



Capitulo 7 Sensores Ópticos Integrados e a Fibra

Mecatrônica

Universidade Estadual do Ceará (UECE)

90 pag.

CAPÍTULO 7

Sensores Ópticos Integrados e em Fibra

Ben-Hur V. Borges

Murilo A. Romero

Amilcar C. César

Departamento de Engenharia Elétrica

Escola de Engenharia de São Carlos – EESC/USP

Av. Trabalhador São-carlense 400, Centro, São Carlos-SP, 13566-590.

benhur@sel.eesc.usp.br; muriloa@sel.eesc.usp.br; amilcar@sel.eesc.usp.br

Fone: (16) 273-9344

Conteúdo

7.1.	INTRODUÇÃO.....	5
7.2.	TEORIA ELETROMAGNÉTICA	8
7.2.1.	Guias de Ondas Retangulares.....	15
7.2.1.1.	Modos TE	16
7.2.1.2.	Modos TM:.....	28
7.2.2.	Guias de Ondas Cilíndricos.....	37
7.3.	ÓPTICA INTEGRADA	45
7.3.1.	Interferômetro Mach-Zehnder	46
7.4.	FIBRA ÓPTICA.....	50
7.5.	COMPONENTES EMPREGADOS EM SISTEMAS DE SENSORIAMENTO	55
7.5.1.	Acopladores.....	55
7.5.2.	Filtros.....	58
7.5.3.	Polarizadores	59
7.5.4.	Amplificadores	60
7.5.5.	Moduladores	61
7.5.5.1.	Técnicas de modulação analógica:	61
7.5.5.2.	Técnicas de modulação digital:	63
7.5.6.	Fontes ópticas	64
7.5.7.	Detetores.....	69
7.6.	INTERFACE COM O MENSURANDO	72
7.7.	ENLACE ÓPTICO	73
7.8.	PROCESSAMENTO DE SINAL.....	74
7.9.	TIPOS DE SENSORES.....	75
7.9.1.	Sensores Intrínsecos	76
7.9.2.	Sensores Extrínsecos	77

7.9.3.	Sensores Interferométricos	79
7.10.	APLICAÇÕES DE SENSORES EM FIBRA	81
7.10.1.	Sensores de corrente	82
7.10.2.	Sensores de tensão	85
7.10.3.	Sensor de Nível de Líquido	87
7.11.	REFERÊNCIAS	88

Lista de símbolos

Símbolo	Significado
n	Índice de refração
c	Velocidade da luz no material (m/s)
c_0	Velocidade da luz no vácuo (m/s)
λ	Comprimento de onda (m)
ν	Frequência (Hz)
ω	Frequência (radiano/s)
μ	Permeabilidade magnética (H/m)
ϵ	Permissividade elétrica (F/m)
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo(H/m)
ϵ_0	Permissividade elétrica do vácuo(F/m)
NA	Abertura numérica
\vec{E}	Vetor intensidade de campo elétrico (V/m)
\vec{H}	Vetor intensidade de campo magnético (A/m)
\vec{B}	Vetor densidade de fluxo magnético (Webers/m ²)
\vec{D}	Vetor deslocamento elétrico (Coulombs/m ²)
β	Constante de propagação longitudinal (1/m)
k_0	Constante de propagação de espaço livre (1/m)
k	Constante de propagação transversal (1/m)
u	Constante de propagação transversal no núcleo da fibra (1/m)
w	Constante de propagação transversal na casca da fibra (1/m)
TE	Modo elétrico transversal (componentes: E_y , H_x e H_z)
TM	Modo magnético transversal (componentes: H_y , E_x e E_z)
TE _{om}	Modo elétrico transversal em uma fibra óptica
TM _{om}	Modo magnético transversal em uma fibra óptica
HE _{vm}	Modo híbrido em uma fibra óptica
EH _{vm}	Modo híbrido em uma fibra óptica
\Re	Responsividade (A/W)
P	Potência óptica total (W)
I	Fotocorrente (A)
M	Ganho de avalanche
V	Constante de Verdet (radiano/m)
θ	Ângulo de rotação de Faraday (radiano)

7.1. INTRODUÇÃO

O advento das fibras ópticas tornou possível um avanço sem precedentes nos sistemas de telecomunicações como um todo. Esse avanço pode ser facilmente observado pelo leque de opções oferecido pelas operadoras de sistemas de telecomunicações, com destaque para a internet e os serviços multimídia de banda larga. Este avanço permitiu um gigantesco ganho de escala na produção e comercialização de produtos voltados para o mercado de comunicações ópticas, permitindo uma redução nos custos de produção tanto de fibras ópticas quanto na tecnologia de microfabricação de circuitos integrados ópticos. Não demorou muito para que estes novos meios de transporte e processamento de informações, neste caso a fibra e os circuitos integrados optoeletrônicos, encontrassem outras formas de aplicações, ou seja, como sensores.

Sensores são definidos como dispositivos capazes de converter quantidades físicas ou químicas em sinais elétricos que podem ser processados, interpretados, armazenados, ou mesmo transmitidos com grande confiabilidade.

O sucesso de um dispositivo sensor dependerá, basicamente, do seu custo de produção e de sua confiabilidade. Em ambos os casos, os sensores ópticos são vistos como candidatos ideais. Sensores ópticos em geral apresentam como principais características o fato de serem passivos (não utilizarem fonte de tensão ou corrente que podem vir a gerar faíscas, por exemplo), de serem imunes a interferências eletromagnéticas (EMI) e a pulsos eletromagnéticos (EMP), por apresentarem baixo peso, tamanho reduzido, alta sensibilidade (capazes de “perceber” pequenas variações na grandeza a ser medida) etc. No entanto, existem algumas diferenças básicas entre sensores baseados em fibra e sensores baseados em óptica integrada. São elas [1]-[7]:

a) Sensores baseados em fibra:

- apresentam custo de fabricação mais baixo;

- existe uma grande variedade de fibras óticas já disponíveis no mercado;
- não permitem integração (com o fotodetector, por exemplo);
- podem ser utilizados na interligação de uma rede de sensores.

b) Sensores baseados em óptica integrada:

- apresentam custo de fabricação mais elevado devido ao custo dos equipamentos envolvidos em sua fabricação;
- permitem integração com fotodetector, o que torna seu tamanho muito menor em comparação com sensores a fibra;
- são mais otimizados para a aplicação a que se destina em virtude do maior controle da interação da luz com a grandeza que se deseja medir.

Quando colocamos as características de ambos em uma balança, observamos que os sensores baseados em óptica integrada (O.I.) apresentam algumas vantagens sobre seus concorrentes baseados em fibra, ou seja: produção em massa, baixo custo e tamanho reduzido, como mostra a Figura 7.1. Estas duas características devem ser levadas em conta durante a escolha do tipo de sensor que se deseja fabricar.

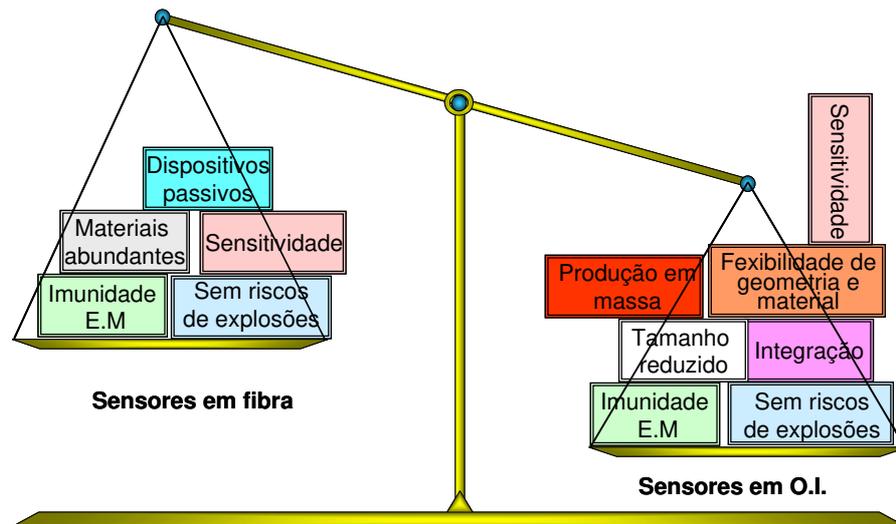


Figura 7.1. Comparação entre sensores baseados em fibra e óptica integrada (O.I.). Vantagens tais como produção em massa, baixo custo e tamanho reduzido ainda tornam os sensores baseados em óptica integrada mais atraentes.

O fato de serem dispositivos dielétricos, habilita os sensores ópticos a serem utilizados em ambientes onde haja o risco de explosões, como por exemplo em poços de petróleo, gases inflamáveis etc. Mas o leque de aplicações não se limita apenas a estes casos. De modo geral, os dispositivos sensores podem ser divididos em seis classes distintas [1]:

Térmicos: os tipos mais comuns são temperatura, calor, e fluxo de calor;

Mecânicos: onde as grandezas mais comuns são força, pressão, velocidade, aceleração e posição;

Químicos: estes sensores são normalmente aplicados na medição da concentração de certas substâncias, composição, etc;

Magnéticos: utilizados na medição da intensidade de campos magnéticos, densidade de fluxo e magnetização;

Radianes: medem intensidade de ondas eletromagnéticas, comprimento de onda, polarização e fase;

Elétricos: os tipos mais comuns são utilizados para a medição de tensão, corrente e carga.

Em se tratando do projeto de sensores, é de fundamental importância entender como será a interação deste dispositivo com a grandeza que deverá ser medida. Por este motivo, torna-se necessária uma discussão dos principais parâmetros que descrevem o desempenho do sensor. Os parâmetros mais significativos são resumidos a seguir [1]:

Sensitividade absoluta: indica o quanto o sinal de saída do sensor se altera em função da mudança do conteúdo a ser medido (seja esta mudança física ou química);

Sensitividade relativa: é o mesmo que o anterior, mas neste caso as mudanças são normalizadas em relação ao sinal de saída quando o conteúdo a ser medido é zero (ou não sofre nenhum tipo de influência);

Sensitividade cruzada: é a mudança no sinal de saída devido à presença de mais de um conteúdo a ser medido;

Resolução: é a capacidade de detecção da menor variação possível no conteúdo a ser medido;

Precisão: é o máximo erro percentual observado na saída do sinal em relação à escala total do sensor;

Desvio (ou *offset*): é o sinal observado na saída quando o conteúdo a ser medido é zero (ou não sofre nenhum tipo de influência);

Faixa dinâmica: é a diferença entre dois valores máximos que podem ocorrer no conteúdo a ser medido;

Faixa de temperatura de operação: é a faixa de temperatura na qual a saída do sensor permanece dentro do erro especificado.

7.1. TEORIA ELETROMAGNÉTICA

Nesta seção serão revistas algumas das definições básicas e leis da óptica que são de extrema importância no projeto e análise de guias de ondas ópticos integrados e em

fibra. Um dos parâmetros ópticos fundamentais de um material é o *índice de refração*. Este parâmetro é definido como sendo a razão entre a velocidade da luz no vácuo ($c_0=3 \times 10^8$ m/s) e a velocidade da luz no material (c), ou seja:

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (7.1)$$

A Tabela 7.1 mostra os valores típicos de índice de refração para alguns materiais comumente encontrados. Outro parâmetro importante em óptica é o comprimento de onda da luz, normalmente chamado de λ . O comprimento de onda λ está relacionado à velocidade da luz no meio, c , e à frequência, ν , da seguinte forma:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

Em se tratando de óptica guiada, ou seja, na habilidade de confinar a energia em uma região limitada do espaço, é de extrema importância compreender os conceitos de reflexão e transmissão que ocorrem na interface entre dois meios dielétricos. Portanto, considere dois meios dielétricos como ilustrado na Figura 7.2, onde um raio de luz proveniente do meio 1 incide obliquamente na interface com o meio 2 (supondo $n_1 > n_2$). Quando um fenômeno como este ocorre, parte da luz é refletida de volta para o meio 1 e parte é transmitida para o meio 2. A mudança de direção do raio de luz, também conhecida como refração, ocorre em virtude da diferença de velocidade da mesma nos dois materiais. Como os índices de refração dos materiais e o ângulo de incidência são sempre conhecidos, é possível obter o ângulo de transmissão para o meio 2 por intermédio da seguinte equação:

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (7.2)$$

Esta equação é conhecida como Lei de Snell, e ela relaciona o ângulo de incidência com o ângulo de transmissão em uma interface dielétrica.

Tabela 7.1. Índices de refração de alguns materiais comumente encontrados.

Material	índice de refração
ar	1,0
água	1,33
sílica fundida	1,46
vidro	~ 1,5
polistireno	1,59
germânio	4,0
silício	3,5
safira	1,8
arseneto de gálio	3,35
cloreto de sódio	1,54
calcita	1,6

Infelizmente, com apenas dois meios dielétricos não é possível obter o guiamento da luz. Suponha neste momento que o meio 2 tenha espessura infinita a partir da interface com o meio 1. Se pudermos impedir que o raio incidente não seja transmitido para o meio 2 teremos o primeiro passo para confinarmos a luz em uma região. Pela Eq. (7.2) é possível verificar que existe um ângulo no qual o raio transmitido permanece paralelo à interface entre os dois meios. Este ângulo de incidência é conhecido como ângulo crítico, ou seja, qualquer ângulo maior que este irá provocar a transmissão da luz para o meio 2, e uma vez que o meio 2 é infinito ele não permite que a luz seja guiada. No entanto, se o ângulo de incidência for maior que o ângulo crítico, toda luz incidente é refletida de volta para o meio 1. Estas situações são ilustradas na Figura 7.3(a) e 7.3(b), respectivamente. Já sabemos como impedir que a luz seja transmitida para o meio 2, mas o meio 1 ainda é um meio infinito e como tal não permite o confinamento da luz. O próximo passo então consiste em limitar a espessura do meio 1 e adicionar um segundo meio logo abaixo, como mostra a Figura 7.4. A espessura do meio 1, onde a luz será guiada, deve ser comparável ao comprimento de onda da luz que se pretende guiar. O segundo meio pode ou não ser idêntico ao meio 2 (aqui ele é idêntico). Observe agora que o raio de luz permanece confinado no meio 1, ou seja, no meio com maior índice de refração. Portanto, para que haja guiamento de luz, esta deve ser confinada em um sanduíche de camadas, onde a camada guia de onda, muitas vezes referenciada na literatura como “filme” (por ser uma fina película de material dielétrico, daí o nome

filme), deve apresentar o maior índice de refração entre todas. Esta característica poderá ser melhor entendida mais à frente.

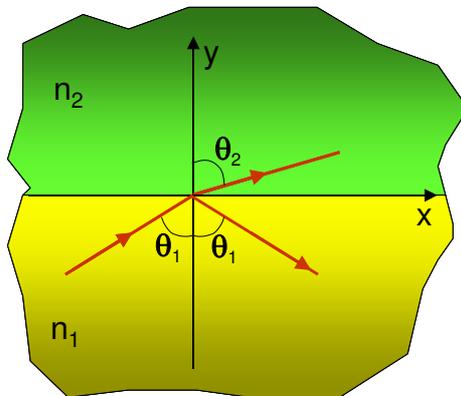


Figura 7.2. Incidência oblíqua de luz em uma interface dielétrica onde $n_1 > n_2$. O ângulo de transmissão θ_2 é obtido por intermédio da Lei de Snell.

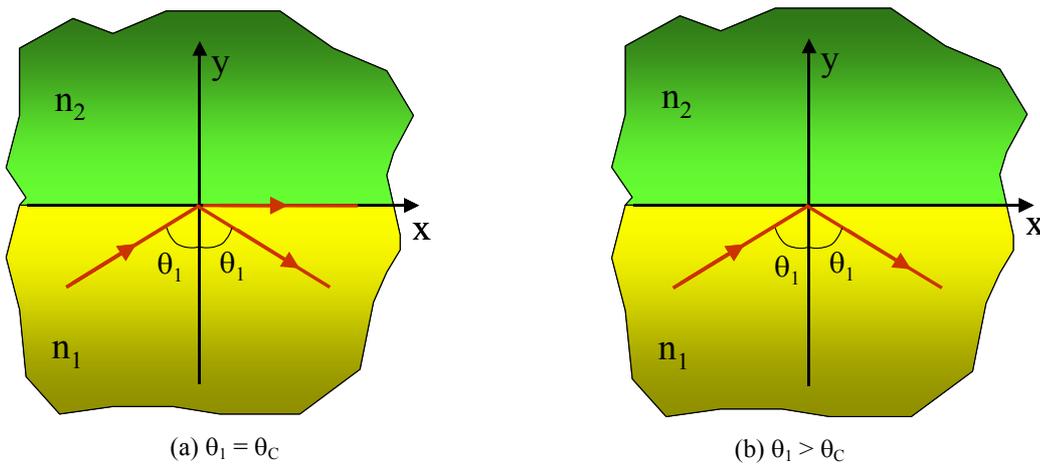


Figura 7.3. Incidência oblíqua em uma interface dielétrica. (a) ângulo de incidência igual ao ângulo crítico, e (b) ângulo de incidência maior que o ângulo crítico.

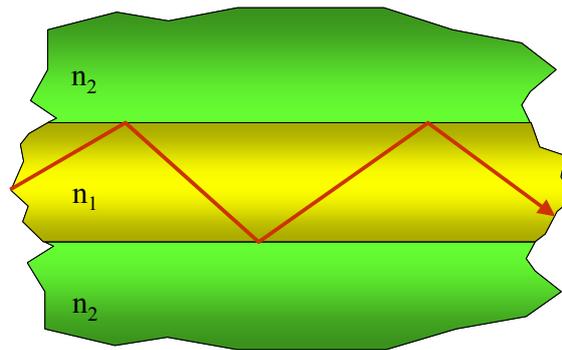


Figura 7.4. Guia de onda óptico. Para que a luz seja guiada, a camada n_1 deve apresentar uma espessura finita (comparável ao comprimento de onda da luz que se pretende guiar) e ainda apresentar um índice de refração superior àqueles das camadas adjacentes.

Todo o processo de confinamento da luz foi elaborado aqui em termos da Lei de Snell. Podemos dar um passo adiante com esta Lei e definir as condições de excitação necessárias para o guia de onda de modo a garantir que a maior parte da luz acoplada em sua entrada permaneça confinada na camada n_1 . Isto pode ser feito novamente por meio da Lei de Snell que, após uma álgebra bem simples, produz a seguinte relação:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (7.3)$$

Esta equação é conhecida como abertura numérica, e o ângulo máximo de aceitação de luz pelo guia de onda, ou seja, o ângulo que define o cone de aceitação de luz, é dado por $\theta_0 = \text{sen}^{-1}(NA)$, como mostra a Figura 7.5.

