

NICOLAE TOMOZEIU

INTRODUCERE
ÎN
OPTOELECTRONICA
INTEGRATĂ

EDITURA UNIVERSITĂȚII DIN BUCUREȘTI
1998



BIBLIOTECA CENTRALA
UNIVERSITARA
București

Cota

A 301066

Inventar

E199205519

NICOLAE TOMOZEIU

**INTRODUCERE
ÎN
OPTOELECTRONICA
INTEGRATĂ**

**EDITURA UNIVERSITĂȚII DIN BUCUREȘTI
1998**

Referenți științifici: Prof. dr. ION MUNTEANU
Prof. dr. TIBERIU TUDOR

II 301066

B.C.U. București



C199805549

© Editura Universității din București
Șos. Panduri, 90-92, București - 76235; Telefon 410.23.84

ISBN - 973 - 575 - 243 - 3

<https://biblioteca-digitala.ro> / <https://unibuc.ro>

INTRODUCERE

În urmă cu aproximativ 30 ani se publica primul articol despre ghidurile de undă optice utilizate în prelucrarea și transmiterea semnalelor luminoase, punându-se astfel bazele circuitelor optoelectronice integrate. Se sugera cu această ocazie folosirea fenomenului de reflexie totală a luminii într-un mediu solid în vederea realizării unor elemente de optică integrată: cuploare, filtre, modulatori, etc... După aproape un trei decenii, aceste circuite optice și altele mult mai complexe, pot fi întâlnite în sistemele de comunicații optice, industria calculatoarelor, explorarea cosmosului și multe alte domenii.

Prezenta lucrare, structurată în 8 capitole, își propune să trateze principalele componente ale unui circuit optoelectronic integrat atât din punctul de vedere al proceselor fizice care stau la baza funcționării lor cât și din punctul de vedere al realizării tehnologice. Menționăm că s-a avut în vedere o integrare hibridă și nu una de tip monocip, aceasta din urmă necesitând o tehnologie foarte avansată. Astfel în capitolul întâi se face o succintă trecere în revistă a proprietăților electromagnetice ale semiconductorilor și se evidențiază posibilitățile de alegere a materialelor pentru un domeniu de frecvențe optice, sau alegerea sursei de lumină în cazul unui material dat atunci când se face o proiectare de dispozitiv.

Capitolul al doilea tratează ghidurile de undă optice planare atât din punctul de vedere teoretic (ecuații fundamentale ale modurilor TE și TM, soluțiile în unele cazuri particulare) cât și al realizărilor practice, oferindu-se soluții tehnologice. Un cap mai deosebit de ghid de undă optică este prezentat în capitolul trei și anume fibra optică. Sunt tratate principalele caracteristici ale fibrelor

optice din perspectiva utilizării lor la conectarea diferitelor circuite.

Sursele de lumină utilizate în optoelectronica integrată sunt studiate în capitolul patru. Dioda laser cu injecție (homojoncțiune, heterojoncțiune și cu gropi cuantice) și dioda electroluminiscentă sunt cele două tipuri principale structuri optoelectronice utilizate ca surse de lumină. Sunt prezentate atât principiile de funcționare cât și diverse structuri experimentale cu caracteristici de proiectare.

În capitolul cinci sunt prezentate detectoarele de radiație optică în aceeași structură: analiza funcționării unui detector și apoi realizarea practică. Sunt studiate două clase de detectoare: cele fotoconductive și cele cu joncțiuni semiconductoare.

Pentru a "încărca" informația pe unda optică purtătoare se folosesc modulatorii optici, dispozitive studiate în capitolul șase. După o prezentare a efectelor fizice utilizate în funcționarea modulatorilor optici, în partea a doua se prezintă tipuri de modulatori, punându-se accentul pe modulatorii electro-optici și acustico-optici.

Cuploarele optice fac subiectul capitolului șapte iar unele sisteme optice de stocare a informației sunt prezentate în capitolul opt. Astfel, considerăm că părți constituente ale unui circuit optoelectronic integrat sunt prezentate într-o manieră unitară, integrată.

Antorul a încercat să sintetizeze în această lucrare cunoștințe răspândite într-un mare număr de articole de sinteză, teze de doctorat și monografii cu privire la tehnologiile și tehnicile de realizare a structurilor - părți componente ale unui circuit optoelectronic integrat, și are sentimentul ca a reușit să redea numai o parte a problemelor importante. De aceea, orice sugestie din partea cititorului care increază în acest domeniu va fi binevenită. De asemenea orice eroare scuzată este primită cu mulțumiri anticipate.

Martie, 1997

1. PROPRIETĂȚI ELECTROMAGNETICE ALE SEMICONDUCTORILOR

1.1 Funcțiuni electromagnetice

Cadrul teoretic pentru propagarea radiației electromagnetice în solide și pentru răspunsul solidului la câmpul radiației este dat de ecuațiile lui Maxwell:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \end{aligned} \quad (1.1)$$

unde \vec{D} și \vec{B} reprezintă inducția câmpului electric respectiv a câmpului magnetic, \vec{E} și \vec{H} sunt intensitățile celor două câmpuri, iar \vec{j} este densitatea de curent indus (nu există surse). Între vectorii inducție și intensitate, pentru cele două câmpuri, pot fi scrise relațiile:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.2a)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (1.2b)$$

\vec{P} și \vec{M} fiind polarizația electrică și respectiv magnetică pe unitatea de volum.

Cu excepția materialelor feromagnetice, polarizația magnetică (magnetizarea) este suficient de mică pentru a fi neglijată, astfel încât pentru un semiconductor relația (1.2b) devine:

$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Mai mult, lucrând în aproximația liniară, putem scrie:

$$\vec{P} = \hat{\alpha} \vec{E} \quad (1.3a)$$

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E} \quad (1.3b)$$

unde $\hat{\alpha}$ este tensorul polarizabilității electrice, iar $\hat{\sigma}$ este tensorul conductivității electrice.

Având în vedere că legătura dintre câmpul electric și inducția electrică este dată de relația:

$$\vec{D} = \hat{\epsilon} \vec{E}, \quad (1.3c)$$

unde $\hat{\epsilon}$ este *tensorul permitivității electrice*, din relațiile (1.2a), (1.3a) și (1.3c) rezultă prin identificare:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 + \hat{\alpha}, \quad (1.3d)$$

o relație foarte importantă pentru prima funcțiune electromagnetică - *constantă dielectrică*, $\hat{\epsilon}$.

Într-o primă aproximație, vom considera materialele izotrope, și deci tensorii de mai sus se reduc la scalari.

Polarizabilitatea α și conductivitatea electrică σ conțin răspunsul mediului la acțiunea câmpului electromagnetic. Ambele mărimi apar în membrul drept al celei de-a patra ecuație Maxwell din sistemul (1) și definesc doi curenți datorăți câmpului electric, dar orientați perpendicular:

- un curent de polarizație:

$$\vec{j}_{pol} = \alpha \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.4a)$$

- un curent indus convențional (de conducție):

$$\vec{j}_i = \sigma \vec{E}. \quad (1.4b)$$

Curentul de polarizație este ortogonal pe câmpul electric ceea ce înseamnă că puterea absorbită de mediul semiconductor datorită acestui curent este nulă:

$$P^{pol} = \overline{\vec{j}_{pol} \cdot \vec{E}} = 0.$$

În schimb, curentul indus fiind în fază cu câmpul electric (mediul este izotrop) presupune o absorbție a puterii:

$$P_a = \overline{\vec{j}_i \cdot \vec{E}} = \sigma \overline{E^2}, \quad (1.5)$$

unde mărimile fizice de mai sus sunt mediate în timp. Din acest motiv numai conductivitatea σ caracterizează absorbția radiației, în timp ce polarizabilitatea α caracterizează dispersia ei.

În general absorbția radiației electromagnetice este definită prin coeficientul de absorbție, η . Fie \bar{w} media densității de energie ce se deplasează prin semiconductor în direcția x . Variația sa de-a lungul direcției de propagare este:

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} = -\eta \bar{w} \quad (1.6)$$

iar puterea absorbită în unitatea de volum pe parcursul propagării este.

$$P_a = -\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = -\frac{c}{n} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \quad (1.7)$$

și ținând seama de relația (1.6), se poate scrie și sub forma:

$$P_a = \frac{c}{n} \eta \bar{w}. \quad (1.8)$$

unde n este *indicele de refracție* al mediului - o altă funcțiune electromagnetică.

Conform legii Joule - Lenz, densitatea de energie este:

$$\bar{w} = \overline{\vec{D} \cdot \vec{E}} = \epsilon \overline{E^2}$$

și introducând în relația (1.7), rezultă:

$$P_a = \eta n c \epsilon_0 \overline{E^2} \quad (1.8')$$

unde s-a considerat $\epsilon = n^2 \epsilon_0$.

Comparând (1.8') cu (1.5) rezultă relația ce definește coeficientul de absorbție:

$$\eta = \frac{\sigma}{n c \epsilon_0} \quad (1.9)$$

Descrierea absorbției și dispersiei câmpului electromagnetic într-un solid se poate face și cu o funcție unică, definindu-se astfel polarizabilitatea electrică în mulțimea numerelor complexe:

$$\alpha_c = \alpha + i \frac{\sigma}{\omega} \quad (1.10)$$

ω fiind pulsația câmpului electromagnetic. În aceste condiții constanta dielectrică complexă este:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \alpha_c = \epsilon_1 + i \epsilon_2 \quad (1.11)$$

cu partea reală:

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 + \alpha \quad (1.11a)$$

și partea imaginară descrie de:

$$\epsilon_2 = \frac{\sigma}{\omega} \quad (1.11b)$$

Se poate defini și indicele de refracție în complex:

$$n^* = n + ik,$$

unde este satisfăcută relația: $n^2 \epsilon_0 = \epsilon$, ceea ce înseamnă pentru partea reală, n , și partea imaginară, k , indicelui de refracție:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 (n^2 - k^2) &= \epsilon_1 \\ 2nk \epsilon_0 &= \epsilon_2 \end{aligned} \quad (1.12)$$

Pentru a găsi relațiile de legătură dintre indicele de refracție și coeficientul de absorbție, trebuie apelat la ecuațiile de propagare a câmpului electromagnetic, ecuații ce se obțin din ecuațiile Maxwell:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

unde am presupus că $\vec{j} = 0$.

Aplicând operatorul **rot** primei ecuații din grupul mai sus scris, și ținând seama de faptul că $\text{rot rot } \vec{a} = -\text{grad div } \vec{a} - \nabla^2 \vec{a}$, rezultă:

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

care este o ecuație de tip D'Alambert.

Soluția ecuației (1.13) este o expresie tip undă plană:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)] + \vec{E}_0^* \exp[-i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)] \quad (1.14)$$

unde termenul complex conjugat este cerut de faptul că \vec{E} este real.

Vectorul de undă $\vec{q} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{a}$ este definit prin lungimea de undă λ , a unei electromagnetice, \vec{a} fiind versorul vectorului de undă.

Înlocuind relația (1.14) în (1.13) se poate obține **legea de dispersie** - relația dintre pulsația câmpului și vectorul de undă:

$$|q| = \frac{n \cdot \omega}{c}$$

unde am considerat $\mu = \mu_0$ și $\epsilon = n^2$.

Relația (1.13) mai poate fi scrisă și sub forma:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{n}{c} \vec{a} \cdot \vec{r}\right)\right] + c.c. = \\ &= \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{\omega}{c} \vec{k} \cdot \vec{r}\right) \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{n}{c} \vec{a} \cdot \vec{r}\right)\right]. \end{aligned}$$

Din expresia de mai sus se observă că partea imaginară a indicelui de refracție dă atenuarea unei în direcția de propagare. Având în vedere că densitatea de energie este proporțională cu pătratul intensității câmpului (legea Joule - Lenz), rezultă că atenuarea este de tipul $\exp\left(-\frac{2\omega}{c} \vec{k} \cdot \vec{r}\right)$. Se poate scrie, așadar, pentru coeficientul de

absorbție η , o expresie funcție de partea imaginară a indicelui de refracție, numită și coeficient de extincție, k :

$$\eta = \frac{2\omega}{c} k. \quad (1.15)$$

Din relația (1.12) se poate exprima coeficientul de extincție k , funcție de partea imaginară a constantei dielectrice, ceea ce înseamnă pentru coeficientul de absorbție, η :

$$\eta = \frac{\omega}{nc \epsilon_0} \epsilon_2, \quad (1.16a)$$

sau încă, ținând seama de (1.11b) se obține:

$$\eta = \frac{\sigma}{nc \epsilon_0}, \quad (1.16b)$$

relație identică cu relația (1.9).

Să interpretăm puțin această relație: dacă partea reală a indicelui de refracție, n , este nulă, coeficientul de absorbție $\eta \rightarrow \infty$ și deci unda nu se propagă prin cristal, ea "dispărând" în cristal - absorbția fiind infinită.

Mai există un caz în care lumina nu se poate propaga într-un mediu, și anume cel descris de reflexia totală. Pentru a analiza coeficientul de reflexie fie o undă polarizată liniar cu componenta câmpului electric după axa Ox , ce se propagă în sensul axei Oz normal la suprafața de separare aer - semiconductor (figura 1.1).

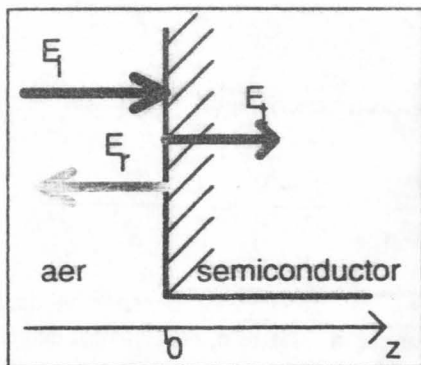


Fig 1.1 Unda luminoasă la interfața dintre aer un mediu semiconductor

Expresiile câmpului electric sunt după cum urmează:

- pentru unda incidentă:

$$E_i(z) = E_1 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right];$$

- pentru unda reflectată:

$$E_r(z) = E_2 \exp\left[i\omega\left(t + \frac{z}{c}\right)\right];$$

- pentru unda ce pătrunde în mediul semiconductor:

$$E_t(z) = E_o \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z n^*}{c}\right)\right].$$

Condițiile de continuitate la interfața $z=0$, scrise atât pentru câmpul electric cât și pentru cel magnetic, conduc la:

$$E_o = E_1 + E_2$$

și respectiv:

$$n^* E_o = E_1 - E_2,$$

ce înseamnă pentru coeficientul de reflexie:

$$R = \left|\frac{E_2}{E_1}\right|^2 = \left|\frac{n^* - 1}{n^* + 1}\right|^2 = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2}. \quad (1.17)$$

Din relația (1.17) se poate observa că dacă partea reală a indicelui de refracție, n , este zero, coeficientul de reflexie este unitar, adică avem reflexie totală. Așa cum vom observa în paragrafele

următoare, regiunea de frecvențe în care $R \rightarrow 1$ este exploatată în transmisia radiației luminoase prin ghidurile de undă sau prin fibrele optice.

1.2 Relațiile Kramers - Krönig

După cum se observă din relațiile (1.12) între partea reală, ϵ_1 , și cea imaginară, ϵ_2 , a constantei dielectrice există o relație de legătură. Înseamnă că nu este necesară măsurarea independentă a celor două constante optice. Relațiile Kramers - Krönig reprezintă expresia matematică a acestei legături. Scriind polarizația $\vec{P}(t)$ ca răspuns al mediului la aplicarea unui câmp electric $\vec{E}(t)$, respectând principiul cauzalității, care într-o formulare mai largă se enunță astfel: "nu poate exista semnal de ieșire într-un circuit, înaintea semnalului de intrare care îl generează" (sau altfel spus: viteza oricărui semnal transmis nu poate fi mai mare decât viteza luminii în vid - c), avem:

$$\vec{P}(t) = \int_{-\infty}^t G(t-t_1) \vec{E}(t_1) dt_1 . \quad (1.18)$$

Ținând seama de dependența de timp a câmpului electric aplicat:

$$\vec{E}(t_1) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t_1) ,$$

rezultă

$$\vec{P}(t) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t) \int_0^{\infty} G(\tau) \exp(i\omega \tau) d\tau \quad (1.19)$$

unde $\tau = t - t_1$, iar $G(\tau)$ este funcția de transfer ce depinde de caracteristicile mărimii de intrare (în cazul nostru câmpul electric $\vec{E}(t)$). Comparând relațiile (1.19) și (1.3a) rezultă pentru polarizabilitate expresia:

$$\alpha(\omega) = \int_0^{\bar{\tau}} G(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau. \quad (1.20)$$

Definind planul complex al pulsației: $\omega^* = \omega + i\theta$, se poate arăta că funcția:

$$\alpha(\omega^*) = \int_0^{\bar{\tau}} G(\tau) \exp(i\omega^*\tau) d\tau = f(\omega, \theta) + ig(\omega, \theta),$$

este o funcție analitică deoarece sunt respectate relațiile Cauchy:

$$\frac{\partial f}{\partial \omega} = \frac{\partial g}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial f}{\partial \theta} = -\frac{\partial g}{\partial \omega}.$$

Într-adevăr, efectuând calculele se obține:

$$\frac{\partial f}{\partial \omega} = -\int_0^{\bar{\tau}} G(\tau) \exp(-\tau\theta) \sin(\tau\omega) d\tau = \frac{\partial g}{\partial \theta}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \theta} = -\int_0^{\bar{\tau}} G(\tau) \exp(-\tau\theta) \tau \cos(\tau\omega) d\tau = -\frac{\partial g}{\partial \omega}$$

Se observă că pentru $\theta \rightarrow \infty$, $|\alpha(\omega^*)| \rightarrow 0$ ceea ce înseamnă că $\alpha(\omega^*)$ converge pentru semiplanul superior ($\theta \geq 0$). De asemenea, pentru $\omega \rightarrow \pm\infty$, $|\alpha(\omega^*)| \rightarrow 0$. Fiind îndeplinite condițiile pentru relațiile lui Hilbert care stabilesc o legătură între partea reală și cea imaginară a unei funcții analitice, alegând pe axa reală un

punct ω_0 , și conturul de integrare C : semicercul de rază infinite din semiplanul superior înconjurând punctul $\omega^* = \omega_0$ printr-un semicerc de rază R , (figura 1.2), relația de dispersie poate fi obținută calculând:

$$I = \oint_C \frac{\alpha(\omega^*)}{\omega^* - \omega_0} d\omega^*.$$

Conform teoremei lui Cauchy, această integrală este nulă deoarece funcția $\alpha(\omega^*)$ nu are poli în cazul semiconducătorilor. Așadar:

$$I = \oint \frac{\alpha(\omega)}{\omega - \omega_0} d\omega - i\pi \alpha(\omega_0) = 0 \quad (1.21)$$

unde \oint reprezintă partea principală a integralei.

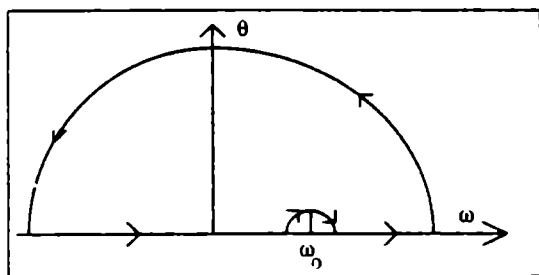


Fig.1.2 Conturul de integrare pentru integrala I

Din relația (1.21) rezultă:

$$\alpha(\omega_0) = \frac{1}{i\pi} \oint \frac{\alpha(\omega)}{\omega - \omega_0} d\omega$$

și cum $\epsilon = \epsilon_0 + \alpha_c = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, rezultă imediat:

$$\begin{aligned}\epsilon_1(\omega) &= \epsilon_0 + \frac{1}{\pi} \oint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\epsilon_2(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \\ \epsilon_2(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \oint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\epsilon_1(\omega') - \epsilon_0}{\omega' - \omega} d\omega'\end{aligned}\quad (1.22)$$

Relațiile (1.22) cunoscute în literatură sub numele de *relațiile Kramers - Krönig* pot fi rescrise sub o formă mai simplă dacă se observă faptul că $\epsilon_1(\omega)$ este o funcție pară, iar $\epsilon_2(\omega)$ este impară. În aceste condiții înmulțind membrul drept din (1.22) cu $\omega' + \omega$, după câteva calcule simple se obține:

$$\begin{aligned}\epsilon_1(\omega) &= \epsilon_0 + \frac{2}{\pi} \oint_0^{\infty} \frac{\omega' \epsilon_2(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \\ \epsilon_2(\omega) &= -\frac{2\omega}{\pi} \oint_0^{\infty} \frac{\epsilon_1(\omega') - \epsilon_0}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'\end{aligned}\quad (1.22')$$

Aceste expresii sunt relațiile de dispersie pentru partea reală și cea imaginară a constantei dielectrice. Se observă că dacă se cunoaște una dintre ele, fie $\epsilon_1(\omega)$, fie $\epsilon_2(\omega)$, la toate frecvențele, în mod automat este cunoscută și cealaltă. O teorie similară poate fi dezvoltată și pentru indicele de refracție complex.

Considerând în relația (1.22') limita pentru $\omega \rightarrow 0$, se obține:

$$\epsilon_1(0) = \epsilon_0 + \frac{2}{\pi} \oint_0^{\infty} \frac{\epsilon_2(\omega')}{\omega'} d\omega' \quad (1.23)$$

Această relație ne arată că dacă partea reală a constantei dielectrice statice (deci $\omega=0$) este diferită de ϵ_0 , atunci partea imaginară trebuie să fie diferită de zero, măcar pentru câteva frecvențe. Datorită termenului ω' de la numitorul integralei, dacă un semiconductor absoarbe la frecvențe joase, constanta dielectrică va fi mare. Dar, trebuie menționat faptul că ω' nu poate fi oricât de mic deoarece electronii nu pot fi excitați din banda de valență în banda de conducție cu energii inferioare benzii interzise. Așadar relația (1.23) prezintă o importanță deosebită, ea făcând legătura între structura electronică elementară a semiconductorului și constanta dielectrică.

La frecvențe înalte, $\omega > \omega'$, prima relație de dispersie din (1.22') devine:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_0 - \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\int_0^{\infty} \omega' \epsilon_2(\omega') d\omega'}{\omega^2},$$

în care, dacă notăm:

$$\frac{2}{\pi \epsilon_0} \int_0^{\infty} \omega' \epsilon_2(\omega') d\omega' = \omega_p^2, \quad (1.24)$$

unde ω_p este pulsația plasmă, se obține:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (1.25)$$

Semnificația fizică a expresiilor (1.24) și (1.25) poate fi obținută cu ușurință din teoria oscilatorului încărcat electric, folosită în obținerea clasică a expresiei relațiilor de dispersie (1.22').

1.3 Teoria Lorentz-Drude a oscilatorului încărcat electric

Fie un oscilator clasic încărcat cu sarcina electrică e , de masă m , cu frecvența caracteristică $\omega_0 = \sqrt{K/m}$, unde K este constanta Hook. Ecuația de mișcare a acestui oscilator în prezența unui câmp electric extern de frecvență ω orientat de-a lungul direcției de mișcare, este:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + m\gamma \frac{dy}{dt} + Ky = eE_0 \exp(-i\omega t), \quad (1.26)$$

γ fiind constanta de amortizare.

Soluția acestei ecuații este de tipul:

$$y = \frac{e}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\gamma]} E_0 \exp(-i\omega t) \quad (1.27)$$

și mai poate fi scrisă sub forma:

$$y = \frac{e}{m} \cdot \frac{\exp(-i\varphi)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}} \cdot E_0 \exp(-i\omega t),$$

unde $\varphi = \arctg\left(\frac{\omega\gamma}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)$ reprezintă faza mișcării oscilatorului

în raport cu câmpul electric.

Dat fiind faptul că electronul are masa mai mică, soluția (1.27) presupune deplasarea acestuia, ceea ce înseamnă obținerea unui moment de dipol. Conform relației cunoscute din electrodinamică, momentul de dipol este $p = -e \cdot y$, iar momentul de dipol al unității de volum definește polarizația electrică:

$$P = n \cdot p,$$

unde n reprezintă numărul de oscilatori pe unitatea de volum.

Ținând seama de (1.27) și de faptul că $\vec{P} = \hat{\alpha} \cdot \vec{E}$ (relația (1.3a)), rezultă pentru polarizabilitatea electrică următoarele expresii:

$$\alpha = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\exp(-i\varphi)}{\sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}} = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{1}{(\omega_o^2 - \omega^2) - i\omega\gamma} \quad (1.28)$$

Trecerea la constanta dielectrică folosind relația (1.11) este imediată și se obțin următoarele expresii pentru partea reală și cea imaginară a permitivității electrice:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_o + \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\omega_o^2 - \omega^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}, \quad (1.29a)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\omega\gamma}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \quad (1.29b)$$

Reprezentând grafic relațiile (1.29a) și (1.29b) se obține figura 1.3.

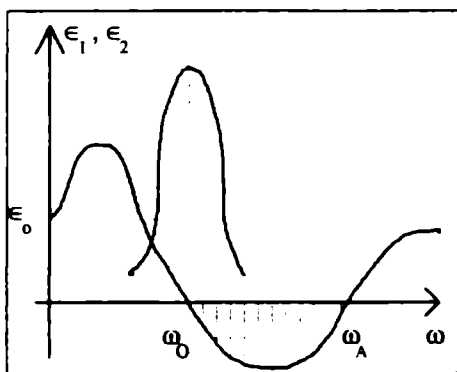


Fig. 1.3 Model al dispersiei constantei dielectrice

Se observă că factorul de atenuare γ dă informații asupra lărgimii liniei de absorbție. De asemenea există o regiune cuprinsă în intervalul (ω_0, ω_A) în care $\epsilon_1(\omega) < 0$ și $\epsilon_2(\omega) = 0$, ceea ce înseamnă că indicele de refracție este pur imaginar. Pentru acest domeniu de frecvențe unda electromagnetică nu se propagă prin cristal, dar nici nu este absorbită deoarece ϵ_2 este nul. Este o zonă în care are loc reflexia totală a radiației. În proiectarea și realizarea ghidurilor de undă pentru componentele integrate optoelectronice, astfel de regiuni cu reflexie totală vor trebui să fie realizate astfel încât semnalul luminos de o frecvență cunoscută să poată fi "ghidat" în direcția dorită.

Dacă presupunem electronul liber, rezultă că în ecuația (1.26) $K=0$, soluția devenind în acest caz:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_0 + \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \gamma^2} \quad , \quad (1.29'a)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\gamma}{\omega^3 + \omega\gamma^2} \quad , \quad (1.29'b)$$

sau notând frecvența plasmei:

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \quad ,$$

rezultă:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right) \quad (1.30a)$$

și:

$$\epsilon_2(\omega) = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^3 + \omega \gamma^2} \quad (1.30b)$$

La frecvențe joase, ținând seama de relația dintre partea imaginară a constantei dielectrice și conductivitatea electrică, rezultă:

$$\sigma = \epsilon_2 \cdot \omega \cong \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega \gamma} \omega = \frac{ne^2}{m\gamma} \quad (1.31)$$

relație ce poate fi comparată cu expresia conductivității electrice obținută din teoria fenomenelor de transport, pentru electroni liberi:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m} \tau \quad (1.32)$$

unde τ este timpul mediu între două ciocniri (timpul de relaxare).

Copărând relațiile (1.31) și (1.32) semnificația constantei de amortizare este imediată: $\gamma = \tau^{-1}$, adică inversul timpului de relaxare.

La frecvențe ridicate în relațiile (1.30a) și (1.30b) se poate neglija termenul ce conține factorul de amortizare și se obține:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (1.33a)$$

$$\epsilon_2(\omega) \cong 0 \quad (1.33b)$$

ceea ce reprezintă *relațiile Drude* pentru electronii liberi în acest domeniu de frecvențe. Această teorie este fenomenologică dar formal corectă și în acord cu observațiile experimentale. Având în vedere că la frecvențe înalte legea de dispersie trebuie să fie aceeași cu cea de la electronii liberi, deoarece în această situație potențialul cristalului

poate fi neglijat, rezultă că identificarea lui ω_p din (1.24) este îndreptățită, relațiile (1.25) și (1.33a) fiind identice.

1.4 Simplă teorie cuantică a funcțiilor electromagnetice

Tratarea cuantică a funcțiilor electromagnetice are la bază probabilitatea de tranziție între stări cuantice staționare, tranziții induse de câmpul electromagnetic.

Fie E_0 energia totală a sistemului în starea fundamentală la echilibru, la temperatura $T_0 = 0K$. Această stare este descrisă de funcția de undă $|0\rangle$. În urma unei perturbații induse de câmpul electromagnetic, perturbație pe care o considerăm periodică și descrisă de hamiltonianul de tipul:

$$H(\vec{r}, t) = H(\vec{r}) \exp(-i\omega t) + H^*(\vec{r}) \exp(i\omega t) , \quad (1.34)$$

sistemul ajunge cu o anumită probabilitate pe starea finală descrisă de energia E_f și de funcția de stare $|f\rangle$. Probabilitatea de tranziție este dată de regula de aur a mecanicii cuantice:

$$w_{0f}(q, \omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle 0 | H(\vec{r}, t) | f \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_0 - \hbar\omega) \quad (1.35)$$

și se observă că, sistemul fiind în stare fundamentală nu poate decât să absoarbă energie pentru a-și schimba starea.

Dacă în expresia (1.35) se cunosc funcțiile de undă $\langle 0 |$ și $| f \rangle$ ce caracterizează starea inițială și respectiv starea finală a sistemului, se poate calcula energia absorbită în urma acestor tranziții, și deci, coeficientul de absorbție, η .

Neglijând interacția de spin, și folosind aproximațiile specifice fizicii solidului, ecuația Schrödinger atașată subsistemului de electroni din solid are ca funcții proprii funcțiile Bloch /1.2, 1.3/.

În aceste condiții expresia (1.35) este calculabilă și deci putem calcula energia absorbită la o tranziție, $w(q, \omega) \cdot \hbar\omega$. Coeficientul de absorbție, definit ca energia absorbită în unitatea de volum împărțită la fluxul energetic, este:

$$\eta = \frac{\sum_f w_{of}(q, \omega) \cdot \hbar\omega}{\frac{c}{n} \bar{W}} \quad (1.36)$$

unde sumarea se face pe toate stările finale din unitatea de volum. Densitatea de energie electromagnetică incidentă, mediată în timp, \bar{W} , este dată de expresia:

$$\begin{aligned} \bar{W} &= \overline{\vec{E} \cdot \vec{D}} = n^2 \epsilon_0 \overline{E^2} = \\ &= n^2 \epsilon_0 \overline{[E_o \exp(-i\omega x) + E_o^* \exp(i\omega x)]^2} = 2n^2 \epsilon_0 E_o^2 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Înlocuind relațiile (1.35) și (1.37) în (1.36), după calcule matematice simple, coeficientul de absorbție va fi găsit de forma:

$$\eta(\omega) = \frac{\frac{2\pi}{\hbar} \cdot \sum_f |\langle 0 | e E_o \exp(-i\omega x) \cdot x | f \rangle|^2 \hbar\omega \delta(E_f - E_o - \hbar\omega)}{2cn \epsilon_0 E_o^2} = \quad (1.38)$$

$$= \frac{\pi e^2}{\hbar cn \epsilon_0} \sum_f (E_f - E_o) |\langle 0 | x | f \rangle|^2 \delta(E_f - E_o - \hbar\omega)$$

Ținând seama de relația (1.16a) ce definește coeficientul de absorbție funcție de partea imaginară a constantei dielectrice, se obține pentru aceasta din urmă, expresia:

$$\begin{aligned} \epsilon_2(\omega) &= \frac{nc\epsilon_0}{\omega} \eta(\omega) = \\ &= \frac{\pi e^2}{\hbar\omega} \sum_f (E_f - E_0) |\langle 0|x|f \rangle|^2 \delta(E_f - E_0 - \hbar\omega) \end{aligned} \quad (1.39)$$

și de aici, folosind relațiile Kramers - Krönig, este cunoscut și $\epsilon_1(\omega)$.

Deseori este convenabil să folosim elementele matricii operatorului impuls în exprimarea din relația (1.39) și trecerea se face conform canoanelor mecanicii cuantice:

$$\langle f|p_x|0 \rangle = \frac{m}{i\hbar} \langle f|[x, H]|0 \rangle = \frac{im}{\hbar} (E_f - E_0) \langle f|x|0 \rangle,$$

ceea ce înseamnă pentru partea imaginară a constantei dielectrice:

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\pi e^2}{m^2 \omega^2} \sum_f |\langle 0|p_x|f \rangle|^2 \delta(E_f - E_0 - \hbar\omega) \quad (1.39')$$

Referințe bibliografice - capitolul 1

- /1.1/ S.L. Chuang - *Physics of optoelectronic devices*, John Wiley & Sons, Inc. New York, p.671, (1995)
- /1.2/ I. Lica - *Fizica metalelor*, Edit. Stiințifică și Enciclopedică, București, 1986
- /1.3/ I. Munteanu - *Fizica stării condensate*, Edit. Hyperion, București, 1995.

2. GHIDURI DE UNDĂ DIELECTRICE

Circuitele optoelectronice integrate sunt alcătuite din componente optoelectronice care realizează cel puțin una din următoarele funcții: generator de lumină, ghidarea radiației luminoase, cuplarea, modularea și detecția ei. Aceste componente sunt realizate fie pe semiconductori monocristalini (în general acestea sunt generatoare de funcții active: generarea luminii, modularea, detecția ei), fie pe semiconductori amorfii (ghiduri de undă, detectori).

Prima cerință impusă unui semiconductor pentru a fi folosit în realizarea ghidurilor de undă este aceea de a putea fi produs sub forma unui strat cu calități optice bune, cu un indice de refracție mai mare decât cel al substratului pe care ghidul este realizat. După cum am arătat în primul capitol, acolo unde indicele de refracție este mai mare decât într-o zonă adiacentă apare posibilitatea reflexiei totale și deci lumina poate fi confinată la nivelul regiunii cu indice de refracție mare. Întrebarea ce se pune este: **Cum poate fi controlat indicele de refracție?** Capitolul precedent ne prezintă două soluții: 1) prin proprietățile electrice ale materialului, și 2) prin compoziția materialului. Aceste două răspunsuri sugerează posibilitățile de obținere a ghidurilor de undă: prin difuzie, prin implantare ionică, prin creștere epitaxială, prin varierea compoziției materialului la depunere (de exemplu: $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) față de zonele adiacente (GaAs), prin pulverizare catodică, prin descărcări în câmp electric de înaltă frecvență.

2.1. Moduri de vibrație în ghidurile de undă.

Având în vedere destinația ghidului de undă: de a transmite radiația luminoasă între două sau mai multe componente ale circuitului optic integrat, rezultă că acesta poate fi reprezentat ca în figura 2.1, unde axa Oz este axa după care este orientat ghidul, deci după care este transmisă lumina. După cum se observă, ghidul este realizat prin varierea constantei dielectrice în planul xOy. Transmisia radiației cu pierderi cât mai mici, impune ca valoarea constantei dielectrice în lungul axei Oz să fie aceeași.

Această comportare sugerează scrierea câmpului electromagnetic - câmpul electric \vec{E} și câmpul magnetic \vec{H} - ca o sumă de două

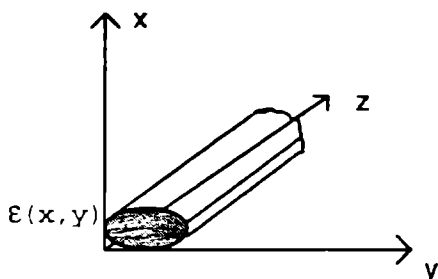


Fig. 2.1 Reprezentarea schematică a unui ghid de undă optic

componente, una longitudinală și alta transversală pe direcția de propagare:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_z + \vec{E}_t \\ \vec{H} &= \vec{H}_z + \vec{H}_t\end{aligned}\quad (2.1)$$

Presupunând că aceste câmpuri au o comportare periodică în timp de tipul:

$$\begin{aligned}\vec{\tilde{E}}(t) &= \vec{E} \exp(i\omega t) + \vec{E}^* \exp(-i\omega t) \\ \vec{\tilde{H}}(t) &= \vec{H} \exp(i\omega t) + \vec{H}^* \exp(-i\omega t),\end{aligned}\quad (2.2)$$

ecuațiile Maxwell scrise pentru un spațiu fără surse sunt:

$$\nabla \times \vec{\tilde{E}} = -\frac{\partial \vec{\tilde{B}}}{\partial t} \quad \text{și} \quad \nabla \times \vec{\tilde{H}} = \frac{\partial \vec{\tilde{D}}}{\partial t},$$

ceea ce într-un mediu izotrop, ținând seama de (2.2), înseamnă:

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (2.3)$$

și respectiv,

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega\epsilon \vec{E} . \quad (2.4)$$

Scrise pe componentele mai sus menționate, aceste ecuații devin:

$$\nabla_x \times \vec{E}_z = -i\omega\mu\vec{H}_z, \quad \nabla_x \times \vec{H}_z = i\omega\epsilon \vec{E}_z . \quad (2.5)$$

$$\nabla_x \times \vec{E}_z + \vec{e}_z \times \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial z} = -i\omega\mu \vec{H}_z , \quad (2.6)$$

$$\nabla_x \times \vec{H}_z + \vec{e}_z \times \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial z} = i\omega\epsilon \vec{E}_z . \quad (2.7)$$

Ecuațiile (2.5 - 2.7) admit soluții de tipul:

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= E_v(x, y) \exp(-i\beta_v z) \\ H(x, y, z) &= H_v(x, y) \exp(-i\beta_v z) \end{aligned} \quad (2.8)$$

indicele v definind o configurație de câmp a undelor electromagnetice ce se propagă de-a lungul ghidului. Aceste configurații poartă numele de **moduri** și au proprietatea de a se reproduce între ele ca distribuții ale intensității câmpului electric și câmpului magnetic în interiorul cavității ghidului. Dependența spațială în lungul axei Oz este o scădere exponențială, constanta de propagare a modului fiind β_v .

Dacă înlocuim soluțiile (2.8) în sistemul de ecuații (2.5 - 2.7), se obțin ecuațiile:

$$\nabla_x \times \vec{E}_{zv} = -i\omega\mu\vec{H}_{zv} , \quad (2.9)$$

$$\nabla_x \times \vec{H}_{zv} = i\omega\epsilon \vec{E}_{zv} , \quad (2.10)$$

$$\nabla_t \times \vec{E}_{z_v} - i\beta_v \vec{e}_z \times \vec{E}_{t_v} = -i\omega\mu \vec{H}_{t_v}, \quad (2.11)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_{z_v} - i\beta_v \vec{e}_z \times \vec{H}_{t_v} = i\omega\varepsilon \vec{E}_{t_v} \quad (2.12)$$

a căror rezolvare se găsește în detaliu în [2.1] și în [2.2]. Pentru cazul particular al ghidurilor de undă planare, ecuațiile de mai sus vor fi rezolvate în paragrafele următoare.

2.2 Proprietăți ale modurilor

2.2a Simetria modurilor

Data fiind forma câmpurilor din relațiile (2.2), apare întrebarea ce se întâmplă dacă timpul este negativ și dacă unda electromagnetică este reflectată în ghid adică se deplasează în sens opus axei Oz. Răspunsul la prima parte a întrebării se află făcând schimbarea $t \rightarrow -t$ în ecuațiile Maxwell. Soluțiile noi care apar sunt complex conjugatele de tip (2.8) cu deosebirea că la câmpul magnetic apare un semn minus; adică:

$$E_{-t}(x, y, z) = E_t^*(x, y, z); \quad H_{-t}(x, y, z) = -H_t^*(x, y, z) \quad (2.13)$$

unde indicele t semnifică timpul.

Pentru a doua parte a întrebării trebuie făcută ipoteza că mediul ghidului de undă este izotrop, sau $\varepsilon(x, y, -z) = \varepsilon(x, y, z)$. Făcând schimbarea $z \rightarrow -z$ în ecuațiile Maxwell, noile soluții sunt de tipul:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{t,-z}(x, y, z) &= \vec{E}_{t,z}(x, y, -z), \\ \vec{E}_{z,-z}(x, y, z) &= -\vec{E}_{z,z}(x, y, -z), \\ \vec{H}_{t,-z}(x, y, z) &= -\vec{H}_{t,z}(x, y, -z), \\ \vec{H}_{z,-z}(x, y, z) &= \vec{H}_{z,z}(x, y, -z). \end{aligned} \quad (2.14)$$

unde perechea de indici (i,j) înseamnă componenta transversală sau longitudinală și respectiv sensul propagării undeii.

Din relațiile (2.14) și ținând seama de unicitatea soluției problemei, rezultă că între un mod ce se propagă în sensul înainte și opusul său ce se propagă în sensul înapoi, trebuie să existe relațiile:

$$\vec{E}_{t,-v}(x,y) = \vec{E}_{t,v}(x,y)$$

$$\vec{H}_{t,-v}(x,y) = -\vec{H}_{t,v}(x,y)$$

2.2b. Ortogonalitatea modurilor

Într-un ghid de undă, modurile radiației electromagnetice sunt ortogonale. Pentru a demonstra aceasta, fie ecuațiile Maxwellii:

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} , \quad (2.15a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.15b)$$

și două soluții diferite indexate 1 și 2. Se fac următoarele operații:

- se înmulțește (2.15a) cu \vec{H}_2^* ;
- se înmulțește complex conjugata relației (2.15b) cu \vec{E}_1 ;
- se scad relațiile obținute, și rezultă:

$$\nabla (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2^*) = i\omega(\epsilon\vec{E}_1\vec{E}_2^* - \mu\vec{H}_1\vec{H}_2^*) , \quad (2.16)$$

- se schimbă indicii 1 cu 2 în (2.16) și se conjugă complex;
- se adună rezultatul obținut cu (2.16) și se obține:

$$\nabla (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2^* + \vec{E}_2^* \times \vec{H}_1) = 0 , \quad (2.17)$$

relație ce mai poate fi scrisă, dacă se ține seama că $\nabla = \nabla_t + \bar{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$ și dacă se identifică 1 și 2 cu două moduri ale câmpului electromagnetic ν și respectiv μ :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_\nu(x, y) \exp(-i\beta_\nu z) \\ E_2 &= E_\mu(x, y) \exp(-i\beta_\mu z), \end{aligned}$$

în felul următor:

$$\begin{aligned} \nabla_t \cdot (\bar{E}_\nu \times \bar{H}_\mu^* + \bar{E}_\mu^* \times \bar{H}_\nu) - i(\beta_\nu - \beta_\mu) \cdot \\ \cdot (\bar{E}_{\nu z} \times \bar{H}_\mu^* + \bar{E}_\mu^* \times \bar{H}_{\nu z}) = 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

- pasul următor este de a integra (2.18) într-o secțiune transversală a ghidului de undă plasată la $z = \text{constant}$ față de intrarea radiației electromagnetice în ghid. Pentru primul termen al relației (2.18) se aplică teorema divergenței:

$$\begin{aligned} \iint \nabla_t \cdot (\bar{E}_\nu \times \bar{H}_\mu^* + \bar{E}_\mu^* \times \bar{H}_\nu) dx dy = \\ = \oint_C \nabla_t \cdot (\bar{E}_\nu \times \bar{H}_\mu^* + \bar{E}_\mu^* \times \bar{H}_\nu) \cdot \bar{e}_t dl \end{aligned}$$

unde curba C este infinit de mare și include în ea ghidul de undă, iar \bar{e}_t este un vector perpendicular pe această curbă. Admițând că cel puțin unul din modurile ν și μ este transmis prin ghidul de undă, integrala de linie tinde către zero.

Cel de-al doilea termen din (2.18) integrat conduce la:

$$\iint (\bar{E}_{\nu z} \times \bar{H}_\mu^* + \bar{E}_\mu^* \times \bar{H}_{\nu z})_z dx dy = 0, \quad \beta_\nu \neq \beta_\mu \quad (2.19)$$

relație în care ambele moduri se propagă pe direcția Oz în sensul înainte. Considerând și un mod de propagare în sensul înapoi, adică $\nu \rightarrow -\nu$ și ținând seama de simetria după z a modurilor, simetrie transpusă matematic în :

$$\bar{E}_{t,-v}(x, y) = \bar{E}_{t,v}(x, y)$$

$$\bar{H}_{t,-v}(x, y) = -\bar{H}_{t,v}(x, y)$$

relația (2.19) pentru acest sens de propagare este:

$$\iint_{\infty} (\bar{E}_{tv} \times \bar{H}_{\mu}^* - \bar{E}_{\mu}^* \times \bar{H}_{tv})_z dx dy = 0, \quad \beta_v \neq \beta_{\mu} \quad (2.19')$$

- se adună (2.19) cu (2.19') și rezultă:

$$\iint_{\infty} \bar{E}_{tv} \times \bar{H}_{\mu}^* dx dy = 0, \quad \beta_v \neq \beta_{\mu} \quad (2.20)$$

expresie ce reprezintă ortogonalitatea modurilor v și μ .

