

OBSERVAÇÃO DO ACOPLAMENTO LASER-FILME FINO ATRAVÉS DE PRISMA.

13



Trabalho apresentado como tese de Mestrado
no INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN".

Hamilton Araujo Bicalho.

Orientadores: Profa.Dra.Zoraide P.Arguello.

Prof. Germano Braga Rego

ESTE TRABALHO É DEDICADO;

a meus pais, pela oportunidade de opção;
a Vanda, Tiago e Fernanda, pelo tempo que
lhes foi tomado;

ao Diogo e Pavan, em homenagem póstuma;
a todos que, direta ou indiretamente, con

AGRADECIMENTOS

Em especial à Profa. Zoraide e Prof. Germano, pela orientação, amizade e sugestões.

Ao CNPq, FAPESP, BID, MINIPLAN e ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", da UNICAMP, pelo apoio financeiro indispensável à execução desta Tese.

À direção da FIDENE, por ensejar a conclusão deste trabalho.

À Cecília, Oswaldo e Sidney, pela colaboração eficiente nos programas de computador.

À Clotilde, devido ao trabalho paciente de datilografia e confecções de filmes.

Ao Rangel, pelo trabalho metuculoso com materiais e equipamentos.

INTRODUÇÃO.

Com este trabalho, nós pretendemos tanto estudar detalhadamente a fundamentação teórica do acoplamento e guiamento de luz por filmes, como observar experimentalmente esses fenômenos.

O estudo teórico apresentado no capítulo I, foi dirigido mais especificamente aos pontos diretamente ligados à execução experimental proposta.

A descrição da montagem experimental utilizada, é descrita no capítulo II.

Os resultados obtidos, encontram-se no capítulo III, que é encerrado com um resumo salientando os pontos principais conseguidos.

CAPÍTULO I:

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.

I:1:- COMO SE PROCESSA O ACOPLAMENTO.

I.2:- CONVENÇÕES.

I:3:- FILME COMO GUIA DE ONDAS.

I.3:1:- Condições para o Guiamento

I:3:2:- Distribuição dos Campos nos Modos Guiados

I:3:3:- Características do Guia

I:3:4:- Fluxo de Energia para um Modo Guiado

I:3:5:- Guias com "Vazamento"

I:4:- ACOPLAMENTO LASER-FILME FINO ATRAVÉS DE PRISMA

I:4:1:- Equação dos Modos Guiados com a Presença do Prisma

I:4:2:- Lançamento da Onda no Filme

I:4:3:- Variação do Campo Acoplado na Direção Ox.

I:4:4:- Características do Acoplador

I:4:5:- Eficiência

I:4:6:- Relação entre o Ângulo de Incidência na Face de Entrada do

do prisma. [I-4-1]

I:4-7:- Determinação de Espessura e Índice de Refração de um Filme.

CAPÍTULO I:

I- FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.

A fundamentação teórica apresentada neste capítulo, se baseia essencialmente no tratamento dado ao assunto por P.K.Tien e R.Ulrich [I-1-1].

I.1. - COMO SE PROCESSA O ACOPLAMENTO.

O acoplamento de luz em um filme por um prisma, utiliza o mesmo princípio do filtro de reflexão total frustrada [I-1-2]. Uma onda incidindo na base do prisma, Fig. [I-1-1], sob um ângulo de incidência maior que o ângulo crítico, sofre reflexão total. Sabemos, entretanto, que no meio menos denso (no caso presente, o ar) aparece uma onda evanescente [I-2-1] cuja amplitude decresce exponencialmente a partir da interface onde se deu a reflexão total. Se esta onda atingir o filme antes de se anular completamente, encontrará novamente condições favoráveis de propagação. Na interface filme-substrato, dependendo do ângulo de incidência, ela poderá ser refletida e refratada ou, então, sofrer novamente reflexão total. A onda refletida, volta à interface filme-ar, onde torna a refletir totalmente, iniciando-se então um novo ciclo de reflexões

No que se segue, chamaremos de "lançamento" ao processo de

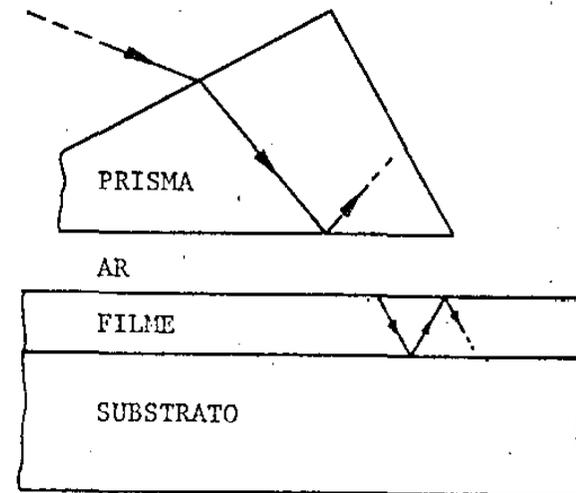


FIGURA I-1-1 Reflexão total frustrada (Nao estão representadas as ondas evanescentes).

introdução da luz incidente no filme.

Se houver interferência construtiva entre as ondas refletidas nas interfaces filme-ar e filme-substrato, o acoplamento pode se realizar. Vemos assim que, para o lançamento de um onda no filme por meio de um prisma, devemos ter:

a:- reflexão total na base do prisma:

b:- filme bem próximo da base do prisma.

O acoplamento acontece quando a onda lançada apresenta condições de ser guiada pelo filme; isto é, quando se tem:

a:- reflexão total nas duas interfaces do filme (filme-ar e filme-substrato).

b:- interferência construtiva da luz refletida nessas interfaces.

Fig.[I-1-2].

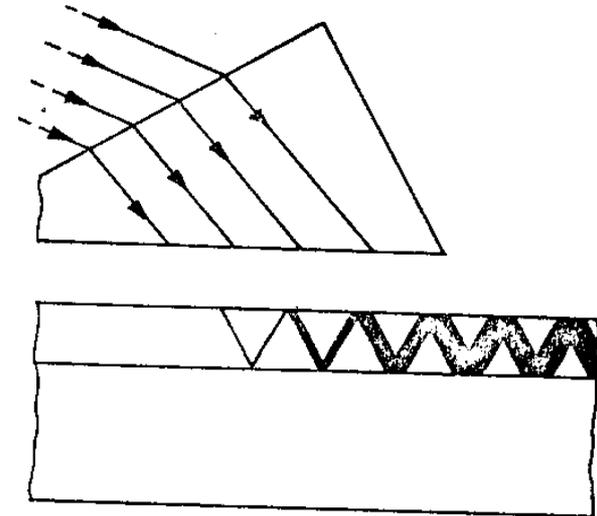


FIGURA I-1-2 Acoplamento de um feixe de luz por meio de um prisma.

I.2: CONVENÇÕES.

Geralmente, a espessura do filme é tão pequena que se torna necessário fixá-lo sobre outro material. Então, o estudo do acoplamento por esse método envolve pelo menos quatro meios materiais: prisma, ar, filme e substrato.

O filme apresenta espessura da ordem do comprimento de onda que será utilizado (luz visível), ao passo que a camada de ar tem espessura bem menor. O prisma e o substrato, porém, podem ser tratados como semi-infinitos

Todos os meios serão considerados homogêneos, isotrópicos, com permeabilidade magnética unitária e densidade de corrente nulas, e não absorventes para os comprimentos de onda utilizados. Além disso, as interfaces a, b e c, são planas e paralelas. Fig. [I-2-1]

O sistema de unidades adotado é o gaussiano. Consideraremos as ondas incidentes, como sendo harmônicas, planas e linearmente polarizadas. Chamaremos de TE, a onda em que o campo elétrico \vec{E} é normal ao plano de incidência; e de TM, a onda em que o campo magnético \vec{H} , é perpendicular ao plano de incidência (plano Oxz).

As grandezas dos diversos meios, representadas pela

mesma letra, serão identificadas por meio de subscritos 0,1,2 e 3, respectivamente, para substrato, filme, ar e prisma. Por exemplo, os índices de refração dos meios envolvidos serão n_0 , n_1 , n_2 e n_3 , como é indicado na Fig. [I-2-1].

Nas interfaces e para grandezas ligadas aos meios, serão utilizados subscritos duplos, colocados de maneira que identifiquem a sequência em que a luz atravessa os meios considerados.

Esses campos, obedecem naturalmente às equações de Maxwell, e a equação de ondas.

Por outro lado, as equações de Maxwell, envolvendo rotacionais se separam naturalmente em dois conjuntos independentes, relativos às duas polarizações; TE e TM.

Definindo:

$$q_j = \begin{cases} 1, & \text{para polarização TE,} \\ -n_j^2, & \text{para polarização TM,} \end{cases}$$

$$\vec{F}_j = \begin{cases} \vec{E}_j, & \text{para polarização TE,} \\ \vec{H}_j, & \text{para polarização TM,} \end{cases}$$

$$\vec{G}_j = \begin{cases} \vec{H}_j, & \text{para polarização TE,} \\ \vec{E}_j, & \text{para polarização TM,} \end{cases}$$

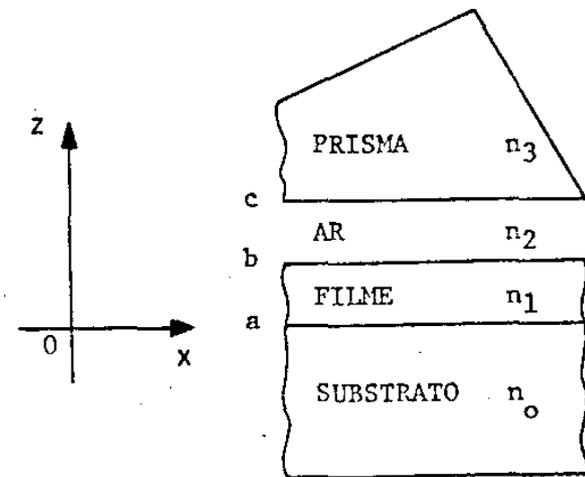


FIGURA I-2-1 Meios materiais envolvidos no acoplamento.

podemos escrever as equações com rotacionais na forma seguinte, válida para as duas polarizações.

$$\frac{\partial F_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial G_x}{\partial t}$$

[I.2.1]

$$\frac{\partial F_y}{\partial x} = - \frac{1}{c} \frac{\partial G_z}{\partial t}$$

$$\frac{\partial G_x}{\partial z} - \frac{\partial G_z}{\partial x} = - \frac{1}{c} q_j \frac{\partial F_y}{\partial t}$$

Os campos F_y e G_x , são contínuos (continuidade das componentes tangenciais de \vec{E} e \vec{H} , na superfície de separação dos dois meios).

Consideremos agora, ondas harmônicas planas, monocromáticas, linearmente polarizadas. Chamando de \vec{k} o vetor de propagação, podemos escrever;

$$\vec{F} = \vec{F}_0 \exp [i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)],$$

$$\vec{G} = \vec{G}_0 \exp [i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)].$$

Chamando de A , a amplitude complexa do campo F_y , quando este se propaga "para baixo" (isto é, com $\vec{k} \cdot \vec{e}_z < 0$) e de B a amplitude do mesmo tipo de campo, quando este se propaga "para cima" (isto é, com $\vec{k} \cdot \vec{e}_z > 0$), podemos escrever, fazendo $k_j = n_j \frac{\omega}{c}$

1:- Campos F_y com $k_z < 0$

$$F_y = A_j \exp (x k_j \text{ sen } \theta_j - z k_j \cdot \text{cos } \theta_j - \omega t)$$

2: -Campos F_y com $k_z > 0$

$$F_y = B_j \exp (x k_j \text{ sen } \theta_j + z k_j \cdot \text{cos } \theta_j - \omega t)$$

I.3: - FILME COMO GUIA DE ONDAS.

I.3.a - CONDIÇÕES PARA O GUIAMENTO.

Para que seja satisfeita a condição a do parágrafo I.1 é necessário que se tenha, simultaneamente:

$$\left. \begin{array}{l} n_1 > n_0 \\ n_1 > n_2 \end{array} \right\} \quad (I-3-1)$$

Neste trabalho, $n_0 > n_2$ e, portanto $n_1 > n_0 > n_2$.

Os vetores de propagação serão:

$$\vec{k}_j = k_j \operatorname{sen} \theta_j \vec{e}_x - k_j \cos \theta_j \vec{e}_z, \text{ para ondas A; e:}$$

$$\vec{k}_j = k_j \operatorname{sen} \theta_j \vec{e}_x + k_j \cos \theta_j \vec{e}_z, \text{ para ondas B, onde;}$$

$$k_j = |\vec{k}_j| = n_j \frac{\omega}{c}, \quad \omega = 2\pi f.$$

Para simplificar diversas expressões, usaremos ainda as seguintes substituições:

$$a = k_j \operatorname{sen} \theta_j \quad (j = 0, 1, 2, 3)$$

(pois de acordo com a lei de Snell; $n_j \text{sen}\theta_j = n_k \text{sen}\theta_k$, $j, k = 0, 1, 2, 3$),

$$b_j = k_j \cos\theta_j, \quad j = 0, 1, 2, 3.$$

Os campos das ondas representadas na Fig. [I-3.1], têm então as seguintes formas:

I: para $z \leq 0$

$$F_y = A_0 \exp [i (ax - b_0z - \omega t)] \quad [\text{I-3-2}]$$

$$G_x = b_0 F_y \quad [\text{I-3-3-}]$$

$$G_z = a F_y$$

II: para $0 \leq z \leq w$

$$F_y = A_1 \exp [i (ax - b_1z - \omega t)] \quad [\text{I-3-4}]$$

$$G_x = b_1 F_y$$

$$G_z = a F_y$$

$$F'_y = A'_1 \exp [i (ax - b_1z - \omega t)] \quad [\text{I-3-6}]$$

$$G'_x = b_1 F'_y \quad [\text{I-3-7}]$$

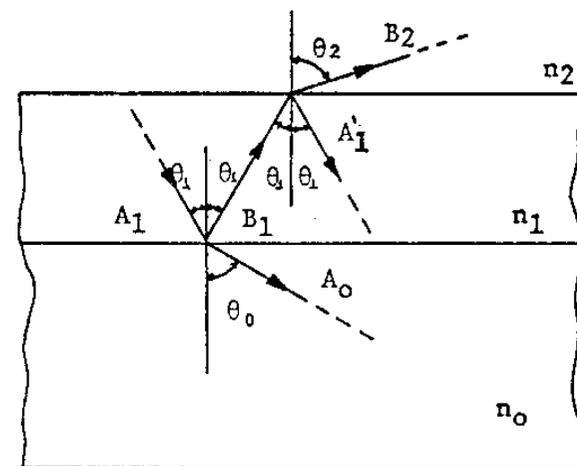


FIGURA I-3-1 Raios das ondas que se propagam no filme, ar e substrato.

$$G'_z = aF'_y$$

onde F'_y , representa o campo F_y da onda refletida, a primeira vez na interface filme-ar. Para a onda resultante da primeira reflexão na interface filme-substrato, temos:

$$F_y = B_1 \exp [i (ax + b_1 z - \omega t)] , \quad [I-3-8]$$

$$G_x = - b_1 F_y , \quad [I-3-9]$$

$$G_z = a F_y .$$

III: para $z \geq w$

$$F_y = B_2 \exp \{i [ax + b_2 (z - w) - \omega t]\} , [I-3-10]$$

$$G_x = - b_2 F_y ,$$

$$G_z = a F_y .$$

Se tivermos:

$$0 < \theta_1 < \text{arc sen} (n_2/n_1) \quad [I-3-12]$$

$\text{sen}\theta_j$ e $\text{cos}\theta_j$ são reais para $j = 0,1,2,3$, e as expressões [I-3-2a I-3-11], mostram que os campos se propagam como ondas

harmônicas nos três meios materiais (modos do ar).