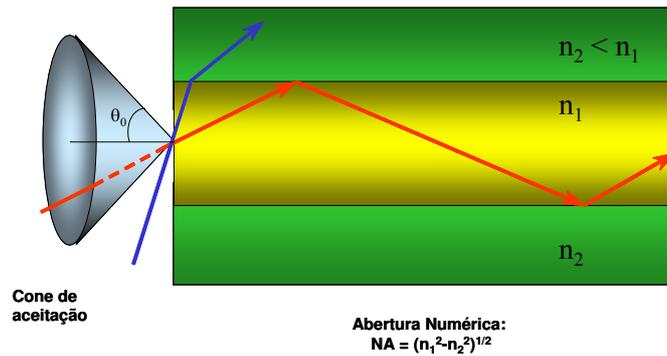


Figura 7.5. Cone de aceitação de luz de um guia de onda óptico. Todo raio de luz cujo ângulo de incidência for menor ou igual ao ângulo $\pm\theta_0$ permanecerá confinado na região n_1 .

Quando um guia de onda óptico é excitado por uma frente de onda plana, como ilustra a Figura 7.6, ocorre um encurvamento da mesma em função do perfil de índice de refração da estrutura. Isto se deve ao fato de que a velocidade da luz em um meio é dada pela razão entre a velocidade da luz no vácuo e o índice de refração deste meio, ou seja:

$$c = c_0/n$$

. No exemplo em questão, a luz irá se propagar mais lentamente no interior da região guia de onda (filme, $n=1,5$), um pouco mais rápida no substrato ($n=1,4$), e mais rapidamente no ar ($n=1,0$). Este efeito, conhecido como efeito “lente” faz a luz se concentrar na região de maior índice de refração, neste caso, no filme.

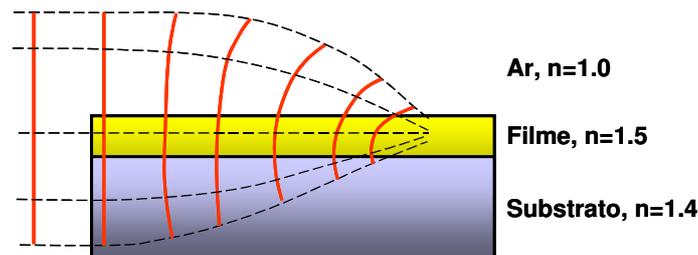


Figura 7.6. Efeito “lente” em guias de ondas ópticos. A velocidade da frente de onda é diferente em cada uma das camadas, isto produz uma focalização da luz na região onde o índice de refração é maior.

Os aspectos de guiamento da luz em um guia de onda óptico foram definidos até este ponto em termos da óptica geométrica, ou seja, da teoria de raios. No entanto, para que um estudo mais criterioso seja feito, uma análise em termos da solução das equações de

Maxwell torna-se necessária. Sendo assim, considere um meio dielétrico linear (não apresenta variações do índice de refração em função da potência óptica da onda eletromagnética que se propaga) e isotrópico (apresenta as mesmas características em todas as direções). Considere ainda que não existam correntes nem cargas neste meio. Assim, as equações de Maxwell podem ser escritas da seguinte forma:

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (7.4)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (7.5)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = 0 \quad (7.6)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (7.7)$$

$$\bar{B} = \mu \bar{H} \quad (7.8)$$

$$\bar{D} = \varepsilon \bar{E} \quad (7.9)$$

onde ε é a permissividade dielétrica e μ é a permeabilidade magnética do meio. A análise de guias de ondas ópticos por meio das equações de Maxwell deve levar em consideração a geometria da estrutura que se pretende resolver. Assim, se queremos analisar guias de ondas em óptica integrada, que normalmente apresentam geometria retangular, devemos considerar as Eqs. (7.4)-(7.9) em coordenadas retangulares. No caso de fibras ópticas, com geometria cilíndrica, devemos resolver estas mesmas equações em coordenadas cilíndricas. Sendo assim, dividiremos esta análise em duas partes, sendo a primeira dedicada a estruturas retangulares e a segunda dedicada a estruturas cilíndricas (as fibras ópticas).

7.1.0. Guias de Ondas Retangulares

Os guias de onda retangulares são dispositivos que encontram uma vasta área de aplicações em óptica integrada. Alguns dos mais importantes exemplos de aplicações são os lasers, os acopladores direcionais, as chaves ópticas, os sensores ópticos etc. Estes dispositivos podem apresentar várias configurações possíveis em termos de geometria, porém a mais básica é o guia de onda óptico planar de três camadas mostrado na Figura 7.7. A seguir serão dadas as bases para a análise deste dispositivo que podem ser facilmente estendidas para geometrias mais complexas.

Estes guias de ondas suportam a propagação de modos com duas polarizações distintas, ou seja, modos TE, ou elétrico transversal (apenas uma componente de campo elétrico na direção transversal) e modos TM, ou magnético transversal (apenas uma componente de campo magnético na direção transversal). Modo é um padrão de energia luminosa que deve satisfazer as equações de Maxwell e suas condições de contorno, como veremos a seguir. Os modos TE são caracterizados por 3 componentes de campo eletromagnético, isto é, E_y , H_x e H_z (E_y é a componente principal). Os modos TM, por sua vez, também apresentam 3 componentes de campo sendo elas H_y , E_x e E_z (H_y é a componente principal). Qualquer um destes modos podem ser excitados na entrada do guia de onda e sua escolha dependerá da aplicação à qual o guia de onda se destina. A solução das equações de Maxwell para ambas as polarizações será apresentada a seguir.

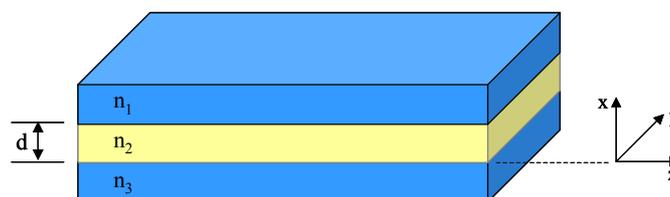


Figura 7.7. Guia de onda óptico planar de três camadas.

7.1.0.0. Modos TE

Uma vez que a geometria da estrutura é retangular, o problema deve ser formulado em termos de coordenadas retangulares. As componentes de campo para modos TE são E_y , H_x , H_z e a dependência no tempo e na direção longitudinal de cada uma destas componentes é dada por

$$e^{j(\omega t - \beta z)}$$

Esta dependência será omitida nas próximas equações para simplificar a notação. Substituindo (7.8) e (7.9) nas Eqs. (7.4) e (7.5) e levando em consideração a dependência no tempo e na direção longitudinal acima, temos

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H} \quad (7.10)$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E} \quad (7.11)$$

O objetivo aqui é encontrar uma equação envolvendo apenas a componente de campo principal dos modos TE, ou seja, a componente E_y . Sendo assim, expandindo a Eq. (7.10) com as três componentes de campo eletromagnético dadas

$$\begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} = -j\omega\mu [H_x \hat{x} + H_z \hat{z}]$$
$$\begin{vmatrix} 0 & E_y & 0 \end{vmatrix}$$

Assim,

$$\hat{x} \left[0 - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right] - \hat{y}(0-0) + \hat{z} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - 0 \right) = -j\omega\mu [H_x \hat{x} + H_z \hat{z}]$$

Agrupando os termos de mesma direção, temos:

Na direção \hat{x} :

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu H_x$$

$$H_x = -\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial z}$$

Uma vez que a dependência ao longo do eixo z é dada por $e^{-j\beta z}$, resulta que

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y \quad (7.12)$$

Na direção \hat{z} :

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

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (7.13)$$

Expandindo a Eq. (7.11) para as mesmas 3 componentes, temos

$$\begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & 0 & H_z \end{vmatrix} = j\omega \varepsilon E_y \hat{y}$$

Ou seja,

$$\hat{x} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - 0 \right] - \hat{y} \left[\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right] + \hat{z} \left[0 - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] = j\omega \varepsilon E_y \hat{y}$$

Agrupando os termos de mesma direção:

Na direção \hat{x} :

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \quad (7.14)$$

Na direção \hat{y} :

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} + \frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega \varepsilon E_y$$

Sabendo que a dependência em relação a z é dada por $e^{-j\beta z}$, temos

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} - j\beta H_x = j\omega \varepsilon E_y \quad (7.15)$$

Na direção \hat{z} :

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \quad (7.16)$$

Substituindo (7.12) e (7.13) em (7.15), resulta em

$$-j \frac{1}{\omega \mu} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + j \frac{\beta^2}{\omega \mu} E_y = j \omega \varepsilon E_y$$

Multiplicando ambos os lados por $\left(-\frac{\omega \mu}{j}\right)$ e sabendo que $\omega^2 \mu \varepsilon = k_0^2 n^2$, resulta:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (7.17)$$

Esta equação é conhecida como a equação de onda de Helmholtz para modos TE e, como se pode ver, está em função apenas da componente de campo elétrico principal. Tudo que precisamos agora é resolver esta equação diferencial de segunda ordem como segue.

$$\kappa' = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2}$$

Da Eq. (7.17) podemos definir κ' , assim, a solução geral da Eq. de Helmholtz torna-se:

$$E_y(x) = A e^{-j\kappa'x} + B e^{j\kappa'x} \quad (7.18)$$

Antes de proceder com a solução da equação de Helmholtz, precisamos definir o que chamamos de *condição de radiação* para o guia de onda da Figura 7.7. Para isso precisamos interpretar fisicamente o que seria uma solução que represente corretamente um modo guiado dentro desta estrutura. A condição para que um modo guiado exista em um guia de ondas é que a Eq. (7.18) apresente uma solução oscilatória na camada

guia de onda, ou seja, na camada n_2 . Nas camadas adjacentes (camadas n_1 e n_3) o que se espera é que a amplitude do campo decaia exponencialmente à medida que em que este se afasta do núcleo do guia, tendendo a zero quando o eixo x tender a $\pm\infty$. Assim, temos que

κ'
= puramente real na camada 2

κ'
= puramente imaginário nas camadas 1 e 3.

Em um guia de ondas óptico, sabemos que a seguinte relação entre os índices de refração deve ser satisfeita: $n_2 > (n_1, n_3)$. O índice n_1 não necessariamente precisa ser igual ao índice n_3 , mas quando este for o caso temos o que se chama de guia de onda simétrico. Quando n_1 é diferente de n_3 temos um guia assimétrico. Assim, as constantes de propagação longitudinais, β , que deverão ser encontradas via solução da equação de Helmholtz, estarão sempre dentro de uma faixa específica de variação que dependerá do tipo do guia de onda (se simétrico ou assimétrico). No caso de um guia simétrico, temos

$$k_0 n_1 < \beta < k_0 n_2 \quad (n_1 = n_3)$$

E no caso de um guia assimétrico

$$k_0 n_3 < \beta < k_0 n_2 \quad (n_1 < n_3, \text{ por exemplo})$$

Como κ' tem que ser puramente imaginário nas camadas n_1 e n_3 , podemos escrevê-lo como sendo:

$$\kappa_1 = \sqrt{(-1)(-k_0^2 n_1^2 + \beta^2)} \quad \kappa_1 = j\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_1^2} = jk_1$$

, ou

para a camada n_1 , e

$$\kappa_3 = j\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_3^2} = jk_3$$

para a camada n_3 , onde $k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 n_1^2$ e $k_3^2 = \beta^2 - k_0^2 n_3^2$.

Na camada n_2 , κ_2 tem que ser puramente real para permitir oscilação, assim

$$\kappa_2 = \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta^2} = k_2$$

Agora que já definimos as constantes de propagação em cada camada, o próximo passo é escrever (7.18) em uma forma mais conveniente. Na camada n_1 , temos que

$$E_y^{(1)}(x) = A_1 e^{k_1 x} + B_1 e^{-k_1 x}$$

Como o campo nesta região tem que tender a zero quando x tende a infinito, então a constante de integração $A_1 = 0$, assim o campo torna-se

$$E_y^{(1)}(x) = B_1 e^{-k_1 x}$$

, ou em uma forma mais conveniente

$$E_y^{(1)}(x) = B_1 e^{-k_1(x-d)} \quad \infty$$

válido para $d \leq x \leq +$

Na camada n_2 , temos

$$E_y^{(2)}(x) = A_2 e^{-jk_2 x} + B_2 e^{jk_2 x}$$

$$E_y^{(2)}(x) = A_2 [\cos(k_2 x) - j \operatorname{sen}(k_2 x)] + B_2 [\cos(k_2 x) + j \operatorname{sen}(k_2 x)]$$

$$E_y^{(2)}(x) = [A_2 + B_2] \cos(k_2 x) + j(B_2 - A_2) \operatorname{sen}(k_2 x)$$

Fazendo $C = [A_2 + B_2]$ e $D = j(B_2 - A_2)$, resulta

$$E_y^{(2)}(x) = C \cos(k_2 x) + D \operatorname{sen}(k_2 x) \quad \text{válido para } 0 \leq x \leq d$$

Finalmente, na camada n_3

$$E_y^{(3)}(x) = A_3 e^{k_3 x} + B_3 e^{-k_3 x}$$

Como para x tendendo a menos infinito o campo nesta região tem que tender a zero, temos que $B_3 = 0$, assim

$$E_y^{(3)}(x) = A_3 e^{k_3 x} \quad \text{válido para } -\infty \leq x \leq 0.$$

Reescrevendo os campos, temos

$$E_y^{(1)}(x) = A e^{-k_1(x-d)} \quad d \leq x \leq +\infty \quad (7.19)$$

$$E_y^{(2)}(x) = B \cos(k_2 x) + C \operatorname{sen}(k_2 x) \quad 0 \leq x \leq d \quad (7.20)$$

$$E_y^{(3)}(x) = D e^{k_3 x} \quad -\infty \leq x \leq 0 \quad (7.21)$$

Agora devemos aplicar as condições de contorno em cada interface para se determinar as constantes A e D . As condições de contorno implicam na continuidade das componentes tangenciais às interfaces, o que no caso de modos TE são: E_y e H_z

a) impondo continuidade de E_y :

Em $x = d$:

$$E_y^{(1)}(d) = E_y^{(2)}(d)$$

$$A e^{-k_1(d-d)} = B \cos(k_2 d) + C \operatorname{sen}(k_2 d)$$

$$A = B \cos(k_2 d) + C \operatorname{sen}(k_2 d) \quad (7.22)$$

Substituindo (7.22) em (7.19), temos

$$E_y^{(1)}(x) = [B \cos(k_2 d) + C \operatorname{sen}(k_2 d)] e^{-k_1(x-d)} \quad (7.23)$$

Em $x = 0$:

$$E_y^{(2)}(0) = E_y^{(3)}(0)$$

$$B \cos(0) + C \operatorname{sen}(0) = D e^{k_3 \cdot 0}$$

, de onde resulta que

$$D = B \quad (7.24)$$

Substituindo (7.24) em (7.21), resulta

$$E_y^{(3)}(x) = B e^{k_3 x} \quad (7.25)$$

Assim, com a primeira condição de contorno já aplicada, os campos podem ser reescritos como:

$$E_y^{(1)}(x) = [B \cos(k_2 d) + C \operatorname{sen}(k_2 d)] e^{-k_1(x-d)} \quad (7.26)$$

$$E_y^{(2)}(x) = B \cos(k_2 x) + C \operatorname{sen}(k_2 x) \quad (7.27)$$

$$E_y^{(3)}(x) = B e^{k_3 x} \quad (7.28)$$

b) impondo continuidade de H_z :

Observe que os campos em cada camada foram escritos em função da componente principal, E_y . Como estamos interessados em aplicar a continuidade de H_z nas interfaces, precisamos encontrar uma relação entre essas duas componentes de campo. Na verdade isso já foi feito durante a derivação da equação de onda de Helmholtz, como pode ser visto na Eq. (7.13), ou seja

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}, \text{ assim podemos aplicar esta equação nas interfaces diretamente.}$$

Em $x = d$:

$$\left. \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^{(1)}}{\partial x} \right|_{x=d} = \left. \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial x} \right|_{x=d}$$

O termo $\frac{j}{\omega \mu_0}$ é o mesmo em ambos os lados da interface e pode, portanto, ser simplificado. Assim temos:

$$-k_1 [B \cos(k_2 d) + C \sin(k_2 d)] e^{-k_1(d-d)} = -k_2 B \sin(k_2 d) + k_2 C \cos(k_2 d)$$

$$B [-k_1 \cos(k_2 d) + k_2 \sin(k_2 d)] = C [k_1 \sin(k_2 d) + k_2 \cos(k_2 d)]$$

Colocando $\cos(k_2 d)$ em evidência:

$$B \cos(k_2 d) [-k_1 + k_2 \tan(k_2 d)] = C \cos(k_2 d) [k_1 \tan(k_2 d) + k_2]$$

Após simplificação, temos:

$$B = C \cdot \frac{k_1 \tan(k_2 d) + k_2}{k_2 \tan(k_2 d) - k_1} \quad (7.29)$$

Em $x = 0$:

$$\left. \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^{(3)}}{\partial x} \right|_{x=0}$$

Simplificando, temos:

$$-k_2 B \sin(k_2 \cdot 0) + k_2 C \cos(k_2 \cdot 0) = k_3 B e^{-k_3 \cdot 0}$$

$k_2 C = k_3 B$, de onde temos que

$$B = \frac{k_2}{k_3} C \quad (7.30)$$

As Eqs. (7.29) e (7.30) podem ser escritas na forma de matriz da seguinte maneira:

$$\begin{vmatrix} 1 & -\frac{k_1 \tan(k_2 d) + k_2}{k_2 \tan(k_2 d) - k_1} \\ 1 & -\frac{k_2}{k_3} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} B \\ C \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \end{vmatrix}$$

A condição para solução não trivial requer que o determinante da matriz de coeficientes seja igual a 0 (zero), então:

$$-\frac{k_2}{k_3} + \frac{k_1 \tan(k_2 d) + k_2}{k_2 \tan(k_2 d) - k_1} = 0$$

Rearranjando, obtemos

$$\tan(k_2 d) = -\frac{k_2 [k_1 + k_3]}{k_1 k_3 - k_2^2}$$

ou

$$\tan(k_2 d) = k_2 \frac{[k_1 + k_3]}{k_2^2 - k_1 k_3} \quad (7.31)$$

A equação acima é conhecida como equação transcendental para modos TE. Vale a pena salientar que a única variável desconhecida nesta equação é a constante de propagação longitudinal, β , que pode ser facilmente obtida com qualquer rotina para obtenção de raízes. Uma boa sugestão é o método da procura em conjunto com o método da bissecção. As equações de campo podem ser escritas em função de uma única constante de integração (B ou C , ver equações de (7.27) a (7.28) e (7.30)). Assim, escrevendo em função de B , temos

$$E_y^{(1)}(x) = B \left[\cos(k_2 d) + \frac{k_3}{k_2} \text{sen}(k_2 d) \right] e^{-k_1(x-d)} \quad d \leq x \leq +\infty \quad (7.32)$$

$$E_y^{(2)}(x) = B \left[\cos(k_2 x) + \frac{k_3}{k_2} \text{sen}(k_2 x) \right] \quad 0 \leq x \leq d \quad (7.33)$$

$$E_y^{(3)}(x) = B e^{k_3 x} \quad -\infty \leq x \leq 0 \quad (7.34)$$

A única constante que precisa ser calculada agora é B . Esta constante pode ser obtida via normalização do campo por intermédio da seguinte equação

$$-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \times H_x^*(x) dx = 1 \quad (W/m)$$

Esta equação nos diz que a densidade de potência óptica transportada pelo modo é de 1 W/m. Sabendo que:

$$H_x(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_y(x), \text{ temos}$$

$$\frac{\beta}{2\omega \mu} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx = 1 \quad \frac{W}{m} \quad (7.35)$$

No caso do guia de onda da Figura 7.7, a Eq. (7.35) ficará dividida em três contribuições distintas, sendo elas:

$$d \leq x \leq +\infty, \text{ onde deverá ser utilizada a Eq. (7.32)}$$

$$0 \leq x \leq d, \text{ onde deverá ser utilizada a Eq. (7.33)}$$

$$-\infty \leq x \leq 0, \text{ onde deverá ser utilizada a Eq. (7.34)}$$

Em todos os casos, a integral resultante apresenta resultado analítico e exato, e é deixada aqui como exercício para o leitor.

