UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

# "Guias de Onda Dielétricos em $LiNbO_3$"

Luiz Henrique Pereira de Godoy

Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, para obtenção do título de Mestre em Física Aplicada.

Orientador: Prof.Dr. Bernhard Joachim Mokross

OK

[redacted]

São Carlos - 1988

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE

Luiz Henrique Pereira de Godoy APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 1º DE julho DE 1988.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Bernhard Joachim Mokross Orientador

Dr. José Pedro Andreeta

Dr. Antonio Caliri

A Elizabeth

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Bernhard J. Mokross, pela orientação e apoio, sem o qual este trabalho não teria sido realizado.

Ao técnico Paulo Roberto pelo trabalho de corte e polimento dos cristais utilizados.

Aos demais colegas, técnicos e professores do Departamento de Física e Ciência dos Materiais.

# RESUMO

Guias de onda de luz foram fabricados por difusão térmica de Titânio em substratos de $LiNbO_3$. Os índices efetivos dos modos guiados foram medidos usando o método de acoplamento por prismas e a equação de onda resolvida numericamente usando a aproximação WKB.

Profundidade de difusão, variação máxima do índice de refração e o perfil da concentração de Titânio são calculados para um guia que suporta três modos TE.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

## ABSTRACT

Optical waveguides have been fabricated by thermal diffusion of Titanium into $LiNbO_3$ substrate. The effective indices of guided modes have been measured using a prism coupling method and the wave equation have been solued numerically using the WKB approximation. The diffusion depth, maximun refractive index change and Titaniun concentration profite was calculated for one waveguide that support three TE modes.

## INDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO ..... 1

CAPÍTULO II - TEORIA DE GUIAS DE ONDA DIELÉTRICOS..... 6

2.1. Reflexão Total da Luz ..... 6

2.2. Modos no Guia de Onda ..... 10

2.3. Propagação da Luz no Interior do Guia..... 17

2.4. Equação dos Modos ..... 20

2.5. Modos em Guias Obtidos por Difusão..... 22

2.6. Método WKB ..... 24

2.7. Equação de Auto-Valor ..... 28

CAPÍTULO III - ACOPLAMENTO DE LUZ NO INTERIOR DO GUIA .. 31

3.1. Acoplamento por Prismas ..... 31

3.2. Condição de Acoplamento ..... 33

3.3. Espectroscopia de Linhas-m..... 37

CAPÍTULO IV - FABRICAÇÃO DE GUIAS DE ONDA DE $LiNbO_3$ .... 39

4.1. Propriedades e Características do $LiNbO_3$ ..... 39

4.2. Corte do Substrato..... 40

4.3. Técnicas de Fabricação de Guias de Onda em $LiNbO_3$ 41

4.4. Guias por Difusão de Titânio..... 42

4.5. Mecanismo de Difusão do Titânio..... 43

4.6. Concentração do Titânio..... 45

4.7. Variação do Índice de Refração..... 48

CAPÍTULO V - ACOPLAMENTO POR PRISMAS-PARTE EXPERIMENTAL 51

5.1. Prismas..... 51

5.2. Montagem Experimental..... 53

5.3. Obtenção do Acoplamento..... 55

CAPÍTULO VI - OBSERVAÇÃO DOS MODOS DE PROPAGAÇÃO NO GUIA ..... 59

6.1. Guias..... 59

6.2. Observação dos Modos ..... 59

6.3. Medição dos Ângulos de Acoplamento ..... 60

6.4. Cálculo do Índice de Refração Efetivo dos Modos ..... 62

CAPÍTULO VII - CARACTERIZAÇÃO DO GUIA ..... 66

7.1. Resolução da Equação dos Modos ..... 66

7.2. Coeficiente de Difusão do Ti..... 69

7.3. Efeito Fotorefrativo..... 70

7.4. Espalhamento de Luz em Guias de Onda ..... 74

CAPÍTULO VIII - CONCLUSÃO ..... 77

REFERÊNCIAS ..... 79

## ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1 - Geometria de um guia de onda planar ..... 2

FIGURA 2 - Trajetória em zig-zag da luz dentro de um guia de onda ..... 3

FIGURA 3 - Dois exemplos de um guia de canal ("strip wave guides")..... 3

FIGURA 4 - Reflexão e Refração da luz na interface entre dois meios dielétricos ..... 6

FIGURA 5 - Goos-Hanchen Shift..... 9

FIGURA 6 - Configuração do campo elétrico para $\beta > K_o\ n_1$... 14

FIGURA 7 - Campo elétrico para $K_o n_o < \beta < K_o n_1$, modos guiados 15

FIGURA 8 - Campo elétrico para $K_o n_2 < \beta < K_o n_o$, modos de substrato..... 15

FIGURA 9 - Campo elétrico para $0 < \beta < K_o n_2$, modos de radiação..... 16

FIGURA 10- Trajetória em zig-zag da luz dentro do guia.. 17

FIGURA 11- Componentes do vetor de onda $K_o n_1$..... 19

FIGURA 12- Perfil do índice de refração.a) Variação brusca de $n_1$ para $n_o$. b) Variação para guias produzidos por difusão..... 22

FIGURA 13- a) Trajetória do raio de luz. b) Perfil do índice de refração..... 27

FIGURA 14- Acoplamento de luz por prismas..... 32

FIGURA 15- Campo elétrico na base do prisma..... 33

FIGURA 16- Transferência de enrgia para o interior do guia, condição síncrona..... 34

FIGURA 17- Transferência de energia para o interior e exterior do guia, usando acoplamento por prismas..... 36

FIGURA 18- Ângulos usados na equação (53)..... 38

FIGURA 19- Orientação de um substrato de $LiNbO_3$, em relação aos eixos cristalinos X,Y,Z..... 40

FIGURA 20- Esquema da difusão do Titânio..... 45

FIGURA 21- Gaussiana exp $(-y^2/D^2)$ comparada com resultados experimentais..... 48

FIGURA 22- Variação do índice de refração com a concentração de Titânio..... 49

FIGURA 23- Dimensões do prisma nº 1..... 51

FIGURA 24- Dimensões do prisma nº 2..... 52

FIGURA 25- Arranjo experimental para a medição dos Ângulos de acoplamento..... 53

FIGURA 26- Ajuste ótico do prisma em relação ao centro de rotação da mesa..... 54

FIGURA 27- Deformação do guia quando pressionado pelo prisma..... 55

FIGURA 28- Esquema do sistema de pressão do prisma..... 56

FIGURA 29- Região de acoplamento da luz no prisma..... 57

FIGURA 30- Reflexão total frustrada da luz..... 64

FIGURA 31- Perfil do índice de refração do guia para D= 3,63 μm e Δn=0.0097..... 69

FIGURA 32- Distribuição de carga no guia, causada pelo efeito fotovoltaico..... 71

FIGURA 33- Espalhamento do feixe de luz devido ao efeito fotorefrativo..... 72

FIGURA 34- Alargamento observado no feixe no guia, causado pelo efeito fotorefrativo..... 73

FIGURA 35- Espalhamento de luz nas interfaces do guia.. 76

# ÍNDICE DE TABELAS

TABELA I ..... 47

TABELA II ..... 47

TABELA III ..... 63

TABELA IV ..... 68

# CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

O surgimento, a partir da década de 70, de sistemas de comunicação por fibra ótica, tornou necessário o desenvolvimento de técnicas de fabricação de um conjunto de componentes óticos que reunissem qualidades como: pequeno tamanho, baixo custo, fácil alinhamento e conexão com fibras óticas, etc.

A ótica integrada, na qual guias de onda dielétricos são fabricados usando técnicas de filmes finos, similares às usadas na microeletrônica, tornou possível a produção desses equipamentos. Desse modo, todo um conjunto de componentes óticos como lasers, moduladores, detetores, prismas, lentes, polarizadores e acopladores podem ser fabricados e reunidos em um único componente com 1 $cm^2$ de área, usando guias de onda como componentes básicos.

Um guia de onda dielétrico consiste basicamente em uma camada de material dielétrico cujo índice de refração seja maior que o meio que o cerca (Figura 1).

A região central do guia possui um índice de refração $n_1$ estando depositada sobre um substrato com índice de refração $n_o$ e coberta por uma região de índice de refração $n_2$, normalmente o ar, obedecendo à relação $n_1 > n_o > n_2$.

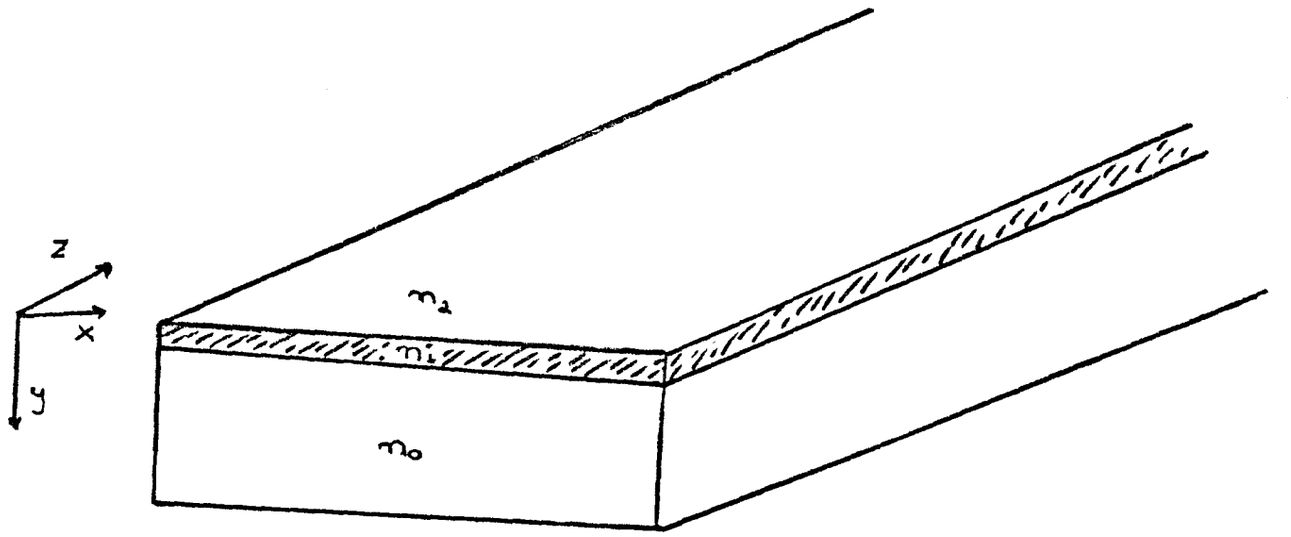


Fig.1- Geometria de um guia de onda planar.

Um feixe de luz que se propague no interior do guia incidindo nas interfaces em um ângulo $\theta$ tal que $\theta >$ arcsen $\frac{n_2}{n_1}$ e $\theta >$ arcsen $\frac{n_o}{n_1}$ será totalmente refletido nas interfaces de modo que ficará confinado no interior do guia (Figura 2).

Além de guias de onda planares como mostrado na Figura 1, podem existir também guias de onda de canal (strip waveguides) em que a luz é confinada também na horizontal).

A Figura 3 mostra duas possíveis geometrias para guias de canal.

$n_1 > n_o \geqslant n_2$

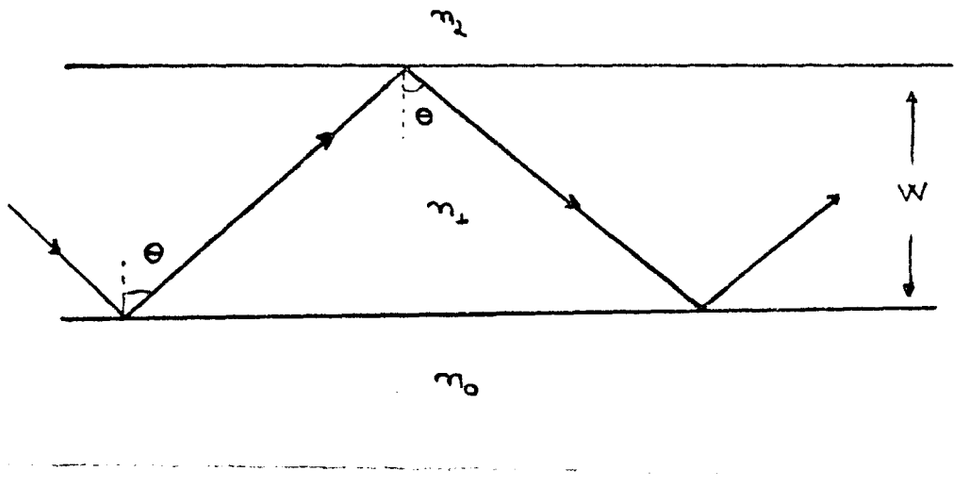


Fig.2- Trajetória em zig-zag da luz dentro de um guia de onda.

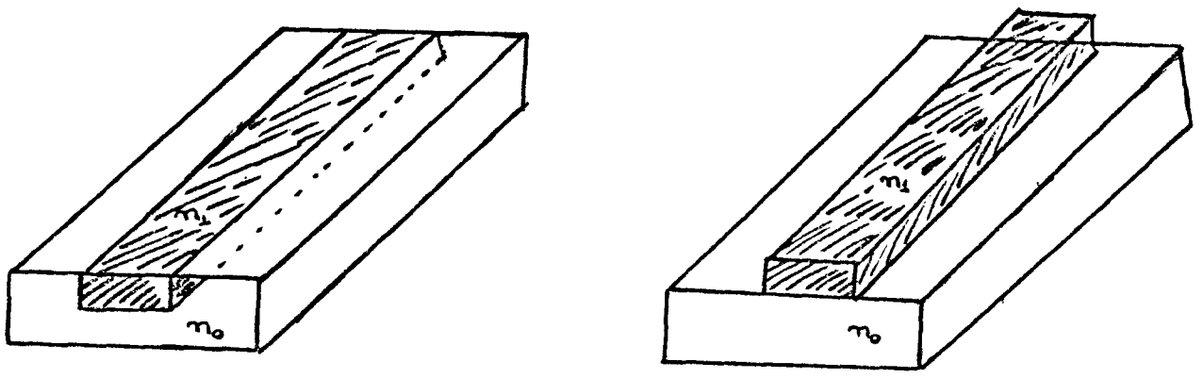


Fig.3- Dois exemplos de um guia de canal ("strip waveguides").

A tecnologia de ótica integrada iniciou seu desenvolvimento no início da década de 70, quando Tien et al. [1, 2] desenvolveram a técnica de acoplamento da luz por prismas, que efetivamente resolveu o problema de como acoplar de maneira controlada um feixe de luz para dentro ou para fora de um guia de onda. Nos anos seguintes uma grande variedade de técnicas e materiais foram desenvolvidos para a produção de guias de onda e de dispositivos usando guias de onda. Os primeiros guias eram guias passivos, isto é, destinavam-se apenas a transportar energia luminosa e fabricados principalmente usando substratos de vidros.

Um segundo desenvolvimento foi no sentido de produzir componentes ativos, isto é, dispositivos que usando guias de onda possam funcionar como: fontes de luz (lasers), moduladores, detetores, chaveadores, etc.(ver referência [3] para uma revisão histórica e bibliográfica até 1977).

Nessa etapa, as pesquisas concentraram-se em dois tipos de materiais, semicondutores (Principalmente GaAs) e $LiNbO_3$.

Destes, o $LiNbO_3$ tem se mostrado como o material mais promissor para a confecção de dispositivos ativos, devido as suas excelentes propriedades eletro-óticas e acusto-óticas.

Guias de onda em $LiNbO_3$ foram primeiramente fabricados usando a técnica de difusão de $Li_2O$ (out-diffusion) [4, 5]. Foi porém através dos trabalhos de Kaminow e Schmidt [6], ao demonstrarem que a difusão de certos metais, principalmente o

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

Titânio, no interior do $LiNbO_3$, leva a um aumento do índice de refração do cristal, permitindo a formação de um guia de onda; que as pesquisas com $LiNbO_3$, passaram a despertar crescente interesse, tanto do ponto de vista científico, quanto do ponto de vista econômico, na área de telecomunicações por fibra ótica [7].

CAPÍTULO II

# TEORIA DE GUIAS DE ONDA DIELÉTRICOS

## 2.1. Reflexão Total da Luz

Considere a interface da separação de dois meios dielétricos com índice de refração $n_1$ e $n_2$.

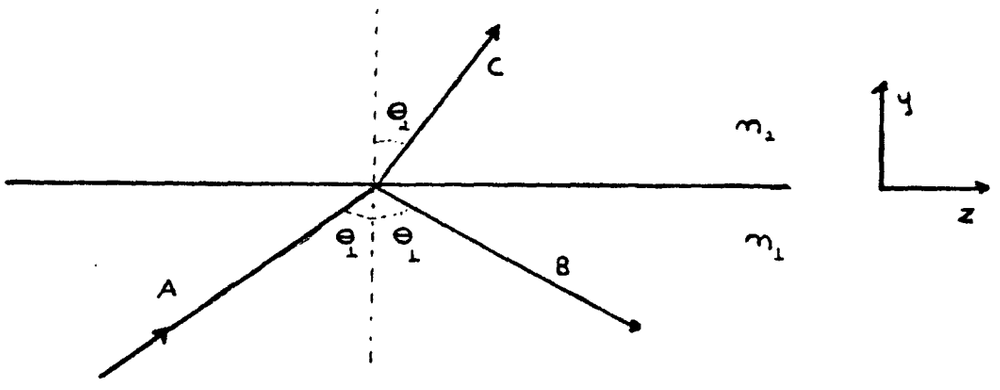


Fig.4- Reflexão e refração da luz na interface entre dois meios dielétricos.