2.3 Ecuațiile undei electromagnetice în ghidurile planare

Fiind vorba de un ghid planar, lumina este confinată numai pe o direcție, fie aceasta Ox. Așadar componenta ghidului după axa Oy este foarte mare, și deci variațiile indicelui de refracție în lungul acestei direcții vor fi nule. Așa cum s-a arătat în paragrafele anterioare, într-un ghid de undă se propagă o multitudine de moduri. Dintre acestea, în prezentul capitol se studiază:

- modul transversal electric (TE) definit prin $E_z = 0$ și $H_y = 0$;
- modul transversal magnetic (TM) definit prin $H_z = 0$ și $E_y = 0$.

2.3a. Calculul ecuației undei în modul TE

Conform celor de mai sus $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ și $\nabla_t = \frac{\partial}{\partial x} \bar{e}_x$ în aceste condiții, relațiile (2.9) -(2.12)

$$\nabla_t \times \vec{E}_{zv} = -i\omega\mu\vec{H}_{zv}, \quad (2.9)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_{zv} = i\omega\varepsilon\vec{E}_{zv}, \quad (2.10)$$

$$\nabla_t \times \vec{E}_{zv} - i\beta_v \vec{e}_z \times \vec{E}_{zv} = -i\omega\mu\vec{H}_{zv}, \quad (2.11)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_{zv} - i\beta_v \vec{e}_z \times \vec{H}_{zv} = i\omega\varepsilon\vec{E}_{zv} \quad (2.12)$$

conduc la:

$$\text{- din (2.9)} \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu H_z, \quad (2.21)$$

$$\text{- din (2.11):} \quad H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y, \quad (2.22a)$$

$$E_x = 0; \quad (2.22b)$$

$$\text{- din (2.12):} \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} + i\beta H_x = -i\omega\varepsilon E_y \quad (2.23)$$

Înlocuind H_z din (2.21) și H_x din (2.22a) în relația (2.23) rezultă ecuația pe care o satisface componenta după axa Oy a intensității câmpului electric:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - k^2 n^2) E_y \quad (2.24)$$

unde s-a folosit $k^2 n^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$.

Ecuatia (2.24) poate fi rezolvată dacă se cunoaște dependența indicelui de refracție de x . Trebuie remarcat faptul că odată cunoscută forma $E_y(x)$, practic este definită în totalitate unda electromagnetică - modul transversal electric, în ghidul de undă, conform relațiilor de mai sus.

2.3b. Calculul ecuației undei în modul TM

Conform definiției, acest mod este caracterizat prin $H_z = 0$ și $E_y = 0$, confinarea luminii făcându-se de-a lungul axei Ox . Procedând analog calculului undei TE, se obține:

$$\text{- din (2.10):} \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon E_z \quad (2.25)$$

$$\text{- din (2.12):} \quad H_y = \frac{\omega\epsilon}{\beta} E_x \quad , \quad (2.26a)$$

$$H_x = 0 \quad ; \quad (2.26b)$$

$$\text{- din (2.11):} \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} - i\beta E_x = -i\omega\mu H_y \quad . \quad (2.27)$$

Ținând seama de expresiile componentelor E_z și E_x , din (2.25) și respectiv (2.26a), în relația (2.27), ecuația pe care o satisface componenta H_y în modul TM este:

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = (\beta^2 - k^2 n^2) H_y \quad (2.28)$$

unde $n^2 = \epsilon$ este o funcție de x , iar $k^2 n^2 = \omega^2 \mu \epsilon$.

2.3c. Ecuația de dispersie a ghidului planar

Fie sistemul din figura 2.2 în care un ghid planar de grosime h și indice de refracție n_f este realizat între un substrat cu indice de refracție n_s și un strat-manta cu indicele de refracție n_m .

Presupunând că lumina are un astfel de unghi de incidență θ pe interfețele film - manta și film - substrat, încât este îndeplinită condiția de reflexie totală, adică $\theta > \theta_m$, respectiv $\theta > \theta_s$ unde θ_m și θ_s sunt unghiurile limită la cele două interfețe. Mersul razei de lumină este un zig-zag schițat în figura 2.2. Unda luminoasă ce se propagă prin ghid este monocromatică și coerentă, cu pulsația ω , lungimea de undă λ și un vector de undă $\vec{k}n_f$ specific mediului ghidant. În aceste condiții câmpul electric verifică relația:

$$E = E' \exp(-in_f \vec{k} \vec{r}) = E' \exp[-ikn_f (\pm x \cos \theta + z \sin \theta)]$$

sau încă, separând componenta longitudinală:

$$E = E' \exp(\pm ikn_f x \cos \theta) \exp(-ikn_f z \sin \theta),$$

adică
$$E = E_0 \exp(-ikn_f z \sin \theta). \quad (2.29)$$

Comparând (2.8) cu (2.29), se observă că se poate scrie constanta de propagare β ca fiind

$$\beta = kn_f \sin \theta, \quad (2.30)$$

ea reprezentând componenta pe axa Oz a vectorului de undă $\vec{k}n_f$.

Întrucât nu toate unghiurile θ corespund unor moduri ce se propagă prin ghid, se poate găsi o relație între numărul v ce marchează modul și unghiul θ . Diferența de fază pe care o capătă unda în urma trecerii de la o margine a ghidului ($x=0$) la cealaltă ($x=h$) are următoarele componente :

- ◆ $kn_f h \cos \theta$ - datorată parcurgerii filmului de grosime h ;
- ◆ $-2\theta_m$ - datorată reflexiei la interfața film-manta;
- ◆ $kn_f h \cos \theta$ - datorată parcurgerii filmului către interfața cu substratul;
- ◆ $-2\theta_s$ - datorată reflexiei la interfața film-substrat.

Self - consistența zig-zag-ului traiectoriei cere ca această diferență de fază să fie multiplu de 2π . Așadar:

$$2kn_f h \cos\theta - 2\theta_s - 2\theta_m = 2\pi v \quad (2.31)$$

unde v este un număr întreg ce indexează modul.

Relația (2.31) este așa-numita **relație de dispersie a ghidului**, conducând la expresia constantei de propagare β funcție de pulsația ω și grosimea filmului h .

Definind constanta de propagare β conform (2.30) și indicele de refracție efectiv $N = \beta/k = n_f \sin\theta$, pot fi introduse câteva mărimi, după cum urmează:

♦ frecvența normalizată V , în care se ține seama de grosimea ghidului: $V = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$;

♦ indicele normalizat al ghidului, b , $b = (N^2 - n_s^2)/(n_f^2 - n_s^2)$. Se observă că b este nul atunci când $N = n_s$ în timp ce pentru diferențe mici între indicele de refracție al filmului și cel al suportului se poate scrie $N \cong n_s + b(n_f - n_s)$;

♦ o măsură a asimetriei ghidului: $a = \frac{n_s^2 - n_m^2}{n_f^2 - n_s^2}$. Ghidurile de undă

simetrice, la care $n_s = n_m$ sunt caracterizate de $a=0$ iar cele puternic asimetrice ($n_s \neq n_m$ dar $n_s \approx n_f$) au $a \rightarrow \infty$.

Pentru a transcrie relația de dispersie a ghidului cu mărimile normalizate mai sus definite, este necesar a se explicita schimbările de fază la cele două interfețe. Calculul se face pentru modul transversal electric. Pornind de la relațiile lui Fresnel scrise pentru unghiul de refracție egal cu 90° , deci la limită, pentru unghiul de incidență θ se obține:

$$\operatorname{tg}\theta_s = \frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta - n_s^2}}{n_f \cos\theta} = \frac{\sqrt{N^2 - n_s^2}}{\sqrt{n_f^2 - N^2}} \quad (2.32a)$$

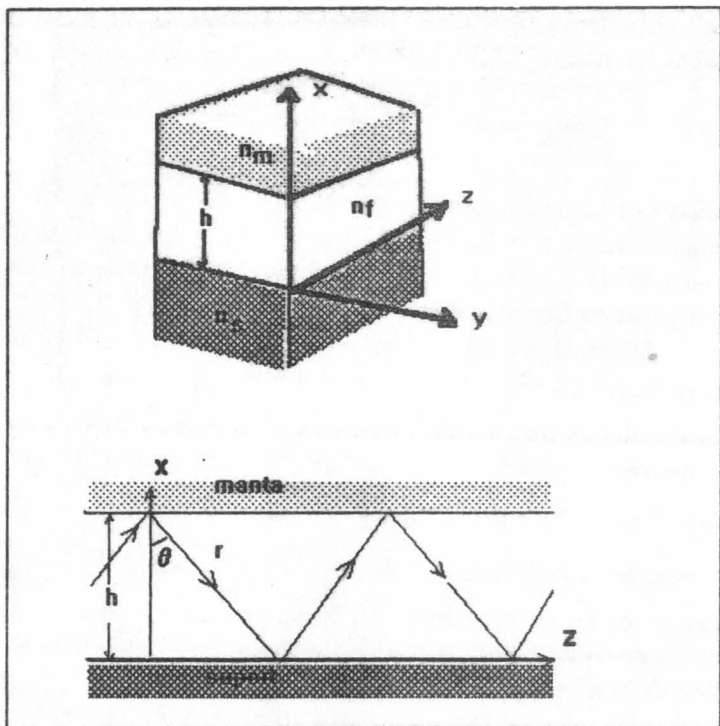


Fig. 2.2 Schiță a unui ghid planar și transmisia luminii prin el

și respectiv,

$$\operatorname{tg} \theta_m = \frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta - n_m^2}}{n_f \cos \theta} = \sqrt{\frac{N^2 - n_m^2}{n_f^2 - N^2}} \quad (2.32b)$$

Înlocuind în (2.31) aceasta devine:

$$kh \sqrt{n_f^2 - N^2} = \pi v + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - N^2}} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{N^2 - n_m^2}{n_f^2 - N^2}} \quad (2.33)$$

sau ținând cont de notațiile normalizate:

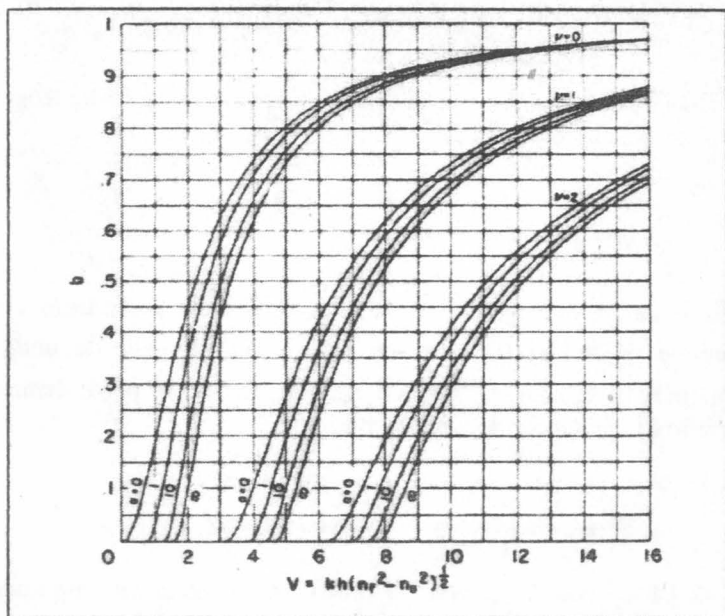


Fig 2.3 Diagramele Kogelnic pentru determinarea frecvențelor de tăiere

$$\sqrt{n_f^2 - N^2} = \sqrt{1-b} \cdot \sqrt{n_f^2 - n_s^2},$$

$$\sqrt{\frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - N^2}} = \sqrt{\frac{b}{1-b}},$$

$$\sqrt{\frac{N^2 - n_m^2}{n_f^2 - N^2}} = \sqrt{\frac{b+a}{1-b}}$$

se obține:

$$V\sqrt{1-b} = \pi v + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \quad (2.33')$$

Evaluarea numerică a ecuației (2.33') conduce la diagramele Kogelnic [2.3] prezentate în figura 2.3.

Pentru modul $v=0$ și $b=0$, frecvența de tăiere, V_0 , este:

$$V_0 = \operatorname{arctg} \sqrt{a} \text{ ceea ce înseamnă } \left(\frac{h}{\lambda} \right)_0 = \frac{\operatorname{arctg} \sqrt{a}}{2\pi \sqrt{n_f^2 - n_s^2}}.$$

Observând că frecvențele de tăiere pentru modurile de ordin v sunt date de $V_v = V_0 + \pi v$, rezultă că, pentru un ghid de undă cu grosimea filmului h , și pentru o radiație dată λ , se poate determina numărul modului cu diagramele din fig. 2.3.

2.3d. Grosimea efectivă a ghidului de undă

Dispersia constantei de propagare β modifică amplitudinea complexă a undei incidente la $x=0$. Astfel pentru $\beta \pm \Delta\beta$ se obține:

$$A \propto [\exp(i\Delta\beta z) + \exp(-i\Delta\beta z)] \cdot \exp(-i\beta z) = 2 \cos(\Delta\beta z) \exp(-i\beta z)$$

Pentru $\Delta\beta$ mic, schimbarea de fază la reflexia totală poate fi scrisă:

$$\theta_p(\beta + \Delta\beta) = \theta_p(\beta) + \frac{d\theta_p}{d\beta} \Delta\beta$$

unde p poate fi m sau s după cum interfața filmului este cu mantaua, respectiv cu suportul.

În aceste condiții amplitudinea undei reflectate va fi:

$$B \propto \left\{ \exp\left[i(\Delta\beta z - 2\Delta\theta_p)\right] + \exp\left[-i(\Delta\beta z - 2\Delta\theta_p)\right] \right\} \cdot \exp\left[-i(\beta z - 2\theta_p)\right] = 2 \cos\left[\Delta\beta(z - 2z_p)\right] \exp\left[-i(\beta z - 2\theta_p)\right]$$

unde $z_p = \frac{d\theta_p}{d\beta}$. Apare în acest fel o deplasare în lateral a undei reflectate față de punctul de incidență, ceea ce are ca efect, conform figurii 2.4, o grosime efectivă a ghidului: $h_{ef} = h + x_m + x_s > h$,

$$\text{unde } x_m = \frac{z_m}{\text{tg}\theta}, \quad x_s = \frac{z_s}{\text{tg}\theta}.$$

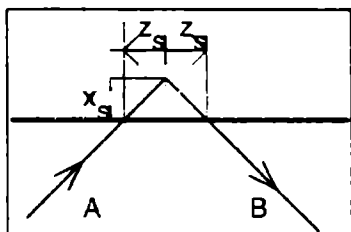


Fig.2.4 Pătrunderea undei în materialul adiacent filmului

Pentru a calcula gradul de confinare, se definește grosimea efectivă normalizată: $H = kh_{ef} \sqrt{n_f^2 - n_s^2}$ și se reprezintă grafic funcție de frecvența normalizată V . Pentru modul TE ținând seama de (2.30) și (2.32) se poate scrie:

$$k \frac{d\theta_s}{d\beta} = \frac{\text{tg}\theta}{\sqrt{N^2 - n_s^2}}, \quad k \frac{d\theta_m}{d\beta} = \frac{\text{tg}\theta}{\sqrt{N^2 - n_m^2}}$$

$$H = k \sqrt{n_f^2 - n_s^2} (h + x_s + x_m) = V + \sqrt{\frac{n_f^2 - n_s^2}{N^2 - n_s^2}} + \sqrt{\frac{n_f^2 - n_m^2}{N^2 - n_m^2}}$$

sau încă:

$$H = V + \frac{1}{\sqrt{b}} + \frac{1}{\sqrt{b+a}} \quad (2.34)$$

În figura 2.5 este reprezentată grafic relația (2.34) și se observă că H prezintă un minim pentru care se obține maximum de confinare.

Pentru $a \rightarrow \infty$, se obține frecvența normalizată $V = 2.55$ și grosimea efectivă normalizată minimă $H_{\min} = 4.4$. Considerând un film ghid de undă cu $n_f = 1.6$, realizat pe un suport cu $n_s = 1.5$ se

calculează $\left(\frac{h_{ef}}{\lambda}\right)_{\min} = \frac{4.4}{2\pi\sqrt{n_f^2 - n_s^2}}$, ceea ce înseamnă $h_{ef} = 1.3\lambda$.

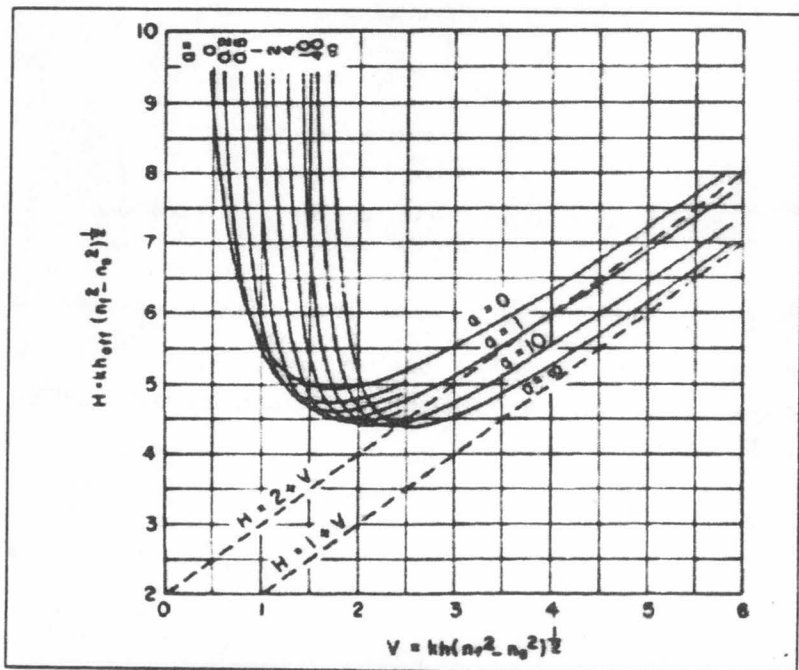


Fig 2.5 Rezolvarea numerică a ecuației (2.34)

2.3e. Unda TE în ghidul planar cu variația indicelui de refracție tip treaptă

În paragrafele anterioare au fost deduse ecuațiile undei electromagnetice în ghidul de undă planar. Având în vedere că atât în suport cât și în manta radiația luminoasă se absoarbe, se definesc următoarele constante de amortizare γ :

$$k^2 n_m^2 - \beta^2 = -\gamma_m^2 \quad (2.35a)$$

$$k^2 n_s^2 - \beta^2 = -\gamma_s^2 \quad (2.35b)$$

iar pentru filmul-ghid se definește constanta de propagare :

$$k^2 n_f^2 - \beta^2 = k_f^2 \quad (2.35c)$$

Rezolvarea ecuației (2.24) ce dă dependența componentei E_y de variabila x , este imediată. Astfel,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - k^2 n^2) E_y \quad (2.24)$$

are ca soluție pentru film, adică $0 < x < h$,

$$E_y = E_f \cos(k_f x - \phi) \quad (2.36)$$

în care, dacă se consideră faza ϕ raportată la faza undei în suport, rezultă $\phi = \phi_s$. Așadar pentru regiunea de confinare a luminii,

$$E_y = E_f \cos(k_f x - \phi_s) \quad (2.36')$$

Celelalte componente ale câmpului electromagnetic pentru unda TE în filmul-ghid sunt:

$$E_z = E_x = H_y = 0$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y = H_f \cos(k_f x - \phi_s), \quad (2.37)$$

unde $H_f = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_f$, și:

$$H_z = \frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} = H_f \sin(k_f x - \phi_s), \quad (2.38)$$

cu $H_f = -\frac{i}{\omega\mu} E_f k_f$.

Pentru suport și manta ecuația (2.24) are forme asemănătoare. Conform notațiilor (2.35a) și (2.35b):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \gamma_p^2 E_y$$

unde $p = s$ respectiv m , după cum mediul este suportul ori mantaua. Soluția ecuației de mai sus este de tipul:

$$E_{yp} = A \exp(\gamma_p x) + B \exp(-\gamma_p x) \quad (2.39)$$

și particularizând, deosebim:

$$E_y = E_s \exp(\gamma_s x) \text{ pentru } x < 0 \quad (2.40)$$

pentru suportul ghidului și respectiv,

$$E_y = E_m \exp[-\gamma_m(x - h)] \text{ pentru } x > h \quad (2.41)$$

pentru manta. În ambele expresii au fost reținute numai soluțiile care descriu atenuarea undei.

Din (2.40) și (2.41) pentru componentele câmpului magnetic se obțin următoarele expresii:

$$\text{- pentru suport: } \begin{cases} H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_s \exp(\gamma_s x) \\ H_z = \frac{i\gamma_s}{\omega\mu} E_s \exp(\gamma_s x) \end{cases} ; \quad (2.42)$$

$$\text{- pentru manta: } \begin{cases} H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_m \exp[-\gamma_m(x-h)] \\ H_z = \frac{i\gamma_m}{\omega\mu} E_m \exp[-\gamma_m(x-h)] \end{cases} , \quad (2.43)$$

ceea ce înseamnă că pentru acest mod transmis prin ghidul de undă, sunt cunoscute toate componentele câmpului electromagnetic.

La interfețele suport - film ghidant și respectiv film - manta trebuie să fie îndeplinită condiția de continuitate atât pentru E_y cât și pentru $\partial E_y / \partial x$. Aplicându-le la $x=0$ se obține:

$$\begin{aligned} E_f \cos(\phi_s) &= E_s, \\ k_f E_f \sin(\phi_s) &= \gamma_s E_s, \end{aligned}$$

de unde rezultă

$$\operatorname{tg}(\phi_s) = \frac{\gamma_s}{k_f} \quad (2.44a)$$

și o relație între valorile maxime ale componentei E_y în film și substrat:

$$\frac{E_s^2}{E_f^2} \left(1 + \frac{\gamma_s^2}{k_f^2} \right) = 1. \quad (2.45a)$$

Procedând analog pentru cealaltă limită, $x=h$, se obține:

$$E_f \cos(k_f h - \phi_s) = E_m$$

$$k_f E_f \sin(k_f h - \phi_s) = \gamma_m E_m,$$

ceea ce înseamnă:

$$\operatorname{tg}(k_f h - \phi_s) = \frac{\gamma_m}{k_f} \quad (2.44b)$$

și

$$\frac{E_m^2}{E_f^2} \left(1 + \frac{\gamma_m^2}{k_f^2} \right) = 1. \quad (2.45b)$$

Folosind ecuația de dispersie (2.31) se poate arăta că $\operatorname{tg}(k_f h - \phi_s) = \operatorname{tg}(\phi_m)$, ceea ce înseamnă că relația (2.44b) poate fi scrisă sub forma (2.44a) unde $s \rightarrow m$. De asemenea, lucrând cu indicii de refracție efectiv $N = \beta/k$, relațiile (2.45a) și (2.45b) se transformă în:

$$E_s^2 (n_f^2 - n_s^2) = E_f^2 (n_f^2 - N^2) = E_m^2 (n_f^2 - n_m^2). \quad (2.46)$$

Așadar cunoscând indicii de refracție și valoarea maximă (de peak) a componentei E_y într-un mediu (film, suport sau manta), se pot calcula valorile maxime și în celelalte medii. Aceste calcule sunt necesare pentru a putea estima puterea transmisă prin ghid precum și pe cea radiată în mediile adiacente filmului - ghidant.

Puterea transportată de un mod pe ghidul de undă este:

$$P = \iint S_z dx dy$$

unde S_z este componenta după axa Oz a vectorului Poynting. Cum

$$\vec{S}(x, y) = \vec{E} \times \vec{H}^* + \vec{E}^* \times \vec{H}$$

rezultă $S_z = -H_x^* E_y - H_x E_y^* = 2 \frac{\beta}{\omega \mu} E_y^2$. Pentru un ghid cu lărgimea egală cu unitatea și grosimea efectivă h_{eff} , luând E_y dat de relația (2.36), rezultă:

$$P = \frac{2\beta}{\omega \mu} E_f^2 \int_0^{h_{\text{eff}}} \cos^2(k_f x - \phi_s) dx = E_f H_{yf} h_{\text{eff}} \quad (2.47)$$

unde ultimul factor este:

$$h_{\text{eff}} = 2 \int_0^{h_{\text{eff}}} \cos^2(k_f x - \phi_s) dx.$$

2.3f. Unda TM în ghidul planar cu variația indicelui de refracție tip treaptă

În ghidul planar unda TM este caracterizată de următoarele relații (a se vedea §2.3b):

$$H_x = E_y = H_z$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega \epsilon E_z \quad (2.25')$$

$$H_y = \frac{\omega \epsilon}{\beta} E_x \quad (2.26')$$

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = (\beta^2 - k^2 n^2) H_y . \quad (2.28')$$

Pentru o variație tip treaptă a indicelui de refracție la trecerea dintr-un mediu în altul, relația (2.28') capătă o formă identică cu relația omoloagă pentru unda TE:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - k^2 n^2) H_y$$

și preluând soluțiile, ținând seama de (2.25') și (2.26'), rezultă:

◆ pentru filmul-ghid ($0 < x < h$)

$$H_y = H_f \cos(k_f x - \phi_s) \quad (2.48)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_f \cos(k_f x - \phi_s) = E_{x_f} \cos(k_f x - \phi_s) \quad (2.49)$$

$$E_z = \frac{ik_f}{\omega \epsilon} H_f \sin(k_f x - \phi_s) = E_{z_f} \sin(k_f x - \phi_s)$$

◆ pentru suport ($x < 0$):

$$H_y = H_s \exp(\gamma_s x)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_s \exp(\gamma_s x) = E_{x_s} \exp(\gamma_s x) \quad (2.50)$$

$$E_z = -\frac{i\gamma_s}{\omega \epsilon} H_s \exp(\gamma_s x) = E_{z_s} \exp(\gamma_s x)$$

◆ pentru manta ($x > h$):

$$H_y = H_m \exp[-\gamma_s(x-h)]$$

$$E_y = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_m \exp[-\gamma_s(x-h)] = E_{zm} \exp[-\gamma_s(x-h)] \quad (2.51)$$

$$E_z = \frac{i\gamma_m}{\omega \epsilon} H_m \exp[-\gamma_s(x-h)] = E_{zm} \exp[-\gamma_s(x-h)]$$

Semnificația fizică a mărimilor k_f , γ_s , γ_m este cunoscută din paragrafele anterioare.

Condițiile de continuitate pentru câmpul electromagnetic la cele două interfețe presupun continuitatea lui H_y și $\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}$

Aceasta înseamnă:

◆ pentru interfața film-suport ($x=0$):

$$\begin{cases} H_f \cos \phi_s = H_s \\ \frac{k_f}{n_f^2} H_f \sin \phi_s = \frac{\gamma_s}{n_s^2} H_s \end{cases} ,$$

de unde rezultă:

$$\operatorname{tg} \phi_s = \frac{\gamma_s n_f^2}{k_f n_s^2} , \quad (2.51)$$

precum și o relație între valorile de vârf ale câmpurilor:

$$\frac{H_s^2}{H_f^2} \left(1 + \frac{\gamma_s^2 n_f^4}{k_f^2 n_s^4} \right) = 1 ; \quad (2.52)$$

◆ pentru interfața film-manta, ($x=h$):

$$\begin{cases} H_f \cos(k_f h - \phi_s) = H_m \\ \frac{k_f}{n_f^2} H_f \sin(k_f h - \phi_s) = \frac{\gamma_m}{n_m^2} H_m \end{cases}, \quad (2.53)$$

de unde rezultă

$$\operatorname{tg}(k_f h - \phi_s) = \frac{\gamma_m}{k_f} \left(\frac{n_f}{n_m} \right)^2,$$

sau încă (a se vedea paragraful anterior):

$$\operatorname{tg}(\phi_m) = \frac{\gamma_m}{k_f} \left(\frac{n_f}{n_m} \right)^2 \quad (2.54)$$

Între valorile maxime ale câmpului electric în cele două zone ce formează interfața, se poate scrie:

$$\frac{H_m^2}{H_f^2} \left(1 + \frac{\gamma_m^2 n_f^4}{k_f^2 n_m^4} \right) = 1. \quad (2.55)$$

Puterea transportată pe ghidul de lățime unitate este:

$$P = \int S_z dx = \int (E_x H_y^* + E_x^* H_y) dx = \frac{2\beta}{\omega \epsilon} H_f^2 \int_0^{h_{\text{ef}}} \cos^2(k_f x - \phi_s) dx$$

sau încă:

$$P = H_f E_{\text{ef}} h_{\text{ef}},$$

unde:

$$h_{\text{ef}} = \frac{1}{2} \int_0^{h_{\text{ef}}} \cos^2(k_f x - \phi_s) dx.$$

2.4. Ghiduri de undă planare cu indice de refracție variabil

Unele procese de fabricație, în particular difuzia și implantarea ionică, conduc la filme - ghiduri de undă cu un profil al indicelui de refracție variind în mod gradual în secțiunea transversală a ghidului. În cele ce urmează se va prezenta calculul unei TE pe un ghid cu indicele de refracție având profilul parabolic (fig 2.6):

$$n^2(x) = n_f^2 \left(1 - \frac{x^2}{x_0^2} \right), \quad (2.56)$$

unde $n_f = n(0)$.

Pentru valori mici ale lui x , relația (2.56) se mai poate scrie și:

$$n(x) \cong n_f \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x^2}{x_0^2} \right).$$

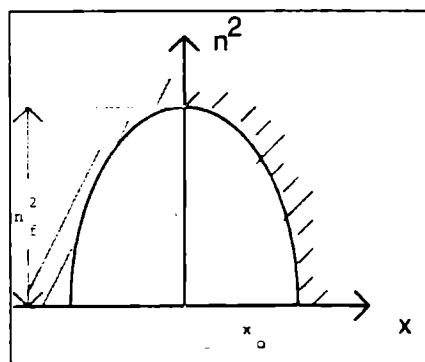


Fig. 2.6. Profilul parabolic al indicelui de refracție

Ecuția unei TE poate fi pusă și sub forma:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k^2) E_y = k^2 [N^2 - n^2(x)] E_y. \quad (2.57)$$

care are aceeași formă ca și ecuația Schrödinger din mecanica cuantică cu $N^2 = \beta^2/k^2$ corespunzând energiei.

Înlocuind (2.56) în (2.57) se obține:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + \left[\frac{k^2(n_f^2 - N^2)}{\alpha^2} - \frac{k^2 n_f^2 \xi^2}{\alpha^4 x_o^2} \right] E_y = 0 ,$$

unde s-a făcut schimbarea de variabilă $\xi = \alpha x$. Dacă se alege parametrul α astfel încât coeficientul lui ξ^2 din expresia de mai sus să fie egal cu unitatea, se obține:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (\lambda - \xi^2) E_y = 0 , \quad (2.57')$$

unde $\lambda = \frac{kx_o(n_f^2 - N^2)}{n_f}$ și $\alpha = \sqrt{\frac{kn_f}{x_o}}$.

Ecuția (2.57') este o ecuație tip oscilator liniar armonic, ce admite ca soluție:

$$E_y(\xi) = H_v(\xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) , \quad (2.58)$$

unde $H_v(\xi)$ reprezintă polinomul Hermit de ordinul v . Revenind în variabila x , componenta E_y a câmpului electric are forma:

$$E_y(x) = H_v\left(\sqrt{\frac{kn_f}{x_o}} x\right) \exp\left(-\frac{kn_f}{2x_o} x^2\right) , \quad (2.58')$$

sau notând:

$$\frac{k\pi_f}{2x_0} = \frac{1}{w^2},$$

se poate scrie:

$$E_y = H_v \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) \exp \left(-\frac{x^2}{w^2} \right).$$

Pentru structurile de dioda laser, mărimea w definită mai sus este "raza fascicului laser".

Având expresia lui E_y , se pot calcula și celelalte componente ce descriu modul TE:

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y = -\frac{\beta}{\omega\mu} H_v \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) \exp \left(-\frac{x^2}{w^2} \right)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} =$$

$$= \frac{\sqrt{2}}{w} \frac{j}{\omega\mu} \exp \left(-\frac{x^2}{w^2} \right) \left[2v H_{v-1} \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) - \frac{\sqrt{2}}{w} x H_v \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) \right]$$

unde s-a folosit regula de recurență la derivarea polinoamelor Hermit:

$$\frac{dH_v(\xi)}{d\xi} = 2v H_{v-1}(\xi).$$

2.5 Materiale și procedee tehnologice de realizare a ghidurilor de undă planare

Circuitele optoelectronice au parcurs drumul de integrare fizică și tehnologică pornind de la etapa tehnologiilor hibride și

ajungând în momentul de față la tehnologia monolitică (monocip). Rezultă de aici necesitatea unui mediu semiconductor care să permită fabricarea elementelor optice și electronice active și/sau pasive (laseri planari, fotodiode, modulatori optici, cuplori și comutatori optici, ghiduri de undă). În cele ce urmează va fi prezentată realizarea ghidurilor de undă, adică a elementelor de legătură din cadrul circuitului optoelectronic. Acestea pot "transporta" o cantitate mare de informație pe cale optică, cu atenuări sub 0.01dB/cm.

Tipurile principale de ghiduri de undă, funcție de poziția relativă la suport, sunt (fig. 2.7):

- a) ghid optic crescut pe suport;
- b) ghid optic difuzat la suprafață;
- c) ghid optic încapsulat în suport.

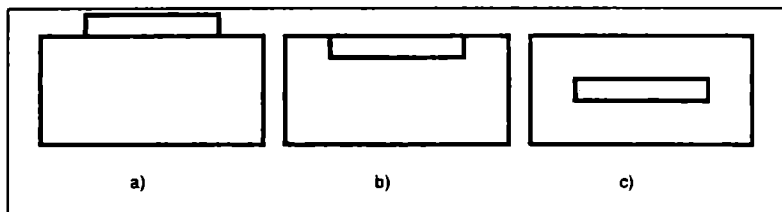


Fig. 2.7 Ghiduri de undă planare: a) ghid optic crescut pe suport; b) ghid optic difuzat la suprafață; c) ghid optic încapsulat în suport.

Din capitolele precedente se știe că prima cerință a unui strat pentru a fi ghid de undă optic, este aceea de a avea calități optice bune și să aibă indicele de refracție mai mare decât cel al mediilor adiacente. După cum se observă, la primele două tipuri de ghiduri prezentate în fig.2.7 mantaua este aerul, deci singura condiție impusă în privința indicelui de refracție al materialului este $n_f > n_s$. Aceeași condiție este cerută și în cazul ghidului încapsulat.

Având în vedere relațiile de dependență dintre constanta dielectrică ϵ și conductivitatea electrică σ , și ținând seama de $n^2 = \epsilon_r$, rezultă că indice de refracție mare este caracteristic pentru straturile cu σ mic, adică, rezistivitate mare. Cum conductivitatea este

proporțională cu concentrația purtătorilor liberi din semiconductor, rezultă că un strat fără purtători liberi are un indice de refracție mai mare. Dacă scăderea indicelui de refracție datorată purtătorilor liberi este suficient de mare în suport, stratul (filmul) de rezistivitate mare este un ghid de undă. Acest efect de scădere a indicelui de refracție este suficient de puternic în GaAs de tip n pentru a permite realizarea unor ghiduri excelente.

Scăderea indicelui de refracție este datorată în primul rând contribuției negative la constanta dielectrică pe care o are plasma purtătorilor liberi:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

cu $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m}$, N fiind concentrația purtătorilor liberi, e - sarcina elementară iar m - masa electronului liber. Pentru electronul în rețeaua cristalină a unui material, calculul de mai sus poate fi făcut, folosind masa efectivă a electronului, m^* . Într-un semiconductor cu N purtători liberi pe unitatea de volum, schimbarea indicelui de refracție datorată purtătorilor liberi este, după Garmire /2.4/:

$$\Delta n = -\frac{N\lambda_o^2 e^2}{8\pi^2 \epsilon_o n_s m^* c^2} \quad (2.59)$$

unde n_s este indicele de refracție al semiconductorului la lungimea de undă λ_o a radiației în aer. Ca exemplu tipic, GaAs de tip n va avea $\Delta n=0.01$ când $N=5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pentru $\lambda_o = 1 \mu\text{m}$. Mai trebuie văzut cât de gros trebuie să fie filmul - ghid. Hall și Yariv, /2.5/, arată că pentru a confina lumina într-un ghid de grosime h, discontinuitatea indicelui de refracție între ghid și substrat trebuie să satisfacă:

$$\Delta n \geq \frac{(2M - 1)^2}{2n_s} \left(\frac{\lambda_o}{4h} \right)^2 \quad (2.60)$$

unde M este numărul modurilor ce se propagă prin ghid.

Din (2.59) și (2.60) rezultă următoarea relație:

$$N > \frac{(2M - 1)^2 \epsilon_0 m^* \pi^2 c^2}{4h^2 e^2} \quad (2.61)$$

Dacă se consideră că N reprezintă diferența dintre concentrația purtătorilor liberi în suport (placheta substrat) și respectiv în filmul-ghid, $N=N_s-N_f$, presupunând că $N_s \gg N_f$, rezultă că (2.61) dă o condiție a concentrației purtătorilor din suport. Alegând materialul, din (2.61) se poate determina grosimea filmului. Astfel pentru GaAs de tip n, cu $N=5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ rezultă $h = 1 \mu\text{m}$. Trebuie menționat că filme de GaAs mai subțiri de $1 \mu\text{m}$ nu sunt acceptabile tehnologic deoarece nu sunt disponibile plachete - substrat cu concentrații N substanțial mai mari. Masa efectivă a electronilor, foarte mică în GaAs ($m^*=0.08m$), face ca o mare contribuție la variația indicelui de refracție să o aibă frecvența plasmei. Există alți semiconductori (de pildă GaAs de tip p), în care efectul plasmei electronice este mult mai mic și ghidarea este posibilă în filme mult mai groase, ceea ce din punct de vedere tehnologic constituie un avantaj.

Este interesant de observat că relația (2.61) nu este o funcție de lungimea de undă. Asta înseamnă că dacă un film rezistiv este suficient de gros pentru a ghida lumina la o lungime de undă, el va fi ghid pentru toate lungimile de undă? În baza modelului de mai sus, răspunsul este afirmativ. Dar nu trebuie uitat că purtătorii liberi introduc o absorbție optică care limitează domeniul în care ghidurile pot fi utilizate.

Pentru realizarea practică a ghidurilor optice planare trebuie obținut pe suport filmul-ghid și mai apoi acesta va fi prelucrat prin diverse tehnici în scopul obținerii configurației dorite. În cele ce urmează sunt prezentate câteva procedee de realizare a filmelor de rezistivitate ridicată pe suporturi de GaAs de tip n.

a) Straturi epitaxiale pentru ghiduri de undă Straturi de GaAs de înaltă rezistivitate pot fi realizate pe suporturi din același material dar de rezistivitate foarte joasă prin tehnica creșterii epitaxiale din fază de vapori sau fază lichidă. Primele realizări sunt

datorate lui B.E. Barry (Institute of London, 1971), care a obținut efect de ghid de undă pe straturi ce respectă relația (2.59). Straturi epitaxiale de câțiva microni grosime sunt bune ghiduri pentru un singur mod, având pierderi mici (sub 4dB/cm) în infraroșu apropiat.

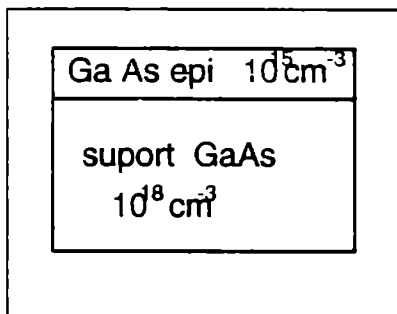


Fig. 2.8 Ghid de undă realizat prin depunere epitaxială

Având în vedere că pierderile în material și perturbațiile de interfață sunt neglijabile la ghidurile obținute prin depunere epitaxială, printr-o proiectare tehnologică îngrijită care să minimizeze pierderile de purtători liberi (din relația (2.59) rezultă o scădere a lui Δn), această metodă este utilizată cu succes în integrarea componentelor optoelectronice.

b) Straturi difuzate Difuzia impurităților acceptoare în GaAs de tip n are ca rezultat un strat de tip p la suprafață precum și o joncțiune tip p-n. Regiunea de sarcină spațială, în care purtătorii liberi lipsesc, are un indice de refracție mai mare decât zonele adiacente p și n și contribuie la confinarea luminii.

Regiunea de sarcină spațială este în general prea subțire (de ordinul a $0.1 \mu\text{m}$) pentru a se realiza o confinare reală (a se vedea relația (2.61)). Semiconductorul de tip p realizat prin difuzie poate avea un indice de refracție mai mare decât regiunea n deoarece masa efectivă a golului este de zece ori mai mare decât masa efectivă a electronului în GaAs, și prin urmare un număr de goluri egal cu cel de electroni face ca scăderea indicelui de refracție (conform relației (2.59)) să fie mai mică. Efectul de ghidare a luminii prin joncțiunile p-n difuzate a fost identificat și studiat la laserii cu GaAs.

McKenna și D.F. Nelson demonstrează că la aceste straturi apar o serie de discrepanțe față de modelul purtătorilor liberi mai sus prezentat, ceea ce indică faptul că sunt așteptate o serie de contribuții din partea dopantului.

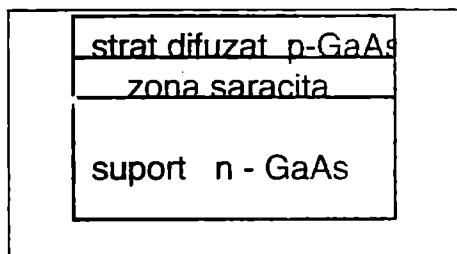


Fig. 2.9 Ghid de undă realizat prin difuzie

De obicei, pentru obținerea joncțiunii este folosită difuzia de Zn din sursă de Zn_3As_2 realizată în cuptoare de cuarț la $750^{\circ}C$ timp de 5min. Cu toată ușurința în realizarea tehnică, acest procedeu de obținere a ghidurilor de undă planare este mai puțin folosit deoarece stratul sărăcit fiind foarte subțire este suspectat a avea pierderi mari în purtători liberi. Este utilizat atunci când se realizează odată cu dioda laser, folosindu-se un flux tehnologic asemănător.

c) Straturi implantate ionic Straturi de rezistivitate mare pot fi realizate în GaAs și prin implantare ionică. Bombardarea materialului suport cu protoni sau alți ioni, produce un strat la suprafață cu proprietăți schimbate datorită defectelor. Aceste defecte contribuie la captura purtătorilor liberi și astfel scade concentrația acestora. Rezultatul este obținerea unui strat cu un indice de refracție mai mare decât cel al suportului, grosimea stratului fiind dată de parcursul ionilor în material. Parcursul ionilor implantați este o funcție de natura ionilor și a mediului implantat, de energia ionilor. Astfel protonii pătrund în GaAs în jur de $1\mu m$ pentru fiecare $100KeV$. Având în vedere că $300KeV$ se obțin ușor pe implantatoarele industriale, mai trebuie rezolvată problema uniformității stratului implantat. Aceasta se realizează prin baleerea x-y a suportului (plachetei de GaAs) de către fasciculusul de ioni. Doza tipică utilizată la implantarea cu protoni este: 5×10^{14} protoni/cm².

Trebuie menționat faptul că defectele obținute în urma implantării au și un efect nedorit, fiind o sursă de creștere a pierderilor optice. De aceea se recomandă un tratament termic după implantare. Au fost realizate în acest fel ghiduri de undă pe GaAs cu pierderi mai mici de 10dB/cm, utilizând protoni cu energia de 300KeV. Fără tratamentul termic, pierderile optice sunt inacceptabil de mari, dar descresc cu peste două ordine de mărime dacă structura este ținută 30min la 500°C.

Reducerea pierderilor optice se poate face și micșorând doza de implantare, ceea ce implică un suport cu o concentrație de purtători mai mică. Apare în această situație un alt inconvenient legat de reducerea discontinuității indicelui de refracție între suport și stratul-ghid de undă. Consecința unui astfel de proces tehnologic este o *coadă* mai lungă a distribuției luminii în suport, ceea ce duce la creșterea pierderilor pe purtătorii liberi din această regiune. Acest lucru se poate vedea în figura 2.10 unde este prezentată distribuția luminii în două ghiduri cu suporturi de diferite conductivități. Dacă fracțiunea din fluxul luminos ce se regăsește în suport crește, pierderea pe purtători liberi devine foarte importantă. Aceasta înseamnă că de fapt pierderile optice în ghidul de undă nu pot fi reduse oricât de mult prin micșorarea dozei de implantare. Doza optimă, tratamentul termic și concentrația purtătorilor substratului sunt un compromis între pierderile pe defecte și pierderile pe purtători liberi și poate conduce, în cazul optimizării întregului flux tehnologic, la pierderi totale sub 4dB/cm.