7.2.1.2. Modos TM:

A derivação da equação de Helmholtz para modos TM segue o mesmo raciocínio anterior e será, portanto, resumida nesta seção. As componentes de campo neste caso são: H_y, E_x, E_z . A dependência em relação ao tempo e à coordenada espacial z são da

mesma forma $e^{j(\omega t - \beta z)}$, e será omitida nas próximas equações.

Da Eq. (7.10) temos que

$$\hat{x} \left[\frac{\partial E_z}{\partial y} - 0 \right] - \hat{y} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] + \hat{z} \left[0 - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] = -j\omega \mu H_y \hat{y}$$

Agrupando os termos de mesma direção:

Direção \hat{x} :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = 0$$

Direção \hat{z} :

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$$

Direção \hat{y} :

$$-\frac{\partial E_z}{\partial x} - j\beta E_x = -j\omega\mu H_y \quad (7.36)$$

Expandindo (7.11), temos

$$\hat{x} \left[0 - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] - \hat{y} [0 - 0] + \hat{z} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - 0 \right] = j\omega\epsilon [E_x \hat{x} + E_z \hat{z}]$$

Direção \hat{x} :

$$E_x = \frac{\beta}{\omega\epsilon} H_y \quad (7.37)$$

Direção \hat{z} :

$$E_z = -j \frac{1}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (7.38)$$

Substituindo (7.37) e (7.38) em (7.36), resulta

$$j \frac{1}{\omega \varepsilon} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - j \frac{\beta^2}{\omega \varepsilon} H_y = -j \omega \mu H_y$$

Multiplicando ambos os lados por $\left(-\frac{\omega \varepsilon}{j}\right)$, e sabendo que $\omega^2 \mu \varepsilon = k_0^2 n^2$, tem-se

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (7.39)$$

Esta equação é conhecida como a equação de onda de Helmholtz para modo TM. Sua solução segue os mesmos padrões daquela para modos TE, ou seja:

$$H_y(x) = Ae^{-j\kappa x} + Be^{j\kappa x}$$

As condições de radiação exigem que a constante de propagação κ em cada camada seja dada por

$$\kappa_1 = j\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_1^2} = jk_1$$

(puramente imaginário)

$$\kappa_2 = \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta^2} = k_2 \quad (\text{puramente real})$$

$$\kappa_3 = j\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_3^2} = jk_3 \quad (\text{puramente imaginário})$$

Na camada n_1 , temos que

$$H_y^{(1)}(x) = A_1 e^{k_1 x} + B_1 e^{-k_1 x}$$

Este campo deve tender a zero quando x tender a $+\infty$, implicando em $A_1 = 0$. Portanto,

$$H_y^{(1)}(x) = B_1 e^{-k_1 x}$$

ou ainda,

$$H_y^{(1)}(x) = B_1 e^{-k_1(x-d)} \quad \text{válida de } d \leq x \leq +\infty$$

Na camada n_2 o campo deve apresentar oscilação, assim

$$H_y^{(2)}(x) = A_2 e^{-jk_2 x} + B_2 e^{jk_2 x}$$

$$H_y^{(2)}(x) = C \cos(k_2 x) + D \sin(k_2 x) \quad \text{válida de } 0 \leq x \leq d$$

Na camada n_3 , o campo deve decair exponencialmente, ou seja

$$H_y^{(3)}(x) = A_3 e^{k_3 x} + B_3 e^{-k_3 x}$$

Como o campo deve tender a zero quando x tender a $-\infty$, temos que $B_3=0$, assim

$$H_y^{(3)}(x) = A_3 e^{k_3 x} \quad -\infty \leq x \leq 0$$

Reescrevendo os campos, temos

$$H_y^{(1)}(x) = A e^{-k_1(x-d)} \quad d \leq x \leq +\infty \quad (7.40)$$

$$H_y^{(2)}(x) = B \cos(k_2 x) + C \text{sen}(k_2 x) \quad 0 \leq x \leq d \quad (7.41)$$

$$H_y^{(3)}(x) = D e^{k_3 x} \quad -\infty \leq x \leq 0 \quad (7.42)$$

O próximo passo consiste em aplicar as condições de contorno em cada uma das interfaces, para isso devemos conhecer as componentes de campo tangenciais a estas interfaces. No caso de modos TM, essas componentes são H_y e E_z .

a) impondo a continuidade de H_y :

Em $x = d$:

$$H_y^{(1)}(d) = H_y^{(2)}(d)$$

$$A = B \cos(k_2 d) + C \text{sen}(k_2 d) \quad (7.43)$$

Substituindo (7.43) em (7.40), temos

$$H_y^{(1)}(x) = [B \cos(k_2 d) + C \operatorname{sen}(k_2 d)] e^{-k_1(x-d)} \quad (7.44)$$

Em $x = 0$:

$$H_y^{(2)}(0) = H_y^{(3)}(0)$$

$$D = B \quad (7.45)$$

Substituindo (7.45) em (7.42), temos

$$H_y^{(3)}(x) = B e^{k_3 x} \quad (7.46)$$

As Eqs. (7.41), (7.44) e (7.46) são as novas expressões para a componente de campo magnético H_y após a aplicação da primeira condição de contorno. Observe que apenas duas constantes de integração estão presentes nesta etapa (B e C).

b) impondo continuidade de E_z :

Os campos em cada camada foram escritos em função da componente principal, H_y . Agora estamos interessados em aplicar a continuidade de E_z nas interfaces, e para isso precisamos encontrar uma relação entre essas duas componentes de campo. Como no caso anterior, isso já foi feito durante a derivação da equação de onda de Helmholtz, como pode ser visto na Eq. (7.38), ou seja

$$E_z = -j \frac{1}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x}$$

Em $x = d$:

$$-j \frac{1}{\omega \varepsilon_0 n_1^2} \frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial x} \Big|_{x=d} = -j \frac{1}{\omega \varepsilon_0 n_2^2} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial x} \Big|_{x=d}$$

onde foi utilizado o fato de que: $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$, assim $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 n_1^2$ e $\varepsilon_2 = \varepsilon_0 n_2^2$. O termo $\frac{1}{\omega \varepsilon_0}$ é o mesmo em ambos os lados da interface e pode, portanto, ser simplificado. Logo temos:

$$\frac{1}{n_1^2} [-k_1 \{B \cos(k_2 d) + C \operatorname{sen}(k_2 d)\}] = \frac{1}{n_2^2} [-k_2 B \operatorname{sen}(k_2 d) + k_2 C \cos(k_2 d)]$$

Rearranjando, colocando $\cos(k_2 d)$ em evidência, e simplificando, resulta em

$$B = C \cdot \frac{k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \tan(k_2 d) + k_2}{k_2 \tan(k_2 d) - k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \quad (7.47)$$

Em $x = 0$:

$$-j \frac{1}{\omega \varepsilon_0 n_2^2} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial x} \Big|_{x=0} = -j \frac{1}{\omega \varepsilon_0 n_3^2} \frac{\partial H_y^{(3)}}{\partial x} \Big|_{x=0}$$

Simplificando o termo $\frac{1}{\omega \varepsilon_0}$ e rearranjando, temos:

$$B = C \cdot \begin{pmatrix} \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 k_2 \\ k_3 \end{pmatrix} \quad (7.48)$$

As Eqs. (7.47) e (7.48) podem ser escritas na forma matricial da seguinte maneira:

$$\begin{pmatrix} 1 & -\frac{k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \tan(k_2 d) + k_2}{k_2 \tan(k_2 d) - k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \\ 1 & -\left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \frac{k_2}{k_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

A condição para solução não trivial requer que o determinante da matriz de coeficientes seja igual a 0 (zero), então:

$$\frac{k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \tan(k_2 d) + k_2}{k_2 \tan(k_2 d) - k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \frac{k_2}{k_3}$$

Rearranjando, temos

$$\tan(k_2 d) = \frac{k_2 \left[k_1 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 k_3 \right]}{k_2^2 - \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 k_1 k_3} \quad (7.49)$$

A Eq. (7.49) é conhecida como a equação transcendental para modos TM. Mais uma vez, a única variável desconhecida nesta equação é a constante de propagação

longitudinal, β , que pode ser facilmente obtida com qualquer rotina para obtenção de raízes.

As equações de campo podem ser escritas em função de uma única constante de integração (B ou C , ver equações de (7.41) a (7.44) e (7.46)), com o auxílio de (7.48).

Assim, escrevendo em função de B , temos

$$H_y^{(1)}(x) = B \left[\cos(k_2 d) + \left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 \frac{k_3}{k_2} \text{sen}(k_2 d) \right] e^{-i} \quad d \leq x \leq +\infty \quad (7.50)$$

$$H_y^{(2)}(x) = B \left[\cos(k_2 x) + \left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 \frac{k_3}{k_2} \text{sen}(k_2 x) \right] \quad 0 \leq x \leq d \quad (7.51)$$

$$H_y^{(3)}(x) = B e^{k_3 x} \quad -\infty \leq x \leq 0 \quad (7.52)$$

A única constante que precisa ser calculada agora é B . Esta constante pode ser obtida via normalização do campo para modos TM por intermédio da seguinte equação

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x) \times H_y^*(x) dx = 1 \quad (W/m)$$

Esta equação nos diz que a densidade de potência óptica transportada pelo modo é de 1 W/m. Sabendo que:

$$E_x(x) = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_y(x), \text{ temos}$$

$$\frac{\beta}{2\omega \varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} |H_y(x)|^2 dx = 1 \quad \frac{W}{m} \quad (7.53)$$

No caso do guia de onda da Figura 7.7, a Eq. (7.53) ficará dividida em três contribuições distintas, sendo elas

$d \leq x \leq +\infty$, onde deverá ser utilizada a Eq. (7.50)

$0 \leq x \leq d$, onde deverá ser utilizada a Eq. (7.51)

$-\infty \leq x \leq 0$, onde deverá ser utilizada a Eq. (7.52)

Em todos os casos, a integral resultante apresenta resultado analítico e exato, e é deixada aqui como exercício para o leitor.

7.1.1. Guias de Ondas Cilíndricos

A fibra óptica é um guia de onda cilíndrico formado, tipicamente, por um núcleo com diâmetros variando entre 10 e 50 μm , e uma casca com diâmetro variando entre 125 e 400 μm . Para que esta estrutura suporte a propagação de luz em seu núcleo, o índice de refração deste meio deve ser ligeiramente superior ao índice de refração da casca. O procedimento de análise de uma fibra óptica é similar ao de guias de ondas retangulares, com a diferença de que as coordenadas agora são cilíndricas. Para a fibra mostrada na Figura 7.8, o sistema de coordenadas é definido com o eixo z situado ao longo do eixo da fibra. Sendo assim, para uma onda eletromagnética se propagando na direção z , temos [7]:

$$\bar{E} = E_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.54)$$

$$\bar{H} = H_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.55)$$

Nas equações acima o parâmetro que mais nos interessa é a constante de propagação longitudinal β . Esta constante de propagação será determinada nos mesmos moldes daquelas dos guias retangulares, o que requer o casamento das componentes tangenciais de campos elétrico e magnético na interface entre o núcleo e a casca da fibra.

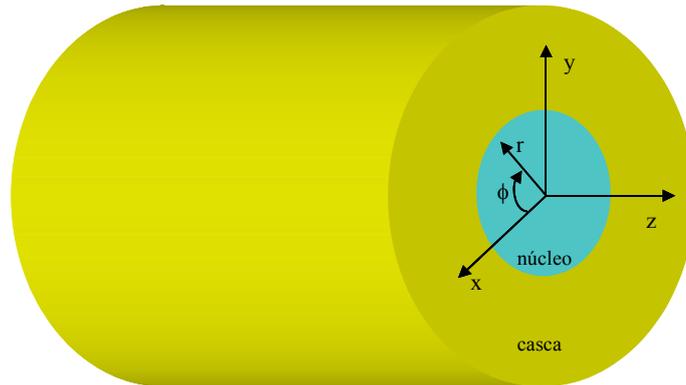


Figura 7.8. Fibra óptica e sistema de coordenadas cilíndricas.

Substituindo as Eqs. (7.54) e (7.55) nas equações de Maxwell (7.4) e (7.5) resulta

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial \phi} + jr\beta E_\phi \right) = -j\omega\mu H_r \quad (7.56)$$

$$j\beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu H_\phi \quad (7.57)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] = -j\omega\mu H_z \quad (7.58)$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \phi} + jr\beta H_\phi \right) = j\omega\varepsilon E_r \quad (7.59)$$

$$j\beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -j\omega\epsilon E_\phi \quad (7.60)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] = j\omega\epsilon E_z \quad (7.61)$$

Estas equações podem ser trabalhadas de forma que todas as componentes de campo podem ser escritas em termos de E_z e H_z apenas, ou seja

$$E_r = -\frac{j}{q^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega\mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right] \quad (7.62)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{q^2} \left[\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \quad (7.63)$$

$$H_r = -\frac{j}{q^2} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega\epsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \quad (7.64)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{q^2} \left[\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (7.65)$$

onde $q^2 = k^2 - \beta^2$ e $k^2 = \omega^2 \mu\epsilon$. Substituindo (7.64) e (7.65) na Eq. (7.61) resulta na seguinte equação de onda em coordenadas cilíndricas para campo elétrico

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad (7.66)$$

Substituindo (7.62) e (7.63) na Eq. (7.58) resulta na seguinte equação para campo magnético

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (7.67)$$

As soluções de (7.66) e (7.67) podem ser classificadas de acordo com o número de componentes de campo longitudinais presentes da seguinte forma: 1) se $E_z=0$ os modos assim obtidos são denominados modos elétricos transversais, ou modos TE; 2) Se $H_z=0$ os modos são denominados modos magnéticos transversais, ou modos TM; e, finalmente, se E_z e H_z são ambos diferentes de zero, os modos são denominados modos híbridos, podendo ser separados em modos EH (se E_z é a componente mais significativa) e modos HE (se H_z é a componente mais significativa).

A expansão a seguir refere-se apenas à solução da Eq. (7.66), uma vez que (7.67) pode ser resolvida de forma análoga. Para fibras com perfil de índice gradual, o leitor é referido ao ótimo livro de Gerd Keiser intitulado “*Optical Fiber Communications*” [7]. A solução de (7.66) é obtida mais facilmente se utilizarmos o conceito de separação de variáveis. Como pode ser observado na Eq. (7.54), a componente E_z é uma função de r, ϕ, z e t . Ao utilizarmos separação de variáveis estamos supondo que as variações ao longo de r, ϕ, z e t não apresentam nenhuma dependência entre si. Sendo assim, podemos escrever uma solução para a componente E_z como sendo

$$E_z = E_0 R(r) F(\phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.68)$$

Vale lembrar que a dependência em relação ao tempo e a z já foram definidas em (7.54) e (7.55). Em virtude da geometria circular da fibra, sabemos que cada componente de campo elétrico e magnético não pode apresentar variação se a coordenada ϕ apresentar uma rotação de 2π . Portanto, podemos supor que a função $F(\phi)$ apresenta uma variação periódica da forma

$$F(\phi) = e^{j\nu\phi} \quad (7.69)$$

onde ν é um número inteiro positivo ou negativo. Substituindo (7.69) em (7.68) e a expressão resultante em (7.66), temos

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \left(q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (7.70)$$

O leitor mais atento irá observar que esta é a equação diferencial para as funções de Bessel. Isto simplifica razoavelmente nosso trabalho uma vez que suas soluções são funções já tabeladas que podem ser encontradas em vários livros de tabelas matemáticas. A solução de (7.70) deve ser obtida tanto dentro quanto fora do núcleo da fibra, e para cada região uma função de Bessel específica deve ser utilizada. Como sabemos, na região do núcleo da fibra os campos devem apresentar oscilação enquanto que na casca devem apresentar decaimento exponencial. No primeiro caso, oscilação, a função de Bessel a ser utilizada é a $J_n(z)$ e no segundo, decaimento, a função é a $K_n(z)$. Assim, para uma fibra cujo raio do núcleo é a , a solução para $r < a$ (dentro do núcleo) para campo elétrico e magnético pode ser escrita como

$$E_z(r) = AJ_\nu(ur) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.71)$$

$$H_z(r) = BJ_\nu(ur) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.72)$$

onde A e B são constantes arbitrárias, $u = \sqrt{k_1^2 - \beta^2}$, $k_1 = k_0 n_1$, n_1 é o índice de refração do núcleo, $k_0 = 2\pi/\lambda$, e λ é o comprimento de onda da luz no vácuo. Na região da casca ($r > a$), temos

$$E_z(r) = CK_v(wr)e^{jv\phi}e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.73)$$

$$H_z(r) = DK_v(wr)e^{jv\phi}e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (7.74)$$

onde C e D são constantes arbitrárias, $w = \sqrt{\beta^2 - k_2^2}$, $k_2 = k_0 n_2$, e n_2 é o índice de refração da casca. Para que as funções de Bessel J e K descrevam o comportamento do campo corretamente, ou seja, oscilação no núcleo e decaimento exponencial na casca da fibra, as constantes de propagação w e u devem ambas ser puramente reais. Isto impõe uma restrição na faixa de variação possível para a constante de propagação β da seguinte forma

$$k_0 n_2 \leq \beta \leq k_0 n_1$$

Qualquer valor fora desta faixa irá produzir valores puramente imaginários para w e/ou u . O próximo passo consiste em promover o casamento das condições de contorno das componentes tangenciais à interface núcleo-casca. Isto nos permitirá obter uma equação transcendental onde a única variável a ser determinada é a constante de propagação longitudinal β . As componentes tangenciais em um guia de onda cilíndrico como a fibra são: E_ϕ e E_z para as componentes de campo elétrico, e H_ϕ e H_z para as componentes de campo magnético. As Eqs. (7.71)-(7.74) já representam as componentes tangenciais na direção z e podem ser utilizadas diretamente. Já as componentes tangenciais em ϕ devem ser obtidas a partir das Eqs. (7.63) para campo elétrico, e (7.65) para o campo magnético. Assim, o casamento das componentes tangenciais deve se proceder em $r = a$, uma vez que esta é a única interface em uma fibra óptica. Assim, a expansão deve ser feita seguindo a seguinte receita:

$$1) \quad E_z^{\text{núcleo}}(r = a) = E_z^{\text{casca}}(r = a)$$

$$2) \quad E_{\phi}^{n\u00facleo}(r = a) = E_{\phi}^{casca}(r = a)$$

$$3) \quad H_z^{n\u00facleo}(r = a) = H_z^{casca}(r = a)$$

$$4) \quad H_{\phi}^{n\u00facleo}(r = a) = H_{\phi}^{casca}(r = a)$$

O casamento das condi\u00e7\u00f5es de contorno \u00e9 trivial e segue o mesmo processo que foi detalhado para guias de ondas retangulares e ser\u00e1, portanto, omitido aqui. O leitor interessado em acompanhar todos os passos da expans\u00e3o deve se referir ao Cap\u00edtulo 2 do livro do Keiser [7]. Uma vez concluido o casamento das componentes tangenciais, as equa\u00e7\u00f5es resultantes tamb\u00e9m poder\u00e3o ser escritas em forma matricial. Fazendo o determinante da matriz dos coeficientes igual a zero resulta na seguinte equa\u00e7\u00e3o transcendental para a constante de propaga\u00e7\u00e3o β

$$\left(\frac{J'_v(ua)}{uJ_v(ua)} + \frac{K'_v(wa)}{wK_v(wa)} \right) \cdot \left(k_1^2 \frac{J'_v(ua)}{uJ_v(ua)} + k_2^2 \frac{K'_v(wa)}{wK_v(wa)} \right) = \left(\frac{\beta v}{a} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2 \quad (7.75)$$

Apesar de sua apar\u00eancia complicada, a \u00fanica vari\u00e1vel desconhecida nesta equa\u00e7\u00e3o \u00e9 β , que por sua vez pode ser facilmente obtida com qualquer rotina para se encontrar ra\u00edzes de fun\u00e7\u00f5es. A fun\u00e7\u00e3o de Bessel J_v , apresenta um comportamento oscilat\u00f3rio, como j\u00e1 foi mencionado anteriormente. Isto ir\u00e1 fazer com que, para um determinado valor de v , existam m ra\u00edzes poss\u00edveis para esta equa\u00e7\u00e3o. Por esta raz\u00e3o, as constantes de propaga\u00e7\u00e3o longitudinal s\u00e3o melhor definidas em termos destes dois sub-\u00edndices, ou seja, β_{vm} . Portanto, os modos propagantes correspondendo a cada uma destas constantes de propaga\u00e7\u00e3o s\u00e3o assim denominados: TE_{vm} , TM_{vm} , HE_{vm} e EH_{vm} . Em uma fibra

óptica todos os modos são híbridos ($E_z \neq 0$ e $H_z \neq 0$), exceto aqueles nos quais $v = 0$.