Em geral, uma onda com amplitude A complexa, é parcialmente refratada e parcialmente refletida na interface entre os meios (ondas B e C). O ângulo $\theta_2$ da onda refratada é dado pela lei de Snell (ref. [8] Cap. I).

$$n_1 \text{ sen } \theta_1 = n_1 \text{ sen } \theta_2 \qquad (1)$$

Podemos dividir o campo elétrico incidente em duas componentes, uma em que a polarização do campo é paralela ao plano de incidência (Polarização Transversal Magnética TM) e outra em que o campo é perpendicular ao plano (Polarização Transversal Elétrica TE). As condições de contorno na interface são que as componentes tangenciais de $\vec{E}$ e $\vec{H}$ sejam contínuas.

A onda refletida tem uma amplitude B relacionada com a amplitude A da onda incidente por um coeficiente de reflexão R da forma.

$$B = RA \tag{2}$$

Aplicando as condições de contorno, obtemos para uma polarização TE que:

$$R_{TE} = \frac{B}{A} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \tag{3}$$

ou usando a equação (1):

$$R_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - (n_2^2 - n_1^2 \operatorname{sen}^2 \theta_1)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_1 + (n_2^2 - n_1^2 \operatorname{sen}^2 \theta_1)^{1/2}} \tag{4}$$

que é conhecida como fórmula de Fresnell. Para uma polarização TM temos:

$$R_{TM} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \tag{5}$$

Quando $\theta_1$ for maior que o ângulo crítico $\theta_c$=arcsen $(\frac{n_2}{n_1})$, $|R| = 1$ e a luz sobre reflexão total.

Durante a reflexão total, a onda eletromagnética sofre uma variação de fase $2\phi$, dada por [9, 10]:

$$\tan \phi_{TE} = \frac{(n_1^2 \operatorname{sen}^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_1} \tag{6}$$

$$\tan \phi_{TM} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{(n_1^2 \operatorname{sen}^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_1} \tag{7}$$

Notamos pela equação que $\phi$ varia de zero quando $\theta_1 = \theta_c$ até $\frac{\pi}{2}$ quando $\theta = 90^o$.

Quando consideramos o fenômeno da reflexão total, notamos que na região $n_2$ existe um campo elétrico que decai exponencialmente da forma $\exp(- p_2 y)$ no interior dessa região.

Devido à presença desse campo, o raio de luz se comporta como se fosse refletido por uma interface virtual, localizada a uma distância Ys da interface real essa penetração causa um deslocamento lateral de 2 Zs do raio em relação ao raio incidente. Esse fenômeno é chamado "Goos-Hanchen Shift" [9] .

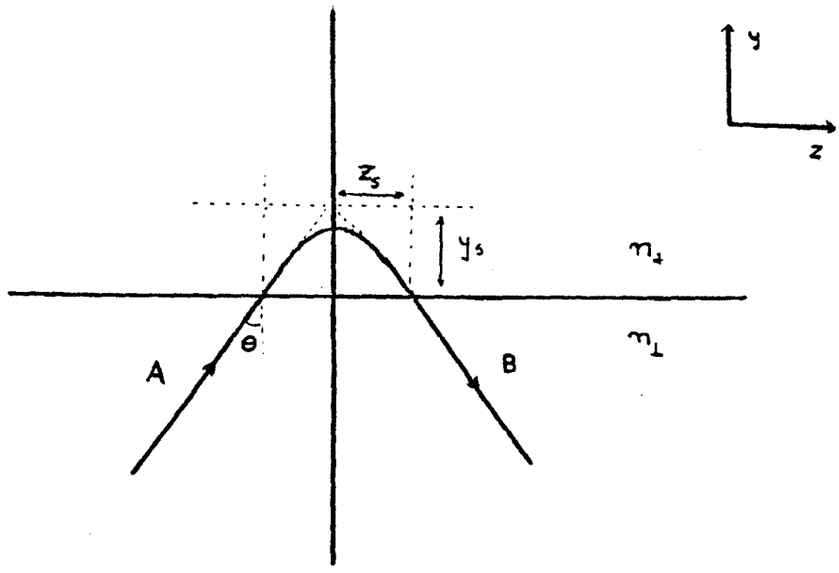


Fig.5- Goos-Hanchen Shift.

Esse deslocamento lateral é dado por:

$$Z_s = \frac{\lambda \tan\theta(1-\text{sen}^2\theta)}{2\pi(1-\text{sen}^2\theta_c)(\text{sen}^2\theta-\text{sen}^2\theta_c)^{1/2}} \tag{8}$$

onde $Z_s$ é dado em unidades de $\lambda$. O valor de $Y_s$ é:

$$Y_s = \frac{Z_s}{\tan\theta} \tag{9}$$

Podemos então, explicar a variação de fase $2\phi$ da reflexão total considerando que o raio de luz passa durante um certo tempo na região $n_2$ onde sua velocidade é maior sofrendo com isso uma variação de fase $2\phi$ ao reentrar em $n_1$.

## 2.2. Modos no Guia de Onda

Um modo de um guia de onda dielétrico é uma solução da equação de propagação de Maxwell:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + K_o^2 \, n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \qquad (10)$$

onde supomos uma dependência temporal do tipo $\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(\vec{r}) \, e^{i\omega t}$ e onde $K_o$ é o vetor de onda da luz no vácuo e o índice de refração $n(\vec{r})$ estando relacionado com a constante dielétrica do meio por:

$$n^2(\vec{r}) = \frac{\varepsilon(\vec{r})}{\varepsilon_o} \qquad (11)$$

Com as componentes tangenciais de $\vec{E}$ e $\vec{H}$ contínuas nas interfaces entre os meios.

Um modo normal de propagação no guia de onda é então definido como uma auto-solução da equação (10) com auto-valores $\beta_\nu$ da forma

$$\vec{E}_\nu(\vec{r}) = \vec{E}_\nu(x,y) \quad e^{-i\beta_\nu Z} \qquad (12)$$

onde $\nu$ é o índice do modo e $\beta_\nu$ a constante de propagação desse modo na direção Z.

Uma equação semelhante à equação (10) pode ser obtida para H fazendo a substituição $\vec{\nabla} \times \vec{H} = i\omega \, \varepsilon(\vec{r}) \, \vec{E}(\vec{r})$.

Um guia planar suporta modos Transversais Elétricos (TE) onde o campo elétrico é perpendicular ao plano de propagação da luz, isto é:

$$\vec{E}(\vec{r}) = E_x(\vec{r})\ \hat{x}$$

$$E_z = E_y = 0$$

e modos Transversais Magnéticos com $H_z = H_y = 0$ e $\vec{H}(\vec{r}) = H_x(\vec{r})\hat{x}$.

Vamos considerar por simplicidade apenas os modos Transversais Elétricos (TE) embora os mesmos resultados também possam ser aplicados aos modos TM.

Também vamos considerar apenas o caso de um guia planar, isto é, em que a luz esteja confinada apenas na direção y como mostra a geometria da Fig.1.

Assim $n(\vec{r}) = n(y)$ e os campos são funções apenas de $y, E_x(\vec{r}) = E_x(y)$ de modo que $\frac{\partial}{\partial x} = 0$.

Com essas simplificações a equação 10 fica:

$$\frac{d^2 E_x(y)}{dy^2} + (K_o^2\ n^2(y) - \beta^2)\ E_x(y) = 0 \qquad (13)$$

$$\text{com } E = E_x(y)\ e^{-i\beta z} \qquad (14)$$

$$H_y = \frac{i}{K_o} \frac{dE}{dz} \tag{15a}$$

$$H_z = - \frac{i}{K_o} \frac{dE}{dy} \tag{15b}$$

As equações correspondentes para uma onda TM seriam [9]:

$$n^2(y) \frac{d}{dy} \left( \frac{1}{n^2(y)} \frac{dH_x}{dy} \right) + (K_o^2 \, n^2(y) - \beta^2) H_x = 0 \tag{16}$$

$$E_y = \frac{-i}{K_o n^2(y)} \frac{dH}{dz} \tag{17}$$

$$E_z = \frac{i}{K_o n^2(y)} \frac{dH}{dy} \tag{18}$$

Existem três regiões distintas no guia de onda: o substrato com índice de refração $n_o$, o guia com índice de refração $n_1$ e o ar, com índice de refração $n_2$.

Podemos escrever a equação (13) para as três regiões separadamente:

**região 0**

$$\frac{d^2 E}{dy^2} + (K_o^2 \, n_o^2 - \beta^2) E = 0 \tag{19a}$$

região 1

$$\frac{d^2 E}{dy^2} + (K_o^2 \, n_1^2 - \beta^2)E = 0 \qquad (19b)$$

**região 2**

$$\frac{d^2 E}{dy^2} + (k_o^2 \, n_2^2 - \beta^2)E = 0 \qquad (19c)$$

Consideremos o comportamento das possíveis soluções para E em função dos valores de $\beta$ nessas equações [ 11 ].

Se assumirmos $n_1 > n_o > n_2$ então para $\beta > K_o \, n_1$ vemos pelas equações (19) que $\frac{1}{E} \frac{d^2 E}{dy^2} > 0$ em todas as regiões e E(y) é uma exponencial em todas as camadas. Combinando isso com as condições de contorno que exigem a continuidade do campo nas interfaces a distribuição do campo seria como na Fig.6,

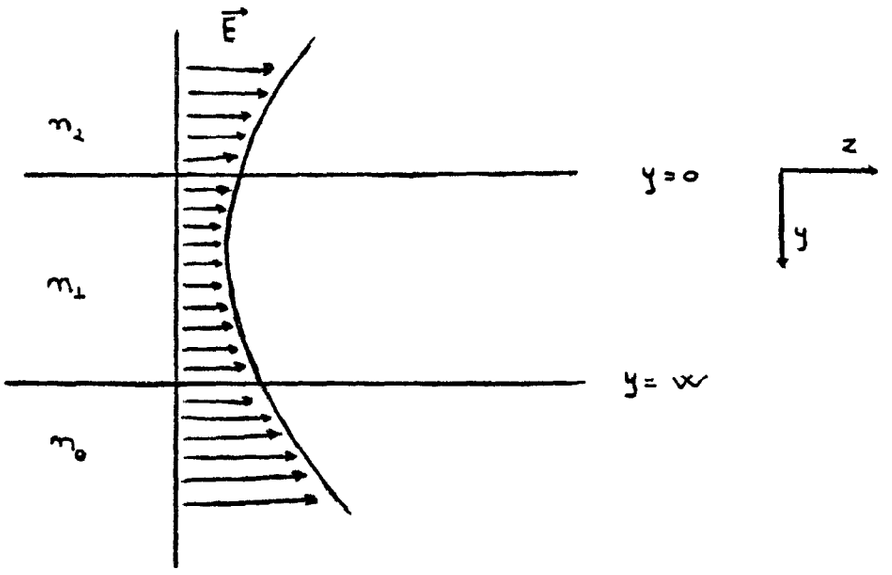


Fig.6- Configuração do campo elétrico para $\beta > K_o n_1$.

ou seja, o campo se expande exponencialmente até o infinito, o que é uma situação não física, que não corresponde a uma onda real.

Para $K_o\ n_o < \beta < K_o\ n_1$, a solução é oscilatória na região 1 onde $\frac{1}{E}\frac{d^2E}{dy^2} < 0$, mas exponencial nas regiões 0 e 2. é possível encontrar uma solução física dessas equações fazendo o campo ser uma exponencial decrescente nessas regiões, como na Fig.7.

A energia transportada por esses modos está confinada no interior do guia (região $n_1$) e conseqüentemente chamamos esses modos de modos confinados ou modos guiados.

Existe apenas um número finito m desses modos (m=0, 1,2,3...) cada um com um valor correspondente de $\beta_m$ limitados no intervalo $K_o n_o < \beta < K_o n_2$.

Podemos também encontrar soluções em que $K_o n_2 < \beta < K_o n_o$ que correspondem a um campo exponencial na região $n_1$ e oscilatório nas outras como na Fig.9.

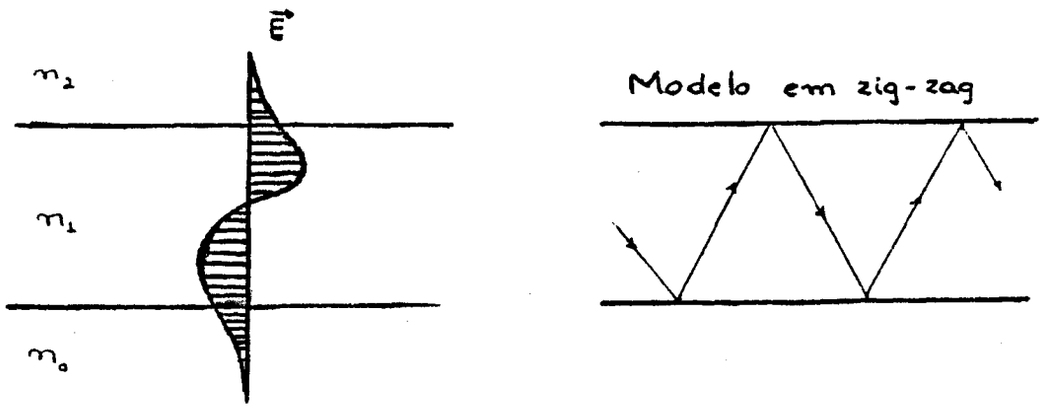


Fig.7. Campo Elétrico para $K_o n_o < \beta < K_o n_1$, modos guiados.

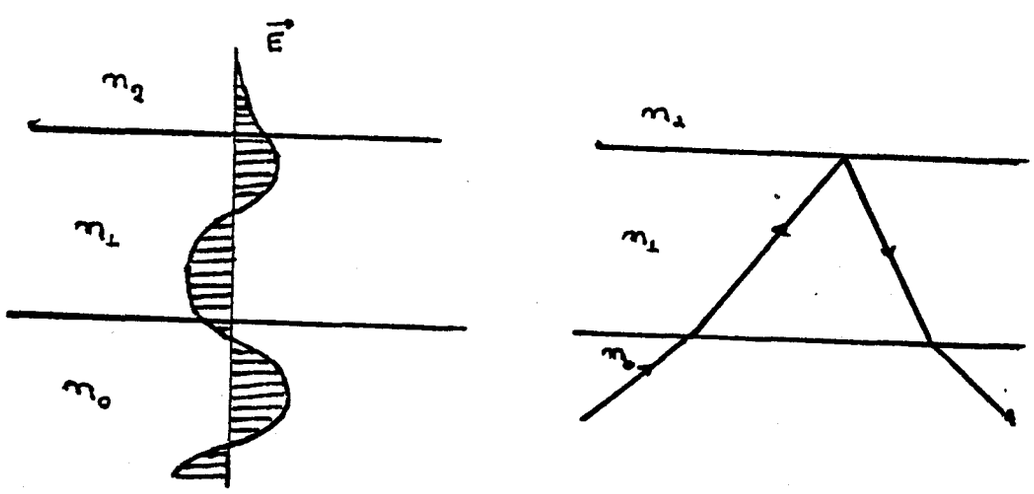


Fig.8- Campo elétrico para $K_o n_2 < \beta < K_o n_o$, modos de substrato.

Essas soluções são chamadas de modos de radiação do substrato e correspondem a um raio de luz que sofre reflexão total apenas na interface entre o guia e o ar.

Por último, para $0 < \beta < K_0 n_2$ a solução é oscilatória em todas as regiões

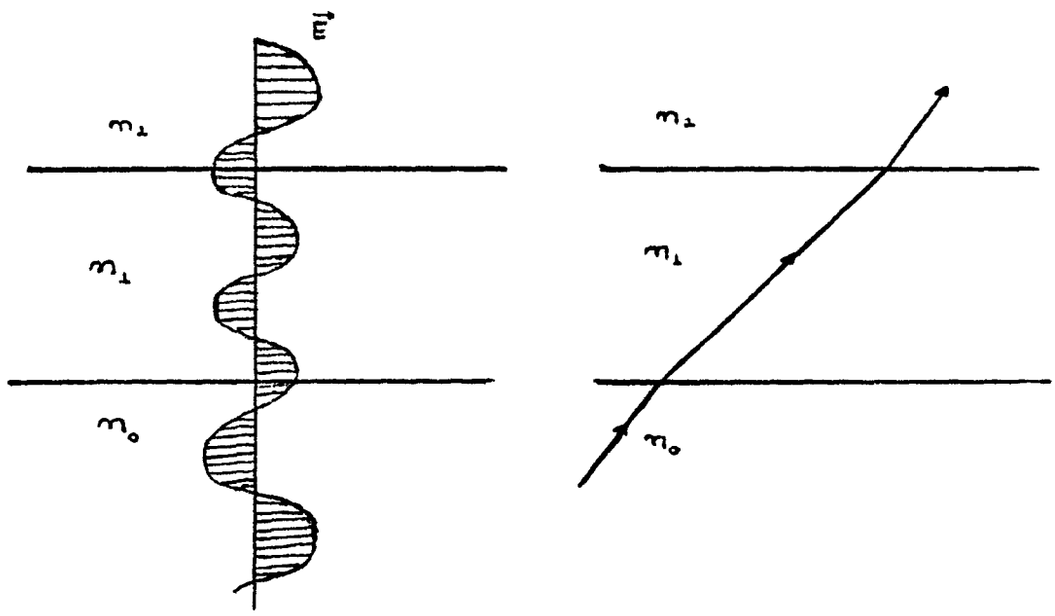


Fig.9- Campo elétrico para $0 < \beta < K_0 n_2$, modos de radiação.

e são chamadas de modos de radiação aérea do guia, ou simplesmente modos de radiação.

