

ESTUDO DA DISPERSÃO CROMÁTICA E CAMPO MODAL EM FUNÇÃO DO COMPRI-
MENTO DE ONDA EM FIBRAS ÓPTICAS

Parecer do Presidente da Banca na Página de Rosto.
Este exemplar corresponde a redação final da Tese defendida
pelo aluno Antonio Carlos de Campos e aprovado pela Comissão
Julgadora.

Campinas, 18 de Janeiro de 1984

R. Srivastava

Prof. Ramakant Srivastava

Antonio Carlos de Campos

Orientador:

Prof. Dr. Ramakant Srivastava

Tese Apresentada ao Instituto
de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Cam-
pinas, para obtenção do grau
de Mestre em Física.

Janeiro de 1984.

À minha esposa Silvana

Aos meus pais e irmãos

A G R A D E C I M E N T O S

- Ao Professor Ramakant Srivastava pela excelente e dedicada orientação sem o qual este trabalho não seria possível de ser realizado.
- Ao Marcelo G. Destro e Renato Di Prinzio pelas discussões e incentivos durante a vida acadêmica.
- Ao pessoal da área de eletrônica, José Flávio F. Freitas, Juliano C. Dall Antonia, Norberto Aranha e Cícero L. O. Souza Filho pela manutenção e montagens dos equipamentos eletrônicos.
- Aos técnicos Danilo C. Dini, Douglas W. G. Oliveira, Orlando S. Siqueira Filho e José Bresil pela colaboração nas montagens das experiências.
- À Simone M. S. Telles, Mário F. R. Lucas e Enilson A. Felipe pelo suporte administrativo durante a realização deste trabalho.
- Ao Carlos H. Brito Cruz e Hugo Fragnito pela ajuda na montagem do sistema de célula Pockel.
- À Rosa A. Anhaia pelo trabalho de datilografia.
- À Fujikura, Furukawa e BTRL pela doação das fibras.
- À FAPESP, TELEBRÁS e Instituição Guilherme Guinle pelo suporte financeiro.

RESUMÓ

Neste trabalho apresentamos estudos de caracterização de fibras monomodo e multimodo de índice gradual em região de 1.1 - 1.6 μm .

O trabalho envolve a elaboração de uma montagem universal de grande versatilidade para dentre outras fazer medições de campo modal de fibras monomodo de perfil arbitrário, visando a obtenção dos parâmetros da fibra de índice de grau equivalente. Foi feita uma comparação entre três técnicas para extração desses parâmetros e uma nova técnica que oferece maior precisão foi proposta.

Com este sistema fizemos também medidas de dispersão cromática em fibras monomodo e multimodo. Em fibra multimodo foi executada uma nova técnica para determinação da variação do comprimento de onda de dispersão material nula em função da concentração de germânio no núcleo. Finalizando, fizemos um estudo da possibilidade de se determinar a dispersão de guia de onda em fibras monomodo de perfil arbitrário, utilizando os parâmetros da fibra de grau equivalente.

ABSTRACT

In this work we present characterization studies of monomode and gradual index multimode fibers in 1.1 - 1.6 μm band.

The work involves the elaboration of a universal set-up of great versatility for doing, among other things, the measurements of modal field of monomode fibers of arbitrary profile, trying to obtain the parameters of the equivalent step index fiber. A comparison was made among three different techniques for obtaining these parameters and a new technique that offers greater precision was proposed.

With this system we also made measurements of chromatic dispersion in monomode and multimode fibers. In multimode fibers a new technique was used for determining the variation of the wavelength of zero material dispersion in function of the germanium concentration at the core. Finally, we also made a study of the possibility of determining the waveguide dispersion in monomode fibers of arbitrary profile, using the parameters of the equivalent step fiber.

ÍNDICE

I. Introdução	1
II. Teoria Geral	
II.1 - Fibra com guiamento fraco	3
II.2 - Soluções da equação de onda escalar e condi- ções de contorno	4
II.3 - Frequência normalizada	7
II.3.1 - Frequência de corte	8
III. Dispersão	
III.1 - Processos de dispersão em fibras ópticas .	12
III.2 - Dispersão material - teoria	15
III.2.1 - Análise numérica da dispersão material .	17
III.3 - Dispersão de guia de onda - teoria	18
IV. Fibras Monomodo	
IV.1 - Conceito de fibra de índice degrau equiva- lente	22
IV.2 - Teoria da fibra ESI	23
V. Experimentos e resultados	
V.1 - Comentários	29
V.2 - Caracterização de fibra monomodo pela medi- ção do campo próximo ("near-field")	30
V.2.1 - Introdução	30
V.2.2 - Determinação do "spot-size" através de me- didas do coeficiente de transmissão usando uma lâmpada branca	32
V.2.3 - Determinação do "spot-size" usando um "fiber Raman laser"	39
V.2.4 - Resultados e análises	45