Quando $v = 0$, a Eq. (7.75) reduz-se à seguinte forma:

$$\frac{J_1(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K_1(wa)}{wK_0(wa)} = 0$$

a qual representa a equação transcendental para modos TE_{0m} ($E_z = 0$), e

$$k_1^2 \frac{J_1(ua)}{uJ_0(ua)} + k_2^2 \frac{K_1(wa)}{wK_0(wa)} = 0$$

a qual representa a equação transcendental para modos TM_{0m} ($H_z = 0$).

Com isso o leitor tem as ferramentas básicas necessárias para o projeto de sensores ópticos baseados em fibra. Vale a pena lembrar que em termos de sensores ópticos o que se deseja é que a luz seja influenciada o máximo possível pelo material a que se deseja sensoriar. Por exemplo, ao substituirmos a casca da fibra por um líquido cujo índice de refração é mais elevado, o campo óptico nesta região irá penetrar mais acentuadamente dentro do líquido, reduzindo a potência óptica no núcleo. Esta variação de potência óptica no núcleo pode ser percebida por um fotodetector colocado na saída da fibra, e o sinal elétrico assim obtido pode então ser tratado e associado a algum parâmetro de interesse do material sendo medido.

Como se pode ver, é impossível se fazer um projeto criterioso de sensores ópticos, sejam eles integrados ou em fibra, sem o profundo conhecimento de como a luz irá interagir com o mensurando. O projeto de sensores ópticos passa, necessariamente, por uma boa análise eletromagnética do problema, pois esta nos permite antecipar o comportamento da luz dentro do sensor para qualquer situação.

7.3. ÓPTICA INTEGRADA

Na década de 60 foram lançadas as bases para o que hoje conhecemos como óptica integrada [8]-[10]. Óptica integrada refere-se à aplicação de filmes finos e tecnologia de microfabricação para definição e desenvolvimento de sistemas ópticos em miniatura [11]. No início, as pesquisas em óptica integrada estavam voltadas para a área de comunicações [12]. No entanto, com o aprimoramento das técnicas de microfabricação e pesquisa em novos materiais, o espectro de influência da optoeletrônica tem se estendido por várias áreas. Dentre elas incluem-se: guiamento da luz, modulação, filtragem, interferometria, processamento de sinais, acoplamento de sinais, geração, detecção, sensoriamento etc.

Notadamente, um dos campos que mais tem se beneficiado desse fenômeno é o de sensores. A utilização de sensores ópticos integrados oferece muitas vantagens sobre os sensores convencionais, tais como: larga faixa de temperatura de operação; imunidade eletromagnética devido à altíssima frequência da luz; tomadas de medidas sem contato físico, o que possibilita sua utilização em ambientes hostis; tamanho e peso reduzidos; utilização de tecnologia da indústria microeletrônica; reprodutibilidade e baixo custo em função do potencial de produção em larga escala; e possibilidade de integração de dispositivos ópticos e eletrônicos num mesmo substrato [13]. Além disso, as técnicas de detecção de variações no campo óptico estão bastante amadurecidas o que proporciona alta sensibilidade aos sensores ópticos. Isso tem permitido um vasto espectro de aplicações podendo ser citadas refratômetros [14]-[21], sensores de gás [22], sensores de pressão [23]-[24], biosensores [25]-[26] etc. Em sua grande maioria, estas estruturas utilizam a configuração tipo Mach-Zehnder, a qual é descrita em mais detalhes a seguir. A Figura 7.9 ilustra algumas das configurações mais comumente encontradas em dispositivos ópticos integrados. Observe que nos exemplos ilustrados nesta figura as estruturas foram consideradas apresentando eletrodos em sua parte superior. Neste caso, as variações de intensidade luminosa na saída dos mesmos ocorre em função da variação da tensão aplicada, permitindo que estas estruturas sejam utilizadas como

moduladores ópticos. No caso de sensores ópticos os eletrodos são substituídos pelo material que se deseja sensoriar.

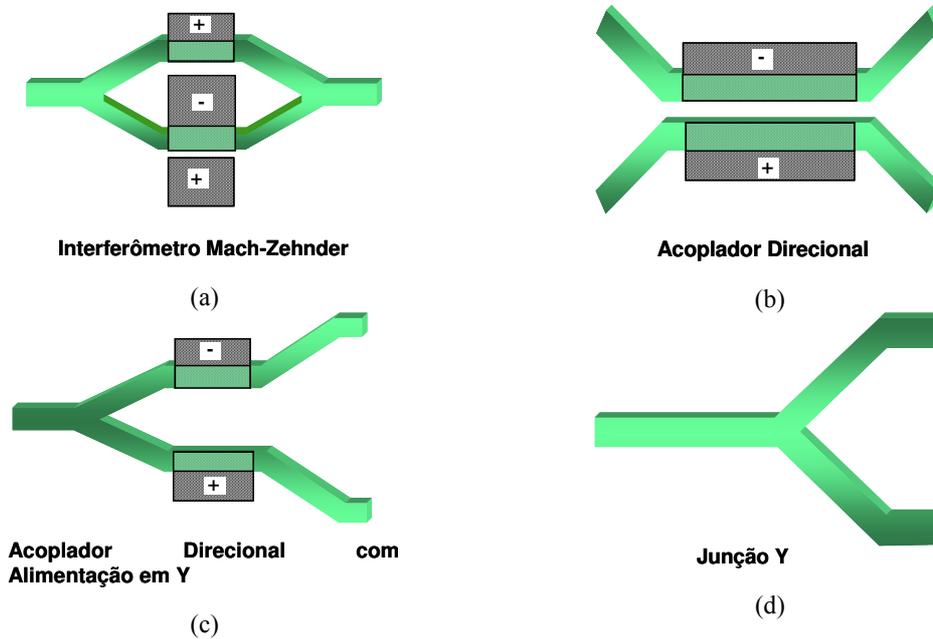


Figura 7.9. Geometrias comumente encontradas para guias de ondas ópticos integrados. Nos casos (a)-(c), a variação da intensidade luminosa na saída dos dispositivos é obtida via aplicação de uma tensão de polarização. A estrutura (d) pode ser utilizada como um divisor de potência óptica. No caso de sensores, os eletrodos são substituídos pelo material que se deseja sensoriar.

7.1.1. Interferômetro Mach-Zehnder

O interferômetro de Mach-Zehnder é um dispositivo que foi inventado há mais de cem anos, mas continua sendo utilizado extensivamente tanto pela indústria de sensores quanto a de telecomunicações. Neste tipo de dispositivo, a luz é dividida igualmente entre dois braços (uma junção Y), sendo que um deles é tomado como o braço de referência e o outro, no caso de sensores, como o braço sensor. No primeiro, a luz passa sem sofrer perturbações, enquanto que no outro (o braço sensor), a luz é influenciada por alguma grandeza externa. O próximo passo consiste em recombinar a luz proveniente destes dois braços de modo a permitir que haja uma interferência entre ambas, e isto é feito utilizando uma segunda junção Y. A perturbação produzida no

braço sensor produz uma variação na fase da luz que, quando recombinada com a luz proveniente do braço de referência, resulta em uma variação proporcional de intensidade na saída do dispositivo. A Figura 7.10 ilustra uma configuração típica de um interferômetro Mach-Zehnder utilizado em óptica integrada [16], [20]-[21], [25]-[28]. Vale lembrar que este mesmo tipo de dispositivo pode ser também construído inteiramente em fibra [29]-[30].

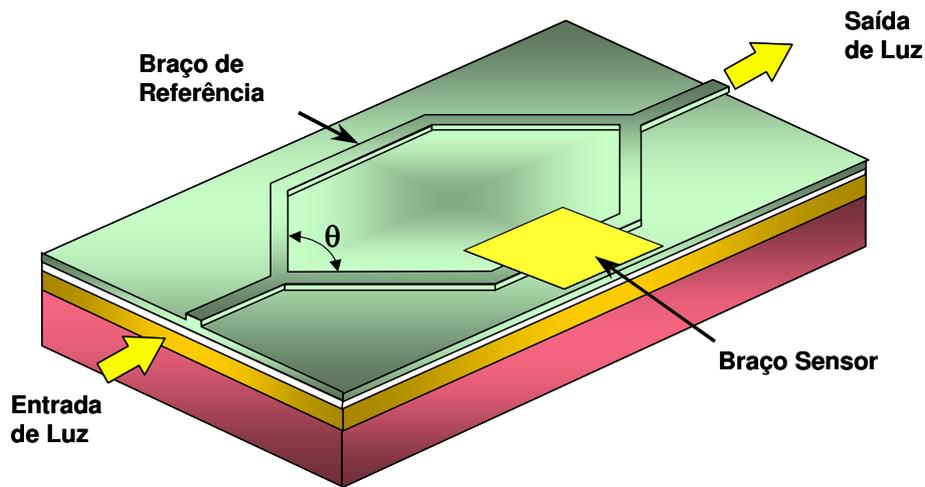


Figura 7.10. Vista tridimensional de uma estrutura Mach-Zehnder tipo “costela”. Em guias de ondas convencionais o ângulo de abertura, θ , comumente utilizado é de $1/100$ rd.

A potência óptica na saída de um Mach-Zehnder pode ser facilmente descrita através da seguinte equação

$$I = \frac{1}{2}(1 + \cos(\theta)) \quad (7.76)$$

onde θ é a defasagem entre os dois braços do dispositivo provocada, por exemplo, por uma tensão aplicada ou pela atuação de alguma grandeza no braço sensor (tal como pressão). Quando a defasagem entre o braço de referência e o braço sensor for $\theta = 0^\circ$, a saída apresentará nível de potência óptica máxima (o que entrou é transmitido para a

saída). Por outro lado, quando $\theta = 180^\circ$, a saída apresentará nível zero de potência óptica.

O comportamento da luz guiada por esta estrutura é fortemente influenciado pelo ângulo de abertura das duas junções Y. Este efeito pode ser facilmente visualizado pela simulação da propagação de campo óptico na junção Y de entrada para um ângulo de abertura de apenas 0,1 radiano, como mostra a Figura 7.11. Observe que há uma grande perda de potência óptica por radiação nesta estrutura, ou seja, grande parte da luz deixa de ser confinada na região do núcleo e se espalha pela estrutura, inviabilizando sua utilização. Diminuindo este ângulo de abertura para apenas 0,01 radiano, a transição passa a ser mais suave e a luz pode se propagar sem perda de potência óptica, como mostra a Figura 7.12. Neste exemplo a potência óptica de entrada foi dividida igualmente (divisão de 3 dB) entre os dois braços. Na prática, o ângulo de abertura de uma estrutura Mach-Zehnder (ou de uma junção Y) está mesmo em torno de 0,01 radiano exatamente para evitar esses problemas.

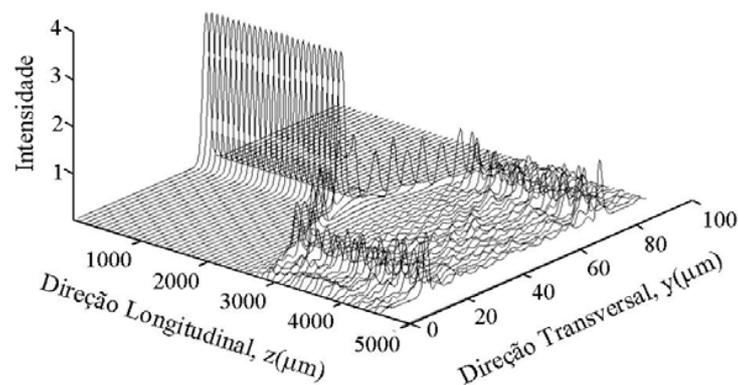


Figura 7.11: Junção Y exibindo um ângulo de abertura de 0,1 radiano. Parte da luz guiada é perdida por radiação.

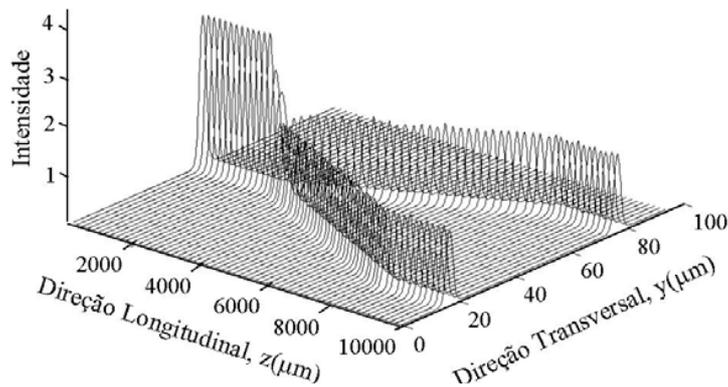


Figura 7.12. Junção Y exibindo um ângulo de abertura de 0,01 radiano. A luz é confinada perfeitamente dentro do guia de onda e é dividida 50% em cada braço (divisor 3dB).

Levando em conta o ângulo de abertura da junção Y discutido acima, considere, agora, uma estrutura Mach-Zehnder sem perdas onde nenhuma perturbação é aplicada no braço sensor. Neste caso, a luz que entra no dispositivo é primeiramente dividida igualmente entre os dois braços (3 dB), passa pelos guias de ondas paralelos, e depois é novamente recombinada por intermédio da segunda junção Y. Como não houve nenhum tipo de perturbação no braço sensor, a luz deve ser transmitida para a saída sem atenuação, como mostra a Figura 7.13. Se o braço sensor, por sua vez, vier a sofrer algum tipo de perturbação, haverá uma variação no índice de refração do material e, conseqüentemente, uma defasagem entre os modos que se propagam nos dois braços. Se a defasagem entre ambos os modos for de 180° , quando estes se recombinarem na segunda junção Y, não haverá nenhuma luz emergindo na saída do dispositivo. A Figura 7.14 ilustra um caso onde uma pequena defasagem foi criada no braço sensor de modo que apenas parte da luz emerge na saída do dispositivo. Este efeito de modulação da luz pode ser utilizado em aplicações tanto na indústria de sensores ópticos quanto na de telecomunicações.

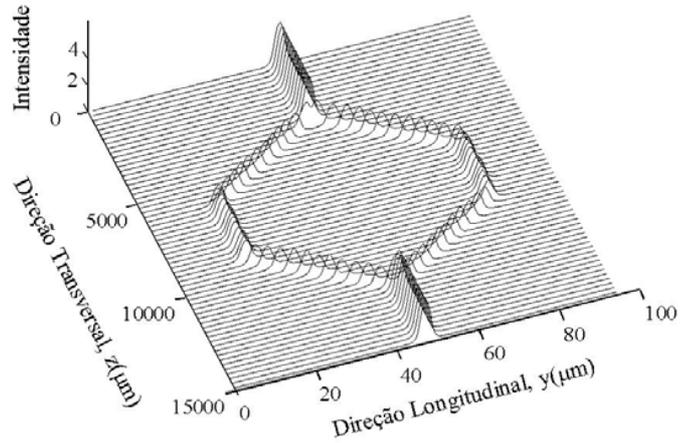


Figura 7.13. Propagação de luz em uma estrutura Mach-Zehnder sem perturbação. Toda luz acoplada na entrada será transmitida para a saída sem atenuação.

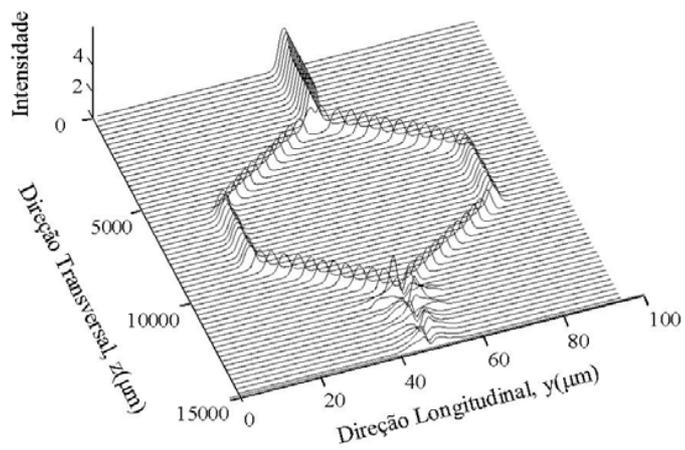


Figura 7.14. Propagação de luz em uma estrutura Mach-Zehnder com uma pequena perturbação no braço sensor. Apenas uma parte da luz acoplada na entrada será transmitida para a saída.

7.1. FIBRA ÓPTICA

A fibra óptica, como definida na seção 7.1.2, é uma guia de onda em formato cilíndrico onde o núcleo do guia de onda (entre 10 e 50 μm) apresenta um índice de refração

ligeiramente superior em relação à casca. Os materiais que compõem a fibra devem satisfazer os seguintes requisitos:

- permitir a fabricação de fibras de comprimento longo, finas e flexíveis;
- devem ser transparentes em um determinado comprimento de onda para permitir guiamento eficiente de luz;
- disponibilidade de materiais fisicamente compatíveis com índices de refração ligeiramente diferentes.

