ( $n = 1, 2, 3$  și  $m = j, k, l$ ) reprezintă densitatea de populație totală corespunzătoare fiecărui nivel degenerat 1, 2 și 3,  $g_1, g_2$  și  $g_3$  fiind gradele de degenerare respective. Subnivelurile energetice corespunzătoare nivelurilor 1, 2 și 3 sunt notate cu indicii  $j, k, l$  (de exemplu:  $j = 1, \dots, g_1, k = 1, \dots, g_2, l = 1, \dots, g_3$ ).

În regim de stare staționară pentru elementele de matrice diagonale se obțin expresii de forma [5.13]:

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{11} &= \frac{1 + \frac{P_S}{A} \sigma_e(\omega)\tau}{1 + R_{13}\tau + \frac{P_S}{Ah\tilde{\nu}} [\sigma_e(\omega_S) + \sigma_a(\omega_S)]\tau} \\ \tilde{\rho}_{22} &= \frac{R_{13}\tau + \frac{P_S}{A} \sigma_a(\omega)\tau}{1 + R_{13}\tau + \frac{P_S}{Ah\tilde{\nu}} [\sigma_e(\omega_S) + \sigma_a(\omega_S)]\tau}\end{aligned}\quad (5.103)$$

în care:

$$\frac{\sigma_a(\omega)}{h\tilde{\nu}} = \sum_{jk} \frac{\sigma_{kj}(\omega)}{h\nu_{kj}} p_{1j} \quad \text{și} \quad \frac{\sigma_e(\omega)}{h\tilde{\nu}} = \sum_{jk} \frac{\sigma_{kj}(\omega)}{h\nu_{kj}} p_{2k} \quad (5.104)$$

sunt secțiunile eficace de absorbție ( $a$ ) și respectiv de emisie ( $e$ ) omogene, iar:

$$\sigma_{kj}(\omega) = \frac{\lambda_{kj}^2}{2\pi n^2 \tau_{kj} \Delta\omega_{kj} \left[ 1 + 4 \left( \frac{\omega - \omega_{kj}}{\Delta\omega_{kj}} \right)^2 \right]} \quad (5.105)$$

reprezintă secțiunile eficace corespunzătoare *formeii Lorentz* a liniilor asociate cu tranzițiile laser individuale ( $jk$ ). În relațiile (5.103) - (5.105)  $\lambda_{kj} = \frac{2\pi c}{\omega_{kj}}$  este

lungimea de undă corespunzătoare tranziției ( $kj$ ),  $\Delta\omega_{kj}$  este *lărgimea spectrală omogenă* corespunzătoare tranziției ( $kj$ ) (**Full Width at Half Maximum-FWHM**),  $\tilde{\nu}$  este frecvența medie,  $A$  este *aria efectivă*, iar  $P_S$  este *puterea semnalului*.

### 5.9.2. Evaluarea secțiunilor eficace omogene de emisie și absorbție

Secțiunile eficace omogene de absorbție și de emisie  $\sigma_{a,e}^o(\lambda)$  definite în relația (5.104) pot fi evaluate cu ajutorul celor măsurate experimental, neomogene  $\sigma_{a,e}^n(\lambda)$ , din spectrele de transmisie printr-o transformată Fourier inversă, conform relației [5.13]:

$$\sigma_{a,e}^o(\omega) = F^{-1} \left[ \exp \left( \frac{\Delta\omega_n^2 x^2}{16 \log 2} F \left[ \sigma_{a,e}^n(\omega); x \right]; \omega \right) \right] \quad (5.106)$$

în care:  $\Delta\omega_n$  reprezintă *lărgimea benzii neomogene*, iar  $\Delta\lambda_n$  este *lărgimea liniei neomogene*. Secțiunile măsurate experimental sunt neomogene din cauza defectelor, dislocațiilor sau impurităților rețelei cristalului gazdă ( $\text{LiNbO}_3$  în cazul de față).

Pe baza teoriei lui Mc Cumber [5.18] relația dintre secțiunile eficace de absorbție și respectiv emisie este:

$$\sigma_a(\nu) = \sigma_e(\nu) \exp\left[\frac{h(\nu - \varepsilon)}{k_B T}\right] \quad (5.107)$$

unde

$$h\varepsilon \approx -k_B T \log\left(\frac{N_2}{N_1}\right) \quad (5.108)$$

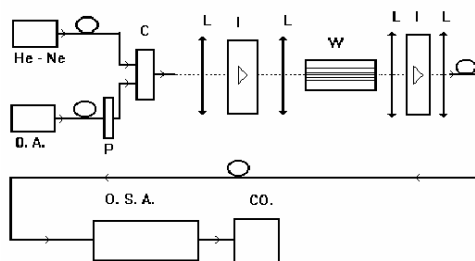
Spectrele pot fi generate numeric cu ajutorul unor *funcții de tip Gauss* cu ajutorul relației:

$$I(\lambda) = \sum_i a_i \exp\left[-4 \log 2 \frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{\Delta\lambda_i^2}\right], \quad (5.109)$$

în care:  $a_i$ ,  $\Delta\lambda_i$  și  $\lambda_i$  sunt parametri care asigură cea mai bună fitare a datelor experimentale cu cele teoretice. În relația (5.109)  $a_i$  reprezintă valoarea maximă a liniei  $i$ ,  $\Delta\lambda_i$  este lărgimea spectrală a liniei  $i$ , iar  $\lambda_i$  este lungimea de undă corespunzătoare centrului liniei  $i$ .

Intensitățile spectrelor de absorbție și respectiv emisie  $I_{a,e}$  sunt proporționale cu secțiunile eficace neomogene  $\sigma_{a,e}^n$  [5.18]. Curba care asigură cea mai bună aproximație a relației (5.109) nu este unică pentru că poate fi folosit un număr variabil de funcții gaussiene, însă deconvoluția expresiei (5.106) are o soluție unică.

Folosind montajul experimental prezentat în figura 5. 33 a fost înregistrat spectrul de transmisie în cazul unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  tăiat după axa  $x$ , având  $7,5 \mu\text{m}$  lățime și  $52 \text{ mm}$  lungime utilizând atât radiații nepolarizate cât și polarizate TE și respectiv TM [5.18], [5.19].

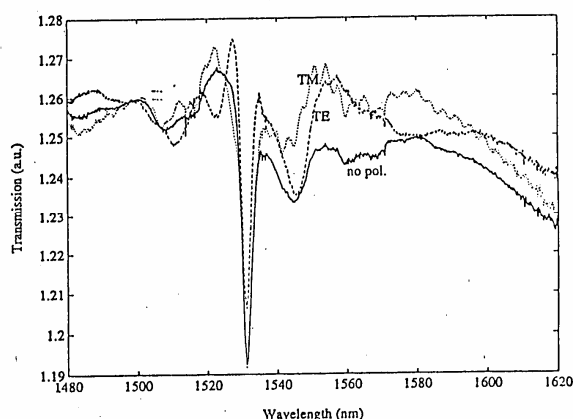


**Fig. 5. 33.** Montajul experimental utilizat pentru înregistrarea spectrului de transmisie al unui ghid de tip  $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ .

S-a folosit un laser cu He - Ne ( $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$ ) pentru alinierea montajului și un amplificator optic care generează un semnal în domeniul  $1,4 \div 1,6 \mu\text{m}$  (O. A.) având  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  ca semnal optic, cele două radiații fiind cuplate împreună cu ajutorul unui cuplor de 3 dB (C) (optimizat pentru lungimea de undă  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ).

Ghidurile (W) dispuse pe un substrat au fost produse de Laboratoarele Pirelli-Cavi (Milano, Italia) prin difuzia Ti și  $\text{Er}^{3+}$  în  $\text{LiNbO}_3$ . Fiecare substrat conține  $2 \times 9$  ghiduri de tip panglică având lățimile cuprinse între  $5 \mu\text{m}$  și  $9 \mu\text{m}$  în trepte de  $0,5 \mu\text{m}$ . Cele două polarizări TE și respectiv TM corespunzătoare câmpului radiației incidente au fost selectate cu ajutorul unui polarizator (P) și a izolatoarelor optice (I).

Spectrul de transmisie obținut este prezentat în figura 5. 34. Analizând acest spectru se observă o absorbție puternică în jurul valorii  $1532 \text{ nm}$  atât în lumină nepolarizată cât și polarizată TE și TM, care corespunde tranziției dintre nivelurile energetice  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ .



**Fig. 5. 34.** Spectrul de absorbție al unui ghid de tip  $\text{Er:Ti:LiNbO}_3$  în lumină coerentă nepolarizată, polarizată TE și TM.

În figurile 5. 35 și 5. 36 sunt prezentate secțiunile de absorbție și respectiv emisie omogene în domeniul infraroșu al spectrului în funcție de lungimea de undă [5.18]. Acestea au fost evaluate cu ajutorul formalismului matricei densitate și teoriei lui Mc Cumber în cazul luminii nepolarizate, folosind opt funcții de tip Gauss pentru generarea spectrelor (relația (5.109)).

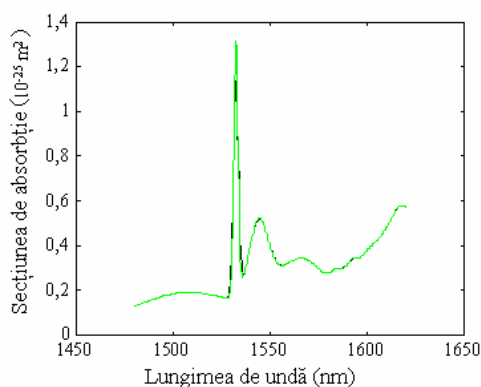
S-au obținut următoarele valori pentru secțiunile eficace omogene de absorbție  $\sigma_a^o = 1,32 \times 10^{-25} \text{ m}^2$  și respectiv emisie  $\sigma_e^o = 1,87 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ .

### 5.10. Caracterizarea ghidurilor optice de undă cu rețea

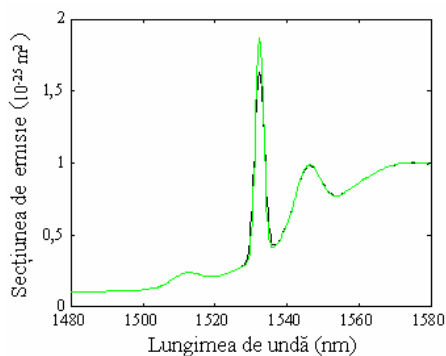
Ghidurile de undă cu rețea sunt componente care joacă un rol important în optica integrată și sunt folosite ca deflectoare sau reflectoare ale unui fascicul luminos [5.7], [5.21], [5.25].

### 5.10.1. Măsurarea perioadei rețelei

Perioada rețelei unui ghid optic de undă determină dependența de lungimea de undă a performanțelor acestuia, cum ar fi de exemplu unghiul de deflexie pentru o lungime de undă dată și lungimea de undă corespunzătoare maximului în cazul reflexiei. Principiul de măsură a perioadei rețelei este prezentat în figura 5. 37.



**Fig. 5. 35.** Secțiunile eficace de absorbție omogene (curba punctată) și respectiv neomogene (curba continuă).



**Fig. 5. 36.** Secțiunile eficace de emisie omogene (curba punctată) și respectiv neomogene (curba continuă).

În cazul unui fascicul laser cu lungimea de undă  $\lambda$  care este incident sub un unghi  $\gamma$  pe o rețea de difracție se obțin fascicule difractate sub unghiurile  $\Phi$  față de normala la suprafața ghidului. Din teoria difracției se știe că între unghiurile  $\gamma$  și  $\Phi$  există relația:

$$\Lambda(\sin \gamma + \sin \Phi) = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.110)$$

în care:  $\Lambda$  este perioada rețelei, iar  $m$  este ordinul de difracție. De obicei se măsoară franjele corespunzătoare ordinului întâi de difracție, caz în care perioada rețelei este dată de relația:

$$\Lambda = \lambda / (\sin \gamma + \sin \Phi). \quad (5.111)$$

În cazul măsurării perioadei rețelei de difracție ghidul este montat pe un goniometru. Operația de măsură poate fi mult simplificată dacă se consideră unghiurile  $\gamma$  și  $\Phi$  egale.

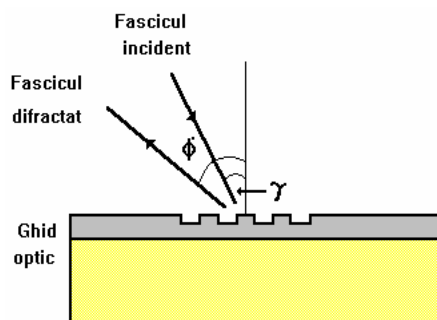


Fig. 5. 37. Difracția luminii pe o rețea.