- Novo método para determinação do comprimento de onda de corte de fibras monomodo	55
V.3 - Dispersão	59
V.3.1 - Introdução	59
V.3.2 - Medidas de dispersão cromática usando um laser de corante	60
V.3.3 - Medidas de dispersão cromática usando um "fiber Raman laser"	70
- Dependência de λ_0 com a porcentagem de germânio	74
- Determinação do índice de refração em fibras multimodo	82
- Dispersão cromática em fibras monomodo	88
VI - Conclusão	100
Apêndice A	102
Referências	104

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A superioridade da fibra óptica para transportar a informação, em relação aos outros meios, ocorreu em 1970, quando Kapron et. al.¹ (Corning Glass Works) produziu uma fibra com uma perda de 20 dB/Km pelo método C.V.D. Isto iniciou uma grande atividade na pesquisa de método de produção de fibras com perdas cada vez menores. Com isto, a atenuação das fibras foi sendo levado para seu limite mínimo, que é estabelecido pelo espalhamento Rayleigh. Atualmente já se fabrica² fibras com perdas de 0.2 dB/Km a 1.55 μm . Figura I mostra uma curva típica da atenuação numa fibra, em função do comprimento de onda.

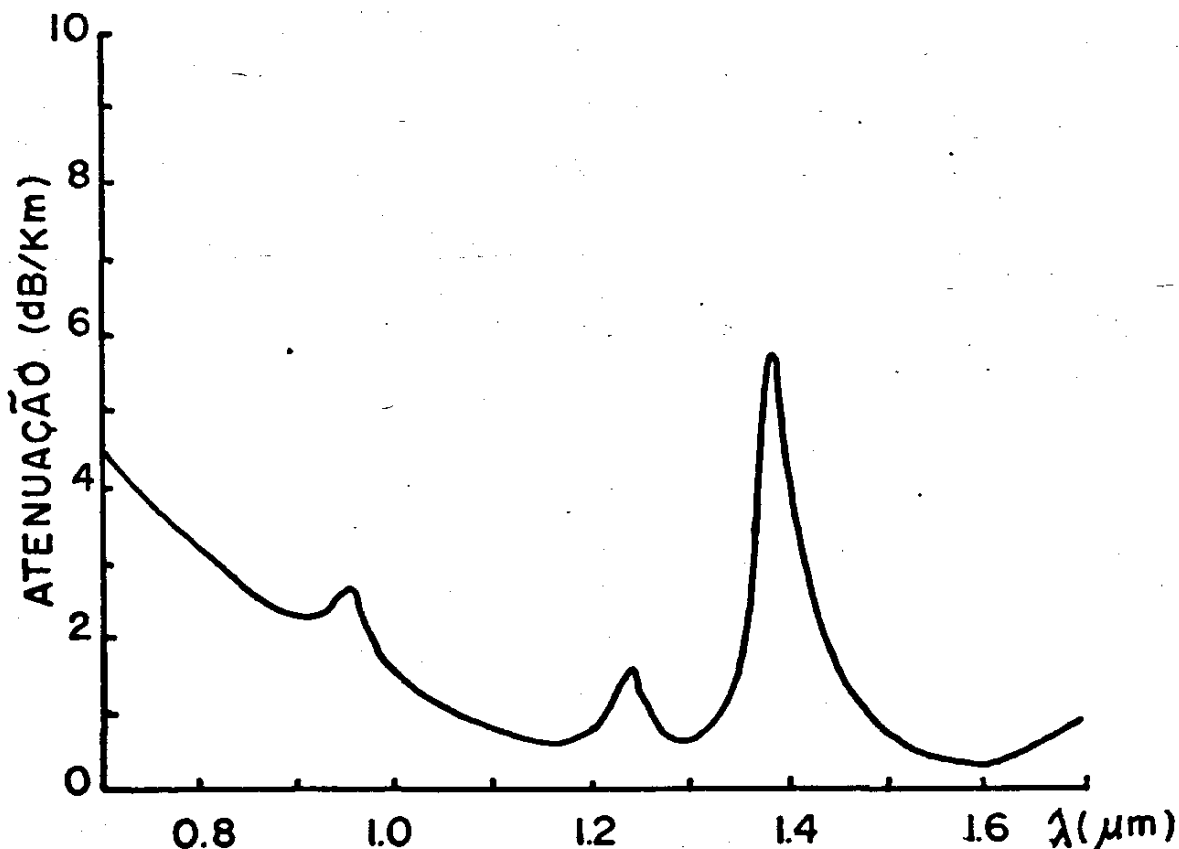


Figura I Atenuação espectral numa fibra óptica.