Dois tipos de materiais que satisfazem plenamente estes requisitos são o quartzo e os plásticos. Sendo assim, é possível encontrar fibras apresentando diversas combinações de materiais, tais como núcleo e casca de polímero, inteiramente baseadas em sílica (estas utilizadas principalmente em comunicações, onde a variação dos índices de refração entre casca e núcleo são conseguidas pela dopagem com germânio, pentóxido de fósforo ou óxido de boro), e também com o núcleo de sílica e casca de plástico. Os tipos mais comuns de fibras são ilustrados na Figura 7.15. Elas são divididas em dois grupos em função do número de modos que se propagam em seu núcleo. Assim temos as fibras monomodo, quando apenas um modo se propaga (este modo é conhecido como o modo HE_{11}), e fibras multimodo, quando vários modos são suportados pela fibra. As fibras monomodo apresentam um diâmetro do núcleo geralmente em torno de 8 a $12\mu\text{m}$, e o núcleo é sempre formado por um material cujo índice de refração (ligeiramente maior que o da casca) não é constante. Isso faz com que exista um degrau de índices na interface entre núcleo e casca. Por este motivo, este tipo de fibra é conhecido como fibra monomodo de índice degrau. As fibras multimodo, por sua vez, podem apresentar diâmetros acima de $50\mu\text{m}$ com um perfil de índice de refração que tanto pode ser do tipo degrau (como no caso das fibras monomodo), quanto gradual. Neste último caso, o

índice de refração é máximo no centro do núcleo da fibra e vai diminuindo gradualmente à medida em que se afasta do centro [7].

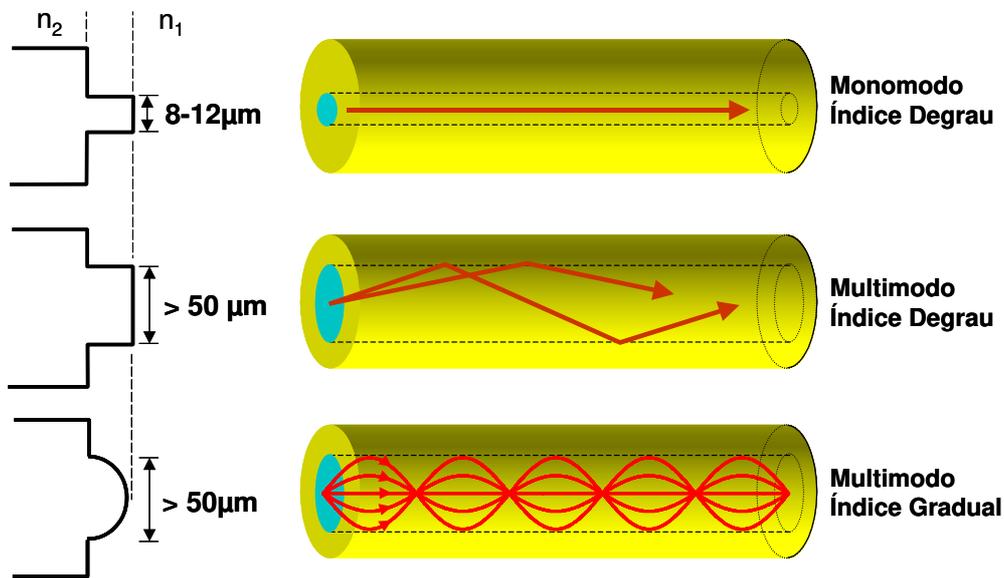


Figura 7.15. Tipos mais comuns de fibras ópticas.

As fibras, embora sejam um excelente meio de transmissão de informações em forma de luz, apresentam perdas de propagação que causam atenuação do sinal que chega ao fotodetector. Estas perdas variam em função do comprimento de onda da luz como mostra a Figura 7.16. Nesta figura também são indicadas as três janelas principais para utilização da fibra em comunicações ópticas. Estas “janelas” são na verdade regiões de baixas perdas de propagação. Estas perdas são provenientes de vários mecanismos diferentes, tais como:

Absorção

Podem ser divididas em três componentes distintas:

- devido à presença de defeitos na estrutura atômica do material;
- devido à presença de impurezas adicionadas involuntariamente durante a fabricação do material;

a) devido aos próprios átomos que constituem o material.

Os picos de absorção que são vistos na curva da Figura 7.16 são devidos à presença do íon OH^- que ocorrem durante o processo de fabricação da preforma (bastão de cerca de 1m de comprimento e 1cm de diâmetro que irá se transformar na fibra óptica). Para se ter uma idéia da atenuação produzida por este íon, basta dizer que apenas umas poucas partes por bilhão podem provocar perdas da ordem de 20 dB/km.

Espalhamento Rayleigh

Resulta das variações microscópicas na densidade do material. Estas perdas são proporcionais a $1/\lambda^4$, ou seja, são maiores para comprimentos de onda menores. Este tipo de perda não pode ser eliminado.

Perdas em microcurvaturas

Ocorre devido a variações de velocidade no processo de puxamento da fibra.

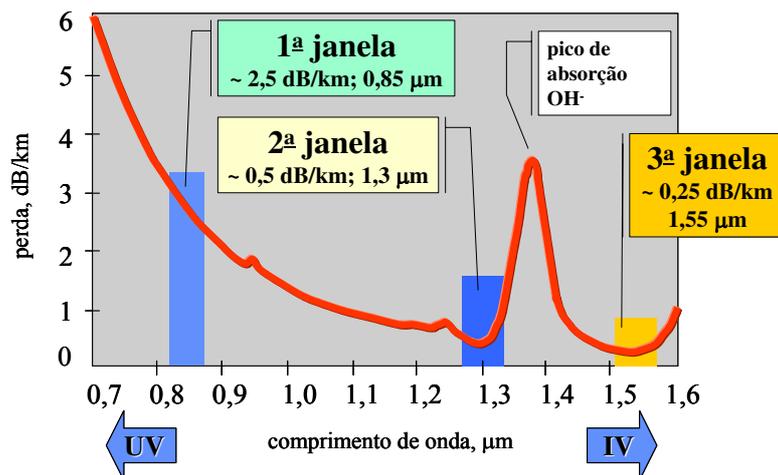


Figura 7.16. Curva de perdas em função do comprimento de onda da luz para uma fibra óptica convencional. UV=ultra-violeta, IV=infra-vermelho.

Como definido anteriormente, as fibras são classificadas quanto ao número de modos que se propagam em seu núcleo como sendo monomodo ou multimodo. No caso das fibras monomodo, o diâmetro do núcleo (da ordem de $10\mu\text{m}$) impõe uma restrição significativa quanto ao tipo de fonte óptica que se pode utilizar em sua excitação e, principalmente, quanto ao tipo de aplicação a que ela se destina. Sendo assim, as fibras monomodo são utilizadas nas seguintes aplicações:

Enlaces de curta e longa distâncias;
Entroncamentos urbano, interurbano e submarino;
Transmissão de telefonia básica, dados, CATV.

Em todos os casos, a fonte óptica a ser utilizada deve ser, necessariamente, o laser. Isto se deve ao fato de que o diâmetro do feixe do laser é compatível com o diâmetro do núcleo da fibra, permitindo assim um melhor acoplamento de luz. O LED, por apresentar um diâmetro de feixe muito mais largo, além de uma potência óptica consideravelmente inferior à do laser, proporciona um baixíssimo acoplamento de luz em fibras monomodo. Ambas as fontes serão tratadas em mais detalhes neste capítulo.

As fibras multimodo, por sua vez, apresentam diâmetros de núcleo superiores a $50\mu\text{m}$, o que torna muito mais fácil o processo de acoplamento de luz em seu núcleo. Assim, tanto o laser quanto o LED podem ser utilizados para a sua excitação. Adicionalmente, o grande diâmetro do núcleo nestas fibras facilita consideravelmente o processo de alinhamento entre a fonte óptica e a fibra. Estas fibras são normalmente utilizadas nas seguintes aplicações:

Enlaces de curta distância;
Redes de computadores (Local Area Network-LAN);

Transmissão de dados, voz, vídeo.

Os itens discutidos acima são ilustrados na Figura 7.17.

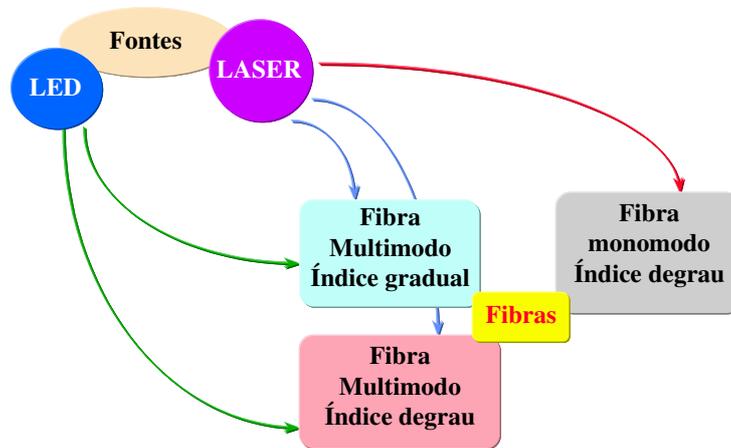


Figura 7.17. Tipos de fibras e as respectivas fontes ópticas utilizadas na sua excitação.

7.1. COMPONENTES EMPREGADOS EM SISTEMAS DE SENSORIAMENTO

O desenvolvimento de componentes para fibra óptica tem sido motivado não somente pelas necessidades dos sistemas de telecomunicação mas também pelos avanços apresentados pela tecnologia de sensores à fibra. Várias funções têm sido extensivamente investigadas de modo a encontrar soluções para estas necessidades, incluindo acopladores direcionais, polarizadores e moduladores que são peças-chave no estudo de sensores. A seguir será apresentado um breve resumo do princípio de funcionamento dos principais componentes.

7.1.1. Acopladores

Acopladores ópticos são dispositivos que permitem que a luz seja transferida de um guia de onda para outro, periodicamente. Para isso, dois ou mais guias de ondas devem estar suficientemente próximos de forma a permitir que o campo evanescente do modo em um dos guias enxergue o núcleo do(s) guia(s) de onda adjacente(s). Quando os modos dos guias acoplados exibem a mesma velocidade de fase, a interação ressonante acontece e a transferência total de energia ocorre. Esta habilidade de transferir a potência óptica entre guias de ondas para modelar as funções dos tradicionais divisores de feixe foi reconhecida em um primeiro estágio como uma das principais necessidades para o desenvolvimento de sensores interferométricos totalmente à fibra.

Em óptica integrada, a fabricação de acopladores ópticos se dá por meio do crescimento, ou deposição, de materiais com índices de refração diferentes de forma a construir uma estrutura multicamadas. Um exemplo típico de acoplador óptico integrado pode ser visto na Figura 7.17. No caso de acopladores baseados em fibra, é necessária uma modificação física na estrutura de acoplamento de maneira a aproximar os núcleos das fibras. Para este fim, três métodos básicos têm sido desenvolvidos na literatura: 1) retirada da maioria da camada de casca por meio de corrosão química; 2) remoção parcial da camada de casca em ambas as fibras por meio de um polimento mecânico controlado; e 3) fusão de duas fibras após um leve entrelaçamento entre elas e posterior aquecimento.

Seja qual for o tipo de acoplador escolhido, fibra ou óptica integrada, é possível produzir diferentes taxas de acoplamento pela simples variação das condições de propagação em cada um dos guias. Assim, se o que se deseja é um acoplador 3 dB (que divide a potência meio a meio entre os dois guias), então ambos os guias deverão apresentar a mesma constante de propagação e, por conseguinte, velocidade de fase. Qualquer perturbação na constante de propagação de um dos guias de onda irá causar uma variação correspondente na velocidade de fase e, conseqüentemente, irá reduzir a transferência de potência óptica entre ambos.

Devido à sua natureza periódica, a luz poderá ser totalmente transferida de um guia para outro após uma distância L , e voltar para o guia de onda inicial após percorrer novamente esta mesma distância. Este comportamento é ilustrado na Figura 7.19 que foi obtida pela simulação do acoplador mostrado na Figura 7.17. Com base nesta simulação, observe que caso o comprimento total do dispositivo terminasse no ponto (a), toda energia lançada na porta 2 seria acoplada na porta 3. Terminando no ponto (b), a luz seria acoplada uma vez no guia superior, voltaria novamente para o guia inferior e sairia via porta 4. Nos pontos (c) e (d) o raciocínio é similar. Este tipo de comportamento possibilita também a utilização deste dispositivo como uma chave óptica. Para que esta estrutura seja transformada em um sensor, basta que uma perturbação seja colocada em um dos braços como mostra a Figura 7.17. A intensidade de luz na saída irá variar em função da grandeza sendo medida.

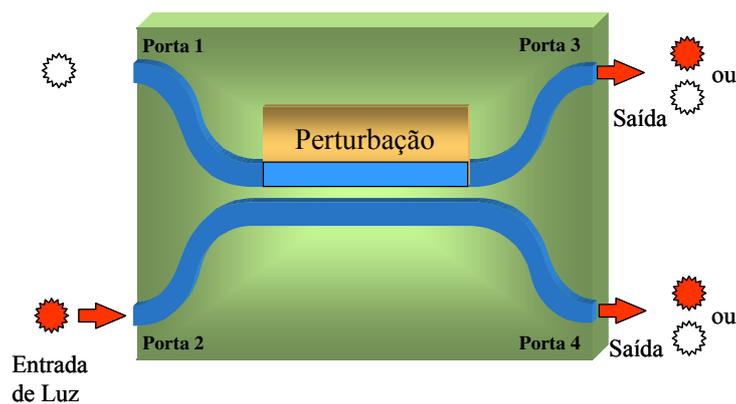


Figura 7.17. Acoplador direcional. Supondo que a luz seja lançada na porta 2, a saída poderá ser tanto na porta 3 quanto na porta 4, tudo dependerá do projeto do acoplador.

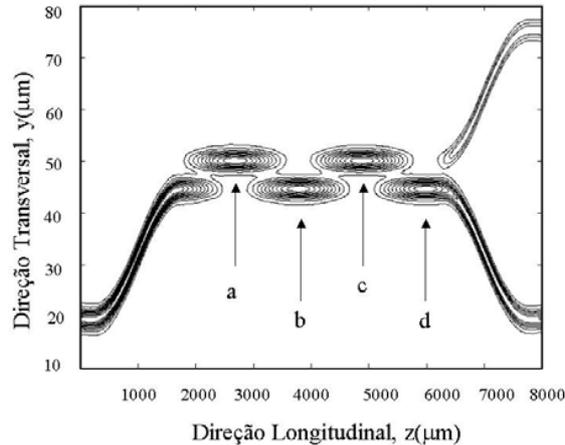


Figura 7.19. Simulação da propagação de luz em um acoplador direcional. Se o comprimento do dispositivo terminasse no ponto (a), toda energia lançada na porta 2 seria acoplada na porta 3. Terminando no ponto (b), a luz seria acoplada uma vez para o guia superior, voltaria novamente para o guia inferior e sairia via porta 4. Nos pontos (c) e (d) o raciocínio é similar.

7.1.1. Filtros

Os filtros ópticos são componentes extremamente necessários pois permitem selecionar um sinal específico (ou seja, um comprimento de onda) em meio a vários disponíveis em um mesmo sistema óptico. Filtros do tipo Fabry-Perot baseados em fibras são comercialmente disponíveis. Estes filtros são constituídos por uma cavidade ressonante em cujas faces de entrada e saída apresentam espelhos com alta refletividade. Este dispositivo sintoniza o comprimento de onda desejado por meio da alteração do espaço de separação entre os espelhos. A separação tem seu tamanho alterado por meio de materiais piezo-elétricos ou por meio da temperatura. Uma outra alternativa para se obter um filtro Fabry-Perot sintonizável é o preenchimento da cavidade com cristal líquido ferro-elétrico [29]. O índice de refração da cavidade, e por consequência o comprimento óptico, varia por meio da aplicação de uma tensão elétrica. A aplicação de tensão elétrica altera o alinhamento molecular dos cristais e por sua vez provoca a alteração do índice de refração da cavidade.

Filtros baseados em fibras ópticas possuem a vantagem de serem facilmente integrados ao enlace óptico. Este efeito diminui consideravelmente as perdas por inserção. Diversos filtros baseados em fibras vem sendo propostos e implementados utilizando a configuração de acoplador direcional [30]. Entre os filtros baseados em acopladores direcionais podemos citar os acopladores em transição fundidos e os acopladores em fibra com núcleos assimétricos. O filtro acoplador em transição fundido possui grande largura de banda e pode ser utilizado somente na seleção de canais bem espaçados. Por outro lado, o filtro acoplador em fibra com núcleos assimétricos fornece largura de banda estreita com o máximo de transmissão ocorrendo para o comprimento de onda para o qual ocorre o casamento de fase entre as duas fibras. A principal característica deste filtro é a insensibilidade à polarização [31].

7.1.1. Polarizadores

Polarizadores são dispositivos capazes de impedir a passagem de luz quando esta apresentar um estado de polarização ortogonal ao deste dispositivo. Se a luz incidente apresentar a mesma orientação do polarizador, ela não sofrerá nenhum tipo de atenuação ao passar pelo mesmo. Sensores interferométricos baseados em fibras monomodo tradicionais são fortemente afetados pela presença dos dois modos degenerados da fibra. Estes modos são ortogonais um ao outro, o que nos permite selecionar qualquer um deles pelo simples ajuste da direção do polarizador à do modo que se deseja na saída. Em aplicações tais como o giroscópio baseado em fibra, a razão de extinção de um polarizador (o quanto uma polarização é atenuada em relação à que é permitida passar) precisa ser maior que 100 dB [2]. Na tentativa de atender tais objetivos, várias abordagens têm sido investigadas na literatura, incluindo o desenvolvimento de fibras com polarização mantida e com polarização única, assim como polarizadores baseados em fibra do tipo invasivo (quando o campo evanescente

do modo guiado é acessado de forma a produzir uma atenuação no mesmo) e não-invasivo (quando o acesso ao campo evanescente não é requerido).

7.4.0. Amplificadores

Os amplificadores ópticos são dispositivos capazes de amplificar a luz incidente por meio de emissão estimulada, que é o mesmo mecanismo utilizado em lasers. De fato, um amplificador óptico nada mais é do que um laser desprovido de um mecanismo de realimentação, ou seja, dos espelhos refletores nas faces de entrada e saída. Seu componente principal é o ganho óptico produzido quando o amplificador é bombeado (ópticamente ou eletricamente) para alcançar a inversão de população. O ganho óptico em geral depende não somente da frequência (ou comprimento de onda) do sinal incidente, mas também da intensidade do feixe de bombeio em qualquer ponto do amplificador. Os detalhes da resposta em frequência e da dependência da intensidade do ganho óptico dependem do meio de amplificação. Os amplificadores ópticos podem ser baseados tanto em semicondutores quanto em fibra. No último caso temos os amplificadores à fibra dopados com érbio. Estes dispositivos apresentam o grande atrativo de que vários comprimentos de onda podem ser amplificados ao mesmo tempo e em uma única passagem.