Realizarea de straturi pentru ghiduri optice planare prin implantare ionică prezintă o serie de avantaje:

- foarte ușor de realizat;
- se pot implanta arii mari cu o uniformitate foarte bună;
- se poate face implantare prin mască de oxid sau nitrură de siliciu, obținându-se direct configurația dorită pentru ghid;
- putându-se acționa asupra parcursului ionilor implantați, se realizează un profil uniform al defectelor de implantare (acestea fiind specifice sfârșitului parcursului). De asemenea prin acest procedeu se pot realiza diferite profile ale indicelui de refracție.

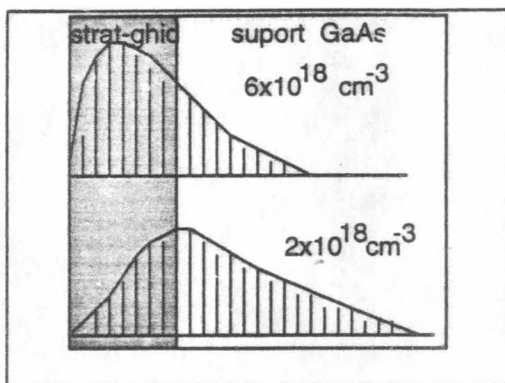


Fig 2.10 Pierderile optice pe purtători liberi pentru suportți cu concentrații diferite de purtători liberi

d) Straturi pentru ghiduri de undă realizate cu sistemul ternar Ga_{1-x}Al_xAs

În sistemul ternar Ga_{1-x}Al_xAs compusul AlAs schimbă indicele de refracție fără a altera substanțial constanta rețelei. Modificarea indicelui de refracție se face pe baza modificării compoziției materialului. Straturile de Ga_{1-x}Al_xAs sunt crescute epitaxial și au un indice de refracție mai mic decât cel al plachetei de GaAs conform /2.6/:

$$\Delta n = -0.4x \quad (2.62)$$

unde x reprezintă fracțiunea de aluminiu în strat.

După cum se vede includerea atomilor de aluminiu și formarea compusului AlAs are ca rezultat scăderea indicelui de refracție. Prin urmare un ghid de undă poate fi obținut cu ajutorul unui strat de GaAs crescut pe un strat-suport de AlGaAs care va acționa ca un strat izolator optic pentru separarea filmului-ghid (GaAs) de plachetă (GaAs).

Relațiile (2.59 - 2.62) permit determinarea concentrației de aluminiu din sistemul $Ga_{1-x}Al_xAs$ în vederea obținerii unui ghid de undă cu calități deosebite. Astfel pentru un film cu grosimea $h=3\mu m$ și o radiație luminoasă cu $\lambda=1\mu m$, se obține $x\approx 0.004$. Tehnologic o fracțiune atât de mică este greu de controlat în timpul creșterii epitaxiale. O valoare mai mare a fracțiunii atomice corespunzătoare aluminiului se obține pentru aceeași radiație luminoasă dacă filmul-ghid este mai subțire. Astfel pentru $h=1\mu m$, se obține $x\approx 0.02$ - valoare controlabilă din punct de vedere tehnologic. Trebuie menționat că grosimea filmului-ghid impune modul ghidat (a se vedea (2.61)).

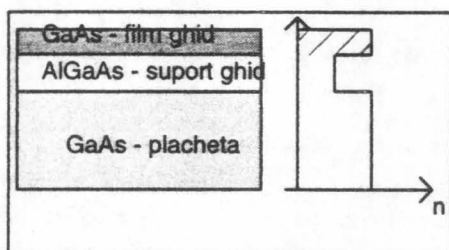


Fig 2.11 Ghid de undă crescut epitaxial realizat cu $Ga_{1-x}Al_xAs$

Dacă lumina penetrează stratul izolator optic și ajunge la placheta de GaAs, aceasta având indicele de refracție mare, lumina radiază departe reprezentând o pierdere. Grosimi de 3 - $4\mu m$ ale stratului de $Ga_{1-x}Al_xAs$ sunt suficiente pentru ca aceste pierderi să devină neglijabile, iar din punct de vedere tehnologic ele pot fi crescute ușor. Un astfel de ghid de undă este prezentat în figura 2.11 unde în partea dreapta se poate vedea și profilul indicelui de refracție în secțiunea transversală a structurii.

Ghidul îngropat poate fi obținut dacă se realizează dubla heterojoncțiune din figura 2.12. În acest caz stratul de GaAs este acoperit de un strat de $Ga_{1-x}Al_xAs$, rezultând un ghid simetric. Avantajul pe care îl oferă aceste structuri este acela al integrării componentelor, existând posibilitatea realizării monocip a elementelor active și pasive ce definesc circuitul optoelectronic.

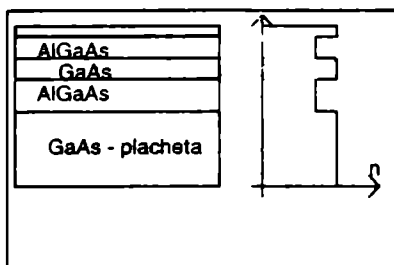


Fig 2.12. Ghid de undă îngropat și simetric

2.6 Alte materiale folosite în realizarea ghidurilor de undă

Dintre materialele semiconductoare, cele de tip A_3B_5 sunt cele mai utilizate deoarece au efecte electro-optice mari, proprietăți electrice bune pentru componente optoelectronice active și/sau pasive. În tabelul A sunt prezentate câteva caracteristici ale semiconductoarelor din aceasta grupă. Se observă că InAs și GaSb au un indice de refracție mai mare decât GaAs ceea ce înseamnă că straturi de $Ga_{1-x}In_xAs$ și $GaAs_{1-x}Sb_x$ crescute pe suporturi de GaAs sunt bune pentru ghidarea luminii.

Trebuie remarcat domeniul luminii transmise, care în această situație este infraroșul îndepărtat. Diferența relativ mare a constantelor de rețea specifică acestor compuși în raport cu indicele de refracție conduce la o calitate slabă a interfeței și a filmului crescut.

Alte materiale au indicele de refracție mai mic decât GaAs și pot fi folosite ca straturi izolatoare optic asemănător $Ga_{1-x}As_xAs$. Din tabel se observă că AlAs are constanta rețelei mai apropiată de GaAs ceea ce-i conferă întâietate în structurile ternare pentru ghidurile de undă.

În afară de semiconductorii A_3B_5 , cei din categoria A_2B_6 au fost folosiți la realizarea de ghiduri planare. Proprietățile electrice mai slabe fac aceste materiale mai puțin atractive pentru firmele producătoare de circuite optoelectronice integrate.

Tabelul A

Compusul A_3B_5	$n (\lambda=1\mu\text{m})$	constanta rețelei	λ band-gap (μm)
GaAs	3.3	5.64	0.87
AlAs	2.9	5.66	0.58
GaP	3.0	5.45	0.45
InP	3.1	5.87	0.92
InAs	3.5	6.06	3.4
GaSb	3.8	6.09	1.77

Germaniul și siliciul nu prezintă interes pentru circuitele integrate optice monolitice deoarece lipsa efectului electro-optic și laser (pentru componente active) precum și faptul că transmit în infraroșu le fac neinteresante pentru acest domeniu. Au fost realizate ghiduri de undă și cuploare direcționale cu siliciu de mare rezistivitate crescut pe substrat de joasă rezistivitate.

2.7 Flux tehnologic de realizare a geometriei ghidului de undă

Realizarea profilului dorit pentru ghidul de undă se face prin tehnica fotolitografiei urmată de corodare, aplicată stratului film-ghid depus prin una din metodele expuse mai sus. Corodarea materialului nefolositor se poate face prin metode chimice, rf sputtering sau tehnici de corodare în plasmă. Corodarea chimică a ghidurilor de GaAs se realizează cu soluție $3\text{H}_2\text{SO}_4:1\text{H}_2\text{O}_2:1\text{H}_2\text{O}$.

În figura 2.13 este prezentat un flux tehnologic de realizare a geometriei dorite pentru ghidul de undă.

Fazele principale ale fluxului tehnologic din fig 2.18 sunt:

- depunerea filmului - ghid pe suport (a);
- depunerea unui strat de fotorezist și tratarea lui (b);
- impresionarea fotorezistului prin masca ce definește configurația dorită(c);
- dezvoltarea fotorezistului;

- corodarea filmului - ghid prin "imaginea" măștii din fotorezist;
- îndepărtarea fotorezistului de pe filmul-ghid (d).

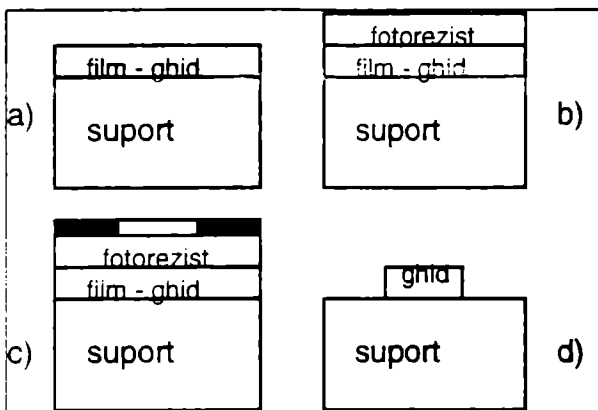


Fig. 2.13 Flux tehnologic de obținere a unui profil pentru ghidul de undă

S-a încercat realizarea de ghiduri prin implantare ionică prin mască de oxid și s-au obținut rezultate bune. Nu la fel de bune au fost rezultatele în încercările de creștere epitaxială directă prin masca de oxid, aceasta deoarece rata de creștere a GaAs depinde de orientarea substratului, și astfel procedeul este mai puțin flexibil.

Referințe bibliografice - capitolul 2

- /2.1/ Mc Kenna - Bell Syst. Tech. J. **46**, 1491, (1967)
- /2.2/ D. Marcuse - *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, New York, (1974)
- /2.3/ H. Kogelnik, V. Ramaswamy - Appl. Opt. **13**, 1857, (1974)
- /2.4/ E. Garmire - Solid State Circuits Conference Proceedings NEREM'72, pag.115, (1972)
- /2.5/ D. Hall and A. Yariv - Opt. Communication 1, 403 (1970)
- /2.6/ Neuberger - *A₃B₅ Semiconducting Compounds*, Plenum Press, New York, (1971)

3. FIBRE OPTICE

Chiar dacă fibra optică este un element de sine stătător în circuitele de transmisie optică a informației, considerăm necesară prezentarea unor caracteristici specifice din două motive:

- a) reprezintă un caz particular de ghid de undă;
- b) în unele situații este necesară cuplarea circuitului optic integrat la alte echipamente și acest lucru se face prin fibra optică.

3.1 Introducere. Clasificare.

Când lumina vine de la o sursă îndepărtată, ea ajunge în raze paralele și puterea luminoasă detectată este practic independentă de distanță. Se spune că pierderea de putere pe unitatea de distanță este nulă. Dacă sursa de lumină se află la distanță mică de detector, propagarea luminii este foarte diferită față de cazul prezentat mai sus. În general sursele de lumină sunt divergente, motiv pentru care ceea ce ajunge la detector este funcție de distanța sursă - detector (depinde de unghiul solid sub care detectorul vede sursa de lumină). Pentru a putea transmite la distanță o informație modulată pe o radiație luminoasă, se folosesc fibrele optice care au o structură fizică ce tinde să suprimă divergența naturală datorată sursei luminii, adică prezintă proprietatea de confinare a luminii micșorând foarte mult pierderile de putere în lungul ei. Fibrele optice oferă posibilitatea transmiterii razei de lumină pe traiectorii curbe, ceea ce spațiul liber nu permite (prin prisma opticii clasice). O altă facilitate oferită de fibra optică este aceea că surse de lumină diferite, modulate în mod independent, pot transmite simultan pe aceeași fibră optică prin procesele de multiplexare - demultiplexare a semnalelor optice.

Fibra optică cu calitate în transmisia de date a fost realizată prima dată de Kapron și Keck de la Corning Glass Works (SUA) în 1970 când au fost obținute câteva sute de metri de fibră de sticlă cu o atenuare de 20dB/km. Apariția de materiale noi a dus la scăderea atenuării în lungul fibrei, fapt ilustrat în **tabelul 3.1**.

Tabel 3.1: Atenuarea luminii (vizibil și IR apropiat) pentru unele materiale transparente, în dB/km parcurs

MATERIAL	ATENUARE (dB/km)
sticla de geam	10^4
sticla optică	300
apa pură ($\lambda=0.5\mu\text{m}$)	90
fibre optice sticle silicioase: Corning (1970)	20
(1972)	4
(1973)	2
Fujikura - Jap. ($\lambda=0.83\mu\text{m}$)	1
($\lambda=1.1\mu\text{m}$)	0.5
Limita atinsă în prezent	0.25

În prezent cel mai utilizat material este bioxidul de siliciu (cuartz) SiO_2 care pentru diferite domenii de lungimi de undă este dopat după cum urmează:

- ◆ pentru $0.8 - 0.9\mu\text{m}$ se dopeză cu bor sau germaniu ($\text{SiO}_2 + \text{B}_2\text{O}_3$ sau GeO_2)
- ◆ pentru $1.0 - 1.6\mu\text{m}$ se dopeză cu fosfor.

Structura unei fibre optice este prezentată în figura 3.1 /3.1/. Fibra propriu-zisă, zona activă, este miezul care trebuie să aibă calități optice deosebite. Deoarece lumina este propagată pe baza reflexiei totale, o condiție obligatorie este ca indicele de refracție al miezului să fie mai mare decât cel al învelișului - manta.

Variația indicelui de refracție de la valoarea maximă corespunzătoare miezului la valoarea specifică materialului adiacent poate fi de tip treaptă sau tip "hat" (neuniformă). În figura 3.2 sunt prezentate secțiuni prin diverse tipuri de fibră optică la care miezul are raza "r" și indicele de refracție n_1 , iar învelișul - manta are raza "R" și indicele de refracție n_2 . Astfel figura 3.2a arată o **fibră optică multimod** cu variația indicelui de refracție de tip treaptă, ea fiind caracterizată de: $n_1 > n_2$ și $r \approx R$. Dacă raza miezului se micșorează astfel încât $r \ll R$, fibra optică poate permite transmiterea unui singur mod, ea fiind **fibră optică monomod**. Acest tip este prezentat în 3.2b, nivelul performanțelor actuale specifice acestui tip de fibră optică

fiind: coeficient de atenuare 0.3dB/km și lărgimea benzii de frecvență transmisă 50GHz·km. Figura 3.2c prezintă o secțiune printr-o fibră optică cu indicele de refracție ce variază neuniform de la n_1 la n_2 pe măsură ce distanța de la axul fibrei crește. O astfel de fibră optică este întotdeauna de tip multimod. Variația neuniformă (de cele mai multe ori parabolică) a indicelui de refracție permite minimizarea dispersiei modale, ceea ce are ca efect creșterea benzii de frecvență transmisă.

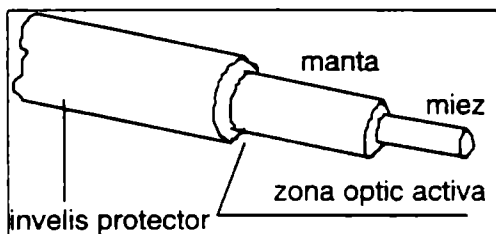


Fig. 3.1 Structura unei fibre optice

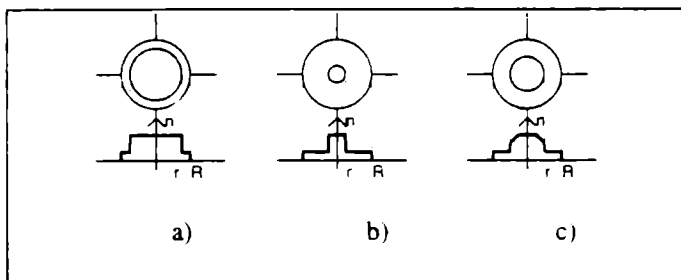


Fig 3.2 Secțiuni transversale prin diferite tipuri de fibre optice: a) multimod cu indice de refracție uniform, b) monomod, c) multimod cu indice de refracție tip "hat"

Din cele expuse mai sus, rezultă faptul că se poate face o clasificare a fibrelor optice după următoarele criterii:

- după profilul indicelui de refracție: uniform (tip treaptă) și neuniform;

- după numărul de moduri pe care îl suportă fibra: monomod și multimod;
- după gradientul indicelui de refracție la interfața miez - manta: cu gradient scăzut și cu gradient mare;
- după materialul din care este confecționată fibra: sticle, mase plastice (diferiți polimeri).

Fibrele optice monomod se realizează tehnologic ușor, însă prezintă dificultăți la cuplarea la sursă sau la altă fibră, dată fiind dimensiunea redusă a diametrului miezului.

Cele multimod cu profil uniform al indicelui de refracție prezintă avantajul simplității realizării tehnologice și pe cel al cuplării simple.

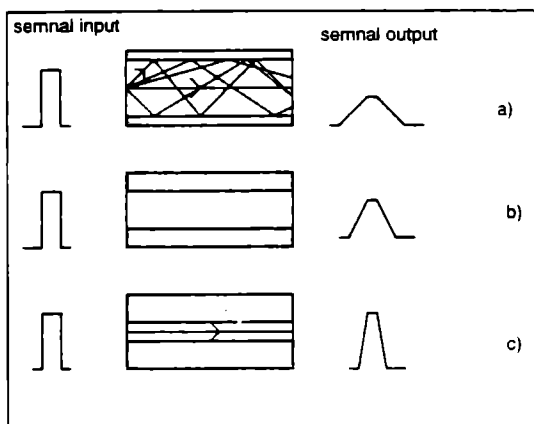


Fig. 3.3 Transmisia luminii și semnalul la ieșire pentru cele trei tipuri de fibre optice

Există dezavantajul unei lățimi de bandă transmisă mai mică datorită dispersiei modale. Această problemă a fost soluționată prin realizarea unui profil gradat al indicelui de refracție cu prețul unei realizări mai dificile din punct de vedere tehnologic. Transmisia luminii prin tipurile de fibră optică mai sus prezentată este ilustrată în figura 3.3, arătându-se totodată și profilul unde la ieșirea din fibră pentru un semnal de intrare tip puls digital.

De obicei, pentru aplicații, fibrele optice se găsesc grupate în cabluri optice cu 6, 12 sau până la 144 fibre optice. O secțiune transversală printr-un astfel de cablu optic este arătată în figura 3.4. Se observă dispunerea circulară a fibrelor optice în jurul unui fir metalic de rezistență (de obicei oțel), izolate de acesta printr-un strat separator. Spațiul dintre fibre este completat cu un material de umplere și întregul grup astfel realizat este protejat cu o bandă de aluminiu. Cămașa cablului optic poate fi din materiale polimerice sau metalice, funcție de mediul în care cablul optic este întrebuințat.

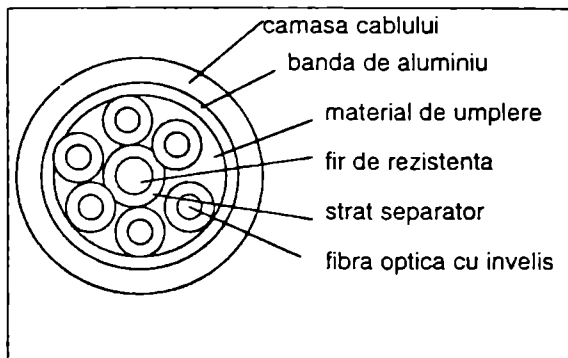


Fig. 3.4 Secțiune transversală printr-un cablu optic

3.2 Unda electromagnetică în fibra optică

Unda electromagnetică în mediul fibrei optice va fi descrisă, ca în oricare alt mediu, de sistemul de ecuații Maxwell. Dată fiind simetria cilindrică a mediului, se poate aplica același formalism matematic în tratarea acestor ecuații ca și la ghidurile planare: se va considera o componentă longitudinală (fie aceasta în lungul axei Oz) care corespunde direcției de propagare a undei și totodată axei fibrei optice, și o componentă transversală. De asemenea și operatorii

matematici sunt definiți pe aceste două direcții. Preluând ecuațiile Maxwell pe componente din capitolul precedent,

$$\nabla_t \times \vec{E}_t = -i\omega\mu\vec{H}_z, \quad (2.9)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_t = i\omega\epsilon\vec{E}_z, \quad (2.10)$$

$$\nabla_t \times \vec{E}_z - i\beta\vec{e}_z \times \vec{E}_t = -i\omega\mu\vec{H}_t, \quad (2.11)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_z - i\beta\vec{e}_z \times \vec{H}_t = i\omega\epsilon\vec{E}_t, \quad (2.12)$$

și lucrând în coordonate cilindrice:

$$\nabla_t = \frac{\partial}{\partial\rho}\vec{e}_\rho + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\theta}\vec{e}_\theta \quad (3.1)$$

și respectiv:

$$\vec{E}_t = E_\rho\vec{e}_\rho + E_\theta\vec{e}_\theta \quad (3.2a)$$

$$\vec{H}_t = H_\rho\vec{e}_\rho + H_\theta\vec{e}_\theta \quad (3.2a)$$

se pot obține ecuațiile pe care le satisfac componentele câmpului electric și magnetic.

Astfel, introducând relațiile (3.1) și (3.2) în ecuațiile (2.9 - 2.12) și ținând seama că:

$$\nabla_t \times \vec{E}_t = \vec{e}_z \left(\frac{\partial E_\theta}{\partial\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{E_\rho}{\partial\theta} \right), \quad \nabla_t \times \vec{E}_z = \frac{1}{\rho} \frac{E_z}{\partial\theta} \vec{e}_\rho - \frac{\partial E_z}{\partial\rho} \vec{e}_\theta,$$

$$\vec{e}_z \times \vec{E}_t = \vec{e}_\theta E_\rho - \vec{e}_\rho E_\theta$$

se obține:

$$\frac{\partial E_{\theta}}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_{\rho}}{\partial \theta} = -i\omega\mu H_z \quad , \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + i\beta E_{\theta} = -i\omega\mu H_{\rho} \quad , \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial \rho} + i\beta E_{\rho} = i\omega\mu H_{\theta} \quad . \quad (3.5)$$

Ecuatiile duale corespunzătoare relațiilor (3.3) - (3.5) completează setul de ecuații scrise pe componente:

$$\frac{\partial H_{\theta}}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_{\rho}}{\partial \theta} = i\omega\epsilon E_z \quad , \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + i\beta H_{\theta} = i\omega\epsilon E_{\rho} \quad , \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \rho} + i\beta H_{\rho} = -i\omega\epsilon E_{\theta} \quad (3.8)$$

Sistemul alcătuit din ecuațiile (3.3) - (3.8) va permite exprimarea componentelor transversale ale câmpurilor funcție de componentele longitudinale. Astfel din (3.5) și (3.7) se obține:

$$E_{\rho} = \frac{1}{i(k^2 n^2 - \beta^2)} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\omega\mu}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \quad , \quad (3.9)$$

iar din ecuațiile (3.4) și (3.8):

$$E_{\theta} = \frac{1}{i(k^2 n^2 - \beta^2)} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) . \quad (3.10)$$

Folosind relațiile duale se pot scrie componentele transversale ale câmpului magnetic:

$$H_{\rho} = \frac{1}{i(k^2 n^2 - \beta^2)} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \frac{\omega \epsilon}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) \quad (3.11)$$

$$H_{\theta} = \frac{1}{i(k^2 n^2 - \beta^2)} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) . \quad (3.12)$$

Din studiul relațiilor (3.9) - (3.12) se constată că dacă se cunosc derivatele în plan transversal ale componentelor longitudinale, practic unda electromagnetică este definită în fibra optică. Componenta după axa Oz a câmpului electric trebuie să satisfacă ecuația undelor:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) E_z = 0 . \quad (3.13)$$

Soluția acestei ecuații se găsește aplicând metoda separării variabilelor:

$$E_z(\rho, \theta) = \mathfrak{R}(\rho) \cdot \phi(\theta) \quad (3.14)$$

unde $\mathfrak{R}(\rho)$ este o funcție numai de raza ρ , iar $\phi(\theta)$ este o funcție numai de unghiul θ . Introducând relația (3.14) în ecuația (3.13), după un calcul simplu, se obține:

$$\frac{\rho^2}{\mathfrak{R}} \frac{d^2 \mathfrak{R}}{d\rho^2} + \frac{\rho}{\mathfrak{R}} \frac{d\mathfrak{R}}{d\rho} + k_f^2 \rho^2 + \frac{1}{\phi} \frac{d^2 \phi}{d\theta^2} = 0 , \quad (3.15)$$

unde $k_f^2 = n^2 k^2 - \beta^2$.

Se observă că ecuația (3.15) poate fi scrisă ca o sumă de două funcții constante $F_1(\rho)$ și $F_2(\theta)$, care satisfac relația $F_1(\rho) + F_2(\theta) = 0$. Rezultă că o variație a uneia dintre aceste funcții atrage după sine variația celeilalte. În aceste condiții dacă

$$F_1(\rho) = v^2$$

rezultă

$$F_2(\theta) = -v^2,$$

adică

$$\frac{1}{\phi} \frac{d^2 \phi}{d\theta^2} = -v^2,$$

ecuație ce admite ca soluție:

$$\phi = \phi_0 \exp(iv\theta) . \quad (3.16)$$

Exceptând dependența de raza ρ , componenta longitudinală E_z este definită de:

$$E_z = \mathfrak{R}(\rho) \exp[i(\omega x - \beta z + v\theta)] . \quad (3.17)$$

Ținând seama de faptul că:

$$F_1(\rho) = \frac{\rho^2}{\mathfrak{R}} \frac{d^2 \mathfrak{R}}{d\rho^2} + \frac{\rho}{\mathfrak{R}} \frac{d\mathfrak{R}}{d\rho} + k_f^2 \rho^2 = v^2$$

după o simplă rearanjare a termenilor se obține:

$$\frac{d^2 \mathfrak{R}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\mathfrak{R}}{d\rho} + \left(k_f^2 - \frac{v^2}{\rho^2}\right) \mathfrak{R} = 0 , \quad (3.18)$$

ecuație cu soluțiile generale exprimabile prin funcții Bessel $J_\nu(k_f \rho)$, Neumann $N_\nu(k_f \rho)$ sau Henkel $H_\nu^{1,2}(k_f \rho)$. Alegerea

uneia din funcțiile de mai sus ca soluție se face ținându-se seama de faptul că modurile ghidate prin fibra optică trebuie să fie finite și diferite de zero pentru $\rho < r$ (zonă ce definește miezul fibrei cu indicele de refracție n_1) dar și puternic descrescătoare pentru $r < \rho < R$ (zona înveliș-manta cu $n_2 < n_1$). Cum funcțiile Neumann și Henkel au singularități la $\rho=0$, rezultă că pentru miez, funcția radială este descrisă cu funcțiile Bessel. Așadar pentru miezul fibrei optice, componenta longitudinală satisface relația:

$$E_z = E_f J_\nu(k_f \rho) \exp[i(\omega t - \beta z + \nu \theta)] . \quad (3.19a)$$

Pentru învelișul - manta atenuarea de tip exponențial poate fi descrisă de funcțiile Henkel de speța întâi. Soluția problemei pentru această regiune este:

$$E_z = E_m H_\nu^1(i\gamma_m \rho) \exp[i(\omega t - \beta z + \nu \theta)] \quad (3.19b)$$

unde $\gamma_m^2 = \beta^2 - k^2 n_2^2$.

Soluții asemănătoare celor date de relațiile (3.19a) și (3.19b) se pot scrie și pentru componenta longitudinală a câmpului magnetic. În acest moment componentele din planul transversal E_ρ , E_θ , H_ρ și H_θ pot fi determinate ținându-se seama de regula de recurență la derivarea funcțiilor Bessel:

$$\frac{d}{dz} [z^\nu J_\nu(z)] = z^\nu J_{\nu-1}(z) .$$

Relații între amplitudini și indicii de refracție se pot obține punând condiția de continuitate a componentelor transversale ale câmpurilor la interfața miezul fibrei - înveliș (manta).

3.3 Materiale pentru fibre optice

O trecere în revistă a materialelor folosite în construcția fibrelor optice se face în **tabelul 3.2** unde pe lângă materiale sunt

prezentate și unele date constructive luate din literatura de specialitate, precum și atenuarea în fibră, exprimată în dB/km.

Din studiul tabelului se observă că predomină materialele pe bază de oxizi și în special cele pe bază de siliciu (mai ales pentru manta) și apoi cei ai elementelor Na, Ca, Al, B, P, Ge.

Tabelul 3.2

Tipul fibrei	Tip material	Material miez	Material manta	2r	2R	α	
monomod	silice	$\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$	SiO_2	4.2	130	2	
		SiO_2	$\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	6	130	2.5	
multimod cu "n" uniform	silice	$\text{P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$	$\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	60	150	1.5	
		$\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$	$\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	60	150	2	
		$\text{GeO}_2\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	SiO_2	62	150	2	
		$\text{GeO}_2\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	$\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	96	130	5.8	
		$\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	SiO_2	70	150	19	
		SiO_2	$\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	80	130	3.7	
	multicomponent		$\text{Na}_2\text{O-CoO-GeO}_2\text{-SiO}_2$	SiO_2	50	142	4.3
			$\text{Na}_2\text{O-CoO-SiO}_2$	SiO_2	80	125	6.6
			$\text{Na}_2\text{O-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	SiO_2	80	125	6.2
Multimod cu profil gradat	silice	$\text{GeO}_2\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	SiO_2	60	130	3	
	multicomponent	$\text{P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$	$\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	60	130	2.5	
		$\text{Ti}_2\text{O-Na}_2\text{O-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	$\text{Na}_2\text{O-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$	25	125	5.7	

Fibrele realizate în întregime din plastic au pierderi ridicate, motiv pentru care nu sunt utilizate pentru linii optice mai lungi de 1km. Dacă se realizează o compoziție mixtă cu materialele prezentate mai sus, fibrele optice pe bază de plastic sunt caracterizate de pierderi mai mici în comparație cu cele realizate numai din plastic, dar lărgimea de bandă mică ce le este specifică, limitează aplicabilitatea acestor tipuri de fibre optice. Faptul că posedă o apertură numerică ridicată, ceea ce mărește eficiența la cuplare, le face interesante.

3.4 Unele caracteristici ale fibrelor optice

♦ **Numărul efectiv de moduri:** pentru o fibră optică la care indicele de refracție variază conform relației:

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{\rho}{r} \right)^g \right]^{1/2} & \text{pentru } \rho < r \\ n_2 & \text{pentru } \rho > r \end{cases} \quad (3.20)$$

unde $2\Delta = (1 - n_2^2/n_1^2)$, numărul efectiv de moduri ghidate este dat de expresia:

$$N = \frac{g}{2(g+2)} (r k_o n_1)^2 \cdot 2\Delta \quad (3.21)$$

Folosind frecvența normalizată definită în §2.3c:

$$V = r k_o \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = r k_o n_1 \sqrt{2\Delta} \quad ,$$

expresia numărului efectiv de moduri ghidate, (3.21), devine:

$$N = \frac{g}{g+2} \cdot \frac{V^2}{2} \quad (3.21')$$

Se poate constata că o fibră cu indice de refracție tip treaptă ($g \rightarrow \infty$) permite $N=V^2/2$ moduri, în timp ce una cu indice tip parabolic ($g=2$) numai $N=V^2/4$.

♦ **Dispersia în fibra optică:** are trei cauze principale care vor defini și tipurile de dispersie:

a) **dispersie datorată materialului** este cauzată de dependența indicelui de refracție al mediului fibrei de lungimea de undă. În general, sursele de lumină folosite în comunicațiile optice au spectrul de frecvență suficient de larg (la LED lărgimea de bandă emisă raportată la frecvența centrală este de 4%, iar la dioda laser cu GaAs este de 0.1%), astfel încât efectele de dispersie sunt semnificative (10^{-11} sec/mm).

b) **dispersia datorată ghidării:** își are originea în dependența constantei de propagare k de frecvența normalizată V . Ea este corelată cu dispersia datorată materialului, dar de obicei este ne semnificativă în raport cu aceasta.

c) **dispersia multimod:** apare ca urmare a excitării și propagării simultane a mai multor moduri care au drumuri optice diferite. În acest fel se produce lărgirea impulsurilor la ieșirea din fibră datorită dependenței vitezei de grup, de traiectorie.

♦ **Timpul relativ de tranzit:** este definit ca raportul dintre timpul de tranzit de-a lungul traiectoriei radiației și timpul de tranzit corespunzător propagării de-a lungul axei ghidului.

♦ **Pierderile datorate curbării:** fibrele optice pot fi curbate sub diferite unghiuri din diverse motive de circuit. Se poate întâmpla ca unghiul sub care cade fasciculul de radiație să fie sub unghiul critic, și atunci o parte din energie se va "refracta" în învelișul - manta, ceea ce constituie o pierdere. Această pierdere se regăsește în creșterea atenuării liniare de la α la $\alpha + \Delta\alpha$, unde:

$$\Delta\alpha = 10 \log \left(1 - \frac{2r n_1^2}{N^2 \xi} \right), \quad (3.22)$$

ξ fiind raza curbării fibrei optice.

♦ **Întârzierea în transmiterea datelor:** este datorată fenomenelor de dispersie. Energia luminoasă transmisă prin fibră va fi dispersată

între traiectoria cea mai scurtă și traiectoria cea mai lungă posibilă pentru un mod dat. Astfel, timpul de transmisie pe traiectoria cea mai scurtă este:

$$t = \frac{L}{v_g}$$

unde L este lungimea fibrei optice iar v_g este viteza de grup. În mod corespunzător se poate calcula timpul pentru traiectoria cea mai lungă:

$$t_c = \frac{l}{\cos \theta_c} \cdot \frac{1}{v_g},$$

θ_c fiind unghiul traiectoriei cu axul fibrei. Diferența între cele două valori de timp definește întârzierea pe unitatea de lungime datorată dispersiei modale:

$$\tau = \frac{t_c - t}{L} = \frac{1}{v_g} \left(\frac{1}{\cos \theta_c} - 1 \right). \quad (3.23)$$

3.5 Cuplarea fibrelor optice

Realizarea unui sistem optic de transmisie a datelor folosind fibra optică, implică procedee de cuplare a fibrelor între ele și a fibrelor cu sursa de lumină și respectiv receptorul (fotodetectorul). O cuplare bună este caracterizată de o eficiență de cuplaj cât mai mare și de o cuplare stabilă și fiabilă.

Pentru cuplarea fibrei optice la sursa de lumină, dat fiind raportul dintre secțiunea miezului fibrei optice și cea a sursei propriuzise (joncțiunea la dioda laser), apar dificultăți în ceea ce privește alinierea - pentru o bună cuplare. De aceea se utilizează lentile

pentru focalizarea radiației emise de sursă direct pe miezul fibrei. Această cuplare se face de către constructor sau de către utilizator. O astfel de cuplare este prezentată schematic în figura 3.5.

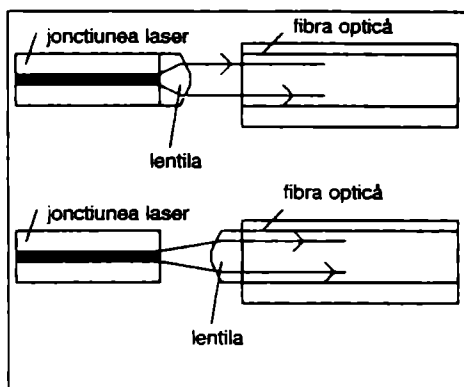


Fig. 3.5 Cuplarea fibrei optice la sursa de lumină cu ajutorul lentilelor

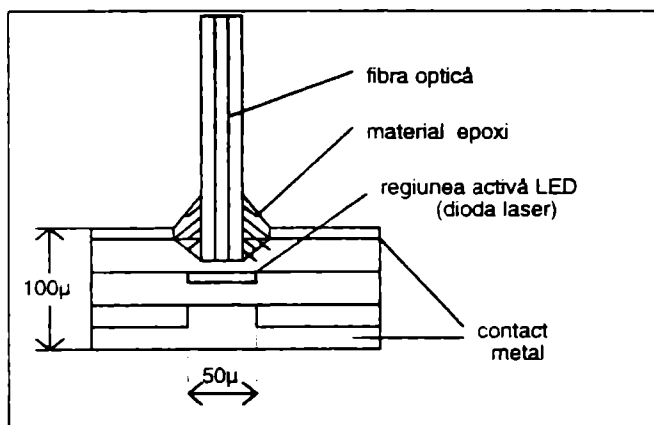


Fig. 3.6 Cuplarea fibrei optice la sursa de lumină cu materiale epoxidice pentru a face adaptarea indicilor de refracție

De cele mai multe ori, constructorul realizează o cuplare a unei porțiuni de fibră optică direct la joncțiunea sursei (figura 3.6), iar cuplarea mai departe la restul circuitului optic se face prin cuploare de tipul fibră optică - fibră optică /3.2/. Cel mai simplu procedeu pentru o astfel de cuplare este prezentat în figura 3.7: pe o placă inferioară se practică un ghidaj de îmbinare în care vor fi introduse capetele de fibră optică ce se îmbină (cuplează). Se completează cu un material ce asigură adaptarea indicilor de refracție, după care se montează placa superioară. Metodele de cuplare necesită o mecanică deosebit de precisă, dispozitivele de cuplare fiind de tip miniatură. Utilizarea unui lichid de adaptare a indicilor de refracție duce la scăderea pierderilor de cuplare. Ca și la conectorii electrici, și aici conectica este în general tipizată astfel încât să se poată asigura o proiectare și o realizare a sistemelor optice într-un timp cât mai scurt.

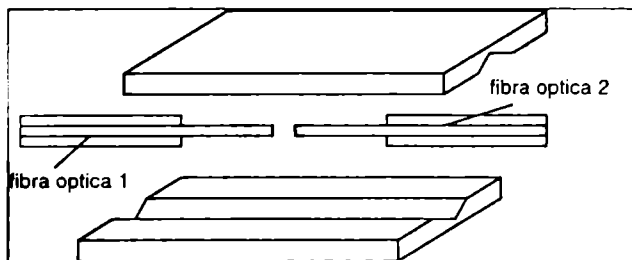


Fig. 3.7 Cuplarea fibrelor optice cu ghidaje mecanice

Referințe bibliografice - capitolul 3

/3.1/ J.E. Midwinter - "Optical fibers for transmission", John Wiley & Sons, New York, p. 55, (1979)

/3.2/ C.M. Millere - Bell Syst. Tech. J. 54, 1547, (1975)

4. SURSE DE LUMINĂ UTILIZATE IN OPTOELECTRONICA INTEGRATĂ

Integrarea monolitică a dispozitivelor optoelectronice impune utilizarea surselor de lumină realizate pe bază de semiconductori. Sunt cunoscute două familii de astfel de surse: diodele laser și diodele electroluminiscente. Înainte de a discuta principiile de funcționare și de a prezenta câteva tipuri de structuri ale generatoarelor de lumină mai sus menționate, este necesară o trecere în revistă a ideilor principale ce stau la baza studiului tranzițiilor optice în semiconductori.

4.1 Studiul tranzițiilor optice folosind teorema Fermi

Fie un semiconductor iluminat cu o radiație electromagnetică. Interacția dintre fotoni și electronii din semiconductor este descrisă de hamiltonianul /4.1/:

$$H = \frac{(\vec{p} - e\vec{A})^2}{2m_0} + V(\vec{r}) \quad (4.1)$$

unde m_0 este masa electronului liber, e - sarcina electronului, \vec{p} este impulsul electronului în prezența câmpului electromagnetic definit de potențialul vector \vec{A} , și a potențialului periodic al cristalului semiconductor, $V(\vec{r})$.

Hamiltonianul (4.1) poate fi dezvoltat și scris sub forma sumei dintre un hamiltonian neperturbat H_0 și un altul ce descrie perturbația datorată luminii, H' :

$$H \cong \frac{\vec{p}^2}{2m_0} + V(\vec{r}) - \frac{e}{2m_0} (\vec{p}\vec{A} + \vec{A}\vec{p}) = H_0 + H' \quad (4.2)$$

În expresia de mai sus termenul de ordin superior în potențialul vector este mult mai mic decât termenii liniari în \vec{A} , și ca atare a fost

neglijat (mai ales că pentru intensități ale radiației optice obișnuite, $|e\vec{A}| \ll |\vec{p}|$).

Din studiul electrodinamicii se știe că în aproximația coulombiană ($\nabla\vec{A} = 0$), $\vec{p}\vec{A} = \vec{A}\vec{p}$. Aceasta înseamnă că hamiltonianul de perturbație este:

$$H' = -\frac{e}{m_0} \vec{A}\vec{p} \quad , \quad (4.3)$$

unde $\vec{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla$.

Presupunând potențialul vector al câmpului electromagnetic de tipul:

$$\begin{aligned} \vec{A} &= \vec{u}A_0 \cos(\vec{k}_{opt}\vec{r} - \omega t) = \\ &= \vec{u} \frac{A_0}{2} \left[\exp(i\vec{k}_{opt}\vec{r}) \cdot \exp(-i\omega t) + \exp(-i\vec{k}_{opt}\vec{r}) \cdot \exp(i\omega t) \right] \quad , \end{aligned}$$

unde \vec{u} este versorul direcției potențialului vector, \vec{k}_{opt} este vectorul de undă al radiației luminoase de pulsație ω , rezultă că hamiltonianul de perturbație poate fi scris sub forma:

$$\begin{aligned} H'(\vec{r}, t) &= -\frac{e}{m_0} \vec{A}(\vec{r}, t)\vec{p} = \\ &= H'(\vec{r}) \exp(-i\omega t) + H'^*(\vec{r}) \exp(i\omega t) \quad , \end{aligned} \quad (4.3')$$

cu:

$$H'(\vec{r}) = -\frac{eA_0 \exp(i\vec{k}_{opt}\vec{r})}{2m_0} \vec{u} \vec{p} \quad (4.4)$$

Acest hamiltonian este folosit la calculul ratei de tranziție între două nivele energetice, tranziție datorată interacției electronilor din semiconductor cu fotonii radiației electromagnetice.

În studiul mecanicii cuantice, rata de tranziție, w_{if} , a electronului dintr-o stare inițială E_i în starea finală E_f , este dată de *regula de aur* a lui Fermi:

$$w_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H'(\vec{r}) | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (4.5)$$

și descrie fenomenul *absorbției* unui foton de energie $\hbar\omega$, E_i fiind mai mică decât E_f .

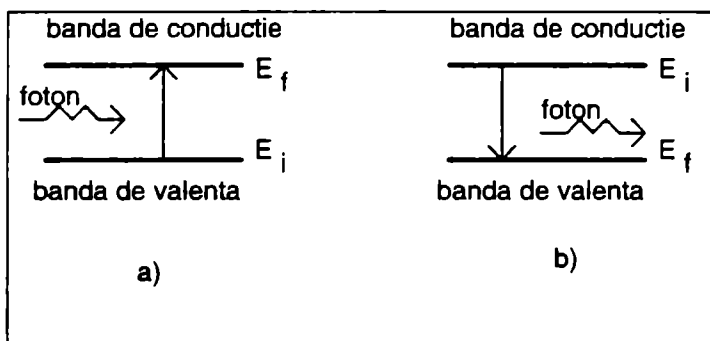


Fig 4.1 Absorbția - (a) și emisia - (b) unui foton în cazul tranziției electronice

Dacă $E_i > E_f$, relația (4.5) scrisă sub forma:

$$w_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H'(\vec{r}) | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i + \hbar\omega) \quad (4.5')$$

descrie *emisia* unui foton în urma tranziției. Ambele tipuri de tranziții ale electronului sunt prezentate în figura 4.1.

4.2 Absorbția optică, emisia spontană și emisia stimulată

Din studiul fizicii solidului este cunoscută structura de benzi a semiconductorilor și ocuparea cu electroni a nivelelor energetice din cadrul acestei structuri. Astfel, ultima bandă ocupată complet cu electroni este banda de valență care este separată din punct de vedere energetic, prin banda interzisă de banda de conducție - complet liberă la $T=0^{\circ}\text{K}$. La temperaturi nenule, datorită agitației termice a rețelei cristaline, electronii trec în banda de conducție fie de pe nivelele donoare aflate în banda interzisă, fie din banda de valență. Acesta este procesul de generare termică ce are loc cu o rată R_0 (numărul de purtători ce trec în unitatea de timp de pe un nivel energetic inițial pe un altul final).