Se

$$\text{arc sen } (n_2/n_1) < \theta_1 < \text{arc sen } (n_0/n_1) \quad [\text{I-3-13}]$$

então $\text{sen}\theta_0$, $\text{cos}\theta_0$, $\text{sen}\theta_1$ e $\text{cos}\theta_1$ são reais; $\text{sen}\theta_2 > 1$ e $\text{cos}\theta_2$ é imaginário. Isto significa que os campos se propagam como ondas harmônicas no filme e substrato, decaindo exponencialmente no ar a partir da interface filme-ar. Nesta condição, há reflexão total da onda eletromagnética na referida interface, e dizemos que temos "modos do substrato". Finalmente, se

$$\text{arc sen } (n_0/n_1) < \theta_1 < \pi/2 \quad [\text{I-3-14}]$$

então $\text{sen}\theta_1$ e $\text{cos}\theta_1$ são reais; $\text{sen}\theta_0 > 1$, $\text{sen}\theta_2 > 1$, $\text{cos}\theta_0$ e $\text{cos}\theta_2$ são imaginários, ou seja, os campos se propagam como ondas harmônicas só dentro do filme, decaindo exponencialmente fora do filme e a partir das interfaces filme-ar e filme-substrato, caracterizando os "modos guiados". Fig.(I-3-2)

A continuidade dos campos F_y e $\frac{G_x}{q_j}$ nas interfaces permite relacionar as amplitudes B_1 , A_1' , A_0 e B_2 , com A_1 . Tomando as expressões (I-3-2), (I-3-4), (I-3-8) e (I-3-3) (I-3-5) e (I-3-9) e aplicando a con

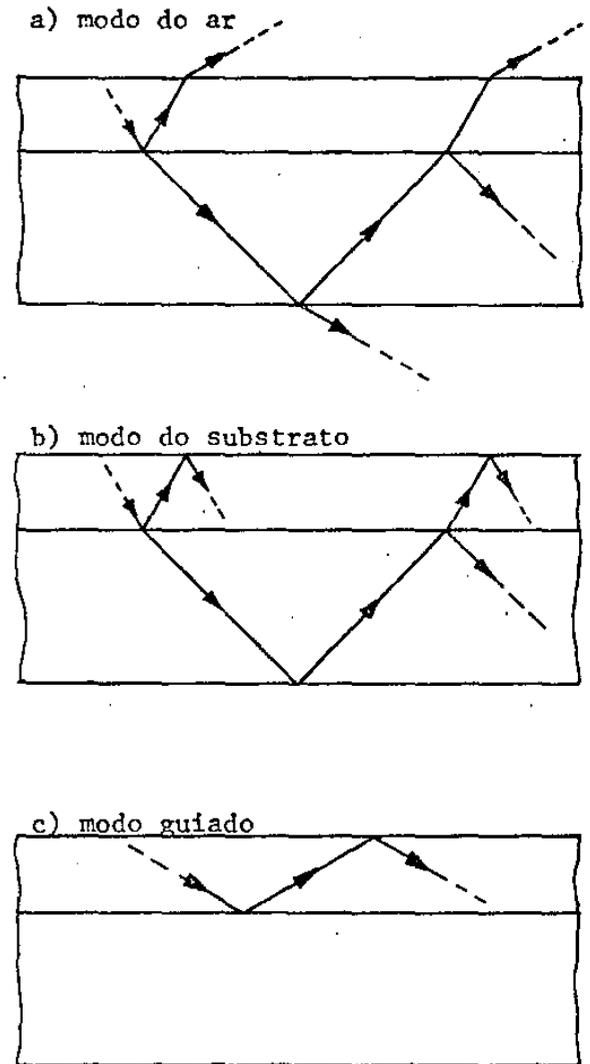


FIGURA I-3-2 Modos em um filme atuando como guia de ondas.

dição de continuidade no plano $z = 0$, obtemos:

$$\frac{B_1}{A_1} = \frac{q_0 b_1 - i q_1 b'_0}{q_0 b_1 + i q_1 b'_0} = \exp(-i 2 \phi_{10}) \quad [\text{I-3-15}]$$

$$\text{onde } \phi_{10} = \text{arctg} \frac{q_1 b'_0}{q_0 b_1}, \quad 0 < \phi_{10} < \frac{\pi}{2}, \quad [\text{I-3-16}]$$

$$\frac{A_0}{A_1} = \frac{2 q_0 b_1}{q_0 b_1 + i q_1 b'_0} = 2 \cos \phi_{10} \exp(-i \phi_{10}) \quad [\text{I-3-17}]$$

Em $z = w$ e com as expressões [I-3-6], [I-3-8], [I-3-10] e [I-3-7], [I-3-9], [I-3-11], obtemos:

$$\frac{A'_1}{B_1} = \frac{q_2 b_1 - i q_1 b'_2}{q_2 b_1 + i q_1 b'_2} \exp(i 2 b_1 w) = \exp [i 2(b_1 w - \phi_{12})] \quad [\text{I-3-18}]$$

$$\text{onde } \phi_{12} = \text{arctg} \frac{q_1 b'_2}{q_2 b_1}, \quad 0 < \phi < \frac{\pi}{2}, \quad [\text{I-3-19}]$$

$$b'_j = \frac{b_j}{i}, \quad j = 0, 2$$

$$\frac{B_2}{B_1} = 2 \cos \phi_{12} \exp [i(b_1 w - \phi_{12})] \quad [\text{I-3-20}]$$

A variação de fase em cada zig-zag, \bar{e} é obtida por meio das expressões [I-3-6], [I-3-15], [I-3-18], e representada por uma variação da amplitude complexa:

$$A_1^i(x_\ell) = A_1(x_{\ell-1}) \exp[i(ax_\ell + D)] \quad [\text{I-3-21}]$$

$$\text{onde } D = 2(b_1 w - \phi_{10} - \phi_{12}) \quad , \quad x_\ell = x_{\ell-1} + 2wtg\theta_1 \quad [\text{I-3-22}]$$

Para que aconteça a superposição construtiva, \bar{e} é necessário que:

$$D = 2m\pi \quad , \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad [\text{I-3-23}]$$

As equações [I-3-22] e [I-3-23], fornecem a segunda condição para um filme atuar como guia de ondas.

$$b_1 w - \phi_{10} - \phi_{12} = m\pi \quad , \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad [\text{I-3-24}]$$

Esta equação \bar{e} chamada equação dos modos guiados e m , de ordem do modo.

I-3-b - DISTRIBUIÇÃO DOS CAMPOS NOS MODOS GUIADOS.

O campo no interior do filme é a superposição do campo associado à onda lançada no filme e aqueles de suas múltiplas reflexões. Todas essas ondas possuem vetores de propagação com mesma projeção na direção \vec{e}_x ,

$$k_x = k_1 \sin \theta_1 \quad . \quad [\text{I-3-25}]$$

Isto mostra que o campo resultante se propaga ao longo do eixo Ox , com uma velocidade constante que depende do ângulo θ_1 . Todos os campos considerados possuem assim um fator comum

$$\exp [i(ax - \omega t)] \quad , \quad [\text{I-3-26}]$$

que deixaremos de escrever nas expressões seguintes, com uma mudança óbvia de notação.

Para vermos como o campo elétrico varia com a coordenada z , tomaremos somente os campos associados à onda lançada (amplitude A_1) e sua primeira reflexão na interface filme-substrato (amplitude B_1), uma vez que as ondas $A_1^{(1)}$, $B_1^{(1)}$, ..., $A_1^{(n)}$, $B_1^{(n)}$, guardam entre si as mesmas relações de fase e amplitude que A_1 e B_1 .

As expressões para os campos nos diversos meios ficam:

I) para $z < 0$:

$$F_y = 2 \cos \phi_{10} A_1 \exp(-i\phi_{10}) \exp(b_0 z) , \quad [\text{I-3-27}]$$

(onda que penetra no substrato, associada com a reflexão "total" da onda A_1).

II) para $0 < z < W$:

$$\begin{aligned} F_y &= A_1 \exp(-ib_1 z) + A_1 \exp [i(b_1 z - 2\phi_{10})] = \\ &= 2A_1 \exp(-i\phi_{10}) \cos(b_1 z - \phi_{10}) \end{aligned} \quad [\text{I-3-28}]$$

III) para $z > W$:

$$F_y = 2 \cos \phi_{12} A_1 \exp \left\{ i [b_1 W - 2\phi_{10} - \phi_{12} - b_2 (z - W)] \right\}, \text{ou/}$$

e, utilizando a equação dos modos guiados:

$$F_y = 2 \cos \phi_{12} A_1 \exp(-i\phi_{10}) \exp[-b_2(z - W)] (-1)_y^m \quad [\text{I-3-29}]$$

(onda que penetra na camada de ar, associada com a reflexão "total" da onda B_1 , na interface filme-ar).

Nas interfaces temos:

$$F_y(0) = 2A_1 \cos \phi_{10} \exp(-i \phi_{10}) \quad , \quad \text{em } z = 0, \quad [\text{I-3-30}]$$

$$F_y(w) = 2A_1 \cos \phi_{12} \exp(-i \phi_{10}) (-1)^m \quad \text{em } z = w. \quad [\text{I-3-31}]$$

Os máximos dos módulos de F_y se localizam evidentemente nos pontos para os quais;

$$b_1 z - \phi_{10} = r\pi, \quad r = 0, 1, 2, \dots \quad [\text{I-3-32}]$$

Os máximos próximos das interfaces distam destas respectivamente:

$$W_{10} = \frac{\phi_{10}}{b}, \quad [\text{I-3-33}]$$

$$W_{10} = \frac{\phi_{12}}{b}. \quad [\text{I-3-34}]$$

Na Fig. [I-3-3], vemos qualitativamente esses resultados para os modos $m = 0, 1, 2$.

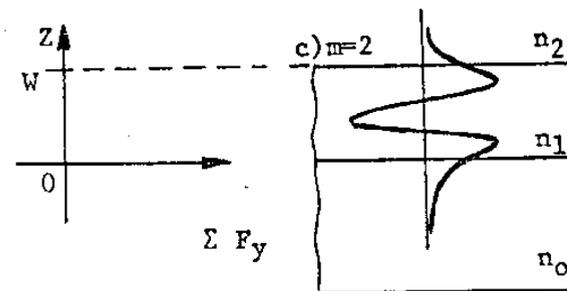
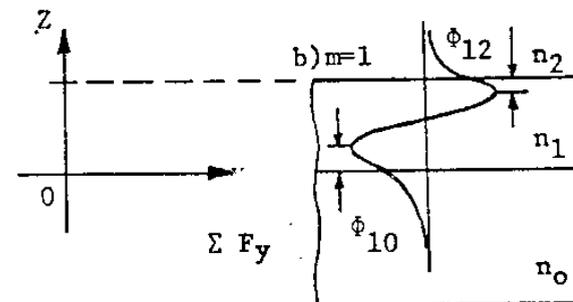
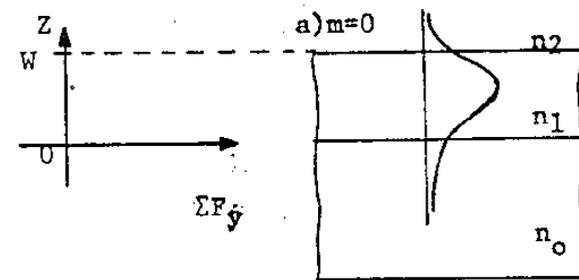


FIGURA I-3-3 Distribuição da amplitude de campo em modos guiados (conforme [I-1-1] pag. 1330).

I -3-C - CARACTERÍSTICAS DA GUIA.

Estudaremos as principais características da guia, com o auxílio das seguintes equações:

$$\phi_{ij} = \arctg \left(\frac{q_i b_j}{q_j b_i} \right) \quad [\text{I-3-35}]$$

(onde devemos tomar somente a determinação principal),

$$b_1 W - \phi_{10} - \phi_{12} = m\pi \quad [\text{I-3-24}]$$

$$F_y = 2A_1 \exp(-i\phi_{10}) \cos(b_1 z - \phi_{10}) \quad [\text{I-3-28}]$$

onde:

$$(0 < z < W),$$

$$\text{arc sen}(n_0/n_1) < \phi < \pi/2, \quad [\text{I-3-14}]$$

$$B_1 = A_1 \exp(-i 2\phi_{10}) \quad [\text{I-3-15}]$$

De acordo com [I-3-14], temos:

$$n_0 < n_1 \text{ sen} \theta_1 < n_1.$$

Quando $\theta_1 \rightarrow \pi/2$, então $\theta_{ij} \rightarrow \frac{\pi}{2}$ e $B_1 \rightarrow -A_1$, isto é, os campos tendem a se cancelar nas interfaces do filme, para $\theta_1 = \pi/2$.

Além disto, a penetração dos campos (equações [I-3-2] e [I-3-10]) nos meios circundantes é mínima.

No limite inferior, $n_1 \sin \theta_1 \rightarrow n_0$, e $\phi_{10} \rightarrow 0$;

$$\phi_{12} \rightarrow \arctg \left[\frac{q_1 \left(n_0^2 - n_2^2 \right)^{1/2}}{q_2 \left(n_1^2 - n_0^2 \right)} \right] . \quad [\text{I-3-36}]$$

As consequências disto são:

a) os campos das ondas incidentes e refletidas estão em fase em $z = 0$ [Eq. (I-3-15)]

b) os valores de b_1 são os menores possíveis, logo a penetração dos campos além das interfaces do filme é máxima.

[Eqs. (I-3-2) e (I-3-10)].

A equação [I-3-24], pode ser colocada na forma:

$$W = mW_1 + W_{10} + W_{12} \quad , \quad [\text{I-3-37}]$$

com;

$$W_1 = \frac{H}{b_1} \quad , \quad [\text{I-3-38}]$$

$$W_{10} = \frac{\phi_{10}}{b_1} \quad , \quad [\text{I-3-39}]$$

$$W_{12} = \frac{\phi_{12}}{b_1} \quad [I-3-40]$$

Para o caso do limite inferior do ângulo de incidência, substituindo [I-3-33], [I-3-34], [I-3-36], [I-3-38], [I-3-39] e [I-3-40] em; [I-3-37], vem:

$$W = \frac{1}{k(n_1^2 - n_0^2)^{1/2}} \left\{ m\pi + \arctg \left[\frac{q_1 \left(\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{1/2}}{q_2} \right] \right\} [I-3-41]$$

que fornece a espessura mínima para o filme guiar o modo de ordem m . No caso particular de guia simétrica, $n_0 = n_2$, e para $m = 0$, a espessura da guia [Eq.(I-3-41)], pode ser muito pequena.