Os amplificadores à fibra têm sido investigados para aplicações em sistemas de comunicação de faixa larga e também para aplicações em sensores. Eles são desejáveis pois produzem melhoria no nível do sinal em giroscópios à fibra e podem ser conectados permanentemente ao sistema, visto que oferecem ótimo desempenho. Além disso, um amplificador à fibra pode ser bombeado opticamente de uma localização remota por meio da extremidade do circuito da fibra sem envolver conexões elétricas adicionais.

7.5.0. Moduladores

Moduladores ópticos são dispositivos que têm por finalidade impor uma informação na portadora óptica que se deseja transmitir. Este dispositivo é largamente utilizado tanto em sistemas de telecomunicações quanto em aplicações de sensoriamento. Existem várias maneiras de se modular uma portadora óptica, e para cada uma destas maneiras existe um tipo de modulador específico, como veremos a seguir. As técnicas de modulação podem ser divididas em dois grupos: **analógicas** e **digitais** [1], [6], [32]-[33]. O leitor interessado em mais detalhes sobre cada um dos tipos de modulação abordados aqui pode encontrá-los em [2].

7.1.1.1. Técnicas de modulação analógica:

a) Intensidade:

A modulação de intensidade pode ser descrita como a capacidade de se alterar a intensidade de uma fonte óptica devido ao efeito físico do mensurado. Entretanto, este tipo de modulação ainda não apresenta uma resposta linear em uma ampla faixa de atuação. Assim, para se obter uma maior linearidade, vários artifícios são utilizados, como por exemplo a utilização da tensão de polarização composta pela superposição de duas ondas senoidais.

b) Fase:

Existem numerosas aplicações para moduladores de fase em fibra óptica nas áreas de comunicação e sensoriamento. Por exemplo, em sensores interferométricos, que sofrem atenuação no sinal, é necessário um mecanismo de realimentação para controlar a fase

do sinal incidente ou para efetivamente modular a fase. A técnica mais popular para a produção de moduladores de fase utiliza uma tração produzida pelo efeito piezoelétrico em materiais tais como o *titanato zirconato de chumbo* (PZT), usualmente na forma de um cilindro. Grandes mudanças de fase podem ser obtidas quando várias voltas da fibra, que são fixadas ao cilindro por meio de resina epóxi, sofrem tração provocada pela expansão do cilindro quando se aplica uma tensão.

Outra técnica utilizada é a mudança de fase por meio do efeito termo-óptico. Nesta técnica uma camada de tinta resistiva é aplicada sobre um certo comprimento da fibra. Eletrodos são conectados de modo a produzir uma corrente elétrica passando pelo material resistivo, causando dissipação de calor. A mudança de fase ocorre em função da temperatura e do comprimento de exposição da fibra ao material resistivo. A modulação de fase é detectada de forma interferométrica e consiste de um dos meios mais sensíveis de se medir alterações físicas. O tipo mais simples de modulador de fase consiste de um guia de onda monomodo posicionado entre dois eletrodos. O campo proveniente dos dois eletrodos sobrepõe-se ao campo óptico induzindo uma variação no índice efetivo. Esta variação resulta na modulação de fase proporcional à tensão aplicada nos eletrodos.

c) Polarização:

Neste tipo de modulação, a luz é lançada ao longo dos dois eixos principais da fibra ou do cristal e, dependendo do efeito físico a ser medido, haverá atraso ou avanço de fase de uma destas polarizações. Este tipo de sensor pode ser baseado no efeito Pockel ou no efeito Kerr. No efeito Pockel, a polarização varia linearmente com o campo elétrico, enquanto que no efeito Kerr a polarização varia com o quadrado do campo elétrico.

d) Comprimento de onda:

Existem muitos fenômenos ópticos que são sensíveis ao comprimento de onda. Dentre estes fenômenos estão incluídos a absorção/transmissão de luz, emissão de corpo negro e indicadores químicos. Sensores baseados nestes efeitos podem variar em complexidade desde um espectrômetro até fibras cobertas com materiais especiais para interação com componentes químicos.

7.1.1.1. Técnicas de modulação digital:

a) Freqüência:

Em geral, mudanças de freqüência são requeridas em várias aplicações, incluindo comunicações em fibra óptica e sensores; exemplos deste último são os interferômetros heteródinos e o giroscópio em fibra óptica. Uma das mais interessantes técnicas de mudança de freqüência em fibra óptica usa uma onda acústica para acoplar luz entre dois modos de polarização de uma fibra de alta birrefringência, onde, juntamente com o acoplamento, ocorre uma mudança na freqüência óptica [34].

Na modulação em freqüência, o sinal óptico que será detectado pode ser modulado por meio de osciladores mecânicos que interagem com a luz. Estes osciladores apresentam a variação de freqüência proporcional ao parâmetro físico que está sendo medido. Uma freqüência é utilizada como parâmetro para o bit zero e outra freqüência é utilizada como parâmetro para o bit um.

b) Intensidade (Liga-desliga, ou *On-Off*):

A modulação de intensidade, *On-Off*, emprega o mesmo princípio dos chaveadores ópticos. Onde o sinal é comutado entre dois níveis de potência, o menor nível representa o bit zero enquanto o maior nível representa o bit um.

c) Híbridos:

Neste tipo de sistemas os transdutores convencionais possuem interface com dispositivos eletrônicos utilizando pequenos enlaces ópticos de baixo consumo de energia e a resposta de saída destes transdutores é modulada digitalmente (Intensidade *On-Off*) empregando um LED.

7.1.1. Fontes ópticas

Sensores ópticos são baseados em uma extrema variedade de princípios de operação. Como consequência, as possíveis fontes ópticas para tais sensores são também extremamente variadas, desde lâmpadas de filamento incandescentes até fontes ópticas semicondutoras: os diodos emissores de luz (*Light-Emitting Diodes*, LEDs) e os diodos lasers. Suas principais vantagens incluem: adequados comprimento de onda de emissão (0.8 - 1.55 μm) e potência de saída (na faixa de miliwatts); possibilidade de modulação da potência óptica de saída através da variação da corrente elétrica de entrada bem como alta eficiência e dimensões compatíveis com a fibra óptica, possibilitando bom acoplamento óptico.

A palavra laser é um acrônimo derivado de “*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*” (Amplificação de Luz por Emissão Estimulada de Radiação). A diferença básica entre esses dois tipos de fotoemissores está no fato de que no LED predomina o mecanismo de emissão espontânea enquanto que no diodo laser é dominante a emissão estimulada de fótons. Dessa distinção básica decorrem as diferenças estruturais e funcionais entre os dois dispositivos, que dão ao laser um desempenho superior ao custo de uma operação geralmente mais onerosa e complicada. A Figura 7.20 ilustra os processos de emissão espontânea e emissão estimulada em semicondutores. Se a energia $h\nu$ do fóton incidente é maior que a diferença $E_g = E_2 - E_1$, este fóton é absorvido pelo

átomo, o qual é transferido para o estado excitado, Figura 7.20(a). Sob condições “normais” o processo de absorção é sempre dominante. Note que h é a constante de Planck e ν é a frequência da onda eletromagnética representada pelo fóton incidente. Os átomos excitados eventualmente decaem de volta para o estado fundamental, emitindo fótons, Figura 7.20(b). No caso de emissão espontânea, estes fótons são emitidos em direções aleatórias, sem relação de fase (coerência) entre eles. Este processo é típico de LEDs. O processo de emissão estimulada é iniciado por um fóton já existente, Figura 7.20(c). O fóton emitido é idêntico ao original não apenas em energia (isto é, em frequência) mas também em direção de propagação. A luz emitida é dita coerente e é típica de lasers. Vários títulos estão disponíveis na literatura para um maior aprofundamento nestes tópicos, além do escopo deste tutorial [7], [35]-[36].

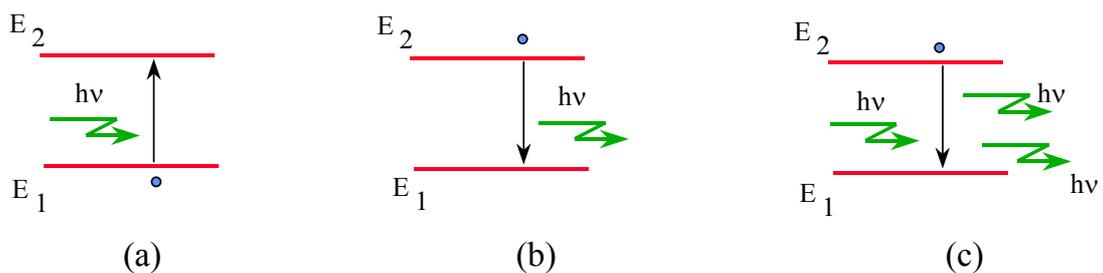


Figura 7.20. Processos de emissão espontânea e emissão estimulada em semicondutores. (a) absorção, (b) emissão espontânea, e (c) emissão estimulada.

a) Diodo Emissor de Luz (LED)

Diodos emissores de luz são considerados como sendo um dos dispositivos mais simples, baratos, e mais confiáveis entre todas as fontes ópticas disponíveis. Suas principais desvantagens em relação aos diodos lasers residem na maior largura espectral (tipicamente em torno de 40 a 80nm), na menor eficiência de acoplamento de luz na fibra óptica, e nas limitações mais acentuadas na velocidade de modulação. De fato, pela sua baixa capacidade em acoplar luz em uma fibra, os LEDs são sempre associados

a fibras multimodo em virtude desta apresentar um diâmetro de núcleo significativamente maior que o das fibras monomodo.

A faixa de comprimentos de onda de emissão característica de um LED irá depender do material utilizado na sua região ativa, por exemplo [2]:

Comprimento de Onda (nm)	Material
700	GaP
650 a 850	AlGaAs
900	GaAs
1200 a 1700	InGaAs

Diodos emissores de luz modernos de alta qualidade podem apresentar um tempo de vida útil na faixa de 10^6 a 10^7 horas, em temperatura ambiente. Todavia, é importante salientar que tanto a potência de saída quanto o comprimento de onda de um LED podem ser razoavelmente afetados pela temperatura. Por exemplo, um LED operando na faixa de 850nm pode apresentar variação de potência óptica de 0,5% por grau centígrado, e variação de comprimento de onda de 0,3nm por grau centígrado.

Quanto às configurações do dispositivo, há duas geometrias básicas em uso comercial: LEDs de emissão por superfície (*surface-emitting LEDs* ou SLEDs), e a dos LEDs de emissão lateral (*edge-emitting LEDs*, ou ELEDs). A Figura 7.21 mostra o diagrama de um LED de emissão por superfície.

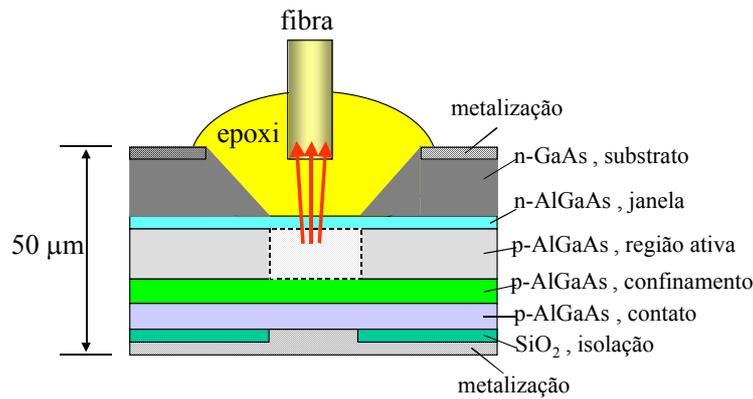


Figura 7.21. LED de emissão por superfície.

b) Diodo Laser (DL)

A estrutura de um diodo laser semiconductor é bastante semelhante à dos LEDs. No entanto, o primeiro é dimensionado de forma a favorecer com que os campos ópticos guiados entrem em oscilação, gerando uma potência óptica muito maior por unidade de corrente injetada. Além disso, o mecanismo da oscilação gera uma radiação mais coerente, com espectro mais estreito e feixe mais diretivo. Para que a oscilação dos campos seja desencadeada num certo comprimento de onda, duas condições são necessárias:

- deve haver um caminho de realimentação positiva da luz;
- neste caminho de realimentação positiva, o ganho óptico deve ao menos igualar as perdas ópticas, provocando uma condição conhecida como transparência.

A configuração mais simples de um diodo laser é a bem conhecida cavidade Fabry-Perot, a qual apresenta espelhos em cada um de seus extremos para fornecer uma forte realimentação óptica na direção longitudinal. Esta cavidade, por sua vez, pode apresentar um grande número de frequências ressonantes, e irá oscilar nas frequências

para as quais o ganho for superior às perdas. As dimensões típicas de uma cavidade Fabry-Perot estão em torno de 250 a 500 μm de comprimento, 5 a 15 μm de largura, e 0,1 a 0,2 μm de espessura.

Nos lasers utilizados em comunicações ópticas a região ativa está geralmente situada no meio de uma dupla heterojunção, o que permite que a luz seja melhor confinada nesta camada resultando em uma maior eficiência quântica. Heterojunção é o nome dado à uma junção de materiais com características físicas distintas, como por exemplo: GaAs e GaAlAs, conforme mostra a Figura 7.22. Quando esta junção é formada pelo mesmo tipo de material, com dopagens distintas, tipos p e n, temos o que se chama de homojunção.

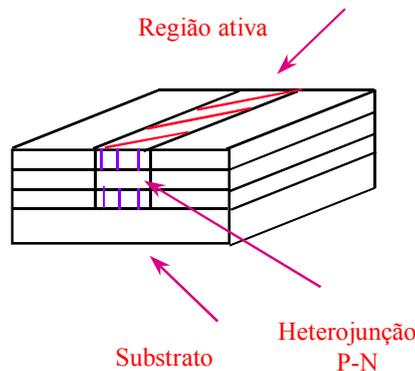


Figura 7.22. Estrutura Básica de um laser de dupla heterojunção

As fontes de luz semicondutoras mais utilizadas em sensoriamento óptico são aquelas baseadas em GaAlAs/GaAs que operam entre 700 e 900 nm, desenvolvidas inicialmente para a indústria de telecomunicações. Estes diodos foram as primeiras fontes de luz semicondutoras a serem produzidas em escala comercial, sendo utilizados extensivamente em aparelhos de CD's e impressoras lasers com custo de produção extremamente baixo, da ordem de US\$ 10,00 a unidade [6]. A Tabela 7.2 faz uma comparação das características mais relevantes do laser e do LED quanto aos objetivos da aplicação [37].

Tabela 7.2. Características operacionais mais relevantes do laser e do LED

Propriedade	LED	Diodo laser	Diodo laser monomodo
Largura espectral (nm)	200 – 100	1 – 5	< 0,2
Tempo de subida (ns)	2 – 250	0,1 – 1	0,05 – 1
Largura de faixa de modulação (MHz)	< 300	2000	6000
Eficiência de acoplamento (1)	Muito pequeno	Moderada	Alta
Compatibilidade com fibra	Multimodo SI (2) Multimodo GRIN (3)	Multimodo GRIN monomodo	Monomodo
Sensibilidade à temperatura	Baixa	Alta	Alta
Complexidade do circuito	Simple	Complexo	Complexa
Tempo de vida (horas)	10 ³	10 ⁴ - 10 ⁵	10 ⁴ - 10 ⁵
Custos	Baixos	Altos	Os mais altos
Uso primordial	Curta distância Taxa de dados baixa	Longa distância Taxa de dados alta	Distâncias muito longas Taxa de dados muito alta

(1) pode ser melhorado com lentes

(2) primeira janela

(3) segunda janela

7.1.1. Detetores

O componente final de um enlace de transmissão óptica deve ser um receptor que demodula as informações contidas no sinal óptico. Este papel é desempenhado por um fotodetector, dispositivo que converte o sinal óptico em sinal elétrico a ser processado. Todos os fotodetecores podem ser caracterizados pelas figuras de mérito da eficiência quântica, responsividade e sensibilidade.

A eficiência quântica (η) determina quão eficientemente o dispositivo converte fótons em elétrons de condução banda de condução. Para um dispositivo ideal, sem ganho óptico, a eficiência quântica se aproxima do valor unitário. Por outro lado, do ponto de vista experimental o parâmetro mais importante é a responsividade (\mathfrak{R}), que representa o quanto de fotocorrente (I) é gerada pela potência óptica total (P) que incide na área de detecção.

$$\mathfrak{R} = \frac{I}{P} \quad [\text{A/W}]$$

Por outro lado, a sensibilidade do fotodetector é descrita em termos da mínima potência incidente necessária para que aconteça uma relação sinal ruído aceitável. Isto é, a partir de um determinado valor de potência óptica, pode-se distinguir adequadamente o sinal detetado do ruído do detetor. Vale mencionar que este ruído é essencialmente chamado “corrente de escuro”, isto é, a corrente que atravessa o fotodetector mesmo na ausência de iluminação.

a) Fotodetector PIN

O fotodiodo PIN é um dos fotodetores mais comuns, sua principal característica é a presença de uma camada intrínseca central inserida numa junção PN entre dois contatos ôhmicos. O uso de material intrínseco garante o alargamento da região de alto campo elétrico, a chamada região de depleção por boa parte de sua extensão, mesmo com tensões de polarização reversa modestas, assegurando assim a absorção total, ou quase total, da luz na região de depleção, conforme mostra esquematicamente a Figura 7.23.

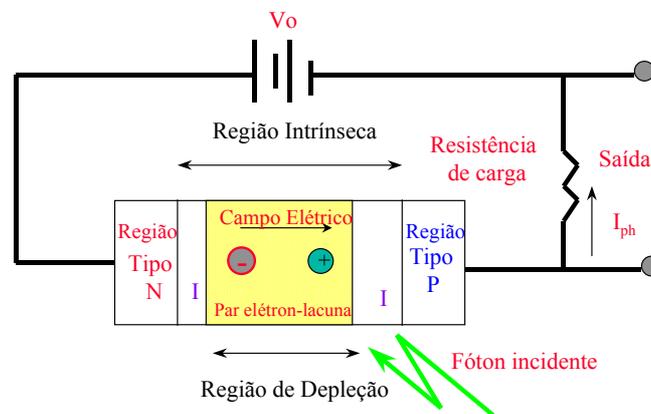


Figura 7.23. Representação de um fotodiodo PIN polarizado reversamente.

b) Fotodetector APD

Um fotodetector avalanche é essencialmente um fotodiodo PIN no qual a tensão reversa aplicada é tão alta que o dispositivo opera no limiar de ruptura. Elétrons e lacunas podem adquirir energia suficiente do campo elétrico externo aplicado, sendo capazes de ionizar por impacto átomos do semicondutor e criar pares elétron-lacunas adicionais. Este processo introduz ganho interno e a fotocorrente se torna:

$$I = M\mathcal{R}P$$

O ganho avalanche M é um valor médio. O dispositivo é intrinsecamente ruidoso devido à natureza estatística do processo de geração de portadores. Devido à natureza aleatória dos processos de fotogeração e multiplicação avalanche, o valor de corrente total fluindo no circuito externo sofre flutuações (ruído) em torno do valor médio. O valor médio quadrático destas flutuações (ruído de disparo – “*shot noise*”), para um medidor de largura de banda B , é proporcional ao valor médio da corrente total. No fotodetector APD, enquanto a potência do sinal é multiplicada pelo fator M^2 , a potência do ruído é multiplicada por $M^2x > M^2$ [7]. Em outras palavras, o ruído cresce mais que o sinal por um fator x , chamado fator de excesso de ruído.

c) Fotodetector MSM

O MSM (Metal-Semicondutor-Metal) é um dispositivo planar que consiste basicamente de dois contatos metálicos do tipo Schottky dispostos sobre o material semicondutor na forma de dedos interdigitais dispostos alternadamente como mostra a Figura 7.24.