Dacă se aplică un excitant extern, de exemplu lumina, electronii pot căpăta energia necesară pentru a trece în banda de conducție. Acest fenomen de salt al electronilor în banda de conducție sub acțiunea unui agent extern se face cu **absorbție de energie**. Pentru semiconductorii sunt caracteristice următoarele tipuri de absorbție optică:

- absorbție fundamentală - electronul din banda de valență trece în banda de conducție, energia fotonului fiind cel puțin egală cu banda interzisă a semiconductorului;
- absorbție excitonică - apare la absorbția unui foton cu energie mai mică decât lărgimea benzii interzise, având ca efect crearea de excitoni;
- absorbție pe impurități - electronul de pe nivelul donator este excitat în banda de conducție (electronul din banda de valență ajunge pe nivelul acceptor). Aceste tranziții sunt determinate de fotoni cu energie egală cu intervalul energetic dintre nivelul donator - marginea inferioară a benzii de conducție (respectiv marginea superioară a benzii de valență - nivelul acceptor);

- absorbție pe purtători liberi - are ca rezultat excitarea electronului pe nivele energetice superioare în cadrul aceleiași benzi;

- absorbție pe vibrațiile rețelei - sunt descrise de interacția foton - fonon.

În cele ce urmează, atenția va fi focalizată în special pe absorbția fundamentală, ea având ca rezultat tranziția electronilor din banda de valență în banda de conducție. Această tranziție se face respectându-se legile de conservare a energie și a impulsului:

$$E_c(\vec{k}_c) = E_v(\vec{k}_v) + \hbar\omega \quad (4.6a)$$

$$\vec{k}_c = \vec{k}_v + \vec{q} \quad (4.6b)$$

unde $E_c(\vec{k}_c)$ și $E_v(\vec{k}_v)$ reprezintă nivele energetice în banda de conducție și respectiv în banda de valență corespunzătoare vectorilor de undă definiți în raport cu impulsul electronului de relația:

$\vec{p} = \hbar \vec{k}_s$, cu $s=c,v$. Fotonul este descris în relațiile de mai sus de energia $\hbar\omega$ și vectorul de undă \vec{q} . Ținând seama de legătura dintre vectorul de undă și lungimea de undă a electronului și a fotonului, $k = 2\pi / \lambda_e$ și $q = 2\pi / \lambda_f$, și cum $\lambda_e = 10^{-7}\text{cm}$, iar $\lambda_f = 10^{-1} \div 10^{-5}\text{cm}$, rezultă $q \ll k$ și deci relația (4.6b) devine:

$$\vec{k}_c \cong \vec{k}_v \quad (4.6'b)$$

Această relație este foarte importantă din punctul de vedere al fenomenului absorbției optice în semiconductori, ea constituind o **regulă de selecție** a tranzițiilor electronice. Rezultă că sunt permise numai acele tranziții în care se conservă vectorul de undă, ceea ce înseamnă că electronul după ce a interacționat cu fotonul sare dintr-un punct al zonei Brillouin din banda de valență /4.2/ într-un punct echivalent din banda de conducție. După cum se poate observa din figura 4.2a aceste tranziții se numesc **tranziții directe sau verticale**.

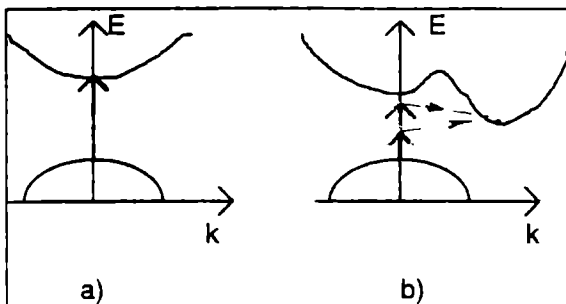


Fig.4.2 Tranziții în semiconductori cristalini: a) directe b) indirecte

Energia $\hbar\omega$ a fotonului necesară pentru a trece un electron de pe ultimul nivel din banda de valență pe primul nivel energetic din banda de conducție corespunde lărgimii intervalului interzis, definind astfel un prag al absorbției. Acest tip de tranziții directe este specific semiconductoarelor de tipul GaAs, InP, InAs, InSb, PbSe, PbTe la care maximum benzii de valență și minimum benzii de conducție au aceeași poziție în spațiul vectorilor de undă (acolo unde sunt definite zonele Brillouin). Trebuie specificat faptul că marea majoritate a semiconductoarelor au o configurație complicată a marginilor celor două benzi permise, minimumul benzii de conducție nefiind în spațiul \vec{k} la același vector de undă cu maximum benzii de valență (figura 4.2b). Acestor semiconductoare le sunt specifice **tranzițiile indirecte** la care regula de selecție (4.6'b) nu mai este respectată. Legea conservării impulsului (4.6b) este rescrisă ținându-se cont de participarea la aceste tranziții și a fononilor rețelei, fononi ce pot fi absorbiți sau emiși:

$$\vec{k}_c \equiv \vec{k}_v \pm \vec{q}_{fon} \quad (4.6c)$$

Tranziția are loc în felul următor: un electron poate fi excitat, fără o schimbare apreciabilă a vectorului de undă, din marginea superioară a benzii de valență pe o stare virtuală ce are o energie mai mică decât

minimul marginii benzii de conducție. Interacționând cu fononii rețelei, electronul din noua stare își "ajustează" energia astfel încât să ajungă în banda de conducție pe starea liberă cea mai de jos, schimbându-și impulsul conform relației (4.6c).

Dacă semiconductorul este degenerat, nivelul Fermi se găsește în interiorul benzii de valență - la semiconductorii de tip p, sau în interiorul benzii de conducție - la semiconductorii de tip n. În acest ultim caz se poate considera că nivelele din banda de conducție plasate sub nivelul Fermi sunt ocupate cu electroni (la $T=0^{\circ}\text{K}$). Tranzițiile electronice fundamentale au loc cu o deplasare a pragului de absorbție, deoarece nivele energetice neocupate în banda de conducție se vor găsi la o distanță energetică mai mare decât valoarea benzii interzise, față de marginea superioară a benzii de valență. Această deplasare a pragului de absorbție este cunoscută în literatura de specialitate sub numele de *deplasare Burstein-Moss*.

Procesul de tranziție al electronilor în banda de conducție este concurat de un alt proces de tranziție a purtătorilor din banda de conducție în banda de valență, tranziție însoțită de emisie de energie. Acest proces este cunoscut sub numele de *recombinarea purtătorilor*. Principalele procese de recombinare din semiconductorii sunt:

- recombinări radiative fundamentale (pot fi directe sau indirecte);
- recombinări radiative prin intermediul unui nivel de impuritate (directe sau indirecte);
- recombinări neradiative prin efect Auger,

În cele ce urmează vor fi luate în considerare numai recombinările radiative, emisia de fotoni ce le însoțesc constituind sursa de lumină folosită în circuitul optoelectronic. Semiconductorilor intrinseci sau celor puțin dopați le sunt caracteristice recombinările radiative fundamentale pe când celor degenerați le sunt specifice recombinările radiative prin intermediul unui nivel de impuritate. Trebuie remarcat faptul că la semiconductorii degenerați energia fotonilor eliberați prin tranzițiile optice, folosind nivele energetice corespunzătoare impurităților, este mai mică decât lățimea benzii interzise. Așadar doparea determină o deplasare spre lungimi de undă mai mari a spectrului de emisie.

Revenind la absorbția optică, se poate defini o *viteză de generare* a perechilor de purtători (este vorba de absorbția fundamentală). Astfel știind că probabilitatea de a găsi un electron pe un nivel energetic E din banda de conducție este dată de distribuția Fermi - Dirac:

$$f_n(E) = \left[\exp\left(\frac{E - \varepsilon_F}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1} \quad (4.7a)$$

și similar, probabilitatea de a găsi un gol în banda de valență este:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_F - E}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1} \quad (4.7b)$$

și notând $N_f(\nu)$ - numărul fotonilor de frecvență ν implicați în procesul de absorbție, $N_v(\vec{k}_1)$ - densitatea de stări în banda de valență corespunzătoare nivelului 1, $N_c(\vec{k}_2)$ - densitatea de stări în banda de conducție corespunzătoare nivelului 2, se poate scrie pentru viteza de generare a perechilor de purtători, expresia:

$$g_a(\nu) = N_f(\nu) \int_{\vec{k}_1} \int_{\vec{k}_2} w_{12} N_v(\vec{k}_1) [1 - f_p(\vec{k}_1)] \cdot N_c(\vec{k}_2) [1 - f_n(\vec{k}_2)] \cdot d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \quad (4.8)$$

unde w_{12} reprezintă probabilitatea de tranziție între stările energetice $E(\vec{k}_1)$ și $E(\vec{k}_2)$ indusă de radiația luminoasă definită de relația (4.5). Înlocuind (4.5) în (4.8) se obține:

$$g_a(\nu) = N_f(\nu) \int_{\vec{k}_1} \int_{\vec{k}_2} \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{12}|^2 N_v(\vec{k}_1) [1 - f_p(\vec{k}_1)] \cdot N_c(\vec{k}_2) [1 - f_n(\vec{k}_2)] \cdot \delta[E(k_2) - E(k_1) - \hbar\omega] d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \quad (4.8')$$

unde $H'_{12} \equiv \langle \varphi_2 | H'(\vec{r}) | \varphi_1 \rangle = \int \varphi_2^*(\vec{r}) H'(\vec{r}) \varphi_1(\vec{r}) d\vec{r}$.

Într-o manieră similară se poate scrie numărul de cuante emise în unitatea de timp, în unitatea de volum, în cazul emisie stimulate de radiație (tranziții de pe $E(\vec{k}_2)$ pe $E(\vec{k}_1)$):

$$g_{stim}(V) = N_f(V) \int_{\vec{k}_1} \int_{\vec{k}_2} \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{21}|^2 N_c(\vec{k}_2) f_n(\vec{k}_2) \cdot N_v(\vec{k}_1) f_p(\vec{k}_1) \cdot \delta[E(k_1) - E(k_2) + \hbar\omega] d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \quad (4.9)$$

unde $|H'_{12}| = |H'_{21}|$.

Emisia spontană fiind independentă de numărul de fotoni incidenti, rezultă că se poate defini numărul de cuante emise spontan în unitatea de volum și în unitatea de timp astfel:

$$g_{sp} = \frac{g_{stim}(V)}{N_f(V)} \quad (4.10)$$

Dacă semiconductorii sunt puternic dopați, atunci se definesc cvasinivelele Fermi pentru electroni și pentru goluri (E_{F_n} și respectiv E_{F_p}), iar relațiile (4.7) - (4.9) vor fi modificate în consecință. Cu aceste modificări se calculează rata netă a emisie stimulate cu relațiile (4.8') și (4.9):

$$g_{stim,n}(V) = g_{stim}(V) - g_a(V) = N_f(V) \int_{\vec{k}_1} \int_{\vec{k}_2} \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{21}|^2 N_c(\vec{k}_2) N_v(\vec{k}_1) \cdot [f_n(\vec{k}_2) + f_p(\vec{k}_1) - 1] \cdot \delta[E(k_2) - E(k_1) - \hbar\omega] d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \quad (4.10)$$

unde s-a folosit proprietatea funcției delta $\delta(-x) = \delta(x)$.

Calculând separat:

$$\left[f_n(k_2) + f_p(k_1) - 1 \right] = f_n(k_2) f_p(k_1) \left[1 - \exp\left(\frac{h\nu - \Delta\varepsilon_F}{k_B T} \right) \right]$$

unde $\Delta\varepsilon_F = \varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp}$ și înlocuind în (4.10) se obține pentru rata netă a emisiei stimulate:

$$g_{stim,n} = g_n(\nu) \left[1 - \exp\left(\frac{h\nu - \Delta\varepsilon_F}{k_B T} \right) \right]. \quad (4.11)$$

4.3 Inversia de populație. Condiția Bernard-Duraffourg.

Definind coeficientul de absorbție prin raportul dintre numărul net de cuante emise stimulat și fluxul incident de fotoni (numărul de cuante de aceeași energie incidente pe unitatea de suprafață în unitatea de timp), se poate scrie:

$$2\alpha = -\frac{g_{stim,n}}{\phi_f}, \quad (4.12)$$

unde semnul minus arată că $g_{stim,n}$ este pozitiv când se emite radiație și negativ când se absoarbe radiație. Așadar există posibilitatea de a avea un coeficient de absorbție negativ, lucru ce se întâmplă atunci când numărul de fotoni emiși prin tranzițiile stimulate este superior numărului de fotoni absorbiți prin tranziții tip excitație. Acest lucru reprezintă ceea ce în fizica laserilor se numește *inversie de populație*. Se poate concluziona că, inversia de populație se traduce prin: $2\alpha \leq 0$, adică $g_{stim,n} \geq 0$, ceea ce înseamnă:

$$\Delta\varepsilon_F \geq h\nu, \quad (4.13)$$

conform relației (4.11).

Este cunoscut faptul că o tranziție bandă - bandă presupune o energie a cuantei radiației, $h\nu$, mai mare decât banda interzisă a semiconductorului, E_g . Coroborând această condiție de prag cu relația (4.13), rezultă *condiția Bernard - Duraffourg*:

$$\Delta E_F \geq E_g, \quad (4.14)$$

care impune semiconductori puternic degenerați, cu cvasinivelele Fermi plasate în banda de conducție - semiconductorii de tip n, și respectiv banda de valență - semiconductorii de tip p, pentru realizarea laserilor cu semiconductori.

Trebuie menționat faptul că pentru semiconductorii cu tranziții indirecte, relația (4.14) se modifică, ținând seama de energia fononului, după cum urmează:

$$\Delta E_F \geq E_g - E_{fon}. \quad (4.14)$$

Inversia de populație în laserii cu semiconductori se obține prin patru procedee:

- bombardament cu fascicul de electroni;
- pompaj optic cu ajutorul unei radiații monocromatice;
- excitație în câmp electric puternic;
- aplicarea unei tensiuni directe joncțiunii semiconductoare p-n.

4.4 Dioda laser cu injecție

4.4a Dioda laser. Principiu de funcționare

Așa cum s-a arătat în paragraful precedent, realizarea inversiei de populație presupune folosirea semiconductorilor degenerați. În figura 4.3 este prezentată diagrama de benzi a unei astfel de joncțiunii

p - n. Electronii din semiconductorul de tip n și golurile din semiconductorul de tip p vor difuza în semiconductorii opuși, acolo unde ei sunt purtători minoritari, creindu-se în acest fel zona de sarcină spațială cu un câmp intern. La echilibru termodinamic, nivelele Fermi în ambele părți ale joncțiunii coincid. După cum se observă și din figura 4.3a în semiconductorul de tip n, nivelul Fermi se găsește la distanța energetică ζ_n față de marginea inferioară a benzii de conducție. Similar, în semiconductorul de tip p, nivelul Fermi se găsește la ζ_p față de marginea superioară a benzii de valență. La echilibru termodinamic, câmpul static ce se crează în urma difuziei purtătorilor majoritari în semiconductorul unde ei sunt minoritari, conduce la ridicarea energetică a nivelului Fermi din zona p până la nivelul celui din zona n. În felul acesta apare o barieră de potențial a cărei mărime este dictată de lucrul de extracție al electronului din cei doi semiconductori. Aplicând o tensiune directă, U, pe joncțiune, bariera de potențial se micșorează cu cantitatea qU, mărime ce se regăsește și ca diferență între noile poziții ale nivelelor Fermi (cvasinivele Fermi deoarece suntem în condiții de injecție de sarcină). Trecerea purtătorilor majoritari dintr-o parte în alta a joncțiunii duce la formarea unei regiuni cu concentrație ridicată de purtători, numită *regiune activă*.

Dimensiunea ei corespunde lungimii de difuzie a electronilor în regiunea de tip p, adică:

$$2d = \sqrt{D\tau} \quad (4.15)$$

unde D este coeficientul de difuzie al electronilor în semiconductorul de tip p, iar τ este durata medie de viață a purtătorilor în exces.

Deoarece mobilitatea electronilor și constanta lor de difuzie în regiunea de tip p sunt mai mari decât mărimile similare corespunzătoare golurilor în semiconductorul de tip n, regiunea activă se localizează aproape în întregime în zona p a joncțiunii (Fig 3.4b). De asemenea, doparea semiconductorului de tip p mai puțin decât semiconductorul de tip n, este un alt motiv pentru care regiunea activă se află localizată în partea p a joncțiunii. Menționăm că lungimea de difuzie a electronilor în GaAs puternic dopat este de 1-3 μm .

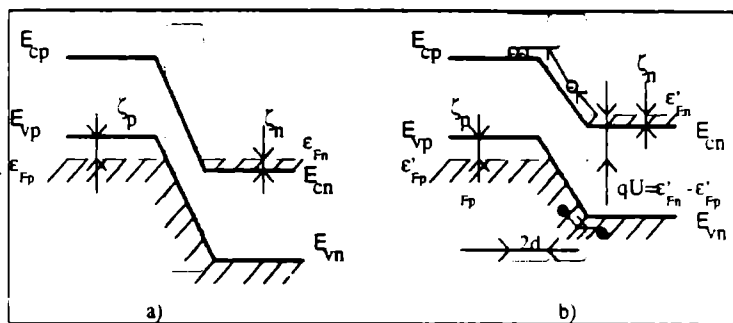


Fig. 4.3 Jonctiunea p-n a doi semiconductori puternic dopați: a) nepolarizată, b) polarizată direct.

Realizarea emisiei laser cu injecția de purtători, presupune aplicarea unei tensiuni astfel încât condiția Bernard-Duraffourg să fie respectată:

$$eU = \Delta\epsilon'_F > \Delta E_r \quad (4.16)$$

Atunci când este îndeplinită această condiție, un număr foarte mare de electroni și goli traversează jonctiunea, și ca urmare curentul crește foarte mult. Dacă tensiunea crește și mai mult, se obține condiția de prag necesară realizării inversiei de populație. În această situație curentul poate crește 7 ordine de mărime față de situația în care condiția (4.16) nu este respectată.

Concentrația mare de purtători de sarcină de ambele tipuri din regiunea activă, este favorabilă recombinărilor radiative. În cazul semiconductoarelor cu structură de benzi directe, radiația obținută în urma recombinării radiative poate interacționa cu electroni din banda de valență și poate fi absorbită. Aceeași radiație poate interacționa cu electroni din banda de conducție stimulând procesele de recombinare, obținându-se astfel noi fotoni de aceeași energie. Dacă concentrația purtătorilor injectați este destul de mare (relația 4.16), emisia stimulată devine mai mare decât absorbția, ceea ce înseamnă,

în zona activă, existența unei emisii stimulate nete pozitive (câștig în radiație luminoasă).

4.4b Rezonatorul optic

Orice laser are în componența sa un rezonator optic al cărui rol în obținerea radiației laser este esențial. Aici radiația optică este amplificată. Putem imagina rezonatorul optic ca fiind o cutie paralelipipedică cu pereții reflectători astfel încât radiația emisă este reflectată în cavitate unde participă la stimularea emisiei de noi fotoni prin interacția cu electronii din banda de conducție. În cazul particular al laserului cu semiconductori cu injecție de purtători, rezonatorul optic este realizat prin clivarea a două fețe perpendiculare pe joncțiune, indicele de refracție mare în comparație cu cel al aerului, asigurând o reflexie suficientă. Ca dimensiuni geometrice, rezonatorul la o dioda laser este de lungime 0.1-0.5mm iar grosimea, așa cum am arătat mai sus, egală cu lățimea zonei active.

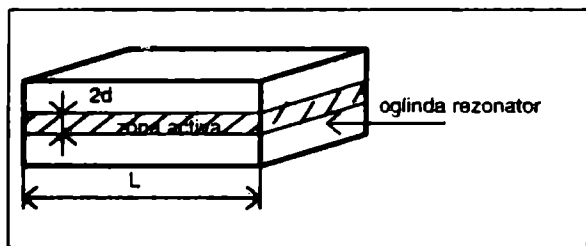


Fig 4.4 Rezonatorul optic la o dioda laser

Să presupunem că este realizată condiția de inversie de populație și apare o radiație cu intensitatea I_0 . Fie R_1 și R_2 coeficienții de reflexie ai celor doi pereți -oglină ai rezonatorului și să notăm $2\alpha_i$ *coeficientul de pierderi interne*, pierderi datorate absorbției în semiconductor. După prima reflexie pe oglinda cu coeficientul R_1 , intensitatea radiației va fi:

$$I_1 = I_0 R_1 \exp[2L(\alpha - \alpha_i)] ,$$

iar după a doua reflexie ce are loc pe oglinda cu coeficientul de reflexie R_2 :

$$I_2 = I_0 R_1 R_2 \exp[4L(\alpha - \alpha_i)] ,$$

unde 2α este coeficientul negativ de absorbție ce caracterizează amplificarea. Este ușor de intuit că radiația se autoîntreține dacă raportul I_2/I_0 este cel puțin unitar. În aceste condiții se obține următoarea relație:

$$k = 2\alpha \geq 2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) . \quad (4.17)$$

Egalitatea în relația de mai sus nu înseamnă altceva decât condiția de prag:

$$k_p = 2\alpha_p = 2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) , \quad (4.17')$$

mărimea k_p fiind cunoscută în literatura de specialitate sub numele de *câștig* sau *constantă de amplificare* a cavității rezonatorului.

O dioda laser cu GaAs cu indice de refracție $n=3,5$ are coeficienții de reflexie $R_1 = R_2 = 0,31$, calculați cu formula Fresnel. Neglijând coeficientul de pierderi interne, pentru un rezonator cu lungimea de 0,5mm se obține un câștig $k_p = 23,4 \text{ cm}^{-1}$.

4.4c Condiția de prag în funcționarea diodei laser

Când dioda laser este polarizată direct, ea nu începe să emită imediat. În primul rând, la curenți mici emisia este în general spontană și ca urmare radiația obținută este incoerentă având o distribuție spectrală ce se întinde pe câteva sute de angströmi. Crescând valoarea tensiunii aplicate, deci și curentul prin joncțiune,

se realizează inversia de populație în zona joncțiunii și unii dintre fotonii emiși spontan ajung să traverseze planul joncțiunii sub un astfel de unghi încât sunt reflectați de oglinzile cavității rezonante. Numai aceștia sunt fotonii care, interacționând cu electronii din banda de conducție, se pot dubla prin stimularea recombinărilor radiative. Pe măsură ce emisia stimulată crește, densitatea fotonilor emiși stimulat crește, ceea ce duce la o mărire accentuată a emisiei stimulate. Trecerea de la emisia spontană la emisia stimulată (de tip laser) este o trecere abruptă și corespunde **curentului de prag** (vezi figura 4.5). Pentru această valoare a curentului injectat în diodă numărul de fotoni emiși în mod stimulat pe secundă este egal cu numărul fotonilor pierduți pe secundă prin procese de împrăștiere, absorbție sau cei ieșiți din diodă.

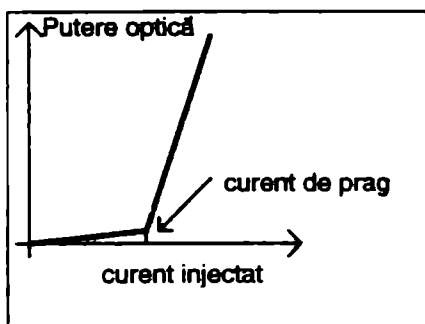


Fig.4.5 Caracteristica putere optică emisă funcție de curentul injectat la o diodă laser.

Considerând o joncțiune p-n ce lucrează în regim de diodă laser, distribuția spațială a densității fotonilor în planul perpendicular pe planul joncțiunii arată ca în figura 4.6. Radiația emisă în dimensiunea cavității rezonante definite în paragraful 4.5 se extinde și în regiunile active adiacente datorită difracției. Astfel se poate considera că suprafața emisivă are o dimensiune $2D$ mai mare decât grosimea stratului activ $2d$. Numai o fracție d/D din numărul fotonilor existenți la un moment dat va rămâne în regiunea activă pentru a genera noi fotoni prin emisie stimulată (la GaAs acest raport este de 0.1). În aceste condiții câștigul k definit prin relația (4.17) trebuie multiplicat cu raportul d/D adică:

$$k \frac{d}{D} = 2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) . \quad (4.18)$$

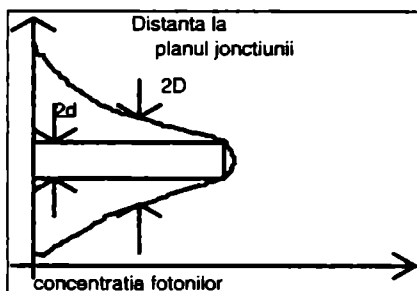


Fig. 4.6 Distribuția concentrației fotonilor în plan transversal pe jonctiune

Pe de altă parte, constanta de amplificare k este legată de densitatea curentului injectat prin relația Lasher /4.3/:

$$k = \frac{\eta_i \lambda_o^2 J}{8\pi e n^2 d \Delta\nu} , \quad (4.19)$$

unde η_i este eficiența cuantică internă, λ_o - lungimea de undă emisă dar în vid, n - indicele de refracție la λ_o , $\Delta\nu$ este lățimea liniei emisă spontan. Înlocuind (4.19) în relația (4.18) se poate obține valoarea curentului de prag:

$$J_p = \frac{8\pi e n^2 \Delta\nu D}{\eta_i \lambda_o^2} \left(2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) , \quad (4.20)$$

sau încă $J_p = \gamma k_p$ unde γ se mai numește și *coeficient de câștig*.
Punând relația (4.20) sub forma:

$$J_p = \gamma \left(2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right),$$

și reprezentând grafic $J_p = f(1/2L)$ se pot determina atât coeficientul de pierderi în interior, $2\alpha_i$, cât și coeficientul de câștig, γ , din pantă și ordonata la origine.

Dependența de temperatură a curentului de prag este prezentată în figura 4.7 după /4.4/:

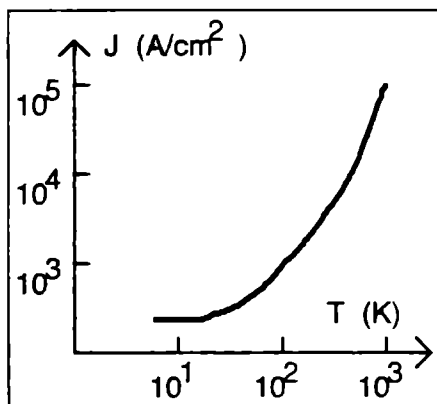


Fig. 4.7 Dependența de temperatură a curentului de prag (după /4.4/)

Pentru diodele laser GaAs, la temperaturi mai mari de 30K, densitatea curentului de prag variază cu T^α unde α este cuprins între 2,5 și 3.

4.4d Moduri în cavitatea rezonantă

Zona de sarcină spațială specifică joncțiunii poate fi privită ca un ghid de undă, indicele său de refracție fiind mai mare decât al

zonelor adiacente. Această regiune împreună cu zona activă a joncțiunii laser formează un rezonator de tip Fabri-Perot în care se pot propaga diverse configurații de câmp electromagnetic (moduri), care pot fi *longitudinale*, notate $(m,0,0)$ și *transversale*, notate (m,q,l) .

Undele staționare longitudinale conțin un număr întreg de semilungimi de undă ale radiației în material. Dacă $2L$ este lungimea cavității rezonatorului, condiția de mai sus presupune:

$$2L = \frac{\lambda}{2n} m \quad ,$$

unde m este un număr întreg ce definește modul.

Un astfel de calcul este foarte important de făcut deoarece se poate estima diferența de frecvență dintre două moduri adiacente. Pentru situația în care dispersia indicelui de refracție este neglijată, se obține imediat:

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2nL} \quad ,$$

unde c este viteza luminii în vid, iar n este indicele de refracție al ghidului. Aproximația de mai sus este destul de dură, motiv pentru care, dacă se consideră:

$$n' = n + \Delta\lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad ,$$

se obține:

$$\Delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{2nL}{m} - \frac{2n'L}{m+1} \cong \frac{\lambda^2}{2nL \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)} \quad (4.21)$$

Ca valoare estimată pentru relația (4.21), în cazul diodei laser GaAs între două moduri axiale adiacente există o diferență în lungimea de undă de aproximativ 3Å. Un spectru tipic pentru modurile unei diode laser este prezentat în figura 4.8. Pot fi câteva moduri longitudinale cu

lungimile de undă în zona maximului emisiei spontane. Pentru a obține un laser monomod trebuie modificată structura astfel încât să se suprimă toate celelalte moduri, mai puțin cel dorit. În calculul de mai sus nu s-a ținut seama de efectul temperaturii asupra frecvenței modurilor. *Influențează temperatura de lucru a diodei laser caracteristicile radiației emise?*

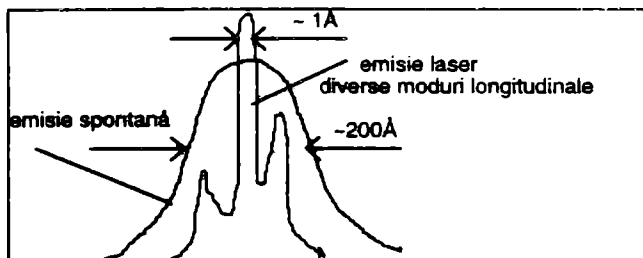


Fig 4.8 Emisia spontană și emisia laser cu moduri adiacente modului principal

Diferențiind relația (4.21) se observă că o proiectare riguroasă trebuie să țină seama de variația cu temperatura a lungimii de undă specifică unui mod longitudinal emis:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda}{n} \left[1 - \frac{\lambda}{n} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{T=CT} \right]^{-1}$$

Modurile transversale ce apar sunt descrise de teoria ghidurilor de undă planare. Pentru simplitate vom transcrie aici relațiile din paragraful 2.3 pentru o undă în modul transversal electric într-un ghid planar cu indice de refracție tip treaptă, grosimea ghidului fiind $2d$:

- pentru zona activă:

$$E_y = E_o \cos(k_f x + \Phi) \exp[i(\omega t - \beta_z z)] \quad -d < x < d$$

- pentru mediile adiacente:

$$E_y = E_o \exp(i\alpha_s x) \exp[i(\omega t - \beta_z z)] \quad x < -d$$

$$E_y = E_o \exp(-i\alpha_m x) \exp[i(\omega t - \beta_z z)] \quad x > d$$

- iar câmpul magnetic este definit de:

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y; \quad H_y = 0; \quad H_z = \frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial z}.$$

Semnificațiile tuturor mărimilor de mai sus sunt cunoscute din capitolul "Ghiduri de undă planare".

4.4e Eficiența diodei laser

Fie P_{gen} puterea optică generată prin emisie stimulată la o trecere a fotonilor pe toată distanța $2L$, cât înseamnă lungimea rezonatorului optic. Dacă în unitatea de lungime se generează o putere dP_{gen} , rezultă că putem scrie:

$$P_{gen} = \int_0^{2L} dP_{gen} = k \frac{2d}{2D} \int_0^{2L} P dz = k \frac{d}{D} \int_0^{2L} P dz. \quad (4.22)$$

Pe de altă parte există pierderile de putere optică, pierderi ce pot fi estimate ținând seama de coeficientul de pierderi interne: $dP_p = 2\alpha_i P dz$. Pe toată lungimea rezonatorului la o trecere a fotonilor se pierde:

$$P_p = \int_0^{2L} dP_p = 2\alpha_i \int_0^{2L} P dz \quad (4.23)$$

Putem defini eficiența diodei laser ca fiind:

$$\eta = \frac{P_{gen} - P_p}{P_{gen}} = \frac{k \frac{d}{D} - 2\alpha_i}{\kappa \frac{d}{D}}$$

sau ținând seama de relația (4.18), se mai poate scrie:

$$\eta = \frac{\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \quad (4.24)$$

Acest parametru - eficiența diodei laser - este util în calcularea puterii optice la ieșirea din diodă. Astfel notând cu b lățimea rezonatorului optic și cu ν frecvența fotonilor, rezultă pentru puterea optică generată în rezonator următoarea expresie:

$$P_{in} = h\nu \frac{J}{e} \eta_i (2L \times b),$$

ceea ce înseamnă o putere optică la ieșire:

$$P_{out} = \eta P_{in} = \frac{\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{2\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} h\nu \frac{J}{e} \eta_i (2L \times b) \quad (4.25)$$

unde η_i este eficiența cuantică internă.

În calculul de mai sus nu s-a ținut seama de efectul rezistenței serie, R_s . Într-o variantă completă, puterea totală la intrare este:

$$P_{tot, in} = h\nu \frac{J}{e} (2L \times b) + [J(2L \times b)]^2 R_s \quad ,$$

relație ce ne permite calculul eficienței totale a diodei laser folosind cunoscuta relație:

$$\eta_{tot} = \frac{P_{out}}{P_{tot, in}}$$

Deoarece eficiența cuantică internă scade cu creșterea temperaturii, iar absorbția fotonilor crește, se poate spune că eficiența diodei laser scade când temperatura crește. Aceleași două efecte duc la creșterea curentului de prag al diodei laser atunci când temperatura crește.

4.4f Diode laser cu heterojoncțiuni

Creșterea eficienței diodei laser se poate face prin diminuarea pierderilor de putere optică și prin reducerea curentului de prag. Ambele efecte se pot obține proiectând structuri tip heterojoncțiune pentru dioda laser. Micșorarea pierderilor de putere optică se poate face atât printr-o confinare mai bună a radiației emise în zona activă cât și prin evitarea absorbției de tip bandă-bandă a fotonilor. Asta înseamnă folosirea unor semiconductori cu banda interzisă mai mare decât semiconductorul ce constituie zona activă. În figura 4.9 este prezentată schematic o structură dublă-heterojoncțiune alcătuită din GaAs și AlGaAs. Semiconductorul GaAs de tip p plasat între cei doi semiconductori de bandă interzisă mai largă, are un indice de refracție mai mare și constituie zona activă a diodei, care în acest caz are și o comportare tip ghid de undă planar. În figură, dimensiunea acestei zone este desenată exagerat de mare. De obicei grosimea stratului p-GaAs este sub un micron ($0.2\mu\text{m}$). Din punctul de vedere al structurii benzilor energetice, cele două heterojoncțiuni ce mărginesc zona activă, n'-p și p-p', constituie bariere pentru difuzarea purtătorilor injectați în GaAs de tip p din semiconductorii ternari. Crește astfel probabilitatea de recombinare radiativă în regiunea activă. De asemenea fotonii de energie egală cu lățimea benzii interzise din semiconductorul p-GaAs care reușesc să ajungă în regiunile AlGaAs nu vor fi absorbiți deoarece banda interzisă a acestor semiconductori este mai mare.

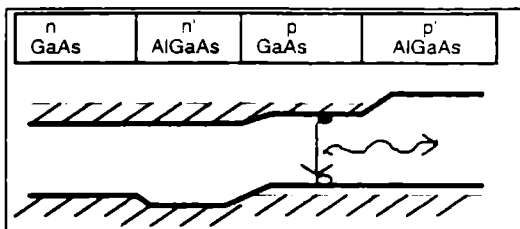


Fig 4.9 Structură diodă laser dublă-heterojuncțiune polarizată direct

Un alt material semiconductor mult utilizat în realizarea diodelor laser este compusul $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$. Alegând valori optime pentru x și pentru y se pot obține interfețe tip joncțiune cu GaAs și respectiv InP de calitate foarte bună, realizându-se o trecere de la rețeaua compusului binar la cea a compusului cvaternar fără defecte (constantele de rețea se pot apropia foarte mult). În figura 4.10 este redată o structură de diodă laser cu GaInAsP crescut pe un substrat de InP. Regiunea activă o constituie joncțiunea GaInAsP/InP, concentrațiile și tipul de dopanți fiind prezentați în figură.

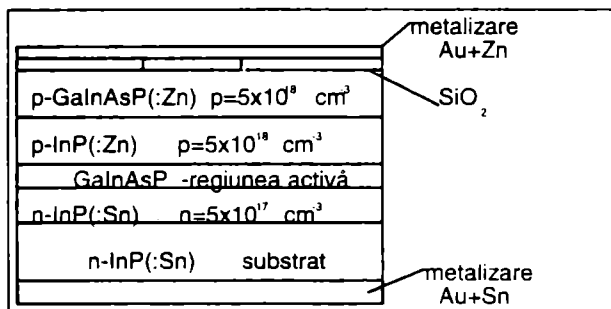


Fig 4.10 Structură de diodă laser cu GaInAsP

4.4g Integrarea structurii diodă laser cu ghidul de undă

Una din problemele specifice integrării dispozitivelor optoelectronice este cuplarea eficientă laser - ghid de undă în vederea utilizării luminii generate. În figura 4.11 este arătată o structură de diodă laser cu GaAs/AlGaAs cuplată cu un ghid de undă realizat tot cu GaAs. Întreaga structură este monocip și presupune proiectarea unui set de maști adecvat tehnologiei. Fără a intra în detalii tehnice și tehnologice, eficiența maximă a fost obținută în /4.5/ folosind o diodă laser cu zona activă GaAs dopată puternic cu siliciu (semiconductor tip p^+), flancată de o parte și de alta de semiconductori AlGaAs de tip n^+ și respectiv p^+ . Placheta care reprezintă și suportul structurii este GaAs tip n^+ , iar structura de diodă este completată în partea superioară, din motive explicate în paragraful anterior, de p^+ -GaAs. Cele două oglinzi ale cavității rezonante sunt realizate printr-o corodare "mesa" a sandwich-ului ce formează dioda laser, urmată de o depunere de 1200Å SiO_2 pentru a realiza un indice de refracție ce să permită o bună reflexie. Ghidul de undă este crescut prin epitaxie din fază de vapori având o grosime de aproximativ 12 μm . Densitatea curentului de prag în funcționarea diodei laser are valoarea 7.5 kA/cm² la temperatura camerei.

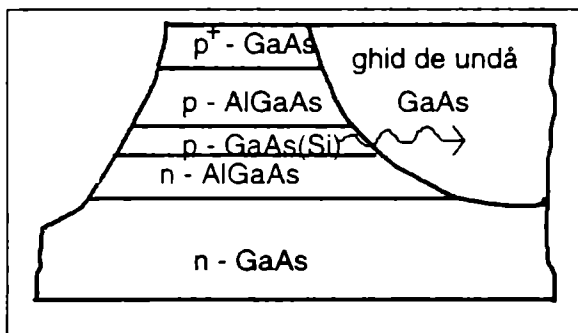


Fig 4.11 Diodă laser integrată cu un ghid de undă planar

4.4h Diode laser cu gropi cuantice

Din studiul mecanicii cuantice se știe că funcția proprie și valoarea proprie specifice ecuației Schrodinger atașată electronului în groapa de potențial infinită sunt descrise de următoarele expresii:

$$\psi_n = \sqrt{\frac{8}{\Omega}} \sin\left(\frac{n_x \pi}{a_x} x\right) \sin\left(\frac{n_y \pi}{a_y} y\right) \sin\left(\frac{n_z \pi}{a_z} z\right) \quad (4.26a)$$

și respectiv

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_x^2}{a_x^2} + \frac{n_y^2}{a_y^2} + \frac{n_z^2}{a_z^2} \right) \quad (4.26b)$$

unde $n^2 = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2$ cuantifică energia electronului iar $\Omega = a_x a_y a_z$ reprezintă "volumul" gropii de potențial tridimensionale.

În structurile de diodă laser cu heterojoncțiune, unde grosimea zonei active este de ordinul zecimii de micron, s-a constatat că valoarea curentului de prag poate fi scăzută foarte mult dacă stratul activ se face mai subțire. În această situație, considerând dimensiunea a_z mult mai mică decât celelalte două dimensiuni, a_x și a_y , din relația (4.26b) rezultă că minimul energie se obține pentru $n_z = 1$. Se poate vorbi, în urma acestui raționament simplu că stările energetice obținute astfel, sunt bidimensionale și depind de n_x și n_y . Se poate arăta că densitatea de stări pe unitatea de interval energetic în spațiul bidimensional nu depinde de energie (în spațiul tridimensional depinde de \sqrt{E} !). În structurile de tip gropi cuantice bidimensionale electronii în banda de conducție și golurile în banda de valență sunt situați, din punct de vedere energetic într-o densitate relativ mare la marginea benzii. Asta implică ușurință în obținerea inversiei de populație în structurile de dioda laser cu gropi cuantice în comparație cu dioda convențională. Funcție de numărul gropilor cuantice vom avea un număr egal de subbenzi de conducție și de

valență, ce vor forma cunoscuta bandă de conducție, respectiv, de valență.

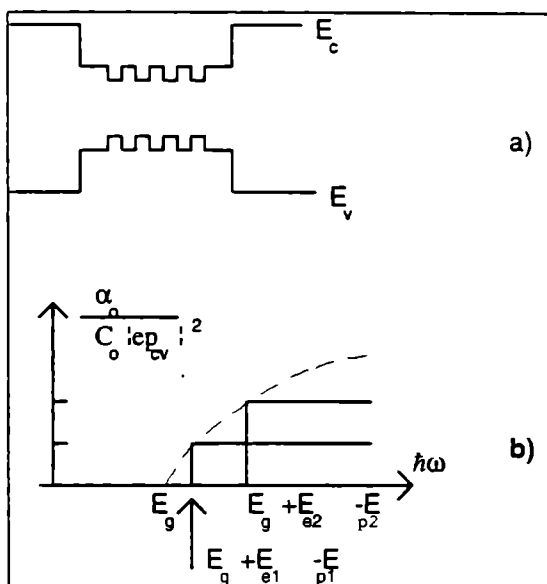


Fig 4.12 Dioda laser cu gropi cuantice: a) structura de benzi energetice, b) spectrul de absorbtie

Pentru a calcula câștigul unei diode laser cu gropi cuantice, să presupunem că golul în subbanda de valență n este descris de energia:

$$E_i = E_{pm} - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_p^*}$$

și de funcția de undă tip Bloch:

$$\psi_i(\vec{r}) = u_v(\vec{r}) \frac{\exp(i\vec{k}_i \cdot \vec{r})}{\sqrt{A}} \varphi_n(z) ,$$

iar electronul în subbanda de conducție m este descris de:

$$E_f = E_g + E_{em} - \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_n^*} \text{ și } \psi_f(\vec{r}) = u_c(\vec{r}) \frac{\exp(i\vec{k}_t \vec{r})}{\sqrt{A}} \varphi_m(z).$$

În relațiile de mai sus, introducerea conceptului de masă efectivă pentru electron și pentru gol permite scrierea vectorului de undă funcție de energie, astfel: $k_t = \sqrt{2m_r E_t} / \hbar$ unde m_r este masa redusă.

Dacă L_z este perioada cu care gropile cuantice sunt construite, volumul unei astfel de perioade este $V = S L_z$, unde S este aria secțiunii transversale. Densitatea de stări în solidul bidimensional poate fi calculată acum, ținând seama de trecerea specifică de la sumă la integrală:

$$\frac{2}{V} \sum_{\vec{k}} 1 = \frac{2S}{V} \int \frac{d\vec{k}_t}{(2\pi)^2} = \frac{1}{\pi L_z} \int_0^{\infty} \frac{2m_r}{\hbar^2} dE_t = \int_0^{\infty} g_{2D} dE_t \quad (4.27)$$

unde $g_{2D} = m_r / \pi \hbar^2 L_z$ este densitatea redusă de stări, independentă de energie.

Se poate evalua spectrul de absorbție:

$$\alpha(\hbar\omega) = C \frac{2}{V} \sum_{k_i} \sum_{k_f} |ep_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) (f_i - f_f), \quad (4.28)$$

unde f_s , cu $s=i,f$ reprezintă funcția de ocupare în banda inițială respectiv finală, iar elementul de matrice al impulsului poate fi scris ca:

$$p_{if} = \langle \psi_f | \vec{p} | \psi_i \rangle \equiv \langle u_c | \vec{p} | u_v \rangle \delta_{k,k_i} I_{pm}^{en} = \bar{p}_{cv} \delta_{k,k_i} I_{pm}^{en},$$

unde am notat $I_{pm}^{en} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n^*(z) \cdot \varphi_m(z) dz$ integrala de suprapunere a funcțiilor de undă ce descriu electronul în banda de conducție și golul în banda de valență.

Înlocuind în relația (4.28) funcțiile și valorile proprii specifice electronului și golului, ținând seama de elementul de matrice al impulsului, și de faptul că sumările după \vec{k}_i și \vec{k}_f se transformă în sumări după (\vec{k}_i, m) și respectiv (\vec{k}_f, n) , se obține:

$$\alpha(\hbar\omega) = C \sum_{n,m} |I_{pm}^{en}|^2 \frac{2}{V} \sum_k |ep_{cv}|^2 \delta [E_{pm}^{en}(k_i) - \hbar\omega] (f_v^m - f_c^n), \quad (4.28')$$

unde am notat:

$$E_{pm}^{en}(k_i) = E_g + E_{en} - E_{pm} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$$

Ținând seama de relația (4.27), (4.28') se mai poate scrie:

$$\alpha(\hbar\omega) = C \sum_{n,m} |I_{pm}^{en}|^2 \int_0^\infty \rho_{2D} |ep_{cv}|^2 \delta [E_{pm}^{en} + E_t - \hbar\omega] (f_v^m - f_c^n) dE_t,$$

dependența de energia E_t fiind explicitată. Această relație este foarte importantă deoarece spune pentru ce frecvențe are loc absorbția ($E_{pm}^{en} + E_t = \hbar\omega$) și definește și marginea absorbției ($\hbar\omega = E_{pm}^{en}$).

Pentru un semiconductor aflat în stare fundamentală, $f_v^m = 1$ și $f_c^n = 0$, se obține:

$$\alpha_0(\hbar\omega) = C \sum_{n,m} |I_{pm}^{en}|^2 \rho_{2D} |ep_{cv}|^2 H(\hbar\omega - E_{pm}^{en}) \quad (4.30)$$

unde $H(x)$ este funcția Heaviside.

Putem considera $I_{pm}^{en} = \delta_{nm}$ deoarece integrala de acoperire între subbanda de conducție n și subbanda de valență m este foarte apropiată de unitate pentru $n=m$ și cade repede către zero pentru restul cazurilor. În aceste condiții:

$$\frac{\alpha_o(\hbar\omega)}{C|ep_{cv}|^2} = \begin{cases} \frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} & \text{dacă } E_{p1}^{e1} < \hbar\omega < E_{p2}^{e2} \\ 2 \frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} & \text{dacă } E_{p2}^{e2} < \hbar\omega < E_{p3}^{e3} \\ 3 \frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} & \text{dacă } E_{p3}^{e3} < \hbar\omega < E_{p4}^{e4} \\ \dots\dots\dots \end{cases}$$

ceea ce grafic înseamnă reprezentarea din figura 4.12b.

Dacă se injectează purtători prin polarizare electrică în vederea obținerii inversiei de populație, trebuie să ținem seama de funcțiile de ocupare, f_v^m și f_c^n , și formal coeficientul de absorbție se poate scrie:

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_o(\hbar\omega) \left[f_v^m(E_t = \hbar\omega - E_{pm}^{em}) - f_c^n(E_t = \hbar\omega - E_{pm}^{em}) \right] \quad (4.31)$$

Conform relației dintre absorbție și emisia stimulată (secțiunea 4.2) putem scrie pentru câștig o expresie asemănătoare:

$$g(\hbar\omega) = \sum_{nm} g_m \left[f_c^n(E_t = \hbar\omega - E_{pm}^{em}) - f_v^m(E_t = \hbar\omega - E_{pm}^{em}) \right] H(\hbar\omega - E_{pm}^{em}) \quad (4.32)$$

unde:

$$f_c^n(E_t) = \frac{1}{1 + \exp \left[\left(E_{cn} + \frac{m_r}{m_n} E_t - \varepsilon_{Fn} \right) / kT \right]}$$

$$f_v^m(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left[\left(E_{pm} - \frac{m_r}{m_p} E_t - \varepsilon_{Fp}\right) / kT\right]},$$

$$\text{iar } g_m = C |ep_{cv}|^2 \left| I_{pm}^{en} \right|^2 \rho_{2D}$$

Din relația (4.32) se observă că există câștig numai dacă $f_c^n > f_v^n$, iar o condiție asemănătoare condiției Bernard-Duraffourg este:

$$E_g + \varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp} > \hbar\omega.$$

Pentru a exprima câștigul funcție de curentul prin dioda laser cu gropi cuantice trebuie calculată concentrația de purtători. Astfel în subbanda n de conducție, concentrația electronilor este imediată:

$$n_n = \frac{2}{V} \sum_k f_c^n = \frac{m_n^*}{\pi \hbar^2 L_z} \int_0^\infty \frac{dE_t}{1 + \exp\left(\frac{E_{cn} + E_t - \varepsilon_{Fn}}{kT}\right)} = \frac{kTm_n^*}{\pi \hbar^2 L_z} \int_0^\infty \frac{dx}{1 + \exp(x)},$$

$$\text{unde } x = \frac{E_{cn} + E_t - \varepsilon_{Fn}}{kT}.$$

Dar $\int_0^\infty \frac{dx}{1 + \exp(x)} = -\ln[1 + \exp(-x)]$, ceea ce înseamnă pentru concentrația de electroni dintr-o subbandă:

$$n_n = \frac{kTm_n^*}{\pi \hbar^2 L_z} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_{Fn} - E_{cn}}{kT}\right) \right].$$

Concentrația totală a electronilor din banda de conducție se poate calcula ușor, sumând peste toate subbenzile n ocupate:

$$n = \sum_n n_n = \sum_n \frac{kTm_n^*}{\pi \hbar^2 L_z} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_{Fn} - E_{cn}}{kT}\right) \right] \quad (4.33a)$$

Asemănător, se poate calcula și concentrația de goluri din banda de valență:

$$p = \sum_m p_m = \sum_m \frac{kT m_p^*}{\pi \hbar^2 L_z} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{pm} - \varepsilon_{Fp}}{kT} \right) \right] \quad (4.33b)$$

Deoarece tranzițiile au un maxim la marginea absorbției, $E_t=0$, vom folosi pentru funcțiile de ocupare expresiile /4.6/: $f_c(E_t=0) \equiv 1 - \exp(-n/n_c)$ și $f_v(E_t=0) \equiv \exp(-p/n_v)$, unde n_c și n_v sunt factorii prelogaritmici din relațiile (4.33a) și (4.33b). Reducând modelul la o singură subbandă, rezultă pentru câștig, următoarea expresie:

$$g = g_m \left[1 - \exp \left(-\frac{n}{n_c} \right) - \exp \left(-\frac{p}{n_v} \right) \right],$$

sau dacă ținem seama că $\frac{n_v}{n_c} = \frac{m_p^*}{m_n^*} = s$ și $p=n$, se mai poate scrie:

$$g = g_m \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{\exp(s)} \right] \exp \left(-\frac{n}{n_c} \right) \right\} \quad (4.34)$$

De multe ori expresiei (4.34) îi este preferată o dependență logaritmică a câștigului funcție de concentrația de electroni:

$$g = g_o \left[1 + \ln \left(\frac{n}{n_o} \right) \right] \quad (4.34')$$

unde parametrii g_o și n_o sunt aleși astfel încât expresia (4.34) să fie descrisă cât mai bine de (4.34').

Pornind de la această dependență logaritmică, în /4.7/ , autorii folosesc o expresie similară pentru dependența câștigului de densitatea de curent J , prin diodă:

$$g(J) = g_o \left[1 + \ln \left(\frac{J}{J_o} \right) \right] . \quad (4.35)$$

Trebuie remarcat că dacă $J \propto n^\beta$, (în unele situații $2 < \beta < 3$), relația (4.35) devine:

$$g(n) = g_o \left[1 + \beta \ln \left(\frac{n}{n_o} \right) \right]$$

și este diferită de relația (4.34')

Curentul de prag al diodei laser cu gropi cuantice se poate calcula dacă se cunoaște densitatea curentului de prag. Funcție de densitatea de curent injectat în diodă, J_w , și numărul de gropi cuantice, n_w , aceasta este:

$$J_p = \frac{n_w}{\eta} J_w ,$$

unde am notat η eficiența cuantică internă a curentului injectat:
Cum în aproximația unei singure gropi cuantice:

$$J_w = J_o \exp \left(\frac{g}{g_o} - 1 \right) ,$$

iar condiția de emisie laser este asigurată dacă:

$$g\Gamma = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)$$

unde Γ este factorul de confinare optică pe groapa cuantică, L este lungimea gropii, iar R_1 și R_2 sunt coeficienții de reflexie la cele două fațete ce delimitează rezonatorul optic, rezultă pentru densitatea curentului de prag:

$$J_p = \frac{J_o}{\eta} \exp \left\{ \frac{1}{g_o \Gamma} \left[1 + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) - 1 \right] \right\} \quad (4.36)$$

Această relație este folosită în proiectare, deoarece leagă parametri geometrici de parametri de material și de cei funcționali.

4.5 Diode electroluminiscente (LED)

4.5a Noțiuni generale

Favorizarea proceselor de emisie a radiației electromagnetice în joncțiuni semiconductoare este obținută prin crearea unor stări de neechilibru în care concentrația purtătorilor minoritari să devină mult mai mare decât valoarea lor la echilibru. Injecția purtătorilor de sarcină prin polarizarea directă a unei joncțiuni p-n duce la obținerea stărilor de neechilibru și în consecință la convertirea energiei electrice în energie optică prin recombinările radiative.

Reducerea barierei de potențial pentru purtătorii minoritari, în structurile de diodă electroluminiscentă (LED) se obține tehnologic prin folosirea semiconductorilor degenerați în proiectarea și realizarea structurii. Evident poate fi numai unul sau pot fi ambii semiconductori degenerați. În figura 4.13 este prezentată schematic diagrama de benzi în cazul unei structuri tip homojoncțiune cu semiconductorul de tip n degenerat.

Un alt avantaj al utilizării semiconductorilor degenerați în realizarea joncțiunilor electroluminiscente îl constituie efectul Burstein -Moss, adică deplasarea pragului absorbției fundamentale la energii mai mari decât lățimea benzii interzise, evitându-se astfel absorbția fotonului produs în tranziții bandă - bandă.

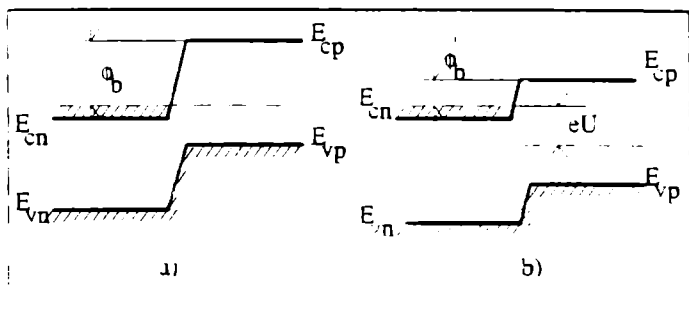


Fig 4.13 Schiță a structurii de benzi la o diodă LED cu semiconductorul n degenerat: a) structură nepolarizată; b) polarizată direct.

Purtătorii injectați în joncțiunea p-n vor participa la două mecanisme de recombinare concurente:

- recombinare radiativă cu emisie de fotoni;
- recombinare neradiativă cu emisie de fononi.

Trebuie specificat că recombinarea radiativă este de ordinul procentelor în această competiție, mecanismele dominante fiind:

- recombinare bandă-bandă (fotonii obținuți au energia apropiată de valoarea lățimii benzii interzise);
- recombinare excitonică;
- recombinare pe nivele de impurități (fotonii emiși au energia mai mică decât lățimii benzii interzise).

În procesul de recombinare vor participa purtătorii minoritari injectați în regiunea de sarcină spațială precum și cei injectați la cel mult o *lungime de difuzie* de această zonă. Între acești purtători minoritari și impuritățile semiconductorului au loc interacții electrostatice ce pot fi descrise cu potențialul coulombian ecranat:

$$V(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon r} \exp\left(-\frac{r}{a_D}\right) \quad (4.37)$$

unde r este distanța dintre cei doi parteneri la interacție, iar a_D este raza Debye. Existența acestei interacții conduce la îngustarea benzii interzise prin apariția așa numitelor *cozi ale benzilor permise*. La un nivel de dopare ridicat, necesar asigurării degenerării semiconductorului, nivelul donor sau acceptor se va transforma într-o bandă îngustă plasată simetric față de poziția uni-nivel dictată de valoarea energetică corespunzătoare dopantului. Dacă, spre exemplu nivelul donor, este situat aproape de marginea inferioară a benzii de conducție, în urma extinderii sale într-o bandă de nivele, el poate acoperi parțial partea inferioară a benzii de conducție, rezultând în acest fel o modificare a configurației benzii datorată câmpurilor locale din jurul ionilor. În această situație marginea benzii va fi "netezită" prin coada benzii de conducție. Figura 4.14 prezintă într-un mod sugestiv această modificare a marginilor benzilor permise, și deci a lățimii benzii interzise, iar în figura 4.15 este arătată o diagramă de benzi în care se ține seama de stările ce formează cozile de benzi. Un mecanism de recombinare ce explică emisia radiativă este următorul: electronul trece prin tunelare din banda de conducție a semiconductorului de tip n pe stările din coada benzii de conducție a semiconductorului de tip p, fenomen urmat de recombinarea radiativă cu un gol din banda de valență a semiconductorului p. Aproximând distribuția stărilor energetice din coada benzii permise cu o exponențială, Bonch - Burevich în /4.8/ stabilesc o relație între intensitatea I a radiației de frecvență ν emisă și lățimea cozii E_0 :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{h\nu}{E_0}\right) \quad (4.38)$$

unde E_0 nu depinde de tensiunea aplicată și de temperatură.

Tensiunea aplicată joncțiunii va influența maximul intensității radiației emise. Astfel, după /4.6/, frecvența radiației emise depinde de tensiunea aplicată pe structură și de lățimea cozii prin relația:

$$h\nu = eU - kT \ln \left(\frac{E_g}{kT} - 1 \right). \quad (4.39)$$

unde k este constanta Boltzmann.

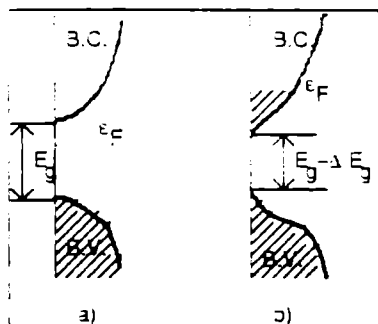


Fig. 4.14 Îngustarea benzii interzise datorită dopării puternice la un semiconductor tip n: a) slab dopat; b) puternic dopat

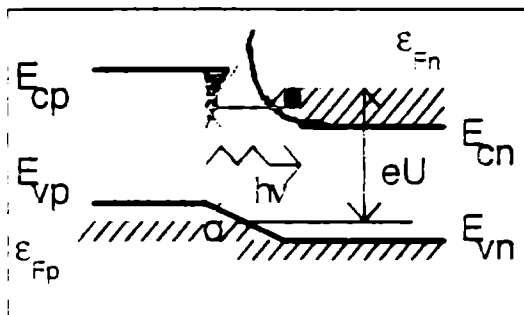


Fig. 4.15 Participarea stărilor din cozile benzilor permise la emisia radiativă

Specifică joncțiunilor cu semiconductori degenerați polarizate direct, cu tensiuni mari, este îngustarea zonei de sarcină

spațială. Atunci când aceasta ajunge la dimensiuni de ordinul zecilor de nanometri, cu o probabilitate ridicată are loc tunelarea purtătorilor de sarcină, urmată de recombinarea radiativă. Acest proces este cunoscut în literatura de specialitate ca fiind *tunelarea diagonală cu emisie de fotoni*.

Aceste două fenomene: tunelarea pe stările din cozile benzilor permise și tunelarea diagonală, sunt folosite în proiectarea structurilor de diode electroluminiscente.

4.5b Eficiența diodei electroluminiscente

După cum este lesne de înțeles nu toți purtătorii injectați vor recombină, și nu toți cei ce vor recombină vor participa la un mecanism radiativ. Se definește astfel o *eficiență cuantică internă*, η_i prin raportul dintre numărul purtătorilor de sarcină ce contribuie la emisia fonică și numărul total al purtătorilor injectați. Dar nu toți fotonii generați reușesc să se propage la exterior pentru a fi folosiți în circuitele optice și optoelectronice. Se impune definirea unei *eficiențe optice*, η_o , care arată cât din numărul de fotoni rezultați din procesul de recombinare vor fi extrași în afara volumului diodei. Așadar, dacă definim o *eficiență cuantică externă*, η_{ext} prin raportul număr de fotoni extrași către număr de purtători injectați la contacte, se poate scrie:

$$\eta_{ext} = \eta_i \eta_o \quad (4.40)$$

Creșterea eficienței cuantice externe înseamnă o creștere corespunzătoare a eficienței cuantice interne sau a eficienței optice, sau a amândorura. Acest lucru se poate face prin diminuarea cauzelor fizice care afectează în mod negativ aceste mărimi. Astfel creșterea eficienței cuantice interne presupune:

- ajungerea purtătorilor injectați în zona de sarcină spațială sau în zona aflată la o distanță mai mică decât lungimea de difuzie de regiunea sărăcită în purtători;
- doparea cu impurități să fie suficient de puternică pentru a realiza degenerarea, dar să nu afecteze rețeaua cristalină;
- rezistența serie a diodei electroluminiscente să fie cât mai mică.

Eficiența cuantică internă este puternic influențată de curentul direct prin jonctiune și de temperatură. Valorile mari ale acestor parametri fac să scadă eficiența cuantică prin creșterea ponderii recombinărilor neradiative.

Referitor la eficiența optică, fenomenele care conduc la diminuarea radiației extrase sunt de tipul absorbției și/sau reflexiei:

- **autoabsorbția** apare în general în cazul semiconductorilor cu benzi directe unde radiația emisă este imediat pierdută în procesul absorbției fundamentale. În cazul semiconductorilor cu structură de benzi indirecte, absorbția radiației emise este mică, dar și eficiența cuantică internă este mică. Totuși semiconductorul este transparent pentru radiația emisă. Folosindu-se recombinările radiative de tip bandă - nivel de impuritate sau nivel de impuritate - bandă, radiația emisă are o lungime de undă mai mare decât cea corespunzătoare lățimii benzii interzise, și ca urmare, materialul este transparent.

Dacă se folosesc heterojoncțiuni, semiconductorul cu bandă interzisă mai mare va fi transparent pentru radiația emisă în reginea de sarcină spațială;

- **pierderi prin reflexie** apar când radiația iese din materialul semiconductor al diodei în mediul ghid de undă sau aer. Aceste pierderi sunt specifice trecerii radiației printr-o interfață a două medii cu indici de refracție diferiți și sunt descrise de relația Fresnel:

$$\gamma_{fr} = \frac{2}{1 + \frac{n_1}{2n} + \frac{n}{2n}}$$

unde n este indicele de refracție al semiconductorului, iar n_1 este indicele de refracție al mediului în care radiația este colectată. Diminuarea acestor pierderi se face prin acoperirea structurii cu un material dielectric al cărui indice de refracție micșorează reflexia.

Exemplu: dacă $n_1 = 1$ (aer) și $n_s = 3.4$ (GaAs), folosind un strat de SiON cu $n_2 = 1.84$ se obține o valoare minimă a pierderilor prin reflexie de 16%:

- **pierderi prin reflexie totală** sunt generate de situația în care unghiul de incidență al radiației la suprafața ce separă cele două

medii este mai mare decât unghiul critic. În exemplul luat mai sus, cu cele două medii: GaAs și respectiv aerul, unghiul critic este de 17° . Factorul de pierderi prin reflexie totală definit prin relația:

$$\eta_o = \left(\frac{n_1}{n_s} \right)^2.$$

poate fi scăzut folosind un material cu indice de refracție cuprins între n_1 și n_s dispus sub forma unei calote sferice. O rășină epoxidică cu indice de refracție $n=1.5$, în exemplul discutat mai sus, conduce la creșterea unghiului critic la 26° ceea ce are ca efect o creștere a eficienței externe de 2-3 ori.

4.5c Caracteristici de bază ale diodelor electroluminiscente

i) Caracteristica I-V

Fiind vorba de o diodă semiconductoare, caracteristica I -V a LED-ului este cea a unei joncțiuni semiconductoare. Aceasta poate fi exprimată prin modelul celor două exponențiale:

$$I = I_1 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + I_2 \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (4.41)$$

unde primul termen reprezintă curentul datorat difuziei purtătorilor iar a doua componentă este curentul de generare-recombinare din regiunea de sarcină spațială. De cele mai multe ori se preferă exprimarea cu o singură exponențială:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right] \quad (4.32)$$

unde parametrul η este 1 atunci când predomină curentul de difuzie și respectiv 2 când curentul de generare-recombinare este dominant.

Deoarece dioda electroluminiscentă funcționează la polarizarea în direct și la tensiuni mai mari de tensiunea de prag, expresia de mai sus poate fi aproximată foarte bine prin exponentială:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) \quad (4.42')$$

Reprezentarea grafică a caracteristicii I-V pentru o diodă LED este arătată în figura 4.16

1) Caracteristica spectrală

Proprietățile optice ale unei diode LED sunt descrise de caracteristica spectrală și caracteristica de directivitate. Distribuția spectrală a radiației emise constituie caracteristica spectrală și ea pune în evidență lungimea de undă corespunzătoare intensității maxime emise. Deoarece intensitatea luminoasă depinde de curentul de injecție prin diodă, menționăm faptul că se impune de fiecare dată specificarea curentului atunci când alegem o diodă LED după caracteristica spectrală. În figura 4.17 este prezentat un exemplu de caracteristică spectrală a unei diode LED.

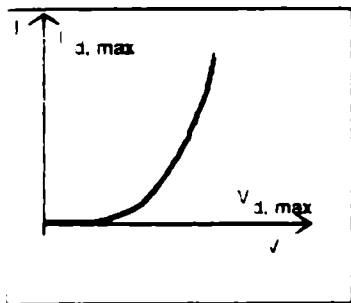


Fig. 4.16 Caracteristica I-V

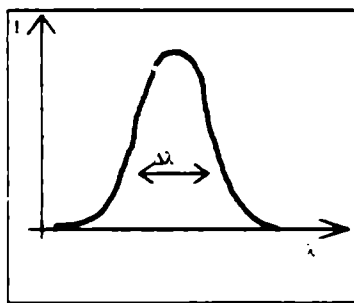


Fig. 4.17 Caracteristica spectrală

iii) Caracteristica de directivitate

Reprezintă variația intensității de emisie funcție de devierea unghiulară de la axa optică. Pentru dispozitivele LED discrete, forma ambazei în care se încapsulează structura are o mare influență asupra acestei caracteristici. În general, în foile de catalog este reprezentată atât în coordonate polare cât și în coordonate carteziene. Figura 4.18 prezintă o astfel de caracteristică în coordonate polare pentru aceeași diodă, încapsulată în trei ambaze de configurații geometrice diferite: a) rectangulară, b) semisferică, c) parabolică. Această caracteristică este deosebit de importantă în proiectarea circuitelor optoelectronice integrate hibride deoarece dă dimensiunea posibilă a abaterii a fasciculului luminos de la axa optică. Se poate constata că cea mai bună directivitate este obținută pentru interfața aer-structură LED de tip parabolic. Ea poate fi realizată utilizând diverse rășini care fac trecerea de la indicele de refracție al semiconductorului la cel al aerului.

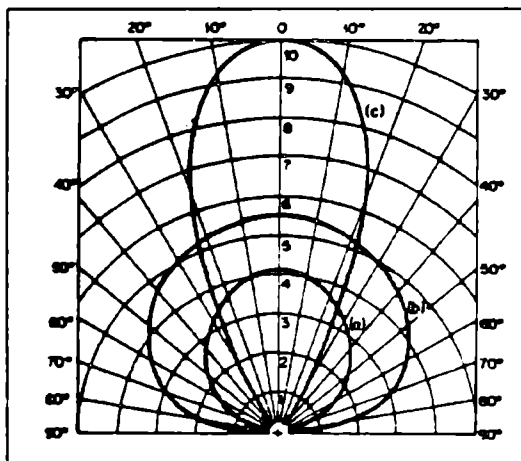


Fig 4.18 Caracteristica de directivitate la o diodă LED pentru diferite tipuri de ambaze

4.5d Structuri de diode electroluminiscente

În paragrafele precedente am văzut că dimensiunea benzii interzise și mecanismul de recombinare radiant predominant determină lungimea de undă a radiației emise. După cum este lesne de înțeles, se pot obtine diode electroluminiscente pentru tot spectrul optic, prin alegerea materialului. În **tabelul 4A** sunt prezentate în mod grupat câteva clase de materiale:

TABELUL 4A

rosu	GaP	$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
galben	$\text{GaAs}_{0.15}\text{P}_{0.85}$		
portocaliu	$\text{GaAs}_{0.35}\text{P}_{0.65}$		
verde	GaP	$\text{Ga}_{0.99}\text{Al}_{0.01}\text{P}$	
albastru	SiC		
infrarosu	GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}$ $\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

În cele ce urmează, dată fiind integrarea structurii de diodă LED în configurația mai complicată a unui circuit optoelectronic, vom prezenta foarte pe scurt câteva structuri pe sistemul $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Prin *creștere epitaxială* se poate realiza structura din figura 4.19. Pe o plachetă de tip p GaAs se crește un strat de $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ tip p de grosime 35-40μm. Dioda p-n este realizată prin creșterea unui strat tip n de grosime 20-25μm din același material dar altă concentrație de aliminiu: $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$. Structura este acoperită cu un strat antireflex pentru a mari eficiența, iar electrozii de contact electric se realizează astfel: anodul presupune o depunere metalică pe spatele plachetei, iar pentru catod se deschid "ferestre" în stratul antireflex. Structura astfel realizată este o heterojoncțiune, stratul de tip n având banda interzisă mai largă. Pentru a pune în evidență tehnologia planară, în fig 4.20 este arătată o structură mixtă realizată prin difuzia impurităților de tip n într-un strat de tip p

creșcut epitaxial. Diodele LED, ca dispozitive discrete, sunt în cea mai mare parte realizate în această tehnologie.

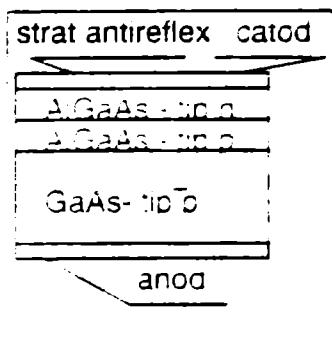


Fig.4.19 LED realizat prin creștere epitaxială

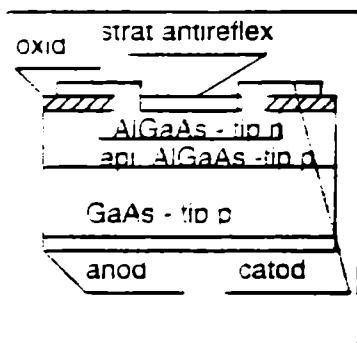


Fig.4.20 Structură LED în tehnologia planară

După cum se poate observa din studiul tabelului 4A, anumite materiale (spre exemplu GaP sau GaAsP) pot fi folosite pentru obținerea emisiilor de diverse lungimi de undă. Dată fiind flexibilitatea tehnologiei planare, s-au imaginat structuri multistrat care să emită concomitent două sau mai multe culori. O astfel de structură este prezentată în figura 4.21 unde semiconductorul GaP este folosit pentru emisia a două culori: roșu și verde. Se poate observa că pe o plachetă de GaP tip n au fost crescute epitaxial trei straturi de GaP dopate diferit, iar al patrulea strat poate fi difuzat sau crescut tot epitaxial. Aceste patru straturi formează două jonctiuni p-n, una pentru emisia în roșu, iar cealaltă pentru emisia în verde. Utilizând corodarea *mesa* se poate ajunge la un strat intermediar al structurii care să constituie electrodul comun. Prin polarizarea uneia sau alteia din jonctiuni se poate obține una din lungimile de undă. Prin polarizarea ambelor jonctiuni se obține un mixaj de culori între roșu și verde, mixaj controlat de raportul curenților prin cele două jonctiuni.

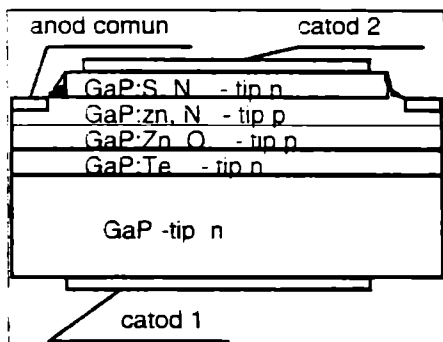


Fig 4.21 Structură LED bicolor

4.5e Structuri integrate cu diode electroluminiscente

Barete LED

Un prim pas spre integrarea structurilor de LED l-a reprezentat obținerea "baretelor de LED" formate din 10 structuri LED încapsulate în aceeași capsulă. Dispozitive de acest gen sunt folosite la afișarea informației sub formă grafică printr-o bandă luminoasă cu lungime variabilă. Aplicații ale acestor "barete": indicatoare pentru un semnal electric, temperatură, nivelul unui lichid într-un recipient, etc... Pentru comanda acestor afișaje cu "barete LED" se folosesc circuite integrate speciale. Funcție de mărimea tensiunii la intrare, aceste circuite comandă deplasarea *punctului luminos* sau lungimea *benzii luminoase*. În figura 4.22 este dată o schemă cu care se poate afla valoarea tensiunii la intrare, aplicată circuitului. O modificare cu 0.5V a tensiunii de la intrare, comandă modificarea afișajului.

Evident, cuplând mai multe barete de acest gen, ele pot fi adresate matricial, obținându-se astfel precizii foarte bune în vizualizarea măsurii. Cu astfel de 10 barete se generează o matrice 10 x 10 conectând la același punct anozii LED-urilor corespunzătoare ca poziție pe baretă.

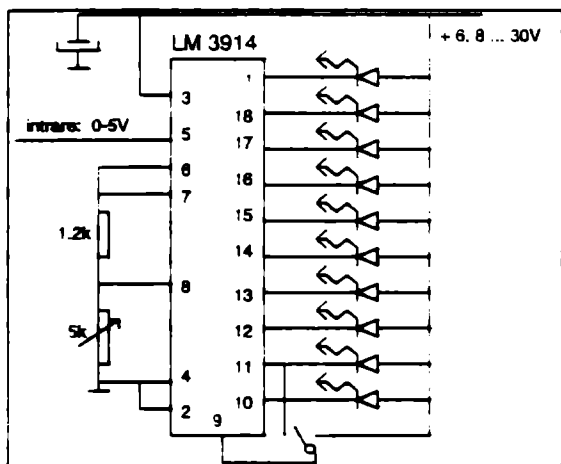


Fig.4.22 Comanda unei barete de diode LED

Afișare cu diode LED

Pentru ca rezultatul prelucrării unei informații într-un sistem informațional să ajungă cât mai repede la operatorul uman, astfel încât să poată lua deciziile următoare, s-au imaginat diferite tehnici de afișare a acestuia. Sunt bine-cunoscute afișoarele cu dispozitive fluorescente, cu tub catodic, cu descărcare în gaze, cu cristale lichide, cu diode LED.

Am văzut în paragraful precedent că se pot afișa "dimensiunile" diferitelor mărimi măsurate cu ajutorul unor barete sau matrici cu LED-uri comandate corespunzător printr-o electronică adecvată. *Afișoarele numerice* sau *alfanumerice* permit citirea directă a

informației. Cele mai simple afișoare de acest tip sunt cele cu 7 segmente (fig.4.23a).

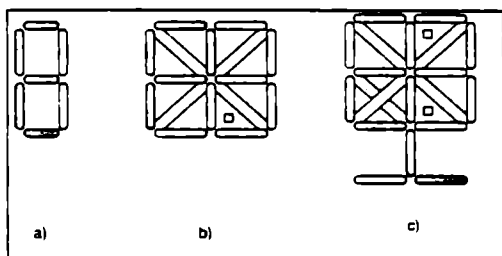


Fig 4.23 Afișoare alfanumerice cu LED: a) 7 segmente; b) 16 segmente; c) 22 segmente

Fiecare segment poate avea unul sau mai multe structuri tip LED. Există multe variante constructive dintre care amintim:

- un singur LED pe fiecare segment. Acesta este plasat la partea inferioară a unei cavități tronconice cu baza mare în sus. Pereții cavității au rol de reflector iar uniformizarea strălucirii întregului segment se realizează cu o rășină epoxidică cu colorant, sau cu un plastic colorat, translucid și texturat, ce se aplică pe peretele frontal al întregii capsule a afișorului;
- două diode LED de formă dreptunghiulară legate în serie, pe fiecare segment;
- 2-4 LED-uri punctiforme pentru fiecare segment ;
- cele șapte segmente sunt formate din șapte diode LED realizate monolitic, mărimea dimensiunii aparente a cifrei sau literei fiind obținută cu ajutorul unei lentile.

Toate variantele constructive prezentate mai sus au un LED punctiform situat la dreapta sau la stânga cifrei, ce servește la afișarea virgulei pentru numerele neîntregi.

Afișoarele 7 segmente sunt în principal realizate pe semiconductori din clasa A_3B_5 . firma Hewlett-Packard realizându-le din GaAsP pe un substrat GaAs. Funcție de modul în care sunt conectate LED-urile în configurația celor 7 segmente, deosebim

afișoare cu anod comun și afișoare cu catod comun. Dispunerea internă a LED-urilor poate fi diversă, funcție de tehnologia aleasă de fabricant. Un model de conectare este prezentat în figura 4.24 pentru un afișor cu catod comun. Fiecare segment necesită timp de 0.16ms un puls de curent de 135mA, consumul de putere pe segment fiind de 105mW. Un consum minim de curent îl au afișoarele monolitice, acestea ajungând până la 1.5 - 2mA/segment.

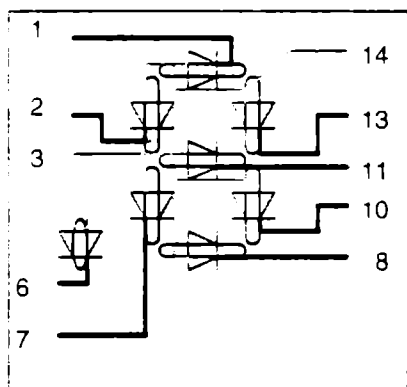


Fig. 4.24 Afișor cu anod comun din clasa MDE 2101

Selectarea catodilor pentru obținerea semnalului la unul din segmente se face cu ajutorul unor circuite integrate numite driver. Intensitatea luminoasă obținută în condiții de alimentare cu tensiune după foaia de catalog este de 180-300 μ cd/segment. Această caracteristică poate fi controlată prin curentul pe fiecare structură de LED a segmentului.

Se pot grupa mai multe structuri de afișoare pe o aceeași capsulă, obținându-se astfel un afișor cu mai mulți digiți. Comanda lor se face cu ajutorul unui circuit driver și a unui multiplexor. Și aici anozii (catodii) de pe aceeași poziție de la fiecare structură sunt legați împreună.

Dacă se dorește și afișarea literelor, atunci pot fi utilizate afișoarele alfanumerice cu 16 segmente - pentru literele mari, sau afișoarele 22 segmente - pentru ambele tipuri de litere (figura 4.23 b. și c.).

O altă modalitate de afișare a literelor și cifrelor este folosind matrici de diode LED punctiforme de tipul 5 x 7. În ultimul timp producătorii de circuite integrate au realizat monocip în tehnologia CMOS circuite ce conțin generatorul de caractere, multiplexorul, driver-ul pentru LED-uri și o mică memorie. Astfel de circuite se numesc **afișoare inteligente**. În figura 4.25 este prezentat un afișor matricial cu trei digiți.

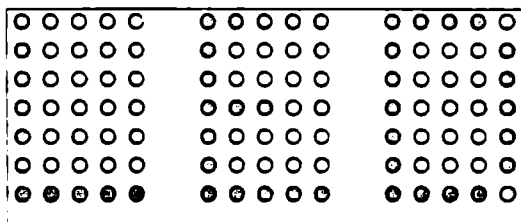


Fig. 4.25 Afișor matricial cu diode LED punctiforme

Referinte bibliografice - capitolul 4

- /4.1/ I. Lica - *Fizica metalelor*, Edit. Științifică și Enciclopedică, București, 1986
- /4.2/ I. Munteanu - *Fizica stării condensate*, Edit. Hyperion, București, 1995.
- /4.3/ R.G. Hunsperger *Integrated Optics: Theory and Technology*, Springer - Verlag, 1985, p.182
- /4.4/ M.H. Pilkuhn and H.J.Puppecht. J. Appl. Phys. **38**, 5, 1967
- /4.5/ C.E. Hurwitz, J.A.Rossi, J.J.Hsieh, C.M.Wolfe: Appl. Phys. Lett.**27**, 241, (1975)
- /4.6/ K.J. Vahala, C.E. Zah - Appl. Phys. Lett., **52**, 1945, (1988)
- /4.7/ J.S. Osinski, K.M. Dzurko, S.G. Hummel, și P.D. Dapkus - Appl. Phys. Lett. **56**, 2487, (1990)
- /4.8/ V.I. Bonch, Burevich , *The electronic theory of heavy doped semiconductors*, Elsevier, 1966

5. DETECTOARE DE RADIAȚIE OPTICĂ

5.1 Noțiuni introductive

Detecția semnalelor emise în domeniul ultraviolet (UV), vizibil și infraroșu (IR) se poate face cu ajutorul sistemelor heterodină și atunci se spune că detecția este *coerentă*, obținându-se informații și asupra frecvenței și fazei semnalului detectat, sau cu ajutorul sistemelor directe (fără heterodinare), detecția numindu-se *necoerentă* - informația obținută fiind numai asupra energiei radiației.

Un detector optoelectronic detectează prezența unei radiații optice și face conversia unei mărimi optice într-o mărime electrică ușor de măsurat. Înainte de a trece la prezentarea fenomenelor fizice care stau la baza funcționării detectoarelor de radiație optică, ne propunem o trecere în revistă a principalilor parametri ai detectoarelor:

- **sensibilitate (S)** - este raportul dintre valoare eficace a semnalului de tensiune sau curent la ieșirea detectorului și valoarea eficace a fluxului radiant incident. Unitatea de măsură este V/W sau A/W, după cum mărimea măsurată la ieșire detectorului este tensiunea electrică sau respectiv, intensitatea curentului electric;
- **sensibilitate spectrală** - reprezintă variația sensibilității detectorului funcție de lungimea de undă a radiației incidente;
- **raportul semnal / zgomot** - este raportul dintre valoarea eficace a semnalului electric și valoarea eficace a zgomotului ce însoțește semnalul respectiv;
- **banda de zgomot (Δf)** - banda de frecvență a unui amplificator "trece bandă" ideal, care furnizează la ieșire același zgomot ca și amplificatorul real ce amplifică semnalul de la detector pentru a-l face măsurabil;
- **puterea echivalentă la zgomot** (noise equivalent power-NEP) - este valoarea eficace a unui flux luminos incident modulat sinusoidal, pentru care valoarea eficace a semnalului la ieșirea detectorului este egală cu valoarea eficace a zgomotului (cu alte cuvinte "pentru care raportul semnal / zgomot este unitar"). De

obicei puterea echivalentă la zgomot variază proporțional cu radical din banda de zgomot și stabilește limita inferioară a capacității de detecție a dispozitivului;

- **detectivitatea** (D) este definită ca inversul puterii echivalente de zgomot:

$$D = \frac{1}{NEP}$$

- **constanta de timp** (τ) arată inerția detectorului și este dată de inversul frecvenței limită. Frecvența limită este frecvența de modulație a unei radiații pentru care răspunsul detectorului scade cu 3dB față de semnalul obținut pentru aceeași radiație nemodulată;
- **unghiul solid al detectorului** este definit ca fiind unghiul solid din care detectorul primește radiația;
- **impedanța** Z reprezintă panta caracteristicii curent-tensiune pentru o anumită tensiune de alimentare;
- **curentul de întuneric** I_d este curentul de la ieșirea fotodetectorului în cazul în care acesta nu este expus unei radiații optice.

Mai există multe alte caracteristici specifice diverselor clase de detectoare, unele dintre ele urmând a fi prezentate la momentul oportun.

Având în vedere că în integrarea monolitică se folosesc mai mult detectoare cu efect fotoelectric intern, în cele ce urmează ne vom referi numai la acestea. Nu trebuie uitate însă, nici detectoarele ce funcționează pe baza efectului fotoelectric extern cum ar fi: fotodiodele cu vid, fotodiodele cu gaz, fotomultiplicatorii, etc.

5.2 Detectoare fotoconductive

5.2a Analiza funcționării unui detector fotoconductiv

Mecanismul fizic important dintr-un fotodetector este absorbția fotonilor care schimbă proprietățile electrice ale unui

sistem: generează un fotocurent în cazul detectoarelor fotoconductive, sau generează fototensiune în cazul unui detector fotovoltaic.

În aproximația timpului de relaxare, conductivitatea electrică a unui semiconductor este, /5.1/:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_n} \langle \tau_n \rangle + \frac{pe^2}{m_p} \langle \tau_p \rangle = ne\mu_n + pe\mu_p, \quad (1)$$

unde n și p reprezintă concentrația de electroni și respectiv de goluri, e este sarcina elementară, m_n și m_p sunt masele efective ale celor două tipuri de purtători, iar μ_n și μ_p sunt mobilitățile lor. Variația numărului de purtători liberi datorită fenomenelor de fotogenerare și recombinare este:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (5.2a)$$

și respectiv,

$$p = p_0 + \Delta p \quad (5.2b)$$

unde au fost notate cu n_0 și p_0 concentrațiile electronilor și respectiv a golorilor, în condiții de întuneric. Considerând că purtătorii fotogenerați au aceeași mobilitate cu cei generați la întuneric, introducând relațiile (5.2) în relația (5.1) se obține:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma \quad (5.3)$$

unde:

$$\sigma_0 = e(n_0 \mu_n + p_0 \mu_p) \quad (5.4a)$$

și:

$$\Delta\sigma = e(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p). \quad (5.4b)$$

Se poate spune așadar că variația conductivității este proporțională cu numărul purtătorilor fotogenerați. Absorbția de tip interbandă a fotonului duce la crearea unei perechi electron - gol, iar transportul acestor purtători fotogenerați depinde de proiectul fotodetectorului. Pentru a deduce relațiile generale ce guvernează funcționarea unui detector fotoconductiv, fie un semiconductor de tip

p. de lungime x și arie $S=yz$, iluminat uniform (figura 5.1). Aplicând o diferență de potențial, U , în lungul semiconductorului, curentul prin semiconductor va fi:

$$I = J \cdot S = (J_n + J_p) \cdot S$$

unde densitatea de curent J are o componentă datorată electronilor, J_n , și o alta datorată golurilor, J_p . Lucrând în domeniul de tensiuni în care legea lui Ohm este valabilă și ținând seama de faptul că există numai curent de drift (iluminarea este uniformă deci nu există gradient de purtători în direcția câmpului aplicat), curentul total prin semiconductor se poate scrie:

$$I = \sigma S \frac{U}{x}. \quad (5.5)$$

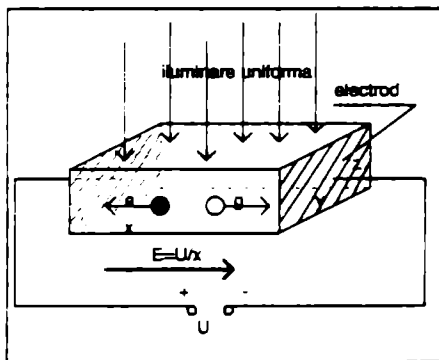


Fig 5.1 Principiul de funcționare al unui detector fotoconductor iluminat uniform și polarizat cu tensiunea U

Definind fotocurentul ca diferența dintre curentul total în condiții de iluminare și curentul de întuneric, și ținând seama de relațiile (5.5), (5.3) și (5.4), rezultă:

$$I_f = I - I_o = \Delta\sigma S \frac{U}{x} \quad (5.6)$$

Se poate spune așadar că pentru o tensiune dată U și un material cunoscut (date geometrice și mobilitatea purtătorilor), fotocurentul este proporțional cu concentrația purtătorilor fotogenerați. Acest din urmă parametru se poate calcula rezolvând ecuația de bilanț a purtătorilor de sarcină în condiții de iluminare. Purătorii sunt creați prin absorbție optică dar se pierd prin recombinare. În aproximația timpului de viață, pentru semiconductorul de tip p rata netă de recombinare este:

$$R^{net} = R - R_o = \gamma(n p - n_o p_o) = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (5.7)$$

unde $R_o = \gamma n_o p_o$ este rata de recombinare în condiții de întuneric, proporțională cu produsul concentrațiilor electronilor și respectiv a gurilor, iar $R = \gamma np$ este rata de recombinare a purtătorilor atunci când semiconductorul este iluminat. Timpul de viață este definit mai sus prin relația:

$$\frac{1}{\tau_n} = \gamma(n_o + p_o + \Delta n). \quad (5.8)$$

Ecuția satisfăcută de concentrația de purtători este:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_o - \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (5.9)$$

unde G_o este rata netă de fotogenerare. Rezolvarea ei se face în cadrul unor aproximații bine definite de condițiile de iluminare.

a) Iluminare constantă: dacă G_o este constant în timp, în condițiile unei iluminări slabe ($\Delta n \ll n_o + p_o$), soluția ecuației (5.9) este:

$$\Delta n = \Delta n_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right],$$

unde valoarea de saturație a concentrației purtătorilor fotogenerați, Δn_0 , este dată de legea fotoconducției:

$$\Delta n_0 = G_0 \tau_n.$$

În aceste condiții, înlocuind relația (5.4b) în (5.6) și ținând seama de faptul că la absorbția de tip bandă - bandă $\Delta n = \Delta p$, se obține pentru valoarea de saturație a fotocurentului:

$$I_f = e(\mu_n + \mu_p) \Delta n S \frac{U}{x} \equiv e\mu_n G_0 \tau_n S \frac{U}{x}, \quad (5.10)$$

unde s-a considerat $\mu_n \gg \mu_p$.