Fazendo $u = \cos\theta_1$ e definindo as funções de u :

$$f_m(u) = \left(\frac{2n_1 W}{\lambda} \right) u - m \quad , \quad [I-3-42]$$

$$g(u) = \frac{1}{\pi} (\phi_{10} + \phi_{12}) \quad , \quad [I-3-43]$$

podemos escrever a equação dos modos [I-3-24], sob a forma:

$$f_m(u) = g(u) \quad [I-3-44]$$

As funções $f_m(u)$, $m = 0, 1, 2, \dots$, representam retas paralelas entre si, uma para cada modo (m), sendo independentes da polariza

ção. Por outro lado, a função $g(u)$, é independente da ordem m do modo e da espessura do filme, porém depende da sua polarização (TE ou TM).

Para cada polarização e para cada modo m , a intersecção da reta $f_m(u)$ com a curva $g(u)$, fornece o ângulo θ_1 para o qual se dá o acoplamento.

No exemplo da Fig. [I-3-4], vemos essa construção gráfica para o filme que admite somente dois modos TE e dois modos TM.

As equações [I-3-42], [I-3-43] e [I-3-44], podem ser utilizadas ainda para determinar qual a espessura que deve possuir o filme para admitir um dado número de modos ou, ainda, conhecidos os ângulos para os quais se observa o acoplamento, determinar a espessura do filme e o índice de refração.

O cálculo de $(\phi_{10} + \phi_{12})$ em função de θ_1 foi feito, para cada filme utilizado e para as duas polarizações, TE e TM, por meio de um programa de computador.

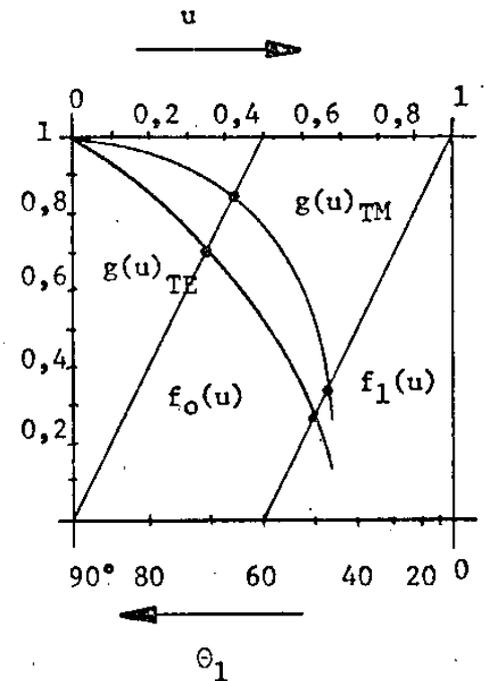


Figura I-3-4 Resolução gráfica da equação dos modos.

I-3-d: - FLUXO DE ENERGIA PARA UM MODO GUIADO.

O fluxo da média temporal do vetor de Poynting através da superfície S , definida por:

$$x = 0 \quad ,$$

$$0 \leq y \leq 1 \quad ,$$

$$-\infty < z < \infty \quad ,$$

é dado por, [Ref. I-3-2],

$$J = \frac{c}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{E}_y \vec{H}_z^* - \vec{E}_z \vec{H}_y^*) dz \quad \text{[I-3-45]}$$

Podemos escrever ainda, com as convenções feitas anteriormente:

$$J = \frac{c}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re} \left(\frac{F_y G_z^*}{q_j} \right) dz \quad , \quad \text{[I-3-46]}$$

que vale para as duas polarizações. Considerando as expressões que dão F_y e G_z , escrevemos ainda:

$$J = \frac{c}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{q_j} F_y F_y^* n_j \text{sen}\theta_j dz \quad , \quad \text{[I-3-47]}$$

$$J = \frac{ac^2}{\omega 16\pi} \frac{A_0 A_0^*}{b'_0 q_0} + \frac{A_2 A_2^*}{b'_2 q_2} + \frac{ac^2 A_1 A_1^*}{2\pi q_1 \omega} \left[\frac{W}{2} + \frac{1}{4b_1} \text{sen}(2b_1 W - 2\phi_{10}) + \frac{1}{4b_1} \text{sen}(2\phi_{10}) \right]. \quad [\text{I-3-48}]$$

Utilizando a Eq. [I-3-24], que dá a condição de acoplamento, e as relações entre A_0 , A_1 , A_2 , podemos reescrever (para $W > W_{\min}$):

$$J = \frac{ac^2 A_1 A_1^*}{4\pi q_1 \omega} \left\{ \left[W + \frac{q_1 \cos^2 \phi_{10}}{b'_0 q_0} + \frac{q_1 \cos^2 \phi_{12}}{b'_2 q_2} \right] + \frac{1}{2b_1} [\text{sen}(2\phi_{10}) + \text{sen}(2\phi_{12})] \right\} \quad [\text{I-3-49}]$$

I-3-e: - GUIAS COM "VAZAMENTO".

Como foi visto nos itens anteriores, os valores dos campos nos meios circundantes e próximos às interfaces, são diferentes de zero.

Outro meio material com índice de refração conveniente, e colocado suficientemente próximo da guia, dará condições para os campos se propagarem nesse meio com conseqüente perda de energia da guia, [I-1-2], [I-3-3] e [I-3-4].

$$F_3 = B_3' \exp i[a + b_3 (z - W - d)] \quad [I-3-50]$$

Para propagação dos campos no meio n_3 , é necessário que:

$$0 < \text{sen}\theta_3 < 1, \quad [I-3-51]$$

O que será sempre satisfeito para;

$$n_3 > n_1 \quad [I-3-52]$$

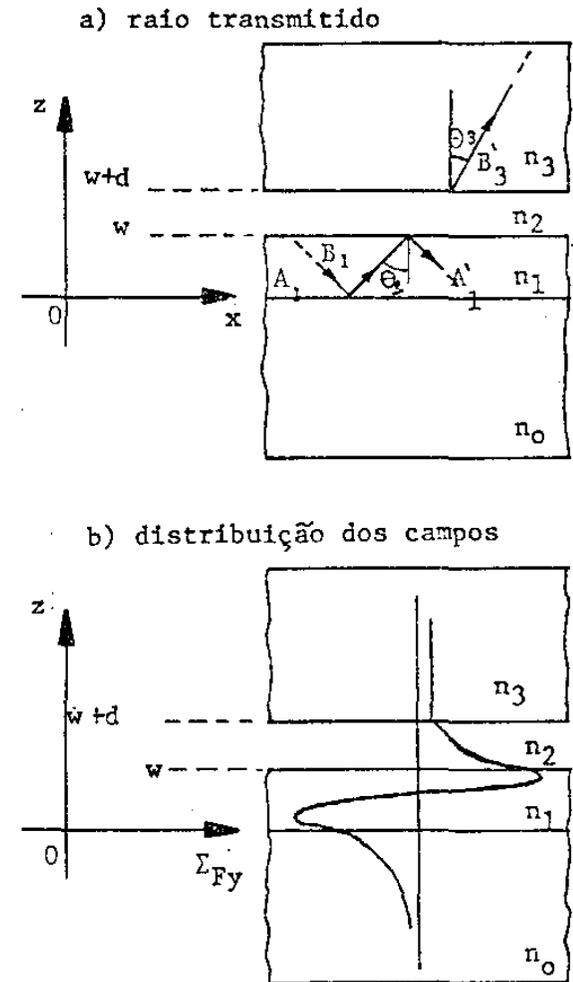


FIGURA I-3-5 Transmissão de energia do meio n_1 para o n_3 , devida à reflexão total frustrada na interface $z = w$.

A condição de continuidade dos campos nas interfaces $z = W$ e $z = W + d$, acarreta:

$$\frac{B_3}{B_1} = 2 \cos \phi_{12} \exp [i(b_1 W - \phi_{12}) - b_2 d] \cdot \quad [I-3-53]$$

Para $d \gg \lambda$, o fator $\exp(-b_2 d)$ ficará praticamente nulo e, portanto, a amplitude da onda transmitida para o meio n_3 será desprezível.

Se d for pequeno (da ordem de λ), haverá passagem apreciável de energia da guia para o meio n_3 . [I-3-5].

I-4: - ACOPLAMENTO LASER-FILME FINO ATRAVÉS DE PRISMA.

O ponto de partida para se estabelecer as condições de acoplamento é o fato da onda lançada no filme precisar ser guiada pelo mesmo. A presença do prisma modifica as condições de guiamento, provocando uma alteração na equação dos modos guiados. [I-3-24].

A variação dos campos nos diversos meios do acoplador é mostrada no estudo das suas características.

Finalmente, a relação entre os vetores de propagação nos diversos meios permite estabelecer a ligação entre o ângulo com que o feixe entra no prisma e o ângulo θ_1 .

I-4-I: - ESTUDO DOS MODOS GUIADOS EM PRESENÇA DO PRISMA.

I-4-1a: - EQUAÇÃO DOS MODOS GUIADOS.

O método para determinar a equação dos modos guiados é o mesmo usado na seção [I-3-1], considerando também as condições de contorno na interface ar-prisma:

Fig.[I-4-1] : - Campos num acoplador. Os campos B_3^i e A_1^u , a parecem devido a reflexão total frustrada em $z = W$ e $Z = W + d$.

No sistema da Fig. [I-3-5], os campos F_y são expressos em $z < 0$: equações [I-3-2], [I-3-3] ,

em $0 < z < W$: equações [I-3-4], [I-3-9] ,

em $W < z < W + d$: equações [I-3-10], [I-3-11] e

$$F_{2y} = A \exp i [ax - b_2^i (z - W) - \omega t] , \quad [I-4-1]$$

$$\frac{\omega}{c} G_{2x} = b^i F_{2y} ; \quad [I-4-2]$$

em $z < W + d$,

$$F_{3y} = B_3^i \exp i [ax + (z - W - d) b_3 - \omega t] , \quad [I-4-3]$$

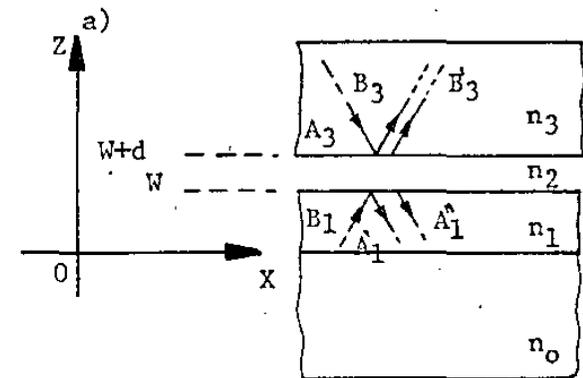


Figura I-4-1 Campos num acoplamento. B_3^i e A_1^u aparecem devido a reflexão total frustrada em $z=W$ e $z=W+d$ respectivamente

$$\frac{\omega}{c} G'_{3x} = -b_3 F_{3y} \quad [I-4-4]$$

Na interface filme-substrato, as relações entre as amplitudes dos campos são dadas pelas equações:

$$\frac{B_1}{A_1} = \exp(-i 2\phi_{10}) \quad [I-3-15]$$

$$\frac{A_0}{A_1} = 2 \cos\phi_{10} \exp(-i\phi_{10}) \quad [I-3-17]$$

Fazendo:

$$b_2 d = \kappa \quad [I-4-5]$$

$$A'_1 \exp(-i b_1 W) = \alpha \quad [I-4-6]$$

$$B_1 \exp(i b_1 W) = \beta \quad [I-4-7]$$

a continuidade das componentes tangenciais de \vec{E} e \vec{H} , nos conduz a:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\operatorname{tg}\phi_{32} - \operatorname{tg}\phi_{12} - i \operatorname{tg}h(K) (1 + \operatorname{tg}\phi_{12} \operatorname{tg}\phi_{32})}{\operatorname{tg}\phi_{12} + \operatorname{tg}\phi_{32} - i \operatorname{tg}h(K) (1 - \operatorname{tg}\phi_{12} \operatorname{tg}\phi_{32})} = r_1 \quad [I-4-8]$$

$$\text{onde } \operatorname{tg}\phi_{32} = \frac{q_3 b_2}{i q_2 b_3}$$

$$\frac{B'_3}{\beta} = \frac{2 \operatorname{tg} \phi_{32}}{\cosh(K) [\operatorname{tg} \phi_{12} + \operatorname{tg} \phi_{32} - i \operatorname{tgh}(K) (1 - \operatorname{tg} \phi_{12} \operatorname{tg} \phi_{32})]}. \quad [\text{I-4-9}]$$

O coeficiente de reflexão [eq. (I-4-8)], pode ser escrito

como:

$$\frac{\alpha}{\beta} = r_1 = \rho_1 \exp(-i2\phi'_{12}), \quad [\text{I-4-10}]$$

onde $\rho_1 = |r_1|$.

Usando esta definição na amplitude A'_1 , vem:

$$A'_1 = A_1 \exp [i(2bW - 2\phi_{10} - 2\phi'_{12})]. \quad [\text{I-4-11}]$$

O argumento da exponencial \bar{e} a variação de fase que a onda sofre após completar um zig-zag dentro do filme. Fazendo considerações semelhantes àsquelas do final da seção [I-3-1], obtemos a equação corrigida para os modos guiados.

$$b_1W - \phi_{10} - \phi'_{12} = m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad [\text{I-4-12}]$$

Pode-se mostrar que a eq. [I-4-8], pode ser escrita como:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\exp [-i(\phi_{12} - \phi_{32}) - \exp [i(\phi_{12} - \phi_{32}) \exp(-2K)]}{\exp [i(\phi_{12} + \phi_{32}) - \exp [-i(\phi_{12} + \phi_{32}) \exp(-2K)]}.$$

Para $d \rightarrow \infty$, o segundo membro de [I-4-13] tende a $\exp(-i2\phi_{12})$, isto é, $\phi'_{12} \rightarrow \phi_{12}$.

Quando d é tal que $K \gg 0$, e $\exp(-2K) \ll 1$, então $\rho_1 \approx 1$ (reflexão quase total)

$$\frac{\alpha}{\beta} \approx \exp \left\{ -i \left[2\phi_{12} + \exp(-2K) \cdot 2 \sin 2\phi_{12} \cos 2\phi_{32} \right] \right\} .$$

[I-4-14]

Comparando [I-4-10] com [I-4-14], vem:

$$\phi'_{12} \approx \phi_{12} + \exp(-2K) \sin 2\phi_{12} \cos 2\phi_{32} . \quad \text{[I-4-15]}$$

I-4-1-b: - TRANSMISSIVIDADE.