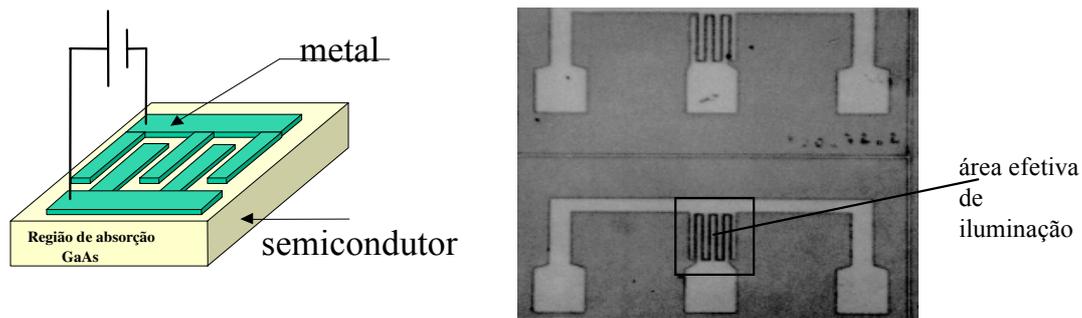


Figura 7.24. Estrutura simplificada e foto do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de GaAs. A largura de dedos e o espaçamento são de $4\mu\text{m}$.

Este arranjo permite o aumento da área efetiva de absorção sem que haja considerável aumento da capacitância intrínseca e da distância a ser percorrida pelos portadores gerados, possibilitando o aumento na velocidade de resposta do dispositivo. As maiores vantagens do MSM em relação aos outros fotodetetores são: simplicidade de fabricação, baixo ruído, baixa capacitância e compatibilidade com circuitos integrados.

7.1. INTERFACE COM O MENSURANDO

Existem várias maneiras de se proporcionar interação da luz com o mensurando em um guia de onda óptico integrado ou em fibra. Como se sabe, pressão, fluxo, campo elétrico, campo magnético, temperatura, variações na composição química etc., podem ocasionar variações no índice de refração de um determinado material. Esta variação no índice de refração pode ser convenientemente utilizada de forma a modular a luz confinada no guia de ondas. Esta luz modulada pode então ser processada e sua variação associada a algum parâmetro de interesse do mensurando. Portanto, o projeto de um sensor óptico passa, necessariamente, pela escolha de materiais que permitam uma modulação adequada da luz dentro do guia de ondas.

No caso de um sensor de pressão, por exemplo, devemos escolher para a camada de casca (por exemplo) um material que apresente um alto coeficiente elastoóptico. Este

coeficiente permite relacionar a variação de índice de refração com a pressão aplicada, resultando em variação de intensidade de luz na saída do sensor.

Um sensor químico pode ser feito permitindo que o núcleo do guia de ondas seja exposto ao mensurando, formando assim um sensor intrínseco. O sensor neste caso pode ser calibrado para uma determinada densidade deste material (o que produz um índice de refração específico). Variações para mais ou para menos desta densidade podem acarretar em flutuações no índice de refração da mesma maneira. Se a variação do índice for positiva (para mais), o índice se aproxima mais do índice do núcleo do guia de onda resultando em uma diminuição do confinamento óptico. Isso acarreta uma diminuição da intensidade de campo detectada no fotodetector. O oposto ocorre quando a variação do índice é negativa (para menos), já que neste caso o confinamento modal aumenta.

Em resumo, procure sempre escolher um material que apresente a propriedade óptica adequada para o tipo de sensor que se deseja projetar. De preferência, utilize apenas uma camada do sensor com este material (mais camadas podem dificultar a interpretação da resposta do sensor).

7.1. ENLACE ÓPTICO

As fibras ópticas têm desempenhado um papel extremamente importante em sistemas ópticos de sensoriamento remoto. Isto decorre tanto da variedade de fibras disponíveis quanto da disponibilidade de fontes ópticas e fotodetores de custo acessível. O trio laser-fibra-fotodetector é primordial no desempenho de um enlace óptico, seja ele para comunicações ou sensores. A influência de variáveis externas (principalmente a temperatura) em cada um destes componentes, além de bem conhecida, é crucial para o bom projeto do sistema. Sendo assim, alguns cuidados devem ser tomados quanto à escolha do tipo de fibra a que o sensor se destina. Por exemplo, para sensores cuja operação esteja situada na faixa de 100° C, as fibras convencionais podem ser utilizadas

normalmente. Para temperaturas mais altas, coberturas especiais baseadas em metais tais como ouro, ou alumínio, devem ser adicionadas à fibra.

Em se tratando das fontes ópticas, aquelas que operam na região do espectro visível (tal como o laser de HeNe cujo comprimento de onda é $0,6328\mu\text{m}$) são preferíveis para aplicações em sensores, pois permitem o alinhamento do sistema sem a utilização de equipamentos de visão especial (comprimentos de onda na região do infravermelho são invisíveis aos nossos olhos e requerem a utilização de equipamentos de visualização especiais). Adicionalmente, as fontes na faixa visível do espectro são consideravelmente mais baratas do que as fontes que operam na região do infravermelho. Fotodetetores para a faixa visível do espectro são também mais facilmente encontrados [2]. Serão ainda abordados neste capítulo as duas principais fontes ópticas para aplicações em sensores (Laser e LED), bem como os três principais tipos de fotodetetores (PIN, APD e MSM).

Uma vez que o sinal tenha sido adquirido pelos sensores, ele pode então ser enviado pelo enlace até um fotodetector para então ser processado e convertido em informação útil. Esta etapa do sistema é descrita mais detalhadamente na próxima seção.

7.1. PROCESSAMENTO DE SINAL

Uma vez que o sinal tenha sido adquirido pelo sensor, ele deve ser enviado através da fibra até o fotodetector para ser processado. Uma vez detectado (convertido de óptico para elétrico), entra em cena a etapa de correção de possíveis elementos espúrios que por ventura venham a prejudicar a interpretação do sinal recebido. A etapa de processamento de sinal pode ainda ser utilizada de modo a melhorar tanto a sensibilidade quanto a seletividade do sensor [2]. Adicionalmente, a integridade do sistema como um todo deve ser monitorada constantemente para evitar que influências externas interfiram, ou até mesmo impossibilitem, a interpretação dos resultados.

Quando se projeta um sensor óptico, o que se deseja fundamentalmente é receber uma resposta linear em sua saída em função da variação da grandeza a ser medida. Esta variação linear pode ser dada, por exemplo, em termos da variação da intensidade óptica detectada na saída do sensor. Um bom exemplo é o sensor baseado na estrutura Mach-Zehnder, onde pequenas variações nas condições de guiamento no braço sensor causam uma diferença de fase em relação ao braço de referência, resultando em uma diminuição na intensidade da luz na saída. Pode ser observado pela Eq. (7.76) que a saída do Mach-Zehnder apresenta um comportamento cossenoidal como mostra a Figura 7.25. Para que a resposta do sensor seja a mais previsível possível, sua faixa dinâmica de operação deve estar situada dentro da faixa de defasagem correspondente à região linear desta curva.

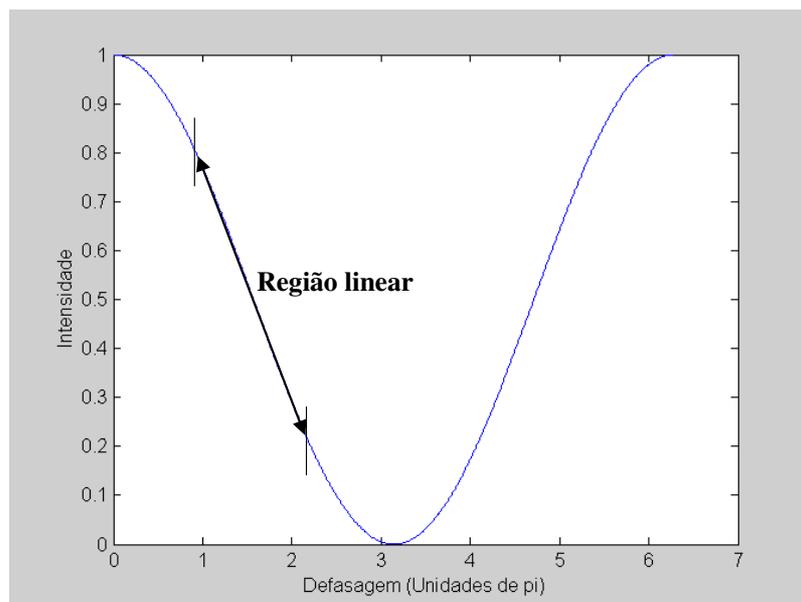


Figura 7.25. Resposta de um Mach-Zehnder típico em função da variação da defasagem entre o braço sensor e o braço de referência. Deve-se limitar a faixa dinâmica do sensor em torno da região linear para tornar as medidas mais previsíveis.

7.1. TIPOS DE SENSORES

Esta seção aborda alguns dos vários tipos de sensores disponíveis na literatura. Os sensores são normalmente classificados em termos de como o a quantidade a ser medida atua no dispositivo. Com base neste tipo de atuação, os sensores podem ser classificados como: intrínseco, extrínsecos, e interferométricos. A seguir cada um destes tipos de sensores serão abordados em mais detalhes.

7.1.1. Sensores Intrínsecos

Um sensor é classificado como intrínseco quando a luz é modulada em resposta à atuação do conteúdo a ser medido sem contudo deixar o guia de onda. A Figura 7.26 ilustra uma configuração clássica para sensor intrínseco baseado em fibra. Observe que neste tipo de sensor a casca da fibra é removida em um determinado comprimento da fibra sendo então substituída pela amostra a ser monitorada. Variações de índice de refração na amostra provenientes de alterações na densidade do material podem causar perda de confinamento modal (ou aumento, caso o índice do material diminua), resultando em uma diminuição (ou aumento) da intensidade de campo detectada no fotodetector. Essas variações de intensidade são então relacionadas à grandeza a ser medida. A Tabela 7.3 ilustra as configurações mais comumente encontradas para estes sensores bem como as grandezas passíveis de serem detectadas pelos mesmos [6].

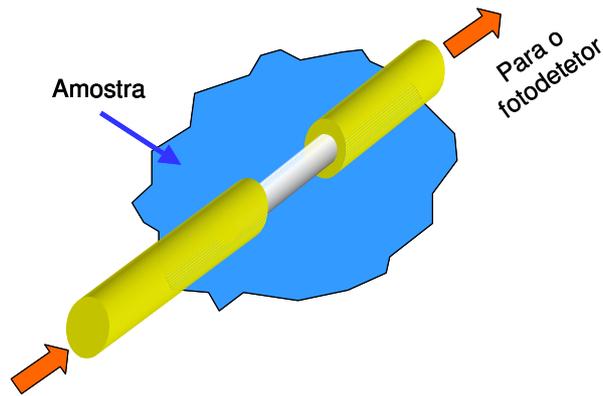


Figura 7.26. Exemplo clássico de um sensor intrínseco baseado em fibra. A casca da fibra é removida e substituída pelo material a ser monitorado.

Tabela 7.3. Tipos mais importantes de sensores ópticos intrínsecos e grandezas passíveis de serem medidas.

Grandeza \ Tipo	Aceleração	Acústico	Campo Elétrico	Campo Magnético	Corrente	Índice de Refração	Esforço	Pressão	Rotação	Temperatura	Vibração
Acoplamento Modal							■	■		■	
Corpo Negro										■	
Interferométrico	■	■	■	■	■		■	■	■	■	
Microcurvatura							■	■			■
Raman										■	
Rayleigh						■	■			■	

7.1.1. Sensores Extrínsecos

Um sensor é classificado como extrínseco quando a luz deixa o guia de onda para então ser modulada pelo conteúdo a ser medido. Uma vez sofrida a influência da amostra

(mensurando), ela é então acoplada novamente na seção seguinte de guia de onda. Um exemplo típico deste tipo de sensor é ilustrado na Figura 7.27. Uma fibra de entrada é utilizada para iluminar a região que compreende o mensurando. Variações na composição do material produzirão variações correspondentes em seu índice de refração. Como se sabe, a diferença de índices de refração entre a amostra (mensurando) e a fibra produz um espelho na interface entre ambos. A refletividade deste espelho irá aumentar com o aumento da diferença de índices de refração entre ambos. Se a refletividade aumenta, a quantidade de luz transmitida para a fibra de saída diminui, se a refletividade diminui, a intensidade aumenta. A Tabela 7.4 ilustra as configurações mais comumente encontradas para estes sensores bem como as grandezas passíveis de serem detectadas pelos mesmos [6].

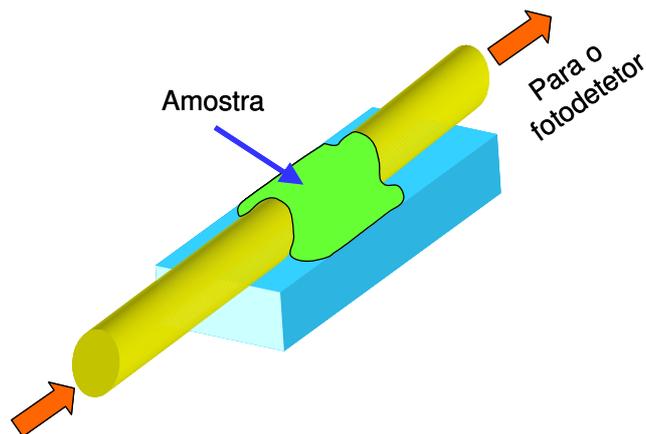


Figura 7.27. Exemplo clássico de um sensor extrínseco baseado em fibra. A fibra é dividida em duas seções separadas, e a região entre elas é preenchida pelo material a ser monitorado.

Tabela 7.4. Tipos mais importantes de sensores ópticos extrínsecos e grandezas passíveis de serem medidas.

Grandeza \ Tipo	Aceleração	Análise química	Acústico	Esforço	Fluxo	Nível de líquido	Pressão	Posição	Temperatura	Vibração	Viscosidade
Reflexão e Transmissão					■		■				
Reflexão Interna Total						■	■				
Redes de Bragg			■				■			■	
Fluorescência		■						■			■
Evanescente				■				■			
Fotoelástico	■						■	■		■	
Pirométrico								■			

7.1.1. Sensores Interferométricos

Sensores interferométricos são, essencialmente, sensores do tipo intrínseco. Eles estão entre os que apresentam o melhor desempenho entre todos os tipos de sensores ópticos mencionados. Um exemplo clássico deste tipo de dispositivo é o sensor tipo Mach-Zehnder mostrado na Figura 7.10, o qual é baseado em óptica integrada. Estes sensores podem ser também fabricados inteiramente em fibra, como mostra a Figura 7.27. O princípio de operação em ambos os casos é estritamente o mesmo, ou seja, a luz lançada na porta 1 é dividida igualmente (3dB) entre os dois braços do Mach-Zehnder. Em um dos braços o feixe irá se propagar sem perturbação e, portanto, é chamado de braço de referência. O braço restante é utilizado como braço sensor, e a grandeza a qual queremos medir será aplicada neste braço. A perturbação produzida neste braço produz uma variação na fase da luz que, quando recombinada com a luz proveniente do braço de referência no segundo acoplador 3dB, resulta em uma variação proporcional de intensidade na saída do dispositivo. Se a variação de fase entre os dois braços for igual a 180° , então a saída do sensor (porta 2 ou 4) apresentará nível de potência óptica igual a zero.

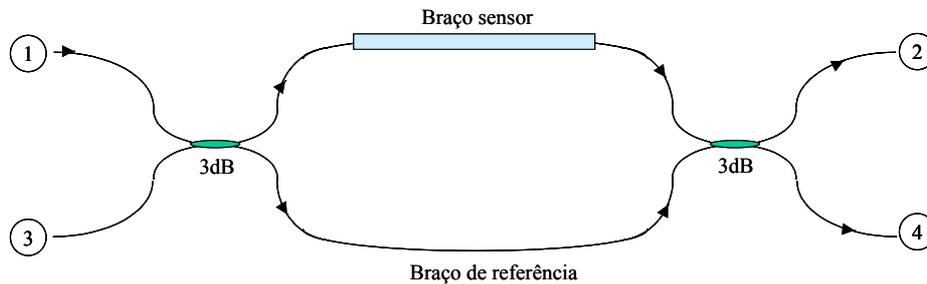


Figura 7.27. Esquema de um sensor em fibra utilizando a configuração Mach-Zehnder. A entrada de sinal neste exemplo acontece na porta 1, e a saída pelas portas 2 e 4. Qualquer uma das portas de saída irá apresentar o mesmo resultado uma vez que o acoplamento entre elas é de 3dB (50%).

Um outro tipo bem conhecido de sensor interferométrico é aquele baseado em uma cavidade ressonante do tipo Fabry-Perot. Uma aplicação típica deste tipo de estrutura é como sensor de temperatura [38]. A Figura 7.29(a) mostra um exemplo clássico de cavidade Fabry-Perot iluminada por uma fibra óptica, e a Figura 7.29(b) mostra a variação da intensidade da luz na saída deste dispositivo em função da temperatura. A Tabela 7.5 ilustra as configurações mais comumente encontradas para estes sensores bem como as grandezas passíveis de serem detectadas pelos mesmos [25].

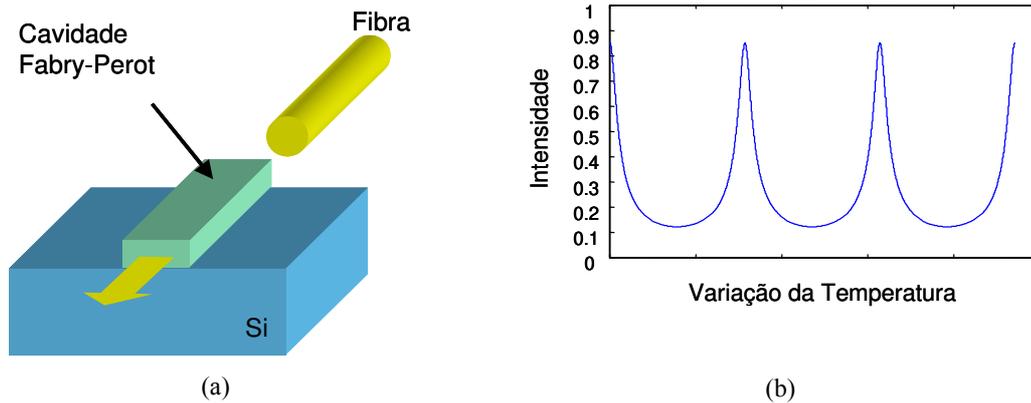


Figura 7.29. Sensor de temperatura baseado em uma cavidade ressonante Fabry-Perot. (a) configuração típica, e (b) variação da intensidade da luz na saída em função da temperatura.