Dacă notăm P_0 ca fiind energia optică a radiației de frecvență ν ce pătrunde în material într-o secundă, rata de generare optică G_0 poate fi scrisă ca:

$$G_0 = \eta \frac{P_0 / h\nu}{xS},$$

unde η este eficiența cuantică, adică fracția de fotoni ce crează perechi electron-gol. Presupunând că un foton absorbit conduce la o pereche electro-gol, fotocurentul generat lângă un electrod este:

$$I_{f1} = e\eta \frac{P_0}{h\nu}, \quad (5.11)$$

iar ceea ce va fi colectat la celălalt electrod depinde de timpul de tranzit al purtătorilor prin spațiul dintre electrozi:

$$t_t = \frac{x}{v_n} = \frac{x^2}{\mu_n U},$$

ceea ce înseamnă în (5.10):

$$I_f = eG_o xS \frac{\tau_n}{t}. \quad (5.12)$$

În expresia de mai sus, produsul $G_o xS$ reprezintă numărul de perechi electron-gol generate pe secundă în întregul semiconductor iar raportul dintre timpul de viață al purtătorului și timpul de tranzit se numește câștigul fotoconducției. Din punct de vedere fizic acest parametru ne spune că fotocurentul va fi mic dacă electronii și golurile fotogenerate recombină înainte de a fi colectate la electrozi. Înlocuind în (5.12) expresia lui G_o și ținând seama de relația (5.11), rezultă:

$$\frac{I_f}{I_{f1}} = \frac{\tau_n}{t}, \quad (5.13)$$

ceea ce reprezintă o altă expresie pentru câștigul detectorului.

Expresii mai complicate se obțin în condițiile unei iluminări intense. Astfel, ecuația diferențială de ordinul întâi (5.9) devine pătratică în concentrația purtătorilor fotogenerați ($\Delta n \gg n_o + p_o$):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = G_o - \gamma \Delta n^2 \quad (5.14)$$

și are soluția:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{G_o}{\gamma}} \operatorname{th}(t\sqrt{G_o \gamma}). \quad (5.15)$$

Pentru un timp suficient de lung, concentrația purtătorilor fotogenerați ajunge la o valoare staționară:

$$\Delta n(t \rightarrow \infty) = \Delta n_{\text{sta}} = \sqrt{\frac{G_o}{\gamma}},$$

care este funcție de rădăcina pătrată a ratei de fotogenerare.

Cum $j_f \propto \Delta\sigma \propto \Delta n_{sm}$ și $G_o \propto \Phi$, rezultă că pentru nivele de iluminare mari, fotocurentul este:

$$I_f \propto G_o^{1/2} . \quad (5.16)$$

Rezultă așadar, ca element definitoriu al fotodetectorilor, caracteristica volt - amperică a dispozitivului la întuneric și în prezența luminii, dar și caracteristica de transfer a detectorului: curentul la ieșirea fotodetectorului funcție de puterea optică de la intrarea în fotodetector. Din cele expuse mai sus se observă o caracteristică volt - amperică liniară, asemenea celei prezentate în figura 5.2, iar referitor la caracteristica de transfer, de obicei se definește *responsivitatea detectorului*:

$$\mathfrak{R}_v = \frac{I_f}{P_o} = e\eta \frac{1}{h\nu} \frac{\tau_n}{t_i} , \quad (5.17)$$

care este o funcție de frecvența radiației incidente.

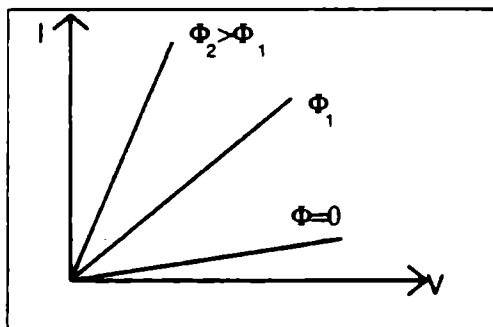


Fig 5.2 Caracteristica volt - amperică a unui detector fotoconductiv în condiții de întuneric și de iluminare cu două fluxuri luminoase diferite

b) *Iuminare variabilă în timp - tip treaptă*: este specifică cazurilor când detectorul este iluminat cu o radiație modulată în amplitudine (variația acesteia fiind tip treaptă). Matematic acest tip de iluminare poate fi descris de:

$$G_o(t) = \begin{cases} G_o & t \leq 0 \\ 0 & t > 0 \end{cases} \quad (5.18)$$

unde pentru $t > 0$ ecuația (5.9) în cazul iluminării slabe devine:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}$$

și are soluția:

$$\Delta n = G_o \tau_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (5.19)$$

Înlocuind relația (5.19) în expresia (5.10), se obține variația în timp a fotocurentului descrisă de:

$$I_f = e \mu_n G_o \tau_n S \frac{U}{x} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (5.20)$$

relație foarte importantă în proiectarea unui sistem de recepție - detecție. Se observă căderea exponențială a fotocurentului în timp și proporționalitatea cu tensiunea de alimentare și cu fluxul luminos incident.

Tot un caz particular de variație a fluxului luminos este și în iluminarea în impulsuri. Folosind funcția δ a lui Dirac, se poate scrie $G_o(t) = g_o \delta(t)$, unde g_o este amplitudinea, ceea ce înseamnă că ecuația (5.9) devine:

$$\frac{\partial \Delta n(t)}{\partial t} = g_o \delta(t) - \frac{\Delta n(t)}{\tau_n}$$

Integrând ecuația de mai sus între $t_1=0_-$ și $t_1=0_+$, se obține :

$$\Delta n(0_+) - \Delta n(0_-) = g_o,$$

Iar pentru $t > 0$ variația purtătorilor fotogenerați este:

$$\Delta n(t) = g_o \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right),$$

ceea ce înseamnă pentru fotocurent o variație asemănătoare relației (5.20).

5.2b. Realizarea practică a detectorilor fotoconductivi

Alegerea materialului fotoconductor este condiționată de spectrul electromagnetic în care este folosit. Astfel, semiconductorii intrinseci sunt folosiți în detecția radiației în domeniul vizibil și a celor din infra-roșu apropiat și mijlociu. Sunt folosite diverse clase de materiale, funcție de banda interzisă: PbS, PbSe, InAs, InSb, Te, HgCdTe, CdS, CdSe, CdTe. Pentru a putea fi detectate radiații cu lungimi de undă mai mari (infra-roșu îndepărtat) se folosesc semiconductori extrinseci, caz în care nivelele acceptoare sau donoare introduse de impurități, permit excitarea cu energii mai mici decât banda interzisă. Cele mai utilizate sunt detectoarele pe bază de siliciu și germaniu dopate cu Au, Sb, Zn, Cu și Cd. În general există tabele sau grafice cu spectrele detectivității diverselor materiale sau structuri fotoconductive. Un astfel de exemplu este prezentat și în figura 5.3 /5.3/.

Stratul fotosensibil se depune pe un suport de sticlă, prin diverse metode: evaporare termică, CVD, sputtering, etc, tehnici specifice straturilor subțiri. Prin evaporare termică în vid se depun

electrozii metalici prin mască ce definește distanța dintre contacte. Structura care rezultă este asemănătoare celei din figura 5.1 adică câmpul electric este perpendicular pe direcția de iradiere. Dar, se poate ca unul din contacte (depus din ITO sau alt material transparent și conductor) să fie sub stratul fotosensibil. Cel de-al doilea electrod se depune din metal pe toată suprafața materialului fotoconductor, rezultând astfel o structură tip sandwich cu câmpul electric orientat pe direcția radiației electromagnetice. Materialul din care se realizează electrozii metalici poate fi: Au, Ag, Pt, sau alt metal care să facă un contact ohmic cu stratul fotosensibil. Având în vedere că suprafețele

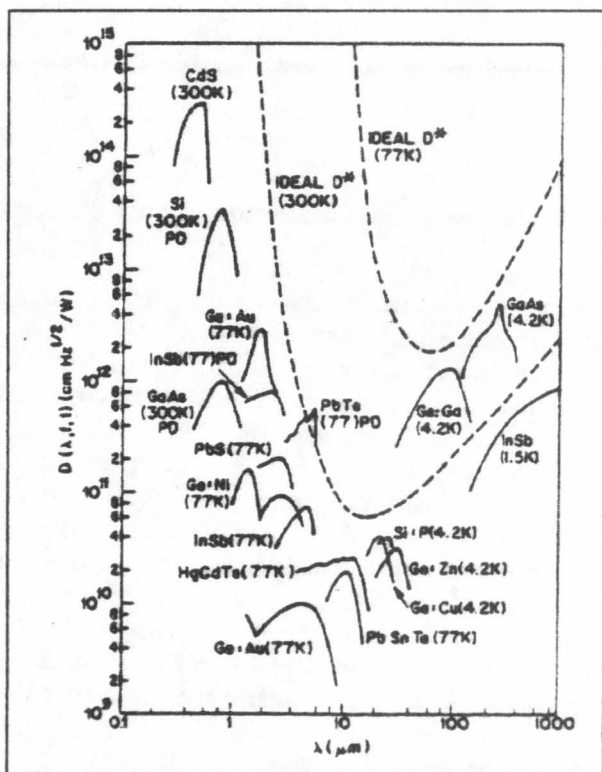


Fig 5.3 Detectivitatea unor elemente fotoconductive (după /5.3/)

fotosensibile pot fi atacate de agenți corozivi externi, ele se acoperă cu un strat dielectric anticoroziv, transparent optic pentru regiunea de lucru a fotodetectorului.

Fluxurile tehnologice pentru cele două clase principale de fotodetectori sunt prezentate în figura 5.4: a) detector fotoconductor cu electrozi coplanari, b) detector fotoconductor tip sandwich.

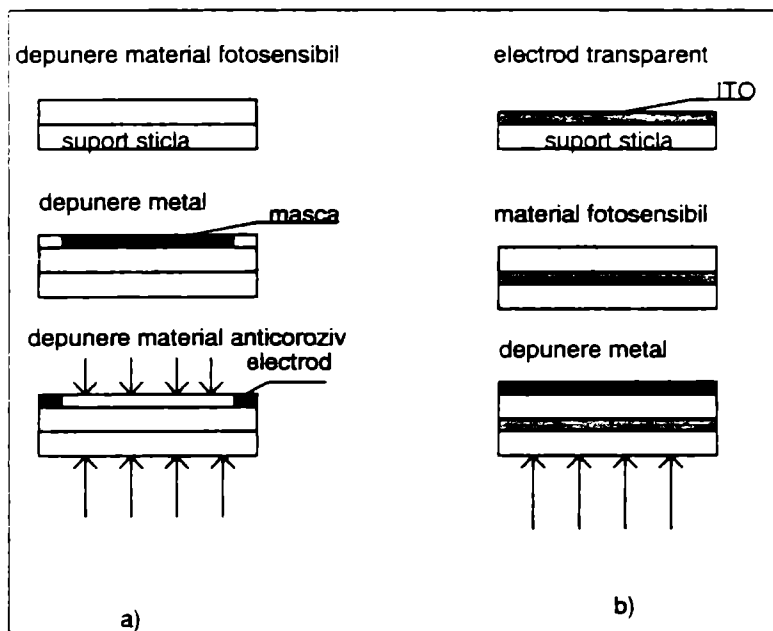


Fig 5.4 Flux tehnologic de realizare a unor structuri de detectori fotoconductivi.

5.3 Fotodetectoare cu joncțiuni. Fotodioda.

Fotodioda constituie o aplicație a fotoconducției în joncțiuni semiconductoare. După cum se va vedea la prezentarea principiului de funcționare, curentul invers prin fotodiodă poate fi controlat de fluxul

luminos ce cade pe joncțiune. Altfel spus, măsurând curentul la polarizare inversă la o joncțiune iluminată, se poate depista prezența luminii și măsura intensitatea ei.

5.3a Joncțiunea p-n ca fotodetector

Este cunoscută apariția zonei de sarcină spațială la o joncțiune metal-semiconductor sau semiconductor-semiconductor și a câmpului intern specific joncțiunii. În figura 5.5 este prezentată schematic o joncțiune tip treaptă între un semiconductor tip p dopat cu N_A acceptori și un semiconductor tip n dopat cu N_D donori. distribuția spațială a sarcinii în modelul unidimensional și distribuția câmpului electric intern.

Funcție de modul cum cade lumina față de direcția câmpului intern deosebim:

- structuri iluminate paralel (direcția luminii este paralelă cu direcția câmpului intern);
- structuri iluminate perpendicular (direcția luminii este paralelă cu planul joncțiunii).

Având în vedere că fenomenele fizice nu diferă foarte mult în cele două cazuri, în cele ce urmează vom prezenta principiul de funcționare al fotodiodei pe o structură iluminată perpendicular pe direcția câmpului intern. Chiar în condițiile unei iluminări uniforme, în cazul joncțiunii vom avea un curent de difuzie datorat gradientului concentrației de purtători dintre cele două zone. Concentrația purtătorilor minoritari în semiconductorul de tip n, $p_n = p_{n0} + \Delta p_n$ este soluția ecuației fundamentale a purtătorilor de sarcină în condiții de neechilibru, în caz unidimensional:

$$\frac{\partial p_n}{\partial x} = G - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (5.21)$$

Semnificația notațiilor folosite în relația (5.21) este cunoscută, mai puțin densitatea de curent $J_p(x) = -eD_p \frac{\partial p_n}{\partial x}$ care reprezintă

numărul de goluri ce difuzează în unitatea de timp prin unitatea de suprafață a joncțiunii. În condiții de staționaritate și considerând iluminare uniformă, ecuația (5.21) devine:

$$D_p \frac{d^2(\Delta p_n)}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} + G = 0 ,$$

sau introducând lungimea de difuzie a golorilor, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, se obține:

$$\frac{d^2(\Delta p_n)}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} + \frac{G\tau_p}{L_p^2} = 0 , \quad (5.22)$$

ecuație ce are ca soluție:

$$\Delta p_n(x) = C_1 \exp\left(-\frac{x-x_n}{L_p}\right) + C_2 \exp\left(\frac{x-x_n}{L_p}\right) + G\tau_p . \quad (5.23)$$

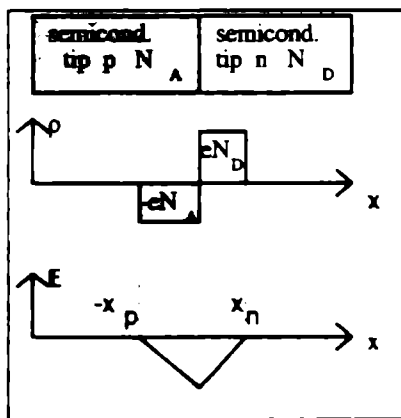


Fig. 5.5 Distribuția densității de sarcină spațială și a câmpului intern într-o joncțiune p-n abruptă

Condițiile la frontieră: $x \rightarrow +\infty$, $\Delta p_n = 0$ și pentru $x=x_0$

$$\Delta p_n = [p_n - p_{no}]_{x=x_0} = p_{no} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \right],$$

conduc la determinarea coeficienților C_1 și C_2 și în mod implicit a soluției:

$$\Delta p_n(x) = \left[p_{no} \left(\exp\frac{eV}{kT} - 1 \right) - GL_p \right] \exp\left(-\frac{x-x_0}{L_p}\right) + G\tau_p. \quad (5.23')$$

Se poate calcula acum densitatea de curent corespunzătoare gurilor:

$$J_p(x) = -eD_p \frac{dp_n}{dx} = e \frac{D_p}{L_p} \left[p_{no} \left(\exp\frac{eV}{kT} - 1 \right) \right] - eGL_p, \quad (5.24)$$

ținându-se seama de faptul că $J_p(x) = J_p(x_0)$.

În mod similar se calculează și densitatea de curent de electroni și se găsește:

$$J_n(x) = eD_n \frac{dn_p}{dx} = e \frac{D_n}{L_n} \left[n_{po} \left(\exp\frac{eV}{kT} - 1 \right) \right] - eGL_n. \quad (5.25)$$

Densitatea totală de curent, suma relațiilor (5.24) și (5.25) ne ajută la găsirea expresiei caracteristicii volt-amperice a dispozitivului:

$$I = eA \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} n_{po} \right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] - eAG(L_p + L_n)$$

sau încă:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] - I_f \quad (5.26)$$

unde $I_s = eA \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} n_{po} \right)$ și $I_f = eAG(L_p + L_n)$.

Relația (5.26) reprezintă așa numita ecuație fundamentală a fotodetectorului ideal. Se impun niște discuții:

- dacă circuitul fotodetectorului este deschis ($I=0$), tensiunea la circuit deschis va fi:

$$V_{oc} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_f}{I_s} + 1 \right) \quad (5.27)$$

- dacă fotodetectorul funcționează în regim de scurtcircuit ($V=0$), valoarea curentului de scurtcircuit este:

$$I_x = -I_f \quad (5.28)$$

- fie R_S rezistența de sarcină din circuitul fotodetectorului. În general fotodetectorii cu joncțiune se folosesc în polarizare inversă, situație în care, caracteristica I-V devine:

$$I = I_s \left\{ \exp \left[\frac{e(IR_S - V)}{kT} \right] - 1 \right\} - I_f$$

iar dacă $V > IR_S$, $kT/e \ll V$, atunci se obține $I = -I_s - I_f \equiv I_{sc}$.

Așadar curentul care trece prin rezistența de sarcină este independent de tensiunea inversă aplicată și are două componente: curentul de saturație de întuneric I_s și fotocurentul I_f .

- În afară de definiția dată în relația (5.26), fotocurentul mai poate fi scris și ca:

$$I_f = e \frac{\Phi_o(1-R)}{h\nu} \eta Q_c = \mathfrak{R}_\lambda \Phi_o \quad (5.29)$$

unde $\frac{\Phi_o(1-R)}{h\nu}$ este numărul de fotoni absorbiți (transmisie nulă), η este randamentul efectului fotoelectric intern, Q_c este coeficientul de colectare al purtătorilor fotogenerați, iar \mathcal{R}_i este responsivitatea fotodetectorului și, după cum se observă, caracterizează sensibilitatea monocromatică a fotodetectorului. Atât relația (5.29) cât și (5.26) scot în evidență proporționalitatea dintre fotocurent și fluxul luminos incident.

- creșterea tensiunii de polarizare inversă conduce la creșterea lățimii zonei de sarcină spațială, ceea ce înseamnă scăderea

capacității stratului de baraj $\left(C \cong \frac{C_o}{\sqrt{V_b - V}} \right)$. Principalul efect

constă în micșorarea constantei de timp RC care definește viteza de răspuns a fotodetectorului.

- factorul de merit al fotodiodei cu joncțiune p-n este produsul $R_o A$ unde R_o este rezistența diferențială a joncțiunii calculată la $V=0$, iar A este aria acesteia. Din relația (5.26) rezultă:

$$\frac{1}{R_o A} = \frac{1}{A} \left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=0} = \frac{e^2}{kT} \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} n_{po} \right)$$

unde primul termen reprezintă contribuția curentului de difuzie din semiconductorul de tip n la factorul de merit, iar cel de-al doilea termen este contribuția părții p.

5.3b Fotodiode cu avalanșă

Creșterea fotocurentului pentru o iluminare dată poate fi obținută prin efectul multiplicării în avalanșă a purtătorilor fotogenerați. Procesul fizic ce stă la baza funcționării acestui tip de fotodiodă este producerea de purtători de sarcină prin coliziunea dintre purtătorii fotogenerați accelerați de un câmp electric și atomii rețelei cristaline a semiconductorului. Cum într-un semiconductor, în general avem ambele tipuri de purtători, electroni și goluri, definim:

- α_n - *coeficientul de ionizare al electronului*, ca fiind numărul de perechi electron - gol generate de un electron incident pe unitatea de distanță parcursă,
- α_p - *coeficientul de ionizare al golului*, ca fiind numărul de perechi electron - gol generate de un gol incident pe unitatea de distanță parcursă.

Ambii coeficienți au o dependență exponențială de câmpul electric aplicat:

$$\alpha_i(E) = \alpha_{oi} \exp\left(-\frac{C_i}{E}\right) \quad (5.30)$$

unde "i" este "n" sau "p". La cei mai mulți semiconductori, $\alpha_n \neq \alpha_p$.

Să încercăm să deducem expresia (5.30) pornind de la niște considerente foarte simple. Să presupunem că electronii se mișcă în sensul pozitiv al axei Ox sub influența câmpului electric. Ei formează un curent de densitate $J_n(x)$ în planul situat la distanța x față de o origine arbitrar aleasă. După parcurgerea unei distanțe elementare dx, un electron mai produce prin ionizare alți $\alpha_n dx$ electroni ceea ce înseamnă că în planul x+dx densitatea curentului de electroni este:

$$J_n(x + dx) = J_n(x) + \alpha_n dx J_n(x),$$

sau încă:

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = \alpha_n J_n(x) \quad (5.31)$$

Soluția ecuației diferențiale (5.31) este imediată, ținând seama de neuniformitatea coeficientului de ionizare

$$J_n(x) = J_n(0) \exp\left(\int_0^x \alpha_n(x_1) dx_1\right) \quad (5.32)$$

Cum ne interesează creșterea de curent datorită ionizării, se poate defini un factor de multiplicare datorat electronilor, M_n , prin raportul dintre densitatea curentului de electroni la sfârșitul regiunii cu multiplicare ($x=W$) și densitatea curentului de electroni la începutul acestei zone ($x=0$):

$$M_n = \frac{J_n(W)}{J_n(0)} = \exp\left(\int_0^W \alpha_n(x_1) dx_1\right). \quad (5.33)$$

Într-un mod asemănător relațiile (5.31 - 5.33) pot fi scrise și pentru goluri, ținând cont de faptul că ele se mișcă în sens contrar electronilor:

$$-\frac{dJ_p(x)}{dx} = \alpha_p J_p(x) \quad , \quad (5.31')$$

$$J_p(x) = J_p(0) \exp\left(\int_x^W \alpha_p(x_1) dx_1\right), \quad (5.32')$$

$$M_p = \frac{J_p(0)}{J_p(W)} = \exp\left(\int_0^W \alpha_p(x_1) dx_1\right). \quad (5.33')$$

Cu aceste mărimi definite, să considerăm cazul mai complex al producerii electronilor pe de o parte, și a golurilor de pe alta, prin ionizare atât de către electroni cât și de către goluri în prezența fotogenerării. În aceste condiții, dacă o ionizare produce o pereche electron - gol, ecuațiile densităților de curent sunt:

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = \alpha_n(x)J_n(x) + \alpha_p(x)J_p(x) + eG(x) \quad , \quad (5.34a)$$

$$-\frac{dJ_p(x)}{dx} = \alpha_n(x)J_n(x) + \alpha_p(x)J_p(x) + eG(x) \quad . \quad (5.34b)$$

O primă consecință a ecuațiilor de mai sus este faptul că densitatea totală de curent este constantă indiferent de poziția x între cele două extremități ale zonei cu ionizare prin impact. În adevăr se poate observa că:

$$\frac{d}{dx} [J_n(x) + J_p(x)] = \frac{dJ(x)}{dx} = 0 ,$$

ceea ce conduce la scrierea ecuației pentru electroni sub o formă mai ușor accesibilă din punct de vedere matematic:

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} - [\alpha_n(x) - \alpha_p(x)] J_n(x) = \alpha_p(x) J + eG(x) . \quad (5.35)$$

Aceasta este o ecuație diferențială de ordinul întâi neomogenă cu coeficienți variabili, de forma:

$$y'(x) + p(x)y(x) = Q(x) ,$$

care are soluția:

$$y(x) = \frac{\int_a^x Q(x_1) \exp\left(\int_a^{x_1} p(x_2) dx_2\right) dx_1 + y(a)}{\exp\left(\int_a^x p(x_1) dx_1\right)} , \quad (5.36)$$

unde $x=a$ este un punct particular în spațiul de integrare. Luând $a=0$ și înlocuind expresiile lui $y(x)$ și $Q(x)$, se obține pentru $x=W$:

$$J_n(W) = \frac{1}{\exp\left\{-\int_0^W [\rho(x_1)] dx_1\right\}} \left\{ \begin{aligned} & J \int_0^W \alpha_p(x_1) \exp\left\{-\int_0^{x_1} [\rho(x_2)] dx_2\right\} dx_1 + \\ & + e \int_0^W G(x_1) \exp\left\{-\int_0^{x_1} [\rho(x_2)] dx_2\right\} dx_1 + J_n(0) \end{aligned} \right\} \quad (5.37)$$

Conform proprietății că densitatea totală de curent este aceeași indiferent de poziția x în zona de integrare, putem scrie: $J = J_n(W) + J_p(W)$. Mai sus am stabilit că golurile se deplasează de la planul $x=W$ unde concentrația lor este cea generată printr-un mod oarecare diferit de procesul de ionizare, spre planul $x=0$. Din relația (5.37) se poate determina expresia densității de curent funcție de densitatea curentului de electroni la planul $x=0$ și densitatea curentului de goluri la $x=W$. Astfel notând:

$$A(x;0) = \exp\left(\int_0^x p(x_1) dx_1\right),$$

se poate scrie, după calcule simple:

$$J = \frac{J_n(0)A(W;0) + J_p(W) + e \int_0^W G(x_1) A(W; x_1) dx_1}{1 - \int_0^W \alpha_p(x_1) A(W; x_1) dx_1} \quad (5.38)$$

Având densitatea totală de curent, în baza relației (5.37) se poate scrie densitatea curentului de electroni la distanța x :

$$J_n(x) = J A(x;0) \int_0^x \frac{\alpha_p(x_1)}{A(x_1;0)} dx_1 + e A(x;0) \int_0^x \frac{G(x_1)}{A(x_1;0)} dx_1 + J_n(0) A(x;0) \quad (5.39)$$

precum și densitatea de goluri:

$$J_p(x) = J - J_n(x) = J \left(1 - A(x;0) \int_0^x \frac{\alpha_p(x_1)}{A(x_1;0)} dx_1 \right) - e A(x;0) \int_0^x \frac{G(x_1)}{A(x_1;0)} dx_1 - J_n(0) A(x;0) \quad (5.40)$$

Relațiile (5.38)-(5.40) sunt folosite la determinarea factorilor de multiplicare: $M_n=J/J_n(0)$ respectiv $M_p=J/J_p(W)$. Obținerea unor expresii analitice mai ușor de interpretat, presupune o serie de ipoteze simplificatoare în relațiile (5.38), (5.39) și (5.40). Astfel, vom presupune:

- coeficienții de ionizare independenți de poziția x unde are loc ionizarea și deci multiplicarea:

$$A(m;n) = \exp[(\alpha_n - \alpha_p)(m - n)]$$

- $J_n(0) = 0$ și $J_p(W) = 0$ iar rata de generare optică $G(x_1) = G_0 \delta(x_1 - x)$. Densitatea totală de curent devine:

$$J = \frac{eG_0 \int_0^W \delta(x_1 - x) A(W; x_1) dx_1}{1 - \int_0^W \alpha_p(x_1) A(W; x_1) dx_1} = \frac{eG_0 A(W; x)}{1 - \alpha_p \int_0^W A(W; x_1) dx_1}$$

sau încă, ținând seama de expresia lui $A(m;n)$:

$$J = \frac{eG_0 (\alpha_n - \alpha_p) \exp[(\alpha_n - \alpha_p)(W - x)]}{\alpha_n - \alpha_p \exp[W(\alpha_n - \alpha_p)]} \quad (5.41)$$

Cum densitatea inițială de purtători este cea fotogenerată, adică G_0 , rezultă pentru factorul de multiplicare:

$$M(x) = \frac{J}{eG_0} = \frac{(\alpha_n - \alpha_p) \exp[(\alpha_n - \alpha_p)(W - x)]}{\alpha_n - \alpha_p \exp[W(\alpha_n - \alpha_p)]} \quad (5.42)$$

Expresia (5.42) calculată în punctul $x=0$ conduce la valoarea factorului de multiplicare pentru electroni, iar în punctul $x=W$ dă factorul de multiplicare al gurilor. Astfel rezultă:

$$M_n = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_n \exp[W(\alpha_p - \alpha_n)] - \alpha_p} \quad (5.43a)$$

și respectiv

$$M_p = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_n - \alpha_p \exp[W(\alpha_n - \alpha_p)]} \quad (5.43b)$$

Din punct de vedere experimental, factorii de multiplicare M_n și M_p pot fi determinați pentru diferite valori ale tensiunii inverse aplicată pe joncțiune. Astfel s-a constatat o creștere exponențială a factorilor de multiplicare pentru tensiuni inverse mai mari decât valorile de prag ce depind de calitatea joncțiunii și de materialul semiconductor. La aceeași valoare a tensiunii de polarizare se constată $M_n > M_p$. Având valorile factorilor de multiplicare, pot fi determinate și valorile coeficienților de ionizare, din relațiile (5.43):

$$\alpha_n = \frac{1}{W} \left(\frac{M_n - 1}{M_n - M_p} \right) \ln \left(\frac{M_n}{M_p} \right), \quad (5.44a)$$

$$\alpha_p = \frac{1}{W} \left(\frac{M_p - 1}{M_n - M_p} \right) \ln \left(\frac{M_n}{M_p} \right). \quad (5.44b)$$

Dependența factorilor de multiplicare de tensiunea inversă aplicată, permite determinarea dependenței coeficienților de ionizare de câmpul electric. Din literatura de specialitate redăm câteva expresii ale acestor mărimi, unde câmpul electric este în V/cm iar coeficientul de ionizare este dat în cm^{-1} :

i) pentru GaAs /5.4/:

$$\alpha_n = 1899 \cdot 10^5 \exp \left[- \left(5.75 \cdot 10^5 / E \right)^{1.82} \right]$$

$$\alpha_p = 2215 \cdot 10^5 \exp \left[- \left(6.57 \cdot 10^5 / E \right)^{1.75} \right],$$

ii) pentru InP /5.5/:

$$\alpha_n = 555 \cdot 10^6 \exp(-3.10 \cdot 10^6 / E)$$

$$\alpha_p = 198 \cdot 10^6 \exp(-2.29 \cdot 10^6 / E)$$

iii) pentru InGaAsP /5.5/:

$$\alpha_n = 337 \cdot 10^6 \exp(-2.29 \cdot 10^6 / E)$$

$$\alpha_p = 2.94 \cdot 10^6 \exp(-2.40 \cdot 10^6 / E)$$

O structură de fotodiodă cu valanșă este prezentată în figura 5.6. Iluminând prin zona de tip p^+ , cantitatea de electroni fotocreați este măsurabilă, deoarece aici electronii sunt purtători minoritari. Regiunea adiacentă de tip n^- este zona unde are loc multiplicarea, și ca atare câmpul electric din această zonă trebuie să fie intens. În calculele de mai sus, lățimea acestei zone este W .

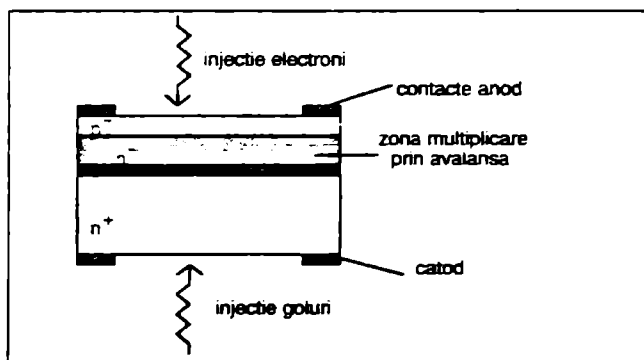


Fig 5.6 Structura de diodă cu multiplicare în avalanșă

Menționăm ca observație că la câmpuri suficient de puternice, legăturile electronilor periferici cu ionii rețelei pot fi rupte și este posibilă apariția de noi purtători în banda de conducție.

Aceasta duce la o creștere rapidă a curentului dacă este depășită tensiunea de străpungere. Acest mecanism apare în joncțiunile cu barieră de potențial joasă, specifice semiconducătorilor cu rezistivitate mică. Mecanismul este cel al străpunerii Zener și este diferit de cel al multiplicării prin avalanșă.

5.3c Fotodiode tip p-i-n

Fotodiodele tip p-i-n au apărut din necesitatea de a crește numărul fotonilor absorbiți într-o zonă favorabilă din punctul de vedere al colectării purtătorilor produși. În general zona p este subțire și realizarea unei zone intrinseci de lățime W între semiconducătorul de tip n și cel de tip p nu face altceva decât să mărească zona cu câmp electric care să despartă electronii de golurile fotogenerate. Schematic, în figura 5.7 este prezentată o structura p-i-n precum și distribuția densității de sarcină electrică și cea a intensității câmpului electric.

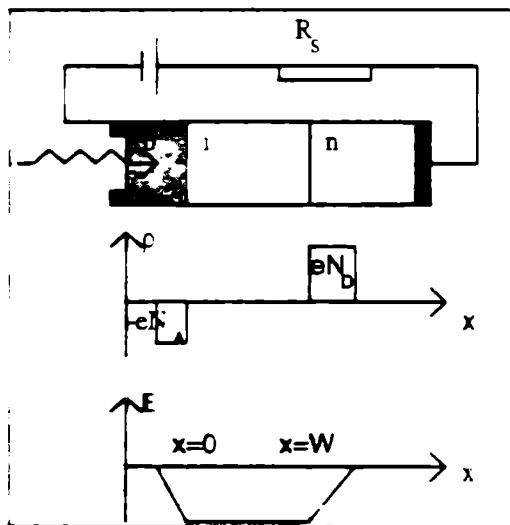


Fig. 5.7 Structură de dioda p-i-n și distribuția câmpului electric

Ca și la dioda p-n, fotocurentul prin structură are două componente: una de drift și una de difuzie. Deoarece zona p de obicei se face puternic dopată și subțire în dimensiune contribuția ei la curent este practic nulă. Nici pierderea în fotoni absorbiți nu este prea mare. În regiunea intrinsecă dată fiind valoarea mare a intensității câmpului electric predomină curentul de drift. Nu același lucru se poate spune și despre regiunea n unde predomină curentul de difuzie ca și la dioda p-n.

Așadar pentru regiunea $0 < x < W$ densitatea curentului de drift va fi dată de sarcina fotogenerată în unitatea de timp pe unitatea de suprafață. Dacă $\frac{\Phi_0 (1-R)}{h\nu}$ este numărul de fotoni incidenti în unitatea de suprafață, numărul de perechi electron-goi fotogenerați cu randamentul cuantic intern η_i la distanța x , va fi:

$$G(x) = \frac{\Phi_0 (1-R)}{h\nu} \eta_i \alpha \exp(-\alpha x) \quad (5.45)$$

unde α este coeficientul de absorbție al semiconductorului pentru radiația de lungime de undă folosită.

Densitatea de curent este

$$J_{drift} = -e \int_0^W G(x) dx = -e \frac{\Phi_0 (1-R)}{h\nu} \eta_i [1 - \exp(-\alpha W)] \quad (5.46)$$

și se poate observa că este modulată de grosimea stratului intrinsec, W .

În regiunea de tip n, $x > W$ vom prelua unele rezultate de la joncțiunea p-n. Astfel, ecuația satisfăcută de purtătorii minoritari, în prezența iluminării, este ecuația (5.22) obținută din (5.21):

$$\frac{d^2(\Delta p_n)}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} + \frac{G(x)\tau_p}{L_p} = 0 \quad (5.22)$$

De data aceasta termenul ce dă caracterul de ecuație neomogenă nu este constant, ci de tipul (5.45). Soluția ecuației neomogene este:

$$\Delta p_n(x) = C_1 \exp\left(\frac{x-W}{L_p}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{x-W}{L_p}\right) + C_3 \exp(-\alpha x) \quad (5.47)$$

unde primii doi termeni sunt soluția ecuației omogene iar cel de-al treilea reprezintă o soluție particulară a ecuației neomogene. Calculul coeficienților C_i se face astfel:

- pentru $x \rightarrow \infty$ soluția fizică este cu $C_1=0$;
- la $x=W$, $\Delta p_n(W) = p_n - p_{n0} \equiv -p_{n0}$ deoarece $p_n = p_{n0} \exp(eV/kT)$ unde către zero la polarizări inverse ale diodei. În aceste condiții din relația (5.47) se obține:

$$-p_{n0} = C_2 + C_3 \exp(-\alpha W). \quad (5.48)$$

- Coeficientul C_3 fiind al soluției particulare, se obține înlocuind această soluție în ecuația neomogenă:

$$C_3 \left(\alpha^2 - \frac{1}{L_p^2} \right) = \frac{\tau_p}{L_p^2} \frac{\Phi(1-R)}{h\nu} \eta_i \alpha$$

$$C_3 = \frac{\tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \frac{\Phi(1-R)}{h\nu} \alpha \eta_i \quad (5.49)$$

Introducând (5.49) în relația (5.48) se poate scrie soluția (5.47) după cum urmează :

$$\Delta p_n(x) = \frac{\alpha \eta_i \tau_p \Phi(1-R)}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \frac{1}{h\nu} \exp(-\alpha x) - \left[p_{n0} + \frac{\alpha \eta_i \tau_p \Phi(1-R)}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \frac{1}{h\nu} \exp(-\alpha W) \right] \exp\left(-\frac{x-W}{L_p}\right)$$

Densitatea de curent de goluri va fi:

$$J_{dif} = -eD_p \left. \frac{dp_n(x)}{dx} \right|_{x=W} =$$

$$= eD_p \left\{ \frac{\alpha^2 \eta_i \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \frac{\Phi(1-R)}{h\nu} \left[1 - \frac{1}{L_p} \right] \exp(-\alpha W) - \frac{p_{no}}{L_p} \right\} \quad (5.50)$$

Putem scrie pentru $x=W$ densitatea totală de curent ca fiind:

$$J = J_{drift} + J_{dif}$$

și se observă o creștere a valorii sale atunci când $W \gg 1/\alpha$.

Când $W \rightarrow \infty$,

$$J = -e \left(\frac{\Phi(1-R)}{h\nu} \eta_i + D_p \frac{p_{no}}{L_p} \right) \quad (5.51)$$

Fotodiode de tip p-i-n pentru dispozitive optoelectronice integrate se fac cu aria joncțiunii având diametru de câteva zecimi de micron, iar grosimea stratului intrinsec de câțiva microni.

5.3d Fotodiode tip Schottky

Sunt construite pe principiul contactului redresor de la interfața metal - semiconductor, câmpul intern al joncțiunii întinzându-se în semiconductor. Curbarea benzilor energetice și înălțimea barierei depind de relația în care se găsesc lucrul de extracție al metalului și lucrul de extracție al semiconductorului (ϕ_m și respectiv ϕ_s).

Din teoria Schottky, definind înălțimea barierei $\phi_B = \phi_m - \phi_s$, caracteristica curent-tensiune este /5.6/:

$$I = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] , \quad (5.28)$$

unde S este suprafața contactului, $A^* = 120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ iar T temperatura în grade absolute.

Identificând $I_s = SA^*T^2 \exp(-\Phi_B/kT)$, se observă că relația (5.28) este identică cu cea de la dioda p-n.

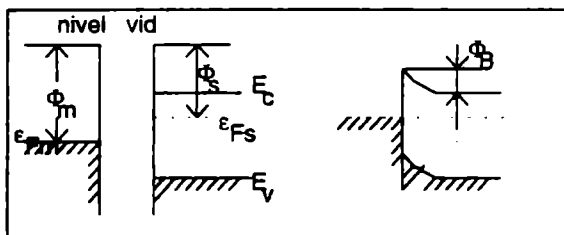


Fig 5.8 Bariera de potențial la o structură tip Schottky.

Funcție de energia fotonilor incidenti și de tensiunea de polarizare în invers, se pot deosebi trei regimuri distincte de funcționare:

- $E_g > h\nu > \Phi_B$, $V < V_s$ electronii excitați din metal depășesc bariera și trec în semiconductor Aceasta se constituie într-o metodă pentru determinarea înălțimii barierei;
- $E_g < h\nu$, $V < V_s$ radiația incidentă generează perechi electron-gol și caracteristicile obținute sunt asemănătoare celor prezentate în paragrafele anterioare;
- $E_g < h\nu$, $V = V_s$ fotodioda lucrează în regim de multiplicare în avalanșă. Având în vedere că randamentul cuantic al "fotoemisieii" electronilor din metal în semiconductor este proporțional cu $(h\nu - \Phi_B)^2$ rezultă pentru fotocurent, o relație de dependență spectrală de tipul:

$$I_f \propto (h\nu - \Phi_B)^2$$

și reprezentând grafic $I_f^{1/2} = f(h\nu)$ se poate determina înălțimea barierei Φ_B .

Deoarece materialele semiconductoare au un coeficient de absorbție foarte mare pentru radiația ultravioletă ($\alpha \approx 10^5 \text{cm}^{-1}$) rezultă o adâncime de pătrundere a radiației de ordinul zecimii de micron sau mai mică. Acest domeniu a impus fotodiodele de tip Schottky, alegându-se grosimea metalului și a materialului antireflex astfel încât radiația incidentă să fie absorbită în regiunea de contact (exemplu: pentru fotodioda Au-Si se practică strat Au 10nm și strat antireflex de ZnS de 50nm).

Referințe bibliografice -capitolul 5

- /5.1/ I. Munteanu - *Fizica stării conaensate*, Edit. Hyperion, București, 1995.
- /5.2/ I. Licea - *Fizica stării solide*, Editura Universității București, 1991
- /5.3/ S.M. Sze - *Physics of Semiconductor Devices*, 2-nd Ed., John Willey & Sons, New York, p. 748 (1981)
- /5.4/ G.E. Bulman, V.M. Robbins, K.f. Brennan, K. Hess and G.E. Stillman. - *IEEE Electron. Device Lett.* 4 ,181, (1983)
- /5.5/ F. Osaka and T. Mikawa - *IEEE Quantum Electron.* QE-22, 471, (1986)
- /5.6/ E.H.Rhoderick - *Metal-semiconductor contacts*, Clarendon Press-Oxford, (1978)

6. MODULATORI OPTICI

În termeni generali, modulatorii optici sunt acele dispozitive care plasează informația pe unda luminoasă prin modificarea dependenței de timp a unor caracteristici specifice undei luminoase. Informația astfel conținută de unda purtătoare este proporțională cu mărimea variațiilor impuse. Dintre caracteristicile undei luminoase coerente ce sunt detectabile ușor, pot fi considerate a fi utile în această operație de preluare și transport a informației, următoarele: intensitatea (amplitudinea), faza, polarizația și lungimea de undă (frecvența),

În cele ce urmează vom descrie pe scurt ce înseamnă fiecare tip de modulație și efectele fizice ce stau la baza funcționării modulatorilor tipici.

6.1 Tipuri de modulații

•**Modulație în intensitate:** definim modulatorii de intensitate ca acele dispozitive care variază intensitatea undei luminoase coerente sub influența unui semnal exterior de comandă. Cu acest tip de modulație o undă plană va avea forma:

$$u=A(t)\exp[i(\omega t-\beta z)]$$

unde $A(t)$ este amplitudinea variabilă în timp, iar restul notațiilor sunt cunoscute din capitolele precedente. Intensitatea undei, definită ca $I = A(t) \cdot A^*(t) = |A^2(t)|$, va fi o funcție de semnalul de comandă aplicat modulatorului precum și de caracteristicile modulatorului.

Un parametru important ce definește calitatea unui modulator de intensitate este *raportul de extincție* sau maximul adâncimii de modulație. Dacă I_0 este intensitatea luminii care părăsește modulatorul în absența semnalului de comandă, iar I_m este intensitatea luminii cu modulatorul activat printr-un semnal maxim, raportul de extincție este:

$$\eta_m = \begin{cases} \frac{|I_m - I_0|}{I_0} & \text{pentru } I_m \leq I_0 \\ \frac{|I_m - I_0|}{I_m} & \text{pentru } I_m \geq I_0 \end{cases} \quad (6.1)$$

Cum de obicei modulatorul se folosește cu semnale de comandă mai mici decât semnalul maxim, adâncimea de modulație este:

$$\eta = \begin{cases} \frac{|I - I_0|}{I_0} & \text{pentru } I \leq I_0 \\ \frac{|I - I_0|}{I} & \text{pentru } I \geq I_0 \end{cases}$$

unde I este intensitatea detectată la nivelul semnalului de activare aplicat.