Din punct de vedere experimental pentru a obține egalitatea celor două unghiuri, în primul rând se așază ghidul într-o astfel de poziție ca suprafața acestuia să fie perpendiculară pe direcția fascicului laser. Apoi se rotește ghidul astfel ca fasciculul difractat să aibă aceeași direcție cu fasciculul laser și se măsoară unghiul. Perioada rețelei este dată în acest caz de relația:

$$\Lambda = \lambda / 2 \sin \gamma . \quad (5.112)$$

### 5.10.2. Analiza microscopică cu baleiaj electronic

Ghidurile optice de undă cu rețelele de difracție se pot obține în urma difuziei ionice sau prin gravare cu jet de plasmă. Pentru a face o analiză microscopică cu baleiaj electronic se depune pe suprafața ghidului un strat de paladiu. Electronii secundari și cei care sunt împrăștiați în spatele ghidului sunt utilizați pentru a analiza rețeaua.

Distribuția electronilor secundari în spațiu depinde de topografia locului (ghidului). În cazul rețelelor obținute prin difuzie ionică se folosesc electronii împrăștiați în spatele ghidului pentru că distribuția spațială a acestora depinde de compoziția ghidului. Cu toate acestea, rezoluția determinărilor care implică utilizarea electronilor împrăștiați în spate este mai mică decât în cazul folosirii electronilor secundari.

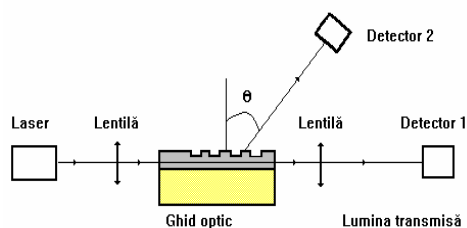
### 5.10.3. Măsurarea eficienței rețelei

Fenomenele de difracție și reflexie a luminii rezultate în urma interacțiunii dintre lumina ghidată și rețea depind de perioada rețelei și de constanta de propagare a modului.

**Măsurarea eficienței difracției.** Montajul experimental utilizat pentru măsurarea eficienței difracției este prezentat în figura 5. 38.

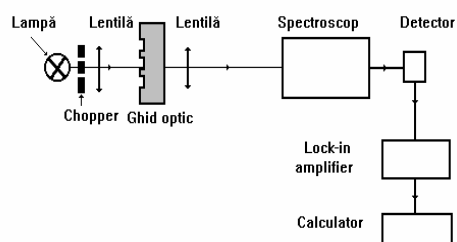
Lumina provenind de la un laser este cuplată în ghid cu o lentilă, iar puterile fasciculelor difractate și respectiv transmise sunt măsurate cu ajutorul a două detectoare. Raportul celor două puteri este o măsură a eficienței difracției.

**Măsurarea eficienței reflexiei.** Întrucât lumina reflectată de o rețea de difracție este destul de greu de măsurat, de obicei se măsoară lumina transmisă. Ca surse de lumină se pot utiliza lămpi spectrale albe, led-uri, lasere acordabile. Rezoluții foarte înalte sunt dificil de obținut în cazul folosirii unor surse de lumină albe din cauza intensităților luminoase scăzute care pot fi cuplate în ghid. Rezultate bune pot fi obținute dacă se folosesc lasere acordabile sau led-uri.



**Fig. 5. 38.** Montajul experimental folosit pentru înregistrarea luminii difractate de un ghid optic cu rețea.

Montajul experimental utilizat pentru măsurarea eficienței reflexiei este prezentat schematic în figura 5. 39.



**Fig. 5. 39.** Montajul experimental folosit pentru măsurarea eficienței reflexiei unui ghid optic de undă prevăzut cu rețea.

Lumina provenită de la o lampă spectrală este mai întâi modulată și apoi cuplată în ghidul optic cu ajutorul unei lentile. Radiația luminoasă care iese din ghid este analizată cu ajutorul unui spectroscop cu înaltă putere de rezoluție.

La ieșirea din spectroscop, lumina este detectată, semnalul obținut este amplificat, iar datele sunt achiziționate cu ajutorul unui calculator.