Primeira geração de sistemas de comunicações ópticas (início da década de 70) foi projetado para operar na região de $0.85 \mu\text{m}$, devido principalmente ao fato que fontes e detetores já estavam bem desenvolvidas para esta faixa do espectro.

Contudo estudos teóricos e experimentais mostram que a região de operação de sistema de comunicações ópticas de larga banda, deve ser na faixa de 1.2 a $1.6 \mu\text{m}$, onde a atenuação é mínima e a dispersão cromática, que é o fator que limita a quantidade de transmitir informação, é mínima, também.

Isto fez com que as atenções para caracterização das fibras voltaram-se para esta faixa do espectro onde novas técnicas e montagem tiveram de ser desenvolvidas.

Normalmente cada parâmetro da fibra a ser caracterizado necessita de uma montagem específica, tornando dispendiosa a montagem de um sistema completo para caracterização de fibra óptica. Ciente desta situação nos propusemos a desenvolver um sistema universal para caracterização de fibras ópticas. Este sistema baseado num fiber Raman laser, possibilita-nos fazer medidas de campo modal em fibras monomodo, dispersão monocromática, far-field, atenuação, abertura numérica, atraso diferencial de modos, etc., com grande versatilidade e precisão.

CAPÍTULO II

TEORIA GERALII.1 Fibra com Guiamento Fraco

Fibra óptica usada para telecomunicações consiste de um núcleo cilíndrico de um material dielétrico (vidro) com índice de refração n_1 e uma casca de outro vidro com índice de refração $n_2 < n_1$.

Figura II.1 mostra a seção transversal de uma fibra óptica.

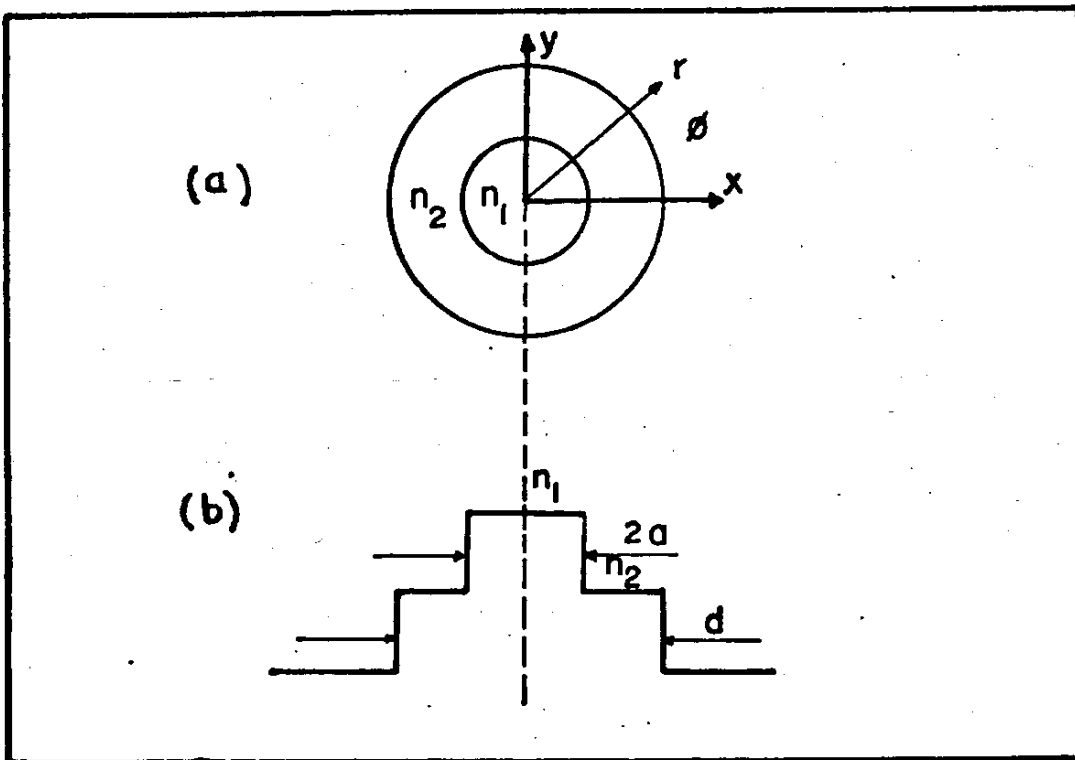


Figura II.1 (a) Seção transversal de uma fibra óptica de índice de degrau, de diâmetro \underline{d} e raio \underline{a} . (b) