Structuri Optoelectronice

Editura CANOVA, Iași

Dr. Irinel Casian-Botez

STRUCTURI OPTOELECTRONICE

Tehnoredactare: Irinel Casian Botez *Culegere:* Irinel Casian Botez *Copertă:* Irinel Casian Botez

Editura CANOVA, Iași

ISBN: 973-96099-2-9

2001

Cunoștințele necesare pentru urmărirea textului sunt la nivel de curs introductiv în domeniile electromagnetismului și dispozitivelor semiconductoare. și un nivel mediu de electronică.

După citirea acestei cărți vă puteți aștepta să puteți citi literatura tehnică de specialitate și să atingeți un nivel mediu de înțelegere, să recunoașteți noile dispozitive și noile tehnici utilizate în sistemele de telecomunicații.

Irinel Casian-Botez

Prefață

Sistemele de comunicații pe fibră optică au trecut foarte rapid din laboratoarele de cercetare în aplicațiile comerciale. Prima generație de sisteme optice era bazată pe dispozitive din siliciu funcționînd între 800 și 900 nm. Era evident că atenuarea fibrelor ar fi fost cu atît mai mică cu cît lungimea de undă ar fi fost mai mare. A doua generație de dispozitive lucrează la lungimi de undă de 1300 nm, fiind azi o tehnologie ajunsă la maturitate, în timp ce pe piață și-a făcut apariția a treia generație, la 1550 nm.

În timp ce fibrele optice, laserii și fotodetectorii au făcut posibile comunicațiile la distanțe foarte mari și la viteze foarte ridicate, cercetările în domeniul tehnologiei comunicațiilor, care să aducă o utilizare completă a fibrelor și dispozitivelor optice, au crescut în scop și întindere.

Această carte este concepută pentru a pregăti studenții, și poate și pe alții, pentru intrarea în domeniul fascinant, dinamic și foarte important al optoelectronicii. Ea este destinată studenților din anii de specializare, dar poate fi utilizată și de către inginerii interersați de domeniu.

Fiind un text introductiv, multe din aspectele interesante și importante ale subiectului au fost lasate pe seama unor texte mai avansate.

Cuprins

Cap.1 LUMINA CA UNDĂ ELECTROMAGNETICĂ

	1.1.	Ecuațiile l		1		
1.2 Ecuația undelor						4
		1.2.1. O so	oliție a ecu	ației undelor		4
		1.2.2. Para	ametrii de	propagare		5
		1.2.3. Vite	za de gruj)		9
		1.2.4. Disj	persia			12
Cap. 2	ELE RAD	MENTE IOMETRII	DE E	FOTOMETRIE	ŞI	14
Cap. 3	FIBR	RA OPTICĂ				
	3.1.	Reflexia				19
	3.2.	Atenuarea	în fibra o	ptică		28
	3.3.	3.3. Banda de frecvență a fibrei optice				30

	3.4	Dispersia modală	33			
	3.5.	Dispersia de material	35			
	3.6.	Dispersia de ghid	38			
Cap. 4	EMI	ȚĂTOARE OPTICE				
	4.1.	Dioda electroluminiscentă	40			
	4.2.	Dioda laser	43			
Cap. 5	REC	EPTOARE OPTICE				
	5.1.	Eficianța cuantică	52			
	5.2.	Fotodioda PIN	53			
	5.3.	Fotodioda cu avalanșă	56			
Cap. 6.	ZGO	MOTUL TRADUCTORILOR				
-	ELECTRO OPTICI UTILIZAȚI ÎN					
	OPTOELE CTRONICĂ					
	6.1.	Elemente de teoria zgomotului	59			
	6.2.	Zgomotul diodei laser	63			
	6.3.	Zgomotul fotodiodei PIN	66			
	6.4.	Zgomotul fotodiodei cu avalanșă	67			
	6.5.	Detecția coerentă și incoerentă	68			
	6.6.	Comparații între detecția coerentă și cea incoerentă	76			
Can 7	FLE	MENTE DE PROIECTARE SISTEMICĂ A				
Cap. /	LEGĂTURII PE FIBRĂ OPTICĂ					
	71	Cîștigul legăturii	77			
	7.2	Zgomotul echivalent la intrare si zgomotul	80			
	/•2•	legăturii	00			
	7.3.	Legătura dintre factorul de zgomot și EIN	84			
	7.4.	Gama dinamică și liniaritatea	85			
	7.5.	Parametrii unei transmisii digitale	95			

Cap. 8	CALO	CULUL	PUTERII	CUPLATE	ÎN FIB	RA 98		
	OPTICĂ							
	8.1.	Eficient	a de cuplaj			100		
Cap. 9	DISPOZITIVE OPTICE PASIVE							
•	9.1.	Birefrin	gența			104		
	9.2.	Lamela	în sfert de lu	ngime de undă		109		
	9.3.	Cristale	active optic	-		109		
	9.4.	Efectul	electro-optic			110		
	9.5.	Modula	toare Kerr			118		
	9.6.	Baleier	ea și comutar	ea		118		
	9.7.	Dispozitive magneto-optice						
	9.8.	Grila de difracție						
	9.9.	Hologra	ima			127		
Cap. 10	FOTOREZISTOARE							
•	10.1.	Criter	ii de perform	anță		132		
	10.2.	Cond	iții de mediu	și de circuit		140		
Cap. 11	TEHN	OLOGII	DE STOCAI	RE OPTICĂ		142		
Cap.12	CABLURI DE FIBRE OPTICE							
-	12.1.	Costu	ri de termina	re și montare d	e spice-uri	148		
	12.2.	Tehni	ci de măsura	re	-	153		
ANEXA						155		
BIBLIOG	GRAFII	E				156		

Capitolul 1

LUMINA CA UNDĂ ELECTROMAGNETICĂ

Propagarea luminii este un fenomen electromagnetic. Ea este guvernată de aceleași ecuații utilizate în domeniul microundelor.

1.1. Ecuațiile lui Maxwell

Ecuațiile lui Maxwell oferă baza dezvoltării teoriei propagării undelor electromagnetice. Aceste ecuații sunt:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$
(1.1a)

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$
(1.1b)

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \tag{1.1c}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{D}} = \rho \tag{1.1d}$$

Există, suplimentar, alte trei ecuații numite ecuații constitutive:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{J} = \sigma \vec{E} \tag{1.2}$$

unde ε , μ și σ caracterizează mediul. De obicei se presupune că aceste mărimi nu variază în timp și că materialul este liniar, omogen și izotrop, ceea ce înseamnă că aceste mărimi sunt constante în tot mediul. Există și situașii în care aceste presupuneri

nu sunt valabile și, în consecință, va trebui să reexaminăm consecințele acestor presupuneri. Un exemplu în acest sens este fibra cu indice gradat la care ε variază în funcție de distanța de la axul fibrei.

Cînd dependența de timp a cîmpurilor este sinusoidală, atunci se poate folosi forma complexă a ecuațiilor:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \tag{1.3a}$$

$$\nabla \times \vec{H} = (\sigma + j\omega\varepsilon)\vec{E}$$
(1.3b)

Cînd un cîmp electromagnetic apare la interfața dintre două materiale, cîmpurile de pe cele două fețe ale interfeței trbuie să satisfacă anumite restricții. Acestea sunt *condițiile pe frontieră*:

- compenentele tangențiale ale cîmpului electric \vec{E} pe cele două fețe trebuie să fie egale;
- diferența dintre componentele normale ale inducției electrice \vec{D} pe cele două fațe trebuie să fie egală cu densitatea de sarcină electrică pe suprafață;
- diferența dintre compenentele tangențiale ale cîmpului magnetic H
 pe cele două fețe trebuie să fie egală cu densitatea de curent pe suprafață;
- componentele normale ale inducției magnetice \vec{B} pe cele două fețe trebuie să fie egale.

Condițiile pe frontieră la interfața dintre doi dielectrici, în cazul lipsei unei densități de sarcina sau de curent pe suprafață, sunt:

- componentele tangențiale ale cîmpurilor \vec{E} și \vec{H} rămîn constante la traversarea interfeței;
- componentele normale ale inducțiilor \vec{D} și \vec{B} rămîn constante la traversarea interfeței.

2

Teorema lui Poynting descrie fluxul de putere într-o regiune în care există cîmp electric și cîmp magnetic. Această teoremă este:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \tag{1.4a}$$

 \vec{S} este vectorul Poynting care reprezintă densitatea de putere instantanee și se măsoară în W/m². Relația spațială dintre \vec{E} , \vec{H} și \vec{S} este prezentată în figura 1.1.



Fig.1.1. Relația spațială dintre \vec{E} , \vec{H} și \vec{S}

Pentru cîmpuri cu variație sinusoisală în timp, densitatea de putere medie este:

$$\vec{S}_{\text{med}} = \frac{1}{2} \Re \left\{ \vec{E} \times \vec{H}^* \right\}$$
(1.4b)

unde \vec{E} și \vec{H} sunt valorile de vîrf, iar defazajul dintre sinusoide se presupune nul. Dacă acest defazaj nu este nul, relația (1.4b) va include termenul exp(j ϕ). Dacă defazajul este $\pi/2$, puterea va fi

imaginară. Putere imaginară înseamnă că puterea instantanee, dată de relația (1.4a) alternează în direția de propagare, curgerea de putere, în medie, fiind nulă.

1.2. Ecuația undelor

Ecuația undelor descrie propagarea cîmpului electromagnetic printr-un mediu. Presupunînd acest mediu liniar, omogen, izotrop și lipsit de sarcini electrice, ecuațiile de undă sunt:

$$\nabla^2 \vec{E} - \gamma^2 \vec{E} = 0 \quad \text{sau} \tag{1.5a}$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \gamma^2 \vec{H} = 0 \tag{1.5b}$$

unde $\gamma^2 = -\omega^2 \epsilon \mu + j \omega \mu \sigma$

1.2.1. O soluție a ecuației undelor

Presupunem o undă plană, uniformă, nemărginită. Fără a restrînge generalitatea, putem presupune ales un sistem de coordonate cartezian astfel încît $E_x = E_z = 0$. În acest caz $\vec{E} = \vec{u}_y E_y$, iar ecuația undelor (1.5a) se reduce la:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \gamma^2 E_y = 0 \tag{1.6}$$

Soluția acestei ecuații este:

$$E_{\gamma} = A_1 e^{\gamma z} + A_2 e^{-\gamma z} \tag{1.7}$$

Lumina ca undă electromagnetică

Cei doi termeni reprezintă unde progresive în direcțiile -z și, respectiv, +z.În anumite cazuri ambele unde sunt prezente. Pentru cazul studiat acum vom considera că există doar unda progresivă în direcția lui +z:

$$E_{v} = Ae^{-\gamma z}$$
(1.8)

Fie
$$\gamma = \sqrt{-\omega^2 \epsilon \mu + j\omega \mu \sigma} = \alpha + j\beta$$
. Atunci:
 $E_v = Ae^{-(\alpha + j\beta)z} = Ae^{-\alpha z}e^{-j\beta z}$
(1.9)

Introducînd şi dependența de timp, expresia soluției ca o funcție de spațiu și timp devine:

$$E_{y} = Ae^{-\alpha z}e^{j(\omega t - \beta z)}$$
(1.10)

1.2.2. Parametrii de propagare

Pentru o undă plană, ecuația (1.3a) devine:

$$-\frac{\partial E_{y}}{\partial z} = \gamma E_{y} = -j\omega\mu H_{x}$$
(1.11)

Să considerăm $\sigma = 0$; atunci $\gamma = j\omega\sqrt{\epsilon\mu}$. Raportul dintre cîmpul electric și cel magnetic este:

$$\frac{E_y}{H_x} = -\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$
(1.12)

Mărimea acestui raport este impedanța intrinsecă a mediului η . Semnul minus indică faptul că vectorul cîmp magnetic este orientat în sensul negativ al direcției x. Impedanța intrinsecă a vidului este $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377\Omega$. Într-un dielectric, $\eta = 377/\sqrt{\epsilon_r} = 377/n$. n este indicele de refracție al mediului. Puterea medie care curge pe direcția z este $E_y^2/2\eta$.

 $E_y(t,z)$ din ecuația (1.10) are modulul Ae^{- αz} și faza ($\omega t - \beta z$). Constanta de propagare γ este un număr complex, avînd dimensiunea m⁻¹. Partea reală α este constanta de atenuare, iar partea imaginară β este constanta de fază.

Propagarea în spațiu poate fi vizualizată printr-un punct de fază constantă atunci cînd t și z se modifică:

 $(\omega t - \beta z) = constant$ (1.13)

Derivata dz/dt este interpretată ca o viteză, numită viteză de fază:

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$
(1.14)

În vid, viteza de fază este $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, iar într-un dielectric cu $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ea devine c/n.

Factorul (ω t- β z) reprezintă variația fazei cîmpului cu timpul și distanța. Dacă z este fixat la o valoare arbitrară z = z₁, atunci β z₁ este diferența de fază dintre cîmpul în z = z₁ și cîmpul în z = 0. Termenul (ω t – β z₁) reprezintă variația în timp afazei cîmpului în punctul z = z₁. *Perioda* T este timpul necesar fazei în z₁ de a parcurge intervalul complet de 2 π radiani; deci T = 2 π/ω . Similar, (ω t₁ – β z) este faza ca o funcție de distanță, la un moment fixat de timp t₁. *Lungimea de undă* λ este distanța în lungul direcției de propagare în care faza la momentul t₁ variază cu 2 π radiani; deci $\lambda = 2\pi/\beta = c/nf = \lambda_0/n$.

În ecuația (1.10) sau presupus axele de coordonate orientate după vectorii \vec{E} , \vec{H} și \vec{S} . Într-un sistem de referință mai general, direcția de propagare este reprezentată de un versor \vec{n} , normal pe frontul de undă (locul geometric al tuturor punctelor care, la un moment dat, au aceeași fază), iar constanta de propagare este un vector $\vec{k} = \beta \vec{n} = \omega (\epsilon \mu)^{1/2} \vec{n}$; atît \vec{n} cît și \vec{k} vor avea componente în lungul axelor de coordonate. Pentru o undă plană care se propagă în direcția lui \vec{n} , \vec{E} și \vec{H} vor fi normali unul față de altul și față de \vec{n} . Fiecare din acești vectori vor avea componente după cele trei axe. Considerăm unda din figura 1.2, avînd un vector de propagare cu componente după direcțiile x și z:

$$\vec{k} = \beta \vec{n} = \vec{u}_x k_x + \vec{u}_z k_z = \vec{u}_x \beta \cos \theta + \vec{u}_z \beta \sin \theta$$
(1.15)

Ecuația (1.10) devine:

Lumina ca undă electromagnetică

$$E_{v}(t,x,z) = Ae^{j\omega t}e^{-jk_{x}x}e^{-jk_{z}z}$$
(1.16)

Pentru unda din figura 1.2, în care cîmpul electric are componentă numai după axa y, cîmpul magnetic se calculează cu relația (1.3a):

$$-\vec{u}_{x}\frac{\partial E_{y}}{\partial z} + \vec{u}_{z}\frac{\partial E_{y}}{\partial x} = -j\omega\mu\left[\vec{u}_{x}H_{x} + \vec{u}_{y}H_{y} + \vec{u}_{z}H_{z}\right]$$
(1.17)





Fig.1.2. Undă plană cu frontul de undă normal la planul x-z

Ecuația vectorială se poate reduce la trei ecuații scalare care ne dau componentele cîmpului magnetic în funcție de cimpul electric:

$$H_{x} = -\frac{E_{y}}{\eta} \sin \theta$$

$$H_{y} = 0$$

$$H_{z} = \frac{E_{y}}{\eta} \cos \theta$$
(1.18)

Vitezele componentelor undei pot fi determinate din constanta de propagare. Reamintim că $v = \omega/\beta = \omega/|k|$:

$$v_{x} = \frac{\omega}{k} = \frac{v}{\cos\theta} \tag{1.19a}$$

$$v_z = \frac{\omega}{k_z} = \frac{v}{\sin\theta}$$
(1.19b)

Aceste viteze sunt mai mari decît a frontului de undă care se propagă în direcția lui \vec{n} și pot fi chiar mai mari decît c. Ele sunt exemple de viteze de fază. Referindu-ne la figura 1.2, v_z este viteza intersecției frontului de undă cu axa z.

1.2.3. Viteza de grup

Viteaza de propagare calculată în paragraful anterior a fost dedusă pe baza unei unde plane cu fază constantă. Uneori faza poate să fie

Lumina ca undă electromagnetică

o funcție de frecvență și în acest caz fiecare componentă a semnalului multifrecvență se va propaga cu propria sa viteză de fază. În această situație, devine important conceptul de *viteză de grup*. De exemplu, într-un ghid de undă, în care unda nu mai este un plan infinit, ea fiind confinată de pereții ghidului, constanta de propagare β este o funcție de frecvență. Un asemenea mediu se numește *mediu dispersiv*.

Cînd o undă electromagnetică este modulată, benzile laterale constituie frecvențe suplimentare care trebuie să sa propage cu unda pentru ca modulația să se propage la rîndul ei. Cînd benzile laterale se propagă cu viteze de fază diferite de purtătoare, relația de fază dintre purtătoare și benzile laterale se modifică pă măsură ce are loc propagarea. Efectul poate fi vizualizat examinînd o undă modulată în amplitudine:

$$e_{MA} = E(1 + m\cos\omega_{1}t)\cos\omega_{c}t =$$

$$= E\cos\omega_{c}t + E\frac{m}{2}\left\{\cos(\omega_{c} - \omega_{1})t + \cos(\omega_{c} + \omega_{1})t\right\} = (1.20)$$

$$= E\Re\left[e^{j\omega_{c}t} + \frac{m}{2}\left\{e^{j(\omega_{c} - \omega_{1})t} + e^{j(\omega_{c} + \omega_{1})t}\right\}\right]$$

Cele trei componente ale acestei unde se propagă în direcția z cu valori diferite pentru constanta de fază β . Dacă presupunem că variația lui β cu ω , în vecinătatea lui ω_c , este liniară, atunci $\Delta\beta$ este proporțional cu $\Delta\omega = \omega - \omega_c$. În cazul nostru $\Delta\omega = \omega_1$, deci $\Delta\beta = \omega_1 d\beta/d\omega$. Termenii (ω t- β z) pentru cele trei componente sunt:

 $(\omega_{c}t - \beta_{c}z)$ - pentru purtătoare

Lumina ca undă electromagnetică

$$(\omega_{c} \pm \Delta \omega)t - (\beta_{c} \pm \Delta \beta)z$$
 - pentru benzile laterale

După o propagare pe o distanță z prin mediul dispersiv, ecuația pentru e_{AM} va fi:

$$e_{MA}(t,z) = E\Re \begin{bmatrix} e^{j(\omega_{c}t-\beta_{c}z)} + \frac{m}{2}e^{j[(\omega_{c}-\Delta\omega)t-(\beta_{c}-\Delta\beta)z]} + \\ + \frac{m}{2}e^{j[(\omega_{c}+\Delta\omega)t-(\beta_{c}+\Delta\beta)z]} \end{bmatrix}$$
(1.21)

Ordinea termenilor în exponenți poate fi aranjată după cum urmează: $[(\omega_{c} - \Delta\omega)t - (\beta_{c} - \Delta\beta)z] = [(\omega_{c}t - \beta_{c}z) - (\Delta\omega t - \Delta\beta z)]$ $[(\omega_{c} + \Delta\omega)t - (\beta_{c} + \Delta\beta)z] = [(\omega_{c}t - \beta_{c}z) + (\Delta\omega t - \Delta\beta z)]$

Ecuația pentru pentru semnalul MA poate fi redusă la:

$$e_{MA}(t,z) = E[1 + m\cos(\Delta\omega t - \Delta\beta z)]\cos(\omega_{c}t - \beta_{c}z)$$
(1.22)

Termenul de modulație călătorește cu viteza de grup:

$$v_{g} = \frac{dz}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta} = \frac{d\omega}{d\beta}$$
(1.23)

Viteza purtătoarei rămîne viteza de fază: ω/β . În figura 1.3 se prezintă relația dintre viteza de fază v_p , viteza de grup v_g și curba ω - β .



Fig.1.3. Caracteristică ω - β *ilustrînd viteza de fază și viteza de grup* Viteza de grup este deci viteza cu care se propagă informația, care la rîndul ei este conținută în spectrul semnalului modulat. În medii nedispersive, viteza de fază și viteza de grup sunt egale.

1.2.4. Dispersia

Relațiile deduse mai sus s-a bazat pe presupunerea că din dezvoltarea în serie Taylor a funcției $\beta(\omega)$ se rețin primii doi termeni: al doilea termen corespunde la viteza de grup, iar primul termen corespunde la viteza de fază. Deoarece curba ω - β prezintă diverse curburi, trebuie să luăm în considerație și al treilea termen din dezvoltarea lui $\beta(\omega)$. Pentru a interpreta efectul acestui termen neliniar, să considerăm întîrzierea de propagare τ a informației conținute într-o unde care se deplasează într-un mediu dispersiv. Această întîrzierea este definită ca fiind $1\!/v_g$. Dacă v_g variază cu frecvența

$$\frac{d\tau}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \frac{1}{v_g} = \frac{d}{d\omega} \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \quad (s^2/m)$$
(1.24)

Dacă spectrul semnalului se întinde de la $(\omega_c - \omega)$ la $(\omega_c + \omega)$, atunci diferența în timpul de propagare a acelor părți ale semnalului care sa află la extremitățile spectrului va fi:

$$\Delta \tau = \frac{d\tau}{d\omega} \Delta \omega = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} 2\omega \tag{1.25}$$

Dispersia în timpul de sosire al unui semnal este o formă de distorsiune. Ea limitează viteza la care datele pot fi transmise prin mediul respectiv. Această dispersie poate fi legată de dependența de frecvență a indicelui de refracție al mediului. Deoarece $\beta = \omega n/c$, avem:

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d}{d\omega}\frac{\omega n}{c} = \frac{1}{c} \left[n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right]$$
(1.26)

Expresia din paranteze este definită ca *indice de grup*, N, obținînd relația:

$$v_g = \frac{c}{N} \tag{1.27}$$

Putem acum exprima dispersia ca:

Lumina ca undă electromagnetică

$$\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega}\frac{1}{v_g} = \frac{d}{d\omega}\frac{N}{c} = \frac{1}{c}\frac{dN}{d\omega}$$
(1.28)

Adesea este preferabil de a exprima dispersia în funcție de lungimea de undă în loc de frecvență.

$$\frac{d\beta}{d\omega} = -\frac{\lambda}{\omega} \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{1}{c} \left[n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right] = \tau \quad (s/m)$$
(1.29)

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{1}{c} \left[\frac{dn}{d\lambda} - \lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} - \frac{dn}{d\lambda} \right] = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (s/m^2)$$
(1.30)

Unitățile folosite de obicei pentru dispersia materialului sunt ns/(km.nm), în loc de s/m². Pentru a calcula dispersia unui timp de propagare, în ns, înmulțim parametrul de dispersie D cu distanța în km și cu lățimea spectrală în nm.

Elemente de fotometrie și radiometrie

Capitolul 2

ELEMENTE DE FOTOMETRIE ȘI RADIOMETRIE

Fotometria se ocupă cu fluxul (în lumeni) la lungimi de undă din spectrul vizibil, motiv pentru care simbolurile utilizate pentru diverse mărimi poartă indicele "v", iar denumirea mărimii poartă sufixul "luminos". FLUX-ul ϕ descrie viteza cu care energia trece spre, de la sau printr-o suprafață sau altă entitate geometrică. *Lumenul (lm)* este unitatea SI de flux luminos: *fluxul luminos emis în unitatea de unghi solid (steradian) de o sursă punctuală uniformă, avînd o intensitate luminoasă de 1 candela*.

Observația 1 Steradianul (sr) este unghiul solid care, avînd vîrful în centrul unei sfere, decupează pe suprafața acesteia o arie egală cu cea a unui pătrat avînd latura egală cu raza sferei. Dacă un unghi solid decupează pe o sferă de rază r suprafața A, atunci el are valoarea:

$$\Omega = \frac{A}{r^2} [sr]$$
(2.1)

Valoarea maximă posibilă a unui unghi solid este 4π sr. Pentru unghiuri mici, conversia dintre unghiul liniar ϕ și unghiul sferic Ω este:

$$\Omega = \pi \sin^2 \phi \tag{2.2}$$

Observația 2 Sursa punctuală este o sursă de radiație ale cărei dimensiuni sunt suficient de mici în raport cu distanța pînă la receptor, pentru ca ele să poată fi neglijate în calcul. O sursă punctuală este *uniformă* dacă emite uniform în toate direcțiile.

Radiometria se ocupă cu fluxul (în W) la toate lungimile de undă; simbolurile mărimilor au indicele "e", iar denumirea mărimii poartă sufixul "radiant".

Unitățile radiometrice și fotometrice sunt identice în sens geometric. Fluxul luminos este legat de fluxul radiant prin intermediul funcției "CIE" (Commission Internationale de l'Eclairage), V_{λ} . La lungimea de undă corespunzătoare maximului (Fig. 2.1), 555 nm, factorul de conversie este 680 lm/W. Curba CIE este dată pe o scară simplu logaritmică, astfel încît precizia citirii este aceeași la toate lungimile de undă.

Această curbă reprezintă sensibilitatea standard a ochiului uman, în timpul zilei. Pentru un spectru de flux radiant $d\phi_e/d\lambda$, fluxul radiant total este obținut prin integrare spectrală:

$$\phi_{e}(W) = \int_{0}^{\infty} \frac{d\phi_{e}}{d\lambda} d\lambda$$
(2.3)

Integrarea fluxului luminos necesită ca fiecare element spectral să fie ponderat cu valoarea curbei CIE:

$$\phi_{\rm V}(1\,{\rm m}) = \left(680\,\frac{1\,{\rm m}}{{\rm W}}\right) \int_{0}^{\infty} \frac{d\phi_{\rm e}}{d\lambda} \,V_{\lambda} d\lambda \tag{2.4}$$

Conversia unităților fotometrice în unități radiometrice este realizată mai ușor cu ajutorul eficienței luminoase, η_v :

$$\eta_{\rm V} \left(\frac{1\,{\rm m}}{{\rm W}}\right) = \frac{\phi_{\rm V}(1\,{\rm m})}{\phi_{\rm e}({\rm W})} \tag{2.5}$$

Valori tipice ale eficienței luminoase, pentru un LED, sunt date în Tabelul 1:





Fig, 2.1 Curba CIE. 1W # 680 *lm*

Tabelul 1. Eficiențe luminoase pentru un LED

	$\lambda_{\max}(nm)$	$\eta_{V}(l m/W)$
Roşu standard	655	60
Roșu de mare eficiență	635	135
Galben	585	540
Verde	565	640

• INTENSITATEA, Fig. 2.2: raportul dintre fluxul care părăsește sursa și se propagă într-un element de unghi solid ce conține direcția de propagare și elementul de unghi solid.

	Fotometrie	Radiometrie		
$d\phi_V$	Unitate SI:	$d\phi_e$	Unitate SI:	
$I_V = \frac{1}{d\Omega}$	candela (cd)	$I_e = \frac{1}{d\Omega}$	W/sr	

• ILUMINAREA, Fig. 2.2 (într-un punct al unei suprafețe): raportul dintre fluxul primit de un element de suprafață conținînd punctul și aria acestui element.

Fotome	trie	Radiometrie		
$E_{V} = \frac{d\phi_{V}}{dS}$	Unitate SI: lux (lx)	$E_e = \frac{d\phi_e}{dS}$	Unitate SI: W/m ²	

• EXCITANȚA, Fig. 2.2 (într-un punct al unei suprafețe): raportul dintre fluxul care părăsește un element de suprafață conținînd punctul și aria elementului de suprafață.

Fotom	etrie	Radiometrie		
$M_{V} = \frac{d\phi_{V}}{dS}$	Unitate SI: lm/m ²	$M_e = \frac{d\phi_e}{dS}$	Unitate SI: W/m ²	

 LUMINANȚA, Fig. 2.2, (într-o direcție, într-un punct de pe suprafața unei surse sau unui receptor, sau într-un punct pe traiectul unui fascicol): raportul dintre fluxul care părăsește, atinge sau traversează un element de suprafață și care se propagă în direcții conținute într-un con elementar, dΩ, conținînd direcția dată, și produsul dintre unghiul solid al conului și aria proiecției ortogonale a elementului de suprafață pe un plan perpendicular pe direcția dată, dS.

Fotome	trie	Radiometrie		
$L_{\rm V} = \frac{{\rm d}^2 \phi_{\rm V}}{{\rm d}\Omega \cdot {\rm d}S}$	Unitate SI: cd/m ²	$L_e = \frac{d^2 \phi_e}{d\Omega \cdot dS}$	Unitate SI: W/m ² :sr	





Fig. 2.2 Geometria definițiilor mărimilor foto/radio-metrice

Capitolul 3

FIBRA OPTICĂ

3.1 Reflexia

La interfața dintre doi dielectrici, sau dintre un dielectric și aer, are loc fenomenul de reflexie a luminii.

Ghidarea optică într-o fibră este posibilă datorită unei reflexii interne totale la interfața miez-teacă. Reflexia determină și pierderea puterii optice în cazul combinării diverselor fibre, precum și un zgomot suplimentar atunci cînd lumina este trimisă înapoi într-o diodă laser. Reflexia pe dielectric poate fi folosită pentru a construi oglinzi parțial transparente, utilizate în divizoarele optice de putere, sau în scopuri de monitorizare.

Reflexia este de obicei analizată utilizînd legile lui Fresnel. Vom încerca să prezentăm și aproximarea bazată pe conceptul de impedanță caracteristică. Impedanța caracteristică, Z_n , a unui dielectric izotrop este:

$$Z_n = \frac{Z_0}{n}, Z_0 = 377\Omega$$
 (3.1)

 Z_0 = impedanța caracteristică a vidului.

n = indicile de refracție al dielectricului; n = 1 pentru aer și n = 1.5 pentru sticlă.

În cazul incidenței normale, Fig. 3.1, teoria clasică a liniei de transmisiune permite calculul factorului de reflexie în amplitudine r_A : raportul dintre amplitudinea R a cîmpului electric reflectat și amplitudinea E a cîmpului electric incident.

Pentru o tranziție aer-sticlă, factorul de reflexie în amplitudine este $r_A = -0.2$, ceea ce indică o schimbare de fază.



Fibre Optice



$$\mathbf{r}_{A} = \frac{Z_{2} - Z_{1}}{Z_{2} + Z_{1}} , \ Z_{1} = \frac{Z_{0}}{n_{1}}, \ Z_{2} = \frac{Z_{0}}{n_{2}}$$
(3.2)

$$r_{A} = \frac{n_{1} - n_{2}}{n_{1} + n_{2}}$$
(3.3)

Pentru o tranziție sticlă-aer, $r_A = 0.2$, deci nu avem o modificare a fazei. Deoarece densitatea de putere reflectată este proporțională cu pătratul amplitudinii undei reflectate, factorul de reflexie în putere r_P (de obicei numit simplu factor de reflexie, r) este:

$$r_{p} = \left(\frac{n_{1} - n_{2}}{n_{1} + n_{2}}\right)^{2} = r$$
(3.4)

Relația (3.4) dă același rezultat atît pentru o tranziție dens - rar cît și pentru una rar-dens; astfel, pentru o tranziție aer-sticlă, factorul de reflexie este 0.04, adică 4%.

În cazul incidenței normale, densitatea de putere de o parte și de alta a suprafeței de separație dintre cele două medii trebuie să fie aceeași:

$$n_2 T^2 = n_1 \left(E^2 - R^2 \right) \tag{3.5}$$

De observat că termenii din ambii membri conțin indicii de refracție corespunzători mediului. Aceasă relație presupune densitatea de putere p definită prin:

$$p = \frac{1}{2} \frac{E^2}{Z_p} = \frac{nE^2}{2Z_0}$$
(3.6)

E - amplitudinea cîmpului electric

Z_n - impedanța caracteristică a dielectricului cu indicele de refracție n

 Z_0 - impedanța caracteristică a vidului

În consecință, pot fi determinate următoarele amplitudini ale cîmpului electric:

$$R = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| E$$
(3.7)

$$T = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E$$
(3.8)

Pînă acum am considerat doar incidența normală. În cazul incidenței oblice, Fig.3.2, raza transmisă este deviată conform legii lui Snell:

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \tag{3.9}$$





Fig. 3.2. Reflexia și refracția la incidență oblică

Reflexia totală nu are loc în cazul unei tranziții rar-dens. Pentru o tranziție dens-rar, $(n_1 \rangle n_2)$, reflexia totală are loc cînd unda refractată atinge $\phi_2 = 90^\circ$. În acest caz, *unghiul critic* pentru reflexie totală în materialul mai dens, ϕ_c , poate fi calculat utilizînd legea lui Snell:

$$\sin\phi_{\mathbf{c}} = n_2/n_1 \tag{3.10}$$

De exemplu, pentru sticlă cu $n_1 = 1.5$ și aer cu $n_1 = 1$, unghiul critic este $\phi_1 = \phi_c = 41.8^{\circ}$.

Pentru a calcula intensitățile în cazul incidenței oblice, lumina trebuie să fie mai întîi împărțită în două componente: p pentru lumina polarizată întrun plan paralel cu hîrtia și s pentru lumina polarizată într-un plan perpendicular pe foaia de hîrtie. Fiecare din aceste polarizări reacționează diferit la tranziție. Acest lucru este descris prin legile reflexiei ale lui Fresnel [4]:

$$\frac{R_{s}}{E_{s}} = r_{s} = -\frac{\sin(\phi_{1} - \phi_{2})}{\sin(\phi_{1} + \phi_{2})}$$
(3.11)

$$\frac{R_p}{E_p} = r_p = \frac{\tan(\phi_1 - \phi_2)}{\tan(\phi_1 + \phi_2)}$$
(3.12)

$$\frac{T_{s}}{E_{s}} = t_{s} = \frac{2\sin\phi_{2}\cos\phi_{1}}{\sin(\phi_{1} + \phi_{2})}$$
(3.13)

$$\frac{T_{p}}{E_{p}} = t_{p} = \frac{2\sin\phi_{2}\cos\phi_{2}}{\sin(\phi_{1} + \phi_{2})\cos(\phi_{1} - \phi_{2})}$$
(3.14)

De notat că E, R și T sunt amplitudini ale cîmpului electric și nu densități de putere. Densitățile de putere sunt proporționale cu pătratele amplitudinilor. În Fig. 3.3 sunt prezentate rezultatele în densități de putere.

Analizînd figura de mai sus observăm că puterea reflectată este, în cazul incidenței normale, 4% din cea incidentă, atît în cazul reflexiei interne cît și al celei externe,. Cele două polarizări se separă pe măsură ce crește unghiul de incidență, pînă cînd se atinge *unghiul Brewster* ϕ_B ; la acest unghi are loc o transmisie totală a polarizării p astfel încît reflectata este total s-polarizată:

$$\phi_1 = \phi_B = \arctan\left(n_2 / n_1\right) \tag{3.15}$$

Relația (3.15) rezultă din condiția $r_p = 0 \Rightarrow \phi_1 + \phi_2 = 90^\circ$. O rază de lumină intrînd într-o placă de sticlă sub unghiul Brewster extern va intersecta a doua față a plăcii sub unghiul Brewster intern. Astfel, o placă de sticlă, orientată sub unghiul Brewster, va oferi o transmisie totală pentru o polarizare (presupunînd lipsa absorpției). Depășind unghiul Brewster, va crește reflexia pînă cînd se va ajunge la o reflexie totală.

Fie o rază meridiană care formează cu axa Oz unghiul θ , Fig. 3.4. Unghiul ϕ pe care această rază îl formează cu normala la interfața miezteacă, este $\phi = \frac{\pi}{2} - \theta$. Dacă ϕ este suficient de mic, există atît o undă reflectată R₁în miez, cît și o undă refractată R₂ în teacă. Există, deci, energie transmisă prin interfață, ceea ce reprezintă energie pierdută pentru ghidaj. Dacă $\phi \ge \phi_c = \arcsin(n_2/n_1)$, atunci nu există undă refractată R₂, nu există putere transmisă spre exterior, deci întreaga putere este reflectată și conservată în miez.

Propagarea se va desfășura sub forma unei linii frînte, formată din segmente egale, înclinate la un unghi θ față de Oz.

Condiția de ghidaj în miez este :

$$\theta \le \theta_{\rm c} = \arccos\left(\frac{{\rm n}_2}{{\rm n}_1}\right)$$
(3.16)



Fig. 3.3 Reflexia pe interfața sticlă-aer în funcție de unghiul de incidență [4]



Fig. 3.4. Secțiune longitudinală în fibra optică

Toate razele meridiane, incidente pe secțiunea transversală a fibrei, întrun punct oarecare al miezului circular de rază *a* și centrat pe Oz, vor fi ghidate dacă unghiul de refracție care le corespunde este mai mic decît θ_c , adică dacă în mediul exterior de indice n_0 unghiul de incidență θ_0 este mai mic decît o anumită valoare numită unghi de acceptanță θ_{ACC} .

Ne aducem aminte că:

$n_1 \sin \phi_c = n_2$, $n_1 \rangle n_2$	(3.17)
$n_1 \cos \theta_c = n_2$	(3.18)

$$n_0 \sin \theta_{ACC} = n_1 \sin \theta_c = NA \tag{3.19}$$

NA = apertura numerică (Numerical Aperture) Deducem:

NA =
$$n_1 \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$
 (3.20)

• O fibră cu salt de indice este prezentată în Fig. 3.5.





Fig. 3.5 Fibră multimod cu salt de indice

La aceste fibre diametrul minim este $d_1/d_2 = 100/140 \ \mu m$. Valorile tipice pentru NA sunt între 0.2 și 0.5. Principalul dezavantaj al acestor fibre este banda mică datorită dispersiei multimodale. Cu cît NA este mai mare cu atît se propagă mai multe moduri. Astfel, NA determină banda fibrei. Fibrele cu salt de indice se realizează complet din plastic. Ele se utilizează în aplicații pe distanțe mici.

• *Fibra cu indice gradat,* Fig. 3.6, reprezintă un compromis între eficiența de cuplaj și bandă largă. Ea se construiește dintr-un miez avînd un profil neuniform al indicelui de refracție. Traiectoriile mai lungi ale razelor exterioare sunt compensate printr-o viteză a luminii v mai mică în centrul miezului: v=c/n. Unghiul de acceptanță depinde de distanța de la centrul fibrei: este maxim în centru și zero la limita miez-teacă. Apertura numerică se definește tot prin relația (3.20). NA este tipic 0.2. Un posibil profil al indicelui este:

$$n(r) = \sqrt{n_1^2 - NA^2(r/a)^{\alpha}}$$
, $r \le a$.

Parametrul α determină diferența de viteză dintre moduri și deci banda fibrei. Profilul se numește parabolic pentru $\alpha = 2$. Cele mai frecvent, fibrele cu indice gradat au diametrul miezului de 50 µm, iar teaca de 125 µm. Parametrul α este dependent de lungimea de undă, astfel că este greu să se fabrice o fibră pentru un interval larg de lungimi de undă. Un compromis între 850 nm și 1300 nm se numește *fibră cu dublă fereastră*.

Pînă acum propagarea în fibră se făcea *multimod*. Pentru performanțele cele mai bune în ceea ce privește banda se utilizează fibrele *monomod*, Fig. 3.7.

Cea mai simplă construcție a acestei fibre este identică cu cea a unei fibre cu salt de indice, doar că diametrul miezului și diferența dintre indicii miezului și tecii sunt așa de mici încît pe fibră se propagă doar un singur mod.



Fig. 3.6. Fibra multimod cu indice gradat



Fig. 3.7. Fibră monomod

Tipic, fibra monomod are diametrul miezului între 5 - 12 μ m, iar al tecii de 125 μ m. Dispersia multimod este în acest caz foarte mică. Singura cauză

a dispersiei în acest caz este viteza diferită a celor două polarizări posibile ale aceluiași mod. Din nefericire, este foarte dificil să realizăm o eficiență de cuplaj rezonabilă a acestei fibre cu o sursă și să construim conectori care să se alinieze cu miezul cu o precizie de cca. 1 μ m.

3.2 Atenuarea în fibra optică

Atenuarea într-o fibră din silica, la frecvențe joase, are trei cauze: împrăștierea Rayleigh, absorbția și pierderile de curbură. La frecvențe mari, aceste pierderi sunt legate de banda fibrei.

Împrăștierea Rayleigh este determinată de neuniformitățile microscopice și de indicii de refracție ai acestora. O rază de lumină este parțial împrăștiată în toate direcțiile, astfel încît o anumită parte din energia ei se pierde. Atenuarea datorată acestui efect este proporțională cu $1/\lambda^4$.

Absorbția depinde de materialele nedorite din fibră. Apa (ionii OH) este absorbantul cel mai important în majoritatea fibrelor, determinînd un maximum de perderi optice la 1.25 și 1.39 μ m. Peste 1.7 μ m sticla începe să absoarbă energia datorită unei rezonanțe moleculare a SiO₂. Curba de atenuare din Fig. 3.8 arată clar de ce proiectanții sistemelor de comunicații pe fibră preferă lungimile de undă de 1300 nm și 1550 nm.

Puterea optică scade exponențial în lungul fibrei:

$$P(x) = P_0 e^{-\alpha' x}$$
(3.21)

 $\begin{array}{l} P(x) \text{ - puterea optică la distanța x de la intrare} \\ P_0 \text{ - puterea optică la intrarea fibrei} \\ \alpha' \text{ - coeficientul de atenuare } \begin{bmatrix} 1/km \end{bmatrix} \end{array}$

Deoarece inginerii sunt obișnuiți să gîndească în dB, ecuația (3.21) poare fi rescrisă (utilizînd $\alpha = 4.35\alpha'$):



Fig. 3.8. Dependența atenuării de lungimea de undă [4]

$$P(x) = P_0 10^{-\alpha x/10}$$
(3.22)

$$P(x)[dB] = P_0[dB] - \alpha x/10$$
(3.23)

 α - coeficientul de atenuare, [dB/km]

Diferitele moduri de propagare au atenuări diferite. Acest efect este numit *atenuare modală diferențială*. Cu toate acestea, măsurători de cuadripol nu pot fi făcute pentru fiecare mod, întotdeauna fiind prezente foarte multe moduri în timpul unei măsurători. Pentru a obține o reproductibilitate a măsurătorilor de atenuare, de la un laborator la altul, se definește o stare de *echilibru a distribuției modurilor*. De exemplu, într-o fibră cu un miez de 50 µm există în mod obișnuit 500 de moduri diferite, fiecare dintre ele avînd caracteristici de propagare și de atenuare diferite. Datorită imperfecțiunilor din fibră și a elipticității acesteia are loc un fenomen de transfer al puterii de la un mod la altul; acest fenomen poartă numele de *mixaj modal* (sau *cuplaj modal*). Peste o anumită lungime de fibră se poate observa o distribuție staționară de moduri, independentă de condițiile de excitație. Acest regim se numește *echilibru_a distribuției modurilor*. Dacă acest parametru nu este controlat, atunci măsurătorile de atenuare, pe aceeași fibră, pot diferi cu peste 1 dB/km.

Pentru măsurarea atenuării se utilizează două metode. *Metoda tăierii* este cea mai precisă: după ce se măsoară puterea optică la capătul de ieșire al fibrei, aceasta este tăiată foarte aproape de intrare și se măsoară din nou puterea, fără a modifica condițiile de excitație. Singura problemă în această metodă este caracterul ei destructiv.

A doua metodă compară puterea măsurată la ieșirea fibrei de testat cu cea de la ieșirea unei *fibre de referință*.

3.3 Banda de frecvență a fibrei optice

Banda unei fibre și efectul corelat cu aceasta, dispersia (lățirea impulsului), sunt caracterizate prin două efecte (vezi Fig. 3.9):

- dispersia modală
- dispersia cromatică (spectrală)

Dispersia cromatică poate fi împărțită, la rîndul ei:

- dispersia de material
- dispersia ghidului

Din punct de vedere comercial, banda este furnizată pentru surse cu o lățime zero a liniei spectrale (surse perfect monocromatice). Prin aceasta practic se indică doar dispersia modală.



Fig. 3.9 Ierarhia dispersiilor

Toate efectele de dispersie pot fi caracterizate și măsurate în domeniul timp (ns/km), sau în domeniul frecvență (MHz x km). Cele mai multe fibre se comportă ca un filtru Gaussian de tip trece-jos, Fig. 3.10:



Fig. 3.10 Reprezentările în domeniul frecvență a amplitudinii semnalelor la intrarea și ieșirea fibrei



Fig.3.11. Impulsuri Gaussiene la intrarea și ieșirea fibrei

Pentru cazul ideal poate fi enunțată următoarea regulă: presupunînd un impuls gaussian la intrarea unei fibre de 1km, ieșirea fibrei va fi tot un

Ne vom referi în continuare doar la o fibră de 1km lungime. În domeniul timp, Fig. 3.11, presupunînd că w_1, w_2 reprezintă lățimea impulsurilor la jumătate din maximul răspunsurilor electrice, dispersia fibrei Δt_f este:

$$\Delta t_{\rm f} = \sqrt{w_2^2 - w_1^2} \qquad [\rm{ns}] \qquad (3.24)$$

O asemenea măsurătoare poate fi folosită și pentru calculul atenuării fibrei: se divide aria impulsului de ieșire la aria impulsului de intrare.

În domeniul frecvență, Fig. 3.10, banda fibrei este determinată la 3dB (optic) sau 6 dB (electric), fiind exprimată în [MHz· km].

Pentru a converti banda fibrei f_B în dispersia Δt_f , se utilizează relația:

$$\Delta t_{f} = \frac{0.44}{f_{B}} \left[\text{ns/km} \right]$$
(3.25)

Pentru a calcula dispersia totală Δt_{f} din dispersia modală Δt_{mod} și dispersia cromatică Δt_{cr} se utilizează relația:

$$\Delta t_{\rm f} = \sqrt{\Delta t_{\rm mod}^2 + \Delta t_{\rm cr}^2}$$
(3.26)

Exemplu

O fibră cu indice gradat, avînd lungimea de 1km, are o dispersie modală de 0.3 ns, ceea ce corespunde la o bandă de 1.46 Ghz (la 6dB electric). Intrarea fibrei este excitată de un laser. Lungimea de undă centrală a laserului este de 850 nm. La această lungime de undă dispersia cromatică a fibrei este de 100 ps/nm km. Laserul are o lățime spectrală de 3 nm, definită la 50%, ceea ce implică o dispersie cromatică efectivă de 300 ps/km.

Dispersia totală a eșantionului de 1 km va fi:

$$\Delta t_{\rm f} = \sqrt{300^2 + 300^2} = 424 \rm ps$$

iar banda efectivă va fi de 1.02 Ghz.

Pentru a crește această bandă se utilizează fie 1300 nm pentru a elimina dispersia cromatică, fie o fibră monomod pentru a elimina dispersia modală, sau ambele soluții.

3.4 Dispersia modală

Dispersia modală este fenomenul de lărgire a impulsului transmis pe fibră datorită puterii optice transmisă pe diferite moduri de propagare, Fig. 3.12.



Fig. 3.12. Lărgirea impulsului datorită dispersiei modale

O fibră cu salt de indice poate avea în jur de 1000 de moduri în timp ce o fibră cu indice gradat, avînd același diametru, are aproximativ 500 de moduri. O valoare tipică pentru dispersia modală a fibrele cu salt de indice este 20 ns/km, ceea ce corespunde la o bandă la 3dB (optic) de 20 Mhz•km. Această dispersie poate fi explicată în mod simplificat prin diferența de

drum între modul fundamental, corespunzător unghiului de incidență zero și celelate moduri superioare ce corespund la raze cu unghiuri de incidență diferite. O formulă de calcul a dispersiei modale pentru o fibră cu salt de indice este următoarea:

$$\Delta t_{\rm mod} = \frac{\rm NA^2}{\rm 2nc} \, \rm L \tag{3.27}$$

- MA apertura numerică
- n indicele de refracție al miezului fibrei
- c viteza luminii în vid

În fibrele cu indice gradat, profilul indicelui de refracție este optimizat în așa fel încît toate modurile de propagare să aibă aceeași viteză. Astfel, dispersia modală la o fibră cu indice gradat poate fi redusă la 50 ps/km, ceea ce corespunde la o bandă la 3dB (optic) de 9 Ghz. Practic, fibrele nu pot atinge o astfel de performanță datorită dificultăților de control al profilului indicelui de refracție. În plus, profilul optim depinde de lungimea de undă, astfel existînd *fibrele cu dublă fereastră*_care prezintă un profil al indicelui de refracție de compromis între cele mai bune performanțe la 850 nm și 1300 nm.

În fibrele monomod, dispersia modală apare datorită vitezelor de propagare diferite ale celor două polarizări posibile ale aceluiași mod. Această problemă poate fi rezolvată fie prin conservarea aceleiași polarizări datorită unei construcții speciale a fibrei, fie prin răsucirea fibrei pentru a obține aceeași constantă de propagare. În acest fel se poate obține o bandă de 200 Ghz•km.

Fenomenul de mixare a modurilor se poate observa în conectori, spliceuri sau chiar în fibră. Acest fenomen are drept consecință prezicerea cu dificultate a dispersiei modale a unei fibre de lungime mare. Pentru lungimi mici, dispersia modală crește proporțional cu distanța. Peste o anumită lungime, numită lungime de cuplaj L_c , mixajul modurilor face ca dispersia modală să varieze proporțional cu pătratul lungimi:

$$\Delta t = k \cdot L \quad , \quad L \langle L_{c}$$

$$\Delta t = k \left(L_{c} + \sqrt{L - L_{c}} \right) \quad , \quad L \rangle L_{c}$$
(3.28)

Fibrele cu salt de indice prezintă un fenomen puternic de mixaj al modurilor și prin urmare ele se supun legii pătratice după o distanță scurtă. Fibrele moderne cu indice gradat au un mixaj al modurilor foarte slab, astfel încît legea pătratică apare abia peste 2 Km.

Fenomenul de mixaj al modurilor este specific fibrelor concatenate prin splice-uri.

3.5 Dispersia de material

Dispersia de material este o componentă a dispersiei cromatice, alături de dispersia de ghid, fig. 3.13.

Ea se referă la dependența indicelui de refracție n al miezului de lungimea de undă, ceea ce determină o variație a vitezei de propagare cu lungimea de undă. Cele mai multe surse de lumină au o lățime spectrală de cel puțin 1 nm. Diferitele componente din acest spectru se propagă cu viteze diferite.