Assim, além de um conjunto finito de modos $E_m$ guiados (onde m é discreto m=0,1,2,...) temos um conjunto infinito de modos de radiação e modos de substrato $E_\nu$ onde $\nu$ assume valores contínuos.

Todos esses modos são ortogonais entre si, ou seja [9]

$$\int \vec{E}_\nu \times \vec{H}^*_\mu = 0 \qquad \nu \neq \mu \tag{20}$$

e formam um conjunto completo, de maneira que uma distribuição arbitrária de campo pode ser expressa como uma composição desses modos.

## 2.3. Propagação da Luz no Interior do Guia

Vamos estudar a propagação da luz no interior do guia usando o modelo de ótica de raios e ondas em zig-zag. Considere a Figura 10:

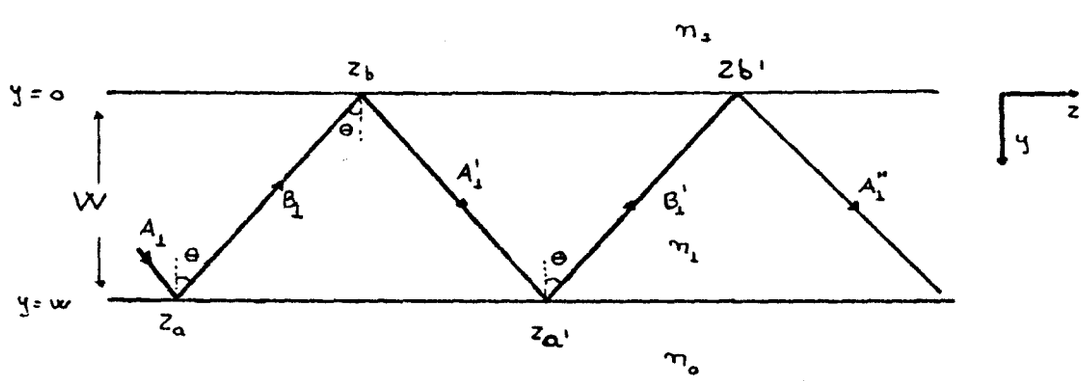


Fig.10- Trajetória em zig-zag da luz dentro do guia.

na qual um raio de luz se propaga no interior do guia de espessura W e índice de refração $n_1$.

Inicialmente, a onda $A_1$ é totalmente refletida na onda $B_1$ no ponto Za, a seguir a onda $B_1$ é totalmente refletida na onda $A_1'$ no ponto Zb, etc.

As ondas $A_1$ e $A_1'$ têm um fator de propagação em comum [3].

$$\mathrm{Exp}(-i\omega t - ib_1 y + i\beta z) \tag{21}$$

onde $$b_1 = K_o\, n_1 \cos\theta_1 \tag{22a}$$

$$\beta = K_o\, n_1 \,\mathrm{sen}\,\theta_1 \tag{22b}$$

Similarmente, a onda $B_1$ tem como fator de propagação

$$\mathrm{Exp}(-i\omega t + ib_1 y + i\beta z) \tag{23}$$

onde $K_o\, n_1$ é o módulo do vetor de onda da luz no meio e $b_1$ e $\beta$ suas componentes nas direções y e z.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

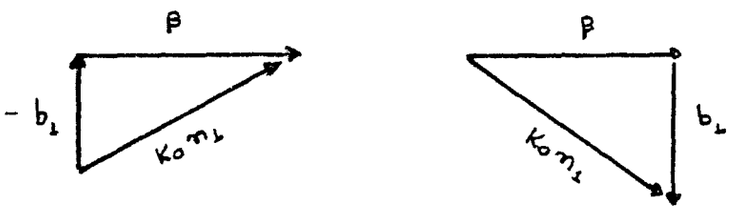


Fig.11- Componentes do vetor de onda $K_o\ n_1$.

Usando $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{dB}{dt}$ temos para a onda $A_1$

$$E_x = A_1\ e^{-ib_1 y} \tag{24a}$$

$$H_y = -\frac{\beta c}{w}\ E_x = -n_1 \operatorname{sen}\theta_1\ E_x \tag{24b}$$

$$H_2 = n_1 \cos\theta_1\ E_x \tag{24c}$$

Devido a reflexão total, os campos nos meios $n_o$ e $n_2$ têm a forma de uma função exponencial decrescente [2], então no substrato:

$$E_x = C_o\ e^{-p_o(y-w)} \tag{25}$$

e no ar temos:

$$E_x = D_2\ e^{p_2 y} \qquad (y<0) \tag{26}$$

aplicando esses campos na equação de onda (19) obtemos as seguintes relações:

$$\beta = K_o\, n_1 \operatorname{sen}\theta_1 \qquad\qquad b_1 = K_o n_1 \cos\theta_1$$

$$b_1^2 = (K_o\, n_1)^2 - \beta^2 \tag{27a}$$

$$p_o^2 = \beta^2 - (K_o\, n_o)^2 \tag{27b}$$

$$p_2^2 = \beta^2 - (K_o\, n_2)^2 \tag{27c}$$

onde $b_1$, $\beta$, $p_o$ e $p_2$ são reais e positivos.

## 2.4. Equação dos Modos

Quando um raio de luz percorre uma trajetória em zig-zag no guia, do ponto Za até o ponto Za' (Fig. 10) ele sofre uma variação de fase de $2\, K_o\, n_1 \cos\theta_1$ ou usando a equação (22) de $2b_1w$, causada pelo deslocamento de Za até Za'; mais uma variação de fase de $-2\phi_{10}$ devido a reflexão na interface $n_o$ e $n_1$ e uma variação de fase $-2\phi_{12}$ na reflexão entre as interfaces $n_1$ e $n_2$.

Entretanto, os pontos Za e Za' representam fisicamente a mesma situação, de modo que as ondas A (em Za) e A' (em Za') só diferem entre si por uma fase $\Delta$. Após os zig-zag subseqüentes a diferença de fase seria $2\Delta$, $3\Delta$, $4\Delta$ ... relativa a A.

Em geral, a superposição de um conjunto de ondas planas que interfiram entre si desta maneira daria zero, exceto se $\Delta = 2m\pi$ com m inteiro.

Ou seja, a soma das variações de fase ao caminhar de Za até Za' deve ser múltiplo inteiro de $2\pi$, o que nos fornece a seguinte equação [2 ]:

$$2b_1 w - 2\phi_{10} - 2\phi_{12} = 2m\pi \tag{28}$$

onde usando a equação (6) e a equação (27) para calcular $\phi_{10}$ e $\phi_{12}$ temos:

$$\tan\phi_{10} = \frac{p_o}{b_1} = \frac{(\beta^2-(K_o\, n_o)^2)^{1/2}}{((K_o\, n_1)^2-\beta^2)^{1/2}} \tag{29a}$$

$$\tan\phi_{12} = \frac{p_2}{b_1} = \frac{(\beta^2-(K_o\, n_2)^2)^{1/2}}{((K_o\, n_1)^2-\beta^2)^{1/2}} \tag{29b}$$

A equação (28) é chamada equação dos modos de propagação do guia, para cada valor de m temos um modo com um valor característico do ângulo $\theta$.

## 2.5. Modos em Guias Obtidos por Difusão

A equação dos modos (equação (28)) corresponde a um guia de onda em que ocorre uma variação brusca no índice de refração entre o guia e o substrato (Fig.15a).

Para outros tipos de guias, como guias produzidos por difusão, o índice de refração varia suavemente do substrato para o guia na forma de uma função f(y) (Fig.15b).

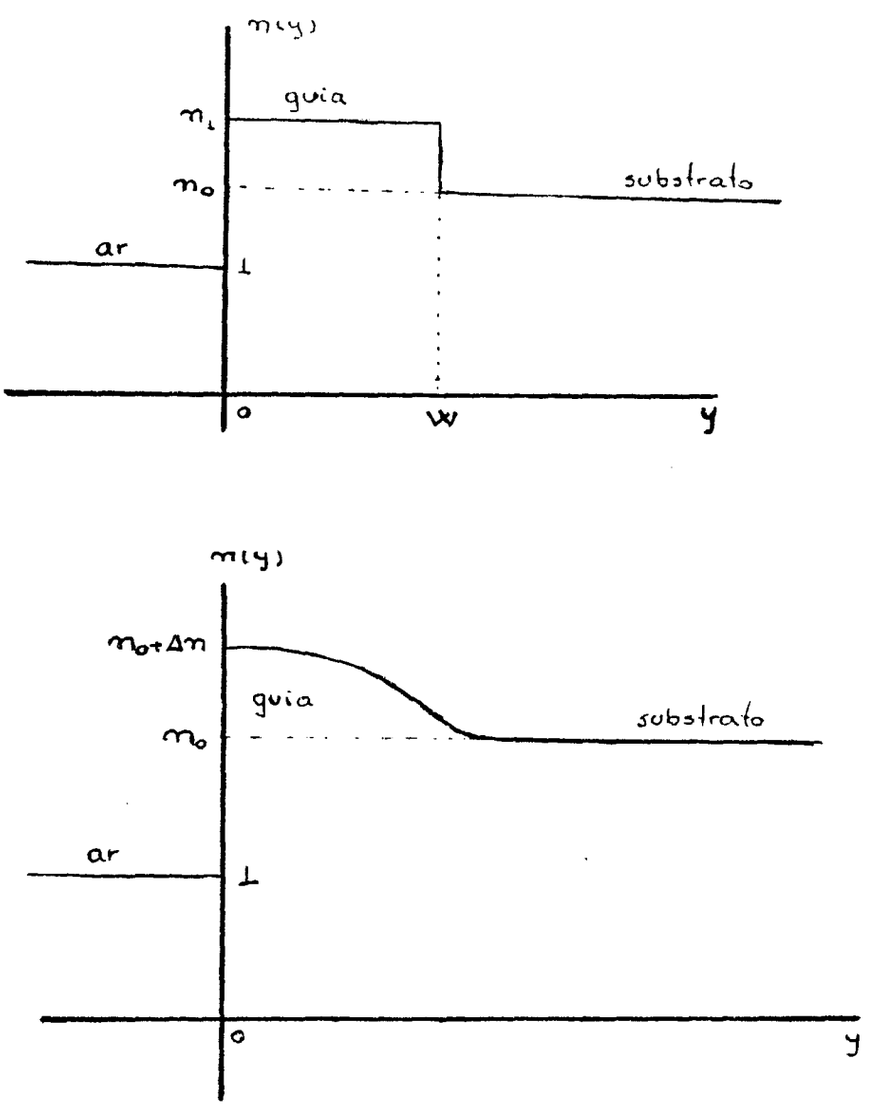


Fig.12- Perfil do índice de refração. a) variação brusca de $n_1$ para $n_0$. b) variação para guias produzidos por difusão.

Podemos então descrever o índice de refração do guia como

$$n(y) = 1 \qquad y<0$$

$$n(y) = n_o + \Delta n f\left(\frac{y}{D}\right) \qquad y\geq 0 \tag{30}$$

onde $n_o$ é o índice de refração do substrato, $\Delta n$ a variação máxima do índice de refração e D a profundidade de difusão. A função $f\left(\frac{y}{D}\right)$ varia entre 0→1 e descreve a variação do índice de refração devido a difusão. Por exemplo: $f\left(\frac{y}{D}\right) = \mathrm{erfc}\left(\frac{y}{D}\right)$ ou $\exp\left(-\frac{y}{D}\right)$

ou $\exp\left(-\frac{y^2}{D^2}\right)$ [12]

No caso de guias de $LiNbO_3$ por difusão de Ti, a função que melhor descreve o índice de refração é a gaussiana $\exp\left(-\frac{y^2}{D^2}\right)$.

Para calcularmos os modos desse guia de onda, usamos a equação de onda,

$$\frac{d^2E}{dy^2} + (n^2(y)K_o^2 - \beta^2)E = 0 \tag{31}$$

com $$n(y) = n_o + \Delta n f\left(\frac{y}{D}\right) \tag{32}$$

O uso do método de acoplamento por prismas [2], descrito no Capítulo III permite a obtenção de valores experimentais para $\beta$, de modo que, em geral, temos duas incógnitas $\Delta n$ e D. Usando dois valores experimentais para $\beta$, para dois modos distintos, temos um sistema de duas equações com duas incógnitas, o que permite calcular $\Delta n$ e D.

Note que a equação (31) é semelhante à equação de Schrödinger da mecânica quântica, com $\beta^2/K_o^2$ correspondendo aos níveis de energia, $n^2(y)$ correspondendo ao poço potencial e os modos do guia correspondendo aos estados ligados desse poço.

Para algumas formas de n(y) é possível encontrar soluções exatas dessa equação, por exemplo, a função exponencial [13]. Para outras formas de n(y), como a função Gaussiana, não existe solução exata e é necessário usarmos algum método aproximado.

O método mais comum é o método WKB, proposto, para guias de onda por Marcuse [4].

## 2.6. Método WKB

Considere a equação de onda do guia (equação (31)).

$$\frac{d^2E}{dy^2} + K^2(y)E = 0 \tag{33}$$

onde $$K(y) = (K_o^2\, n^2(y) - \beta^2)^{1/2} \tag{34}$$

Supondo que n(y) varia suavemente, podemos supor uma solução da forma [15-17].

$$E = F(y)\, e^{i\phi(y)} \tag{35}$$

onde F e $\phi$ são reais.

Substituindo essa solução na equação (33), temos:

$$(F'' - F\phi'^2 + K(y)F) + i(2F'\phi' + F\phi'') = 0 \tag{36}$$

as partes real e imaginária devem ser igual a zero separadamente, ou seja:

$$F'' + F\phi'^2 + K(y)F = 0 \tag{37}$$

$$2F'\phi' + F\phi'' = 0 \tag{38}$$

Da equação (38) obtemos

$$\frac{F'}{F} = \frac{2\phi''}{\phi'} \qquad \text{ou seja:}$$

$$F(y) = \frac{c}{(\phi')^{1/2}} \tag{39}$$

onde c é uma constante.

Na equação (37), como supomos que n(y) varia lentamente em $y > 0$, é lógico supor que F(y) também varia lentamente de maneira que $F'' << 1$ e pode ser desprezado. Assim a equação (37) fica

$$K^2(y)F = F\phi'^2 \tag{40}$$

ou seja

$$\phi' = \pm K(y) \tag{41}$$

ou

$$\phi(y) = \pm\int K(y)dy = \pm\int (K_0^2\, n^2(y) - \beta^2)^{1/2} dy \tag{42}$$

Usando as equações (39) e (42) na equação (35)

$$E = \frac{c}{(\phi')^{1/2}}\, e^{-i\phi(y)} =$$

$$= \frac{c}{(K(y))^{1/2}} \exp\left\{ \pm i \int K(y)dy \right\} \tag{43}$$

A equação (43) possui uma singularidade no ponto $y_t$ em que $K(y_t) = 0$. Esse ponto é chamado "turning point" no qual o método falha.

No caso de um guia de onda difundido, a trajetória dos raios de luz não é um zig-zag como na Fig.10, mas sim como na Fig. 16.

O ponto $y_t$ representa o ponto de maior penetração do raio de luz no guia, antes de retornar à superfície [12].

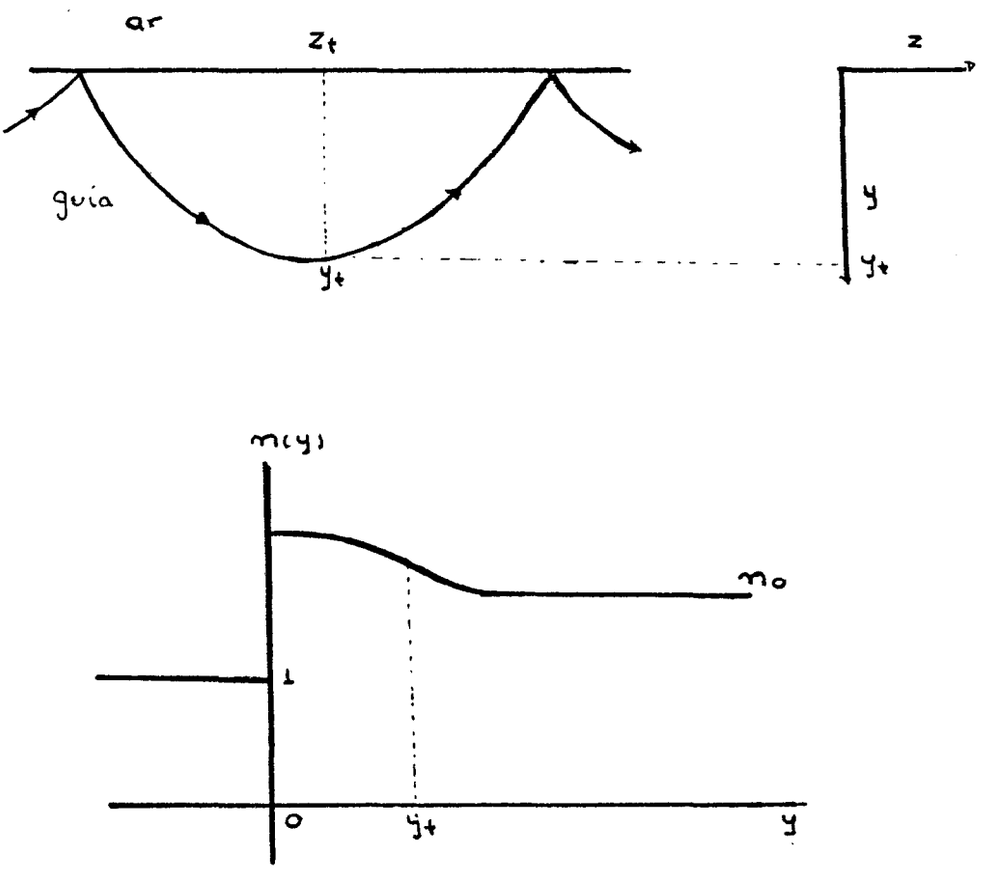


Fig.13- a) Trajetória do raio de luz.
b) Perfil do índice de refração.

Para obtermos a expressão completa do campo em todo o guia, temos de encontrar soluções à esquerda e à direita de $y_t$ e exigir que sejam contínuos nesse ponto.

Para $0 < y < y_t$ temos

$$E = \frac{c_1}{(K(y))^{1/2}} \exp\left\{ i \int_y^{y_t} K(y)\,dy \right\} +$$

$$+ \frac{c_2}{(K(y))^{1/2}} \exp\left\{-i\int_{y}^{y_t} K(y)dy\right\} \qquad (44)$$

com $c_1$ e $c_2$ constantes.

Se a equação (44) é solução, então uma combinação linear das duas exponenciais também deve ser, assim escrevemos (ref.[17]pág. 161).

$$E = \frac{c}{(K(y))^{1/2}} \cos\left(\int_{y_t}^{y} K(y)dy + \alpha\right) \qquad (45)$$

em que a constante $\alpha$ é uma fase.

Na região $y > y_t$, $K(y)$ é imaginário, porém fisicamente queremos que o campo nessa região seja uma exponencial decrescente:

$$E = \frac{c'}{|K(y)|^{1/2}} \exp\left\{-\int_{y_t}^{y} |K(y)|dy\right\} \qquad y>y_t \quad (46)$$

## 2.7. Equação de Auto-Valor

Como já foi dito na seção 2.4., a variação de fase da onda ao percorrer uma trajetória de zig-zag dentro do guia dever ser igual a um múltiplo inteiro de $2\pi$, portanto temos [18, 19] :

$$2\int_{0}^{y_t} K(y)dy - 2\phi_{10} - 2\phi_{12} = 2m\pi \qquad (47)$$

$$m = 0,1,2,...$$

onde $\phi_{10}$ e $\phi_{12}$ são dados pela equação (29).

Na prática [3] podemos aproximar:

$$\phi_{12} \simeq \frac{\pi}{2} \tag{48}$$

O termo $\phi_{10}$ representa a variação de fase que a onda sofre ao ser refletida no ponto $y_t$ e seria dado por [12]:

$$\phi_{10} = \lim_{\substack{n_1 \to n_o \\ b_1 \to o}} \arctan \frac{p_o}{b_1} \simeq \frac{\pi}{4} \tag{49}$$

onde $b_1$ e $p_o$ são dados pelas equações (22) e (27).

Desse modo, a equação (46) fica:

$$\int_o^{y_t} K(y)dy = \pi\left(m + \frac{3}{4}\right) \qquad m=0,1,2,3,... \tag{50}$$

ou

$$\int_o^{y_t} (K_o^2\, n^2(y) - \beta^2)^{1/2} dy = \pi\left(m + \frac{3}{4}\right) \tag{51}$$

com $n(y) = n_o + \Delta n \exp\left(\frac{-y^2}{D^2}\right)$

e o ponto $y_t$ definido como o ponto em que $n(y_t) = \frac{\beta}{K_o}$.

Notamos que o valor de $y_t$ varia para cada modo do guia, de acordo com o valor de $\beta_m$ desse modo.

Note também que para um guia uniforme em que $n(y)=n_1$ constante e $y_t=W$ a espessura do guia, a equação (47) dá simplesmente:

$$2b_1 w - 2\phi_{10} - 2\phi_{12} = 2m\pi$$

que é a equação (28).

Na mecânica quântica, um procedimento semelhante ao que levou à equação (51) daria como resultado:

$$\oint p\,dy = 2\pi h \left(n + \frac{1}{2}\right) \qquad n=0,1,2,\ldots$$

que é a regra de quantização de Bohr-Sommerfeld [17].

# CAPÍTULO III

# ACOPLAMENTO DE LUZ NO INTERIOR DO GUIA

## 3.1. Acoplamento por Prismas

Devido as suas pequenas dimensões (um guia típico tem entre 1 a 5 μm de espessura) a questão de como acoplar um feixe de luz no interior (ou para o exterior) de um guia de onda dielétrico foi durante muito tempo um fator limitador das pesquisas nesta área.

Esse problema só foi resolvido eficientemente por Tien e Ulrich [2] que desenvolveram o método de acoplamento por prismas que também se mostrou um método acurado de medir o espectro dos modos de propagação (as constantes de propagação $\beta$) dos guias, pelas quais o índice de refração e a espessura desses guias podem ser determinadas.

O princípio de operação do acoplamento por prismas é ilustrado na Fig. 14.

O prisma é formado por um material com índice de refração $n_3$ maior que $n_1$. Um raio de luz entra no prisma em um ângulo $\theta_3$ tal que sofra reflexão total ao atingir a base do prisma.

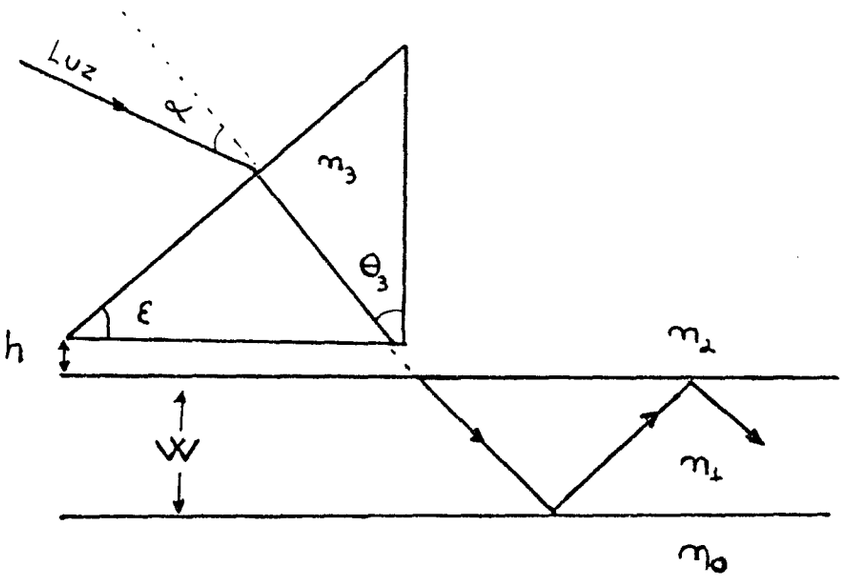


Fig.14- Acoplamento de luz por prismas.

Nesse processo é formado um campo que cai exponencialmente e que penetra no interior do guia, transferindo energia para o guia por tunelamento ótico.

Entretanto, para que esse tunelamento resulte numa excitação de um dos modos do guia, é necessário que a componente horizontal da onda no interior do prisma tenha uma velocidade de fase igual à velocidade de fase de um dos modos de propagação do guia [2, 20].

Se o prisma tem índice de refração $n_3$ e a luz incide na base do prisma num ângulo $\theta_3$, isso significa que o acoplamento ocorrerá quando:

$$K_o \, n_3 \, \text{sen} \, \theta_3 = \beta_m \qquad (52)$$

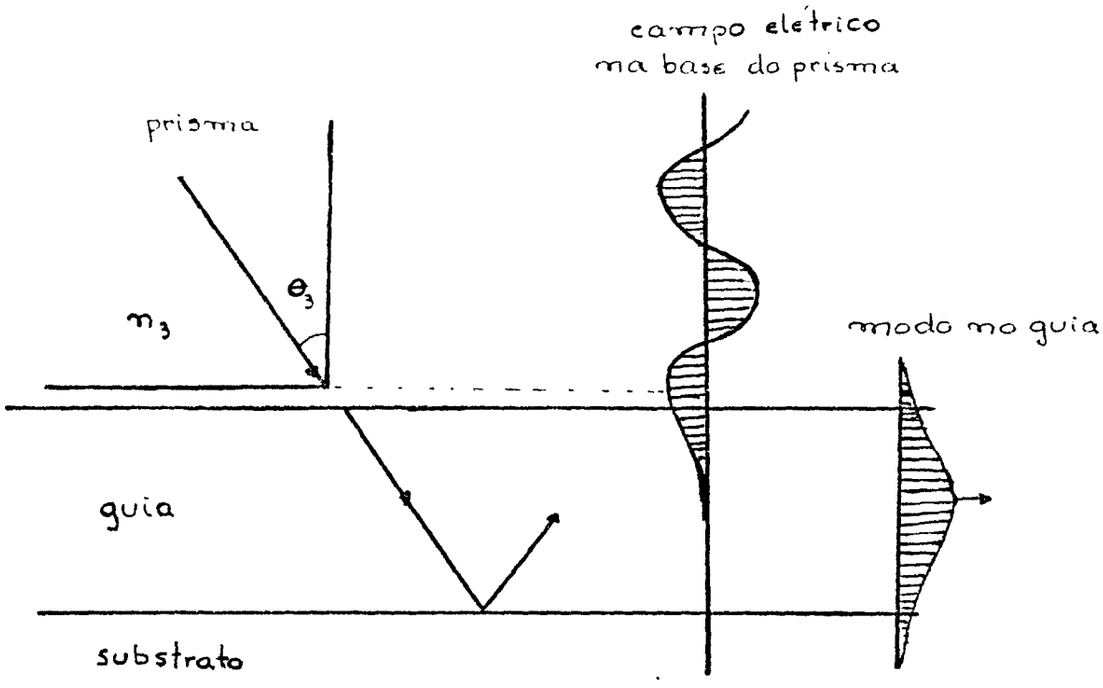


Fig. 15. Campo elétrico na base do prisma.

Definimos aqui a quantidade:

$Nm = \frac{\beta m}{K_o}$ que é chamada de índice de refração efetivo de cada modo do guia.

Para cada modo m existe um valor próprio Nm contido no intervalo $n_o < Nm < n_1$.

### 3.2. Condição de Acoplamento

Em um prisma e um guia real, as suas superfícies não estão efetivamente em contato entre si existindo entre elas uma película de ar de espessura h. A espessura desta camada de

ar varia tipicamente entre 0.1 até 1 microm, causada por exemplo, pela não planicidade dessas superfícies, por rugosidade ou pela presença de poeira ou outras impurezas na interface.

O campo elétrico nessa camada de ar cai exponencialmente da forma $e^{-p_2 y}$ ($p_2$ dado pela equação (27)) e um cálculo direto mostra que o campo que efetivamente penetra no guia é pequeno. Apesar disso, eficiências de até 94% podem ser obtidas [23]. Para explicar isso, considere a Fig. 16.

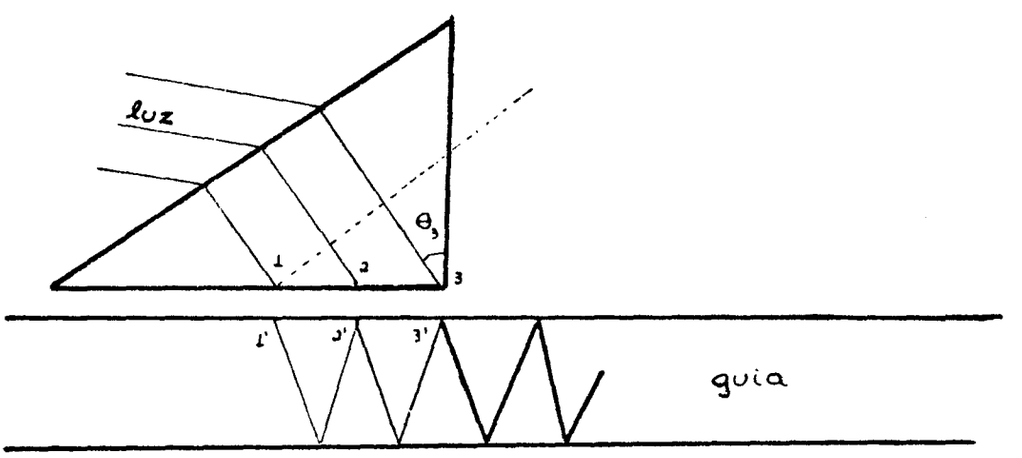


Fig.16- Transferência de energia para o interior do guia, condição síncrona.

Na figura representamos um feixe de luz por 3 raios, paralelos, que atingem a base do prisma nos pontos 1, 2, 3 que coincidem com os pontos 1', 2' e 3' em que a onda em zig-zag no guia se reflete na superfície.

A linha tracejada no interior do prisma, perpendicular ao feixe de luz, define uma frente de onda ao longo da qual os raios de luz têm a mesma fase. Assim, o raio no ponto

1 excita uma pequena onda $A_1$ no guia, no instante t=0. Após um determinado intervalo de tempo, a onda $A_1$ executou um zig-zag completo e atingiu o ponto 2' no guia. Precisamente durante esse intervalo o raio 2 atinge a base do prisma e excita uma onda $A_2$ dentro do guia. As ondas $A_1$ e $A_2$ estão em fase entre si e portanto interferem construtivamente.

A amplitude resultante do campo elétrico é então o dobro do que era no ponto 1' e a energia da onda 4 vezes maior. Similarmente no ponto 3' a amplitude será 3 vezes maior que em $A_1$, etc. Normalmente a região de acoplamento tem 1 mm de comprimento, onde existem aproximadamente 100 zig-zags e a amplitude da onda final será extremamente alta.

A condição de que as ondas no guia e no prisma estejam em fase é portanto essencial. Se souver uma pequena diferença de fase entre a onda $A_1$ e $A_2$, por exemplo, essas ondas se interferem destrutivamente e, num acoplamento com 100 zig-zags a interferência dessas 100 ondas com fases diferentes resultaria num campo final nulo dentro do guia.

A condição de que ocorra apenas interferência construtiva, tal como foi descrito é chamada de condição síncrona. Ela só ocorre em valores bem definidos do ângulo de incidência $\theta_3$, em que ocorra a relação $K_o n_3 \operatorname{sen} \theta_3 = \beta_m$ (equação (52)).Além disso, para um determinado valor de $\theta_3$, apenas um modo m bem definido será excitado. Considerando é claro, condições ideais em que tanto a superfície do prisma quanto do guia sejam per-

feitamente polidas e que o feixe de luz incidente esteja colimado. Na prática, ao excitarmos um determinado modo, o espalhamento de luz nas interfaces acaba levando à excitação de outros modos do guia, embora com intensidade menor.

Se podemos usar o acoplamento por prismas para transferir energia para o guia, então o processo inverso também deve ocorrer, ou seja, podemos usar o prisma para transferir energia do guia para o exterior.

Na Fig. 17, a luz penetra na guia pelo primeiro prisma e é acoplada para fora pelo segundo prisma, no mesmo ângulo $\theta_3$ em que incidiu.

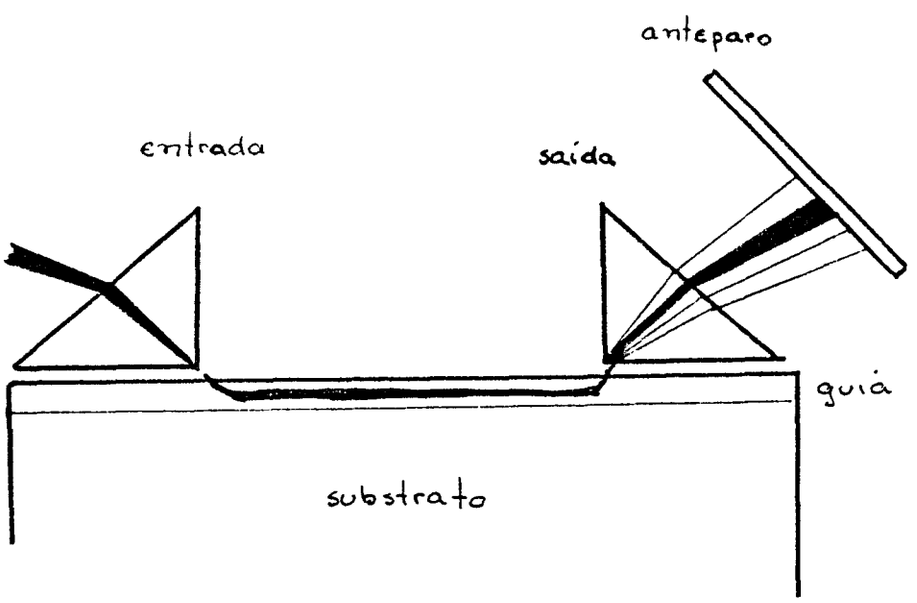


Fig.17- Transferência de energia para o interior e exterior do guia, usando acoplamento por prismas.

Além disso, podem ser vistos no feixe de saída ou-

tros modos, excitados pelo espalhamento de luz no guia, cada um emergindo num ângulo $\theta_3$ característico.