A transmissividade T_1 de energia do filme para o prisma, \bar{e} dada pela razão entre a energia transmitida e a energia incidente.

Conforme a Fig. [I-4-2],

$$T_1 = \frac{B_3' b_3 B_3'^* L \Delta y \cdot q_1}{\beta b_1 \beta^* L \Delta y \cdot q_3} \quad [I-4-16]$$

que, combinada com resultados anteriores, nos dá:

$$T = \frac{8 \operatorname{sen} \phi_{12} \cos \phi_{12} \cdot 2 \operatorname{sen} \phi_{32} \cos \phi_{32}}{\exp(2K) + \exp(-2K) - 2 \cos 2(\phi_{12} + \phi_{32})} =$$

$$= \frac{4 \operatorname{sen} 2\phi_{12} \operatorname{sen} 2\phi_{32}}{\exp(2K) + \exp(-2K) - 2 \cos 2(\phi_{12} + \phi_{32})} \quad [I-4-17]$$

Para o caso em que $\exp(K) \gg 1$, a expressão anterior se reduz a:

$$T_1 \approx 4 \exp(-2K) \operatorname{sen} 2\phi_{12} \operatorname{sen} 2\phi_{32} \quad [I-4-18]$$

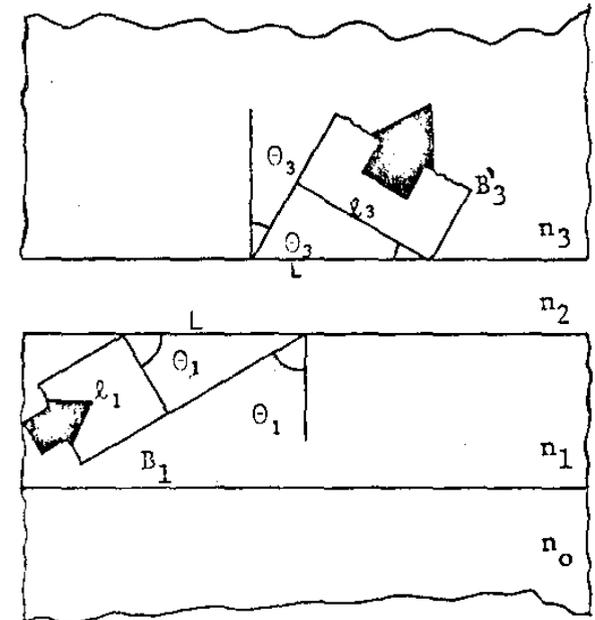


FIGURA I-4-2 Fluxo de energia que passa do filme para o prisma.

I-4-1-c: - REFLETIVIDADE.

A refletividade na interface filme-ar, \bar{e} dada por:

$$R_1 = \frac{\alpha}{\beta} \frac{\alpha^*}{\beta} = \frac{(\operatorname{tg}\phi_{12} - \operatorname{tg}\phi_{32})^2 + \operatorname{tgh}^2(K)(1 + \operatorname{tg}\phi_{12}\operatorname{tg}\phi_{32})^2}{(\operatorname{tg}\phi_{12} + \operatorname{tg}\phi_{32})^2 + \operatorname{tgh}^2(K)(1 - \operatorname{tg}\phi_{12}\operatorname{tg}\phi_{32})^2},$$

que pode ser escrita como:

$$R_1 = \frac{\exp(2K) + \exp(-2K) - 2\cos 2\phi_{12}\cos 2\phi_{32} - 2\operatorname{sen} 2\phi_{12}\operatorname{sen} 2\phi_{32}}{\exp(2K) + \exp(-2K) - 2\cos 2(\phi_{12} + \phi_{32})}.$$

[I-4-18]

Somando [I-4-16] e [I-4-18], obtemos

$$T_1 + R_1 = 1,$$

ou seja, a conservação da energia \bar{e} satisfeita.

I-4-2: LANÇAMENTO DA ONDA NO FILME.

De acôrdo com a Fig. [I-4-1], a onda A_3 incide na base do prisma onde sofre reflexão total para B_3 . Os campos que penetram na camada de ar, decaem exponencialmente como já foi visto. Os campos destas ondas, apresentam formas idênticas aos daqueles estudados na seção [I-4-1]. As relações entre os campos das ondas refletidas e transmitidas e os campos da onda incidente, são obtidas pelo mesmo processo daquela seção. A continuidade dos campos tangenciais nas interfaces, permite obter as relações procuradas.

Obtemos depois de alguns cálculos:

$$\frac{B_3}{A_3} = \frac{\operatorname{tg}\phi_{12} - \operatorname{tg}\phi_{32} - i \operatorname{tgh}(K)(1 + \operatorname{tg}\phi_{12} \operatorname{tg}\phi_{32})}{\operatorname{tg}\phi_{12} + \operatorname{tg}\phi_{32} - i \operatorname{tgh}(K)(1 - \operatorname{tg}\phi_{12} \operatorname{tg}\phi_{32})} = r_3 \quad [\text{I-4-19}]$$

Podemos escrever, definindo ϕ'_{32} e ρ_3 :

$$r_3 = \rho_3 \exp(-i2\phi'_{32}), \text{ onde } \rho_3 = |r_3| \quad [\text{I-4-20}]$$

A razão entre os campos incidentes e transmitidos é:

$$\frac{\alpha''}{A_3} = \frac{2\operatorname{tg}\phi_{12}}{\cosh(K) [\operatorname{tg}\phi_{12} + \operatorname{tg}\phi_{32} - i \operatorname{tgh}(K)(1 - \operatorname{tg}\phi_{32} \operatorname{tg}\phi_{12})]} = t_3,$$

onde t_3 , será chamado de coeficiente de transmissão. A transmissividade será (invertendo o sentido do feixe na Fig.[I-4-2],

$$T_3 = \frac{\alpha'' b_3 \alpha''^* q_3}{A_3 b_3 A_3^* q_1} = \frac{\text{tg}\phi_{32} \alpha'' \alpha''^*}{\text{tg}\phi_{12} A_3 A_3^*} \quad [\text{I-4-22}]$$

Das expressões [I-4-20] e [I-4-19], obtemos:

$$\frac{B_3}{A_3} = \rho_3 \exp(-i2\phi'_{32}) = \rho_3 \exp(-i2\phi_{32}) \cdot \frac{1 - \exp[-2K - i2(\phi_{12} - \phi_{32})]}{1 - \exp[-2K - i2(\phi_{12} + \phi_{32})]} \quad [\text{I-4-23}]$$

Quando $d \rightarrow \infty$, $\exp(-2K) \rightarrow 0$ e $\phi'_{32} \rightarrow \phi_{32}$.

Se $d \approx 0$, então

$$\phi'_{32} \approx \phi_{32} + \exp(-2K) \text{sen}(2\phi_{32}) \cos(2\phi_{12}). \quad [\text{I-4-24}]$$

Temos ainda $R_3 + T_3 = 1$, verificando pois a conservação da energia.

As equações [I-4-8], [I-4-9] e [I-4-15], apresentam formas idênticas às equações [I-4-19], [I-4-21] e [I-4-22] respectivamente. Uma comparação entre elas mostra que o índice "1" no primeiro con -

junto, equivale ao índice "3" no segundo conjunto e vice-versa. É interessante observar também que o coeficiente de transmissão $\bar{\epsilon}$ é o mesmo nos dois casos, [I-4-1], e assim podemos escrever:

$$\tau_1 = \tau_3 = \tau.$$

I-4-3: VARIAÇÃO DOS CAMPOS ACOPLADOS AO LONGO DO EIXO Ox.

No acoplamento, os efeitos estudados nas duas seções anteriores se superpõem. A onda incidente na base do prisma é parcialmente transmitida para o filme e a onda guiada pelo filme é parcialmente transmitida para o prisma.

Os campos da onda B_3 Fig.[I-4-3], na base do prisma são devidos à superposição dos campos da onda refletida de A_3 com aqueles transmitidos para o filme. Considerando a posição x_n ,

$$(B_{3R})_{x_n} = (B_3)_{x_n} + (B'_3)_{x_n} = r_3(A_3)_{x_n} + t_1(B_1)_{x_n} \quad [I-4-25]$$

$$(A_1)_{x_n} = (A''_1)_{x_n} + (A'_1)_{x_n} = t_3(A_3)_{x_n} + r_1(B_1)_{x_n} \quad [I-4-26]$$

Nestas expressões, o índice " x_n " indica a posição considerada, $x_{n-1} + 2W \tan \theta_1$. Substituindo:

$$r_1 = \rho_1 \exp(-i2\phi'_{12}), \quad [I-4-10]$$

$$B_1 = A_1 \exp(-2\phi_{10} + 2b_1 z), \quad [I-3-7]$$

em [I-4-26], vem para $z = W$:

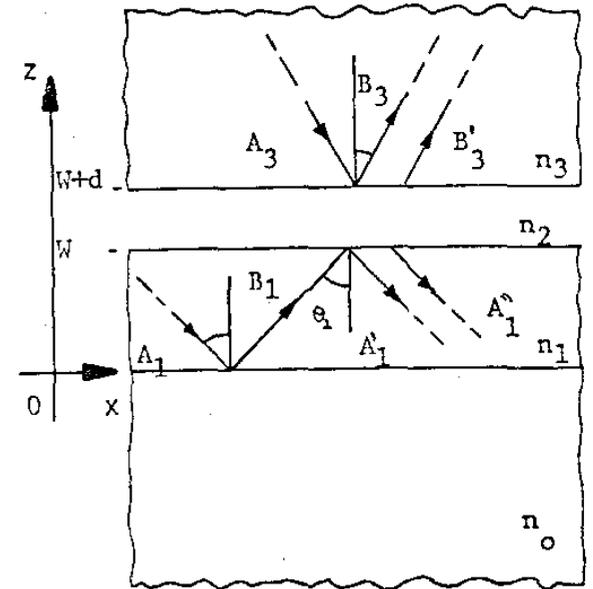


FIGURA I-4-3 Campos no acoplamento.

$$(A_1)_{x_n} = t_3(A_3)_{x_n} + \rho_1(A_1)_{x_{n-1}} \exp[i(2b_1W - 2\phi_{10} - 2\phi_{12})] .$$

[I-4-27]

Para que aconteça o acoplamento, a onda lançada deve coincidir com um modo guiado.

O argumento da exponencial \bar{e} , então, $i2m\bar{l}$. Subtraindo $(A_1)_{x_{n-1}}$ de ambos os membros da Eq. [I-4-27], obtem-se:

$$(A_1)_{x_n} - (A_1)_{x_{n-1}} = t(A_3)_{x_n} - (1 - \rho_1)(A_1)_{x_{n-1}} \quad \text{[I-4-28]}$$

A razão entre [I-4-28] e $(x_n - x_{n-1})$, fornece a variação dos campos acoplados por unidade de comprimento. Como, de acordo com a Fig. [I-4-3],

$$\Delta x = x_n - x_{n-1} = 2W \tan \theta_1$$

$$\Delta(A_1)_{x_n} = (A_1)_{x_n} - (A_1)_{x_{n-1}},$$

a Eq. [I-4-28] fica:

$$\frac{\Delta(A_1)_{x_n}}{\Delta x} = \frac{1}{2W \tan \theta_1} [t(A_3)_{x_n} - (1 - \rho_1)(A_1)_{x_{n-1}}]$$

Se x_{n-1} estiver muito próximo de x_n , a expressão anterior pode ser escrita como:

$$\frac{dA_1(x)}{dx} = \frac{1}{2Wtg\theta_1} [tA_3(x) - (1 - \rho_1) A_1(x)]. \quad [I-4-29]$$

I-4-4: CARACTERÍSTICAS DO ACOPLADOR.

Supondo que o feixe incidente na base do prisma, no segmento $0 < x < L$, Fig. [I-4-2], tenha intensidade constante A_3 nesse intervalo, e nula fora desse intervalo, vem:

$$A_3(x) = A_3, \text{ para } 0 < x < L, \quad [\text{I-4-30}]$$

$$A_3(x) = 0, \text{ para } x < 0 \text{ e } x > L, \quad [\text{I-4-31}]$$

$$A_1(0) = t A_3. \quad [\text{I-4-32}]$$

Assim, a solução da Eq. [I-4-29] fica:

$$A_1(x) = \frac{tA_3}{(1-\rho_1)} \left\{ 1 - \rho_1 \exp \left[- \frac{(1-\rho_1)}{2Wt\theta_1} x \right] \right\}, \quad [\text{I-4-33}]$$

para $0 < x < L$, e

$$A_1(x) = C \exp \left[- \frac{(1-\rho_1)(x-L)}{2Wt\theta_1} \right] \quad [\text{I-4-34}]$$

para $x > L$, onde $C = A_1(L)$.

As equações [I-4-25], [I-4-26] e [I-4-33], fornecem:

$$R_{3R} = r_3 A_3(x) + \frac{t}{r_1} [A_1(x) - t A_3] \quad [\text{I-4-35}]$$

$$B_{3R} = r_3 A_3 \left\{ 1 + \frac{t^2 \rho_1}{r_1 r_3 (1 - \rho_1)} \left[1 - \exp\left(-\frac{1 - \rho_1}{2W \operatorname{tg} \theta_1} x\right) \right] \right\} \quad [\text{I-4-35}]$$

Com [I-4-2], [I-4-8] e [I-4-19], o fator $\frac{t^2}{r_1 r_3}$ fica:

$$\frac{t^2}{r_1 r_3} = -\frac{T}{\rho_1^2} = -\frac{T}{1 - T}, \text{ e portanto:}$$

$$B_{3R} = -\frac{r_3 A_3}{\rho_1} \left[(1 + \rho_1) \exp\left(-\frac{1 - \rho_1}{2W \operatorname{tg} \theta_1} x\right) - 1 \right] \quad [\text{I-4-36}]$$

A equação [I-4-33], mostra que $|A_1| \approx \frac{|t| |A_3|}{1 - \rho_1}$

para x suficientemente grande. Portanto, a amplitude A_1 pode alcançar valores muito maiores que os de A_3 .

A Eq. [I-4-36], mostra que a amplitude B_{3r} é no máximo igual a A_3 . O segundo membro de [I-4-36], se anula quando:

$$\exp - \left[\frac{(1 - \rho_1)}{2W \operatorname{tg} \theta_1} = \frac{1}{1 + \rho_1} \right] \quad [\text{I-4-37}]$$

A quantidade de energia por unidade de tempo transferida do prisma para o filme, num comprimento Δx e numa largura unitária é:

$$\Delta J = \frac{b_3 c}{q_3 8\pi} [A_3 A_3^* - B_{3R} B_{3R}^*] \cdot \Delta x \quad [\text{I-4-38}]$$

Quando $x \approx 0$,

$$B_{3R} \approx A_3,$$

e conseqüentemente $\Delta J \approx 0$.