Deoarece dispersia de ghid va fi descrisă separat este suficient să înlocuim toate modurile printr-o undă plană (nemodulată):

$$E = Ae^{(j(\omega t - \beta z))}$$

$$\omega = 2\pi c/\lambda$$

$$\beta = 2\pi n/\lambda$$
(3.29)

- E cîmpul electric
- A amplitudinea
- ω 2π v
- β constanta de propagare în lungul lui z
- z lungimea în lungul fibrei
- c viteza luminii în vid

- λ lungimea de undă în vid
- n indicele de refracție al miezului fibrei





Viteza de fază a undei plane este identică cu viteza luminii în sticlă:

$$v_{\rm ph} = \omega/\beta = c/n \tag{3.30}$$

Dacă unda este modulată în amplitudine, atunci informația conținută în modulație se propagă cu o viteză mai mică, numită *viteza de grup*:

$$v_{gr} = d\omega/d\beta \tag{3.31}$$

Plecînd de la viteza de grup, se poate determina timpul de grup pentru propagarea pe o fibră de lungime L, după cîteva manipulări matematice:

$$t_{gr} = \frac{L}{v_{gr}} = \frac{L}{c} \left(n - \frac{\lambda dn}{d\lambda} \right)$$
(3.32)

Din relația de mai sus se poate determina indicele de refracție de grup, ngr:

$$n_{gr} = \frac{c}{v_{gr}} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$
(3.33)

Se observă din Fig. 3.14 că la 1280 nm indicele de grup are o tangentă orizontală. Aceasta înseamnă că nu vom avea nici o dispersie de material..

Pentru a calcula dispersia de material, presupunem că o sursă cu lățimea spectrală $\Delta\lambda$ determină o întîrziere în timpul de propagare de grup Δt_{mat} :

$$\Delta t_{mat} = \frac{dt_{gr}}{d\lambda} \Delta \lambda = \frac{L\lambda\Delta\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2}$$
(3.34)

Rezultatul aplicării relației (3.34) pentru cuarț este prezentat în Fig.3.15. La 1280 nm, se obține dispersie de material nulă pentru cuarț. Adăugînd GeO₂, punctul de dispersie zero se deplasează spre lungimi de undă mai mari. La lungimea de undă clasică de 850 nm, dispersia de material este în jur de 100 ps/(km•nm). O sursă de lumină cu lățimea spectrală de 3 nm va determina o dispersie de material de 300 ps/km la 850 nm.



Fig. 3.14. Indicele de refracție și indicele de refracție de grup pentru cuarț [4]



Fig. 3.15. Dispersia de material la cuarț [4]

3.6 Dispersia de ghid

Parte componentă a dispersiei cromatice, dispersia de ghid determină lărgirea impulsului ce se propagă printr-o fibră datorită lățimii spectrale finite a sursei de lumină, chiar și atunci cînd indicele de refracție al miezului este presupus constant în raport cu lungimea de undă. Acest fenomen se datorește geometriei fibrei care influențează constanta de propagare a fiecărui mod astfel încît ea depinde de lungimea de undă.

În fibrele multimod, dispersia de ghid este neglijabilă comparativ cu celelalte dispersii. Ea se observă doar în fibrele monomod. Valoarea tipică a dispersiei de ghid pentru o fibră monomod este de -2 ps/km•nm la 1300 nm. O consecință practică a acestui fenomen este o deplasare a punctului de dispersie cromatică zero: dacă fibra prezintă o dispersie de material zero la 1300 nm, atunci dispersia cromatică poate fi zero la, de exemplu, 1330 de nm. Acest fenomen este ilustrat în Fig. 3.16.



Fibre Optice

Fig. 3.16. Curbele de dispersie pentru o fibră monomod [5]

Capitolul 4

EMIȚĂTOARE OPTICE

4.1 Dioda electroluminiscentă (LED)

Procesul de generare a luminii în LED sau laser este determinat de procesul de recombinare a electronilor și golurilor într-o joncțiune pn cu degajare de fotoni. Acest efect este numit *electroluminiscență*. Lățimea benzii interzise de energie a materialului, E_g, determină lungimea de undă a luminii emise:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g}$$
(4.1)

h - este constanta lui Planck, $6.62 \cdot 10^{-34}$ Ws²; c - viteza luminii, $2.998 \cdot 10^8$ m/s;

Pentru arseniura de galiu, AsGa, λ este 900 nm. Adăugînd Aluminiu, Al_xGa_{1-x}As, lungimea de undă poate fi micșorată pînă la 780 nm. Pentru lungimi de undă și mai mici, în domeniul vizibil, se utilizează fosfura de arseniură de galiu, GaAs_yP_{1-y}, sau fosfura de galiu, GaP. Pentru lungimi de undă mai mari se folosește fosfura de arsenură de galiu indiu, Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}. Influența raportului steochinometric asupra benzii interzise este prezentat în Fig. 4.1.

Într-un LED, lumina are, teoretic, o caracteristică de radiație sferică, omnidirecțională. În practică, ea este limitată de construcția mecanică a diodei (reflexii pe baza metalică a diodei) și de absorbția în metal, Fig. 4.2.

39

Emițătoare optice



Fig. 4.1. Dependența benzii interzise de constanta rețelei [6]



Fig. 4.2 Construcția unui LED cu emisie în vizibil

Apertura numerică poate varia de la 0.9 pentru un LED de unghi foarte larg, la 0.2 pentru un LED prevăzut cu lentilă. Chiar și pentru un NA de 0.2, aria emisivă este mare comparativ cu a unui laser. În consecință, densitatea de putere emisă este mică astfel încît se reduce drastic puterea care poate fi cuplată într-o fibră cu indice gradat, și devine practic imposibilă cuplarea cu o fibră monomod.

Un alt dezavantaj al unui LED este banda sa redusă (comparativ cu a laserului). Tipic, banda maximă este de 200 MHz.

Avantajele unui LED sunt: dependența liniară a puterii optice de curentul aplicat și puterea consumată redusă. Deoarece un LED este puțin sensibil la suprasarcini, circuitul de comandă poate fi construit simplu.

Eficiența unui LED este tipic 50 μ W/mA, fără a exista un curent de prag. Caracteristica de emisie a unui LED este prezentată în Fig. 4.3.



Fig. 4.3 Caracteristica tipică pentru un LED [4]

Spectrul unui LED

Spre deosebire de o diodă laser, un LED are un spectru continuu, Fig. 4.4. Lățimea spectrului, definită la 50% din maxim, este de aproximativ 30-50 nm pentru un LED de 850 nm, și de circa 80-100 nm pentru un LED de 1300 nm.



Fig. 4.4 Spectrul unui LED de 850 nm

Acest spectru limitează banda fibrei la cea dată de dispersia cromatică, în plus față de limitarea de bandă inerentă LEd-ului.

4.2 Dioda laser (DL)

Procesul de generare a luminii în DL este asemănător cu cel dintr-un LED, iar materialele utilizate sunt aceleași. Specific diodei laser este volumul foarte mic în care este generată lumina și densitatea mare a purtătorilor injectați. Aceste particularități determină un cîștig optic ridicat, o coerență a luminii generate și un spectru îngust. Coerența unui laser se referă la faptul că undele de lumină generate sunt toate cu aceeași fază. Acest fenomen este datorat materialului utilizat, care trebuie să aibă o structură de bezi directă (maximul benzii de valență și minimul benzii de conducție corespund la aceeași valoare a numărului de undă). În Fig. 4.5 este prezentată structura unei diode laser pe 850nm, avînd drept material GaAlAs; este o dublă heterostructură, cu cîștig ghidat.

Regiunea activă a diodei laser este limitată de două straturi înbogățite în aluminiu, care au un indice de refracție micșorat, astfel obținîndu-se fenomenele de ghidare a luminii și de aglomerare a purtătorile injectați. Confinarea laterală a zonei active este obținută fie prin fascicolul de purtători (laser cu cîștig ghidat), sau prin realizarea unor zone laterale cu indice de refracție micșorat (laser cu indice ghidat). Dimensiunile tipice ale zonei active sunt: lățime 5-10 μ m, grosime 0.1-0.2 μ m.



Fig. 4.5. Diodă laser cu dublă heterostructură

Datorită confinării, lumina poate ieși doar prin fața anterioară sau posterioră a structurii, Fig. 4.6.

Aceste fețe sunt oglinzi semi-transparente care formează un rezonator. Cele două fețe au caracteristici de radiație aproape identice.



Fig. 4.6 Cele două fascicole emise de o diodă laser

Pe caracteristica unei diode laser, Fig. 4.7, se disting două zone de funcționare. În regiunea de emisie spontană, dioda laser funcționează ca un LED. Spectrul ei este cel al unui LED, iar cîștigul este tipic 5 μ W/mA pentru fiecare față, ceea ce este chiar mai puțin decît valoarea tipică a unui LED.

La o anumită densitate de curent în regiunea activă, cîștigul optic depășește pierderile canalului, emisia schimbîndu-se din spontană în stimulată. Densitatea critică de curent determină curentul de prag al diodei laser. Acest curent este foarte mic în laserele cu dublă heterostructură, tipic între 50 și 150 mA. Responzivitatea diodei laser în regiunea liniară a emisiei stimulate este tipic de 200 μ W/mA. Ea descrește odată cu creșterea temperaturii. Caracteristica

tensiune-curent a diodei laser este cea tipică unei joncțiuni pn, cu tensiunea de deschidere de 1.8V. Rezistența serie este mai mică de 5Ω .

Emițătoare optice



Fig. 4.7. Caracteristica putere-curent a unei diode laser

Spre deosebire de un LED, laserul generează o lumină parțial polarizată. Orientarea polarizării este paralelă cu joncțiunea. Puritatea acestei polarizări este mai mare de 90%, dacă laserul este utilizat în regiunea de emisie stimulată. Lumina emisă de laser nu este polarizată dacă el funcționează în regiunea de emisie spontană.

Banda maximă pentru modulație variază între 500MHz și 3GHz, fiind astfel bine adaptată la necesitățile electronicii de mare viteză.

Puterea maximă care poate fi obținută depinde de factorul de umplere: pentru o funcționare în curent continuu puterea maximă este între 5 și 20 mW.

Pentru modulație cu impulsuri scurte (de exemplu de 5ns durată), puterea maximă ce se poate obține este de 500mW.

Datorită dependenței de temperatură a puterii emise de laser, acesta este adesea răcit și stabilizat în temperatură cu ajutorul elementelor refrigeratoare de tip Peltier. În 1834, Jean C. Peltier a observat că, trecînd un curent electric printr-o joncțiune de două materiale conductoare diferite, se poate produce sau absorbi căldură, în funcție de sensul curentului electric. Acest efect, numit azi efect Peltier, stă la baza dispozitivelor termoelectrice. Un asemenea dispozitiv este realizat din două regiuni semiconductoare puternic dopate (de obicei telurit de bismut), care sunt conectate electric în serie, iar termic în paralel, așa cum se arată în Fig. 4.8.



Fig. 4.8 Dispozitiv termoelectric

În acest aranjament, căldura absorbită de la joncțiunea rece este transferată la joncțiunea caldă, cu o viteză proporțională cu intensitatea curentului care trece prin dispozitiv. Acest efect este ușor de multiplicat folosind mai multe cupluri semiconductoare pentru realizarea dispozitivului.

Spectrul diodei laser

Dioda laser este, în principiu, un ghid de undă care permite generarea anumitor distribuții ale undei electromagnetice, la anumite lungimi de undă. Aceste distribuții sunt numite *moduri* și sunt, în principal, de două tipuri: moduri spațiale (sau transversale) și moduri longitudinale.

Modurile spațiale se referă la puterea optică emisă de-a curmezişul axelor fascicolului de ieșire, Fig. 4.6. Acest mod are două componente: unul paralel și unul perpendicular pe stratul activ al diodei laser.

Regiunea activă a cipului diodei laser se comportă ca un rezonator optic (de tip Fabry-Perot). Lumina într-o asemenea cavitate va produce o undă staționară, numită *mod longitudinal*. Lungimea cipului laser (L) este în jur de 250 μ m, mult mai mare decît lungimea de undă stimulată (tipic între 630 nm și 1550 nm). Astfel, în cavitatea optică pot coexista mai multe moduri longitudinale, ceea ce se numește funcționare multimod, Fig. 4.9.

Pentru a opține un mod stabil, trebuie să fie satisfăcută ecuația:

$$L = \left(\frac{\lambda}{2n}\right)q \tag{4.2}$$

unde q este numărul de mod și n este indicile de refracție al zonei active (la lungimea de undă λ). Separarea modurilor se poate calcula cu relația:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \tag{4.3}$$

unde $\Delta\lambda$ este spațierea modurilor (vezi Fig. 4.10), iar n_g este indicele de refracție de grup.



Fig. 4.9. Funcționarea multimod a rezonatorului laser

Este posibil să se elimine modurile laterale, obținîndu-se astfel funcționarea monomod, cu un singur mod longitudinal. Acest lucru se realizează într-o diodă laser cu indice ghidat prin creșterea curentului. Fig. 4.11 ilustrează suprimarea modurilor laterale longitudinale cu creșterea curentului.



Fig. 4.10. Spectrul unei diode laser care prezintă modurile longitudinale



Fig. 4.11. Spectrul optic la diverși curenți de polarizare [7]

Dependența de temperatură a parametrilor diodei laser

Temperatura are un efect puternic asupra diodei laser. Lungimea de undă emisă, responzivitatea, curentul de prag și timpul de viață sunt mărimi care depind puternic de temperatură. La 850nm, laserul are o responzivitate care se micșorează cu circa 0.8% pe grad Celsius, iar curentul de prag crește, tipic, cu 1% pe grad Celsius al radiatorului. La 1300nm, curentul de prag al laserului crește cu 2% pe grad Celsius. Această dependență de temperatură a curentului de prag este uneori exprimată în funcție de o temperatură de referință T₀, prin relația:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \Rightarrow \frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta T}{T_0}$$
(4.4)

 I_0 – curentul de polarizare inițial

- I curentul de polarizare la temperatură ridicată
- ΔI modificarea necesară în curentul de polarizare pentru a menține puterea optică
- T temperatura
- ΔT variația temperaturii

În Fig. 4.12 este prezentată această dependență a puterii emise de dioda laser cu temperatura. Pentru un laser de 850nm, T_0 este de 150°K, iar pentru un laser GaInAsP de 1300nm, T_0 este în jur de 60°K. Lungimea de undă emisă de laser este și ea dependentă de temperatură. Pentru o diodă tipică pe GaAlAs, care emite pe 850 nm, lungimea de undă crește, tipic, cu 1nm pe 3 grade Celsius. În ceea ce privește timpul de viață, el scade cu creșterea temperaturii. De exemplu, la o diodă laser care emite 3 mW la 780 nm, timpul de viață se înjumătățește la fiecare creștere cu 25°C a temperaturii de funcționare.



Fig. 4.12. Efectul temperaturii asupra diodei laser

Receptoare optice

Capitolul 5

RECEPTOARE OPTICE

5.1 Eficiența cuantică

Într-un receptor optic, numit și *fotodetector*, eficiența cuatică η este raportul dintre numărul de perechi electron-gol generate și numărul de fotoni incidenți. Procesul de generare avînd un caracter aleator, η reprezintă doar o medie temporală. η depinde de lungimea de undă, materialul fotodetectorului (vezi Fig. 5.1) și unghiul de incidență a luminii. Eficiența cuantică este întotdeauna subunitară.



Fig. 5.1 Eficiența cuantică a unui fotodetector tipic [4]

Numărul n_{ph} de fotoni conținuți în puterea optică P_{opt} în timpul intervalului t poate fi calculat dacă se cunoaște energia conținută în fiecare foton E_{ph} .

$$n_{\rm ph} = t \frac{P_{\rm opt}}{E_{\rm ph}} = t \frac{P_{\rm opt}}{hf}$$
(5.1)

Fiecare foton generează, statistic, η perechi electron-gol într'o fotodiodă. Astfel, numărul de electroni n_{el}, generați în intervalul t, va fi:

$$n_{el} = \eta n_{ph} = I \frac{t}{e}$$
(5.2)

- e sarcina electronului, 1.6×10^{-19} As
- I fotocurentul

Putem acum să calculăm *responzivitatea* r unui fotodetector, definită ca raportul dintre curentul generat și puterea optică absorbită:

$$r = \frac{I}{P_{opt}} = \frac{\eta e}{hf} = \frac{\eta e \lambda}{hc} = 0.8 \eta \lambda [\mu m] [A/W]$$
(5.3)

Responzivitatea depinde, deci, de eficiența cuantică și lungimea de undă.

5.2 Fotodioda PIN

Fotodioda PIN este receptorul optic cel mai important datorită simplității, stabilității și benzii de frecvență.

Ea este construită din două zone, p și n, cu conductivitate mare, care delimitează o regiune de semiconductor intrinsec, cu conductivitate scăzută, Fig. 5.2.. Siliciu este materialul cel mai utilizat pentru infraroșu apropiat (850nm), iar Germaniu sau Indiu-Galiu-Arsen-Fosfor pentru domenii peste 1µm.

Fotonii intră în zona intrinsecă prin inelul metalic de conexiune și prin regiunea subțire de tip p, generînd aici perechi electron-gol. Dioda PIN este normal polarizată invers, astfel încît sarcinile generate se deplasează spre zonele p și n printr-o mișcare de drift. Caracteristica de ieșire tipică pentru o fotodiodă PIN prezintă două moduri posibile de funcționare: *fotovoltaic și fotoconductiv*.



Fig. 5.2. Structura unei fotodiode PIN din siliciu

Modul fotovoltaic se referă la funcționarea în cadranul stîng, cînd nu este necesară o sursă de tensiune. Acest mod este indicat în Fig. 5.3 prin rezistența de sarcină. Nu există nici un curent de întuneric, ceea ce face acest mod forte potrivit pentru detecția la nivele mici de iluminare. În Fig. 5.4 este prezentat un model de circuit pentru fotodioda PIN funcționînd în regim fotovoltaic. Cu ajutorul modelului de mai sus se pot scrie următoarele relații:



Fig. 5.3 Caracteristica unei fotodiode PIN [4]



Fig. 5.4. Modelul fotodiodei PIN pentru regimul fotovoltaic

$$I_{ph} = r P \tag{5.4}$$

$$\mathbf{r} = 0.8 \eta \lambda [\mu \mathbf{m}] \tag{5.5}$$

$$V_{i} = -V_{T} \ln(1 + I_{d}/I_{s})$$
(5.6)

r = responzivitatea P = puterea optică $I_{d} = curentul diodei$ $I_{s} = curentul de saturație al diodei$ $V_{T} = kT/e = 26mV la 300K$

În modelul din Fig. 5.4, sursa de fotocurent I_{ph} este şuntată de o diodă ideală, iar rezistența serie R_s limitează curentul maxim de la diodă. Această rezistență are valoarea tipică 50 Ω pentru o fotodiodă pe siliciu, cu diametrul de 1mm. În concordanță cu acest model, dioda PIN generează o tensiune care este logaritmul puterii optice incidente, în cazul în care nu este conectată vreo rezistență de sarcină. Dacă fotodioda lucrează în scurtcircuit, R_s este cea care crează căderea de tensiune. Aceasta face să înceapă o limitare a fotocurentului la un nivel de putere de cca. 1mW, în funcție de aria activă a diodei. Limitarea cea mai importantă a regimului fotovoltaic este banda limitată datorită capacității mari a joncțiunii pin.

În modul fotoconductiv se aplică o tensiune de polarizare inversă, care descreste capacitatea jonctiunii la cca. 1pF. Acest mod oferă o bună liniaritate lumină-curent, pînă la 1mW putere optică pentru o diodă de 1mm diametru, de exemplu. Responzivitatea r este identică cu cea din modul fotovoltaic; ea este indicată fie prin eficiența cuantică, fie direct în A/W. Valori tipice sunt 0.1 - 0.5 A/W, în functie de lungimea de undă si semiconductor, Fig. 5.5. Dependența de temperatură a responzivității este mică. Din nefericire, este generat un curent de întuneric care este dependent de temperatură, ceea ce crează probleme la măsurarea nivelelor mici de lumină și generează un zgomot suplimentar. Curentul de întuneric tipic, pentru o fotodiodă de 1mm, la temperatura de 25 °C, este 5nA pentru Si, 12µA pentru Ge si 6µA pentru InGaAsP. Acesta este motivul pentru care diodele pe Ge și InGaAsP au arii active foarte mici, tipic 0.1 - 0.2mm în diametru. Dependența de temperatură a curentului de întuneric este foarte pronunțată, el dublîndu-se la fiecare 7°C pentru Si, fiecare 8°C pentru Ge si fiecare 10°C pentru InGaAsP.

5.3 Fotodioda cu avalanşă

Datorită cîştigului inerent, fotodiodele cu avalanşă au o responzivitate mai mare decît fotodiodele PIN, ceea ce le face foarte atractive pentru comunicații. Construcțiile lor sunt similare, doar că dioda cu avalanşă prezintă o joncțiune pn special dopată, care polarizată invers, determină apariția unui cîmp electric foarte intens, Fig. 5.6. Receptoare optice



Fig. 5.5 Responzivitatea tipică a unui fotodetector PIN [4]

Lumina intră în zona slab dopată p^- unde generează perechi electrongol. Electronii se deplasează apoi spre zona de cîmp intens din joncțiunea pn, unde ei generează noi electroni prin multiplicare în avalanșă. Fiecare dintre electroni generează, statistic vorbind, alți M electroni. Fotocurentul total va fi:

$$= r MP_{opt}$$
(5.7)

- r responzivitatea, r = $0.8\eta\lambda [\mu m]$ [A/W]
- M factorul de multiplicare
- P_{opt} puterea optică

I

Receptoare optice





Fig. 5.6 Structura tipică a unei fotodiode cu avalanșă

Datele de catalog furnizează fie rM direct în [A/W], fie r și M, fie eficiența cuantică η și M.

Din nefericire, M depinde foarte puternic de tensiunea inversă aplicată și de temperatură, Fig. 5.7, ceea ce face dificil de obținut un cîștig stabil. Un compromis tipic între cîștig și stabilitate este $M=50 \div 150$. Diodele pe Ge au un cîștig mai mic, tipic $M=20 \div 40$ la o tensiune inversă între 20 și 30V. Stabilizarea temperaturii și tensiunii sunt esențiale.

Altă problemă este neliniaritatea diodei datorită căderii de tensiune pe rezistorul de sarcină combinată cu curba M=f(V). Un alt efect neliniar se observă în cazul unei sarcini zero: dincolo de un anumit fotocurent, factorul de multiplicare scade drastic cu creșterea curentului.



Fig. 5.7. Factorul de multiplicare în funcție de tensiune [4]

Curentul este generat chiar în absența iluminării. Acest curent, numit *curent de întuneric*, determină apariția unui zgomot suplimentar și limitează nivelul de putere minim detectat. Curenții de întuneric sunt dependenți de tensiunea aplicată, și prin aceasta de factorul de multiplicare M. La 25° C, curentul de întuneric tipic pentru o diodă pe Si, cu diametrul de 0.1mm, este 1-10nA pentru M=100. La Ge curentul de întuneric este de cca. 1µA, la M=20. Curenții de întuneric la fotodioda cu avalanșă sunt foarte dependenți de temperatură. La Si, curentul se dublează la fiecare 8°C, la Ge la fiecare 9-10°C. În ceea ce privește proprietățile dinamice, diodele pe Si, cu 0.1mm diametru, au o capacitate de cca. 1pF la M=100, timp de creștere 1ns și o bandă de cca. 100-500 MHz. La Ge, capacitatea parazită este de cca. 2pF la M=20; celelalte caracteristici sunt similare.

Capitolul 6

ZGOMOTUL TRADUCTORILOR ELECTRO-OPTICI UTILIZAȚI ÎN OPTOELECTRONICĂ

6.1 Elemente de teoria zgomotului

Zgomotul este un semnal aleator. Dacă x(t) este un semnal aleator, se poate defini o variabilă aleatoare X ale cărei valori sunt cele ale lui x(t) la momentul de timp t.

Fie x(t) tensiunea produsă de un generator de zgomot oarecare. Dacă forma de undă a acestuia este observată un interval de timp foarte lung, se pot calcula diversele *medii temporale* ale tensiunii: $\langle x(t) \rangle$, valoarea medie, $\langle x^2(t) \rangle$, valoarea medie pătratică, etc. Pe de altă parte, să considerăm un număr foarte mare de generatoare identice, care formează semnalul aleator x(t). Tensiunea emisă de fiecare generator este un eșantion, x_i(t), al semnalului aleator. La momentul de timp t₁, definim o variabilă aleatoare, X₁, ale cărei valori sunt x_i(t₁). Pentru această variabilă aleatoare putem calcula *mediile statistice*: $\overline{x(t_1)}$, valoarea medie statistică, etc..

Zgomotul este un *semnal aleator ergodic*, adică valorile medii temporale și cele statistice sunt identice: $\langle x(t) \rangle = \overline{x(t_1)}$, $\langle x^2(t) \rangle = \overline{x^2(t_1)}$, pentru orice t_1 . Un semnal ergodic este și staționar (valorile medii statistice nu depind de momentul de timp ales); dar staționaritatea nu implică ergodicitatea.

Prin urmare, vom putea vorbi pentru un semnal aleator de următoarele mărimi care-l caracterizează:

• valoarea medie, \overline{x} , este componenta de curent continuu a semnalului

• *pătratul valorii medii*, \overline{x}^2 , este puterea de curent continuu a semnalului

• valoarea medie pătratică, $\overline{x^2}$, este puterea medie a semnalului

• varianța, $\sigma^2 = \overline{x^2} - \overline{x}^2$, este puterea de curent alternativ a semnalului

• *deviația standard*, σ , este valoarea efectivă a semnalului

Atît pentru semnalele deterministe, cît și pentru cele aleatoare, se poate defini și funcția de autocorelație, $R(\tau)$:

$$R(\tau) = \langle x(t)x(t+\tau) \rangle = \overline{x(t)x(t+\tau)}$$
(6.1)

Această funcție are următoarele proprietăți:

$$\Rightarrow R(0) = \overline{x^2} = \sigma^2 + \overline{x}^2 \ge |R(\tau)|$$
(6.2)

$$\Rightarrow R(-\tau) = R(\tau) \tag{6.3}$$

$$\Rightarrow R(\pm \infty) = x^{-2}$$
(6.4)

Într-un anumit sens, această funcție este o măsură a variației în timp, ca și a dependenței statistice. Să presupunem, de exemplu, că τ este foarte mic astfel încît $x(t) \approx x(t + \tau)$; atunci $R(\tau) - \overline{x}^2 \approx \sigma^2$. Dacă $|\tau|$ crește, $R(\tau)$ va descrește, la început. Întervalul τ în care este păstrată aproximația cu o eroare dată, este o măsură a rapidității de variație în timp: cu cît τ este mai mic, cu atît viteza de variație în timp a semnalului este mai mare.

Pe de altă parte, dacă $|\tau|$ este foarte mare, se poate ca x(t) și $x(t^{\tau}\tau)$ să aibă atît de puțin în comun încît să le putem considera *statistic independente*. În general, $R(\tau) - \overline{x}^2 \approx \sigma^2$ indică o puternică dependență liniară a lui $x(t^{\tau}\tau)$ de x(t), în timp ce $R(\tau) - \overline{x}^2 \langle \langle \sigma^2$ indică faptul că semnalul a suferit schimbări mari în intervalul de timp τ .

Cînd $R(\tau) - \overline{x}^2 = 0$, $x(t^{\uparrow}\tau)$ și x(t) sunt *necorelate*, dar nu în mod necesar și statistic independente.
În sfîrșit, fie x(t) semnalul dorit, contaminat de un zgomot n(t). Dacă semnalul și zgomotul sunt aditive, semnalul rezultant este $y(t)=x(t)^n(t)$. Dacă x(t) și n(t) sunt statistic independente, atunci funcția de intercorelație a lor este zero. Atunci, funcția de autocorelație a lui y(t) va fi:

$$\begin{aligned} R_{y}(\tau) &= \overline{\left[x(t) + n(t)\right]} \left[x(t+\tau) + n(t+\tau)\right] = \overline{x(t)x(t+\tau)} + \overline{x(t)n(t+\tau)} + \\ &+ \overline{n(t)x(t+\tau)} + \overline{n(t)n(t+\tau)} = R_{x}(\tau) + R_{n}(\tau) \end{aligned}$$

Pentru $\tau=0$, avem:

$$\overline{y^2} = \overline{x^2} + \overline{n^2} = S + N$$

unde S = $\overline{x^2}$ este puterea medie a semnalului, iar N = $\overline{n^2}$ este puterea medie de zgomot, presupus de valoare medie zero. Prin urmare, în ipoteza unui zgomot aditiv, este valabilă proprietatea de superpoziție a funcțiilor de autocorelație și a puterilor medii. În ceea ce urmează vom considera doar zgomote de valoare medie nulă.

Dacă ne îndreptăm acum atenția asupra domeniului frecvență, caracterizarea unui semnal aleator se face aici prin *densitatea spectrală de putere* G(f):

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{x(t)x(t+\tau)} e^{-j2\pi f\tau} d\tau$$
(6.5)

care este transformata Fourier a funcției de autocorelație.

Un zgomot cu densitatea spectrală de putere constantă se numește *zgomot alb*:

$$G(f) = \frac{\eta}{2} \tag{6.6}$$

Zgomotul traductorilor electro-optici utilizați în optoelectronică

Puterea medie de zgomot va fi:

$$N = \overline{n^2} = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 G(f) df = 2 \frac{\eta}{2} \int_{0}^{\infty} |H(f)|^2 df$$
(6.7)

unde |H(f)| este modulul funcției de transfer a sistemului care limitează banda. Se definește banda de zgomot echivalentă, B_N , ca fiind:

$$B_{N} = \frac{1}{H_{0}^{2}} \int_{0}^{\infty} |H(f)|^{2} df$$
(6.8)

unde $H_0 = |H(f)|_{max}$. De obicei se consideră $H_0 = 1$. Prin urmare, puterea filtrată de zgomot va fi:

$$N = H_0^2 \eta B_N = \eta B_N \tag{6.9}$$

$$\sigma_n = \sqrt{N} = \sqrt{\eta B_N} \tag{6.10}$$

Exemplu

Zgomotul termic, generat de o rezistență, este un exemplu de zgomot alb. Densitatea sa spectrală de putere este:

$$G_{v}(f) = 2RkT \qquad V^{2}/Hz \tag{6.11}$$

unde semnalul aleator este tensiunea de zgomot. În acest caz:

$$\eta = 4RkT \tag{6.12}$$

și prin urmare valoarea efectivă de zgomot și puterea vor fi:

$$\overline{v_n^2} = \eta B_N = 4RkTB_N \tag{6.13}$$

$$v_n = \sqrt{4RkTB_N} \tag{6.14}$$

Se definește puterea disponibilă, a unei surse de zgomot termic, N_a , ca fiind puterea pe care ar debita-o o rezistență R, în condiții de adaptare:

$$N_a = \frac{\overline{v_n^2}}{4R} = \frac{4RkTB_N}{4R} = kTB_N$$
(6.15)

Aceasta depinde doar de temperatură și bandă. Un rezistor debitează kT wați pe unitatea de bandă, indiferent de valoarea rezistenței. Temperatura de zgomot a unei surse de zgomot este definită prin:

$$T_{N} = \frac{N_{a}}{kB_{N}}$$
(6.16)

6.2 Zgomotul diodei laser

O diodă laser este polarizată, de obicei, în mijlocul regiunii liniare, cu un curent I mai mare decît curentul de prag I_{th} . Astfel polarizat, laserul emite o lumină cu intensitatea medie P_o . Am spus în medie, deoarece chiar dacă polarizarea este perfect constantă, lumina emisă prezintă mici fluctuații de intensitate. Principalele cauze ale acestora sunt :

• *zgomotul de alice* care apare în orice joncțiune pn în care lumina este convertită în curent;

• *zgomotul de partiție modală*, datorat faptului că într-o diodă laser multimod, modurile longitudinale sunt în competiție, astfel încît distribuția spectrală este dependentă de timp. Deoarece fiecare mod corespunde la o culoare diferită, dispersia cromatică a fibrei va separa aceste moduri, determinînd apariția unor fluctuații de intensitate la ieșirea din fibră; Zgomotul traductorilor electro-optici utilizați în optoelectronică

• *zgomotul de reacție optică*, datorat luminii reflectate înapoi în diodă de la intrarea în fibră, de la ieșirea din fibră sau de la o altă interfață; aceasta determină o perturbare a oscilațiilor laser.

Tipic, puterea de zgomot crește cu creșterea puterii optice, atinge un maxim la prag, după care scade la nivele mari de putere, Fig. 6.1.

Se definește un zgomot relativ, RIN, ca fiind raportul dintre valoarea medie pătratică a fluctuațiilor de intensitate și nivelul mediu al intensității:

$$RIN = \frac{\left\langle \Delta P^2 \right\rangle}{P_o^2} \quad (1Hz \text{ band}\check{a}) \tag{6.17}$$

Laserul convertește un curent de intrare în putere optică. Deoarece dioda funcționează în regiunea liniară, responzivitatea este constantă, deci:



Fig. 6.1. Dependența zgomotului laserului de curentul de comandă [4]

$$\operatorname{RIN} = \frac{\left\langle \Delta I^{2} \right\rangle M^{2}(f)}{\left(I - I_{th}\right)^{2} M^{2}(0)}$$
(6.18)

unde $\langle \Delta I^2 \rangle$ este valoarea medie pătratică a fluctuațiilor de curent care ar produce fluctuațiile de intensitate optică, dacă laserul ar fi nezgomotos.

Presupunem că M(f) este o funcție constantă: M(f) = M(0). Atunci:

$$RIN = \frac{\left\langle \Delta I^2 \right\rangle}{\left(I - I_{th}\right)^2}$$
(6.19)

Dacă circuitul electric de la intrarea diodei, în care se include și dioda laser, are impedanța de intrare R_i , fluctuațiile de curent $\langle \Delta I^2 \rangle$ prin R_i vor da o putere electrică de zgomot numită zgomotul echivalent la intrarea laserului, EIN:

$$EIN[W] = \left\langle \Delta I^2 \right\rangle R_i \tag{6.20}$$

unde $\langle \Delta I^2 \rangle$ este în A². Prin urmare:

$$EIN = RIN(I - I_{th})^2 R_i$$
(6.21)

Exemplu

Tipic, $I - I_{th} = 40 \text{mA}$. Presupunem RIN = -144 dB/Hz = =3.981 \bullet 10⁻¹⁵/Hz și R_i=50 Ω . Atunci:

$$EIN = 3.185 \times 10^{-16} W/Hz = -125 dBm/Hz$$

Zgomotul traductorilor electro-optici utilizați în optoelectronică

De menționat că RIN-ul, ca și EIN-ul, sunt date ca densități spectrale de putere, puterea totală de zgomot fiind o funcție și de banda de frecvență. 6.3 Zgomotul fotodiodei PIN

Zgomotul dominant într-o diodă PIN este zgomotul de alice, care este generat de procesul statistic al trecerii electronilor prin joncțiunea pn. În fotodetector, acest zgomot este strîns legat de statistica sosirii fotonilor la detector. Valoarea efectivă a curentului de zgomot este direct legată de curentul total prin diodă:

$$\overline{I_n^2} = 2eIB_N \tag{6.22}$$

• e - sarcina electronului, 1.6×10^{-19} As

• B_N banda echivalentă de zgomot, egală cu $\pi B_s/2$ pentru un sistem cu 1 pol, sau rezonatoare de ordinul 1 (B_S este banda de semnal)

Curentul I constă din curentul de semnal, $I_{\text{S}},$ și curentul de întuneric, I_{dark} :

$$\overline{I_n^2} = 2eB_N (I_s + I_{dark})$$
(6.23)

Curentul de întuneric definește cea mai mică putere optică detectabilă, P_{min} :

$$P_{\min} = \frac{1}{r} \sqrt{\overline{i_n^2}} = \frac{1}{r} \sqrt{2eB_N I_{dark}} , (I_S=0)$$
(6.24)

• r - responzivitatea diodei

În cataloage, această mărime se regăsește sub denumirea de *putere echivalentă de zgomot*, NEP. Aceasta are semnificația unei puteri optice fictive, într-un Hz bandă, care aplicată la intrarea fotodetectorului determină curentul de întuneric:

$$NEP = \frac{1}{r} \sqrt{2 e I_{dar k}} \qquad \left[W / \sqrt{Hz} \right]$$
(6.25)

Nu are nici un sens să încercăm a măsura puteri mai mici decît NEP. Cîteva valori tipice sunt date în continuare:

- pentru o diodă cu Si, la 850nm, avînd un curent de întuneric de 5nA la 25 °C, NEP = $8 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$
- pentru o diode cu Ge, la 1300nm, avînd un curent de întuneric de $0.5\mu A$ la 25 °C, NEP = $10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$
- pentru o diodă pe InGaAs, la 1300nm, avînd un curent de întuneric de 60nA la 25 °C, NEP = $2.7 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$

Într-un receptor real, surse de zgomot ca rezistențele și tranzistoarele, cresc valoarea NEP-ului.

6.4 Zgomotul fotodiodei cu avalanşă

Ca și în dioda PIN, zgomotul existent în fotodioda cu avalanșă este tot zgomotul de alice. Într-o fotodiodă cu avalanșă, valoarea medie pătratică a curentului de zgomot este multiplicată cu pătratul factorului de multiplicare M și cu un factor suplimentar, F(M), care ține seama de caracterul statistic al multiplicării prin avalanșă.

 $\overline{i_n^2} = 2eB_N I' M^2 F(M)$ (6.26)

- e sarcina electronului
- I' curentul original (înainte de multiplicare)
- B_N banda echivalentă de zgomot

Curentul prin diodă fiind I=MI', obținem:

$$\overline{i_n^2} = 2eB_N IMF(M) = 2eB_N (I_S + I_{dark})MF(M)$$
(6.27)

Pentru M>50, se poate folosi pentru F(M) următoarea aproximație:

$$\mathbf{F}(\mathbf{M}) = \mathbf{M}^{\mathbf{x}} \tag{6.28}$$

unde x este $0.2 \div 0.5$ pentru Si și $0.9 \div 1$ pentru Ge.

Curentul de întuneric definește puterea minimă detectabilă de diodă, numită putere echivalentă de zgomot, NEP:

$$NEP = \frac{1}{rM} \sqrt{2eB_N I_{dark} MF(M)} = \frac{1}{r} \sqrt{2eB_N I_{dark} \frac{F(M)}{M}}$$
(6.29)

r - responzivitatea fotodetectorului, r=0.8ηλ

Dacă I_{dark}/M egalează curentul de întuneric al diodei PIN, NEP-ul unei diode cu avalanșă este mai mare decît al diodei PIN cu un factor egal cu F(M). Cîteva valori tipice pentru NEP sunt:

• pentru o diodă cu avalanşă din Si, la 900nm, NEP = $5 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ • pentru o diodă cu avalanşă din Ge, la 1300nm, NEP = $5 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$

6.5 Detecția coerentă și incoerentă

Fie cîmpul electric al fascicolului de lumină incident $\vec{E}_{s}(t) \cos(\omega t + \phi)$, unde amplitudinea vectorului cîmp $\vec{E}_{s}(t)$ și faza ϕ variază lent în comparație cu purtătoarea optică $\cos(\omega t)$. Puterea optică medie incidentă la detector este proporțională cu $1/2 \vec{E}_{s}(t) \cdot \vec{E}_{s}(t)$. Constanta de proporționalitate depinde de aria detectorului și de mediul prin care se propagă unda de lumină. Vom mai presupune că unda incidentă este

68

modulată în amplitudine, frecvența unghiulară de modulație fiind ω_m . Astfel :

$$\frac{1}{2} \vec{E}_{s}(t) \cdot \vec{E}_{s}(t) \approx P_{in}(t) = P_{0} + P_{m} \cos \omega_{m} t$$
(6.30)

unde $P_{i\,n}(t)$ este puterea optică incidentă modulată în amplitudine, iar $P_0 \geq P_m.$

Detecția incoerentă (numită și detecție directă)

În cazul detecției incoerente, Fig. 6.2, cîmpul electric la intrare este ridicat la pătrat de către detector:

$$\left[\vec{\mathrm{E}}_{\mathrm{s}}(t)\cos(\omega t+\phi)\right]^{2} = \frac{1}{2}\left[\vec{\mathrm{E}}_{\mathrm{s}}(t)\cdot\vec{\mathrm{E}}_{\mathrm{s}}(t)\right]\left[1+\cos 2(\omega t+\phi)\right]$$
(6.31)

Cînd mediem pe mai multe perioade optice, $2\pi/\omega$, relația de mai sus devine $1/2 \vec{E}_{s}(t) \cdot \vec{E}_{s}(t)$. Plecînd de la relația (6.30), curentul prin detector este:



Fig. 6.2. Schema de principiu a detecției incoerente

$$I(t) = r(P_0 + P_m \cos \omega_m t)$$
(6.32)

Valoarea medie (componenta de curent continuu) a lui I(t) este $I_{med} = rP_0$. Componenta pe frecvența de modulație a curentului detectorului este:

$$I_{sg}(t) = r P_m \cos \omega_m t \tag{6.33}$$

Valoarea medie pătratică a curentului de semnal pe frecvența de modulație este:

$$\overline{I_{sg}^2} = \frac{1}{2} r^2 P_m^2$$
(6.34)

Valoarea medie pătratică a curentului de zgomot $\overline{i_n^2}$ poate conține patru componente importante:

• zgomotul de alice produs de semnalele optice cu valoarea medie $r P_0$.

$$\overline{i_{sh,sg}^2} = 2 \operatorname{er} P_0 \Delta f_m \tag{6.35}$$

• zgomotul de alice cauzat de radiația de fond Pbg incidentă la detector.

$$\overline{i_{sh,bg}^2} = 2 \operatorname{er} P_{bg} \Delta f_m \tag{6.36}$$

• zgomotul datorat curentului de întuneric Idark.

$$\overline{i_{dark}^2} = 2eI_{dark}\Delta f_m$$
(6.37)

• alt tip de zgomot generat în semiconductor i_{sc}^2 . Prin urmare, raportul semnal-zgomot se scrie:

$$\frac{S}{N} = \frac{\overline{I_{sg}^2}}{\frac{i_{sh,sg}^2}{i_{sh,sg}^2 + i_{sh,bg}^2 + i_{dark}^2 + i_{sc}^2}}$$
(6.38)

Într-o situație ideală, semnalele optice incidente sunt suficient de puternice astfel încît zgomotul de alice datorat acestora să fie mult mai puternic decît ceilalți termeni de zgomot. Neglijîndu-i pe aceștia, obținem:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{dd} \approx \frac{\overline{I_{sg}^2}}{\overline{i_{sh,sg}^2}} = \frac{\frac{1}{2} \left| r P_m \right|^2}{2 e r P_0 \Delta f_m} = \frac{r P_m^2}{4 e \Delta f_m P_0}$$
(6.39)

Acestă relație indică raportul semnal-zgomot maxim care se poate obține cu un detector dat și utilizînd detecția incoerentă. El este numit raport semnal-zgomot limitat de zgomotul de alice [3].

În mod curent, semnalele de intrare sunt slabe astfel încît termenul de zgomot dominant nu este $i_{sh,sg}^2$. În cazul sistemelor de detecție de frecvență joasă, termenul dominant este zgomotul de alice determinat de curentul de întuneric. Pentru aceste detectoare, raportul semnal zgomot este:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{dd,lf} \approx \frac{\overline{I_{sg}^2}}{\overline{i_{dark}^2}} = \frac{\frac{1}{2}\left|rP_m\right|^2}{2eI_{dark}\Delta f_m} = \frac{r^2P_m^2}{4e\Delta f_mI_{dark}}$$
(6.40)

Pentru cazul detectoarelor de înaltă frecvență, zgomotul termic din semiconductor este principalul factor de zgomot. Fie R_{eq} rezistența echivalentă a fotodiodei și sarcinii sale. În acest caz:

$$\overline{i_{sc}^2} = \frac{4kT\Delta f_m}{R_{eq}}$$
(6.41)

iar raportul semnal-zgomot devine:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{dd,hf} \approx \frac{\overline{I_{sg}^2}}{\overline{I_{sc}^2}} \approx \frac{r^2 P_m^2 R_{eq}}{8kT\Delta f_m}$$
(6.42)

Exemplu

Considerăm o fotodiodă PIN cu o responzivitate de 0.9 A/W la 1550 nm și un curent de întuneric de 1 nA. Presupunem zgomotul dominant dat de curentul de întuneric și banda de 1 MHz. Raportul semnal-zgomot este:

$$\frac{S}{N} \approx \frac{r^2 P_m^2}{4e\Delta f_m I_{dar\,k}} = = \frac{(0.9P_m)^2}{4 \times 1.6021 \times 10^{-19} \times 1 \times 10^{-9} \times 1 \times 10^6} = = 1.26 \times 10^{21} P_m$$

Pentru a atinge un raport semnal-zgomot unitar, ne trebuie o putere P_m egală cu $2.81\times 10^{-11} W.$

Dacă banda este de 1 Hz, puterea necesară pentru a obține un raport semnal-zgomot egal cu 1 este:

$$2.81 \times 10^{-11} / \sqrt{1 \times 10^6} = 2.81 \times 10^{-14} \, \mathrm{W}$$

Astfel, pentru ca această diodă PIN să funcționeze în condiții de zgomot impuse de curentul de întuneric trebuie să aibă un NEP de $2.8 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Detecția coerentă

În detecția coerentă (Fig. 6.3), semnalul optic care sosește pe fibră este combinat cu $\vec{E}_{L} \cos \omega_{L} t$ de la un oscilator local și apoi este aplicat detectorului.



Fig. 6.3. Schema de principiu a detecției coerente

De obicei, $|\vec{E}_L|$ este mult mai mare decît $|\vec{E}_s|$. Frecvența oscilatorului laser ω_L este ușor diferită de frecvența purtătoarei optice ω , iar diferența $|\omega - \omega_L|$ este mult mai mare decît ω_m ; deci:

$$\omega_{\rm m} \left\langle \left\langle \left| \omega - \omega_{\rm L} \right| \left\langle \left\langle \omega, \omega_{\rm L} \right\rangle \right\rangle \right\rangle \right\rangle \tag{6.43}$$

Tipic, $|\omega - \omega_L|$ este cuprinsă în domeniul undelor radio sau microundelor.

Curentul detectorului este proporțional cu media temporală pentru:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{s}(t) \cos(\omega t + \phi) + \vec{E}_{L} \cos \omega_{L} t \end{bmatrix}^{2} =$$

$$= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \vec{E}_{s}(t) \vec{E}_{s}(t) + \vec{E}_{L} \vec{E}_{L} \end{bmatrix} + \vec{E}_{s}(t) \vec{E}_{L} \cos[(\omega - \omega_{L})t + \phi] +$$

$$+ \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \vec{E}_{s}(t) \vec{E}_{s}(t) \cos 2(\omega t + \phi) + \vec{E}_{s}^{2} \cos 2\omega_{L} t \end{bmatrix} +$$

$$+ \vec{E}_{s}(t) \vec{E}_{L} \cos[(\omega + \omega_{L})t + \phi]$$

Cînd mediem pe mai multe periode ale semnalului optic, armonicele de ordinul doi și termenii cu sume de frecvențe vor dispărea. În membrul stîng va rămîne:

$$\frac{1}{2} \left[\vec{E}_{s}(t) \vec{E}_{s}(t) + \vec{E}_{L} \vec{E}_{L} \right] + \vec{E}_{s}(t) \vec{E}_{L} \cos\left[\left(\omega - \omega_{L} \right) t + \phi \right]$$
(6.44)

Primul termen din (6.44) reprezintă componenta de curent continuu sau de joasă frecvență, iar cel de-al doilea termen este componenta de înaltă frecvență.

Deoarece în cel de-al doilea termen figurează un produs scalar de doi vectori cîmp, maximul lui se va obține atunci cînd cele două cîmpuri vor avea aceeași stare de polarizare. Să presupunem, pentru precizarea ideilor, că \vec{E}_{s} și \vec{E}_{L} sunt cîmpuri liniar polarizate și θ este unghiul dintre ele. Scriind explicit produsul scalar se obține următoarea expresie pentru curentul detectorului:

$$I(t) = r \begin{cases} \left[P_{in}(t) + P_L \right] + \\ + 2\sqrt{P_{in}(t)P_L} \cos\theta \cos\left[\left(\omega - \omega_L \right) t + \phi \right] \end{cases}$$
(6.45)

Cu $P_{in}(t)$ dat de relația (6.30), curentul mediu prin detector este:

$$I_{\text{med}} = r(P_0 + P_L)$$

iar componenta de înaltă frecvență este:

$$2r\sqrt{P_{in}(t)P_{L}}\cos\theta\cos\left[\left(\omega-\omega_{L}\right)t+\phi\right]$$

Deoarece P_L este mult mai mare decît $P_{in}(t)$, zgomotul de alice cauzat de P_L eclipsează toți ceilalți termeni de zgomot. Valoarea medie pătratică a curentului de zgomot va fi:

$$i_{sh}^2 = 2eI_{med}\Delta f_m \approx 2erP_L\Delta f_m$$

Valoarea medie pătratică a componentei de înaltă frecvență din (6.45) va fi:

$$\frac{1}{2} \left\{ r \left[2 \sqrt{P_m P_L} \cos \theta \right] \right\}^2 = 2r^2 \left(P_0 + P_m \cos \omega_m t \right) P_L \cos^2 \theta$$

Cu ajutorul unui al doilea oscilator, componenta la frecvența de modulație, $2r^2P_LP_m\cos^2\theta\cos\omega_m t$, poate fi extrasă. Acesta este curentul de semnal util, a cărui valoare medie pătratică este:

$$\overline{I_{sg}^2} = 2r^2 P_m P_L \cos^2 \theta \tag{6.46}$$

Raportul semnal-zgomot este:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{co} \approx \frac{I_{sg}^2}{i_{sh}^2} \approx \frac{2r^2 P_m P_L \cos^2 \theta}{2er P_L \Delta f_m} = \frac{r P_m \cos^2 \theta}{e \Delta f_m}$$
(6.47)

De subliniat că în detecția coerentă raportul semnal-zgomot este independent de puterea oscilatorului local P_L atîta vreme cît aceasta este suficient de mare. Astfel poate fi atinsă limita maximă a raportului semnal-zgomot, ceea ce este o caracteristică specială a detecției coerente.

Detecția coerentă descrisă pînă în prezent este cunoscută și sub numele de *detecție optică heterodină*. Cazul special în care $\omega = \omega_L$ este cunoscut sub numele de *detecție optică homodină*. Se poate arăta că raportul semnal-zgomot al detecției homodine poate fi cu 3 dB mai bun decît în cazul detecției heterodină.

6.6 Comparații între detecția coerentă și cea incoerentă

Aspecte calitative

• Detecția incoerentă este topologic mai simplă și necesită măsuri minime de aliniere optică. În contrast, detecția coerentă este foarte sensibilă la alinierea optică.

• Detecția coerentă necesită un oscilator local stabil la emisie și la recepție.

• Detecția coerentă cere fotodetectoare de mare viteză care să răspundă la frecvența $|\omega - \omega_L|$. In contrast, fotodetectoarele lente se folosesc la detecția incoerentă pentru că trebuie să răspundă la frecvența de modulație ω_m .

• Într-un sistem cu detecție coerentă se pot transmite mai multe canale de informație decît în cazul sistemelor cu detecție incoerentă. Aceasta rezultă din faptul că în detecția coerentă filtrele sunt electrice, pe cînd în cea incoerentă ele sunt optice.

• În sistemele cu detecție incoerentă se pierde informația de fază și de polarizare din semnalul optic.

Aspecte cantitative

• Puterea semnalului electric furnizat sarcinii este mai mare în cazul detecției coerente decît în cel al detecției incoerentă cu un factor $4(P_L/P_m) \cos^2 \theta$. Astfel semnalul detectat poate fi efectiv "amplificat" de fascicolul oscilatorului local, chiar dacă fotodetectorul nu are un cîștig propriu. Factorul $4(P_L/P_m)$ poate fi privit ca un *cîștig efectiv*.

• Raportul semnal zgomot poate să atingă în detecția coerentă limita dictată de zgomotul de alice, fiind astfel mai mare decît în cazul detecției incoerente cu un factor $4(P_0/P_m)\cos^2 \theta$. La detecția incoerentă, raportul semnal-zgomot este dictat de curentul de întuneric, în timp ce la detecția coerentă, la limită $(P_0 = P_m)$, el este dictat de unghiul θ .

Capitolul 7

ELEMENTE DE PROIECTARE SISTEMICĂ A LEGĂTURII PE FIBRĂ OPTICĂ

Sunt mulți parametri care caracterizează performanța unei legături pe fibra optică. Vom discuta pe cei mai importanți pentru proiectarea unei legături într-un sistem de comunicații.

7.1 Cîştigul legăturii

Pierderile de RF într-o legătură pe fibră optică depind de eficiența cuantică a laserului, de eficiența cuplajului diodei laser cu fibra, de pierderile pe fibră, de responzivitatea fotodiodei și de raportul dintre impedanța de ieșire și cea de intrare.

Eficiența cuantică și eficiența de cuplaj cu fibra sunt combinate într-un parametru unic numit *cîștig de modulație*. La un cuplaj de 15%, cîștigul de modulație este tipic 0.04 mW/mA. Aceasta înseamnă că lucrînd peste curentul de prag, 0.04 mW putere optică vor fi trimiși pe fibră pentru fiecare miliamper curent prin dioda laser.

Cîştigul de modulație de curent continuu determină puterea optică medie pe care o trimite în fibră dioda laser. Cîştigul de modulație efectiv al diodei este, în general, o funcție de frecvență, deci și cîştigul global al legăturii va fi o funcție de frecvență.

Cîştigul de putere al legăturii pe fibră este definit ca raportul dintre puterea de RF la ieșire și puterea de RF la intrare:

$$G = \frac{i_{ies}^{2} R_{L}}{i_{in}^{2} R_{in}}$$
(7.1)

Elemente de proiectare sistemică a legăturii pe fibră optică

$$G(dB) = 10l \operatorname{og}\left(\frac{i_{ies}^2 R_L}{i_{in}^2 R_{in}}\right)$$
(7.1a)

unde R_L = rezistența de sarcină, iar R_{in} = rezistența de intrare a legăturii.

Presupunem că suntem în condiții de adaptare la intrare și ieșire, adică $R_L = R_{in} = 50\Omega$. Atunci:

$$G(dB) = 10 \log\left(\frac{i_{ies}^2}{i_{in}^2}\right) = 20 \log\left(\frac{i_{ies}}{i_{in}}\right)$$
 (7.2)

Laserul și fotodioda funcționează întotdeauna în regiunea lor liniară. Factorul care convertește curentul de intrare în puterea optică pe care laserul o trimite în fibră este cîștigul de modulație M (mW/mA). Pierderile optice în fibră și în conectori le notăm cu L_{opt} . Factorul care convertește puterea optică incidentă la fotodiodă în curentul de ieșire al fotodiodei este responzivitatea, r (mA/mW). Apoi, curentul fotodiodei este aplicat divizorului de curent format de rezistența de ieșire a fotodiodei, R_O , și rezistența de sarcină, R_L .



Fig. 7.1. Circuitul echivalent simplificat al unei legături pe fibră optică pentru calculul cîștigului

Prin urmare:

Elemente de proiectare sistemică a legăturii pe fibră optică

$$\dot{i}_{ies} = \left(\frac{R_0}{R_0 + R_L}\right) r \left(\frac{M}{L_{opt}}\right) \dot{i}_{in}$$
(7.3)

Pierderile optice sunt exprimate, de obicei, în dB:

$$L_{dB} = 10 \log L_{opt}$$

$$(7.4)$$

Utilizînd ecuațiile (7.3) și (7.4), ecuația (7.2) se poate scrie:

$$G = 20 \log \left(\frac{R_0 r M}{R_0 + R_L} \right) - 2L_{dB}$$
(7.5)

Exemplul 1

Să presupunem că avem o fibră de 5 km lungime. Pierderile optice tipice la 1300nm, pentru funcționare monomod, sunt 0.4dB/km. Deci:

$$L_{dB} = (0.4dB/km)x(5km) = 2dB$$

Utilizînd valorile tipice M=0.04mW/mA, r=0.6mA/mW şi $R_0=R_L=50\Omega$, obținem din (7.5):

 $G = 20\log(0.3mA/mW)(0.04mW/mA) - 2(2dB) = -42.4dB$

Dacă includem rezistența de intrare și de sarcină, atunci vom obține:

$$G = \left[\left(\frac{R_0}{R_0 + R_L} \right) \left(\frac{rM}{L_{opt}} \right) \right]^2 \frac{R_L}{R_{in}}$$
(7.6)

sau, în dB:

Elemente de proiectare sistemică a legăturii pe fibră optică

$$G = 20 \log \left(\frac{R_0 r M}{R_0 + R_L} \right) - 2L_{dB} + 10 \log \left(\frac{R_L}{R_{in}} \right)$$
(7.6a)

Impedanța tipică a unei fotodiode este 1-2k Ω , iar pentru o diodă laser 5 Ω . Prin urmare, să presupunem că adaptăm la intrare și ieșire cu circuite pur reactive: $R_L = R_0 = 1k\Omega$ și $R_{in} = 5\Omega$.

Pentru un cuplaj cu fibra tipic de 15%, $L_{dB} = 0$ și o legătură adaptată reactiv la intrare și ieșire, obținem:

$$G = 20\log(0.3mA/mW)(0.04mW/mA) + 10\log(1000/5) = -15.4dB$$

7.2. Zgomotul echivalent la intrare și zgomotul legăturii

Definiția de lucru a zgomotului echivalent la intrare, EIN, pentru un dispozitiv de microunde este: zgomotul la intrarea de RF a dispozitivului care ar produce puterea disponibilă de zgomot la ieșire, presupunînd dispozitivul nezgomotos și o bandă de 1 Hz.

Zgomotul echivalent la intrarea unei legături pe fibră optică este compus din trei elemente: (1) zgomotul laserului, (2) zgomotul de alice al fotodiodei, (3) zgomotul termic al receptorului. EIN este exprimat în W/Hz.

Contribuția de zgomot a laserului este legată de RIN și a fost dedusă în capitolul 6 (relația 6.21). Vom utiliza specificațiile pentru EIN ale modulului laser Ortel 3510, pe care îl vom nota cu EIN_1 .

O parte a contribuției la zgomot a receptorului este zgomotul termic (în W/Hz) generat de componentele din receptor (rezistențe, etc.), raportat la intrare:

$$EIN_{t} = kTL$$
(7.7)

unde:

k = constanta lui Boltzman= 1.36×10^{-23} W/Hz°K

T = temperatura absolută în °K

L = pierderile electrice ale legăturii

80

Cealaltă parte a contribuției la zgomot a receptorului este zgomotul de alice a fotodiodei. Valoarea medie pătratică a curentului de zgomot de alice este dată de (vezi capitolul 6):

$$\overline{i_s^2} = 2eI_0B = 2erP_{fd}B$$
(7.8)

unde:

I₀= curentul mediu prin diodă

e = sarcina electrică a electronului = 1.6×10^{-19} C

B = banda de zgomot în Hz

r = responzivitatea fotodiodei în A/W

 P_{fd} = puterea optică incidentă la fotodiodă

Puterea de zgomot de alice furnizată sarcinii R_L va fi:

$$P_{\rm s} = \bar{i}_{\rm s}^2 \left(\frac{R_0}{R_0 + R_{\rm L}} \right)^2 R_{\rm L}$$
(7.9)

unde R₀ este rezistența de ieșire a modulului fotoreceptor.

Puterea de zgomot disponibilă la ieșire este puterea de zgomot furnizată sarcinii cînd $R_L = R_0$:

$$P_{\rm s} = \overline{i_{\rm s}^2} \frac{1}{4} R_{\rm L} = \frac{1}{2} \operatorname{er} R_{\rm L} P_{\rm fd} B$$
 (7.9a)

Dacă raportăm acum această putere la intrarea emițătorului laser, vom avea:

$$EIN_{S} = \frac{1}{2} erR_{L}P_{fd}L$$
(7.10)

unde

L = pierderile electrice ale legăturii B = 1Hz

Prin urmare, zgomotul echivalent total la intrare legăturii pe fibră optică este dat de:

$$EIN = EIN_1 + kTL + \frac{1}{2}erR_LP_{fd}L$$
(7.11)

Pierderile electrice ale legăturii sunt inversul cîștigului acesteia:

$$L = \left(\frac{R_0 + R_L}{R_0}\right)^2 \left(\frac{L_{opt}}{rM}\right)^2 \frac{R_{in}}{R_L} = L_0 L_{opt}^2 \left(\frac{R_{in}}{R_L}\right)$$
(7.12)

unde $L_0 = \left[\frac{R_0 + R_L}{R_0 r M}\right]^2$ sunt pierderile legăturii atunci cînd $R_L = R_{in} =$

 50Ω și fotodioda este cuplată direct la dioda laser.

Substituind ecuatia (7.12) în ecuatia (7.11), obtinem:

$$EIN = EIN_{1} + kTL_{0} \left(\frac{R_{in}}{R_{L}}\right) L_{opt}^{2} + \frac{1}{2} erR_{L}L_{0}P_{1}L_{opt}$$
(7.13)

unde $P_1 = P_{fd}L_{opt}$ = puterea optică lansată în fibră de laser.

Pentru a evidenția dependența EIN-ului de impedanțele de intrare și ieșire din (7.13), să înlocuim contribuția laserului cu ecuația (6.21) din capitolul 6:

$$EIN = RIN(I - I_{th})^2 R_i + kTL_0 \left(\frac{R_{in}}{R_L}\right) L_{opt}^2 + \frac{1}{2} erR_i L_0 P_l L_{opt}$$
(7.14)

Relația (7.14) poate fi pusă sub o formă potrivită analizei pe calculator:

Elemente de proiectare sistemică a legăturii pe fibră optică

$$EIN = a\left[\left(L_{opt} + b\right)^2 - b^2 + c\right]$$
(7.15)

unde:

$$\begin{aligned} a &= kTL_0 \left(\frac{R_{in}}{R_L} \right) \ , \ b &= \frac{erP_1R_L}{4kT} \ , \\ c &= RIN \left(I - I_{th} \right)^2 \left(\frac{R_L}{kTL_0} \right) \end{aligned}$$

Exemplul 2

Să presupunem valorile tipice pentru un emitător de tip Ortel 3510B și un receptor Ortel 4510B:

 $r = 0.8 \text{ A/W}, M = 0.04 \text{ W/A}, R_{in} = R_0 = R_L = 50 \Omega, P_l = 1.6 \text{ mW}, RIN=$ = -140 dB/Hz, I-I_{th} = 40 mA, T = 296 K.

Aceste valori conduc la:

$$L_0 = \left(\frac{R_0 + R_L}{R_0 r M}\right)^2 = 3906.25 = 35.9 dB$$

 $a = 1.6 \times 10^{-17} \text{ W/Hz}$

b = 0.627 (nu uitați că o bandă de 1Hz este presupusă implicit la numărător)

c = 50.137

Astfel, pentru $L_{opt} = 0$ dB = 1, din ecuația (7.15) obținem: EIN = 8.27x10⁻¹⁶ W/Hz = -120.8 dBm/Hz

Pentru o fibră cu lungimea de 20 km, avînd pierderi optice de 0.4 dB/km, tot din ecuația (7.15) obținem:

$$L_{opt} = 8 \text{ dB} = 6.31$$

 $\dot{\text{EIN}} = 1.5 \text{x} 10^{15} \text{ W/Hz} = -118.2 \text{ dBm/Hz}$

În Fig. 7.2 se prezintă EIN în funcție de Lopt, pentru sistemul Ortel 3510B/4510B.



Fig. 7.2. Zgomotul echivalent la intrare în funcție de pierderile optice

7.3 Legătura dintre factorul de zgomot și EIN

Factorul de zgomot este un parametru de performanță dat de raportul dintre puterea disponibilă de zgomot la ieșirea dispozitivului real și cea obținută la ieșirea aceluiași dispozitiv, presupus nezgomotos, căruia i se aplică la intrare o rezistență la temperatura $T_0 = 290$ K.

Puterea disponibilă de la o asemenea rezistență este, relația (6.15):

$$k T_0 = 4.0 \times 10^{-18} \text{ mW/Hz} = -174 \text{ dBm/Hz}$$
 (7.16)

Puterea disponibilă de zgomot la ieșirea legăturii, N₀, va fi:

$$N_0 = EIN (dBm/Hz) - pierderile legăturii (dB)$$
 (7.17)

în timp ce puterea disponibilă la ieșirea sistemului nezgomotos ar fi:

$$N'_0 = -174 dBm/Hz - pierderile legăturii (dB)$$
 (7.18)

Deci, factorul de zgomot al legăturii va fi, în dB:

$$F(dB) = N_0 - N_0 = EIN(dBm/Hz) + 174 dBm/Hz$$
 (7.19)

Cunoscîndu-se factorul de zgomot al legăturii, se poate calcula factorul de zgomot a două traductoare cascadate, utilizînd formula lui Friis:

$$F_{\rm T} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \tag{7.20}$$

unde F_1 și G_1 sunt factorul de zgomot și cîștigul primului traductor, iar F_2 este factorul de zgomot al celui de-al doilea traductor.

Exemplul 3

Un preamplificator este plasat în fața diodei laser, avînd un factor de zgomot de 3dB și un cîștig de 45dB. Presupunem, de asemenea, că sistemul cu fibră are un EIN = -120 dBm/km.

Atunci: $F_1 = 3dB = 2.0$, $G_1 = 45dB = 31.623$, deci: $F_2 = -120dBm/Hz + 174dBm/Hz = 54dB = 251.189$ și prin urmare $F_T = 9.94 = 10dB$.

Pentru a elimina ambiguitatea, factorul de zgomot este definit în termeni de putere de zgomot la ieșire, iar formula lui Friis presupune că fiecare bloc din cascadă oferă puterea disponibilă la ieșirea sa spre blocul următor.

7.4 Gama dinamică și liniaritatea

Gama dinamică a unui sistem poate fi definită independent de sistem în două moduri. O modalitate este de a specifica intervalul dintre pragul de zgomot și punctul de compresie la 1dB. Pragul de zgomot raportat la intrare este definit de EIN și de banda de zgomot.

O a doua modalitate este de a indica intervalul liber de răspunsuri parazite, adică intervalul dintre pragul de zgomot și nivelul de putere la care produsul de intermodulație (IM) de ordinul trei este tangent cu nivelul de zgomot. Produsul IM de ordinul trei se poate calcula din punctul de intercepție de ordinul trei la intrare, IP₃, ca în Fig. 7.3.

Punctul de intercepție de ordinul trei la intrare este o specificație a liniarității dedusă dintr-o testare cu două tonuri (frecvențe). Două semnale de același nivel se aplică dispozitivului de testat (în cazul nostru sistemul cu fibră optică). Frecvențele sunt ușor diferite. Dacă dispozitivul este perfect liniar, ieșirea va fi formată din cele două tonuri amplificate (sau atenuate) de dispozitiv. Orice neliniaritate va determina mixarea celor două tonuri, rezultînd produse de intermodulație avînd frecvențele:

 $f_{IM} = nf_1 \pm nf_2$

unde f_1 , f_2 sunt frecvențele celor două purtătoare, iar n și m sunt întregi. Suma n+m=N este *ordinul produsului de intermodulație*. Produsele de intermodulație situate la (f_2 - f_1) sub și deasupra fiecărei din cele două purtătoare, sunt produsele de intermodulație de ordinul trei. În regiunea cea mai liniară a dispozitivului, aceste produse de intermodulație sunt cele mai importante. În această regiune, dispozitivul este "bine definit", adică o creștere cu 1dB a puterii de intrare va determina o creștere cu 3dB a fiecărui produs de intermodulație de ordinul trei. Punctul de intercepție de ordinul trei se definește ca puterea de intrare la care puterea de ieșire pe fiecare ton va fi egală cu nivelul celor două produse de intermodulație de ordinul trei. Panta caracteristicii putere de ieșire - putere de intrare (pe purtătoare) este 1, în timp ce pentru puterea de ieșire pe produsul de ordinul trei - puterea de intrare, panta este 3. Astfel, dacă purtătoarea este micșorată cu 12dB sub nivelul TOI, atunci nivelul IM se micșorează cu 36dB, ceea ce înseamnă 24dB sub nivelul purtătoarei (-24dBc).

Pentru o transmisie liniară a unui număr mare de purtătoare, o regulă simplă este ca nivelul de putere efectiv să fie cel puțin cu 10dB sub punctul de compresie la 1dB.



Fig. 7.3 Produsul de intermodulație de ordinul trei și punctul de intercepție de ordinul trei

Punctul de intercepție la 1dB este puterea de intrare ale unei singure purtătoare pentru care puterea de ieșire este 1dB sub cea care ar fi dacă dispozitivul ar fi perfect liniar. Astfel, punctul de compresie la 1dB este o specificație a liniarității de semnal mare.

Exemplul 4 - Sistem cu un singur canal

Presupunem că se impun următoarele constrîngeri asupra parametrilor de sistem:

= 30 MHz

$$f = 4 \text{ GHz}$$

Banda de zgomot pe FI

Puterea de RF $\begin{cases} P_{in}(max) = -50 dBm \\ P_{ies}(max) = -10 dBm \end{cases}$

Raportul semnal - zgomot SNR_{min}= 12 dB

 $IM_3 = < -25 dBc$ (pentru două purtătoare identice separate la 100 kHz)

Gama dinamică = 35 dB

Lungimea fibrei = 5 km

Se va folosi pentru realizarea legăturii un emițător Ortel 3510B și un receptor 4510B. Specificațiile pertinente pentru acestea sunt date în Tabelul_1.

Tabelul 1

	Cel mai defavorabil caz	Tipic	
IP ₃	22 dBm	27 dBm	
P_{1dB}		13.0 dBm	
EIN	< -115dBm/Hz	-125 dBm/Hz	

SNR (putere de RF la intrare	> 100 dB/Hz	>110 dB/Hz
11 dBm)		

Pentru acest exemplu vom utiliza cazul cel mai defavorabil.

Vom determina, mai întîi, un domeniu de funcționare care va satisface atît sensibilitatea cerută (SNR_{min}) cît și liniaritatea (IM₃) în gama dinamică impusă. Apoi vom ajusta nivelul de putere de RF la intrare și ieșire, utilizînd amplificator sau atenuator, astfel încît să nu se degradeze parametrii de performanță.

Zgomotul echivalent la intrare, total, al legăturii (EIN_T) va fi limitat și va determina nivelul de semnal la intrarea de RF necesar pentru a obține raportul semnal-zgomot minim cerut în tema de proiectare. Acest EIN total este compus din EIN-ul laserului, zgomotul receptorului raportat la intrarea legăturii și zgomotul de alice al fotodiodei raportat, de asemenea, la intrarea legăturii. Deoarece lungimea fibrei este relativ mică (5 km) și pentru că utilizăm cazul cel mai defavorabil, vom presupune pentru început că zgomotul echivalent la intrare, total, este dat doar de laser. După ce vom face analiza cu această presupunere, ne vom întoarce la cazul real și vom verifica această ipoteză. EIN-ul laserului este -115 dBm/Hz. Cum banda de zgomot a sistemului este specificată a fi 30 MHz. EIN-ul total va fi:

$$EIN_{T} = EIN + 10log(30x10^{6}) = -115 dBm/Hz + 74.8 dB = -40.2 dBm$$

Raportul semnal-zgomot minim acceptabil pentru sistem este SNR_{min} = 12dB. Prin urmare, semnalul la intrarea de RF trebuie să fie cu cel puțin 12 dB mai mare decît EIN_T :

$$P_{in}(min) = EIN_T + 12 dB = -28.2 dBm$$

Acesta este semnalul minim de RF la intrare. Pentru că specificația de gamă dinamică este de 35 dB, semnalul maxim la intrare va fi cu 35 dB mai mare decît cel minim:

$$P_{in}(max) = P_{in}(min) + 35 \text{ dB} = 6.8 \text{ dBm}$$

Gama dinamică va fi respectată atîta timp cît vor fi respectate și cerințele de liniaritate la semnal maxim la intrare. Cerințele de liniaritate sunt date ca rezultat a unui test cu două tonuri. Cînd două purtătoare cu același nivel, dar separate cu 100 kHz, sunt aplicate legăturii, produsele de intermodulație de ordinul trei care rezultă trebuie să fie cu cel puțin 25 dB sub nivelul purtătoarei (- 25 dBc). Punctul de intercepție de ordinul trei, IP₃, este specificat la 22 dBm.

Aceasta înseamnă că la acest nivel de putere la intrare, nivelul celor două purtătoare test, la ieșire, și al produselor de intermodulație de ordinul trei este același. Dacă puterea de intrare este redusă, nivelul produselor de intermodulație de ordinul trei scade de două ori mai repede ca nivelul celor două purtătoare de test. În cazul nostru, cînd puterea de intrare este maximă, $P_{in}(max) = 6.8 \text{ dBm}$, noi suntem sub IP₃ cu: 22dBm - 6.8dBm = 15.23dBm. Prin urmare, intermodulațiile de ordinul trei vor fi mai mici ca nivelul purtătoarei de test cu 2x(15.23dBm) = 30.5dB.

Astfel, la nivelul de semnal maxim la intrare $P_{in}(max)$ (situația cea mai defavorabilă), este depășită specificația de -25 dBc pentru intermodulațiile de ordinul trei, deci ne încadrăm în cerințele de gamă dinamică.

Am determinat anterior că semnalul maxim la intrare trebuie să fie de 6.8 dBm. Dar cerințele impuse sistemului spun că vom avea în realitate cel mult -50dBm. Prin urmare, vom avea nevoie de un amplificator la intrare cu un cîștig de 56.8 dB. Acest amplificator trebuie ales astfel încît liniaritatea sa și performanțele sale de zgomot să nu afecteze semnificativ performanțele legăturii pe care le-am calculat mai sus. Vom reveni în curînd la acest subiect.

Să presupunem că legătura are pierderile de inserție de 35 dB la 4 GHz (fără a include pierderile pe fibră). Atunci, puterea de RF la ieșirea legăturii, cînd nivelul la intrare este maxim, va fi:

 $P_{ies} = 6.8 \text{ dBm} - 35 \text{ dB} - 2(1 \times 0.4 \text{ dB/km})$

unde l = lungimea fibrei în km, iar 0.4 dB/km sunt pierderile optice pe fibră. Factorul 2 se datorește faptului că fotodioda convertește puterea optică în curent electric, iar puterea electrică disponibilă la ieșire este proporțională cu pătratul acestui curent. Cînd convertim în dB, acest pătrat devine factorul 2. În cazul nostru, l = 5km, deci $P_{ies} = -32.3$ dBm.

Prin urmare, avem nevoie de un amplificator la ieşire, cu un cîştig de 22.2 dB pentru a îndeplini cerința $P_{ies}(max) = -10$ dBm.

Să verificăm acum presupunerea făcută că EIN-ul total al legăturii este dat în mod esențial de EIN-ul laserului. Pentru aceasta trebuie să includem amplificatorul de ieșire, dar nu și pe cel de la intrare. EIN-ul laserului era - 115 dBm/Hz. Presupunem că amplificatorul de la ieșire are un factor de zgomot de 5 dB. Prin urmare, zgomotul echivalent la intrare, calculat la intrarea amplificatorului, va fi 5dB - 174 dBm/Hz = -169 dBm/Hz. Raportînd acest nivel de zgomot la intrarea legăturii, obținem:

 $EIN_{rec} = -169 dBm/Hz + 35 dB + 2(1 x o.4 dB/km) = -130 dBm/Hz$

EIN-ul receptorului este cu 15 dB mai mic decît EIN-ul laserului, ceea ce înseamnă un factor de 0.03.

Zgomotul de alice va depinde de nivelul puterii optice aplicată fotodiodei. Să presupunem că lumina laser cuplată în fibră este 1.5mW sau 1.76 dBm. După 5 km, lumina incidentă la fotodiodă va fi :

$$P_{fd} = 1.8 dBm - (1 \ge 0.4 dB/km) = -0.2 dBm = 0.95 mW$$

Fotocurentul va fi:

$$I_0 = (0.3 \text{mA/mW})(0.95 \text{mW})/1000 = 2.84 \text{x} 10^{-4} \text{ A}$$

unde 0.3mA/mW este responzivitatea fotodiodei, incluzînd şi rezistorul de 50Ω pentru adaptarea ieşirii. Valoarea medie pătratică a curentului de zgomot va fi:

$$\overline{i_s^2} = 2eI_0 = 9.09x10^{-23} \text{ A}^2/\text{Hz}$$

unde e este sarcina electrică ($e = 1.6 \times 10^{-19}$ C). Puterea de zgomot de alice disponibilă la ieșire va fi:

$$N_{\rm S} = \frac{\overline{i_{\rm S}^2} 50}{4} = 1.14 \text{x} 10^{-21} \text{ W} = -179.5 \text{ dBm}$$

Raportînd această putere la intrare, obținem:

$$N_{S}$$
 (intrare) = N_{S} + 35dB + 2(1 x 0.4dB/km) = -140.5 dBm/Hz

Vedem că zgomotul de alice raportat la intrare este cu 25.5dB mai mic decît EIN-ul laserului. Prin urmare, presupunerea făcută că zgomotul limitativ este cel al laserului a fost corectă. Factorul de zgomot al legăturii este:

$F_{dB} = EIN + 174 dBm/Hz = 59 dB$

Dacă includem și preamplificatorul, cu un cîștig necesar de 56.8 dB și presupunem pentru el un factor de zgomot de 5dB, vom obține un factor de zgomot total:

$$F = 10\log\left[F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1}\right] = 6.8 dB$$

unde F_1,G_1 sunt factorul de zgomot și cîștigul preamplificatorului, iar F_2 este factorul de zgomot al legăturii.

Exemplul 5 - Sistem multicanal

Presupunem că dorim să îndepărtăm antena de stația de recepție prin satelit a programelor TV. Semnalele de la satelit sunt amplificate și transpuse, din banda 3.7 - 4.2 GHz în banda 950 - 1450MHz, cu ajutorul unui LNB. Există cîte un LNB pentru fiecare polarizare. Ieșirea fiecărui LNB conține 12 canale. Fiecare ieșire va fi transmisă pe fibră optică pînă la statia de sol. Cerințele sistemului sunt următoarele:

- 12 canale egal spatiate, modulate în frecventă;
- banda de frecventă = 950 1450 MHz;
- banda de zgomot per canal = 36 MHz;
- $SNR_{min} = 16.5 \text{ dB}$
- $P_{in}(total) = -25 dBm$
- $P_{ies}(min) = -35 dBm$
- lungimea cablului = 20km

Mai întîi să determinăm nivelul de zgomot al legăturii. Fie r = 0.6A/W, $R_0 = R_L = 50\Omega$, M = 0.03W/A, iar RIN = -140dB/Hz. Acesti parametri ne dau un $L_0 = 40.9$ dB și EIN_L = -121dBm/Hz (valoare tipică în acest interval de frecvență, și presupunînd I - $I_{th} = 40$ mA, $R_i = 50\Omega$). De asemenea, $P_L =$ 1.6 mW și T = 296 K. De notat că P_L corespunde la o modulație de curent continuu de 0.04W/A, în timp ce M = 0.03W/A reprezintă cîștigul de modulație efectiv pentru banda de frecvențe considerată.

Mai mult, să considerăm un surplus de 1dB pierderi optice datorate conectorilor, astfel încît:

$$L_{opt} = (20 \text{km})(0.4 \text{dB/km}) + 1 \text{dB} = 9.0 \text{dB}$$

Cu aceste valori, ecuatia (7.15) ne dă:

$$EIN = 4.12 \times 10^{-15} W/Hz = -113.8 dBm/Hz$$

care este cu 7dB mai mare decît zgomotul laserului. Zgomotul total echivalent la intrare, pe canal, este:

$$EIN_{T} = -113.8 dBm/Hz + 10log(36x10^{6}) = -38.2 dBm$$

Prin urmare, pentru a menține un SNR de 16.5dB, va trebui să avem o putere de intrare de RF, pe canal, mai mare de:

$$P_{in}(min) = -21.7 \text{ dBm/canal}$$

sau, o putere de intrare totală (pentru toate cele 12 canale) de:

 $P_{in}(min, total) = -21.7 + 10log(12) = -10.9dBm$

Deoarece nu au fost făcute specificații de liniaritate, putem folosi regula generală potrivit căreia pentru o transmisie liniară a semnalelor multiple ar trebui să avem un nivel de putere la intrare total cu cel puțin 10dB sub punctul de compresie la 1dB al legăturii. Presupunînd pentru punctul de compresie la 1dB o valoare tipică de 13dBm, și luîndu-ne propria manșă de siguranță, vom considera la intrare un nivel de putere de 0dBm. Această valoare ne va da suficientă siguranță atît asupra liniarității cît și a raportului semnal - zgomot. Deoarece nivelul real de putere la intrare este așteptat a fi -25dBm, vom avea nevoie de un preamplificator cu un cîștig de 25dB, a cărui punct de compresie la 1dB să fie mai mare de +13dBm.

Pierderile totale ale legăturii (cu r=0.6A/W, $R_0=R_L=50\Omega$, M=0.03W/A) sunt:

$$L = L_{opt}^2 L_0 = 58.9 dB$$

Puterea de ieşire va fi:

 $P_{ies} = -25dBm + 25dB + -58.9dB = -58.9dBm$

Prin urmare, avem nevoie de un postamplificator cu 23.9dB cîştig care să asigure la ieșire puterea minimă specificată de -35dBm.

Deoarece avem un nivel de semnal la intrare mai mare decît cel necesar pentru a menține raportul semnal - zgomot minim necesar chiar și fără postamplificare, putem folosi un postamplificator cu 7dB factor de zgomot și tot vom păstra o margine de 5dB pentru raportul semnal-zgomot.

Norma CCIR Rec. 567-1 și 568 stabilesc condițiile de calitate pentru televiziune. Astfel raportul semnal - zgomot este definit prin, Fig. 7.4 [8]:

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{V_{\text{Lpp}}}{V_{\text{Nef}}}\right)^2$$

unde V_{ref} = tensiunea efectivă de zgomot.





Acest raport nu trebuie să scadă:

- sub 53dB pentru mai mult de 1% din orice lună;
- sub 45dB pentru mai mult de 0.1% din orice lună.

7.5 Parametrii unei transmisii digitale

Parametrii cei mai importanți pentru proiectarea unei legături digitale pe fibra optică sunt: viteza de transmisie (biți/sec) și nivelul de erori (BER).

Viteza de transmisiune dictează banda necesară pentru realizarea transmisiei. Conform standardului european, (CCITT - Rec. G702, G732, G733), între viteza de transmisie și numărul de canale vocale există următoarea corespondență dată în Tabelul 2:

Tabelul 2

Nivelul Ierarhic	Capacitatea (număr de canale)	viteza (Mbit/sec)
1	30	2.048

Elemente de proiectare sistemică a legăturii pe fibră optică

2	120	8.448
3	480	34.368
4	1920	139.264
5	7680	557.056

Numărul de canale dictează banda ocupată. Astfel un canal vocal ocupă o bandă de 3000Hz, banda ocupată de un număr de canale fiind stabilită conform standardului CCIR Rac. 481, Tabelul 3:

Tabelul 3

Capacitatea	Limitele benzii ocupate (kHz)		
(mumăr de canale)			
	f_{min}	f_{max}	
12	12	60	
24	12	108	
36	12	156	
48	12	204	
60	12	252	
72	12	300	
96	12	408	
132	12	552	
192	12	804	
252	12	1052	
312	12	1300	
372	12	1548	
432	12	1796	
492	12	2044	
552	12	2292	
612	12	2540	
792	12	3284	
972	12	4028	
1092	12	4892	
1200	12	5340	

Elemente de	e proiectare	sistemică d	a legătu	rii pe _.	fibră	optică
	.		<u> </u>		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	

1332	12	5884
1872	12	8120

Cel de-al doilea parametru, BER, caracterizează corectitudinea transmisiei: numărul de biți eronați împărțit la numărul total de biți transmiși. Nivelul de calitate al telefoniei digitale este caracterizat de norma CCIR Rec. 522:

- max 10⁻⁶, timp de 10 min., pentru mai mult de 20% din fiecare lună;
 max 10⁻⁴, timp de 1 min., pentru mai mult de 0.3% din fiecare lună;
- max 10^{-3} , timp de 1 sec., pentru mai mult decît 0.01% din fiecare an.

Pentru transmisiile de date norma CCIR Rec.614 stabilește pentru canale de 64kbiti/sec:

- max 10⁻⁷ pentru mai mult de 10% din fiecare lună
 max 10⁻⁶ pentru mai mult de 2% din fiecare lună
- max 10^{-3} pentru mai mult de 0.03% din fiecare lună

Pentru celelalte viteze de transmisie se impune un BER între 10^{-9} - 10^{-12} .

BER-ul poate fi corelat cu raportul semnal - zgomot al legăturii analogice utilizînd curba din Fig. 7.5.



Fig. 7.5. Dependența BER-ului de raportul semnal - zgomot

Capitolul 8

CALCULUL PUTERII CUPLATE ÎN FIBRA OPTICĂ

Cuplajul între diverse componente optice, inclusiv fibrele, este un factor important în calculul lungimii unui sistem de comunicație pe fibră optică.

În capitolul 1 am definit **luminanța** $L(\theta, \phi; x_S, y_S, z_S)$ ca puterea $d^2(\theta, \phi; x_S, y_S, z_S)$ conținută într-un unghi solid d Ω care este radiată de un element de suprafață dS_S :

$$L(\theta, \phi; x_{s}, y_{s}, z_{s}) = \frac{d^{2}P(\theta, \phi; x_{s}, y_{s}, z_{s})}{dS_{s}d\Omega}$$
(8.1)

Unghiul solid d Ω definește un con centrat pe direcția (θ , Φ), unde θ și Φ sunt unghiurile relative la normala \vec{n}_s a elementului de suprafață d S_s a sursei, localizat în (x_s , y_s , z_s), Fig. 8.1a.

În funcție de θ și ϕ , $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$. Acest unghi solid poate fi exprimat și în funcție de variabilele asociate cu elementul de suprafață al receptorului. Conform Fig. 8.1b, putem scrie:

$$d\Omega = \frac{\cos \theta_{\rm r}}{r_{\rm rs}^2} \, dS_{\rm r} \tag{8.2}$$

unde r_{rs} este distanța dintre cele două elemente de suprafață, iar θ_r este unghiul relativ la normala \vec{n}_r la suprafața dS_r.

Puterea totală radiată de sursă este:

$$\int_{S_s} \int_{\Omega} L(\theta, \phi; x_s, y_s, z_s) dS_s d\Omega$$
(8.3)





Ea poate fi exprimată într-o formă echivalentă:

$$\int_{S_s} \int_{S_r} L(x_r, y_r, z_r; x_s, y_s, z_s) \frac{\cos \theta_r}{r_{rs}^2} dS_s dS_r$$
(8.4)

În funcție de sistemul de coordonate ales, elementul de suprafață dS poate avea diverse expresii. De exemplu, dacă dS este normală la axa z, atunci dS = dxdy în coordonate carteziene, sau dS = $rd\theta d\phi$ în coordonate cilindrice.

Așa cum s-a discutat în capitolul 4, nu toată puterea emisă de sursă este captată de fibră, chiar în condiții perfecte. Puterea cuplată în fibră este chiar mai mică în condiții imperfecte: poate exista un offset transversal δ , o separare longitudinală 1, o nealiniere unghiulară θ , sau o nepotrivire de suprafață între emițător și fibră, așa cum se arată în Fig. 8.2a.

8.1 Eficiența de cuplaj

Presupunem o sursă de lumină de rază a_s , aliniată perfect și în contact cu miezul fibrei, ca în Fig. 8.2b. Presupunem că sursa emite egal din fiecare punct al suprafeței și uniform în toate direcțiile. Adică sursa este lambertiană:

$$L(\theta, \phi; x_{s}, y_{s}, z_{s}) = \frac{P_{sr}}{a_{s}^{2}\pi^{2}}\cos\theta$$
(8.5)

unde Psr este puterea totală radiată de sursă.

Considerăm cazul în care suprafața emisivă este mai mică decît suprafața miezului. Puterea capturată de fibră va fi:

$$P_{fb} = \int_{0}^{a_{s}} \left\{ \int_{0}^{2\pi} \left[\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\theta_{c,fb}} \frac{P_{sr}}{a_{s}^{2}\pi^{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \right] d\phi_{s} \right\} r_{s} dr_{s} =$$

$$= P_{sr} NA^{2}$$
(8.6)

Eficiența de cuplaj este definită ca procentajul din puterea radiată de o sursă care este cuplată într-o fibră. Pentru o fibră cu salt de indice, cu $a_s \leq a$, eficiența de cuplaj este:



Fig. 8.2. Cuplajul dintre o sursă și o fibră cu salt de indice

$$\eta_{c,salt} = \frac{ \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\theta_{c,fb}} J(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{ \int_{0}^{2\pi} \frac{\pi/2}{2\pi \pi/2} J(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} = \frac{P_{fb}}{P_{sr}} = NA^2$$
(8.7)

unde $J(\theta,\phi)$ este diagrama de radiație a emițătorului.

Se observă că eficiența de cuplaj este, în acest caz, independentă de a_s. Pentru surse cu $a_S \ge a$, lumina emisă de regiunile din afara miezului fibrei nu va fi captată de fibră. În acest caz avem:

$$P_{fb} = \int_{0}^{a} \left\{ \int_{0}^{2\pi} \left[\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\theta_{c,fb}} \frac{P_{sr}}{a_{s}^{2}\pi^{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \right] d\phi_{s} \right\} r_{s} dr_{s} =$$

$$= P_{sr} NA^{2} \frac{a^{2}}{a_{s}^{2}}$$
(8.8)

Eficiența de cuplaj este dată acum de expresia:

$$\eta_{c,salt} = \frac{P_{fb}}{P_{sr}} = NA^2 \frac{a^2}{a_s^2}$$
(8.9)

Pentru o fibră cu indice gradat eficiența de cuplaj poate fi dedusă în aceeași manieră. Rezultatul final este [2]: 102

$$\eta_{c,gr} = \begin{cases} \left[NA(0) \right]^2 \left[1 - \frac{2}{\alpha + 2} \left(\frac{a_s}{a} \right)^{\alpha} \right], & a_s \leq a \\ \left[NA(0) \right]^2 \frac{\alpha}{\alpha + 2} \frac{a^2}{a_s^2} & , & a_s \geq a \end{cases}$$
(8.10)

În relația de mai sus α este parametrul de profil al indicelui de refracție al miezului (vezi Capitolul 3).

Capitolul 9

DISPOZITIVE OPTICE PASIVE

9.1. Birefringența

Multe cristale sunt electric anizotrope, anizotropia fiind determinată de structura rețelei cristaline. Una din consecințe este aceea că viteza de propagare a luminii într-un asemenea cristal depinde de direcția de propagare și de polarizarea luminii. Cu alte cuvinte, indicele de refracție al cristalului variază cu direcția în cristal.

În general, există două valori posibile a vitezei de fază pentru o direcție dată de propagare. Cele două valori sunt asociate cu cele două polarizări, reciproc ortogonale, ale undei luminoase. Astfel de cristale se numesc birefringente. Cînd o lumină nepolarizată, sau cu polarizare arbitrară, se propagă prin cristal, putem considera că există defapt două unde independente care se propagă cu viteze de fază diferite.

Teoria arată că un astfel de cristal prezintă, în general, trei indici de refracție diferiți și două *axe optice*. Axele optice sunt direcții în lungul cărora vitezele a două unde polarizate orthogonal sunt egale. În multe cristale (cum ar fi calcitul CaCO₃) doi dintre indicii de refracție sunt egali și există o singură axă optică. Asemenea cristale se numesc *uniaxiale*.

Calea cea mai simplă de a pune în evidență birefringența este de a aplica un fascicol de lumină nepolarizată perpendicular pe una din fețele unei lame de calcit, Fig. 9.1.

Fascicolul se împarte în două. O parte, numită rază ordinară (raza O), trece nedeviată prin cristal și satisface legile lui Snell. Cealaltă rază, numită rază extraordinară (raza E), diverge pe măsură ce se propagă prin cristal dar va părăsi cristalul parallel cu direcția originală.



Fig. 9.1. Fenomenul de birefringență

Acestă situație este clasică; excepția este incidența după o direcție parallelă sau perpendiculară pe axele optice. Raza ordinară și cea extraordinară sunt unde polarizate liniar cu direcții de polarizare reciproc perpendiculare.

Fenomenul de birefringență se poate explica utilizînd construcția lui Huygens. Considerăm în interiorul unui cristal o sursă punctiformă de lumină care radiază uniform în toate direcțiile. După un interval scurt de timp vor fi două suprafețe de undă, ca în Fig. 9.2.



Dispozite optice pasive

Fig. 9.2. Suprafețe de undă în cazul fenomenului de birefringență

În fiecare caz, una din suprafețele de undă este o sferă. Lumina care determină această suprafață de undă este polarizată perpendicular pe axa optică (reprezentată în figura 9.2 prin $-\cdot-\cdot \rightarrow$). Deci, pentru unde cu o asemenea polarizare, viteza de propagare este aceeași în toate direcțiile (ca și cum cristalul ar fi izotrop). Această undă este unda ordinară (unda O) menționată anterior, iar cristalul are, față de aceasta, un indice de refracție ordinar n_o.

Cealaltă suprafață de undă este un elipsoid de rotație, care are una din axe paralelă cu axa optică. Această suprafață de undă este generată de unda luminousă care este polarizată orthogonal față de raza ordinară, și deci reprezintă unda extraordinaryă (sau unda E) (reprezentată în figură prin $-|-| \rightarrow$). Se observă că viteza undei extraordinare variază cu direcția. În lungul

axei optice viteza este acceași ca a undei ordinare, astfel încît cele două suprafețe de undă sunt tangente. La un unghi drept față de axa optică, viteza undei extraordinare este fie maximă, ca în cristalele negative, fie minimă ca în cristalele positive. Indicele de refracție n_E al cristalului, pentru unda extraordinară, satisface condiția $n_O \le n_E$ pentru cristalele *pozitive* și

 $n_0 \ge n_E$ pentru cristalele *negative*.

În figura 9.3 sunt prezentate două cazuri speciale de lumină polarizată incidentă pe suprafața unei lame cu fețe plan-paralele tăiată (a) paralele cu axa optică și (b) perpendicular pe axa optică.

Figura este desenată pentru *secțiunea principală* prin cristal, adică o secțiune normală la fețele opus paralele ale cristalului și care conține axa optică. Vedem că pentru o incidență oblică vor fi două raze divergente, raza O polarizată perpendicular pe secțiunea principală și raza E polarizată paralel cu secțiunea principală.



Fig. 9.3. Incidență oblică pe cristalul birefringent

În figura 9.4 este prezentată situația incidenței normale pe suprafața cristalului tăiat perpendicular pe axa optică: nu există nici o divergență între razele O și E, iar starea de polarizare a luminii care părăsește lamela va fi aceeași ca a luminii incidente.



Fig. 9.4. Incidență normală pe suprafața cristalului tăiată perpendicular pe axa optică

107

În figura 9.5 este prezentată situația incidenței normale pe suprafața cristalului tăiat paralel cu axa optică. Raza O și E vor părăsi cristalul cu polarizări ortogonale și faze diferite. Prin combinarea acestora va rezulta o undă polarizată liniar, circular sau eliptic, în funcție de amplitudinile relative și diferența de fază.



Fig. 9.5 Incidență normală pe suprafața cristalului tăiată paralel cu axa optică

În general, dacă axa optică face un unghi oarecare cu suprafața de incidență, iar lumina incidentă are o polarizare arbitrară, vor rezulta două raze emergente, raza E și raza O. Dacă lumina incidentă este polarizată liniar, fie paralel, fie perpendicular față de secțiunea principală, va exista doar o singură undă polarizată emergentă. Cele două direcții de oscilație ale undei incidente pentru care rezultă o singură undă emergentă sunt numite *direcții privilegiate* sau *axa*

rapidă și *axa lentă* a cristalului. În cazul cristalelor pozitive, axa rapidă corespunde direcției de polarizare a undei O, iar axa lentă corespunde direcției de polarizare a undei E. Invers pentru cristalele negative. Așa cum s-a văzut, în cazul luminii incidente după axa optică, starea de polarizare a undei emergente va fi aceeași ca și a undei incidente și nu există direcții privilegiate.

9.2. Lamela în sfert de lungime de undă

O lamelă de cristal tăiată ca în figura 9.5 și care introduce un defazaj de $\pi/2$ între unda O și unda E se numește *lamelă în sfert de lungime de undă*. O diferență de fază de $\pi/2$ este echivalentă cu o diferență de drum optic $|n_0d - n_Ed| = \lambda/4$, unde d este grosimea lamelei. De exemplu, pentru quartz, d este 0.0164 mm pentru lumina de sodiu. Dacă o lumină polarizată liniar este incidentă pe o lamelă în sfert de lungime de undă, lumina emergentă va fi, în general, polarizată eliptic. Axele elipsei sunt paralele cu direcțiile privilegiate ale cristalului. În aceeași manieră putem produce lamele în semiundă sau lamele în lungime de undă Asemenea lamele se utilizează în modulatoarele optice.

9.3. Cristale active optic

Anumite cristale (și lichide) au propietatea de a roti planul de polarizare a luminii care trece prin ele; se spune că aceste cristale sunt *active optic*. De exemplu, cînd un fascicol de lumină polarizată liniar este incident normal pe o lamelă de quartz tăiată perpendicular pe axa optică, se observă că raza emergentă este tot polarizată liniar, dar planul de polarizare este diferit de al undei incidente. El poate fi rotit în sensul acelor de ceasornic (privind în lungul axei de propagare în sens invers sensului de propagare) de către cristalele *dextrogire*, sau în sens invers acelor de ceasornic pentru *cristalele levogire*.

Dispozite optice pasive

Activitatea optică poate fi explicată presupunînd că în aceste cristale viteza de propagare a undelor polarizate circular se modifică în funcție de direcția de rotație, ceea ce înseamnă că cristalul prezintă indicii de refracție n_r și n_1 pentru undele circulare polarizate circular la dreapta, respectiv la stînga. Este ușor de arătat că o undă polarizată liniar poate fi descompusă în două unde polarizate circular avînd direcții opuse de rotație. Dacă acestea se propagă prin cristal cu viteze diferite, se va introduce un defazaj între ele în funcție de grosimea lamelei de cristal. Acesta va determina o rotire a direcției de polarizate circular.

9.4. Efectul electro-optic

Cînd un cîmp electric este aplicat unui mediu optic, distribuția electronilor este perturbată astfel încît indicele de refracție se scgimbă anizotropic. Rezultatul acestui efect electro-optic poate fi introducerea unor noi axe optice în mediile natural anizotrope sau transformarea unor medii natural izotrope (de exemplu GaAs) în materiale birefringente.

Schimbarea indicelui de refracție în funcție de cîmpul aplicat poate fi obținută dintr-o ecuație de forma:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right) = rE + PE^2 \tag{9.1}$$

unde r este coeficientul electro-optic liniar, iar P este coeficientul electro-optic pătratic. In solide, variația liniară a indicelui de refracție, asociată cu rE este cunoscută sub numele de efect pckels, în timp ce variația rezultată din termenul pătratic este asociată efectului Kerr. În efectul pckels, direcțiile privilegiate induse sunt perpendiculare pe cîmpul electric aplicat. Astfel, un cristal electro-

optic va prezenta o birefringență în planul (x,y) dacă aplicăm un cîmp electric în direcția z.

Să considerăm un fascicol de lumină polarizată liniar care se propagă printr-un cristal în diecția z, avînd planul inițial de polarizare înclinat la 45° față de axele privilegiate ale cristalului, presupuse a fi și axele x și y, așa cum se arată în figura 9.6.





Dacă fascicolul incident este dat de $E = E_0 \cos(\omega t)$ (cu z = 0), atunci componentele polarizate în lungul lui x și y sunt:

$$E_{x} = \frac{E_{0}}{\sqrt{2}}\cos(\omega t), \quad E_{y} = \frac{E_{0}}{\sqrt{2}}\cos(\omega t)$$
111
(9.2)

Cînd un cîmp electric este aplicat în direcția z, schimbările în indicele de refracție sunt:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right) = \frac{-2\Delta n}{n^3} = rE_z$$

presupunînd P = 0, adică prezența doar a efectului Pockels. Dacă variațiile indicelui de refracție sunt mici, putem scrie:

$$n - n_0 = \pm \frac{1}{2} r n_0^3 E_z$$
(9.3)

unde n_0 este indicele de refracție în lipsa cîmpului electric aplicat. Indicii de refracție corespunzători undelor polarizate paralel cu direcțiile privilegiate vor fi:

$$n_x = n_0 + \frac{1}{2} r n_0^3 E_z$$
, $n_y = n_0 - \frac{1}{2} r n_0^3 E_z$ (9.4)

Cu alte cuvinte, viteza de propagare a unei unde polarizate în lungul axei x diferă de cea a unei unde polarizate în lungul axei y, astfel încît după parcurgerea grosimii L a lamelei de cristal, va exista o diferență de fază între cele două componente. Defazajul componentelor poate fi scris astfel:

$$\phi_{\rm x} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\rm x} L , \ \phi_{\rm y} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\rm y} L \tag{9.5}$$

Utilizînd (9.4) obținem:

112

$$\phi_{\rm x} = \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Ln}_0 \left(1 + \frac{1}{2} \operatorname{rn}_0^2 \operatorname{E}_z \right) = \phi_0 + \Delta \phi \tag{9.6}$$

$$\phi_{y} = \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Ln}_{0} \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{rn}_{0}^{2} \operatorname{E}_{z} \right) = \phi_{0} - \Delta \phi$$
(9.7)

$$\Delta \phi = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Lrn}_{0}^{3} \operatorname{E}_{z} = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{rn}_{0}^{3} \operatorname{V}$$
(9.8)

În relația (9.8) V este tensiunea aplicată. Defazajul net dintre cele două unde, rezultat ca urmare a aplicării tensiunii V va fi:

$$\Phi = \phi_{x} - \phi_{y} = 2\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} rn_{0}^{3} V$$
(9.9)

astfel încît lumina emergentă va fi, în general, polarizată eliptic.