### 3.3. Espectroscopia de Linhas - m

Usando a relação $\beta = K_o n_3 \operatorname{sen}\theta_3$ e a geometria mostrada na Fig. 18, obtemos a seguinte fórmula:

$$Nm = \frac{\beta_m}{K_o} = n_3 \operatorname{sen}\left(\varepsilon + \operatorname{arcsen}\left(\frac{\operatorname{sen}\alpha_m}{n_3}\right)\right) \qquad (53)$$

onde $n_3$ é o índice de refração do prisma, $\alpha$ o ângulo em que o feixe incidente faz com a normal à face do prisma, $\varepsilon$ o ângulo interno da face com a base do prisma.

Medindo experimentalmente os ângulos $\alpha_m$ em que ocorre o acoplamento com maior precisão possível e conhecendo os valores de $\varepsilon$ e $n_3$ podemos, usando a fórmula 53, obter os valores de Nm para cada modo do guia. Esses valores são então aplicados na equação dos modos (equação (50)) permitindo calcular o valor do índice de refração e espessura do guia com precisão maior que $10^{-4}$ [21].

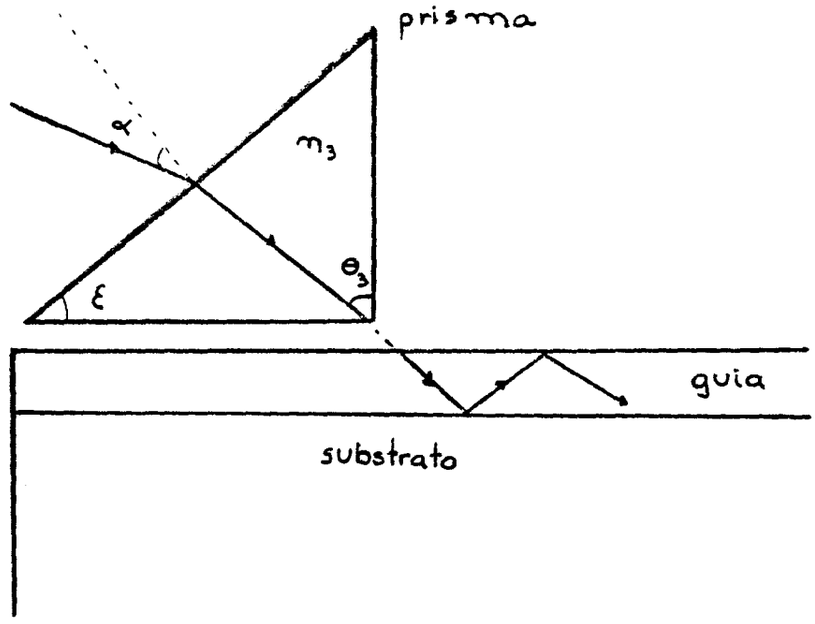


Fig.18- Ângulos usados na equação (53).

# CAPÍTULO IV

## FABRICAÇÃO DE GUIAS DE ONDA DE $LiNbO_3$

### 4.1. Propriedades e Características do $LiNbO_3$

Devido à sua excelente combinação de propriedades óticas, piezoelétricas, piroelétricas, eletro e acusto-óticas, fotoelástica e efeito fotorefrativo o Niobato de Lítio tem sido um dos materiais mais estudados nos últimos anos.

Cristais de $LiNbO_3$ são crescidos pelo Grupo de Física dos Cristais do IFQSC pelo método Czochraski usando equipamento Autox Cristal Groth System da Cambridge Instruments (Inglaterra), na composição congruente [26], isto é 48,6 mol% de $Li_2O$ e 51,4 mol% de $Nb_2O_5$.

O $LiNbO_3$ é um cristal ferroelétrico pertencente ao grupo espacial romboédrico (trigonal) R3c, grupo pontual 3m. A aproximadamente 1200°C ele sofre uma transição para uma fase paraelétrica do grupo pontual $3\bar{m}$.

É um cristal uniaxial birefringente, com índice de refração ordinário e extraordinário de [27]:

$N_o = 2.2866$

$N_e = 2.2028$

para $\lambda = 0,6328\ \mu m$.

IFSC — SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

## 4.2. Corte do Substrato

A escolha do plano cristalino a ser utilizado para a fabricação de guias de onda depende muito do tipo de dispositivo a ser construído.

Como veremos na seção 4.7. o aumento do índice de refração pela difusão do Titânio é muito maior para o índice de refração extraordinário do que para o ordinário. Assim é conveniente que o campo elétrico da luz no interior do guia aponte na direção z. Normalmente utiliza-se o plano xz (Y - CUT) como mostra a Fig. 19.

Em dispositivos ativos, como moduladores, normalmente a propagação da luz é feita na direção x e os campos elétricos são aplicados na direção z, na qual o efeito eletro-ótico é maior.

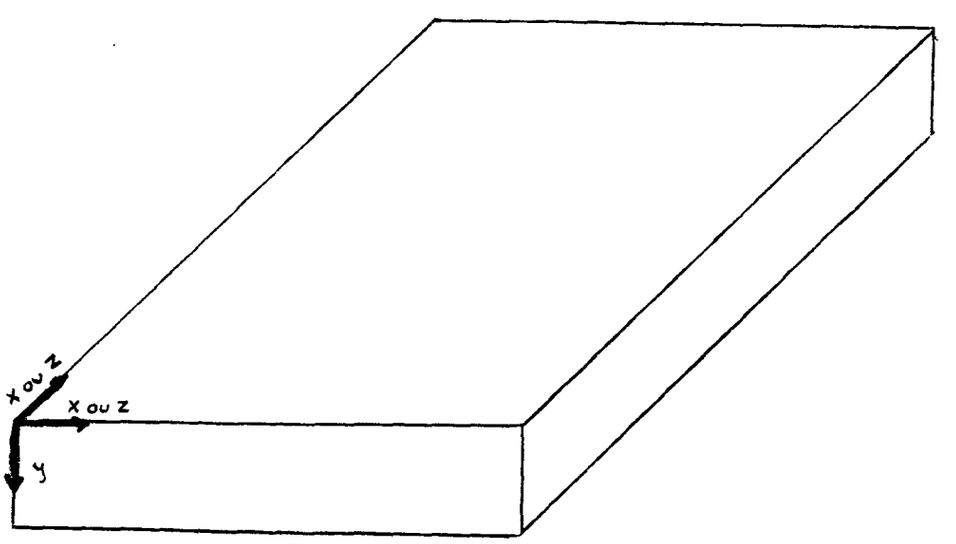


Fig.19. Orientação de um substrato de $LiNbO_3$, em relação aos eixos cristalinos X, Y, Z.

## 4.3. Técnicas de Fabricação de Guias de Onda em $LiNbO_3$

Guias de onda de $LiNbO_3$ foram fabricados usando uma larga variedade de técnicas [28] como: sputtering, crescimento epitaxial, proton exchange, difusão térmica (in e out), etc. As técnicas mais comuns são:

- out-difusion de $Li_2O$: quando aquecidos a altas temperaturas (acima de 900°C) parte do Lítio presente no $LiNbO_3$ se difunde para fora do cristal sob a forma de $Li_2O$.

  Essa difusão causa um aumento do índice de refração na superfície do cristal resultando em guia de onda de boa qualidade ótica [29] porém muito profundos (até 500μm) e que em geral transportam grande número de modos.

- Proton Exchange: consiste em emergir o cristal em um banho de ácido benzóico a temperaturas entre 200 e 250°C durante alguns minutos, produzindo a troca entre íons $Li^+$ e $H^+$ do cristal, o que produz um aumento do índice de refração [31].

- Difusão de Metais: a difusão de vários íons de metais de transição como Nb ou Ti no interior do cristal cria um aumento do índice de refração, produzindo guias de boa qualidade, principalmente os feitos por difusão de Titânio.

## 4.4. Guias por Difusão de Titânio

Para a fabricação de guias de onda por difusão de Ti em $LiNbO_3$, uma camada de Titânio metálico é depositada por evaporação térmica sobre o substrato de $LiNbO_3$ com a espessura desejada (tipicamente algumas centenas de Angstrons) [32].

Quando se deseja guias com geometrias específicas essa evaporação é precedida pela deposição de máscaras de material fotoresistivo, num processo semelhante ao usado na microeletrônica [33].

Quando se deseja guias planares, como o nosso caso, a evaporação é feita uniformemente sobre toda a superfície do cristal.

Feita a deposição, o processo de difusão consiste em aquecer o cristal em temperaturas acima de 950°C durante algumas horas e em atmosfera apropriada até que todo o Titânio se difunda no interior do cristal, formando o guia de onda.

Na literatura existente sobre guias de onda de Ti: $LiNbO_3$ é evidente a existência de uma grande variação das condições de fabricação, em particular: temepratura de difusão, atmosfera empregada, espessura da camada inicial de Titânio, etc.

São encontrados exemplos em que a espessura da camada de Titânio metálico varia de 165 Å até 5000 Å [32], o tempo de difusão entre 1 hora até 30 horas e a temperatura de difu-

são entre 950°C até 1170°C.

A atmosfera empregada pode ser Argônio, $O_2$, ar, $N_2$, $O_2$ + $LiO_2$, etc.

Quando são usadas atmosferas redutoras na difusão, como Argônio ou $N_2$, esse processo causa uma perda de oxigênio do cristal, alterando suas propriedades elétricas e óticas [37], como aumento da condutividade elétrica e da absorção ótica na região visível.

É necessário então, que o $LiNbO_3$ passe por um processo de reoxidação, colocando o cristal numa atmosfera de $O_2$, a 950°C durante 10 a 30 minutos.

De uma maneira geral, entretanto, os melhores guias são obtidos em atmosfera de $O_2$ ou no ar, em temperaturas de difusão acima de 1000°C [32].

A espessura da camada de Ti e o tempo de difusão variam de acordo com as características desejadas para o guia porém geralmente oscilam entre 300 Å até 600 Å e entre 4 a 8 horas.

### 4.5. Mecanismo de Difusão do Titânio

De uma maneira geral, o mecanismo de difusão do Ti no $LiNbO_3$ pode ser descrito da seguinte maneira [28,32,35,36]:

1. Oxidação do Ti metálico pela reação com $O_2$, formando $TiO_2$. O oxigênio consumido nesse processo

pode provir tanto da atmosfera quanto do substrato ($LiNbO_3$). Esse processo começa a ocorrer quando a temperatura atinge 300°C até 500°C.

2. O consumo de $O_2$ do substrato leva à acumulação de Nb na interface $Ti/LiNbO_3$ e ao mesmo tempo, parte do Li se difunde para o exterior na forma de $Li_2O$. Esse processo é acompanhado pela formação de uma fase de $LiNbO_8$ na interface, quando T >600°C.

3. Com o aumento da temperatura, tanto o $LiNbO_8$ quanto o $TiO_2$ desaparecem formando o composto $(Ti_{0,65}\ Nb_{0,35})O_2$ [35, 36]. Esse composto representa a fonte real dos átomos de Ti que vão se difundir no cristal. O processo de formação desse composto leva cerca de 30 minutos para se completar.

4. Difusão do Ti e consumo do $(Ti_{0,65}\ Nb_{0,35})O_2$ quando T > 950°C, durante um período de 4 a 10 horas.

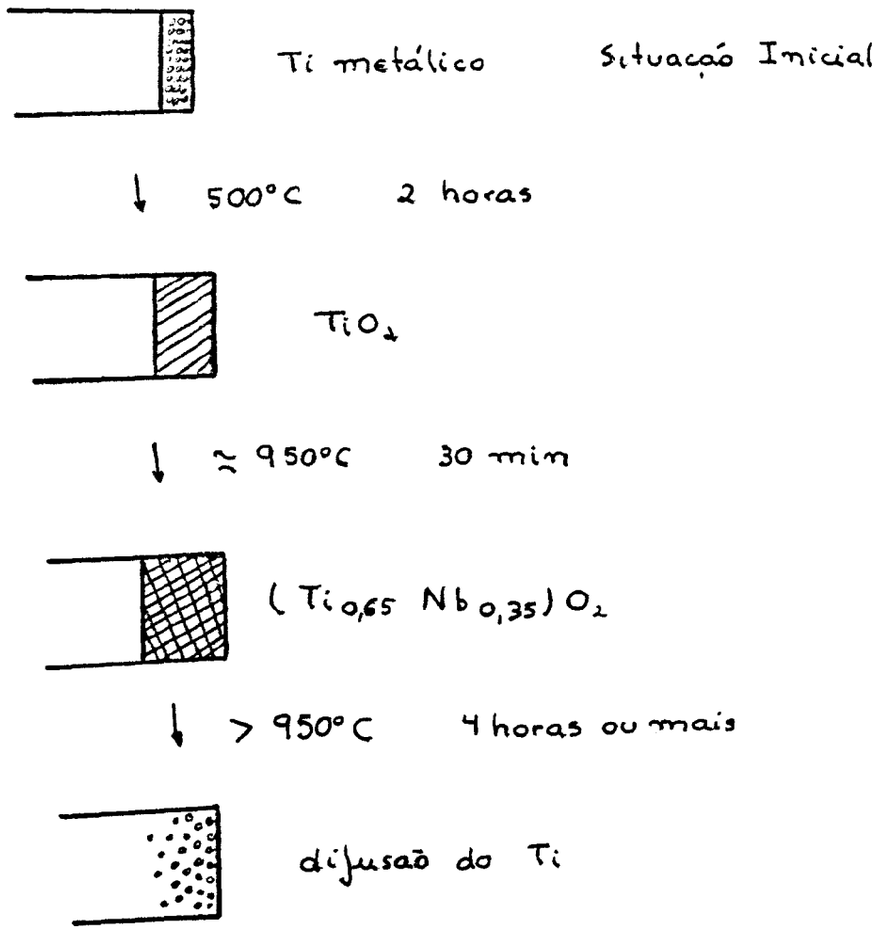


Fig.20- Esquema da difusão do Titânio.

## 4.6. Concentração do Titânio

A concentração C(y,t) dos íons de Ti difundidos pode ser descrita por uma função Gaussiana [32, 34, 38].

$$C(y,t) = C(0) \exp\left(\frac{-y^2}{D^2}\right) \tag{54}$$

onde a concentração na superfície C(0) e a profundidade de di-

fusão $D^2$ dependem do tempo de difusão t da forma:

$$C(0) = \frac{ad}{\sqrt{\pi D_y \, t}} \tag{55a}$$

$$D = 2\sqrt{D_y \, t} \tag{55b}$$

onde:

$a = 5.64 \times 10^{28} m^{-3}$ é a densidade atômica do Ti metálico

d é a espessura da camada inicial de Titânio

$D_y$ é a constante de difusão do Titânio na direção y

A constante de difusão $D_y$ é fortemente dependente da temperatura de difusão [32] :

$$D_y = D_o \exp\left(\frac{T_o}{T}\right) \tag{56}$$

onde $D_o$ e $T_o$ são constantes.

Alguns valores encontrados na literatura são [32] dados na Tabela I, onde $Q = KT_o$ é a energia de ativação para a difusão.

Note que embora $T_o$ e Q sejam aproximadamente iguais, $D_o$ varia cerca de 30 vezes em cada caso.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

TABELA I

| $D_o \left(\frac{m^2}{s}\right)$ | $T_o$ ($^oK$) | Q(eV) |
|---|---|---|
| $1.83 \times 10^{-6}$ | $3.25 \times 10^4$ | 2.80 |
| $7\text{-}50 \times 10^{-7}$ | $2.90 \times 10^4$ | 2.50 |
| $2.19 \times 10^{-8}$ | $2.53 \times 10^4$ | 2.18 |

Na ausência de outras explicações supõem-se que essas grandes variações em $D_o$ sejam causadas por pequenas variações estequiométricas ou outras variações de composição nos cristais utilizados.

Alguns valores de $D_y$ encontrados são:

TABELA II

| $D_y \left(\frac{m^2}{s}\right)$ | Temp $^oC$ | Referência |
|---|---|---|
| $4.6 \times 10^{-17}$ | $1000^oC$ | [34] |
| $2.2 \times 10^{-15}$ | $1130^oC$ | [32] |
| $4.6 \times 10^{-17}$ | $1000^oC$ | [38] |

A distribuição Gaussiana para C(y,t) é na verdade apenas uma aproximação dos resultados experimentais e só é válida para certos valores do tempo de difusão.

Por exemplo [32]: em guias fabricados a $1130^oC$ a

distribuição do Ti é uma Gaussiana quando o tempo de difusão varia entre 1,5 até 6 horas. Para tempos maiores do que 6 horas a melhor aproximação é dada por uma exponencial e para tempos menores que 1,5 horas é dada por uma função erro complementar $\left(\mathrm{erfc}\left(\frac{y}{D}\right)\right)$.

A Fig. 21 compara uma gaussiana exp $(-y^2/D^2)$ com dados experimentais (Ref.[32] ;Fig. 7):

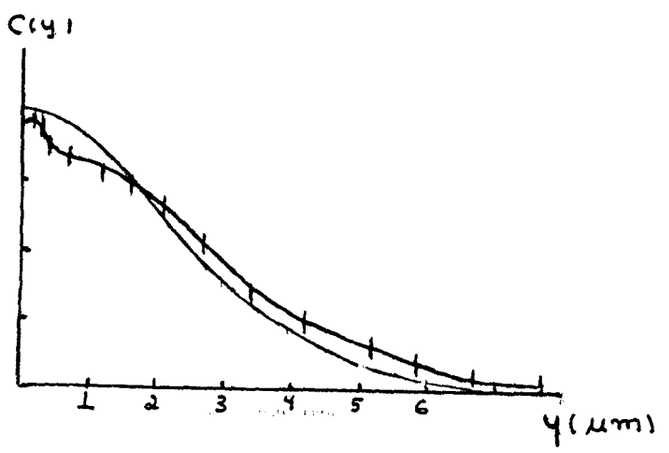


Fig.21- Gaussiana exp $(-y^2/D^2)$ comparada com resultados experimentais.