Acest factor de extincție este o măsură importantă a calității modulatorului, deoarece determină în mod critic raportul semnal - zgomot al detectorului.

Un alt parametru ce caracterizează modulatorii de intensitate este așa-numitul *factor de pierderi prin inerție*, L , definit după cum urmează:

$$L = \begin{cases} 1 - \frac{I_m}{I_0} & \text{pentru } I_m \geq I_0 \\ 1 - \frac{I_0}{I_m} & \text{pentru } I_m \leq I_0 \end{cases} \quad (6.2)$$

unde I_{in} reprezintă intensitatea luminoasă la intrarea în modulator. De obicei acest factor se găsește în cataloage exprimat în decibeli: $L(dB)=10 \lg(L)$.

•**Modulația de fază:** este poate cea mai simplă formă de modulație și stă la baza funcționării modulatorilor pe care îi vom prezenta. Un modulator de fază schimbă faza luminii în raport cu un semnal aplicat. Dacă câmpul electric al unei plame luminoase ce părăsește modulatorul neactivat (nu are semnal de comandă aplicat) este proporțional cu :

$$\exp[i(\omega t - \beta z)],$$

atunci când se aplică un semnal pe modulator, faza câmpului este schimbată prin adăugarea lui $\Delta\Phi$, și deci:

$$\exp[i(\omega t - \beta z + \Delta\Phi)].$$

Pentru un semnal de comandă variabil în timp, $\Delta\Phi$ este o funcție de timp. Acest tip de modulare poate fi detectat cu sistemul tip heterodină. Complexitate detectorului duce la o mai mică răspândire a modulatorilor de fază.

•**Modulație de polarizație:** un modulator de polarizație schimbă condiția de polarizare a unei luminoase în raport cu un semnal electric. Fără a pierde în generalitate, presupunem că, neavând un semnal electric aplicat, din modulator iese o undă polarizată liniar. Câmpul electric ce caracterizează unda luminoasă liniar polarizată poate fi scris ca:

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_x \exp[i(\omega t - \beta z)] + \vec{e}_y E_y \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (6.3)$$

Observăm că dacă $E_x = E_y$ direcția de polarizare este la 45° față de axa Ox . Când se aplică semnal pe modulator, câmpul electric devine:

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_x \exp[i(\omega t - \beta z + \Phi_x)] + \vec{e}_y E_y \exp[i(\omega t - \beta z + \Phi_y)] \quad (6.4)$$

unde Φ_x și Φ_y sunt funcții de semnalul aplicat și acesta este o funcție de timp. Dacă definim schimbarea de fază ca:

$$\Delta\Phi = \Phi_x - \Phi_y$$

atunci relația (6.4) descrie o undă polarizată eliptic în care unghiul făcut de diagonala mare a elipsei cu axa Ox depinde de $\Delta\Phi$. În cazul special când $\Delta\Phi = \pi$, expresia (6.4) descrie o undă liniar polarizată a cărei direcție de polarizare este rotită cu 45° față de direcția originală presupusă în (6.3). Modulatorii de acest tip funcționează de obicei pe baza efectului electro-optic.

• **Modulație de frecvență:** un modulator optic de frecvență deplasează frecvența unei luminoase funcție de semnalul de comandă aplicat. Pentru deplasări modeste în frecvență, valabile pentru modulatorii de frecvență optică, detecția trebuie făcută cu un sistem de tip heterodină care prezintă multe dificultăți constructive dată fiind frecvența înaltă. Majoritatea dispozitivelor de acest gen funcționează pe principiul modulatorilor acustico-optice de tip Bragg.

6.2 Efecte fizice utilizate în funcționarea modulatorilor optici

6.2a Efectul electro-optic

Acest efect este definit, în sens larg, ca fiind schimbarea indicelui de refracție, sau a absorbției cauzată de aplicarea unui câmp electric materialului prin care se propagă lumina. Tot ca efect electro-optic este privită și schimbarea proprietăților de împrăștiere a luminii la cristalele lichide. În cele ce urmează ne vom referi numai la schimbarea indicelui de refracție. Dacă aceasta variază liniar cu amplitudinea câmpului aplicat, efectul este cunoscut sub numele de

efect Pockels după numele lui Friederich Pockels care l-a descoperit în 1893. Se poate ca schimbarea indicelui de refracție să fie proporțională cu puterea a doua a câmpului electric și în acest caz efectul se numește efect Kerr (John Kerr l-a descris în 1875). În construcția modulatorilor, cel mai utilizat este efectul Pockels datorită liniarității în răspuns.

Fie un cristal descris de relația dintre câmpul electric de intensitate \vec{E} și inducția electrică \vec{D} :

$$\vec{D} = \hat{\epsilon} \vec{E} ,$$

unde $\hat{\epsilon}$ este tensorul permitivității dielectrice, care, într-un sistem de axe convenabil ales - numit sistem principal, poate fi diagonalizat:

$$\hat{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix} \quad (6.5)$$

În acest sistem de axe principal, și tensorul

$$\hat{K} = \hat{\epsilon}^{-1} ,$$

este diagonalizat:

$$\epsilon_0 \hat{K} = \begin{vmatrix} 1/n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_z^2 \end{vmatrix} \quad (6.6)$$

unde ϵ_0 este constanta dielectrică a vidului iar n_i este componenta indicelui de refracție definită prin: $n_i^2 = \epsilon_i / \epsilon_0$. Se observă că indicele de refracție în cristal este descris de un elipsoid:

$$\epsilon_0 \sum_{ij} K_{ij} x_i x_j = \frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1.$$

Aplicând un câmp electric \vec{E} , indicele de refracție se schimbă și K_{ij} devine $K_{ij} + \Delta K_{ij}$ unde variația indicelui de refracție ΔK_{ij} este proporțională cu intensitatea câmpului:

$$\epsilon_0 \Delta K_{ij} = \sum_{p=1}^3 r_{ijp} E_p \quad (6.7)$$

Funcție de simetria cristalului, multe din componentele tensorului electro-optic r_{ijp} sunt zero și pentru ușurința exprimării s-a adoptat o nouă scriere conform corespondenței :

$$\begin{bmatrix} 11 & 12 & 13 \\ & 22 & 23 \\ & & 33 \end{bmatrix} \longleftrightarrow \begin{bmatrix} 1 & 6 & 5 \\ & 2 & 4 \\ & & 3 \end{bmatrix}$$

și deci $r_{ijp} = r_{jip} = r_{I_p}$ unde $I=1+6$. Se poate rescrie în aceste condiții relația (6.7) sub forma:

$$\epsilon_0 \Delta K_I = \sum_{p=1}^3 r_{I_p} E_p \quad (6.7')$$

Cele $6 \times 3 = 18$ componente ale tensorului electro-optic sunt, pentru cele mai importante materiale la care efectul Pockels este utilizabil, tabelate și se poate observa că multe dintre ele sunt nule sau aproape nule. Din aceste motive, în calculele de proiectare se folosește o relație obținută din proprietăți de simetrie:

$$\Delta n = -\pi^3 r' E / 2 \quad (6.8)$$

unde r' este unul din coeficienții electro-optici. În tabelul 6.1 sunt prezentate câteva materiale prin valorile lui Δn și r' .

Pentru a demonstra legătura dintre relațiile (6.7') și (6.8) să considerăm un cristal de KDP, care în absența câmpului electric aplicat are $n_x = n_y = n_o$ și $n_z = n_e$. Coeficienții tensorului electro-optic

sunt nuli, cu excepția lui r_{63} și $r_{41} = r_{52}$. Aplicând un câmp electric în lungul direcției de propagare a luminii. Oz, elipsoidul indicelui de refracție este, ținând cont și de relația (6.7):

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}Exy = 1 \quad (6.9)$$

unde factorul 2 apare din simetria matricii ΔK_{ij} .

Tabel 6.1

Material	λ (μm)	n	r' (10^{-12}m/V)	Δn ($E=10^4\text{V/cm}$)
LiNbO ₃	0.6328	2.203	30 (r_{33})	$1.6 \cdot 10^{-4}$
GaAs	0.9	3.6	1.6 (r_{14})	$2.8 \cdot 10^{-5}$
InP	1.06	3.29	1.45	
KDP	0.6328	1.507	11 (r_{63})	
ZnO	0.6328	2.015	2.6 (r_{33})	$1.1 \cdot 10^{-5}$

Pentru a diagonaliza matricea atașată elipsoidului de mai sus alegem un nou sistem de coordonate x' și y' definit prin:

$$\begin{pmatrix} x & y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}$$

Astfel relația (6.9) devine:

$$\frac{x'^2}{n_x'^2} + \frac{y'^2}{n_y'^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

unde:

$$n'_x = n_o (1 - r_{63} n_o^2 E_z)^{-1} \cong n_o + \frac{r_{63} n_o^3}{2} E_z \quad (6.8a)$$

și respectiv

$$n'_y = n_o (1 + r_{63} n_o^2 E_z)^{-1} \cong n_o - \frac{r_{63} n_o^3}{2} E_z. \quad (6.8b)$$

Așadar relații foarte asemănătoare cu (6.8) și se observă că un câmp aplicat în sensul direcției de propagare a luminii prin cristalul de KDP afectează componentele indicelui de refracție în direcțiile noilor axe de coordonate ce sunt rotite cu 45° față de cele originale.

6.2b Efectul acustico-optic

Efectul acustico-optic constă în schimbarea indicelui de refracție al unui material datorită tensionării mecanice induse de trecerea unei unde acustice. Având în vedere că o undă sonoră produce o perturbație sinusoidală în densitatea materialului - tensionări mecanice - și variația indicelui de refracție este periodică cu o lungime de undă egală cu cea a unei acustice. În materialele care sunt și electro-optice, efectele tensionării mecanice sunt cuplate cu efectul electro-optic prin piezo-electricitate.

Calculul schimbării indicelui de refracție asociată unei sonore presupune două etape:

- determinarea tensiunilor mecanice folosind un tensor de ordinul doi ce leagă sarcina deformatoare de deformare;
- determinarea variațiilor indicelui de refracție folosind tensorul elasto-optic (mecano-optic).

Propagarea unei acustice prin material este guvernată de proprietățile mecanice ale acestuia. În cel mai general caz, unda sonoră se va propaga și pe alte direcții decât cea în care a fost lansată unda: sub forma unei combinații a undelor de forfecare și de compresiune. Aceasta complică destul de mult problema. Din fericire, în multe materiale de interes, există simetrii suficiente pentru a reduce numărul componentelor tensorului acustico - optic (un tensor de

ordinul 4). În calculele de proiectare variația indicelui de refracție este dată de relația lui Pinnow /6.1/ :

$$\Delta n = \sqrt{\frac{10^7 M_2 P_a}{2S}} \quad (6.10)$$

unde

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho v_a^3}$$

Semnificația notațiilor din relația (6.10) este: P_a este puterea unei unde acustice exprimată în wați (W), S este secțiunea transversală traversată de undă, normală la direcția de propagare a unei și exprimată în cm^2 , M_2 este un coeficient care pentru cuarț are valoarea $1.51 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^3/\text{g}$, p este componenta specifică a tensorului acustico - optic, n și ρ reprezintă indicele de refracție și respectiv densitatea materialului, iar v_a este viteza unei sonore în material.

Valori specifice mărimilor mai sus prezentate și variația indicelui de refracție la o putere a unei acustice raportată la unitatea de arie de $100\text{W}/\text{cm}^2$, sunt date în tabelul 6.2.

Tabel 6.2

Material	Tip undă	atenuare acustică 500MHz (dB/cm)	n	M_2 relativ la cuarț	Δn
cuarț	longit.	3.0	1.46	1	$2.7 \cdot 10^{-5}$
LiNbO_3	longit.	0.05	2.2	4.6	$5.8 \cdot 10^{-5}$
TeO_2	longit.	4.9	2.27	525	$1.3 \cdot 10^{-4}$
PbMoO_4	forfecare	3.3	2.39	23.7	$6.2 \cdot 10^{-4}$

Pentru a ilustra împrăștierea luminii de lungime de undă λ la trecerea printr-un material supus acțiunii unei unde acustice de lungime de undă Λ , fie montajul din figura 6.1. Se observă că unda sonoră acționează numai pe zona de lățime l . Vom deosebi două cazuri:

i) **difracție Raman - Nath** când $l \ll \Lambda^2/\lambda$. În acest caz regiunea foarte subțire cu unda acustică acționează ca o rețea de difracție și lumina difractată se regăsește sub diferite unghiuri în maxime de difracție:

$$n \sin \theta_m = m \frac{\lambda_0}{\Lambda} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

unde n este indicele de refracție al materialului iar λ_0 este lungimea de undă în vid a radiației optice folosite. Se observă că:

$$\theta_m = \arcsin \left(m \frac{\lambda}{\Lambda} \right).$$

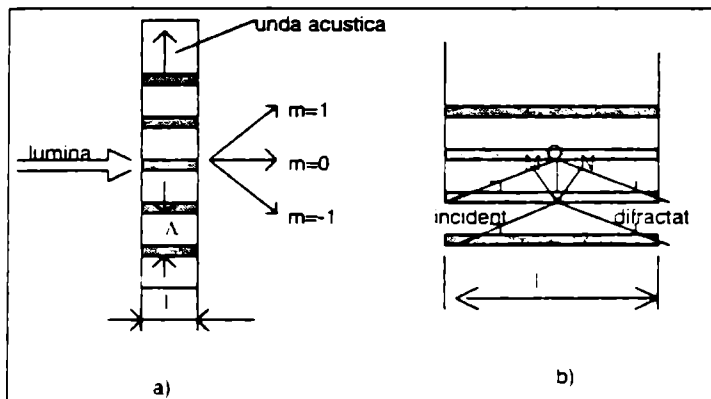


Fig 6.1 Difracția luminii pe o undă sonoră: a) difracție Raman-Nath, b) difracție Bragg

Intensitatea luminii în maximele de difracție I , raportată la intensitatea luminii prin material în absența unei sonore I_0 , este /6.2/:

$$\frac{I}{I_0} = \begin{cases} [J_0(\Delta\Phi)]^2 & m = 0 \\ \frac{1}{2}[J_m(\Delta\Phi)]^2 & m \neq 0 \end{cases}, \quad (6.11)$$

unde J_m este funcția Bessel de ordinul m , iar $\Delta\Phi$ diferența de fază a undei difractate.

ii) **difracție Bragg** condiționată de $l \gg \Lambda^2/\lambda$. Când lungimea de interacție l dintre unda luminoasă și cea acustică satisface relația de mai sus, pentru un unghi particular θ_B lumina difractată are astfel de fază încât se produce anularea tuturor maximelor cu excepția celui central. Așadar va fi numai un singur fascicul difractat regăsit sub unghiul;

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda},$$

iar între direcția undei incidente și direcția undei difractate există un unghi de $2\theta_B$.

Dacă $\Delta\Phi$ este schimbarea de fază suportată de unda luminoasă, raportul de modulație pentru lumina difractată este:

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right). \quad (6.12)$$

6.2c Efectul magneto-optic /6.3/

Efectul Faraday în cea mai simplă formă este o rotire a direcției de polarizare a luminii liniar polarizată sub influența unui câmp magnetic aplicat. În materialele para- și dia-magnetice, efectul este proporțional cu intensitatea câmpului magnetic aplicat, dar în materialele cunoscute, este prea mic pentru a putea fi utilizat în dispozitive practice. În materialele fero- și feri-magnetice rotația este

o funcție de componenta magnetizării paralelă cu direcția de propagare a luminii. În aceste cazuri se folosește un câmp magnetic aplicat numai pentru a schimba mărimea sau orientarea magnetizării interne.

La materialele cubice sau izotrope, rotația Faraday este descrisă de dependența dintre magnetizare și diferența indicilor de refracție pentru cele două unde circular polarizate, ce apar în cristal din unda incidentă liniar polarizată. Unda circular polarizată dreapta are o viteză de propagare prin cristal diferită de unda circular polarizată stânga. Dacă n_d este indicele de refracție pentru unda polarizată dreapta și n_s este indicele de refracție pentru unda polarizată stânga, rotația Faraday este echivalentă cu o rotație a direcției luminii liniar polarizate cu unghiul θ :

$$\theta = \frac{l}{\lambda_0} \pi (n_d - n_s) \quad (6.13)$$

unde l este lungimea de propagare iar λ_0 este lungimea de undă a radiației luminoase în vid.

În cazul materialelor feromagnetice se definește o rotație Faraday pe unitatea de lungime pentru proba magnetizată la valoarea magnetizării de saturație. Aceasta este *rotația Faraday specifică* și este definită de:

$$\theta_F = kM_s \cos \gamma \quad (6.14)$$

unde: M_s este magnetizarea de saturație, k este constanta Kundt, iar γ unghiul dintre direcția propagării luminii și direcția magnetizării.

Aplicând un câmp magnetic unui material feromagnetic, direcția și mărimea magnetizării depind de câmpul aplicat dar și de tensorul permeabilitate magnetică și de istoria probei. Pentru realizarea modulatorilor magneto-optice, se folosește un câmp magnetic continuu asupra probei adusă în condiții de saturare magnetică numai pentru a varia unghiul γ . În acest caz componenta magnetizării în direcția de propagare a luminii poate fi considerată proporțională cu intensitatea câmpului magnetic de comandă aplicat. Se știe că:

$$M = \chi H$$

unde χ este susceptibilitatea magnetică iar H este intensitatea câmpului magnetic.

Ușurința cu care poate fi rotit vectorul magnetizare, depinde de energia anizotropică în direcția rotirii. Pentru $\gamma=0$, unghiul de rotație, conform relației (6.14) va fi:

$$\left. \begin{array}{l} \theta = kMl \\ \theta_F = kM_s \end{array} \right\} \longrightarrow \theta = \theta_F \frac{\chi H}{M_s} l \quad (6.15)$$

Combinând relațiile (6.15) și (6.13) se obține variația indicelui de refracție funcție de intensitatea câmpului magnetic aplicat ca semnal de activare a modulatorului:

$$\Delta n = \frac{\theta_F \chi \lambda_o}{\pi M_s} H \quad (6.16)$$

care, se observă, este proporțională cu H dar depinde și de proprietățile magnetice ale materialului folosit în construcția modulatorului.

6.3 Tipuri de modulatori

6.3a Modulatori electro-optici

Efectul electro-optic este suficient de intens în GaAs astfel încât să ofere largi posibilități de integrare în structuri de tip GaAs/AlGaAs. Coeficienții electro-optici nenuli sunt $r_{41}=r_{52}=r_{63}=1.6 \cdot 10^{-12} \text{m/V}$, variația indicelui de refracție pentru o direcție convenabil aleasă fiind dată de relația (6.8):

$$\Delta n = -n^3 r' E / 2 \quad (6.8)$$

Chiar dacă valoarea coeficientului electro-optic nu este prea mare, totuși valoarea mare a indicelui de refracție a filmului de GaAs compensează acest ușor dezavantaj și recomandă GaAs ca fiind un material bun pentru realizarea circuitelor optoelectronice integrate monolit.

O structură posibilă de modulator pe ghidul de undă este prezentată în figura 6.2. Pentru a obține o variație suficient de mare a indicelui de refracție, câmpul electric din relația (6.8) trebuie să aibă valori mari, ce se obțin prin polarizarea inversă a contactului metal - semiconductor sau a joncțiunilor p-n care constituie modulatorul. Prin creșterea tensiunii de polarizare se mărește regiunea de sarcină spațială care este o zonă golită de purtători liberi. Dacă distribuția sarcinii în această zonă este uniformă, câmpul electric scade liniar cu grosimea regiunii golite.

Cât de mult poate crește tensiunea inversă aplicată? Câmpul electric poate crește până aproape de valoare de străpungere a semiconductorului, valoare independentă de dopare. Pentru GaAs ea este $E_B = 5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$.

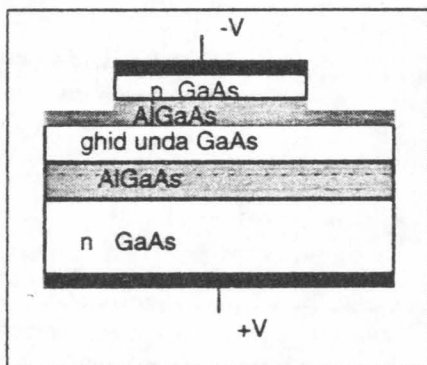


Fig 6.2 Structură de modulator electro-optic cu joncțiune

Eficiența modulării este optimizată atunci când zona de sarcină spațială se întinde pe toată grosimea ghidului de undă. Schimbarea indicelui de refracție duce la modificarea fazei undei, modificare descrisă de relația:

$$\Delta\Phi = \Delta n \frac{2\pi L}{\lambda_0},$$

sau ținând seama de expresia (6.8),

$$\Delta\Phi = \frac{n^3 \pi r' L}{\lambda_0 h} V \quad (6.17)$$

unde L și h sunt lungimea ghidului de undă pe care se face modulația și respectiv grosimea acestuia.

Relația (6.17) este importantă în proiectare pentru că

- permite calculul unei minime lungimi necesare pentru a obține o schimbare de fază egală cu π , pentru câmpul electric egal cu valoarea câmpului de stăpungere:

$$L_{\min} = \frac{\lambda_0}{n^3 r' E_B} \quad (6.18)$$

- permite *calculul tensiunii - jumătate - undă* definită ca tensiunea pentru care schimbarea de undă este egală cu π la un modulator de dimensiuni date:

$$V_{\pi} = \frac{\lambda_0 h}{n^3 r' L} \quad (6.19)$$

Un alt tip de modulator electro-optic este modulatorul tip interferometru Mach-Zender. Schematic este prezentat în figura 6.3 și se observă că cele două brațe ale modulatorului sunt polarizate diferit. În fapt sunt două ghiduri de undă acoperite cu electrozi metalici pe lungimea de modulație, iar electrozii sunt proiectați astfel încât câmpul electric aplicat să producă modificări ale indicelui de refracție opuse ca semn. În aceste condiții, la ieșirea din modulator se compun două unde la care coeficienții de propagare diferă prin:

$$\Delta\beta = k(n_a - n_b) \equiv k\left(n + \frac{n^3 r' E}{2}\right) -$$

$$-k\left(n - \frac{n^3 r' E}{2}\right) = kn^3 r' \frac{V(t)}{h} \quad (6.20)$$

unde am folosit relațiile (6.8a) și (6.8b) în calculul indicilor de refracție corespunzători fiecărei ramuri. Din relația (6.20) se constată că diferența dintre cei doi factori de propagare depinde de variația în timp a potențialului aplicat. Este lesne de înțeles că la ieșirea din modulator compunerea undelor poate fi constructivă sau distructivă, fiind un fenomen de interferență. Pentru o putere unitară la intrare, puterea la ieșire este:

$$P_{out} = \frac{1}{4} |\exp(i\beta_a L) + \exp(i\beta_b L)|^2 = \cos^2\left(\frac{\Delta\beta}{2} L\right),$$

ceea ce înseamnă că prin lungimea modulatorului sau/și variația tensiunii aplicate, se pot obține diverse adâncimi de modulație.

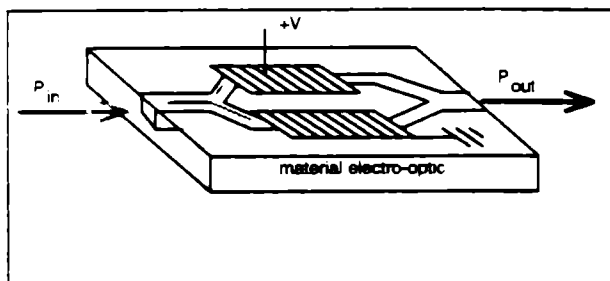


Fig 6.3 Modulator electro-optic tip interferometru Mach-Zender

6.3b Modulatori acustico-optici

Primul montaj experimental tip modulator acustico-optic a fost realizat de Kuhn și el constă dintr-un suport din cuarț pe care a fost depus filmul ghid de undă. Undele acustice sunt generate de doi traductori interdigitali și sunt unde de suprafață pentru suportul de cuarț. Schematic, montajul este prezentat în figura 6.4. Unda acustică se propagă în direcția y și trece și pe sub zona cu ghidul optic. Trimitând lumina în ghidul de undă al modulatorului sub unghiul Bragg, θ_B , față de frontul undei acustice, ea este difractată de schimbările periodice ale indicelui de refracție induse în ghidul de undă de trecerea undei acustice. Datorită variației periodice a indicelui de refracție, apare o schimbare de fază:

$$\Delta\Phi = \Delta n \frac{2\pi L}{\lambda_o} \sin\left(\frac{2\pi y}{\Lambda}\right). \quad (6.21)$$

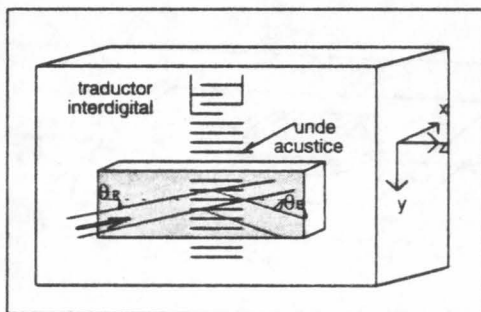


Fig 6.4 Schiță a modulatorului acustico-optic Kuhn

Mărimile L , λ_o și Λ definesc cele două regimuri de difracție: Raman-Nath și respectiv Bragg. Înlocuind relația (6.21) în relațiile (6.11) și (6.12) se obține dependența parametrului de modulație de variația indicelui de refracție și în mod explicit de puterea acustică. Astfel vom avea pentru maximul de ordin central următoarea funcție de transfer:

$$\frac{I}{I_0} = \begin{cases} \left[J_0 \left(\frac{2\pi L}{\lambda_0} \sqrt{M_2 \cdot 10^7 \frac{P}{2S}} \sin \left(\frac{2\pi y}{\Lambda} \right) \right) \right]^2 & \text{difracția Raman - Nath} \\ \cos^2 \left[\frac{\pi L}{\lambda_0} \sqrt{M_2 \cdot 10^7 \frac{P}{2S}} \sin \left(\frac{2\pi y}{\Lambda} \right) \right] & \text{difracția Bragg} \end{cases}$$

Un alt tip de modulator acustico-optic este prezentat schematic în figura 6.5. Cele două ghiduri de undă realizate pe suportul cu indice de refracție n_s sunt situate la distanța "d" între ele. Dacă lungimea de undă acustică, Λ , este egală cu d, cele două ghiduri vor fi influențate în același mod (să presupunem că n_f crește) în timp ce indicele de refracție al materialului dintre ghiduri va fi influențat în sens opus (în exemplul nostru scade). În acest fel, este accentuată calitatea de ghid de undă. Dacă unda sonoră are $\Lambda=2d$, indicele de refracție al primului ghid va fi variat într-un sens (de exemplu crește) iar variația indicelui de refracție pentru cel de-al doilea ghid va fi în sens invers. Unda de lumină poate fi modulată cu frecvența undei acustice în unul sau în ambele ghiduri de undă.

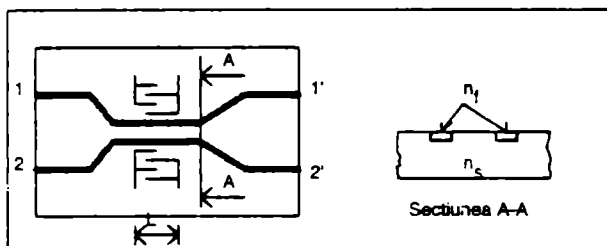


Fig 6.5 Modulator acustico-optic integrat

Referințe bibliografice - capitolul 6

- /6.1/ D.A. Pinnow - IEEE J. Quant. Electr. OE-6, 223 (1970)
- /6.2/ M. Born, E. Wolf - *Principles of Optics*, 2nd ed. Macmillan Co. New York, p. 598 (1964)
- /6.3/ W.J. Tabor - *Laser Handbook* ed. by F.T. Arrechi, North Holland Publishing Co, Amsterdam, p. 1016 (1972)

7. CUPLOARE OPTICE

În capitolele anterioare au fost prezentate diverse părți specifice unui circuit optoelectronic integrat. Asamblarea lor presupune posibilitatea cuplării fascicului de lumină de la sursa luminoasă la ghidul de undă, cuplarea acestuia cu un alt ghid de undă adiacent, cu modulatorul ori cu detectorul. Scopul acestui capitol este studierea unor posibilități de transformare a energiei unui fascicul luminos emis de sursa de lumină (fie ea o diodă laser) într-un mod - sau mai multe moduri - care să fie ghidat(e) de filmul ghid de undă, precum și posibilitățile de cuplare între ele a diferitelor circuite optice.

7.1 Cuplarea fascicului luminos la ghiduri planare

Diversitatea de cuploare optice existente în literatura de specialitate poate fi clasificată în două categorii principale:

a) cuploare transversale în care fasciculul este focalizat pe o secțiune transversală a ghidului;

b) cuploare longitudinale în care fasciculul este incident oblic pe ghidul de undă.

Indiferent de tipul constructiv, orice cuplor optic este caracterizat de eficiența de cuplare. Dacă cuplorul este unul selectiv de mod, atunci eficiența poate fi determinată pentru fiecare mod în parte:

$$\eta_{\text{cupl. } \nu} = \frac{\text{puterea cuplată pentru modul } \nu}{\text{puterea optică totală din fascicul, înainte de cuplare}}$$

Dacă cuplorul este unul de tip multimod, eficiența de cuplare este una globală.

7.1.a Cuploare transversale

Cel mai simplu exemplu de cuplor transversal este prezentat în figura 7.1, care arată că fasciculul laser este incident direct pe o secțiune transversală (fie ea la $z=0$) a ghidului de undă. Această modalitate de cuplare a fost inspirată de cuploarele folosite la circuitele de microunde. Trebuie specificat faptul că ghidul de undă în domeniu optic este caracterizat de pierderi pe care printr-o proiectare îngrijită a tehnologiei le putem micșora, dar nu anula. În figura 7.1 desenul este făcut pentru o situație ideală deoarece cu ajutorul unei lentile se focalizează fasciculul laser chiar pe secțiunea transversală a ghidului. Astfel cuplarea se face cu eficiența de 100%.

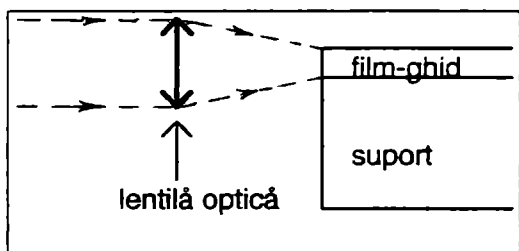


Fig 7.1. Cuplor transversal cu lentilă optică

Problema care apare este datorată grosimilor extrem de mici ale ghidurilor de undă în domeniul frecvențelor optice, grosimi care sunt de ordinul micronilor. Datorită acestui fapt, montajul din figura 7.1 cere o aliniere critică a lentilei și a sursei de lumină, ceea ce-i conferă o sensibilitate deosebită la micromanipulări și vibrații. Din acest motiv, montajul mai sus prezentat este doar cu caracter didactic.

În [7.1] este prezentat un montaj pentru cuplare asemănător, dar fără lentilă. Prin proiectarea circuitului se asigură o grosime a stratului emisiv al diodei laser mai mare decât grosimea ghidului de undă. Astfel, pentru dioda laser operând în modul transversal electric fundamental, TE_{00} , eficiența de cuplare pentru un mod v în ghidul de undă este dată de următoarea expresie [7.1]:

$$\eta_{\text{cupl.v}} = \frac{64}{(\nu+1)^2 \pi^2} \cdot \frac{n_L n_f}{(n_L + n_f)^2} \cos^2 \left(\frac{\pi h_f}{2h_L} \right) \cdot \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{h_f}{(\nu+1) h_L} \right)^2 \right]^2} \cdot \frac{h_f}{h_L} \cos^2 \left(\frac{\nu\pi}{2} \right) \quad (7.1)$$

unde primul factor este un factor de normare, iar cel de-al doilea apare datorită reflexiei la suprafața de separare dintre dioda laser și ghidul de undă. Restul factorilor sunt datorati distribuțiilor de câmp din cavitatea laser și filmul ghidant. După cum se observă și din figura 7.2, h_L este grosimea zonei active a diodei laser, iar h_f este grosimea ghidului de undă la care s-a făcut cuplarea.

Distanța dintre laser și ghidul de undă este critică și trebuie foarte bine controlată. Se folosește în practică un fluid al cărui indice de refracție este cuprins între cel al materialului ghidului de undă și cel al diodei laser.

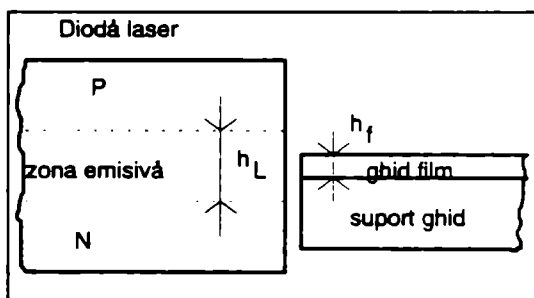


Fig. 7.2. Cuplor transversal fără lentilă optică [7.1]

Așa cum am precizat mai sus, dezalinierea în plan vertical afectează eficiența de cuplare. Dacă $x \leq (h_L - h_f)/2$ și $h_f < h_L$, o deplasare cu valoarea x în plan vertical a ghidului de undă față de axa diodei laser reduce eficiența de cuplare conform relației:

$$\frac{P}{P_o} = \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot x}{h_L} \right) . \quad (7.2)$$

Deoarece cuploarele transversale nu sunt prea încurajatoare pentru optica integrată, vom prezenta în paragrafele următoare și alte tipuri de cuploare.

7.1b. Cuplor cu prismă

Primele încercări de cuplare a unui fascicul luminos la straturi dielectrice subțiri au fost făcute din 1969 de două grupuri de cercetători, una la Universitatea din Washington și alta la laboratoarele Bell Telephone. Ambele echipe au demonstrat că acest gen de cuplare se face cu o eficiență foarte bună.

Principiul funcționării cuplorului cu prismă este ilustrat în fig 7.3. Deoarece fasciculul luminos cade sub un unghi la suprafața ghidului optic, cuplarea are loc dacă componentele vitezei de fază în direcția de propagare (fie ea Oz) sunt aceleași în fascicul și în ghid. Acest lucru înseamnă:

$$\beta_v = k n_o \sin \theta_v = \frac{2\pi}{\lambda_o} n_o \sin \theta_v . \quad (7.3)$$

Din păcate relația de mai sus nu poate fi satisfăcută în configurația din figura 7.3a deoarece se știe că pentru a avea propagare prin reflexie totală trebuie ca $\beta_v > k n_o$. O soluție este aceea de a modifica membrul drept al relației (7.3), adică de a face astfel încât radiația luminoasă să intre în ghid prin intermediul unui alt mediu decât aerul. Fie o prisma optică cu indicele de refracție $n_p > n_o$ asupra căreia se trimite un fascicul luminos de grosime $2W$ sub un unghi θ_v , ales astfel încât să fie satisfăcută condiția de reflexie totală internă:

$$\theta_v > \arcsin \frac{n_o}{n_p} . \quad (7.4)$$

În aceste condiții unda reflectată se va suprapune cu unda incidentă și se va produce un mod de oscilație în direcția Ox dar care se propagă în direcția Oz cu constanta de propagare β_p , (figura 7.3b). Sub interfața $x=0$ dintre cele două medii, câmpul este scăzător după o exponențială. Dacă această "coadă" a câmpului din prismă ajunge la ghidul de undă, se poate spune că se realizează o cuplare coerentă a energiei de la modul din prismă la modul indexat cu v din ghidul de undă atunci când $\beta_p = \beta_v$. Fluxul de energie în ambele medii este orizontal, așa cum sugerează săgețile în fig 7.3c.

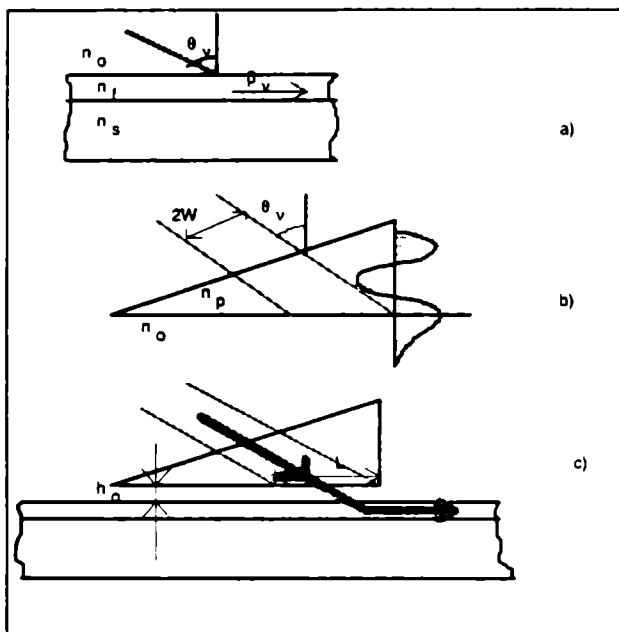


Fig.7.3 Cuplor cu rețea și principiul de funcționare

O interschimbare completă a energiei se realizează dacă lungimea de interacție activă în direcția Oz , L, dintre prismă și ghid satisface relația:

$$\gamma L = \frac{\pi}{2} \quad (7.5)$$

unde γ este coeficientul de cuplare. Acesta depinde de indicii de refracție ai prismei, ghidului de undă și mediului de grosime h_0 ce separă cele două componente.

Din figura 7.3c se observă că:

$$\cos \theta_v = \frac{2W}{L} \Rightarrow L = 2W \sec \theta_v \quad (7.6)$$

ceea ce înseamnă pentru constanta de cuplare, din relațiile (7.5) și (7.6):

$$\gamma = \frac{\pi}{2L} = \frac{\pi}{4W \sec \theta_v} \quad (7.7)$$

Trebuie menționat faptul că acest tip de cuplor cu prismă poate fi folosit atât pentru cuplarea la intrarea în ghidul de undă cât și pentru cuplarea la ieșirea din ghid. În acest al doilea caz, folosind aceeași configurație din figura 7.3c, radiația ghidată se propagă în sens invers axei Oz, astfel încât la ieșire să avem fasciculul utilizabil, prin prismă.

Deși este un sistem mult utilizat în aplicații datorită versatilității lui, cuplorul cu prismă are unele dezavantaje:

- prisma trebuie să aibă un indice de refracție mai mare și decât indicele de refracție al ghidului de undă. Este o condiție greu de satisfăcut pentru ghidurile de undă realizate pe GaAs.
- dimensiunea h_0 ce separă prisma de ghid are valori de ordinul jumătății lungimii de undă a radiației folosite. Particule fine de praf pătrund între prismă și ghidul de undă, scăzând eficiența cuplării;
- toate calculele făcute mai sus sunt pentru un fascicul uniform în amplitudinea câmpului electric pe întreaga dimensiune $2W$. După cum se știe, în practică acest lucru nu este adevărat [7.2].

7.1c. Cuplorul cu rețea

Cuplarea unui fascicul luminos la un ghid de undă cu ajutorul unei rețele optice a fost raportată în literatură prima dată de Dakks [7.3]. Lucrările sale au fost folosite de Kogelnic și Sonowski [7.4]

care au realizat o rețea pe un strat gelatinos dicromatic cu ajutorul holografiei. În mod uzual o astfel de rețea se obține fie prin mascarea și corodarea suprafeței ghidului de undă [7.5], fie prin realizarea acestei rețele pe un strat subțire de fotorezist [7.4]. Fotorezistul folosit în microelectronică are rezoluția necesară obținerii unei rețele optice de calitate, dar procesul convențional de fotomascare limitează la 1 micron această rezoluție. Trebuie specificat faptul că distanța dintre două fante adiacente ale rețelei trebuie să fie de ordinul de mărime al lungimii de undă folosite. Problema este rezolvată în felul următor: stratul de fotorezist este expus rezultatului interferenței a două fascicule laser cu câmpurile în opoziție, fascicule obținute de la o aceeași sursă laser folosind un "beam splitter". Depinzând de calitățile specifice ale fotorezistului, de procedura de dezvoltare, profilul rețelei poate avea o alătură sinusoidală, triunghiulară sau trapezoidală. Periodicitatea rețelei astfel obținute este o funcție de lungimea de undă a radiației laser folosită la impresionarea fotorezistului și de unghiul de incidență al fasciculului, α :

$$d = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} . \quad (7.8)$$

Pentru a micșora și mai mult distanța d , se trimite fasciculul laser printr-un material cu indicele de refracție n , lungimea de undă a radiației fiind în acest caz de n ori mai mică.

Fotorezistul astfel expus, este dezvoltat și se obține o mască pe suprafața ghidului de undă. În unele studii s-a folosit drept rețea optică chiar această mască de fotorezist. S-a constatat că pierderile optice sunt mai mari decât dacă se face o corodare prin mască a suprafeței ghidului de undă. Aceste corodări pot fi chimice sau în plasmă.

Cum funcționează un astfel de cuplor? Ca și la cuplorul cu prismă, un fascicul incident de intensitate uniformă în toată secțiunea sa $2W$, cuplează mai eficient dacă marginea sa intersectează sfârșitul rețelei optice. Deoarece este stricată condiția de reflexie totală în zona unde există rețeaua optică, o parte din radiația ce pătrunde în

ghid va fi refractată în substrat. Se spune că unda este neectanșă, adică vom găsi energie radiată în substrat.

Datorită periodicității rețelei, modurile activate în ghidul de undă, ca urmare a cuplării fascicului luminos, vor fi însoțite de armonici superioare care au o constantă de propagare prin ghid:

$$\beta_v = \beta_0 + \frac{2\pi v}{d}, \quad (7.9)$$

unde $v=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, iar β_0 este aproximativ egală cu constanta de propagare a aceleiași radiații în ghidul de undă neacoperit de rețeaua optică, β_m . Cuplarea are loc dacă este îndeplinită condiția:

$$k n_a \sin \theta_m = \beta_v. \quad (7.10)$$

Fiecare mod este însoțit de armonicile spațiale definite prin relația (7.9), iar energia corespunzătoare acestor armonici se va regăsi în modul fundamental ($v=0$) după ce unda va ajunge în zona fără rețea. Această armonică fundamentală este astfel foarte apropiată ca valoare a constantei de propagare, de β_m - constanta de propagare specifică ghidului. În acest fel, cuplorul cu rețea poate transfera energie în mod selectiv, de la un fascicul de radiație optică la un mod particular de oscilație în ghid, alegând convenabil unghiul de incidență.

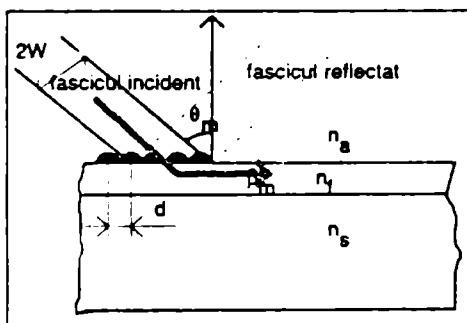


Fig 7.4 Cuplorul cu rețea optică

Conform teoriei difracției pe rețea, va exista un flux energetic împrăștiat de rețea înapoi spre film și pentru acesta condiția de reflexie totală la interfața film - substrat nu este îndeplinită. Așadar în substrat există un flux energetic ce se propagă de-a lungul direcției Oz cu o constantă de propagare ce respectă relația:

$$k n_s \sin \theta_{sv} = \beta_v \quad , \quad (7.11)$$

unde β_v este dată de (7.9).

În figura 7.4 este arătată cuplarea unui fascicul la un ghid optic cu ajutorul unui cuplor rețea. Avantajele oferite de un astfel de cuplor sunt:

- este parte integrată în structura ghidului. Eficiența sa de cuplare nu mai este influențată de vibrații sau de condițiile mediului ambiant;
- poate fi folosit pe ghiduri optice obținute pe semiconductori cu indice mare de reflexie, impedimentul găsirii unui material pentru prisma optică fiind eliminat;
- poate fi folosit și pentru scos unda luminoasă dintr-un ghid și transferată în altă parte.

Dezavantajele cuplorului cu rețea:

- se pierde energie incidentă deoarece nu se lucrează în regim de reflexie totală în zona cuplorului;
- dacă raportul d/λ nu este suficient de mic, pierderile prin fasciculele ce corespund ordinei superioare de difracție sunt mari;
- necesită un flux tehnologic de realizare, mai complicat decât cuplorul cu prismă.