Quando $B_{3R} = 0$, então

$$\Delta J = \frac{b_3 c}{q_3 8\pi} A_3 A_3^* \quad [\text{I-4-39}]$$

Para x suficientemente grande,

$$B_{3R} \rightarrow A_3 \quad \text{e}$$

$$\Delta J \rightarrow 0 \quad .$$

A razão de transferência da energia do prisma para o filme é aproximadamente nula para $x \approx 0$, cresce à medida que x aumenta, atinge um valor máximo, decresce e torna a se anular, isto é, há um valor para x (distância em que acontece o acoplamento) a partir do qual a energia que entra no filme é igual à energia que o filme transmite, de volta para o prisma (saturação de energia no filme).

Com as equações [I-4-31], [I-4-32] e [I-4-35] obtemos para

$x > L$,

$$B_{3R}(x) = \frac{t}{r_1} A_1(x) \cdot \quad [I-4-40]$$

I-4-5:- EFICIÊNCIA.

O fluxo de energia dentro do filme na direção x é:

$$\frac{c^2}{8\pi\omega} \frac{b_1}{q_1} A_1(L) A_1^*(L) 2Wtg\theta_1, \text{ (entre } y = 0 \text{ e } y = 1).$$

O fluxo de energia do feixe incidente na base do prisma, é:

$$\frac{c^2}{8\pi\omega} \frac{b_3}{q_3} A_3 A_3^* L, \text{ (entre } y = 0 \text{ e } y = 1).$$

A eficiência F para a transferência de energia, é definida como a razão entre esses dois fluxos. Fazendo $\gamma = \frac{(1-\rho_1)L}{2Wtg\theta_1}$ e considerando que $T=1-\rho_1^2$, podemos escrever:

$$F = (1+\rho_1) \frac{1}{\gamma} [1-e^{-\gamma}]^2 \quad [I-4-41]$$

que passa por um máximo para ;

$$\gamma \approx 1,256 \quad .$$

$$F_{\max} = 0,407 (1 + \rho_1) \quad [I-4-42]$$

Lembrando que $\rho_1 < 1$, vemos que a eficiência máxima possível para este método (dentro das hipóteses e limitações admitidas) é aproximadamente 81%.

I-4-6 :- RELAÇÃO ENTRE O ÂNGULO DE INCIDÊNCIA θ_1 DOS MODOS GUIADOS E O ÂNGULO DE INCIDÊNCIA NA FACE DE ENTRADA DO PRISMA. [I-4-1]

De acordo com a lei Snell, os vetores de propagação das diversas ondas, apresentam mesma projeção na direção de propagação. Fig. [I-4-4].

$$\frac{\omega}{c} n_3 \sin \theta_3 = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_1 \quad [I-4-43]$$

Na Fig. [I-4-5], o ângulo θ_3 , é dado por:

$$\theta_3 = \epsilon \pm \gamma \quad [I-4-44]$$

onde o sinal (+) corresponde a $\alpha > 0$, e o sinal (-) a $\alpha < 0$.

Quando acontece o acoplamento, diz-se que o feixe incidente na base do prisma, está numa direção síncrona. Chamaremos " ângulos síncronos" aos ângulos α correspondentes às direções síncronas.

Segundo a lei de Snell e a equação [I-4-44]:

$$n_1 \sin \theta_1 = \sin \epsilon (n_3^2 - n_2^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} + n_2 \sin \alpha \cos \epsilon \quad [I-4-45]$$

Como n_2 , n_3 e ϵ , são constantes, esta equação relaciona uma grandeza característica do filme com o ângulo de incidência α que é

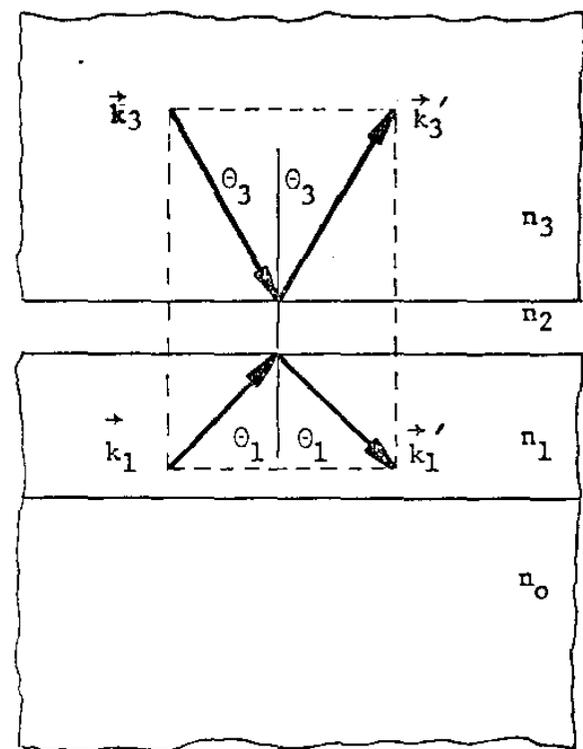


Fig. [I-4-4] os vetores de propagação das ondas nos diversos meios, possuem componentes iguais na direção de guiamento.

medido diretamente.

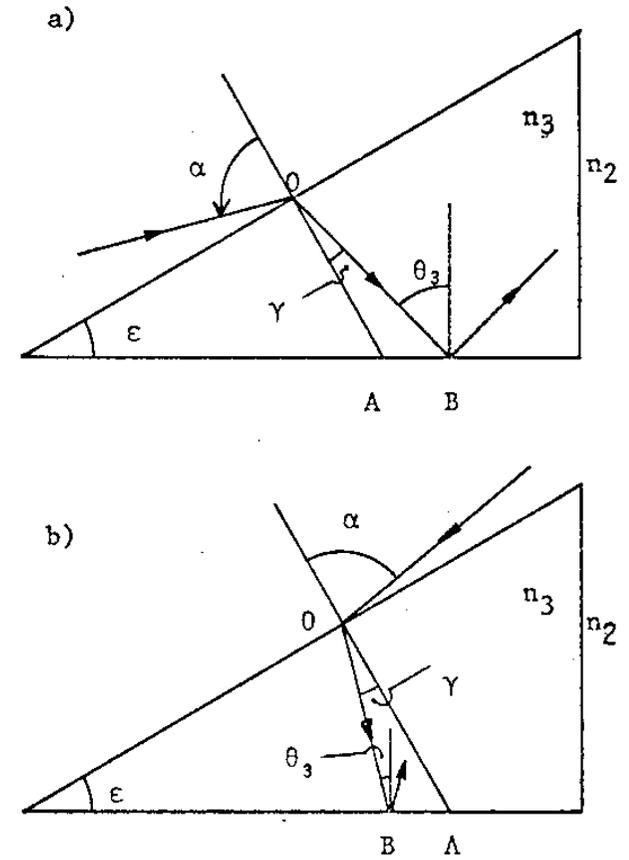


FIGURA I-4-5 Trajetória do raio dentro do prisma, (a) para $\alpha > 0$, (b) para $\alpha < 0$.

I-4-7: - DETERMINAÇÃO DE ESPESSURA E ÍNDICE DE REFRAÇÃO DE UM FILME:

A equação dos modos guiados [I-4-12], não permite solução algébrica. Entretanto é possível obter simultaneamente a espessura e índice de refração do filme, por meio de solução numérica da referida equação.

O método seguido aqui é o apresentado por R.Th.Kersten [I-4-2] e, consiste em:

- a:- determinar ac/ω que satisfaz a equação dos modos;
- b:- determinar o índice de refração e espessura do filme, utilizando valores experimentais de ac/ω .
- c:- comparar os valores de ac/ω , determinados em (a) com a queles obtidos através dos ângulos síncronos.

Fazendo:

$$Q = b_1 N - \phi_{12}' - \phi_{10} - m\pi, \quad [I-4-46]$$

a equação dos modos guiados, pode ser escrita como:

$$Q = 0 \quad [I-4-47]$$

A solução numérica desta equação exige o conhecimento das constantes de propagação "a" ($a = k_j \sin\theta_j$) e dos outros parâmetros do acoplamento ($n_0, n_2, n_3, \lambda, d$). Entre esses valores, o único que

não permite medida de "d" (a espessura da camada de ar). Uma análise das equações [I-4-15] e [I-4-5], mostra que a influência de "d" é pequena, a partir de um determinado valor, Fig. [I-4-6].

Tomando "d" como um parâmetro livre, a Eq. [I-4-46] pode ser empregada para se obter os valores procurados. ($ac/\omega, \eta$ e W).

A constante de propagação "a" assume um valor característico para cada modo guiado. Por outro lado, a equação [I-3-14], mostra que ac/ω , pertence ao intervalo $n_0 < ac/\omega < n_1$.

O valor de ac/ω para cada modo, é obtido então adicionando-se uma quantidade S a ac/ω ($ac/\omega < n_0$) e calculando-se o valor de Q correspondente. Quando Q varia de sinal, é estabelecido o intervalo em que ac/ω se encontra. Este procedimento continua até que aquele intervalo caia dentro de limites pré-estabelecidos.

Se o filme pode guiar " ℓ " modos, obtém-se um sistema de " ℓ " equações para os modos guiados. Dividindo a equação cujo modo é de ordem m , por aquela do modo $m + 1$, pode-se eliminar a espessura do filme. A soma dos quadrados dos desvios, toma então, a forma [I-4-1].

$$R_n^2 = \sum_{m=0}^{\ell-1} \left[\frac{m\pi + \phi'_{12}(a_m) + \phi_{10}(a_m)}{(m+1)\pi + \phi'_{12}(a_{m+1}) + \phi_{10}(a_{m+1})} - \frac{b_1(a_m)}{b_1(a_{m+1})} \right]^2$$

[I-4-47]

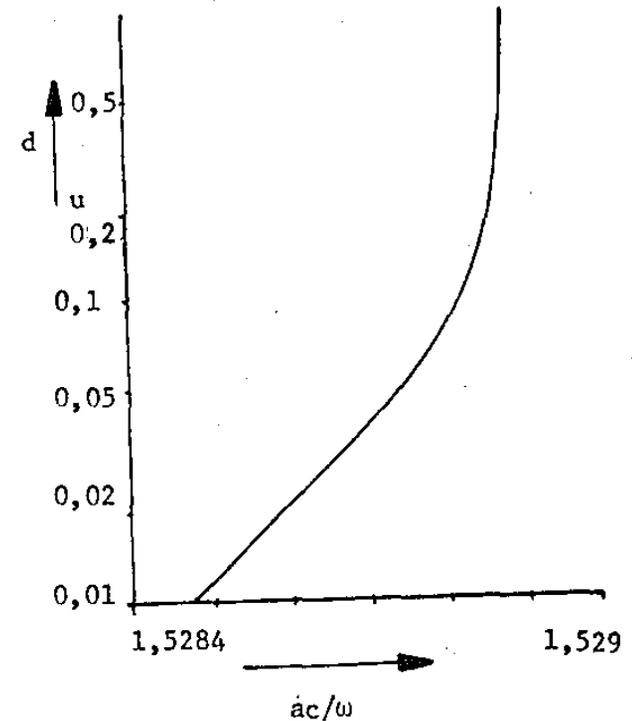


Figura I-4-6 - Influência da espessura da camada de ar na constante de propagação ac/ω (conforme [I-4-2] pág.429).

Quando $R^2 \rightarrow 0$, obtem-se o valor otimizado de n_1 . Substituindo este valor nas " l " equações [I-4-46], consegue-se [I-4-1] expressão análoga para R_W^2 :

$$R_W^2 = \sum_{m=0}^l [b(a_m)W - \phi'_{12}(a_m) - \phi_{10}(a_m) - m\pi]^2 \quad [\text{I-4-48}]$$

Da mesma maneira, quando $R_W^2 \rightarrow 0$, encontra-se o valor otimizado para W .

Uma idéia da precisão dos valores obtidos, é conseguida comparando-se os valores de a_c/ω medidos e aqueles calculados teoricamente.

Na realização dos cálculos, utilizou-se o programa cedido por R.Th. Kersten depois de adaptá-lo para nosso computador.

CAPÍTULO II:

MONTAGEM EXPERIMENTAL.

II:1:- INTRODUÇÃO.

II:2:- SUBSTRATO.

II:3:- FILME OU GUIA PROPRIAMENTE DITA.

II:3:- CAMADA DE AR.

II:5:- PRISMA.

II:6:- ACOPLADOR.

CAPÍTULO II: - MONTAGEM EXPERIMENTAL.

II-1: - INTRODUÇÃO.

Dos possíveis modos de se obter o acoplamento da luz com um filme fino, adotamos a técnica sugerida por Tien [II-1-1]. Segundo esta técnica, como foi descrito teoricamente no capítulo anterior, o acoplamento é obtido com o auxílio de um prisma. Chamaremos sistema de acoplamento ao conjunto substrato, filme, camada de ar, prisma e suporte ou acoplador.

Tal sistema é mostrado na Foto [II-1-1], e dada a importância de cada uma de suas partes para a obtenção de um bom acoplamento, estas serão detalhadamente descritas.

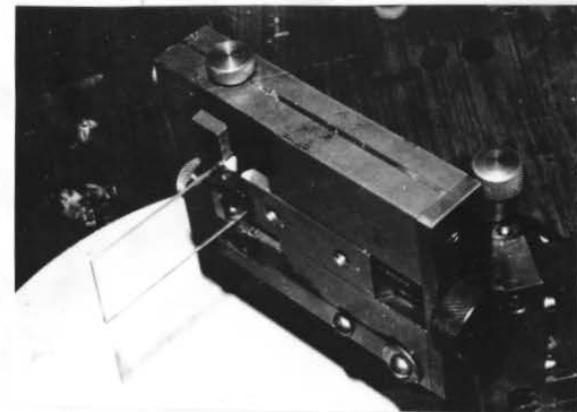


Foto [II-1-1] Sistema de acoplamento. (detalhes da montagem na figura [II-6-1]).

ao acoplamento.

c:- Superfície uniformemente polida de modo a não acarretar grandes variações locais de espessura no filme sobre ele depositado.

d:- Superfície tão plana quanto possível, a fim de evitar in desejáveis desvios no feixe guiado durante sua propagação no filme. Convém lembrar que a forma do filme será ditada basicamente pela forma do substrato.

e:- Aderência mecânica entre filme e substrato.

Trabalhos anteriores [II-2-1], mostraram que o vidro reúne todas essas propriedades.

Em nosso trabalho, utilizamos lâminas de microscópio como substrato.

Tais lâminas, apresentaram um índice de refração de 1.510 ± 0.003 , quando medido para a linha do lasers de He-Ne, por meio do ân gulo de Brewster.

A utilização dessas lâminas foi motivada pela observação de que elas em geral apresentam, quando novas, uma superfície sufici entemente polida e plana para nossos propósitos, evitando-se assim processos de polimento.

A observação de lâminas deste tipo em um microscópio de interferência, mostrou que sua planicidade, em uma área de aproximadamente 11mm^2 , e escolhida ao acaso, era suficientemente boa para permitir o acoplamento (que se processa em área muito inferior a 1mm^2).