### 4.7. Variação do Índice de Refração

A razão da variação do índice de refração em relação à concentração C(y) do Titânio é, para os índices ordinário e extraordinário dada por [27, 32]:

$$\Delta n_e = \left(\frac{c(y)}{c_e}\right)^{0.88} \qquad (57a)$$

$$\Delta n_o = \left( \frac{c(y)}{c_o} \right)^{0.62} \qquad (57b)$$

com $c_e = 1.3 \times 10^{29}\ m^{-3}$

$c_o = 2.9 \times 10^{30}\ m^{-3}$

os valores máximos são: $\Delta n_e < 0{,}04$ e $\Delta n_o < 0{,}02$ na superfície do guia. A uma profundidade de 2μm no interior do guia n é tipicamente em torno de 0,002.

A Fig.22 mostra um gráfico da variação dos índices de refração ordinário e extraordinário em relação a concentração do Ti (Ref. [38]; Fig. 2).

Na fabricação de guias de onda por difusão existem três parâmetros básicos que podem ser controlados independentemente: a espessua inicial da camada inicial de Titânio, a temperatura de difusão e tempo de difusão.

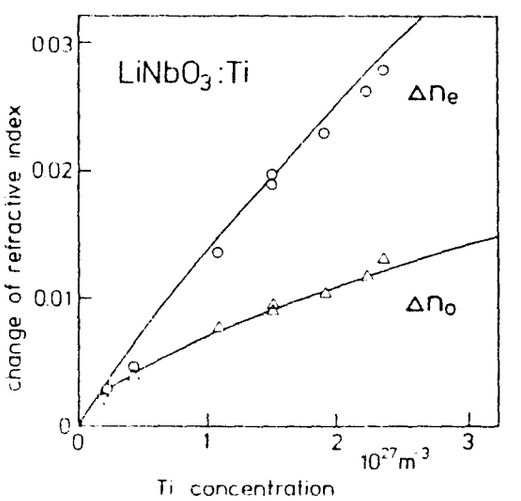


Fig.22- Variação do índice de refração com a concentração de Titânio.

Em princípio, combinando-se adequadamente esses fatores, é possível fabricar guias de onda com características desejadas, como guias multimodo ou monomodo, guias em que a luz é confinada próxima à superfície ou guias em que ela penetra mais no interior do cristal.

# CAPÍTULO V

## ACOPLAMENTO POR PRISMAS - PARTE EXPERIMENTAL

### 5.1. Prismas

Para as medidas do ângulo de acoplamento foram feitos dois prismas a partir de um monocristal de Rutílio ($TiO_2$).

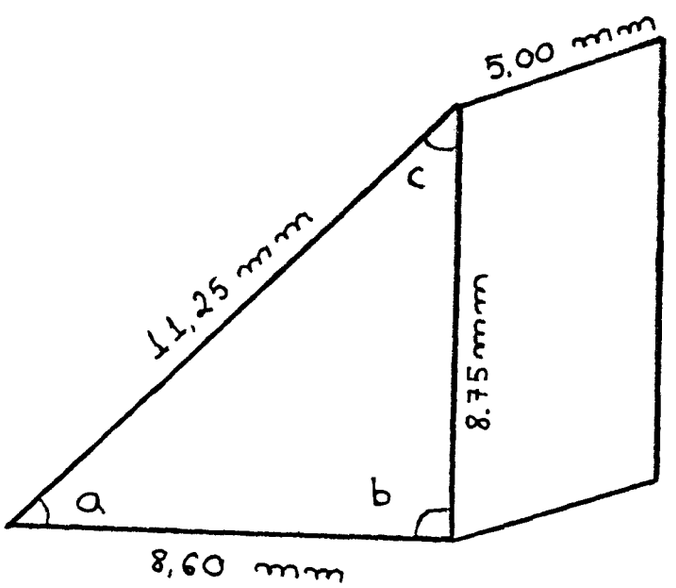


Fig.23- Dimensões do prisma nº 1.

Os ângulos a, b e c são:

$a = 47^{o}50' \pm 02'$

$b = 89^{o}47' \pm 02'$

$c = 42^{o}30' \pm 02'$

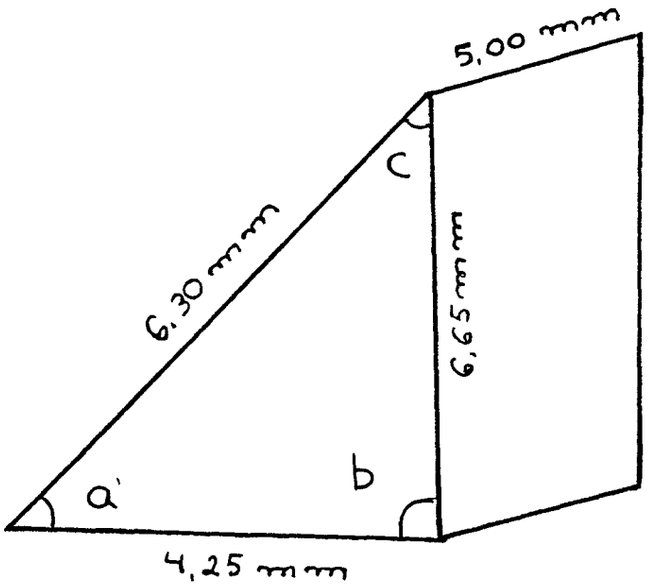


Fig.24-Dimensões do prisma nº 2.

Os ângulos a, b e c são:

$a = 46^{o}15' \pm 0,2'$

$b = 89^{o}15' \pm 0,2'$

$c = 44^{o}35' \pm 0,2'$

Esses prismas foram cortados de modo que o eixo ótico do Rutílio ficasse perpendicular ao plano formado pelos ângulos a, b e c. Essa orientação permite usar um índice de refração constante qualquer que seja o ângulo de incidência da luz. Os índices de refração do Rutílio são [25]:

$N_e = 2.869 \pm 0.001$

$N_o = 2.587 \pm 0.001$

para $\lambda = 6328\ \mathring{A}$

## 5.2. Montagem Experimental

O arranjo experimental para a medição dos ângulos de acoplamento é mostrado na Fig. 25.

O sistema consiste num laser de $H_e$ - $N_e$ Spectra Physics de 35 mwatts de potência com um polarizador acoplado na saída, um colimador e uma lente convergente com 59,9 cm de foco, montados num suporte de translação XYZ.

O guia está montado sobre uma mesa giratória Mitutoyo com precisão nominal de 1 min. de arco.

O guia e o prisma ficam sobre a mesa em um suporte (não mostrado na figura) que mantém a base do prisma pressionada contra o guia.

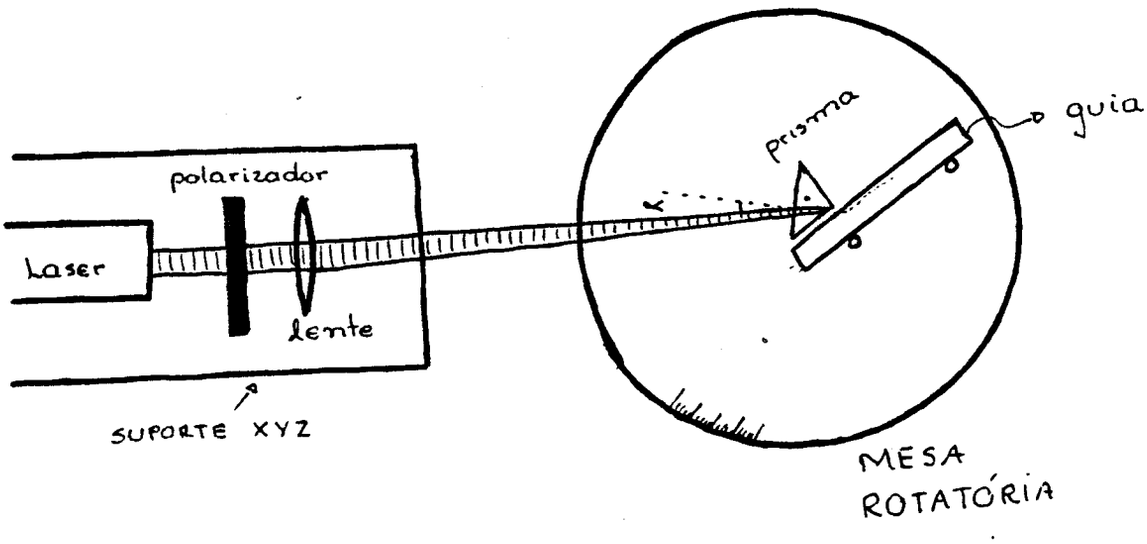


Fig.25- Arranjo experimental para a medição dos ângulos de acoplamento.

Os ângulos de acoplamento são medidos considerando $\alpha = 0$ o ângulo em que o feixe de luz incide perpendicular à base do prisma, ou seja, o ângulo em que o feixe reflete sobre si mesmo e retorna ao laser.

O sistema ótico deve ser ajustado de tal maneira que o ponto em que o feixe de luz atinge a base do prisma permaneça estacionário quando o goniômetro for rodado durante a medição dos ângulos. Isso pode ser obtido fazendo o feixe incidir deslocado em uma distância $\ell/n_3$ do centro da mesa giratória [20,24].

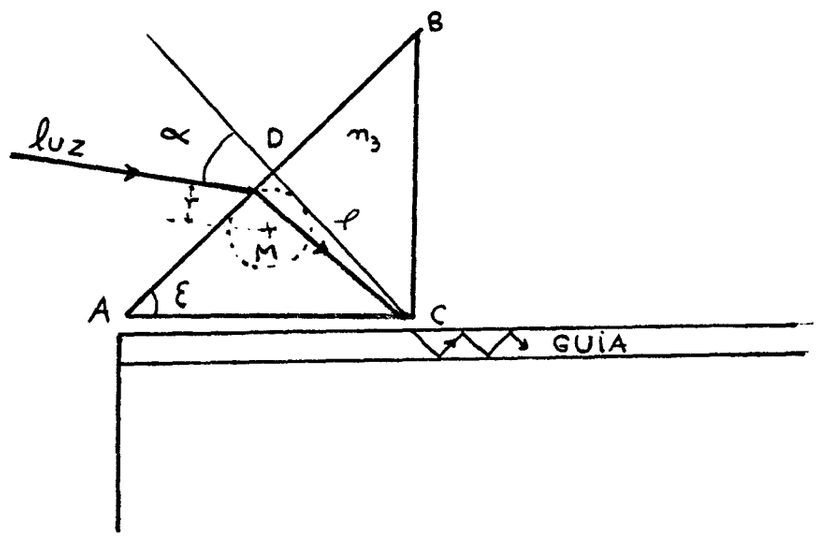


Fig.26- Ajuste ótico do prisma em relação ao centro de rotação da mesa.

Na Fig.26, a linha CD é normal à linha AB. O centro de rotação da mesa coincide com o centro M da linha pontilhada o raio desse círculo pontilhado é $r = \frac{\ell}{n_3}$ onde $\ell$ é o comprimento da linha CD e $n_3$ o índice de refração do prisma.

O ajuste ótimo da posição do prisma é quando tanto

as linhas AB e CD quanto o feixe incidente sejam todos tangenciais ao círculo pontilhado de raio r. Com esse ajuste, o feixe incidente permanecerá aproximadamente estacionário no ponto C do prisma mesmo quando a mesa é girada para medir os ângulos $\alpha$.

## 5.3. Obtenção do Acoplamento

Conforme já vimos na seção 3.2., existe entre o guia de onda e o prisma uma camada de ar de espessura h variando entre 0,1 e 1 μm.

Para diminuir a espessura dessa camada a base do prisma deve ser pressionada de encontro ao guia na região de acoplamento como mostra a Fig.27.

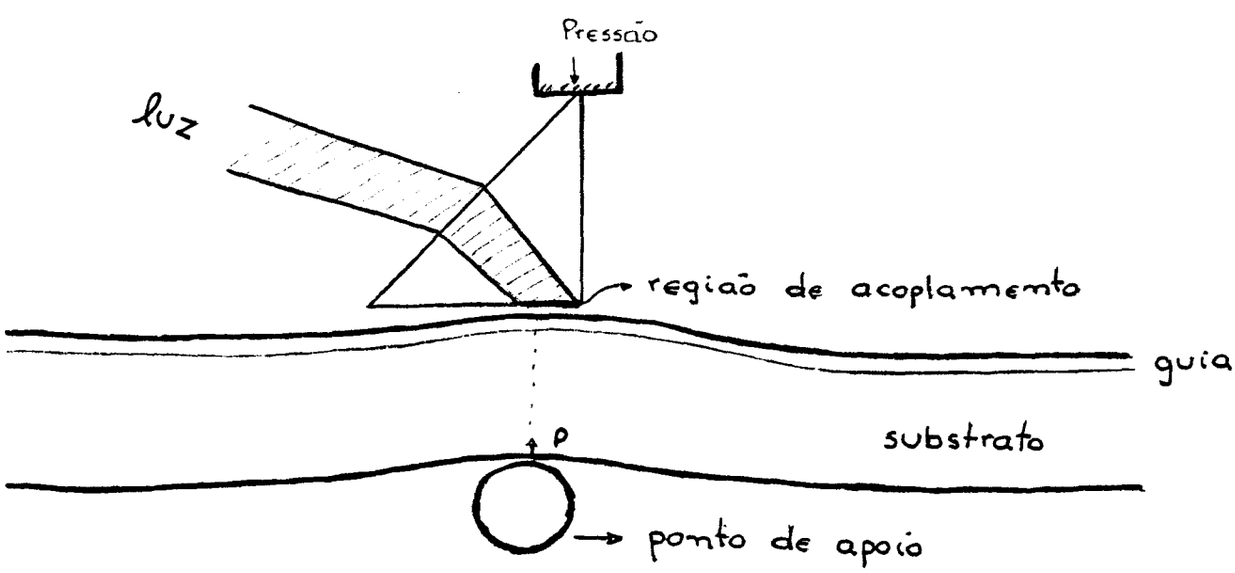


Fig.27- Deformação do guia quando pressionado pelo prisma.

A pressão é aplicada na parte superior do prisma e controlada manualmente por um parafuso de rosca. A base do substrato, por sua vez, está apoiada sobre um ponto. Em nossa montagem usamos para este fim uma esfera de poliestireno com cerca de 2mm de diâmetro.

O prisma é colocado de maneira que seu canto fique aproximadamente 1mm na frente do ponto de contato e o feixe de laser é ajustado para incidir nessa região entre o ponto de apoio e o canto do prisma.

A Fig.28 mostra esse dispositivo visto de frente.

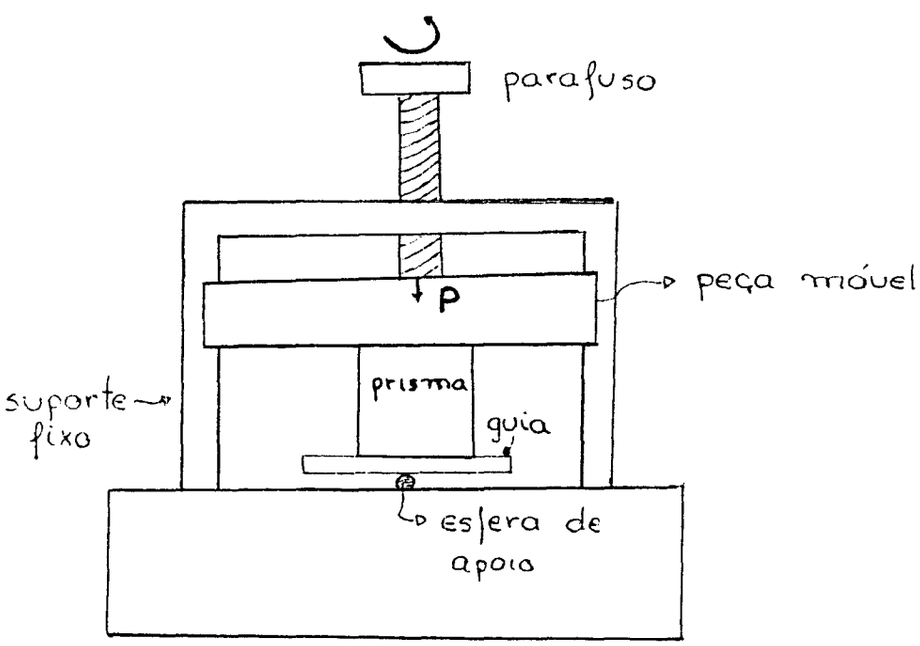


Fig.28- Esquema do sistema de pressão do prisma.

De um modo geral, quanto maior a pressão aplicada maior será a eficiência do acoplamento, porém uma pressão excessiva pode danificar o prisma ou o guia. Cabe, portanto, ao ex-

perimentador determinar manualmente qual a pressão ideal a ser aplicada; ela é menor quando o substrato for flexível (como o vidro) ou fino e maior quando o substrato for de um material rígido (como o $LiNbO_3$) ou for muito espesso.