Din relațiile (9.2), (9.6) și (9.7), componentele undei emergente din cristalul electro-optic pot fi scrise ca:

$$E_{x} = \frac{E_{0}}{\sqrt{2}}\cos(\omega t + \phi_{0} + \Delta\phi), E_{y} = \frac{E_{0}}{\sqrt{2}}\cos(\omega t + \phi_{0} - \Delta\phi)$$
(9.10)

Defazajul $\Delta \phi$ al fiecărei componente depinde direct de tensiunea aplicată V. Să presupunem acum că introducem după cristal un polarizator liniar orientat perpendicular pe polarizatorul liniar care a produs unda originală, ca în figura 9.7.



Fig. 9.7. Modulatoare electro-optice Pockels.

Astfel, așa cum putem vedea din figură, componentele cîmpului electric vor fi $E_x/2$ și $-E_y/2$. Cîmpul electric transmis va fi:

$$E = \frac{E_0}{2} \left| \cos(\omega t + \phi_0 + \Delta \phi) - \cos(\omega t + \phi_0 - \Delta \phi) \right| = -E_0 \sin \Delta \phi \sin(\omega t + \phi_0)$$
^(9.11)

Iradianța undei transmise va fi:

$$I = \frac{\omega}{2\pi} \int_{0}^{2\pi/\omega} E^2 dt = I_0 \sin^2 \Delta \phi = I_0 \sin^2 (\Phi/2)$$
(9.12)

unde I_0 este iradianța luminii incidente la cristalul electro-optic. Transmitanța cristalului, în funcție de tensiunea aplicată se va scrie:

Dispozite optice pasive

Dispozite optice pasive

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} r n_0^3 V\right) = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_0}\right)$$
(9.13)

unde $V_0 = \lambda/(2rn_0^3)$ este tensiunea necesară pentru transmisie maximă. Asemenea sisteme în care transparența este controlată prin aplicarea unei tensiuni în lungul axei de propagare a luminii se numesc *modulatoare electro-optice Pockels*.

Este evident că acest modulator este neliniar; din relația (9.13) se observă că pentru valori mici ale lui V, transmisia modulatorului este proporțională cu V^2 . Eficiența modulatoarelor Pockels poate fi înbunătățită incluzînd o lamelă în sfer de lungime de undă între polarizatorul inițial și modulator, așa cum se arată în Fig. 9.8.



Fig. 9.8. Modulator Pockels îmbunătățit

Această lamelă introduce un defazaj de $\pi/2$ între componentele polarizate înainte ca ele să intre în modulator. Astfel este introdusă o "polarizare" pe curba de transmisie astfel încît transmisia va fi modificată în jurul punctului Q, așa cum se arată în figura 9.9 și nu în jurul lui zero. Modificarea transmisiei este mult mai liniară în jurul lui Q decît în jurul originii. Astfel, diferența de fază între componente, luînd în considerație lamela în sfert de lungime de undă, este:

$$\Phi = \frac{\pi}{2} + 2\Delta\phi = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{V}{V_0}$$

Utilizînd relația (9.13), obținem:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_0} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \sin \frac{\pi V}{V_0} \right)$$

Dispozite optice pasive

Dispozite optice pasive



Fig. 9.9 Polarizarea modulatorului Pockels

Pentru valori mici ale lui V (pînă la 5% din V_0) modificarea iradianței cu tensiunea este aproape liniară. Dacă se aplică modulatorului o tensiune sinusoidală de amplitudine m și frecvență f, iradiața fascicolului transmis se va modifica în ritmul semnalului sinusoidal, ca în figura 9.9. Adică, putem scrie:

$$\frac{I}{I_0} = 0.5 + \frac{\pi m}{2} \sin 2\pi ft$$
(9.14)

unde $m \sin 2\pi ft = V/V_0$ trebuie să fie mult mai mică decît unitatea pentru ca variația iradianței să nu fie distorsionată.

Modulatorul descris mai sus este un dispozitiv cu efect longitudinal doarece cîmpul electric este aplicat în lungul direcției de propagare a fascicolului luminos.

Alternativ, se poate utiliza și modul transversal de funcționare în care cîmpul este aplicat perpendicular pe direcția de propagare. În acest caz electrozii cu ajutorul cărora se aplică cîmpul nu interferă cu fascicolul de lumină, iar diferența de fază, care este proporțională cu cîmpul electric multiplivat cu lungimea cristalului, poate fi mărită utilizînd cristale mai lungi (în cazul efectului longitudinal, defazajul este independent de lungimea cristalului). Presupunem că se aplică un cîmp electric în lungul axei z, în timp ce fascicolul de lumină se propagă în lungul uneia din direcțiile principale ale cristalului, așa cun se arată în figura 9.10.



Fig.9.10 Modulator electro-optic cu polarizare transversală

Astfel, dacă lumina incidentă este polarizată liniar pe o direcție care face 45° cu cealaltă direcție privilegiată, defazajul introdus se calculează plecînd de la relația (9.9):

unde L este lungimea cristalului, D este dimensiunea cristalului în direcția tensiunii V aplicate, iar n_0 și n_E sunt indicii de refracție pentru lumina polarizată paralel cu direcțiile privilegiate. Termenul independent de tensiunea aplicată va polariza curba de transmisie a iradianței.

9.5. Modulatoare Kerr

Multe medii izotrope, plasate într-un cîmp electric, se comportă ca și materiale anizotrope uniaxiale, avînd axa optică paralelă cu cîmpul electric. În cazul acestui efect electro-optic, numit efectul Kerr, schimbarea indicelui de refracție este proporțională cu pătratul cîmpului aplicat. Variația indicelui de refracție pentru o lumină polarizată perpendicular pe axa optică indusă este dată de relația:

$$\Delta n = n_{\rm p} - n_{\rm s} = K\lambda E^2 \tag{9.15}$$

unde K este constanta Kerr și λ este lungimea de undă în vid.

O celulă Kerr, amplasată între două polarizatoare reciproc perpendiculare, poate fi utilizată ca un comutator optic sau ca modulator.

9.6. Baleierea și comutarea

Am vazut că aplicînd o tensiune V_0 unei celule Pockels, vom obține o rotație a planului de polarizare a unei transmise cu 90° Astfel, dacă un bloc din material

birefringent este plasat după celula Pockels, , fascicolul poate fi comutat de pe o poziție pe alta, așa cum se arată în figura 9.11.



Fig. 9.11 Comutator optic binar

O arie de m asemenea combinații în cascadă poate fi utilizată pentru a adresa 2^m locații diferite. Un asemenea sistem poate fi utilizat, de exemplu, în memoriile optice orientate pe bit.

O altă situație ar fi aranjamentul din figura 9.12 care funcționează ca un comutator de fascicol.

Dispozite optice pasive



Fig. 9.12 Sistem de baleiaj

În acest aranjament avem două prisme de KDP (potasiu dihidrogen fosfat), de exemplu, cu orientări opuse. Astfel, atunci cînd un cîmp electric este aplicat în direcția z, iar fascicolul optic se propagă pe direcția uneia din direcțiile privilegiate induse, avînd direcția de polarizare paralelă cu cealaltă direcție privilegiată, atunci fascicolul va "vedea" indici de refracție diferiți în cele două prisme. Diferența dintre acești indici va fi $n_0^3 rE_z$, deci, din ecuațiile (9.4), deducem că o rază în prisma superioară călătorește într-un mediu cu indicele de refracție

$$n_2 = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r E_2$$

în timp ce o rază care călătorește în întregime în prisma inferioară, se află întrun mediu avînd indicele de refracție

$$n_2 = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r E_z$$

Astfel acest aranjament conduce la o deflexie a fascicolului ca în figura 9.13.



Fig. 9.13. Principiul de funcțiodare al dispozitivului de baleiaj utilizat în comunicațiile optice

Pînă acum am considerat un cristal a cărui indice de refracție și deci lungimea parcusului optic variază în funcție de distanța transversală x prin cristal. Dacă presupunem că variația lui n cu x este uniformă, atunci raza 1 "vede" un indice de refracție n, în timp ce raza 2 "vede" un indice de refracție $n + \Delta n$. Razele 1 și 2 vor traversa cristalul în timpii t_1 și t_2 , unde:

$$t_1 = \frac{Ln}{c}$$
 și $t_2 = \frac{L(n + \Delta n)}{c}$

Diferența în timpii de tranzit face ca raza 2 să se afle în spatele razaei 1 cu $\Delta y = L\Delta n/n$; aceasta este echivalent cu o deflexie a frontului de undă cu θ' măsurat în interiorul cristalului chiar înainte de ieșirea fascicolului. Din figura 9.13 vedem că $\theta' = \Delta y/w$, unde w este grosimea cristalului.

Utilizînd legea lui Snell, unghiul de deflexie θ în afara cristalului este dat de (presupunînd valori mici ale lui θ)

$$\theta = n\theta' = n\frac{\Delta y}{w} = \frac{L\Delta n}{w}$$

122

Astfel, utilizînd aranjamentul din figura 9.12, unghiul de deflexie θ va fi dat de relația $\theta = (L/w)n_0^3 rE_z$.

Fascicolul poate fi astfel deflectat cu ajutorul unui grilaj de difracție care este indus electro-optic într-un cristal evaporînd un electrod sub forma unui grătar metalic pe suprafata cristalului. O tensiune aplicată pe acest electrod va induce o variație periodică a indicelui de refracție creinduse astfel un grătar de difracție eficient, utilizat în dispozitivele optice integrate.

9.7. Dispozitive magneto-optice

Prezența unui cîmp magnetic poate deasemenea să afecteze propietățile optice a anumitor substanțe dînd naștere unor dispozitive utile. În general, totuși, deoarece cîmpurile electrice sunt mai ușor de generat decît cele magnetice, dispozitivele electro-optice sunt preferate celor magneto-optice.

Efectul Faraday

Acesta este cel mai simplu efect magneto-optic și singurul de real interes pentru modulatoarele optice; el constă în modificarea indicelui de refracție al materialului supus acțiunii unui cîmp magnetic staționar. În 1845 Faraday a descoperit că un fascicol de lumină polarizată liniar, care trece printr-o substanță supusă unui cîmp magnetic, își rotește planul de polarizare (plan determinat de direcția de polarizare și axa de propagare) cu o cantitate proporțională cu componenta cîmpul;ui magnetic paralelă cu direcția de propagare. Acest efect este foarte similar cu activitatea optică a unor materiale care au indici de refracție diferiți, n_r și n_1 , pentru lumină polarizată circular la dreapta, respectiv la stînga. Există însă o diferenșă esenșială între cele două efecte. În efectul Faraday, sensul de rotire al planului de polarizare este independent de direcția de propagare. În cazul activității optice, sensul de rotire al planului de polarizare este corelat cu direcția de propagare. Astfel, în cazul

efectului Faraday, rotirea planului de polarizare poate fi dublată prin reflexia luminii înapoi prin dispozitivul cu efect Faraday. Rotirea planului de polarizare este dată de relația

$$\theta = \text{VBL} \tag{9.16}$$

unde V este constanta Verdet (exemplu: 4 rd/mT pentru quartz la $\lambda = 589.3$ nm), B este fluxul magnetic paralel cu direcția de propagare, iar L este lungimea parcusului în material. Efectul Faraday este de mică amploare și depinde de lungimea de undă.

Se poate exprima θ în funcție de indicii de refracție n_r și n_l :

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_r - n_1) L$$

Un rotator Faraday, utilizat împreună cu o pereche de polarizatoare, acționează ca un izolator optic care permite luminii să călătorească într-o anumită direcție, dar nu în cea opusă. Construcția unui izolator este prezentată în figura 9.14.



Dispozite optice pasive

Fig.9.14. Rotator optic Faraday

Lumina care trece de la stînga la dreapta este polarizată vertical de polarizatorul P_1 . Rotatorul Faradey este astfel reglat încît să producă o ratație cu 45° în sensul acelor de ceasornic. Al doilea polarizator P_2 este fixat la 45° față de P_1 , astfel încît el va transmite toate lumina care provine de la rotator. Pe de altă parte, un fascicol care intră din dreapta va fi polarizat liniar la 45° față de verticală de polarizatorul P_2 , iar apoi planul său de polarizare va fi rotit cu 45°, în sensul acelor de ceasornic, de către rotator. Astfel, acest fascicol va fi incident la polarizatorul P_1 cu o polarizare normală față de direcția sa de transmisie și prin urmare va fi eliminat. Dispozitivul izolează astfel componentele din partea stîngă de cele din partea dreaptă.

Cînd o limină monocromatică este incidentă pe suprafața unui glilaj, ea este difractată pe un grup discret de direcții. Putem să ne imaginăm fiecare şanț ca fiind o mică sursă pentru unda difractată. Lumina difractată de fiecare şanț se combină pentru a forma frontul de undă a luminii difractate. Utilizarea unei grile de difracție depinde de existența unui set unic și discret de unghiuri după care, pentru o spațiere dată d între şanțuri, lumina difractată de la o față va în fază cu cea de la altă față, astfel încît ele se vor combina constructiv. Difractia pe o grilă poate fi reprezentată ca în figura 9.15.

În figură este prezentată o rază luminoasă, de lungime de undă λ , incidentă sub un unghi α , care este difractată de grilă (a carei spațiere este d) pe direcții de unghi β_m . Aceste unghiuri sunt măsurate de la normala la grilă, reprezentată prin linia întreruptă perpendiculară pe suprafața grilei în mijlocul unui șanț. Convenția de semn pentru aceste unghiuri depinde de poziția luminii difractate: de aceeași parte sau în partea opusă cu raza incidentă.

9.8. Grila de difracție

O grilă de difracție este o colecție de elemente reflectorizante (sau transparente) separate între ele prin distanțe comparabile cu lungimea de undă a luminii studiate. Grila de difracție poate fi realizată fie ca o colecție aperturi într-un ecran opac, fie ca o colecție de șanțuri reflectorizante realizate pe un substrat. O *grilă de reflexie* constă dintr-o grilă suprapusă pe o suprafață reflectorizantă, în timp ce o *grilă de transmisie* constă dintr-o grilă suprapusă peste o suprafață transparentă optic. O undă electromagnetică incidentă pe o grilă va avea, în urma difracției, un cîmp electric cu amplitudinea și/sau faza modificat într-un mod predictibil.

Ecuația grilei



Dispozite optice pasive

Fig. 9.15 Grila de difracție

În figura 9.15a, în care este prezentată o grilă de difracție prin reflexie, unghurile $\alpha > 0$ și $\beta_1 > 0$, în timp ce unghiurile $\beta_0 < 0$ și $\beta_{-1} < 0$. În figura 9.15b este prezentată situația unei grile de difracție prin transmisie.

Un alt mod de a ilustra difracția pe o grilă este utilizarea fronturilor de undă, ca în figura 9.16.



Fig. 9.16. Fronturile de undă în cazul unei grile de difracție

Diferența de drum dintre razele provenite de la șanțuri adiacente este $d \sin \alpha + d \sin \beta$ (deoarece $\beta < 0$ ultimul termen este în realitate negativ). Principiul interferenței impune ca doar atunci cînd această diferență de drum este un multiplu întreg de λ , razele de la șanțuri adiacente vor fi în fază, conducînd la o interferență constructivă. În cazul oricărui alt unghi β , vor fi

efecte destructive între micile unde care provin de la șanțuri adiacente. Această condiție constituie *ecuația grilei*:

$$m\lambda = d(\sin\alpha + \sin\beta) \tag{9.17}$$

În relația de mai sus, m este *ordinul difracției* și este un întreg. Pentru o lungime de undă oarecare λ , toate valorile întregi care satisfac condiția $|m\lambda/d| < 2$ corespund la ordine de difracție realizabile fizic. 1/d este denumit *densitatea şanţurilor*.

Pentru o grilă cu pasul d, există o relație pur matematică între lungimea de undă și unghiul de incidență și de difracție. Pentru un ordin de difracție dat, diferitele lungimi de undă ale unui front de undă policromatic, incident sub unghiul α , sunt separate după direcțiile:

$$\beta(\lambda) = \arcsin(m\lambda/d - \sin\alpha) \tag{9.18}$$

9.9. Holograma

Holografia este o metodă de înregistrare a informației provenind de la un obiect tridimensional în așa fel încît imaginea tridimensională poate fi reconstruită ulterior.

Figurile 9.17a și 9.17b ilustrează principiile de bază ale holografiei. O placă fotografică este expusă simultan la lumina provenind de la "obiect" și la lumina provenind de la sursa de referință. Fascicolul de referință, reprezentat în figura 9.17a ca o undă plană, poate fi de orice formă reproductibilă și provine de la aceeași sursă laser care iliminează și obiectul. Datorită gradului ridicat de coerență mutuală, cele două seturi de unde produc o configurație de interferență care este înregistrată pe placa fotografică; această înregistrare se numește *hologramă*.


Fig. 9.17. Imprimarea și redarea unei holograme

Dispozite optice pasive

Placa fotografică poate fi prelucrată și iluminată doar cu fascicolul de referință, așa cum se arată în figura 9.17b. Cea mai mare parte din fascicolul de referință trece direct prin hologramă; o parte din el, totuși, este difractat de configurația de interferență imprimată în emulsia fotografică. Conform ecuației grilei de difracție, lumina de lungime de undă λ va participa la interferență constructivă pentru unghiuri care satisfac $\lambda = d \sin \theta$, unde d este spațierea franjelor de interferență, a căror formă și distribuție exactă depinde de forma obiectului și de fronturile de undă reflectate de pe acesta. Astfel, interferența constructivă a acestor unde difractate reconstruiește fronturile de undă originale, provenite de la obiect, iar observatorului i se pare că aceste fronturi de undă provin de la obiectul însuși. Aceste fronturi de undă constituie ceea ce se numește *imaginea virtuală*.

În afara imaginii virtuale, holograma crează și o a doua imagine, inferioară în calitate, numită *imagine reală*.

Capitolul 10

FOTOREZISTOARE

Fotodetectoarele semiconductoare pot fi împărțite în două categorii importante: dizpozitive cu joncțiune și dispozitive de volum. Dispozitivele cu joncțiune cînd lucrează în modul fotoconductiv, utilizează caracteristica inversă a unei joncțiuni PN. La polarizare inversă, joncțiunea PN acționează ca o sursă de curent controlată optic. Ieșirea este proporțională cu iluminarea și este relativ independentă de tensiunea aplicată din exterior, așa cum se arată în figura 10.1. Fotodiodele pe siliciu sunt un exemplu de asemenea dispozitiv.



Fig.10.1. Caracteristici ale unei fotodiode

Prin contrast, fotorezistoarele nu au nici o joncțiune. Așa cum se arată în figura 10.2, rezistivitatea de volum scade cu creșterea iluminării, permițînd o crștere a curentului care trece prin dispozitiv.



Fig. 10.2. Caracteristici pentru un fotorezistor

Prin această caracteristică de volum, curentul de semnal de la detector poate varia într-o plajă largă care se poate modifica prin ajustarea tensiunii aplicate.

Fotorezistoarele sunt realizate în tehnologia straturilor subțiri, prin depunerea unui strat de material fotoconductiv pe un suport ceramic. Materialul depus poate fi sulfit de cadmiu, selenat de cadmiu sau selenat sulfit de cadmiu. Contactele metalice sunt depuse din starea de vapori pe suprafața fotoconductorului, iar conexiunile externe sunt făcute pe aceste contacte. Materialul fotoconductiv are o rezistivitate mare. Prin urmare spațiul dintre cele două contacte este îngustat și realizat prin intercalarea digiților, pentru a se obține o rezistență mică a celulei la iluminări mici. Construcția unei celule fotorezitive este prezentată în figura 10.3



Fig. 10.3. Construcția unei celule fotorezitive

Selectarea celei mai bune fotorezistențe pentru o aplicație dată necesită înțelegerea principiilor de funcționare ale acesteia. Cînd facem o asemenea selecție, inginerul trebuie să-și pună următoarele întrebări:

- 1. Ce tip de performanță este dorită de la fotorezistență ?
- 2. În ce tip de mediu va trebui să funcționeze fotorezistența?

10.1. Criterii de performanță

Senzitivitatea

Senzitivitatea unui fotodetector este relația dintre lumina incidență la dispozitiv și curentul de semnal care apare la ieșirea. În cazul

unei fotorezistențe, avem de-a face cu relația dintre lumina incidentă și rezistența corespunzătoare a celulei.

Definirea senzitivității necesare pentru o anumită aplicație se dovedește a fi una dintre cele mai dificile specificații pentru o fotorezistență. Pentru a face o asemenea specificație este necesar să caracterizăm sursa de lumină în termeni de intensitate și conținut spectral.



Fig.10.4. Variație rezistenței în funcție de intensitatea luminoasă exprimată în footcandela

În figura 10.4 este prezentată un exemplu de variație a rezistenței în funcție de intensitatea luminoasă exprimată în fc (footcandela) și lux (1 fc = 10.76 lux și 1 lux = 0.093 fc). Asemenea curbe se regăsesc în orice catalog de fotorezistențe (figura 10.5).

Fotorezistorul

Fotorezistorul



Fig.10.5. Caracteristici de catalog ale unei fotorezistențe

Sursa luminoasă este considerată un bec cu incandescență. Această sursă are propietatea că spectrul său este asemănător cu al unui corp negru avînd o temperatură de culoare de 2850 °K. Această sursă de lumină este agreată de industrie ca standard.

Pentru un anumit material fotoconductiv și un anumit nivel al iluminării, filmul fotoconductiv va avea o anumită rezistivitate a filmului. Rezistența fotorezistorului se va determina din geometria electrodului, figura 10.6:



Fig. 10.6. Geometria electrodului într-o fotorezistență

$$\mathbf{R}_{\mathrm{H}} = \boldsymbol{\rho}_{\mathrm{H}} \big(\mathbf{w}/\mathbf{l} \big) \tag{10.1}$$

 $R_{\rm H}$ = rezistența fotorezistorului la nivelul de iluminare H

 $\rho_{\rm H}$ = rezistivitatea filmului fotoconductiv la nivelul de iluminare H

w = lățimea spațiului dintre electrozi

l = lungimea spațiului dintre electrozi.

Rezistivitatea filmului pentru CdS/CdS*CdSe, la 2 fc, este de cca 20 M Ω per pătrat. Raportul w/l poate varia între 0.002 și 0.5, oferind o anumită flexibilitate între rezistență și tensiunea maximă a celulei.

Răspunsul spectral

Ca și ochiul uman, senzitivitatea relativă a unui fotorezistor este dependentă de lungimea de undă (culoare) a luminii incidente. Fiecare material fotoconductor are răspunsul său spectral unic, figura 10.7.



Fig. 10.7. Raspunsul spectral al unei fotorezistențe

Dacă sursa de lumină este un LED verde (vîrful de emisie la 560 nm) atunci un material de tip 0 este o bună alegere, în timp ce un material de tip 1 (cu maximul răspunsului la 730 nm) ar prezenta o senzitivitate scăzută la această culoare dar ar avea un răspuns bun la lumina roșie

Panta răspunsului

Curbele care reprezintă rezistența fotorezistoarelor în funcție de intensitatea luminii au pante diferite. Aceasta este o caracteristică importantă a acestor dispozitive deoarece în multe aplicații este important nu numai valoarea rezistenței la o anumită iluminare ci și cum variază această rezistență cu iluminarea. O cale prin care se specifică cantitativ această propietate este parametrul γ , definit ca panta unei drepte care trece prin două puncte specificate, fig.8. Aceste puncte diferă de la producător la producător. De exemplu, pentru firma VACTEC, ele sunt 10 lux (0.93 fc) și 100 lux (9.3 fc).



Fig. 10.8. Dinamica raspunsului unei fotorezistențe

Pentru aplicații digitale, cum ar fi detectoarele de flacără, sunt recomandate fotorezistoare cu γ mare, în timp ce pentru aplicațiile analogice, cum ar fi controlul expunerii la un aparat de fotografiat, fotorezistoarele trebuie să aibă un γ mic.

Toleranța rezistenței

Am văzut că senzitivitatea unui fotorezistor este definită ca rezistența sa la un anumit nivel de iluminare. Deoarece nu există două fotorezistoare identice, senzitivitatea este dată ca o valoare tipică de rezistență plus o toleranță permisă, ambele precizate la același nivel de iluminare. Pentru abateri moderate ale iluminarii de la nivelul specificat, valoarea toleranței rămîne mai mult sau mai puțin constantă. Dacă abaterile iluminării de la valoarea specificată sunt importante, atunci și valoarea toleranței se va midifica semnificativ. Pe măsură ce nivelul de iluminare descrește, crește toleranța rezistenței, iar dacă nivelul de iluminare crește, atunci împrăștierea valorilor rezistenței scade, figura 10.9.



Fig. 10.9. Toleranța valorilor uneo fotorezistențe

Rezistența de întuneric

Rezistența de întuneric este rezistența fotorezistorului în situația unei iluminări zero. În anumite situații acest parametru poate fi foarte important, deoarece această rezistență definește ce curent maxim de pierderi poate apărea atunci cînd o anumită tensiune se aplică unui asemenea rezistor. Un curent de pierderi prea mare poate conduce la comenzi false în anumite aplicații.

Rezistența de întuneric este definită ca rezistența minimă la care ne putem aștepta după 5 secunde de la scoaterea fotorezistorului de sub o iluminare de 2 fc. Valorile tipice pentru rezistența de întuneric se plasează în intervalul $500k\Omega$ la $200M\Omega$.