A formação de filmes firmemente aderentes ao substrato e com propriedades uniformes, depende fortemente das condições de limpeza da superfície do substrato no momento da deposição do filme.

A presença de substâncias indesejáveis nas superfícies do substrato pode ser devida a vários fatores: processos de fabricação, métodos de embalagem, ambiente de armazenagem e principalmente manipulação prévia Ref. [II-2-2] e [II-2-3].

Por essas razões, é imprescindível que antes da deposição dos filmes os substratos sejam submetidos a um rigoroso processo de limpeza.

O processo por nós utilizado é esquematizado na Fig. [II-2-1].

grupos:

O exame visual permite classificar os substratos em quatro

a:- com defeitos internos (bolhas, trincas e partículas es
tranhas).

b:- com defeitos superficiais (meniscos, ranhuras e riscos
de polimento).

c:- com manchas superficiais.

d:- visualmente perfeitos.

As lâminas com defeitos internos e com superfícies imperfei
tas são imediatamente rejeitadas.

Os substratos com manchas superficiais, recebem um tratamen
to para extrair o contaminante; e os visualmente perfeitos, são enca
minhados diretamente para a remoção de gorduras.

A eliminação de manchas superficiais, pode ser feita atra
vés de processos químicos e, ou mecânicos Ref. [II-2-2].

O contaminante, de modo geral, é desconhecido. O que se faz
então, é mergulhar as lâminas em diferentes soluções (soluções de aci
dos, detergentes, etc.) e se necessário, dar um polimento leve com rou
ge.

A remoção de gorduras é conseguida fervendo-se as lâminas em

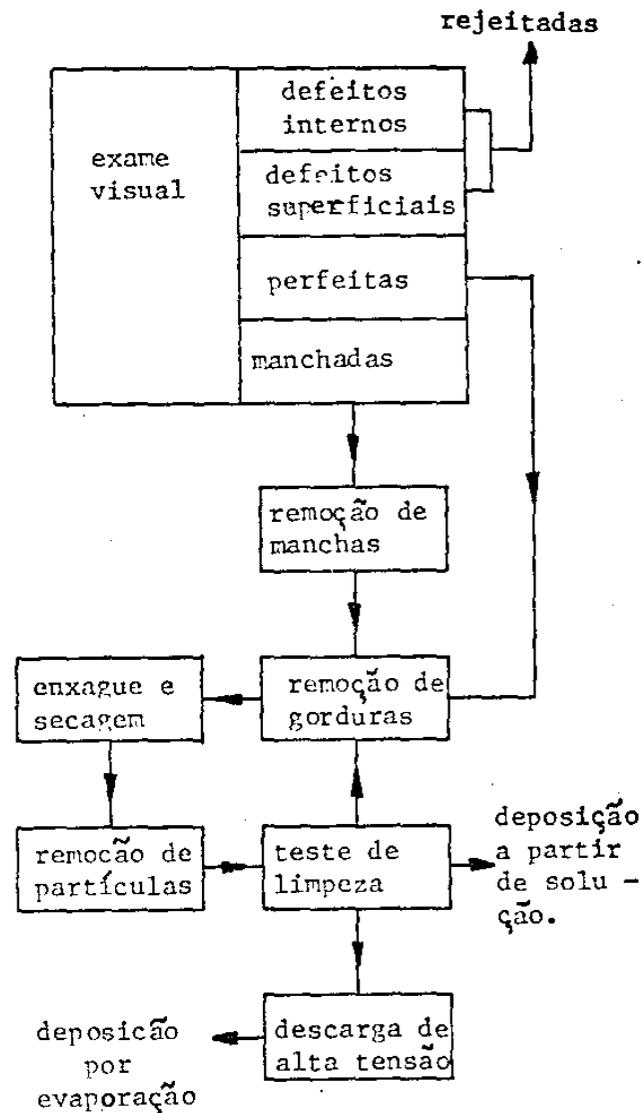


Figura II-2-1 - Preparação do substrato.

solução de detergente e água, enxaguando com água destilada e imergindo em vapor de álcool isopropílico. Isto também poderia ser feito com ultra-som, em solução de detergente Ref.[II-2-1]. Após a limpeza com ultra-som, é necessário enxaguar em água destilada e posterior imersão em vapor de álcool.

Após retiradas do vapor de álcool, as lâminas devem ser secas em estufa.

A utilização de pano ou algodão durante a secagem, deixa partículas nas lâminas, o que é observado por meio da reflexão de luz em incidência razante sobre a sua superfície. Além disso, o substrato também recebe partículas de pó do meio ambiente. A remoção dessas partículas, pode em alguns casos ser feita de modo eficiente com jatos de ar comprimido.

A certeza de que o substrato está suficientemente limpo, só é dada após a deposição do filme. Apesar disto, uma verificação prévia bastante eficiente, são as chamadas "breath figures". Consiste em expirar através da boca sobre a superfície em teste Ref.[II-2-2]. As lâminas que apresentam variações de tonalidade no vapor condensado, retornam ao processo inicial de limpeza. As que são consideradas limpas, receberão o filme a partir de solução, ou irão para a câmara de vácuo on

de, antes da deposição do filme, sofrerão uma última limpeza com des
carga de alta tensão.

II-3:- FILME OU GUIA PROPRIAMENTE DITA.

Os filmes, foram obtidos por duas técnicas distintas:

a:- evaporação a vácuo;

b:- deposição a partir de solução.

No processo de evaporação foi utilizado o equipamento BALZERS BA-510, sob uma pressão de cerca de 10^{-6} Torr; detalhes sobre o funcionamento e controle dos diversos dispositivos, são descritos em [II-2-1]. A evaporação, foi realizada aquecendo-se o material (ZnS) em cadinho de metal refratário ou bombardeando-o (ZnS, CeO_2 , Al_2O_3 , ZrO_2) com um feixe de elétrons, Ref. [II--23]. a fim de garantir uniformidade na espessura dos filmes, foi utilizado durante a evaporação um suporte giratório, mantendo-se assim os substratos em movimento durante a deposição, com uma velocidade de aproximadamente 20 rotações por minuto. A espessura dos filmes, foi controlada durante a evaporação, com um monitor ótico Ref. [II-3-1].

Dado que este método permite apenas o controle indireto da espessura e que esta varia com a distância do substrato à fonte evaporadora, Ref. [II-2-1], procurou-se determinar a espessura dos filmes depositados em substratos colocados nas diversas posições do suporte

giratório. Para isso foi utilizado o método de interferometria, Ref. [III-3-2].

A medida por interferometria, exige um degrau pronunciada no filme e superfícies de alta refletividade; isto implica em colocação de máscaras nos substratos para se obter áreas com e sem filme, e uma posterior deposição - agora sem máscaras - de outro filme que apresente alta refletividade, (alumínio, por exemplo). O interferômetro que utilizamos, permite avaliar a espessura média, numa área de aproximadamente 1mm^2 .

A Tabela [II-3-1], mostra as espessuras médias na região de acoplamento para os filmes obtidos por evaporação, nas três possíveis posições no suporte giratório. Nesta tabela W_{\min} , é calculado, pela Equação [I-3-41], isto é:

$$W_{\min} = \frac{\lambda}{2\pi(n_1^2 - n_0^2)^{1/2}} \arctg \frac{q_1(n_0^2 - 1)^{1/2}}{q_2(n_1^2 - n_0^2)} .$$

W_{monitor} indica a espessura no substrato do monitor óptico.

O método b, isto é, a obtenção de filmes a partir de soluções líquidas, é bastante conveniente para materiais solúveis em solventes voláteis.

O método consiste essencialmente na colocação de um filme

Filme	W _{min}	W _{mon}	n ₁ (tab) (λ=5550)	W _{interf.}		
				I	II	III
ZnS	337(TE)	1220	2,3	1480	1400	1420
	751(TM)					
CeO ₂	293(TE)	11400	2,4	13800	13000	13200
	696(TM)					
Al ₂ O ₃	1777(TE)	2920	1,63	3530	3200	3400
	2263(TM)					
SiO	681(TE)	11800	1,9	14200	13450	13600
	1135(TM)					
ZrO ₂	495(TE)	3700	2,05	4480	4200	4350
	932(TM)					

Tabela II-3-1 - Filmes obtidos por evaporação utilizados para observar o acoplamento.

líquido na superfície do substrato e posterior solidificação por evaporação do solvente. Filmes obtidos por esse método, apresentam metodicamente alguns problemas experimentais.

Entre eles é importante citar não apenas dificuldade em se formar filmes de uma espessura pré-determinada, como também a de obter filmes de espessura uniforme.

Afim de minimizar tais dificuldades, Ref. [II-3-3] propõe os dois seguintes procedimentos:

a:- Simples imersão do substrato na solução desejada após a qual ele é puxado para fora e mantido na vertical afim de que o excesso do líquido esorra. Depois de drenado o excesso de solução, o substrato é mantido na horizontal para secar.

Uma análise das variáveis que (seguindo-se este procedimento) influem na espessura final do filme, é feita por Ref. [II-3-4] que aponta como variáveis importantes, o ângulo entre substrato e a superfície livre da solução, durante o puxamento, a velocidade de puxamento e a concentração da solução.

Suas conclusões são ilustradas nas Figuras [II-3-1].

O segundo procedimento mencionado acima é em verdade uma variante do primeiro método. Consiste em simplesmente derramar a solu

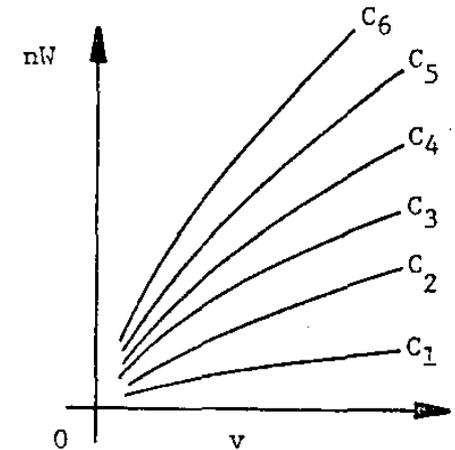


Figura II-3-1 a) variação da espessura óptica do filme (nW) com a velocidade (v) de puxamento do substrato, para diferentes concentrações (C)

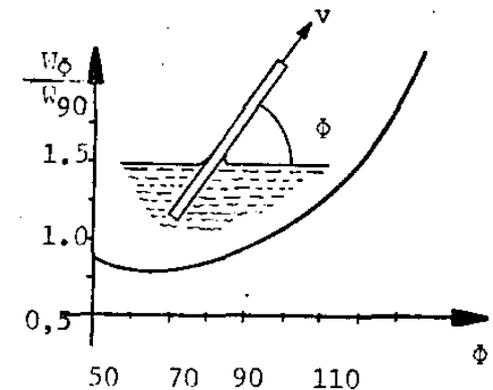


Figura II-3-1 b) Espessura relativa do filme (W_ϕ/W_{90}) em função do ângulo (ϕ) entre as superfícies do substrato e do líquido.

ção sobre o substrato, enquanto este é mantido em uma posição inclinada até que o líquido deslize por toda a sua superfície. Também neste caso o substrato é deixado na horizontal para que o filme seque completamente.

Além dessas duas maneiras foi tentada também a formação de filmes pelo espalhamento de uma gota depositada sobre o substrato.

Para tanto, a aresta de uma segunda lâmina, foi apoiada sobre a gota e feita deslizar sobre o substrato; este movimento espalha a solução da gota, formando-se assim o filme.

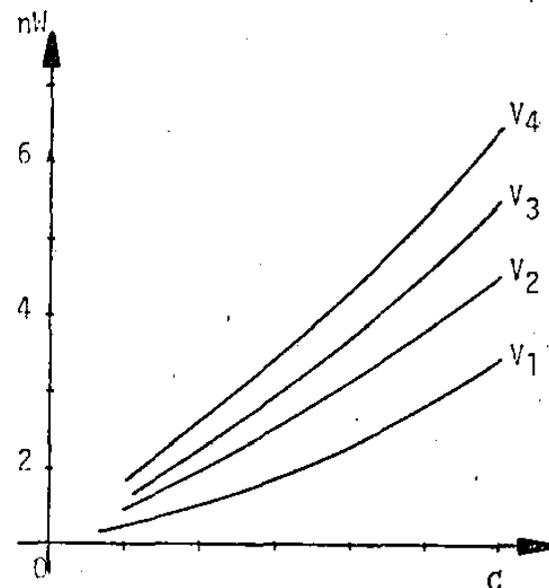


Figura III-3-1 c) espessura óptica do filme (nW) em função da concentração (C) da solução para diferentes velocidades de puxamento. (Fig. III-3-1, a, b, c - conforme H. Schroeder [II-1-7], pag. 91 e 92)

II-4- CAMADA DE AR.

Esta camada é constituída pela pequena quantidade de ar subsistente entre o prisma e o filme.

Os valores teóricos para sua espessura (d) que levam a melhores condições de acoplamento, ou seja, a maiores transferências de energia, podem ser obtidas por meio de cálculo de eficiência máxima Ref.[II-4-1], levando a valores da ordem de $\lambda / 2$.

Assim é importante que a montagem experimental permita u ma variação contínua dessa camada de ar; neste trabalho, isto foi conseguido através da variação da pressão entre prisma e filme, como será detalhado mais adiante, quando descrevermos o sistema acoplador.

Os ângulos síncronos são determinados inicialmente com a camada de ar apresentando uma espessura constante; depois ela é reajustada para cada modo, de maneira a se obter a maior transferência possível de energia, o que é caracterizado pelo brilho mais intenso da luz dentro do filme.

II-5:- PRISMA.

Os dois prismas utilizados neste trabalho, foram confeccionados de TiO_2 (Rutila), um cristal com as seguintes características:

- birrefringente
- uniaxial
- sistema cristalino tetragonal Ref.[II-5-1].
- dureza entre 6 e 6,5 Ref.[II-5-1].
- Índices de refração, Ref.[II-5-2]:

- polarização TE:

$$n^2 = 7,197 + \frac{3,322 \times 10^7}{\lambda^2 - 0,843 \times 10^7}$$

Eq. [II-5-1].

- polarização TM:

$$n^2 = 5,913 + \frac{2,441 \times 10^7}{\lambda^2 - 0,803 \times 10^7}$$

Eq. [II-5-2].

O cristal foi cortado de modo que o eixo (c) coincidisse com a normal à face triangular do prisma; nessa condição, tanto o raio ordinário como o extraordinário permanecem no plano de incidência e obedecem a forma simples da lei de Snell.

Medida do ângulo do prisma:

A constante $n_j \sin \theta_j$ dos modos guiados, é determinada em função de parâmetros do prisma (ângulo e índice de refração) e do ângulo de incidência do feixe, na face de entrada do prisma Eq. [I-4-45]. A precisão das referidas grandezas, influi então, diretamente sobre a precisão com que é determinada aquela constante.

Os parâmetros do prisma foram determinados utilizando-se um goniômetro, um dispositivo xy e um laser de hélio-neônio. A finalidade do dispositivo xy, é transladar o prisma de modo que a luz atinja o prisma sempre no mesmo ponto.