A aplicação dessa pressão deforma a geometria do guia de onda, podendo causar uma variação do valor dos ângulos de acoplamento, assim, durante a medição desses ângulos a pressão deve ser reduzida ao mínimo possível sem que ocorra a extinção do acoplamento.

A região de acoplamento pode ser vista (com alguma dificuldade) observando a base do prisma com o auxílio de uma lente. Ela se apresenta como uma pequena mancha, ligeiramente mais escura que o resto da base. A Figura 29 mostra o que é observado olhando o prisma de cima.

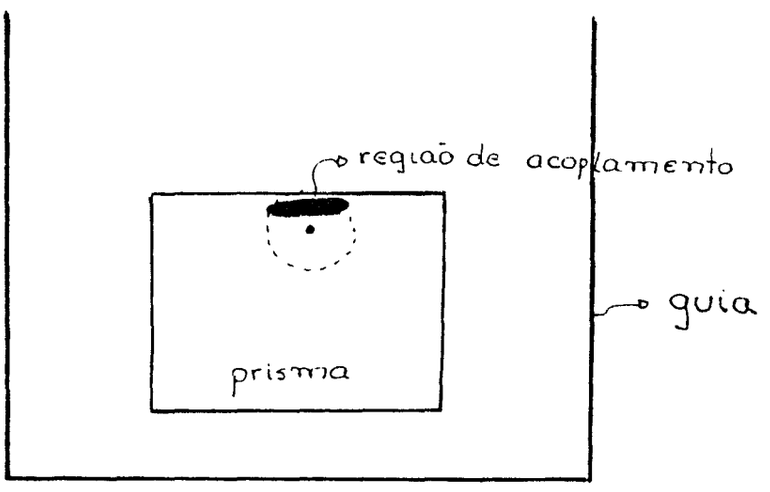


Fig.29- Região de acoplamento da luz no prisma.

O círculo pontilhado representa a esfera de apoio do guia e a região sombreada é a região onde ocorre o acoplamento. Deslocando o laser na vertical e na horizontal podemos mapear o tamanho aproximado dessa região, ela tem entre 0,2 e 0,3 mm de largura e cerca de 1 mm de comprimento.

# CAPÍTULO VI

# OBSERVAÇÃO DOS MODOS DE PROPAGAÇÃO NO GUIA

## 6.1. Guias

Foram preparados dois substratos de $LiNbO_3$ com as seguintes dimensões: substrato 1 28,9 x 17,6 x 1,4 mm nas direções Z, X e Y e substrato 2 30,1 x 17,2 x 2,3 mm nas direções Z, X e Y respectivamente.

Cortados de um monocristal de $LiNbO_3$ crescido pelo Grupo de Física dos Cristais do IFQSC, na composição congruente e com os domínios ferroelétricos orientados durante o crescimento [26].

Em ambos os substratos foi depositada uma camada de Ti metálico com 600 Å de espessura, usando e evaporadora térmica da Oficina de Ótica do IFQSC. A difusão do Ti foi feita a uma temperatura de 1000°C em atmosfera normal (ar). No guia nº 1 o tempo de difusão foi de 7 horas e no guia nº 2 foi de 4 horas.

## 6.2. Observação dos Modos

Como os guias foram formados no plano XZ do cristal, existem duas direções possíveis de propagação da luz, X e Z cada uma com duas polarizações da luz (TE e TM).

O guia nº 2, que foi difundido por 4 horas a 1000°C apresentou apenas modo TE quando a luz se propaga na direção X. Além disso, como foi mostrado no Capítulo V, o guia deve se encurvar ligeiramente no ponto de pressão entre o prisma e o guia para que ocorra um bom acoplamento de luz.

Nesse aspecto o guia nº 2 demonstrou ser muito espesso (2,3 mm de espessura do substrato) e não foi possível obter um bom acoplamento para esse guia.

O guia nº 1, cujo tempo de difusão foi de 7 horas a 1000°C apresentou os seguintes resultados: 1 modo TE e 1 modo TM quando a luz se propaga na direção Z e 3 modos TE e 1 modo TM quando a luz se propaga na direção X.

A ocorrência de 3 modos TE na direção X é coerente com a seção 4.7. em que afirmamos que o índice de refração $N_e$ sofre uma variação maior do que o índice $N_o$ em guias de Ti: $LiNbO_3$.

### 6.3. Medição dos Ângulos de Acoplamento

O guia nº 1 possui 3 modos TE na direção X, o que nos permite, medindo o valor de $\beta_m$ desses modos, resolver a equação dos modos (equação (50)) e calcular a espessura e o índice de refração desse guia.

Foram medidos, com a maior precisão possível, os ângulos $\alpha_o$, $\alpha_1$ e $\alpha_2$ em que são excitados respectivamente o mo-

do fundamental, o primeiro e o segundo harmônicos desse guia.

Os ângulos medidos são:

$m = 0 \qquad \alpha_o = 7^o20' \pm 04'$

$m = 1 \qquad \alpha_1 = 6^o55' \pm 04'$

$m = 2 \qquad \alpha_2 = 6^o45' \pm 04'$

Para o modo TM:

$m^{TM} = 0 \qquad \alpha_o^{TM} = 41^o50' \pm 05'$

A margem de erro de 4 min. de arco se deve ao fato de que os modos não são excitados num ângulo bem definido, mas sim numa faixa $\Delta\alpha$ com aproximadamente 10 min. de largura.

O alargamento desses ângulos de acoplamento tem quatro causas principais.

1ª) Deformação da geometria do guia devido à pressão aplicada no prisma durante o acoplamento.

2ª) A luz que penetra no interior do prisma e não é transferida para o guia acaba sofrendo reflexões nas faces do prisma, causando espalhamento de luz que eventualmente pode ser acoplada no interior do guia.

3ª) A área efetiva na base do prisma em que ocorre o acoplamento é muito pequena e algumas vezes, embora conseguindo acoplar a luz no interior do guia, a qualidade do acoplamento obtido não é muito boa, resultando em um grande espalhamento de luz.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
FÍSICA

4ª) Espalhamento de luz causada por rugosidades na superfície do guia. Somente um guia ideal, isto é, com superfície perfeitamente plana e polida, é que não ocorreria esse espalhamento.

Das causas apresentadas, as três primeiras são causadas por problemas experimentais e podem em princípio serem controladas.

A quarta causa, entretanto, é intrínseca a qualidade do guia e não pode ser evitada enquanto não dispusermos de melhores métodos de polimento, sendo, em nossa opinião a principal causa do alargamento observado dos ângulos $\alpha_m$.

## 6.4. Cálculo do Índice de Refração Efetivo dos Modos

Usando a equação (53) (Cap. III), podemos, a partir dos ângulos $\alpha_m$ medidos, obter o valor da constante $\beta_m$ de propagação dos modos e de $N_m = \frac{\beta m}{K_o}$, chamado índice de refração efetiva de cada modo.

$$N_m = \frac{\beta m}{K_o} = n_3 \text{ sen} \left[ \varepsilon + \text{arcsen} \left( \frac{\text{sen}\alpha_m}{n_3} \right) \right] \qquad (53)$$

onde $n_3 = 2.869$ o índice de refração do prisma, $\varepsilon = 47^o 50'$ é o ângulo a do prisma da Fig.26, $K_o = 9.9292\ \mu m^{-1}$ o vetor de onda, no vácuo, da luz do laser de $H_e$ -$N_e$ de 0,6328 μm.

Usando essa equação obtemos:

TABELA III

| m | $\alpha_m$ | $N_m = \frac{\beta_m}{K_o}$ |
|---|---|---|
| 0 | $7^o20' \pm 04'$ | $2.209 \pm 0,001$ |
| 1 | $6^o55' \pm 04'$ | $2.205 \pm 0,001$ |
| 2 | $6^o45' \pm 04'$ | $2.203 \pm 0,001$ |

Para o modo TM observado, usamos a equação (53) com $N_3 = 2.587$ obtendo:

$$m^{TM} = 0 \qquad \alpha_o^{TM} = 41^o50' \pm 05'$$

$$N_o^{TM} = 2.313 \pm 0.001$$

Os valores de $N_m$ como vimos no Capítulo II, estão no intervalo $\Delta n + N_e > N_m > N_e$ , onde $N_e$ é o índice de refração do substrato, que nesse caso é o índice extraordinário do $LiNbO_3$ que vale $N_e = 2.2028$ e $\Delta n$ a variação máxima do índice de refração causada pela difusão.

Quando o ângulo $\alpha$ atinge valores menores que $6^o40'$ aproximadamente, podemos observar a ocorrência do fenômeno chamado "reflexão total frustrada da luz" [39], em que a luz, ao a-

tingir a base do prisma penetra no interior do substrato.

Nesse caso, não ocorre a excitação do guia e o feixe de luz pode ser visto penetrando no interior do substrato de $LiNbO_3$ até atingir sua base.

Esse fenômeno ocorre numa faixa de ângulos contínuos que vai de $6^{o}40'$ até valores negativos de $\alpha$, o único parâmetro que varia é o ângulo $\theta$ que o feixe faz com a superfície do cristal.

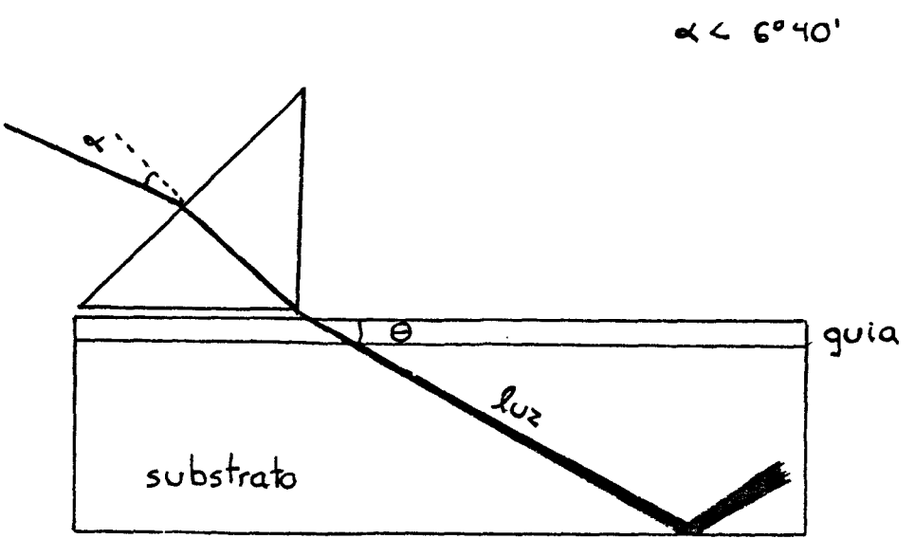


Fig.30- Reflexão total frustrada da luz.

O ângulo $\alpha = 6^{o}40'$ é o ângulo limite em que o feixe penetra no substrato num ângulo $\theta$, ou seja, rasante a superfície do cristal. Esse fenômeno pode ser usado para determinar o índice de refração de materiais (ver ref. [21]), se aplicarmos na equação (53) o valor $\alpha = 6^{o}40'$ obtemos N = 2.201 que descon

tado o erro experimental é o índice de refração do niobato $N_e$ = 2.2028 com erro menor que 0.002.

# CAPÍTULO VII

# CARACTERIZAÇÃO DO GUIA

## 7.1. Resolução da Equação dos Modos

Tendo o valor dos índices efetivos $N_m$ para os 3 modos TE do guia nº 1, podemos usar esses valores para resolver a equação dos modos (equação (50)).

Reescrevemos essa equação como:

$$K_o \int_o^{y_t} (n^2(y) - N_m^2)^{1/2} \, dy - \pi\left(m + \frac{3}{4}\right) =$$

$$\Psi_m(N_m, \Delta n, D) \qquad (58)$$

onde: $K_o = 9.9292 \ \mu m^{-1}$

$$n(y) = 2.2028 + \Delta n \exp\left(\frac{-y^2}{D^2}\right)$$

$N_m \rightarrow$ índices efetivos

$y_t \rightarrow$ ponto em que $n(y_t) = N_m$

Temos duas incógnitas $\Delta n$ e $D$ e três equações $\Psi_o(N_o, \Delta n, D)$, $\Psi_1(N_1, \Delta n, D)$ e $\Psi_2(N_2, \Delta n, D)$ de modo que $\Delta n$ e $D$ podem ser determinados.

O procedimento adotado foi: escolhermos os valores $m = 0$, $N_o = 2.209$; $m = 1$, $N_1 = 2.205$ para o primeiro e segun-

do modos do guia e montamos o sistema de equações:

$$\Psi_o(N_o, \Delta n, D) = 0$$
$$\Psi_1(N_1, \Delta n, D) = 0 \qquad (59)$$

Essas equações são resolvidas numericamente. Um programa em FORTRAN para o computador VAX 11/780 do IFQSC procura automaticamente o par de valores $\Delta n$ e D que satisfazem as duas equações simultaneamente.

As integrais nas equações são resolvidas usando a Regra do Trapézio [40]:

$$\int_a^b f(x)dx \approx h\left[\frac{1}{2} Y_o + Y_1 + Y_2 + \ldots Y_{n-1} + \frac{1}{2} Y_n\right] \qquad (60)$$

com $h = \frac{b-a}{n}$ onde usamos n=500

O mesmo procedimento foi repetido comparando o modo m = 0 com o modo m = 2 e o modo m = 1 com o modo m = 2.

Os valores calculados de $\Delta n$ e D para cada sistema de equações são:

TABELA IV

| MODOS | $\Delta n$ | D(μm) |
|---|---|---|
| 0 → 1 | 0.0101 | 3.40 |
| 0 → 2 | 0.0098 | 3.67 |
| 1 → 2 | 0.0091 | 3.83 |

As variações entre os valores de $\Delta n$ e D em cada caso estão compatíveis com o erro experimental e também, com o fato de que a função Gaussiana usada para representar n(y) ser apenas uma aproximação da distribuição real de n(y).

Os valores médios seriam D = 3,63 μm e $\Delta n$ = 0.0097.

Usando esses valores de $\Delta n$ e D, podemos calcular o valor de $y_t$ para cada modo (onde $y_t$ é considerado como sendo a distância máxima de penetração do raio de luz dentro da guia).

m = 0 $\qquad$ $y_t$ = 2.40 μm

m = 1 $\qquad$ $y_t$ = 4.20 μm

m = 2 $\qquad$ $y_t$ = 6.92 μm

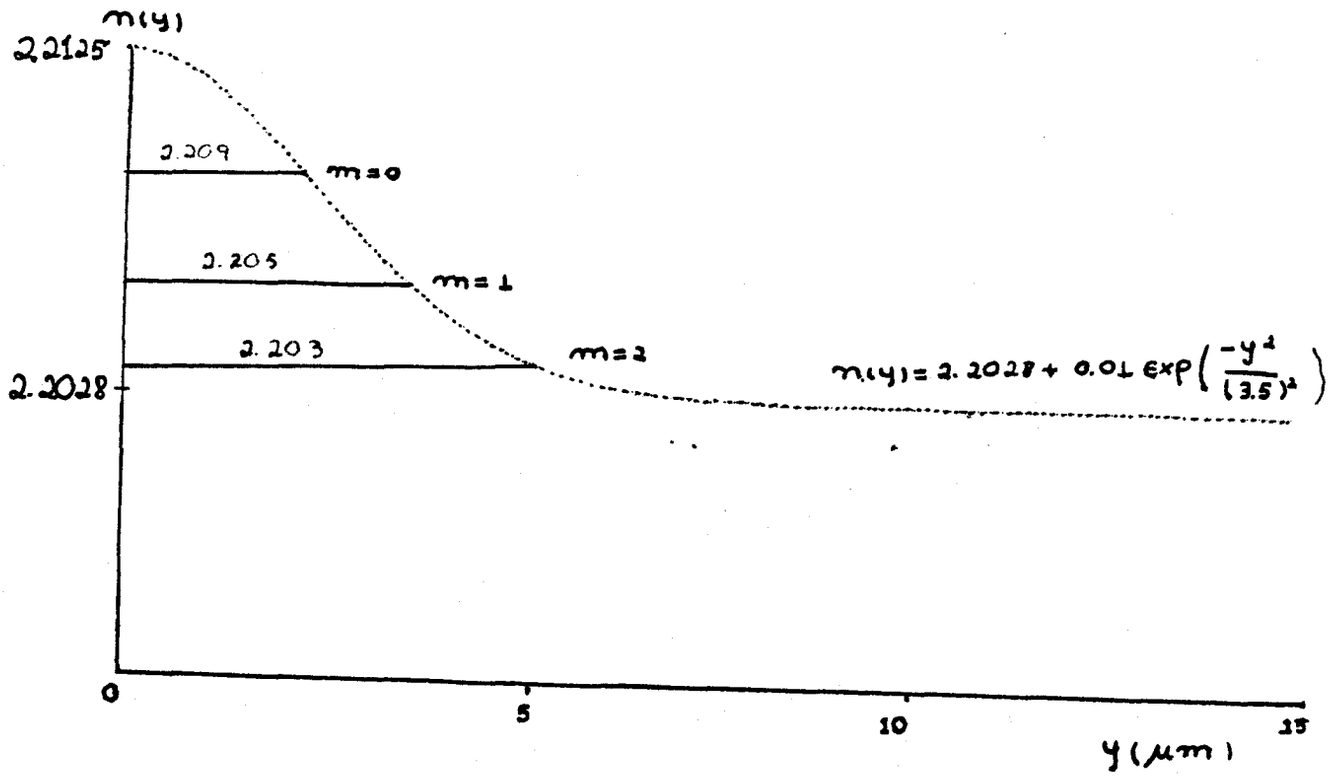


Fig.31- Perfil do índice de refração do guia para D=3,63 μm e $\Delta n$ = 0.0097.