7.1d. Cuplor tip ghid de undă până /7.6/

Principiul de funcționare al acestui cuplor este arătat în figura 7.5. Unda din ghid nu va mai avea îndeplinită condiția de reflexie totală la interfața substrat - film în zona în care ghidul de undă este ascuțit sub forma unei pene. Ca urmare, într-un punct P unghiul de

incidență la această interfață devine mai mic decât unghiul critic al reflexiei totale și astfel, unda se refractă în substrat. Energia ce ajunge în substrat este mărită de razele următoare, astfel încât cea mai mare parte a fluxului incident din ghid este transformată într-un fascicul care este caracterizat printr-o divergență cuprinsă între 1-20°.

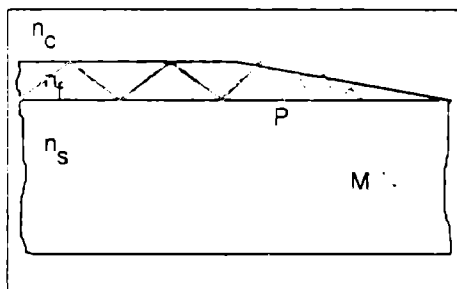


Fig 7.5. Schemă a cuplorului tip ghid pană

Acest gen de cuplor este folosit numai pentru a scoate fasciculul luminos din ghid și poate fi cuplat mai departe cu o fibră optică plasată convenabil în punctul M de intersecție a razelor din substrat.

7.2 Cuplare între ghiduri de undă

După ce fasciculul luminos a fost introdus într-un ghid planar, este necesar uneori să fie transferat printr-o varietate de alte structuri pentru procesări, sau pentru alte scopuri. Acest lucru se poate face cu următoarele tipuri de cuploare.

7.2a. Cuploare ghid planar - ghid planar

Câteva scheme practice de cuploare sunt prezentate în figura 7.6. Astfel în figurile 7.6a și 7.6b ambele ghiduri cuplate au același

suport în timp ce figura 7.6c arată un tip de cuplare între două ghiduri cu suporturi diferite.

În figura 7.6a condiția de existență a ghidurilor de undă 1 și 2 este ca: $n_3 > n_2$ și respectiv $n_1 > n_2$. Cuplarea se face prin stratul dintre ghiduri, strat caracterizat de indicele de refracție n_2 . Acest gen de cuplare cere ca lungimea părții comune, L , pe care se face schimbul energetic să satisfacă relația:

$$\gamma L = \frac{\pi}{2} \quad (7.12)$$

unde γ este constanta de cuplare.

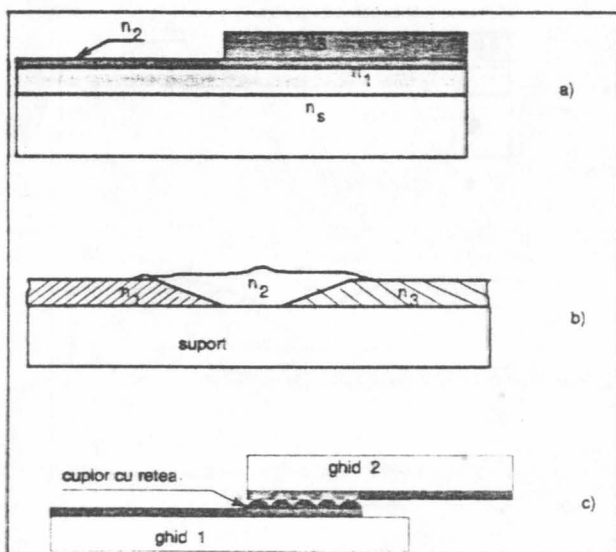


Fig. 7.6 Cuplarea a două ghiduri de undă

În figura 7.6b este prezentată o tehnologie hibridă în care cele două ghiduri de undă de indici de refracție n_1 și n_3 nu se suprapun, dar au capetele tip ghid pană. Depunând un al treilea material cu indicele de refracție n_2 astfel ales încât să funcționeze și el ca

material ghidant, $n_2 > n_3$, se obține structura dorită. Astfel, dacă un fascicul luminos este incident în cuplor prin ghidul din stânga (n_1), când ajunge în regiunea tip pană va fi "radiat" în mediu n_2 . Cum și acesta are îndeplinită condiția de reflexie totală la suport, transferă fasciculul în ghidul următor, n_3 . Eficiența de cuplare depinde de calitatea materialului cu indicele n_2 și de calitatea interfețelor dintre acest material cu cele două ghiduri de undă.

Figura 7.6c prezintă un cuplaj dintre două ghiduri de undă cu suporti diferiți, folosind un cuplor cu rețea. A fost raportată în literatură o eficiență de cuplare de 65% pentru acest cuplaj.

7.2b. Cuploare ghid planar- ghid liniar

Astfel de cuploare sunt foarte utile în diverse aplicații și au fost create de specialiști inspirându-se din cuploarele tip horn (antene) utilizate în domeniul microundelor. Cu un astfel de horn lung de 2mm, (figura 7.7a), a fost cuplat un ghid planar cu lățimea de $50\mu\text{m}$ cu un ghid de undă liniar de lățime $3\mu\text{m}$, o eficiență de cuplare de 90%.

O altă metodă de cuplare presupune un capăt al ghidului planar terminat în profil triunghiular (figura 7.7b), profil ce lucrează ca o prismă optică. Prin proiectare ghidul liniar este plasat foarte aproape de regiunea triunghiulară astfel încât se realizează transferul prin energia radiată.

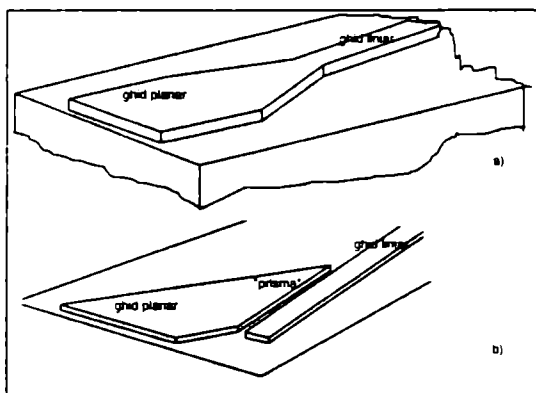


Fig 7.7 Cuplajul ghid de undă planar - ghid liniar

7.2c Culoare direcționale

Două ghiduri de undă dispuse paralel sunt cuplate între ele datorită câmpurilor ce radiază în materialul ce le separă. Fie două ghiduri 1 și 2, în fiecare propagându-se câte o undă u_1 și u_2 cu constantele de propagare β_1 și respectiv β_2 . În absența cuplării, cele două unde satisfac ecuațiile:

$$\frac{du_1}{dz} = -i\beta_1 u_1 \quad , \quad (7.13a)$$

$$\frac{du_2}{dz} = -i\beta_2 u_2 \quad (7.13b)$$

Soluția pentru această situație este binecunoscuta dependență exponențială.

Dacă presupunem că cele două unde cuplează, adică se influențează reciproc, ecuațiile (7.13) devin:

$$\frac{du_1}{dz} = -i\beta_1 u_1 + \gamma_{12} u_2 \quad , \quad (7.14a)$$

$$\frac{du_2}{dz} = -i\beta_2 u_2 + \gamma_{21} u_1 \quad (7.14b)$$

Ecuația caracteristică a sistemului format de ecuațiile (7.14a) și (7.14b), presupunând o dependență de tipul $\exp(-i\beta z)$, este:

$$(\beta - \beta_1) \cdot (\beta - \beta_2) + \gamma_{12} \gamma_{21} = 0 \quad (7.15)$$

și admite soluția:

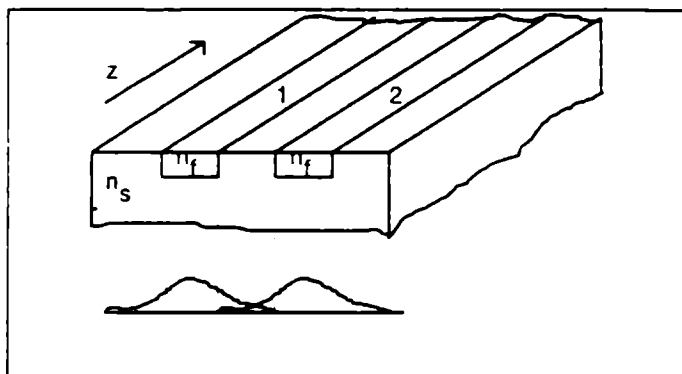


Fig. 7.8. Două ghiduri de undă cuplate și distribuția amplitudinii câmpului electric în ele

Din studiul relației (7.16) se poate constata că noul factor de propagare poate fi și complex dacă mărimea de sub radical este negativă. Așa cum se arată în [7.7] dacă undele electromagnetice se deplasează în aceeași direcție prin ghiduri, atunci β este întotdeauna real. Presupunând, în acest caz, că undele sunt lansate la $z=0$, dependența de distanța parcursă, z , a celor două unde este:

$$u_1(z) = \left[u_1(0) \left(\cos \beta_o z + i \frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_o} \sin \beta_o z \right) + \frac{\gamma_{12}}{\beta_o} u_2(0) \sin \beta_o z \right] \exp \left(-i \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} z \right) \quad (7.17a)$$

și respectiv:

$$u_2(z) = \left[u_2(0) \left(\cos \beta_o z - i \frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_o} \sin \beta_o z \right) + \frac{\gamma_{21}}{\beta_o} u_1(0) \sin \beta_o z \right] \exp \left(-i \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} z \right) \quad (7.17b)$$

unde:

$$\beta_o = \sqrt{\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2 + \gamma_{12}\gamma_{21}} \quad (7.18)$$

Un caz deosebit de interesant din punct de vedere practic este cel în care $u_2(0)=0$, iar cele două ghiduri sunt identice astfel încât $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ și $\gamma_{12}=\gamma_{21}$. Ținând seama și de coeficientul de absorbție al materialului ghidului, vom rescrie constanta de propagare sub forma:

$\beta = \beta' - i\frac{\alpha}{2}$. În aceste condiții soluțiile (7.17a) și (7.17b) se reduc

la:

$$u_1(z) = u_1(0) \cos(\gamma_{12}z) \cdot \exp(-i\beta z), \quad (7.19a)$$

$$u_2(z) = u_1(0) \sin(\gamma_{12}z) \cdot \exp(-i\beta z). \quad (7.19b)$$

Fluxul de putere prin cele două ghiduri este acum calculabil:

$$P_1(z) = u_1(z) \cdot u_1^*(z) = u_1(0) \cdot u_1^*(0) \cos^2(\gamma_{12}z) \exp(-\alpha z) \quad (7.20a)$$

și :

$$P_2(z) = u_2(z) \cdot u_2^*(z) = u_1(0) \cdot u_1^*(0) \sin^2(\gamma_{12}z) \exp(-\alpha z) \quad (7.20b)$$

Cele două relații (7.20) demonstrează că puterea se transferă de la un ghid la altul funcție de distanța parcursă pe direcția de propagare. Din (7.19a) și (7.19b) reiese clar că cele două unde sunt defazate cu 90° . Rezultă că după parcurgerea unei distanțe care să satisfacă relația: $\gamma_{12} \cdot z = \pi/2$, întreaga putere este transferată în ghidul 2 din ghidul 1. În următoarea distanță z transferul se face în sens invers. Se poate spune așadar că lungimea L necesară unui transfer complet de putere între cele două ghiduri este dată de relația:

$$L = \left(\frac{\pi}{2} + k\pi\right) \frac{1}{\gamma_{12}} \quad (7.21)$$

unde $k=0,1,2,\dots$

Toate calculele de mai sus sunt făcute în ideea că cele două ghiduri sunt perfect identice iar câmpurile se extind de la un ghid la celălalt în forme identice. Practica a demonstrat că este deosebit de dificilă obținerea de ghiduri identice din toate punctele de vedere. Astfel, apare o diferență în constantele de propagare, $\Delta\beta$, care va modifica distribuțiile de putere din ghiduri după cum urmează [7.8]:

$$P_1(z) = u_1(0) \cdot u_1^*(0) \left[\cos^2(\beta_o z) + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \frac{\sin^2(\beta_o z)}{\beta_o^2} \right] \exp(-\alpha z) \quad (7.21a)$$

și :

$$P_2(z) = u_1(0) \cdot u_1^*(0) \frac{\gamma_{12}^2}{\beta_o^2} \sin^2(\beta_o z) \exp(-\alpha z). \quad (7.21b)$$

Se poate constata că transferul de putere între ghiduri are loc și pentru valori nenule ale lui $\Delta\beta$.

Când sunt realizate mai multe ghiduri de undă paralele, puterea electromagnetică nu oscilează numai între două dintre ele ce sunt adiacente, ci se extinde la toate ghidurile ale căror poziții și constante de cuplare sunt favorabile cuplării. Când avem o infinitate de ghiduri de undă paralele, dacă radiația luminoasă este introdusă prin ghidul plasat în centru, amplitudinea intensității câmpului electric în ghidul "n" este:

$$E_n(z) = (-i)^n J_n(2\gamma z) \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) \quad (7.22)$$

unde J_n este funcția Bessel de ordin n. Poate fi calculată puterea radiată în fiecare ghid și realizată o distribuție a ei funcție de distanța parcursă, z. Astfel de cuploare direcționale au fost realizate pe GaAs prin implantare ionică. Ghidurile de undă de dimensiuni $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ au fost proiectate și realizate la $4 \mu\text{m}$ unul de altul.

7.2d. Cuplor optic-comutator în circuit optic

Fie un cuplor direcțional cu două ghiduri de undă. Un fascicul de lumină este incident în primul ghid și vom presupune că are amplitudinea unitară: $u_1(0)=1$. În aceste condiții, din relația (7.21b) rezultă că în ghidul 2 puterea la ieșire va fi:

$$P_2 = |u_2(L)|^2 \equiv \frac{\gamma_{12}^2}{\beta_o^2} \sin^2(\beta_o L) \quad (7.23)$$

unde a fost neglijată de asemenea pierderea datorată absorbției în timpul propagării. După cum este lesne de observat, când $\beta_o L = k\pi$ cu $k=1, 2, \dots$, puterea transferată în ghidul 2 este nulă. Ținând seama de semnificație lui β_o , și notând $\Delta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2}$, matematic se poate scrie:

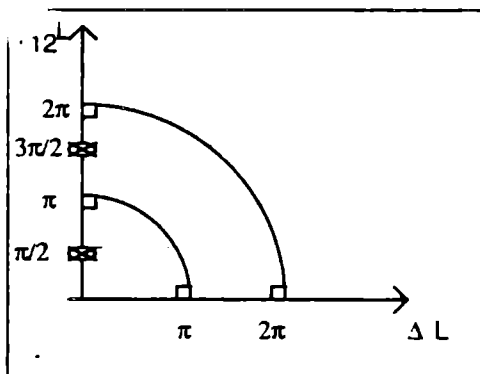


Fig 7.9 Diagrama de comutare specifică unui comutator optic tip cuplor direcțional

$$(\beta_o L)^2 = (\Delta L)^2 + (\gamma_{12} L)^2 = (k\pi)^2, \quad (7.24)$$

ceea ce înseamnă, într-o reprezentare de tipul $\gamma_{12}L = f(\Delta L)$, stările din figura 7.9. Aceste stări sunt caracterizate prin aceea că toată puterea de la intrarea în ghidul 1 se regăsește după parcurgerea distanței L în totalitate tot în ghidul 1. Transferul complet de putere în ghidul 2 se face pentru $\beta_0 L = (2k+1)\pi/2$ și dacă $\Delta L = 0$. Rezultă că, în diagramele din figura 7.9 vom avea numai puncte discrete ce descriu această stare, puncte notate \otimes . Se poate determina dintr-o astfel de diagramă, distanța L necesară pentru un transfer de putere. Dar comutarea de la o stare la alta (transfer sau non-transfer de putere) se poate face pentru o aceeași distanță parcursă L , modificând indicele de refracție al ghidului. La materialele electro-optice acest lucru se poate face simplu, realizând electrozi de polarizare electrică așa cum se arată în figura 7.10. Aceasta este schema unui comutator optic.

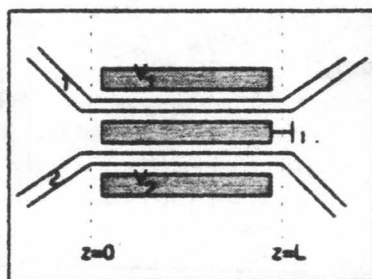


Fig 7.10. Schema unui comutator optic cu cuplor direcțional

Prin polarizări diferite V_1 și V_2 se poate modifica practic constanta de propagare β și în felul acesta se găsesc condițiile unei comutări totale a energiei de la un ghid la altul. Cu o electronică adecvată se poate chiar modula un semnal pe ghidul cuplat.

7.2e Cuplor $\Delta\beta$

Un comutator mult mai flexibil a fost propus de Kogelnic și Schmidt [7.9]. El constă din doi comutatori polarizați în antifază

(figura 7.11) care vor realiza un transfer de putere complet între cele două ghiduri chiar și atunci când $\beta_0 L \neq (2k+1)\pi/2$. Ideea realizării unui astfel de comutator a apărut deoarece este foarte greu de realizat o cuplare eficientă numai cu o secțiune de ghid cuplată. Calculul unui astfel de cuplor se face pornind de la relațiile (7.17) scrise sub forma matricială:

$$\begin{bmatrix} u_1(z) \\ u_2(z) \end{bmatrix} = T(z; \beta_1, \beta_2) \begin{bmatrix} u_1(0) \\ u_2(0) \end{bmatrix} \quad (7.25)$$

unde matricea de transfer T este :

$$T(z; \beta_1, \beta_2) =$$

$$= \begin{bmatrix} \cos \beta_0 z + i \frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_0} \sin \beta_0 z & \frac{\gamma_{12}}{\beta_0} \sin \beta_0 z \\ \frac{\gamma_{21}}{\beta_0} \sin \beta_0 z & \cos \beta_0 z - i \frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_0} \sin \beta_0 z \end{bmatrix} \exp\left(-i \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} z\right) \quad (7.26)$$

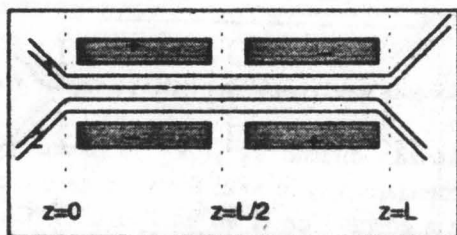


Fig 7.11 Schița cuplorului $\Delta\beta$

Scrind relația de mai sus pentru cele două comutatoare simple legate în cascadă, avem:

$$\begin{bmatrix} u_1(L) \\ u_2(L) \end{bmatrix} = T\left(\frac{L}{2}; \beta_2, \beta_1\right) T\left(\frac{L}{2}; \beta_1, \beta_2\right) \begin{bmatrix} u_1(0) \\ u_2(0) \end{bmatrix}$$

ceea ce înseamnă pentru matricea de transfer:

$$T = \begin{bmatrix} \cos^2\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) + \left\{ \left(\frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_o}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{12}^2}{\beta_o^2}\right) \right\} \sin^2\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) \\ \frac{\gamma_{12} + \gamma_{21}}{\beta_o} \sin\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) \left\{ \cos\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) - i \sin\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) \right\} \end{bmatrix} \quad (7.27)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\gamma_{12} + \gamma_{21}}{\beta_o} \sin\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) \left\{ \cos\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) + i \sin\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) \right\} \\ \cos^2\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) + \left\{ \left(\frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_o}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{21}^2}{\beta_o^2}\right) \right\} \sin^2\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) \end{bmatrix}$$

Transferul total de putere se efectuează când $u_1(L)=0$, ceea ce înseamnă din relațiile de mai sus că:

$$\operatorname{ctg}\left(\beta_o \frac{L}{2}\right) = \left[\frac{\gamma^2 - \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2}{\gamma^2 + \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.28)$$

unde $\gamma^2 = \gamma_{12}\gamma_{21}$.

Nu se realizează transfer de putere dacă:

$$\beta_o \frac{L}{2} = k\pi .$$

Kogelnic și Schmidt au completat diagramele din figura 7.9 cu bucle de transfer complet, deci nu mai sunt numai puncte de abscisă nulă.

Referințe bibliografice - capitolul 7

- 7.1/ R.G. Husperger, A. Yariv, A. Lee: Appl.Opt. **16**, 1026 (1977)
- 7.2/ T. Tamir, *Integrated Optics*, 2nd ed. Topics Appl. Phys., vol 7, (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1979), p.102
- 7.3/ M.L. Dakss, L. Kuhn, P.F. Heidrich, B.A. Scott, Appl. Phys. Letters, **16**, 523, (1970)
- 7.4/ H. Kogelnic, T.P. Sonowski, Bell Syst. Tech. J. **49**, 1602, (1970)
- 7.5/ M. Shams, D. Botez, S. Wang, Opt. Lett. **4**, 96, (1979)
- 7.6/ P.K. Tien, R.J. Martin, Appl. Phys. Lett. **18**, 398, (1974)
- 7.7/ H.A.Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics* Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey (1984) p.217
- 7.8/ S.Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H.L. Garvin, R.G. Hunsperger: Appl. Opt. **13**, 327 (1974)
- 7.9/ H.Kogelnic and R.V. Schmidt, IEEE J. Quantum Electron. QE-**12**, 396, (1976)

8. SISTEME OPTICE DE STOCARE A INFORMAȚIEI

Stocarea optică a informației se dovedește a fi o alternativă a stocării informației prin capacitatea de stocare, timpul de acces și prețul de cost. Cum dezvoltarea tehnologiei de realizare duce în general la micșorarea prețului de cost, în figura 8.1 este prezentată o diagramă a tipurilor de memorii existente, în coordonate timp de acces & capacitate de stocare. Astfel se poate observa că memoriile optice prezintă un foarte bun cuplu *timp de acces - capacitate de stocare*.

Termenul de memorie optică este folosit în literatura de specialitate ca fiind acele sisteme bazate pe folosirea radiației optice pentru a înregistra și a citi informația. Procesul de înregistrare, care poate fi reversibil sau ireversibil, presupune producerea locală a unor modificări în proprietățile fizice, structurale sau chimice ale suportului pe care are loc înregistrarea. Citirea informației înregistrate și redarea ei se face prin interogarea suprafeței mediului cu un fascicul de radiației optice ale cărei modificări în intensitate, polarizare sau fază, refac informația stocată.

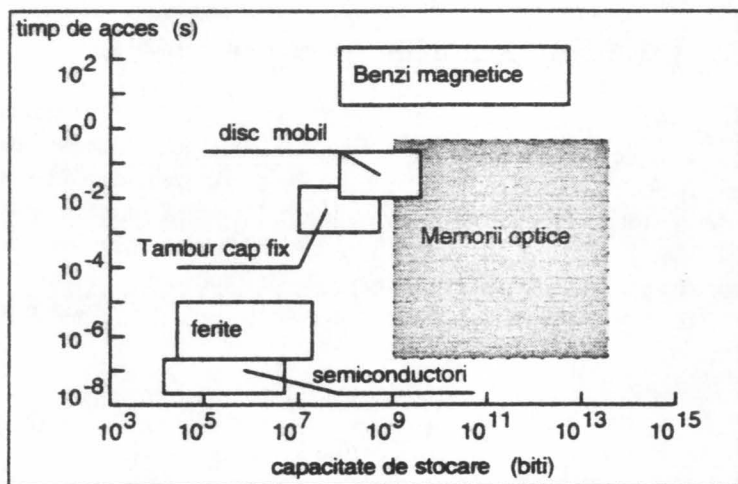


Fig 8.1. Memoriile optice în coordonate timp de acces - capacitate de stocare și comparație cu alte tipuri de memorii.

O clasificare a memoriilor optice ținând seama de cei doi parametri de mai sus, definește următoarele tipuri de memorii:

a) *memorie operativă cu acces aleatoriu*: cu posibilități de scriere/citire și timp de acces rapid (aprox. $1\mu s$) - este competitivă cu memoriile cu ferite și cele cu semiconductori;

b) *memorie tip buffer (tampon)*: cu acces aleatoriu, posibilități de scriere/citire și cu timp de acces mare ($>1ms$). Acest tip de memorii notată și WREOM (write-read-erase optical memory) este competitivă cu discurile și tamburii magnetici;

c) *memorie de mare capacitate*: cu unele posibilități de ștergere sau completare (RMOM: read - mostly optical memory);

d) *memorie tip arhivă*: fără posibilități de ștergere sau completare, dar cu o capacitate foarte mare ($>10^{13}$ biți). În literatură se regăsește și sub numele de ROOM (read-only optical memory).

Memoria optică trebuie privită ca un sistem optico-electronic-mecanic în care partea de stocare propriu-zisă constituie doar un element. Vom încerca să descriem câteva tipuri clasice de memorii optice.

8.1 Memoria optică bazată pe efectul Pockels

După cum este cunoscut, efectul Pockels constă în variația liniară a indicelui de refracție al unui material cu intensitatea câmpului electric aplicat. Cristalul electrooptic folosit trebuie să aibă și proprietăți fotoconductoare. Ca exemple din literatură amintim: ZnS /8.1, 8.2/ și $Bi_{12}SiO_{20}$. La scriere, simultan cu fasciculul luminos de scriere, se aplică și o tensiune exterioară, ca în figura 8.2.

În absența luminii, distribuția potențialului pe cristal este determinată de:

$$V_M = E \frac{C_i}{C_i + C_c} \quad (8.1)$$

unde C_c este capacitatea cristalului, iar C_i este capacitatea izolatorului.

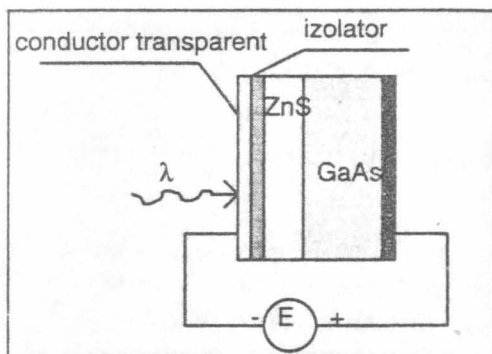


Fig 8.2 Memorie optică pe baza efectului Pockels

În urma iluminării, datorită faptului că materialul este și fotoconductiv, în cristal se fotogenerază perechi electron - gol care se vor deplasa în câmpul electric conform semnului sarcinii lor. La interfața cristal - izolator rămân sarcini pozitive necompensate care modifică distribuția punctuală a tensiunii pe cristal după relația:

$$V(x, y) = V_M \exp(-kW(x, y)) \quad (8.2)$$

unde k este o constantă ce depinde de material, iar $W(x, y)$ este energia radiației luminoase în punctul de coordonate (x, y) . În acest fel contururi luminoase sunt convertite în "imagini de tensiune" pe cristallul electrooptic. Conform efectului Pockels, această variație a potențialului de la punct la punct înseamnă o variație corespunzătoare a indicelui de refracție. Dacă citirea informației se face cu o lumină polarizată de intensitate I_c , atunci intensitatea luminii prin analizorul cu care se face citirea, va fi:

$$I \equiv I_c \sin^2 \left(\frac{\pi V(x, y)}{V_{\lambda/2}} \right), \quad (8.3)$$

unde $V_{\lambda/2}$ este tensiunea jumătate de unda caracteristică materialului.

După cum este lesne de înțeles, în montajul din figura 8.2 există un fenomen de relaxare dielectrică datorat celor două

capacității electrice și rezistenței R a cristalului la întineric. Aceasta înseamnă că "imaginea" de tensiune înregistrată nu este stabilă în timp, ci variază conform relației:

$$V'(x, y) = V(x, y) \exp \left[-\frac{t}{R(C_i + C_c)} \right] \quad (8.4)$$

Este necesară reînprospătarea periodică a imaginii stocate.

Pentru materialele mai sus menționate, scrierea informației se face cu $\lambda=380+500\text{nm}$, iar citirea se face cu $\lambda=632,8\text{nm}$ fie prin reflexie, fie prin transmisie. Pentru ștergerea memoriei se scurtcircuitează electrozii și se iluminează cu radiație ultravioletă. Operația de ștergere propriu-zisă se face în câteva microsecunde.

Rezoluția materialului, care depinde de modul de repartizare a sarcinilor, este de obicei de $85+100\text{linii/mm}$. Sensibilitatea la înscriere - un alt parametru important, depinde evident de cristalul folosit. Din /8.1 - 8.3/ rezultă o sensibilitate de $2+10\mu\text{J/cm}^2$.

8.2 Discurile optice CD-ROM

Încă din 1978 multe companii ce lucrau în domeniul memoriilor optice au început să producă *compact disc* audio cu înregistrare pe 16 biți. Un sistem optic folosind un fascicul laser citea informația din biții imprimați pe un disc de plastic. Din 1982 firmele Philips și Sony au stabilit un hardware și software comun care stă la baza producției de discuri tip CD.

Astfel un CD este un disc de plastic de 120mm diametru care, așezat în poziție orizontală are fața inferioară baleiată de un spot laser de la exterior către interior. Servomecanisme speciale controlează atât mișcarea laserului cât și pe cea de rotație a discului, astfel încât suprafața înregistrată trece prin fața fasciculului laser cu o viteză liniară constantă. Informația este stocată digital pe suprafața CD-ului sub forma unor "pits"-uri (mici umflături) cu dimensiuni de $0.8-3.0\mu\text{m}$ lungime și $0.5\mu\text{m}$ lățime. Apoi discul este acoperit cu un strat de aluminiu și un strat protector de plastic transparent.

Citirea discului se face prin reflexia unui fascicul produs de o diodă laser AlGaAs ($\lambda \approx 780\text{nm}$ și un diametru al spotului de $0.7\mu\text{m}$), reflexie dată de suprafața cu pits-uri. Lumina reflectată ajunge la un fotodetector unde sunt detectate schimbările în caracteristicile radiației, și decodificate.

Astfel de compact discuri de tip *read-only memory*, CD-ROM, au o capacitate de stocare foarte mare (de ordinul Gbyte) și au aplicații în cele mai diverse domenii. Dezvoltarea industriei de calculatoare a impus acest tip de memorie și astfel au apărut memoriile tip "*scrise o dată, citite de mai multe ori*" (WROM -write once read many times), sau/și memoriile optice ce permit ștergerea și rescrierea lor. Pentru acestea din urmă sunt folosite materialele cu schimbare reversibilă de fază (cristal-amorf-cristal) sau materialele magneto-optice. Modul în care funcționează aceste tipuri de memorii este prezentat foarte pe scurt în paragrafele următoare.

8.2.a Memorii optice din materiale cu schimbare reversibilă de fază

Unele materialele amorfе sunt în general instabile și pot fi aduse la starea cristalină prin procedee de tratament termic. Dintre acestea, calcogenizi de tipul Se-Te-Sn, Se-In-Sb și TeO_xGeSn au fost folosiți la obținerea memoriilor optice ce permit rescrierea. Se depun în strat subțire în stare cristalină, la temperatura camerei, pe un suport. Scrierea informației pe disc se face cu un puls laser de putere mare. Local, se dezvoltă temperaturi mai mari decât temperatura de topire T_f și datorită răcirii rapide odată cu scăderea puterii laserului, va rezulta un mic domeniu amorf [8.4]. Cele două faze ale materialului au indici de refracție diferiți și deci sunt detectabile de o radiație laser de citire.

Ștergerea informației înscrise se face printr-un tratament termic la temperaturi mai mari decât temperatura de tranziție a sticlei, T_g , dar sub temperatura de topire, T_f . În această regiune a temperaturilor are loc nucleația fazei cristaline și domeniul amorf este recrystalizat. Acest tratament termic se face tot cu ajutorul unui fascicul laser, de obicei fiind cuplat cu operația următoare de scriere.

8.2b. Memorii optice cu materiale magneto-optice

Unele aliaje amorse ale pământurilor rare cu metale de tranziție prezintă proprietăți magneto-optice. Dintre acestea, aliaje de tipul GdCo, TbFe, GdTbFe și TbFeCo au fost folosite în obținerea memoriilor optice. Astfel se depun straturi subțiri prin evaporare în vid sau prin sputtering, pe suporturi convenabil alese. O caracteristică importantă a acestor filme este anizotropia magnetică puternică ce există perpendicular pe planul filmului. Din punctul de vedere al proprietăților magnetice, aceste materiale sunt antiferomagnetice și la o temperatură specifică, T_c numită și temperatură de compensație, alinierea tip antiparalel a momentelor magnetice conduce la o magnetizare nulă. În jurul acestei temperaturi, materialul este aproape insensibil la câmpuri magnetice aplicate din exterior, în vreme ce la temperaturi mai mari este foarte sensibil. Rezultă că o astfel de memorie trebuie să lucreze la temperaturi mai mici dar foarte apropiate de temperatura de compensație.

Pentru a înscrie un bit pe suportul magnetic, cu un puls laser se ridică temperatura deasupra valorii lui T_c și cu un câmp magnetic extern se modifică local orientarea momentului magnetic. Cu scăderea intensității radiației laser, temperatura ajunge sub temperatura de compensație și astfel există un domeniu cu magnetizarea orientată altfel. Citirea informației se face cu lumină liniar polarizată care va fi reflectată diferit de cele două zone. Detectia se face cu ajutorul detectoarelor sensibile la polarizația luminii. Ștergerea bit-ului înscris se face ca la scriere, numai că sensul câmpului magnetic exterior aplicat este opus celui folosit la scriere.

8.3 Memorii cu calcogenizi

Calcogenizii reprezintă acea clasă de materiale amorse care conțin atomi tip calcogen: Se, Te, S. Pentru unii dintre ei este specifică schimbarea proprietăților optice odată cu schimbarea de fază din starea amorfă în starea cristalină și invers. Depunerea lor în strat subțire pe arie mare și la un preț de cost mic în comparație cu

alte materiale, conferă acestor semiconductori avantaje în fabricarea memoriilor optice.

Până în prezent sau cristalizat două idei de realizare a memoriilor optice:

- *supermicrofișă holografică* în care este utilizată schimbarea indicelui de refracție al filmului pe bază de Se sau/și S;

- *disc video - laser* în care ideea de bază este obținerea de găuri de dimensiuni foarte mici în filmul calcogen, pentru înscrierea unui bit.

8.3a Supermicrofișa holografică

În sistemele As-Se-S-Ge proprietățile optice, cum ar fi indicele de refracție și transmisia optică, se schimbă în mod reversibil atunci când materialul este încălzit și iluminat. Schimbarea în indicele de refracție este de ordinul a $\Delta n = 0.05 + 0.1$ și face din acest material un mediu holografic foarte bun. S. Zembutsu et al. [8.5] avansează ideea că aceste transformări în starea amorfă au loc la scară atomică, ceea ce înseamnă o mare putere de rezoluție în cazul utilizării lor la realizarea de memorii.

Filme subțiri de $As_{40}Se_{50-x}S_xGe_{10}$ ($25 \leq x \leq 50$) au fost depuse prin sputtering cu o grosime de $1 + 3 \mu m$. Supermicrofișele au fost scrise prin tehnica hologramei cu o radiație laser cu Ar, ($\lambda = 514.5 nm$) iar citirea s-a făcut cu un laser He-Ne ($\lambda = 632.8 nm$). Diametrul hologramei este de $1.5 mm$ și în jur de 400 holograme (pagini) au fost înscrise pe o arie de $5 \times 3 cm^2$. Capacitatea memoriei pe fișă atinge $2.5 \times 10^8 + 10^9$ biți.

Se poate realiza ștergerea locală a informației prin focalizarea cu ajutorul unei măști, a unei radiații din domeniul infra-roșu - timpul de ștergere fiind de 1 sec.

Citirea imaginii se face pe un monitor video de mare rezoluție, calitatea ei fiind deosebită. De asemenea rescrierea acestui sistem As-Se-S-Ge a fost făcută de 10^4 ori fără a se înregistra greșeli.

8.3b. Video-discul laser

Aceste discuri sunt utilizate în special la realizarea memoriilor tip arhivă și au la bază modul termic de înregistrare cu ajutorul unui fascicul laser. Ca materiale, sunt folosite filme calcogenice bazate pe telur, cum ar fi sistemele As-Te. Straturi subțiri de 40nm sunt depuse prin evaporare în vid pe sticlă sau pe discuri de polymethyl-metacrylat (PMMA) cu diametrul de 33cm și o grosime de 1-8mm.

Aranjamentul optic pentru scrierea informației este prezentat în figura 8.3. Discul substrat este rotit cu 1800rot/min și iradiat cu un puls laser bine focalizat, diametrul spotului fiind de $0,8\mu\text{m}$. Înscriserea presupune realizarea unor cavități în material, acestea reprezentând un bit. Producerea acestor cavități implică următoarele: în stadiul inițial materialul calcogenid este parțial evaporat și parțial eliminat din centru către marginea zonei iradiate, această deplasare fiind datorată mișcării termice a atomilor. Materialul înmuiat în acest fel, datorită tensiunilor de suprafață, se retrage spre marginea zonei iradiate formând un inel în jurul cavității. Adăosul de S, Se, Te conduce la mărirea sensibilității la scriere datorită aranjamentelor atomice în formă de lanț pe care aceste materiale le implică. De asemenea, Se și Te conduc la creșterea stabilității filmului în timp.

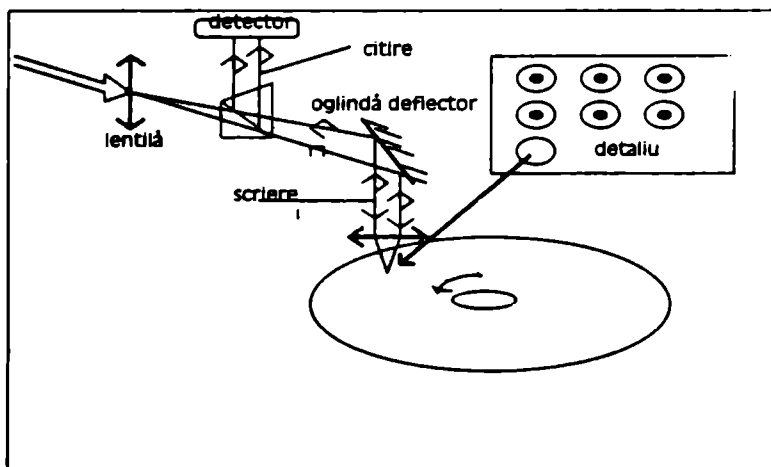


Fig 8.3 Schema de scriere - citire a unui video - disc laser

Sunt și o serie de impedimente în ceea ce privește protecția suprafeței în timpul înregistrării. Astfel, datorită căldurii realizate local, atomii de As pot migra către suprafață și în reacție cu oxigenul din atmosferă formează As_2O_3 care face dificilă înregistrarea, producând un zgomot mare. De aceea, se realizează protecția suprafeței cu un strat organic subțire (200nm).

Semnalul înscris este citit tot cu un fascicul laser, de obicei de tip He-Ne, aranjamentul optic fiind același. Detectorul utilizat are rolul de a monitoriza lumina reflectată, și dă totodată informații necesare autofocalizării fasciculului de citire.

Referințe bibliografice - capitolul 8

- /8.1/ D.S. Oliver, W.R. Buchan, IEEE Trans Elec. Dev. ED-18, 769 (1971)
- /8.2/ S.G. Lipson, P.Misenson, Appl. Optics 13, 2052 (1974)
- /8.3/ S.L.Hou, D.S. Oliver Appl. Phys. Lett., 17, 416 (1970)
- /8.4/ N. Tomozeiu și L. Munteanu. *Fizica semiconductorilor amorfi*, Ed. Universității București, p.6 (1996)
- /8.5/ S. Zembutsu and T. Igo, Jap. Journal of Appl. Phys. vol 12, nr 8, 1261 (1973)

CUPRINS

Introducere.....	1
1. Proprietăți electromagnetice ale semiconductoarelor	
1.1 Funcțiuni electromagnetice.....	3
1.2 Relațiile Kramers-Krönig.....	11
1.3 Teoria Lorentz-Drude a oscilatorului încărcat electric.....	16
1.4 Simplă teorie cuantică a funcțiunilor electromagnetice.....	20
2. Ghiduri de undă dielectrice	
2.1 Moduri de vibrație în ghidurile de undă.....	23
2.2 Proprietăți ale modurilor.....	26
2.2a Simetria modurilor.....	26
2.2b Ortogonalitatea modurilor.....	27
2.3 Ecuațiile undei electromagnetice în ghidurile planare.....	29
2.3a Calculul ecuației undei în modul TE.....	29
2.3b Calculul ecuației undei în modul TM.....	31
2.3c Ecuația de dispersie a ghidului planar.....	31
2.3d Grosimea efectivă a ghidului de undă.....	36
2.3e Unda TE în ghidul planar cu variația indicelui de refracție tip treaptă.....	39
2.3f Unda TM în ghidul planar cu variația indicelui de refracție tip treaptă.....	43
2.4 Ghiduri de undă planare cu indice de refracție variabil.....	47
2.5 Materiale și procedee tehnologice de realizare a ghidurilor de undă planare.....	49
2.6 Alte materiale folosite în realizarea ghidurilor de undă.....	58
2.7 Flux tehnologic de realizare a geometriei ghidului de undă.....	59

3. Fibre optice	
3.1 Introducere. Clasificare.....	61
3.2 Unda electromagnetică în fibra optică.....	65
3.3 Materiale pentru fibre optice.....	70
3.4 Unele caracteristici ale fibrelor optice.....	72
3.5 Cuplarea fibrelor optice.....	74
4. Surse de lumină utilizate în optoelectronica integrată	
4.1 Studiul tranzițiilor optice folosind teorema Fermi.....	77
4.2 Absorbția optică, emisia spontană și emisia stimulată.....	80
4.3 Inversia de populație. Condiția Bernard - Duraffourg.....	86
4.4 Dioda laser cu injecție.....	87
4.4a Dioda laser. Principiu de funcționare.....	87
4.4b Rezonatorul optic.....	90
4.4c Condiția de prag în funcționarea diodei laser.....	91
4.4d Moduri în cavitatea rezonantă.....	94
4.4e Eficiența diodei laser.....	97
4.4f Diode laser cu heterojuncțiuni.....	99
4.4g Integrarea structurii diodei laser cu ghidul de undă.....	100
4.4h Diode laser cu gropi cuantice.....	102
4.5 Diode electroluminescente (LED).....	110
4.5a Noțiuni generale.....	110
4.5b Eficiența diodei electroluminescente.....	114
4.5c Caracteristici de bază ale diodelor electroluminescente.....	116
4.5d Structuri de diode electroluminescente.....	119
4.5e Structuri integrate cu diode electroluminescente.....	121
5. Detectoare de radiație optică	
5.1 Noțiuni introductive.....	126
5.2 Detectoare fotoconductive.....	127

5.2a Analiza funcționării unui detector fotoconductiv.....	127
5.2b Realizarea practică a detectorilor fotoconductivi.....	135
5.3 Fotoconductoare cu joncțiuni. Fotodiode.....	137
5.3a Joncțiunea p-n ca fotodetector	138
5.3b Fotodiode cu avalanșă.....	142
5.3c Fotodiode tip p-i-n.....	150
5.3d Fotodiode tip Schottky.....	153
6. Modulatori optici	
6.1 Tipuri de modulații.....	156
6.2 Efecte fizice utilizate în funcționarea modulatorilor optici.....	159
6.2a Efectul electro-optic.....	159
6.2b Efectul acustico-optic.....	163
6.2c Efectul magneto-optic.....	166
6.3 Tipuri de modulatori.....	168
6.3a Modulatori electro-optici.....	168
6.3b Modulatori acustico-optici.....	172
7. Cuploare optice	
7.1 Cuplarea fascicului luminos la ghiduri planare.....	174
7.1a Cuploare transversale.....	175
7.1b Cuplor cu prismă.....	177
7.1c Cuplor cu rețea.....	179
7.1d Cuplor tip ghid de undă plană.....	182
7.2 Cuplare între ghiduri de undă.....	183
7.2a Cuploare ghid planar-ghid planar.....	183
7.2b Cuploare ghid planar-ghid liniar.....	185
7.2c Cuploare direcționale.....	186
7.2d Cuplor optic-comutator în circuit optic.....	190
7.2e Cuplor $\Delta\beta$	191
8. Sisteme optice de stocare a informației	
8.1 Memoria optică bazată pe efectul Pockels	196
8.2 Discuri optice CD-ROM	198

8.2a Memorii optice din materiale cu schimbare reversibilă de fază	199
8.2b Memorii optice cu materiale magneto - optice	200
8.3 Memorii cu calcogenizi	200
8.3a Supermicrofișa holografică	201
8.3b Disc video-laser	202

VERIFICAT
2017

VERIFICAT
2007

**Tiparul s-a executat sub c-da nr. 448/1998,
la Tipografia Editurii Universității din București**

ISBN 973 – 575 – 243 – 3

Lei 12300