Tanto o ângulo como o índice de refração do prisma, foram obtidos indiretamente, isto é, calculados a partir de ângulos medidos diretamente. Para diminuir erros consequentes dos desvios de planicidade na superfície do prisma as posições consideradas convenientes para incidir a luz, na medida do ângulo do prisma foram:

a:- na face de entrada : região onde a luz após se refratar incide no ponto da base do prisma, onde deverá ocorrer o acoplamento, isto é, próximo da aresta do maior ângulo.

b:- na base do prisma: região onde acontece o acoplamento , Fig. [II-5-1], incidência normal.

De acordo com a Fig. [II-5-1], o ângulo do prisma é obtido da relação;

$$\epsilon = 180^\circ - (\alpha_2 - \alpha_1).$$

onde ϵ é o ângulo do prisma α_2 e α_1 , são leituras do goniômetro quando a luz atinge respectivamente a base e a face de entrada do prisma, em incidência normal.

Os resultados foram:

Prisma I : $\epsilon = 35^\circ 50'$,

Ref. [I-3-2]

Prisma II: $\epsilon = 34^\circ 44'$.

O índice de refração, foi calculado pela equação:

$$n = \frac{\text{sen } \frac{\epsilon + \delta}{2}}{\text{sen } \epsilon/2}$$

onde δ é o ângulo de desvio mínimo.

Os índices determinados pelo desvio mínimo, apresentam valores bem próximos daqueles fornecidos pelas equações [II-5-1] e [II-5-2].

	n(eq. dispersão)	n(desvio mínimo)
TE	2,872	$2,865 \pm 0,003$
TM	2,583	$2,579 \pm 0,003$

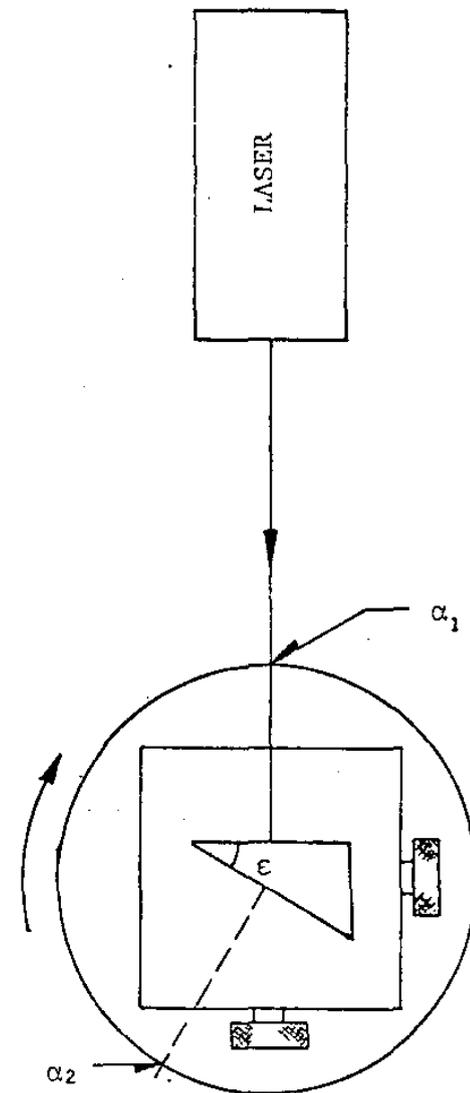


Figura II-5-1 Determinação do ângulo do prisma.

II-6:- SISTEMA ACOPLADOR.

Este sistema deve, além de fixar o prisma e o substrato, permitir através da variação da pressão entre esses dois elementos, o ajuste da espessura da camada de ar entre os mesmos, de modo a assim estabelecer para esta uma espessura conveniente.

O acoplador construído é mostrado na Fig. [II-6-1]. Uma das vantagens desse desenho é a facilidade com que se pode variar a posição do prisma em relação à luz incidente, ou seja, obter vários ângulos de incidência.

O conjunto apresenta duas partes básicas:

a:- suporte do prisma e do filme. Neste suporte os blocos A se prendem ao corpo B, de modo a fixar o prisma. Desta maneira, a face "a" do prisma apoia-se sobre a guia, a qual, por sua vez, fica em contacto com a parte móvel D.

Graças ao entalhes nos blocos A, e ao parafuso C, regula-se então a pressão entre o prisma e o filme, controlando assim a camada de ar entre eles.

Note-se que neste acoplador, a face "c" do prisma (hipotenusa) ficou completamente descoberta, a fim de permitir a incidência da luz.

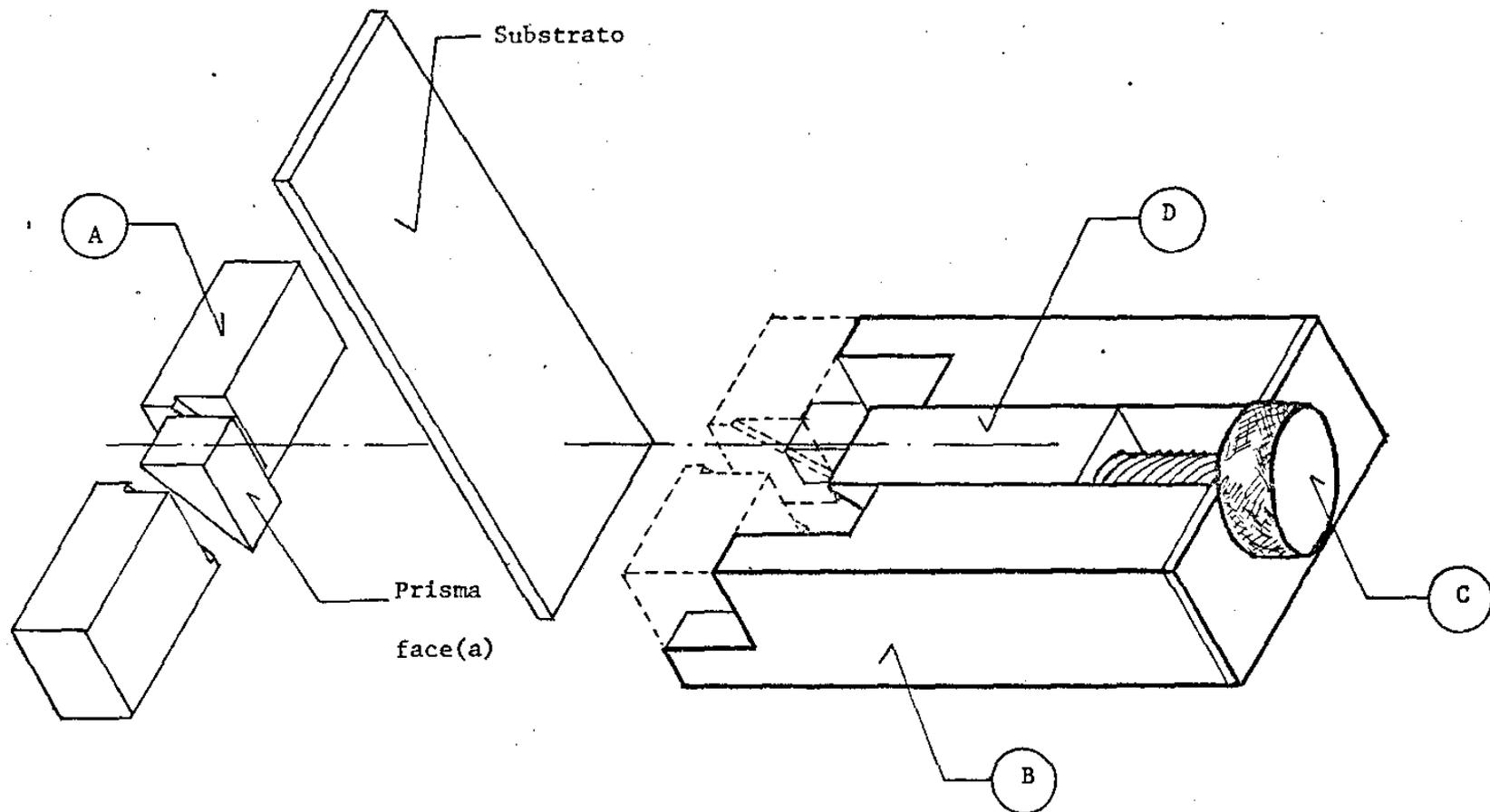


Figura II-6-1 - Dispositivo para fixação dos meios materiais envolvidos no acoplamento .
 Os blocos (A) são presos ao corpo (B). O prisma é seguro nos entalhes dos blocos (A). O substrato é colocado entre o prisma e a corredeira "D". O parafuso "C" regula a pressão da corredeira ao apertar o substrato contra o prisma.

b:- Sistema auxiliar de posicionamento e rotação, Foto [II-6-1].

Este sistema é indispensável ao alinhamento da luz basicamente de um suporte que, através de três parafusos micrométricos, possibilita ao acoplador três movimentos independentes e perpendiculares entre si (sistema x,y,z).

Estando montado sobre uma mesa giratória, permite tanto a incidência da luz em qualquer ponto da face "c" do prisma, quanto a variação contínua do ângulo de incidência.

Além desse sistema de alinhamento mecânico, utilizamos uma montagem ótica simples formada por um polarizador (P) e uma lente convergente (distância focal = 293mm).

Tal conjunto é mostrado na Foto (II-6-2).

Quando o ângulo da luz incidente é modificado, o ponto de incidência na base do prisma geralmente muda de lugar, o que obriga a um reposicionamento através do bloco x,y,z, Foto [II-6-2], a fim de que o ponto de acoplamento permaneça sempre no mesmo local. Se o prisma coincide com as posições indicadas na Fig. [II-6-2], o ponto de incidência na base, fica aproximadamente estacionário ao variar o ângulo do feixe incidente em sua face de entrada, Ref. [I-4-1].

Foto [II-6-1]



Foto [II-6-2]

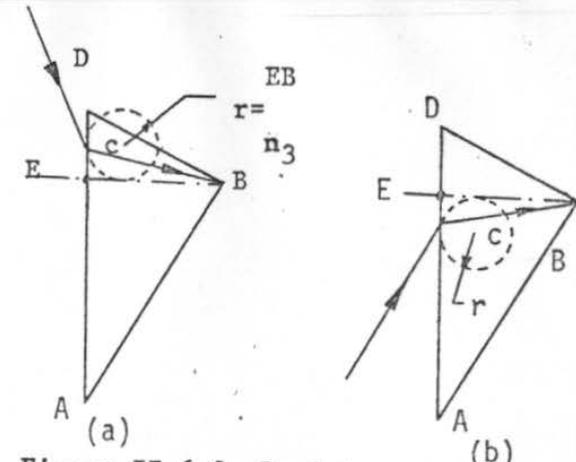
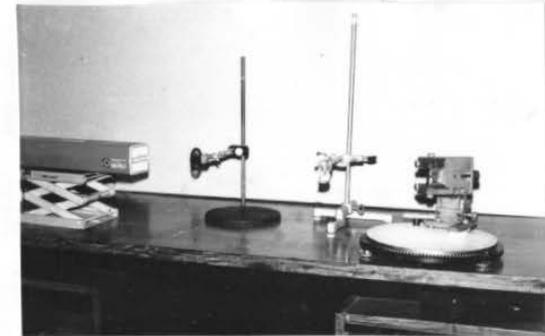


Figura II-6-2 Posicionamento do prisma para manter o ponto de incidência aproximadamente estacionário. (a) Para ângulos entre a normal EB e o vértice D. (b) Para ângulos entre a normal EB e o vértice A (conforme ref. [II-6-1]).

CAPÍTULO III:

RESULTADOS.

III:1:- INTRODUÇÃO.

III:2:- ACÓPLAMENTO.

III:3:- ÍNDICE DE REFRAÇÃO E ESPESSURA.

III:4:- RESULTADOS MAIS IMPORTANTES.

CAPÍTULO III - RESULTADOS.

III-1: - INTRODUÇÃO.

Na confecção das guias, foram utilizados os seguintes materiais: ZnS, CeO₂, Al₂O₃, SiO, ZrO₂ (por evaporação), isopor e bálamo do Canadá (por solução).

Os melhores resultados obtidos quanto à distância guiada, foram com filmes de isopor e bálamo do Canadá.

Usando os parâmetros constantes do acoplador e os valores dos ângulos síncronos obtidos, determinou-se o índice de refração e a espessura Ref.[I-4-2] dos filmes obtidos por solução em que se conseguiu o acoplamento de dois ou mais modos.

III-2:- ACOPLAMENTO.

A tabela [III-1-1] mostra valores do ângulo síncrono e distância guiada em alguns dos filmes usados neste trabalho. A montagem do prisma, para se obter esses dados, foi realizada de tal forma que o ponto de acoplamento ficasse próximo do vértice correspondente ao maior ângulo do prisma, Fig. [II-6-2].

A onda, nos modos do ar, tabela [III-2-1], atravessa o prisma, o filme e o substrato, sofrendo reflexão e refração em cada interface atingida. Os feixes refratados na base do prisma interceptam o filme tangencialmente quando o ângulo de refração naquele local aproxima-se de 90° , o que dá a impressão de que há o guiamento no filme.

Nos modos do substrato, a onda lançada segue uma trajetória em zig-zag, no filme e substrato. Colocando um anteparo "p" conforme a Fig. [III-3-1], notam-se o ponto "H" devido à incidência do feixe que abandona o substrato, as faixas "F" perpendiculares ao plano de incidência e uma iluminação difusa. Observa-se dois fatos, Fig. [III-3-1], durante o aumento do ângulo de incidência na face de entrada do prisma:

Filme	Pol.	m	ℓ (mm)	α	ac/w
CeO ₂	TE	0	~ 2	12°23'	1,8139
		1	~ 2	10°50'	1,7933
		2	~ 2	7°53'	1,7533
		3	~ 2	4°00'	1,6994
		4	~ 2	-1°55'	1,6151
	5	~ 2	-7°50'	1,5291	
	TM	0	~ 2	26°50'	1,8241
		1	~ 2	24°30'	1,7975
		2	~ 2	19°30'	1,7380
		3	~ 2	15°20'	1,6858
4		~ 2	8°38'	1,5973	

Tabelas III-1-1 Dados obtidos pela observação do acoplamento. Pol. Polarização m ordem do angulo guiado, ℓ .. distancia acoplada nitidamente visivel. α . angulo sincrono. ac/w . Calculada pela Eq. [i-4-5] (Angulo do prisma utilizado. 34°55').