A profundidade do guia, definida como a distância até onde o Ti se difundiu o suficiente para causar uma variação detectável do índice de refração do substrato, seria de aproximadamente 8 μm.

### 7.2. Coeficiente de Difusão do Ti

Conforme o Capítulo IV, a concentração do Ti na superfície do guia e o coeficiente de difusão do Ti são dados por

$$c(0) = \frac{ad}{\sqrt{\pi Dyt}} \qquad (61a)$$

$$D_y = \frac{D^2}{4t} \tag{61b}$$

onde a = 5,64 x $10^{28}$ $m^{-3}$ é a densidade atâmica do Ti metálico, d é a espessura da camada inicial de Titânio e t o tempo de difusão, usando:

$$t = 2.52 \times 10^4 \text{ seg}$$

$$d = 6.0 \times 10^{-8} \text{ m}$$

$$D = 3.5 \times 10^{-6} \text{ m}$$

obtemos:

$$D_y = 1.21 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \text{ S}^{-1}$$

$$c(0) = 1.09 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$$

A concentração c(y) no interior do cristal está relacionada com c(0) por:

$$c(y) = c(0) \exp\left(\frac{-y^2}{D^2}\right) \tag{63}$$

### 7.3. Efeito Fotorefrativo

Nos guias estudados foi notado a ocorrência do chamado efeito fotorefrativo ou "optical damage" [41,42] que são variações locais do índice de refração induzidas pela passagem de luz no interior do guia.

No $LiNbO_3$ esse efeito está relacionado basicamente

com a presença de impurezas de metais de transição, especialmente Ferro, cuja presença já fora detectada nos cristais produzidos por nós [43, 44].

Quando um feixe de luz se propaga no interior do cristal, na região iluminada, eletrons são fotoexcitados dos ions de $Fe^{+2}$ e caminham ao longo do eixo Z até atingirem a região escura, onde são capturados por íons $Fe^{+3}$. Na região iluminada, criam-se centros de carga positiva correspondentes aos átomos de Fe ionizados e na região escura formam-se centros de carga negativa onde os eletrons foram capturados.

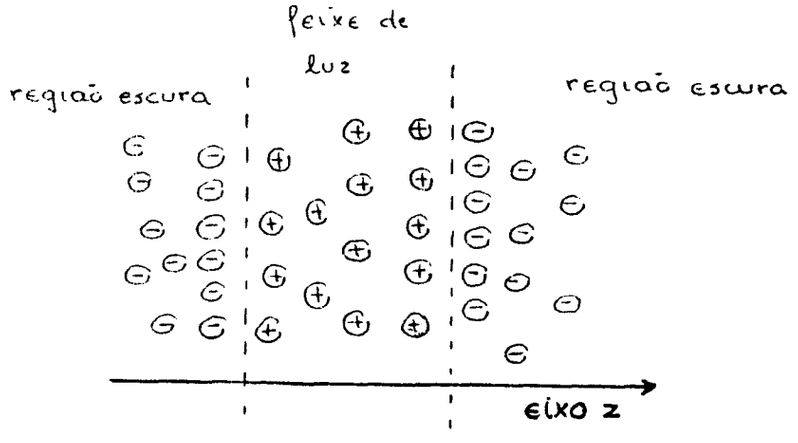


Fig.32- Distribuição de carga no guia, causada pelo efeito fotovoltaico.

Essa distribuição de carga gera um campo elétrico, que via efeito eletro-ótico, causa uma mudança no índice de refração do cristal [45].

Como resultado dessa variação no índice de refração

o feixe de luz é repartido em três feixes, o feixe central e dois feixes extraordinários que formam um ângulo com o feixe central na direção Z.

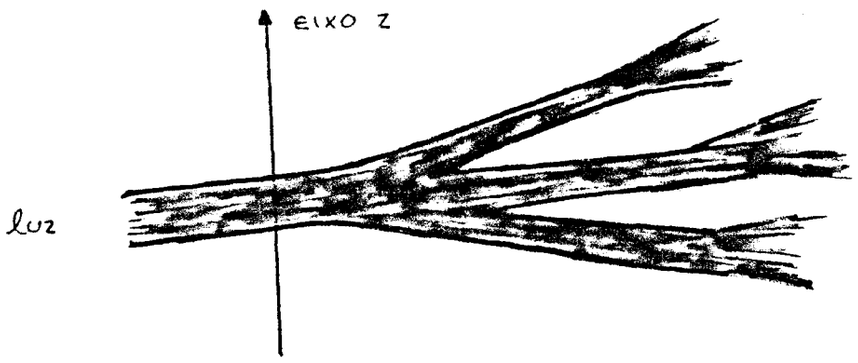


Fig.33- Espalhamento do feixe de luz devido ao efeito fotorefrativo.

Após um longo tempo, cada um desses feixes se divide em outros três, etc., até que a luz se espalha totalmente.

O feixe inicialmente acoplado no guia tem aproximadamente 0,3 mm de largura, constante em toda a trajetória; após algumas horas esse feixe começa a se alargar até que na extremidade do guia ele chega a ter 3 mm ou mais de largura.

A ocorrência desse fenômeno está relacionada com as altas densidades de energia que ocorrem no interior do guia. Se a potência da luz acoplada no guia for de aproximadamente 10mW, com uma largura de 0,3 mm e uma profundidade de 3μm (que é aproximadamente a profundidade de penetração do modo fundamental do (guia), a densidade de energia no guia será em torno de 10.000

$W/cm^2$. Portanto, não é surpreendente que mesmo pequenas quantidades de Fe no $LiNbO_3$ sejam suficientes para causar o efeito fotorefrativo observado.

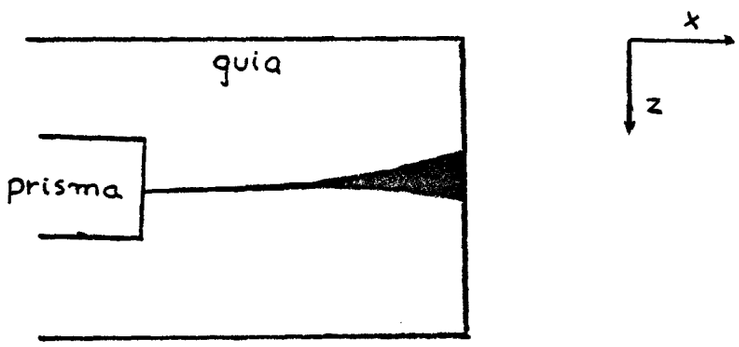


Fig.34- Alargamento observado no feixe no guia, causado pelo efeito fotorefrativo.

Embora demore várias horas para se manifestar, esse efeito, uma vez estabelecido, mantém-se mesmo que o laser seja desligado por vários dias, tornando necessário que o prisma seja deslocado e o acoplamento estabelecido em outra região do guia.

A presença do efeito fotorefrativo no $LiNbO_3$ por nós fabricado, embora abra a perspectiva de estudos futuros nessa área, é um sério problema para a produção de dispositivos, por exemplo, moduladores, com os guias fabricados.

## 7.4. Espalhamento de Luz em Guias de Onda

O espalhamento de luz em um guia de onda pode ser dividido em duas partes.

A primeira é o espalhamento de luz ocorrido no corpo do cristal, causado por defeitos cristalinos, impurezas, ou no caso particular de guias de Ti em $LiNbO_3$, espalhamento devido à irregularidades na difusão do Titânio. Em cristais de $LiNbO_3$ de boa qualidade, esse espalhamento é relativamente pequeno, em torno de 0,15 dB/cm.

A segunda causa do espalhamento é o espalhamento de luz durante a reflexão total nas interfaces. Podemos usar o modelo de zig-zag das ondas para explicar esse espalhamento.

Em um guia típico, um feixe de luz sofre entre algumas centenas a vários milhares de reflexões [ 3 ] ao caminhar 1cm no guia. Considerando um valor médio de 1000 reflexões por cm, se em cada reflexão ocorrer uma perda de 0,5% por espalhamento, a perda total do guia será da ordem de 40 a 50 dB/cm.

Um guia de onda de boa qualidade deve ter perdas em torno de 1 dB/cm, o que corresponde a uma perda por reflexão de aproximadamente $1,5 \times 10^{-4}$, várias vezes melhor do que os melhores espelhos usados em laser.

Podemos ver, portanto, que na fabricação de guias de onda é necessário obter um grau de polimento do substrato muito melhor do que o necessário nas aplicações óticas convencionais.

O processo de polimento deve ser dividido em várias fases, cada uma usando um abrasivo de granulação menor que a anterior e prolongando o tempo de polimento em cada fase o máximo possível.

Nos guias por nós preparados, o polimento foi feito usando Alumina como abrasivo em uma matriz de cera.

A última etapa de polimento usava Alumina de granulação 0,3 mícrons.

O resultado final era uma superfície perfeitamente lisa e polida a olho nu, porém é lógico supor a existência de rugosidades da ordem de grandeza da granulação do abrasivo usado, ou seja rugosidades entre 0,1 e 0,3 mícrons, grandes o suficiente para espalhar a luz.

Não temos disponível uma metodologia adequada para medir as perdas por espalhamento dos guias que produzimos, porém estimamos que essas perdas sejam em torno de 4 a 6 dB/cm, ou seja, uma perda superior a 50% de potência em cada cm do guia.

Para melhorar esse polimento, teríamos basicamente de usar abrasivos com granulação menor, como sílica coloidal, com diâmetros da ordem de algumas centenas de Angstrons.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

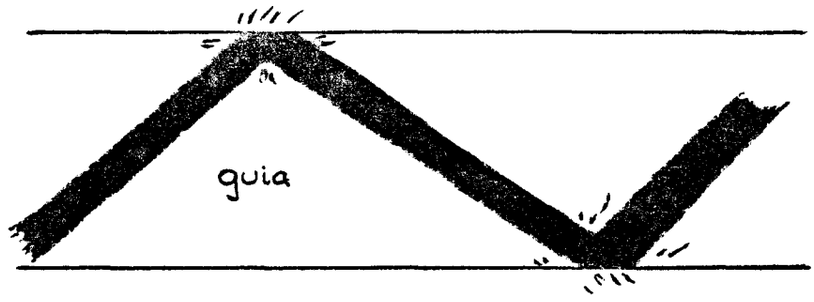


Fig.35- Espalhamento de luz nas interfaces do guia.

# CAPÍTULO VIII

## CONCLUSÃO

Consideramos o principal mérito de nosso trabalho o desenvolvimento da metodologia de caracterização de guias de onda pelo acoplamento por prismas, o que inclui o acoplamento da luz no interior do guia, a medição dos ângulos dos índices efetivos $N_m$ e a resolução, a partir desses índices, da equação de onda do guia, com a determinação do índice de refração e da espessura do guia.

De posse desta metodologia, estamos em condições de usá-la em quaisquer outros tipos de guias de onda, sejam eles feitos de $LiNbO_3$ ou outro material, o que, na prática abre um amplo caminho de pesquisas, tanto em ótica integrada como em filmes finos dielétricos em geral.

Nesse aspecto, o único ponto que precisa ser melhorado é a precisão com que os ângulos de acoplamento são medidos, até atingirmos uma precisão superior a 1 min. de arco, que é a encontrada na maioria dos artigos publicados em revistas internacionais.

Em relação aos cristais de $LiNbO_3$ e aos guias de onda com eles fabricados podemos concluir que os valores encontrados para o número de modos, variação do índice de refração, espessura do guia, constante de difusão do Ti, estão dentro do

que era esperado na literatura.

A existência do efeito fotorefrativo também era esperada, sendo um problema comum em guias de onda de $LiNbO_3$ [4,42] entretanto, sua presença torna inviável a produção de moduladores ou outros dispositivos usando esses guias.

Porém existem na literatura sugestões de várias técnicas que podem ser usadas para diminuir esse efeito [46,47] e que precisam ser experimentadas antes de chegarmos a uma conclusão final.

## REFERÊNCIAS


[1] P.K. Tien, R. Ulrich and R.J. Martin; Appl. Phys. Lett. Vol.14, p.291, 1969.

[2] P.K. Tien, R. Ulrich; J. Opt. Soc. Am., Vol.60, p.1325, 1970.

[3] P.K. Tien, Reviews of Modern Physics, Vol.48, Nº 2, p. 361, 1977.

[4] M.N. Armenise, C. Canali, M.de Sario, Mat. Chem. and Physics, V.9, p.267, 1983.

[5] I.P. Kaminow and J.R. Carruther, Appl. Phys. Lett., V. 22, p.326, 1973.

[6] R.V. Schimidt and I.P. Kaminow, Appl. Phys. Lett., V.25, p.458, 1974.

[7] R.D. Alferness, IEEE Journ.of Quant. Elect., Vol.QE-17, nº 6, p.946, 1981.

[8] Max Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, 5ª Ed., 1975.

[9] H. Kolgenik, Topics in Applied Physics, Vol.7, T. Tamir Ed., Springer-Verlag, 1975.

[10] P.K. Tien and R. Ulrich, Journ. of the Opt. Soc. of Am. Vol.60, nº 10, p.1365, 1970.

[11] H.F. Taylor and Ammon Yariv, Proceedings of IEEE., Vol. 62, Nº 8, p.1044, 1974.

[12] B. Hacker and W.K. Burns, IEEE Journ.of Quant. Elect., Vol.QE-11, nº 6, p.270, 1975.

[13] E.M. Conwell, Appl. Phys. Lett., Vol.23, nº 6, p.328, 1973.

[14] D. Marcuse, IEEE J.of Quant. Elect., Vol.QE-9, nº 10, p.1000, 1973.

[15] Mathews and Walker, Mathematical Methods of Physics, Cap.I.

[16] D. Park, Introduction to the Quantum Theory.

[17] L. Landau and E.M. Lifshits, Quantum Mechanics, Vol.1.

[18] A. Gedeon, Opt. Com., Vol.12, nº 3, p.329, 1974.

[19] D. Sarid, Appl. Optics, Vol.15, nº 6, p.1606, 1980.

[20] R. Ulrich and R. Torge, Appl. Optics, Vol.12, nº 12, p.2901, 1973.

[21] R. Kersten, Optca Acta, Vol.22, nº 6, p.503, 1975.

[22] R. Kersten, Opt. Com., Vol.9, nº 4, p.427, 1973.

[23] D. Sarid, Appl. Optics, Vol.18, nº 17, p.2921, 1979.

[24] F. Ulrich and D. Chen, Appl. Optics, Vol.13, nº 8, p. 1850, 1974.

[25] J. Valmer et al., Appl. Phys. A32, p.125, 1983.

[26] A. Rauber, Current Topics in Materials Science, Vol. 1, Cap.7, North-Holland Publishing Company, 1978.

[27] R.S. Weis and T.Gaylcard, Appl. Phys. A37, p.191, 1986.

[28] M.N. Armenise et al., Materials Chem. and Phys., Vol. 9, p.267, 1983.

[29] J.R. Carruthers, I.P. Kaminow and L.W. Stulz, Appl. Optics, Vol.13, nº 10, p.2333, 1979.

[30] J.L. Jackel, C.E. Rice, J.J. Veseleka, Appl. Phys. Lett., Vol.41, nº 7, p.607, 1982.

[31] C. Canali et al., J.Appl. Phys., Vol.58, nº 8, p.2643, 1986.

[32] G.J. Griffiths and R.J. esdaile, IEEE Journ. of Quantum Elect., Vol.QE-20, nº 5, p.149, 1984.

[33] L.W. Stulz, Appl. Optics, Vol.18, nº 12, p.2041, 1979.

[34] Masaharu E. Juichi Noda, J.Appl. Phys., Vol.49, nº 7, p.3693, 1978.

[35] Armenise et al., J. Appl. Phys., Vol.54, nº 11, p.6233, 1983.

[36] De Sario et al., J. Appl. Phys., Vol.57, nº 5, p.1482, 1985.

[37] J.L. Ketchun et al., Phys. Lett., Vol.94A, nº 9, p.450, 1983.

[38] J. Volmer et. al., Appl. Phys., A32, p.125, 1983.

[39] Ver por exemplo Born and Wolf, Principles of Optics.

[40] H.B. Dwight, Tables of Integrals and Other Mathematical Data, Macmillan Publ. Co., 4ª Ed., 1961.

[41] A.M. Glass, Appl. Phys. Lett., Vol.25, nº 4, p.233, 1971.

[42] A.M. Glass and al., Appl. Optics, Vol.19, nº 2, p.276, 1986.

[43] J.P. Andreeta, O.R. Nascimento, L.H.P.de Godoy e M.C. Terrile, Anais X ENFMC, 1987.

[44] V.R. Mastelaro, Dissertação de Mestrado, em Redação, IFQSC, 1988.

[45] J. Grousson, J.Appl. Phys., Vol.54, nº 6, p.3012, 1983.

[46] J. Jackel, D.H. Olson and A.M. Glass, J. Appl. Phys., Vol.52, p.4855, 1981.

[47] J. Jackel et al., J. Appl. Phys., Vol.55, nº 1, p.269, 1984.