Coeficientul de temperatură al rezistenței

Fiecare material fotoconductiv are propria variație a rezistenței cu temperatura. În plus, coeficientul de variație al rezistenței cu temperatura depinde și de nivelul de iluminare la care funcționează fotorezistorul. Analizînd diverse comportări ale materialelor, se poate deduce că coeficientul de temperatură este invers proporțional cu nivelul de iluminare. Prin urmare, din punctul de vedere al influenței temperaturii este preferabil ca un fotorezistor să lucreze la nivele mari de iluminare. În general, fotorezistoarele din CdS, tip 0, 2,3 și 7 au coeficientul de temperatură cel mai mic, în timp ce fotorezistoarele din CdSe, tip 1 și 4, au coeficienții de temperatură cei mai mari. Viteza de răspuns

Viteza de răspuns este o măsură a vitezei cu care fotorezistorul răspunde la o schimbare de tipul lumină-întuneric sau întunericlumină.

Timpul de creștere este definit ca timpul necesar ca fotoconductanța să atingă valoarea 1-1/e (cca. 63%) din valoarea finală.

Timpul de cădere este definit ca intervalul de timp necesar pentru fotoconductanță de a scădea la 1/e (cca. 37%) din valoarea sa corespunzătoare stării de iluminare. În general, CdS este mai lent decît CdSe. La o iluminare de 1 fc, timpii de răspuns se situează între 5 msec și 100 msec.

Viteza de răspuns depinde de un număr de factori cum ar fi nivelul de iluminare, istoria iluminării și temperatura ambiantă. Toate tipurile de materiale au o viteză de răspuns mai mare la nivele mari de iluminare și răspuns lent la nivele mic. Stocarea în întuneric a fotorezistențelor determină încetinirea răspunsului comparativ cu situația în care celulele ar fi păstrate în lumină. Cu cît o fotorezistență este ținută mai mult în întuneric, cu atît este mai pronunțat acest efect. Fotorezistențele au tendința de a răspunde lent în căldură, celulele pe CdSe fiind mai puternic afectate de temperatură decît cele pe CdS.

Memoria iluminării

Toate fotorezistențele prezintă un fenomen numit histerezis, memoria luminii sau istoria luminii. Pe scurt, o fotorezistență tinde să memoreze condițiile cele mai recente de stocare (lumină sau întuneric) astfel încît conductanța sa instantanee depinde de această stare anterioară. Mărimea acestui efect de memorare depinde de ce nivel nou de iluminare trebuie sesizat, de diferența dintre între noul și imediat anteriorul nivel de lumină și de timpul cît a durat fiecare dintre aceste nivele de iluminare. Acest efect este reversibil.

Pentru a înțelege efectul de istorie a memorie a luminii, putem face comparație între o fotorezistor și ochiul uman. Ca și fotorezistorul, senzitivitatea ochiului uman la lumină depinde de nivelul de lumină anterior la care a fost expus. Cei mai mulți oameni au treit experiența de a intra într-o cameră cu iluminare normală de la lumina strălucitoară de vară și să constate că sunt temporar incapabili să vadă.

În Tabelul 1 prezintă relația dintre memoria luminii și fotorezistență la diferite nivele de iluminare și tipuri de materiale. Valorile prezentate au fost determinate împărțind rezistența unei celule după o expunere îndelungată la lumină (R_{LH}) la rezistența aceleași celule după o expunere îndelungată la întuneric (R_{DH}) . În practică, expunerea îndelungată înseamnă 24 de ore.

Tabelul 1

TIPUL MATERIALULUI	ILUMINAREA (fc)				
	0.01	0.1	1.0	10	100
Tipul 0	1.60	1.40	1.20	1.10	1.10
Tipul 1	5.50	3.10	1.50	1.10	1.05
Tipul 2	1.50	1.30	1.20	1.10	1.10
Tipul 3	1.50	1.30	1.20	1.10	1.10
Tipul 4	4.50	3.00	1.70	1.10	1.10
Tipul 5	1.87	1.50	1.25	1.15	1.08

Acest tabel ilustrează faptul că o fotorezistență care a fost păstrată mult timp în lumină va avea o rezistență mai mare decît rezistența pe care ar fi avută dacă ar fi fost păstrată în întuneric.

Acest efect este, în general, mai pronunțat la CdSe decît la CdS. Indiferent de material, acest efect de memorie poate fi micșorat păstrînd fotorezistorul expus la un nivel de lumină scăzut. Acesta este și motivul pentru care un fotorezistor este caracterizat după 16 ore de adaptare la lumină.

10.2. Condiții de mediu și de circuit

Domenii de temperatură

Chimia materialului fotoconductiv dictează un interval de temperaturi de funcționare și stocare între -50°C și 75°C. Este de remarcat că utilizarea fotorezistorului peste 75°C nu are un efect destructiv catastrofic ci doar o distrugere a suprafeței fotoconductive, ceea ce determină o modificare ireversibilă a sensitivității.

Cantitatea cu care se modifică rezistența este o funcție de timp și de temperatură. De exemplu, dacă schimbări de sute de procente au loc în cîteva minite la 150°C, ele vor avea loc în cîțiva ani la 50°C. *Puterea disipată*

În timpul funcționării, un fotorezistor trebuie să rămînă intern sub temperatura de 75°C. Multe aplicații de tensiuni mici presupun puteri foarte mic și fotorezistorul poate avea și el dimensiuni mici. În aplicațiile în care sunt implicate tensiuni și/sau curenți mari, fotorezistorul trebuie să fie de dimensiuni mai mari pentru a putea disipa căldura. Curbele din figura 10.10 reprezintă puterea disipată în funcție de temperatura ambiantă.



Fig.10.10. Puterea disipată în funcție de temperatura ambiantă

De remarcat că indiferent de mărimea fotorezistorului, toate dreptele se întîlnesc în zero la temperatura de 75°C. Utilizarea unor radiatoare adecuate pot crește disiparea nă la de patru ori cea prezentată în figura 10.10.

Capitolul 11

TEHNOLOGII DE STOCARE OPTICĂ

Există o varietate de produse în categoria "optical storage". Distincția dintre unitățile de stocare nu ține de cunoștințe obișnuite și nici nu se știe exact dacă mediile de stocare utilizate sunt sau nu interschimbabile. Totuși, aceste produse au cîteva lucruri în comun.

Într-o configurație clasică a unei unități optice, fascicolul unei diode laser este focalizat de o lentilă, apoi i se dă o formă cilindrică de către o prismă, numită *circularizator*. Raza obținută este transmisă unei oglinzi rotitoare (45 grade) ce o reflectă apoi într-o lentilă obiectiv ce o focalizează într-un spot pe discul optic rotitor. Laserul este utilizat la putere mică pentru citirea datelor înregistrate pe disc și pentru funcțiile de urmărire a pistei și focalizare. Lentila obiectiv care focalizează spotul este montată pe o platformă numită *actuator*, ce se deplasează de-a lungul diametrului discului, Fig. 11.1. Astfel, raza laser are acces la toate pistele de date de pe disc.



Fig.11.1. Unitate optică cu toate componentele pe o platformă mobilă (© IBM Corp)

O primă deosebire între unități constă în ce componente sunt montate pe *actuator*. Soluția de tip "*single-head*" are toate componentele optice montate pe platforma mobilă, iar soluția de tip "*split*" are majoritatea componentelor optice montate pe șasiul unității și numai lentila obiectiv și oglinda rotitoare montate pe actuator (Fig. 11.2). Principalul avantaj al ultimei soluții este greutatea mai mică a *actuatorului*, acesta putîndu-se mișca mai repede și oferind astfel un acces mai rapid la datele de pe disc.



Fig. 11.2. Unitate optică avînd doar oglinda si rotitoare și lentila obiectiv pe platforma mobilă (© IBM Corp)

O deosebire mai importantă dintre diferitele sisteme este dată de modul de înregistrare pe disc. Tehnica utilizată determină proiectarea unității și tipul mediului de stocare ce poate fi utilizat. În sistemele comerciale curente de 5.25 inch, datele sunt înregistrate într-un mediu încălzit, cu una din

următoarele metode: *ablativă* (*hole burning*), *termo-magnetic* sau *phase-change* (cu schimbare de fază). În toate aceste trei procedee laserul este comandat în impuls, la putere mare, astfel încît să încălzească discul înaintea înregistrării.

În cazul înregistrării *ablative*, spotul laser focalizat, cu putere mare, arde găuri în mediul de stocare, Fig.11.3.



Fig.11.3. Stocarea WORM (© IEEE Spectrum)

Permanența acestui tip de înregistrare se reflectă în numele dat: "*write-once, read-many (WORM)*". Înregistrarea WORM oferă cel mai înalt grad de securitate al datelor într-un dispozitiv înlocuibil, adaptîndu-se la multe aplicații de arhivări de date în administrație si finanțe. Spre deosebire de aceasta, metodele de înregistrare termo-magnetică (cunoscută și sub denumirea de *magneto-optică*) și "phase-change" permit reinregistrarea.

În înregistrarea *magneto-optica*, energia din raza laser încălzește o pată pe disc pînă la depășirea punctului Curie al materialului depus pe disc (200°C). Fiecare domeniu magnetic al petei încălzite, sau mai bine fiecare direcție de polarizare a domeniului, devine sensibilă la influenșa unui cîmp magnetic extern. Cînd materialul se răcește sub punctul Curie, direcția de polarizare este înghețată și în acest fel sunt memorate datele, Fig.11.4.. Evident, acest tip de înregistrare este reversibil, cu mai mult de un milion de cicluri posibile de rescriere. Datele înregistrate în acest fel pot fi citite de către laser datorită efectului Kerr: *direcția de polarizare a unei raze liniar polarizate este rotită foarte puțin (0.5 grade) atunci cînd este reflectată de* *un domeniu magnetic*. Sensul de rotație depinde de datele binare înregistrate pe disc.

Cu utilizarea codurilor corectoare de erori, proiectarea optică și electronică oferă un raport semnal-zgomot suficient pentru a asigura o rată a erorilor de 10^{-12} .



Fig.11.4. Stocarea magneto-optică (© IEEE Spectrum)

În procedeul *phase-change*, materialul pe care se înregistrează are 2 faze cu proprietăți optice diferite: o faza cristalină și una amorfă. Pentru a marca un semn pe disc, o zonă de material cristalin este topită de un puls laser. Apoi, spotul se răcește rapid, devenind amorf, stare în care reflectivitate este diferită de cea a materialului cristalin din vecinatate. Semnele înregistrate pot fi șterse printr-un proces în care o rază continuă de ștergere încălzește materialul pînă la punctul de topire, acesta revenind la starea inițială cristalină. Tehnologii de stocare optică



Fig.11.5. Stocarea cu schimbarea fazei (© IEEE Spectrum)

Simplitatea acestui procedeu îl plasează înaintea înregistrării magnetooptice care necesită căi optice și o electronică mai complicate. Un alt avantaj al metodei *phase-change* este acela că nu este necesar magnetul de polarizare pentru înregistrare, ceea ce face ca dispozitivul să fie mai subțire și să consume mai puțină putere. Printre relativele dezavantaje se numără mai puține cicluri de reînregistrare (cam 50000) și viteza cu care materialul își poate schimba faza, ceea ce micșorează viteza de scriere a datelor.

Ambele procedee, magneto-optic si phase-change, sunt disponibile astăzi, dar unitățile de un anumit tip nu lucrează cu medii de înregistrare destinate celuilalt tip. Această incompatibilitate este o sursă de confuzie pentru utilizatori și un factor de stopare a creșterii pe piață pentru ambele tehnologii.

CD-urile au 120 mm diametru și au fost aduse recent in zona computerelor. Ele pot fi: read-only și reinscriptibile. *CD ROM*-ul este cel mai popular. Este un disc "*read-only*", pe care mici adîncituri sunt permanent ștanțate pentru a înregistra date, mai multe decît pe discurile de vinilin sau pe CDurile audio. Pentru a citi datele de pe disc, un laser este îndreptat spre suprafața discului și intensitatea luminii reflectate indică prezența sau absența adînciturilor (*pit*).

Un CD-ROM poate stoca o buna cantitate de date (tipic 650MB), dar citirea și scrierea datelor se face destul de lent.

Un *CD-recordable* (înregistrabil) este un WORM drive pentru CD-uri. Se folosește un polimer organic pe care semnele sunt înregistrate printr-un

procedeu phase-change. CD-R poate fi citit pe un CD-ROM drive normal. Invers, un CD-R drive poate citi CD-uri dar, în plus, poate citi si scrie medii CD-R. Drive-urile CD-R sunt utile pentru fabricarea matrițelor pentru productia de CD-ROM-uri, iar CD-ROM-urile pot fi folosite la distribuirea unei mari cantități de informații unei mici audiențe. PhotoCD-ul Kodak este un tip de CD-R in care imaginile fotografice sunt digitalizate si stocate pe un CD.



Fig.11.6. Compac Disc înregistrabil (© IEEE Spectrum)

Minidiscul reînregistrabil de la Sony este un device optic de 60 mm diametru, ce utilizează tehnologia magneto-optică pentru a stoca pînă la 140 MB de date. Inițial destinat înregistrărilor digitale audio, începe sa fie utilizat si pentru înregistrări de date. Printre caracteristicile minidiscului se numără consumul foarte mic de putere și utilizarea modulării lățimii pulsului la înregistrare pentru a obtine capacități mari de stocare. Mai mult, datele pe disc pot fi rescrise direct, fără a mai fi necesară o fază separată de ștergere, spre deosebire de toate celelalte drive-uri magneto-optice. Sistemul este însă foarte lent, atît în ceea ce privește timpii de acces cît și ratele de transfer, iar tehnologia nu se poate extinde usor la rate de transfer mai mari.

Un disc *floptical* este în esență un floppy disk magnetic, cu o pistă optică ce poate fi citită de o rază laser pentru întreținerea trackingului. Cum pistele pot fi aranjate împreună, mult mai aproape unele de altele decît în cazul discurilor magnetice obisnuite, dispozitivele floptical pot stoca in jur de 21MB de date, deci de aproximativ 15 ori mai mult decat floppy disk-urile clasice. Paradoxal, un dispozitiv floptical nu folosește laserul și nici dispozitive optice pentru a citi sau scrie date pe disc, deci strict vorbind nu este un drive optic. Un mare avantaj al drive-urilor floptical este acela că ele pot citi discuri obișnuite floppy de 1.44 MB, scrise pe orice alta unitate floppy. Totuși, discurile floptical pot fi citite si scrise numai pe unitati floptical.



Fig.11.7. Disc flopticăl (© IEEE Spectrum)

Capitolul 12

CABLURI DE FIBRE OPTICE

Cablul de fibre optice capabil de a supravietui mediului exterior și care întrunește cerintele de inflamabilitate pentru mediul interior, oferă multe avantaje atît utilizatorului final căt și instalatorului și distribuitorului. În instalările în și printre clădiri, utilizarea unui singur fel de cablu poate salva multe ore de muncă și materiale cu costuri ridicate, prin eliminarea spliceurilor dintre cablul de exterior si cablul neinflamabil de interior. Cablul de interior/exterior reduce costurile de terminare (conectorizare) prin faptul că permite montarea conectorilor direct pe fibră, în locul montării prin spliceuri a pigtail-urilor (cablurilor preconectorizate) la capatul cablului de fibră. Eliminarea splice-urilor reduce nu numai costurile de instalare dar mărește fiabiliatatea cablului prin eliminarea discontinuitătilor și solocitărilor fibrei datorate splice-urilor.

12.1.Costuri de terminare si montare de splice-uri

Costurile de terminare și montare de splice-uri pot fi cele mai mari în cadrul bugetului de instalare. Un număr mare de produse și abordări diferite face posibilă găsirea de scheme de instalare cu variatii considerabile ale costurilor de instalare. Alegerea tipului de cablu este unul dintre cei mai importanti factori în influentarea costurilor terminatiilor. Exista 3 tipuri de cabluri folosite in instalari pe care le vom denumi: cablu "*Loose-Tube Gel-Filled*", cablu "*Tight-Buffered Distribution*" și cablu "*Tight-Buffered Brekout*". Din punct de vedere istoric, cablul "*Loose-Tube Gel-Filled*" a fost utilizat pentru rute exterioare de lungime mare, Fig12.1.

Datorită fibrelor fragile și a gelului care trebuie curătat înainte de montarea terminatiei, cablul "*Loose-Tube Gel-Filled*" este unul din cele mai dificile cabluri de conexat și de montat splice-uri, și are cele mai ridicate costuri ale materialelor de terminare. Acest tip de cablu trebuie, în mod normal, să fie

terminat sau splice-uit aproape de intrarea de cablu într-o cladire pentru a face trecerea la cablul de interior, și nu corespunde, în general, codurilor de inflamabilitate pentru interior.



Fig. 12.1. Cablu "Loose-Tube Gel-Filled",[11]

Fibrele într-un asemenea cablu au tipic un înveliş de 250 μ m şi deci trebuie avut mare grijă pentru a nu strica distruge fibra la îndepărtarea jachetei cablului sau a buffer-ului şi, deasemenea, la curătarea şi splice-uirea fibrei. Fiecare fibră trebuie curătată separat de gel şi punctul de tăiere al cablului trebuie blocat pentru evitarea scurgerii gelului din cablu. Aceste procese consumatoare de timp şi de muncă adaugă costuri suplimentare la instalarea cablului LTGF. Pentru terminarea finală cu conectori trebuie introdusă într-un splice pentru fiecare fibră în parte sau fiecare fibră trebuie introdusă într-un tub al unui *breakout* kit. Datorită fragilitătii fibrelor de 250 μ m, a spliceurilor şi a kitului breakout, acestea trebuie protejate într-un rack de spliceuri sau *patch panel* şi trebuie folosite cabluri de legatură între aceste rackuri şi echipamentele electronice de fibră.

Corect proiectat și produs, cablul *Tight-Buffered* s-a demonstrat a fi potrivit pentru ambele medii exterior și interior, acolo unde, pînă acum, era domeniul cablului LTGF. Toate cablurile militare sunt *Tight-Buffered* și o parte în creștere a sistemelor LAN între clădiri utilizează acest tip de cablu. Cablul *Tight-Buffered* necesită o atentie mai scăzută la dezizolarea cablului; fiecare fibră este protejată separat cu un înveliş de 900 µm diametru, ceea ce înseamnă de 4 ori mai mare decît diametrul invelisului de 250 µm. Această constructie dă performante excelente cablului de interior/exterior și permite terminarea directă a acestuia cu conectori.

Exista 2 tipuri de cablu *Tight-Buffered* oferite de Optical Cable Corporation: *Distribution Cable* și *Breakout Cable*.

Primul tip, *Distribution Cable* este adesea utilizat ca un înlocuitor direct al cablului LTGF din cauza dimensiunilor sale mai reduse și a numărului mai mare de fibre, figura 12.2.



Fig. 12.2. Cablu de distributie "TightăBuffered",[11]

Conectorizarea directă a acestuia este posibilă deoarece fibrele au 900 µm astfel că fibrele terminale pot fi direct conectate la echipamente, fără utilizarea de *patch panel-uri* sau cabluri de legătură. Deasemenea, nu sunt necesare splice-uri și cunoștinte pentru montarea acestora, ca în cazulul cablului LTGF. Acolo unde este necesar accesul frecvent la echipamente, se recomandă utilizarea *patch panel-urilor* pentru evitarea distrugerii conectorilor.

Al doilea tip, *Breakout Cable*, are subcabluri individuale în teaca primară, Fig.12.3. Acesta este alegerea cea mai bună pentru conectorizare directă, fiecare fibră avînd un înveliş de rezistentă (kevlar) pentru legătura cu conectorul. Cablul conectorizat poate fi direct conectat la echipamentele electronice, fără teama distrugerii acestuia, a conectorilor sau a interfetei de fibră. Acest cablu este de departe cel mai ieftin cablu și cel mai ușor de terminat și necesită o experientă minimă în ceea ce privește instalatorul.



Fig. 12.3. "TightăBuffered Breakout Cable", [11]

Preturile cablurilor sunt, în general, mai mici pentru cabluri *Tight-Buffered* decît pentru LTGF atunci cînd numărul de fibre este destul de redus. LTGF sunt mai ieftine în cazul numărului mare de fibre. Totuși, costurile mari de terminare pentru cablurile LTGF, pentru lungimi mici...moderate, pot depăși cu mult costurile aditionale pentru cablurile *Tight-Buffered*.

Cel mai comun caz în care costurile de terminare predomină este un cablu de exterior ce intră într-o clădire, iar punctul de terminare al cablului este la o oarecare distantă de punctul de intrare în clădire, fiind necesară trecerea de la cablu de exterior la cablu de interior. Cablul de exterior LTGF este necasar a fi trecut la cablu de interior in cel mult 15 m de la punctul de intrare în clădire pentru a corespunde la standardele de foc pentru interior, iar cablul *Tight-Buffered* interior/exterior poate fi folosit pe toată lungimea legăturii. Costurile sunt tabelate si comparate in figura 12.4, iar în figura 12.5 se arată un exemplu de trecere exterior/interior. Costurile sunt bazate

pe preturile de catalog ale elementelor pentru instalare. Este presupusă terminarea a 24 de fibre și că instalatorul a ales cablul *Breakout* de la punctul de intrare al cablului de exterior LTGF pînă la punctul de terminare. Acest *Breakout Cable* va fi terminat la ambele capete, fibra singlemode și conectori FCPC fiind utilizati in acest exemplu.

Cost Item	Loose-Tube Gel-Filled (Splice Pigtails)	Loose-Tube Gel-Filled (Breakout Kit)	Tight- Buffered Distribution	Tight- Buffered Breakout
Splicing				
Labor	\$45			
Materials	\$34	_		_
Termination				
Patch Panel	\$5	\$5	\$ 5	_
Couplings	\$15	\$15	\$15	_
Labor	\$25	\$65	\$15	\$15
Connector	\$36	\$18	\$18	\$18
Pigtail	\$24	\$45	_	φ10 —
Jumpers		\$ 7	\$45	
Total	\$184	\$184	\$98	\$33

Fig.12.4. Comparatie de costuri pentru un cablu de 12 fibre, [11]



12.5. Trecere exterior/interior folosind cablu de distributie, [11]

Costurile de instalare pentru fibra multimode sunt aproximativ aceleași, dar preturile pentru conectori, cabluri de legătură și *pigtail-uri* sunt cu aproximativ 40% mai mici. Sunt presupuse *splice-uri* mecanice ce duc la costuri mai mari pentru materiale dar costuri mult mai mici pentru echipamente. Această analiză de costuri nu include costul sculelor și echipamentelor utilizate și presupune utilizarea de scule similare pentru fiecare tip de cablu. O altă metodă cunoscută de terminare a cablului LTGF este utilizarea unui *breakout kit*. Acesta poate fi folosit în cazul unui număr mic de fibre (max. 24) în locul *splice-urilor*.

12.2. Tehnici de masurare

Fibrele optice joacă un rol dominant în sistemele de transmisii la distante mari datorită atenuării mici și benzii aproape nelimitate. Fibrele optice înlocuiesc rapid sistemele de transmisii militare si retelele de cablu TV. Cum costul fibrelor, al receptoarelor și emitătoarelor scade continuu, din ce în ce mai multe fibre sunt instalate în LAN-uri și chiar în telefonie.

Cabluri cu 12 fibre ce lucrează la 565MB și transportă mai mult de 100,000 legături telefonice devine un lucru obișnuit. Pentru asigurarea instalării și întretinerii corecte sunt utilizate reflectometre optice în domeniul timp cum ar fi HP8146A.

Pentru a măsura pierderile in splice-uri de-a lungul unei întregi legături reflectometrul trebuie sa aibă o gamă dinamică mai mare dacît pierderile totale pe lagatură. De exemplu, un raport semnal-zgomot de cel putin 10 dB este necesar pentru a detecta un splice bun de 0.02 dB. HP8146A, cu gama dinamică de 30dB satisface aceste criterii.

Componentele reflectate în sistemele de comunicatii de mare viteză și în special în legaturile de cablu TV, pot cauza reflexii. Acestea pot crește zgomotul laserelor în emitătoare, dincolo de limitele acceptabile. Reflectometrul HP8146A are un mod *return-loss* în care poate detecta și măsura toate reflexiile legăturii.

După ce instalarea unei legături este terminată, deseori se face un test de acceptantă pentru a se verifica dacă legătura este conformă cu specificatiile de design. Dacă această procedură cere găsirea și verificarea splice-urilor cu pierderi prea mari, timpul consumat este destul de mare. Deasemenea, este necesară prezenta unui utilizator competent care să fie capabil să modifice setările instrumentului și să opereze corect reflectometrul. HP8146A poate să scaneze automat întreaga legătură, să localizeze și să măsoare splice-urile, curburile, reflexiile și atenuarea pe fibră. Toate datele sunt listate într-un tabel ușor de citit. Din ce în ce mai des, așa-numita semnătură a legăturii este stocată pentru referinte sau documentări.

În cazul ruperii fibrei, semnătura legăturii poate fi reîncărcată în reflectometru și comparată pe ecranul instrumentului cu măsurătorile actuale. Această comparare asigură o rapidă și facilă localizare a punctului de rupere, punctelor de îndoire sau a splice-urilor deteriorate. În figurile 12.6 și 12.7 sunt prezentate asemenea semnături.



Fig.12.5. Semnătura unei legături pe fibră optică cu splice-uri mecanice, [12]



Fig.12.6. Semnătura unei legături pe fibră optică cu splice-uri prin sudură, [12]

ANEXĂ