Filme	Pol.	m	l (mm)	α	ac/ ω
Isopor	TE	0	~ 20	$-4^{\circ}37'$	1,5760
		1	~ 18	$-5^{\circ}55'$	1,5571
		2	~ 12	$-8^{\circ}08'$	1,5247
	TM	0	~ 20	$7^{\circ}10'$	1,5773
		1	~ 18	$5^{\circ}30'$	1,5543
		2	~ 12	$3^{\circ}10'$	1,5217

Filme	Pol.	m	l (mm)	α	ac/ ω
Al ₂ O ₃	TE	0	~ 4	$-6^{\circ}38'$	1,5466
	TM	0	~ 5	$4^{\circ}00'$	1,5334

Filme	Pol.	m	l (mm)	α	ac/ ω
ZnS	TE	0	~ 8	$34^{\circ}15'$	2,0723
	TM	0	~ 7	$31^{\circ}16'$	1,8721

Filme	Pol.	m	l (mm)	α	ac/ω
Bálsa mo do Cana- dá	TE	0	~ 40	$-40^{\circ}40'$	1,5753
		1	~ 40	$-5^{\circ}13'$	1,5673
		2	~ 40	$-6^{\circ}10'$	1,5535
	TM	0	~ 40	$6^{\circ}53'$	1,5734
		1	~ 40	$6^{\circ}10'$	1,5635
		2	~ 40	$5^{\circ}05'$	1,5448

Filme	Pol.	m	l (mm)	α	ac/ω
ZrO ₂	TE	0	~ 8	$23^{\circ}47'$	1,9571
		1	~ 5	$20^{\circ}40'$	1,9196
		2	~ 5	$13^{\circ}05'$	1,8232
		3	~ 4	$6^{\circ}40'$	1,7365
		4	~ 1	$-4^{\circ}20'$	1,5302
	TM	0	~ 8	$41^{\circ}07'$	1,9671
		1	~ 5	$37^{\circ}14'$	1,9317
		2	~ 5	$27^{\circ}35'$	1,8324
		3	~ 4	$17^{\circ}57'$	1,7188
		4	~ 1	$6^{\circ}10'$	1,5635

PRISMA		ângulo de incidência	Modos Lançados	$\frac{c}{\omega} a_{\min}$	$\frac{c}{\omega} a_{\max}$
ângulo Polariz					
35°50'	TE	$-90^\circ < \alpha < 49^\circ 48'$	Modos do ar	0,76	1,0
		$-49^\circ 48' < \alpha < -11^\circ 48'$	modos do substrato	1,0	1,51
		$-11^\circ 48' < \alpha < 90^\circ$	modos guiados	1,51	2,38
	TM	$-90^\circ < \alpha < 35^\circ 30'$	modos do ar	0,58	1,0
		$-35^\circ 30' < \alpha < -1,2'$	modos do substrato	1,0	1,51
		$-1,2' < \alpha < 90^\circ$	Modos guiados	1,51	2,20
34°55'	TE	$-90^\circ < \alpha < 32^\circ 12'$	Modos do ar	0,71	1,0
		$-32^\circ 12' < \alpha < -8^\circ 30'$	modos do substrato	1,0	1,51
		$-8^\circ 30' < \alpha < 90^\circ$	Modos guiados	1,51	2,35
	TM	$-90^\circ < \alpha < -49^\circ 18'$	Modos do ar	0,53	1,0
		$-49^\circ 18' < \alpha < 2^\circ 48'$	modos do substrato	1,0	1,51
		$2^\circ 48' < \alpha < 90^\circ$	Modos guiados	1,51	2,17

Tabela III-2-1 - Intervalos do ângulo de entrada no prisma para os diversos modos da guia. Os ângulos que correspondem aos modos do ar e modos do substrato, variam continuamente, enquanto que nos modos guiados os ângulos síncronos formam um conjunto discreto no intervalo indicado. A ultima coluna relaciona-se com a incidência na base do prisma onde deve acontecer o acoplamento e, seus valores são determinados pela equação [I-4-45].

a:- os pontos "M", distanciam-se uns dos outros e transformam-se em segmentos de reta paralelos à direção do guiamento.

b:- o ponto "H", muda de posição, ocupando outras faixas "F" à direita e à esquerda da faixa central, de maneira alternada.

No intervalo angular para esses modos, tabela [III-2-1], sempre existe um feixe dentro do substrato. Quando o ponto "H" está na faixa próxima à central, os segmentos de retas, devidos à deformação dos pontos "M", praticamente se unem, parecendo que existe uma única linha contínua; nessas condições, há novamente a impressão do feixe estar dentro do filme.

Os ângulos síncronos são medidos quando o feixe aparece dentro do filme. A observação do acoplamento, é possível mesmo quando a distância percorrida pelo feixe dentro do filme for pequena, porque há um nítido aumento da intensidade luminosa no ponto de acoplamento. Outro método para observar o acoplamento consiste em fazer incidir o feixe antes do vértice do prisma, Figura [III-3-2]. A projeção em anteparo da luz proveniente da base, mostra iluminação difusa, um ponto luminoso e uma série de faixas perpendicular

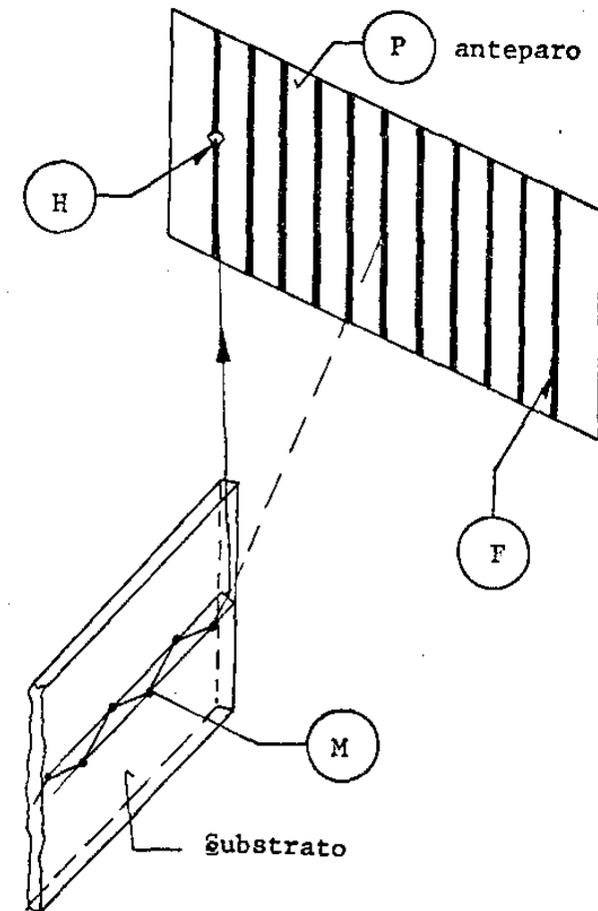


Figura III-3-1 - Nos modos do substrato, aparecem os pontos "M" nas interfaces substrato-ar e filme-ar, devidos à trajetória em zig-zag do feixe. No anteparo "P" aparecem as faixas "F", sobre uma delas um ponto luminoso "H"

res ao plano de incidência, sendo que uma delas passa sobre o ponto luminoso. Ao variar o ângulo de incidência, as faixas desaparecem para ressurgirem quando o feixe incidente coincidir com uma direção síncrona; em cada ângulo síncrono, uma das faixas intercepta o ponto luminoso e o número delas é igual ao número dos modos guiados. Observa-se também uma linha escura na parte central do ponto luminoso correspondente à luz acoplada. Se o filme ficar muito próximo do prisma, as faixas apresentam-se largas e indistintas; se a camada de ar é grande, elas desaparecem. Existe uma espessura de camada de ar, para cada modo, em que as faixas aparecem bem definidas.

Um teste destrutivo mostra conclusivamente se o modo é guiado ou não; consiste em fazer uma ranhura no filme de maneira que intercepte o feixe. Se houver propagação dentro do filme, o feixe não ultrapassará a ranhura. [Foto (III-4-1a) e Foto (III-4-1b)].

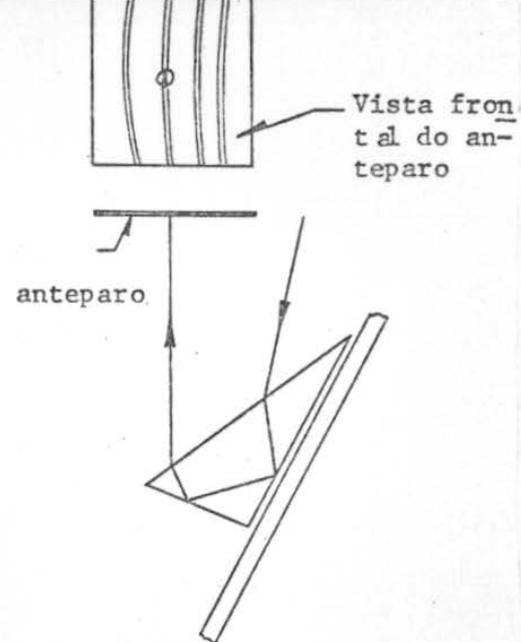


Figura III-3-2 Desacoplamento através do prisma. Logo após o ponto de acoplamento, o feixe retorna ao prisma.

Foto [III-4-1a]

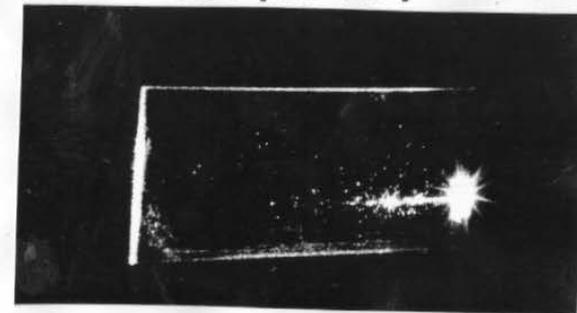
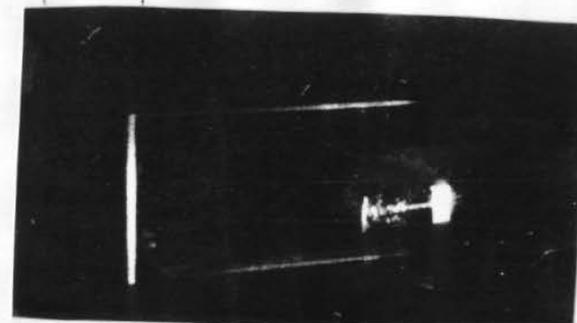


Foto [III-4-1b]



III-3-- INDICE DE REFRAÇÃO E ESPESSURA DO FILME.

Para determinar n_1 e w , foi utilizado o método descrito na seção [I-4-7].

Para aplicação deste método, foram medidos os ângulos síncronos para os diversos modos guiados e calculados os valores de $\frac{ac}{\omega}$ correspondentes pela Eq. [I-4-45].

A tabela [III-3-1], fornece n_1 e w , para os filems cujos ângulos síncronos figuram na tabela [III-1-1].

Filme	Pol.	n_j	W(A)
Bálsamo do Canadá	TE	1,57804	31247,6
	TM	1,57687	27703,8
Isopor	TE	1,58253	19113,1
	TM	1,58496	18313

Tabela III-3-1 Índice de Refração e Espessura de Filmes.

III-4:- RESULTADOS MAIS IMPORTANTES.

1º:- O estudo teórico que fizemos, nos deu a compreensão do fenômeno em grau suficiente para projetar e executar a montagem experimental necessária à observação do fenômeno, cumprindo assim o objetivo que nos propuzemos inicialmente.

2º:- O método gráfico apresentado no item [I-3-C], por nós desenvolvido, difere daquele sugerido por Tien e outros, com a vantagem de ser mais simples.

3º:- A aplicação do acoplamento e guiamento para medida de índice de refração e espessura de filmes, permite a medida desses parâmetros com uma montagem experimental muito simples quando comparada com as demais técnicas conhecidas. Note-se ainda que este é um método não-destrutivo de medida.

4º:- A pesquisa geral, por nós feita, de materiais a serem utilizados na confecção dos filmes (guias), levou-nos ao bálsamo do Canadá, para o qual obtivemos resultado (quanto à distância guiada, maior do que 15 cm), bastante superior aos valores que encontramos na

literatura (~ 7 cm).

59:- Foi feita a adaptação de um programa de computador ce dido por R.Th.Kersten Ref. [I-4- 2] e desenvolvidos outros programas para calcular os modos que um prisma pode lançar e a soma $\Phi_{10} + \Phi_{12}$ utilizada no método gráfico descrito no ítem [I-3-C].

Esses programas se encontram à disposição dos interessados.

REFERÊNCIAS

- [I-1-1] - P.K.Tien e R.Ulrich, J.Opt.Soc. Am. 60, 1325 (1970).
- [I-1-2] - P.Leurgans e A.F.Turner, J.Opt.Soc.Am. 37, 983 (1947).
- [I-2-1] - M.Born e E.Wolf, Principles of Optics (Pergamon Press, N. York, 1968 - 4ª edição).
- [I-3-1] - Ref.[I-1-1], pag. 1329.
- [I-3-2] - Ref.[I-2-1], pag.33.
- [I-3-3] - E.S.Steele, W.C.Davis, R.L.Treuthart, Appl.Optics 5, 5 (1966).
- [I-3-4] - N.S.Kapany, J.J.Burke, Optical Waveguides (Academic Press, N.York, 1973).
- [I-3-5] - P.K.Tien, Appl. Optics 10, 2395 (1971).
- [I-4-1] - R.Ulrich, R.Torge, Appl.Optics 12, 2901 (1973).
- [I-4-2] - R.Th.Kersten, Opt. Commun. 4, 427 (1973).
- [II-1-1] - P.K.Tien, R.Ulrich, R.J.Martin, Appl.Phys.Letters 14, 291 (1969).

- [II-2-1] - Theresinha J.B.Serra, Espelamento Multielétrico (Tese de Mestrado Inst. de Física "Gleb Wataghin", 1972).
- [II-2-2] - L.Holland, The Properties of Glass Surfaces (Chapman and Hall, London, 1966).
- [II-2-3] - L.Holland, Vacuum Deposition of Thin Films (Chapman and Hall, London, 1966).
- [II-3-1] - K.H.Behrndt, Film-Thickness and Deposition Rate Monitoring Devices and Techniques for Producing Films of Uniform Thickness, p.1-59, em Physics of Thin Films, Vol.3, Editado por G.Hass e R.E.Thun (Academic Press, N.York, 1966).
- [II-3-2] - L.I.Maissel, R.Glang (Editores), Handbook of Thin Film Technology (Mc Graw-Hill, N.York, 1970).
- [II-3-3] - R.Ulrich, H.P.Webber, Appl. Optics 2, 428 (1972).
- [II-3-4] - H.Schroeder, Oxide Layers Deposited from Organic Solutions, p. 87-141, em Physics of Thin Films, Vol. 5, Editado por G.Hass e R.E.Thun (Academic Press, N.York, 1969).
- [II.4.1] - P.S. Chung, J. Phys. D: Appl. Phys. 7, 2490 (1974)

[II-5-1] - C.D.Hodgman, Editor, Hand book of Chemistry and Physics
(Chemical Rubber Publishing Co., Cleveland, Ohio, 1951)
pāg. 592.

[II-5-2] - B.H.Billings, Editor, Section 6 Optics, p.6-33, American
Institute of Physics Hand book, 2nd. Edition (Mac Graw -
Hill, New York, 1963).