Tabela 7.5. Tipos mais importantes de sensores ópticos interferométricos e grandezas passíveis de serem medidas.

Grandeza \ Tipo	Aceleração	Acústico	Campo Elétrico	Campo Magnético	Corrente	Índice de Refração	Esfôrço	Pressão	Rotação	Temperatura	Vibração
Mach-Zehnder	■	■			■		■			■	
Michelson		■	■	■			■			■	
Acoplamento Modal							■			■	
Fabry-Perot Monomodo		■						■			
Fabry-Perot Multimodo						■		■		■	
Ressonador em Anel	■								■		
Polarização									■		
Sagnac	■	■		■	■		■		■		

7.1. APLICAÇÕES DE SENSORES EM FIBRA

Fibras ópticas são fabricadas com material dielétrico, ou seja, não são capazes de conduzir corrente elétrica. Esta característica proporciona aos dispositivos sensores baseados em fibra completa imunidade a interferências eletromagnéticas (EMI) bem

como a pulsos eletromagnéticos (EMP). As indústrias de energia elétrica são consumidores assíduos de sensores para monitoração da integridade de seus sistemas de transmissão e distribuição de energia. Muitas vezes, a coleta de dados sobre o sistema se baseia em dispositivos elétricos, tais como transformadores de corrente, que podem ocasionar acidentes aos operadores durante seu manuseio/operação. Sensores elétricos são normalmente caros e volumosos em virtude da isolação requerida para este tipo de aplicação. A utilização de sensores baseados em fibra, por sua vez, não apresenta esse inconveniente por se tratar de um material não condutor de eletricidade, de tamanho reduzido, leve, e de baixo custo.

Por se tratar de um ambiente hostil ao trabalho humano, os sensores empregados na indústria de energia elétrica devem requerer o mínimo possível de manutenção, uma vez que sua localização pode não ser de fácil acesso, como por exemplo em tanques contendo óleo, gás, ou vácuo; nos enrolamentos de transformadores, e até mesmo em estações remotas [3]. Os principais tipos de sensores que são utilizados em indústrias de energia elétrica são:

- Sensores de corrente;
- Sensores de tensão;
- Sensores de campo elétrico;
- Sensores de campo magnético;
- Sensores de temperatura.

A seguir será dada uma breve descrição do princípio de funcionamento de sensores para monitoramento de corrente e tensão, e também de uma configuração bem simples para ser utilizada no monitoramento de nível de líquidos.

7.1.1. Sensores de corrente

A princípio, a idéia de se medir corrente com uma fibra óptica (um dielétrico) pode parecer um tanto equivocada, afinal a corrente elétrica não irá circular pela fibra. No entanto, a medida de corrente utilizando uma fibra óptica é feita por intermédio de um efeito denominado rotação de Faraday (ou efeito Faraday). Uma das propriedades da luz quando esta se propaga em um meio qualquer é chamada de **polarização**. Os tipos de polarização que a luz pode apresentar são: linear, circular e elíptica (o mais geral). O estado de polarização da luz (comumente referido na literatura como SOP, ou *state of polarization*), se refere ao comportamento do vetor campo elétrico em função do tempo numa determinada posição no espaço. Os três tipos de polarização da luz podem ser descritos matematicamente através da seguinte equação [2]:

$$\frac{E_x^2}{A_x} + \frac{E_y^2}{A_y} + 2 \frac{E_x E_y}{A_x A_y} \cos(\delta) = \text{sen}^2(\delta)$$

onde E_x e A_x são a componente de campo elétrico na direção x e sua amplitude, E_y e A_y são a componente de campo elétrico na direção y e sua amplitude, e δ é a diferença de fase entre estas duas componentes. Observe que a equação acima é a equação de uma elipse, ou seja, a forma geral de expressar o estado de polarização da luz. No entanto, esta equação irá se reduzir à equação de uma linha reta se:

$$E_x \neq 0 \quad E_y = 0$$

ou ainda se:

$$E_x = 0 \quad E_y \neq 0$$

$$\delta = m\pi$$

onde m é um número inteiro positivo ou negativo. Se este é o caso, teremos a condição de polarização linear. A equação acima pode também se reduzir a um círculo, bastando para isso que:

$$A_x = A_y \quad (\text{amplitudes iguais})$$

$$\delta = (2m+1)\pi/2$$

Se o SOP da luz muda à medida que ela se propaga em um meio, então este meio é dito ser **birrefringente**. Birrefringência é a característica que um determinado meio apresenta de possuir dois índices de refração diferentes. Como se sabe, a velocidade da luz em um meio qualquer é dada pela razão entre a velocidade da luz no vácuo e o índice de refração do meio. Assim, para uma mesma distância de propagação, haverá uma diferença de fase entre as duas componentes que se propagam neste meio. O resultado é que um determinado estado de polarização de entrada pode ser alterado após a luz se propagar em um meio birrefringente. O SOP de uma luz polarizada circularmente permanece inalterado se ela se propagar em um meio que possua birrefringência circular. No entanto, se a luz polarizada linearmente for lançada em um meio circularmente polarizado, este meio irá rotacionar o plano de polarização de entrada de um ângulo θ como mostra a Figura 7.30 [6].

É exatamente este efeito de rotação do plano de polarização que é utilizado para se medir corrente utilizando fibra óptica. Quando a fibra é mergulhada em um campo magnético, a birrefringência circular induzida na fibra faz com que o plano de polarização da luz linearmente polarizada lançada na entrada da mesma seja rotacionado de um ângulo que é dado por:

$$\theta = V \int H \cdot dl$$

onde V é a constante de Verdet, que é a medida da intensidade do efeito Faraday na fibra. A integral é calculada no comprimento da fibra exposto ao campo magnético. Utilizando a Lei de Ampère, a integral de linha se reduz a

$$\theta = VNi$$

onde N é o número de voltas dadas com a fibra em torno do condutor, V é a constante de Verdet (radiano/m), e i é a corrente (Ampères) que circula no condutor. Uma configuração típica de sensor de corrente é mostrada na Figura 7.30.

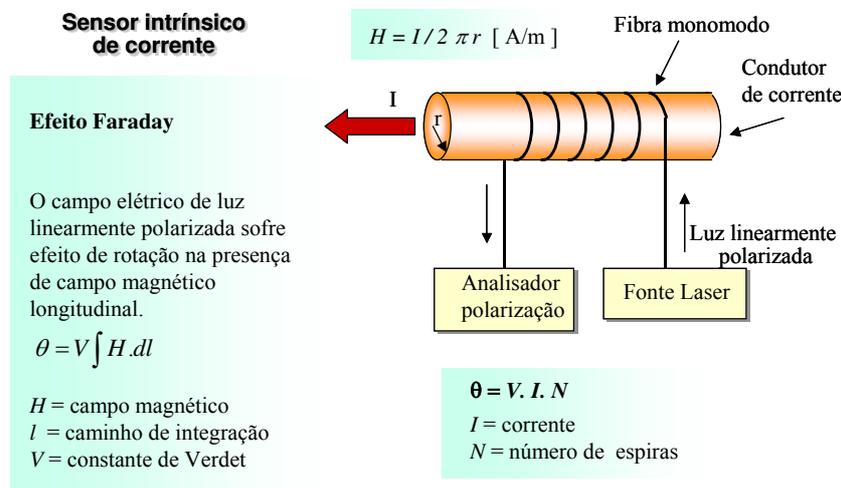


Figura 7.30. Sensor de corrente baseado no efeito de rotação Faraday.

7.1.1. Sensores de tensão

Sensores de tensão utilizando fibra tem seu princípio de funcionamento baseado no efeito eletroóptico, ou seja, na mudança da birrefringência linear devido à ação de um campo elétrico aplicado. Este efeito gera um deslocamento de fase (atraso) entre as componentes do campo elétrico da luz incidente. Quando o atraso de fase é proporcional ao campo elétrico aplicado ele recebe o nome de efeito Pockel, e quando é proporcional ao quadrado do campo elétrico aplicado, efeito Kerr. O efeito eletroóptico na fibra não

apresenta magnitude adequada para utilização como sensores de tensão. Sendo assim, um cristal eletroóptico deve ser utilizado para este fim. Como se pode ver, sensores de tensão intrínsecos baseados inteiramente em fibra não são factíveis (pelo menos por enquanto). A Figura 7.31 apresenta uma configuração básica de sensor de tensão extrínseco baseado no efeito Pockel [3]. Neste exemplo, a luz (em amarelo) proveniente da fibra de entrada passa por uma lente e em seguida por um polarizador o qual produz uma polarização linear de 45 graus em relação ao campo elétrico aplicado (o campo que atua no cristal eletroóptico). A birrefringência induzida por este campo aplicado causa um deslocamento de fase entre as componentes de campo da luz incidente fazendo com que esta passe a apresentar uma polarização elíptica ao deixar o cristal. Tanto o polarizador de entrada quanto o de saída possuem a mesma direção de polarização, ou seja, na ausência de um campo aplicado toda a luz é transmitida para o fotodetetor via fibra de saída. Quando há um campo aplicado, a quantidade de potência óptica detetada pelo fotodetetor irá depender do grau de defasagem entre as componentes de campo da luz incidente. Quanto maior esta defasagem, mais inclinada se torna a elipse e menor será a quantidade de luz incidente no fotodetetor. Vale lembrar que para que a luz passe totalmente por dois polarizadores, tanto a luz quanto os polarizadores devem apresentar a mesma direção de polarização. Polarizações cruzadas, ou seja, um a 0° de inclinação e outro a 90° de inclinação, implicam em saída da luz igual a zero.

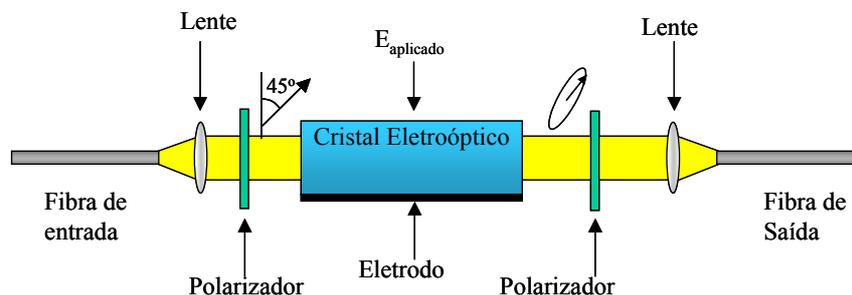


Figura 7.31. Sensor de tensão baseado no efeito Pockel.

7.3.0. Sensor de Nível de Líquido

Este tipo de sensor é bem ilustrativo de como mudanças de índice de refração em uma interface dielétrica podem causar variações facilmente mensuráveis na potência óptica transmitida (ou refletida) por esta interface. O princípio de funcionamento deste tipo de sensor é extremamente simples, e pode ser explicado pela mudança de refletividade que ocorre nas faces do prisma quando o este é imerso em um líquido qualquer. A Figura 7.32 ilustra um tipo bem comum de sensor para medição do nível de líquidos [39]. Neste caso, duas fibras em paralelo têm sua extremidade colocada em contato com um prisma. A luz proveniente de uma das fibras é transmitida diretamente para o prisma situado abaixo, sendo então refletida pelas duas faces inclinadas (normalmente a 45°) e retornando em seguida para a fibra de saída. Como se sabe, o ar tem índice de refração $n=1$, e o prisma pode apresentar índice $n=1,5$ (valores mais altos são também possíveis). Neste processo, se o prisma não está em contato com o líquido, a refletividade de suas faces é bem elevada, e a fibra de saída irá receber um alto nível de potência óptica. Por outro lado, se o prisma for mergulhado no líquido (água por exemplo possui $n=1,33$), a refletividade das faces irá diminuir fazendo com que parte da luz seja transmitida para o líquido. Isso acarreta uma imediata redução da intensidade luminosa detectada indicando que o nível do líquido foi elevado.

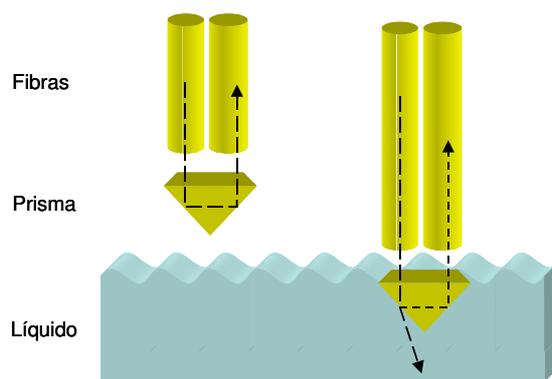


Figura 7.32. Sensor de nível de líquidos utilizando duas fibras e um prisma.

7.11. REFERÊNCIAS

1. Ljubisa Ristic, *Sensor technology and devices*, Artech House, Boston, 1994.
2. J. Dakin and B. Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Principles and Components*, vol. I, Artech House, Boston, 1987.
3. B. Culshaw and J. Dakin, *Optical Fiber Sensors: Systems and Applications*, vol. II, Artech House, Boston, 1989.
4. J. Dakin and B. Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Components and Subsystems*, vol. III, Artech House, Boston, 1996.
5. J. Dakin and B. Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Applications, Analysis and Future Trends*, vol. IV, Artech House, Boston, 1997.
6. E. Udd, *Fiber Optic Sensors – An Introduction for Engineers and Scientists*, John Wiley, New York, 1991.
7. G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, Second Edition, McGraw-Hill, New York, 1991.
8. H. Osterberg, L.W. Smith, “Transmission of optical energy along surfaces: Parts I and II”, *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 54, no. 9, pp. 1073-1084, 1964.
9. R. Shubert, J.H. Harris, “Optical surface waves on thin films and their applications to integrated data processors”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-16, no. 12, pp. 1048-1054, 1967.
10. S. Miller, “Integrated optics: an introduction”, *Bell Syst. Tech. J.*, vo. 48, no. 7, pp. 2059-2069, 1969.
11. D.G. Hall, “Survey of silicon-based integrated optics”, *Computer*, pp. 25-32, Dezembro 1987.
12. M. Tabib-Azar, G. Beheim, “Modern Trends in Microstructures and Integrated Optics for Communication, Sensing, and Actuation”, *Opt. Eng.*, vol. 36, no. 5, pp. 1307-1318, Maio 1997.
13. M.T. Gale, R.E. Kunz, e H.P. Zappe, “Polymer and III-V Transducer Platforms for Integrated Optical Sensors”, *Optical Engineering*, vol. 34, no. 8, pp. 2396-2406, Agosto 1995.
14. D. Clerc e W. Lukosz, “Integrated Optical Output Grating Coupler as Refractometer and (Bio-) Chemical Sensor”, *Sensors and Actuators B*, vol. 11, pp. 461-465, 1993.
15. P.V. Lambeck, “Integrated Opto-Chemical Sensors”, *Sensors and Actuators B*, vol. 8, pp. 103-116, 1992.

16. C. R. Pollock, "Fundamentals of Optoelectronics", (R. D. Irwin, Inc., 1995).
17. E. Fokitis et al., "The Fabry-Perot Interferometer for the DELPHI Ring Imaging Cherenkov Detector", *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, vol. 44, pp. 246-251, 1995.
18. Brandenburg, "Differential refractometry by an integrated-optical Young interferometer", *Sensors and Actuators B*, vol. 38-39, pp. 266-271, 1997.
19. Klotz, A. Brecht, e G. Gauglitz, "Channel waveguide mode beat interferometer", *Sensors and Actuators B*, vol. 38-39, pp. 310-315, 1997.
20. Th. Schubert et al., "Refractive-index measurements using an integrated Mach-Zehnder interferometer", *Sensors and Actuators A*, vol. 60, pp. 108-112, 1997.
21. Maisenhölder et al., "A GaAs/AlGaAs-based refractometer platform for integrated optical sensing applications", *Sensors and Actuators B*, vol. 38-39, pp. 324-329, 1997.
22. F.A. Muhammad, G. Stewart, e W. Jin, "Sensitivity enhancement of D-Fibre Methane Gas Sensor Using High-Index Overlay", *IEE Proc.-J*, vol. 140, no. 2, pp. 115-118, Abril 1993.
23. K. Fischer, J. Muller, R. Hoffmann, F. Wasse and D. Salle, "Elasto-optical Properties of SiON Layers in an Integrated Optical Interferometer Used as a Pressure Sensor", *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 1, pp. 163-169, Janeiro 1994.
24. Wagner, J. Frankenberger, e P.P. Deimel, "Optical Pressure Sensor Based on a Mach-Zehnder Interferometer Integrated with a Lateral a-Si:H p-i-n Photodiode", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1257-1259, Outubro 1993.
25. B.J. Luff, J.S. Wilkinson, J. Piehler, U. Hollenbach, J. Inghoff, e N. Fabricius, "Integrated Optical Mach-Zehnder Biosensor", *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 4, pp. 583-592, Abril 1997.
26. G. Gauglitz, A. Brecht, G. Kraus, e W. Nahm, "Chemical and Biochemical Sensors Based on Interferometry at Thin (Multi-) Layers", *Sensors and Actuators B*, vol. 11, pp. 21-27, 1993.
27. Y. Liu, P. Hering, e M.O. Scully, "An Integrated Optical Sensor for Measuring Glucose Concentration", *Appl. Phys. B*, vol. 54, pp. 18-23, 1992.
28. E.F. Schipper et al., "The realization of an integrated Mach-Zehnder waveguide immunosensor in silicon technology", *Sensors and Actuators B*, vol. 10, pp. 147-153, 1997.
29. K. Hirabayashi, H. Tsuda and K. Kurokanha, "Tunable liquid-crystal Fabry-Perot interferometer filter for WDM communications systems", *J. Lightwave Technology*, vol. 11, n. 12, pp. 2033 – 2043, dezembro de 1993.

30. Sadot and B. Efrain, "Tunable optical filters for dense WDM networks", *IEEE Communications Magazine*, pp. 50 – 55, dezembro de 1997.
31. M. McLandrich, R. Orazi and H. Marlin, "Polarization independent narrow channel wavelength division multiplexing fiber couplers for 1,55 μm ", *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, n. 4, pp. 442 – 447, abril de 1991.
32. M. Borella, J. Jue, D. Banerjee, B. Ramamurthy and B. Mukherjee, "Optical components for WDM lightwave networks", *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, n. 158, pp. 1274 – 1304, agosto de 1997.
33. R. Pollock, *Fundamentals of Optoelectronics*, Chicago, IRWIN, 1995.
34. I. Andonovic and D Uttamchandani, *Principles of Modern Optical Systems*, Artech House, 1989.
35. H. Kressel and J.K. Buttler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*, Academic, New York, 1977.
36. G.H.B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices*, Wiley, New York, 1980.
37. J.C. Palais, *Fiber Optic Communications*, 2a. Ed., Prentice Hall, 1987.
38. G. Cocorullo, F.G. DellaCorte, M. Iodice, I. Rendina, and P.M. Sarro, "An integrated silicon interferometric temperature sensor", *Sens. and Act. A*, vol.61: (1-3), pp. 267-272, Junho 1997.
39. J.W. Snow, "A fibre Optic Fluid Level Sensor: Practical Considerations", in *Proceedings of the SPIE*, 954, pag. 88, 1983.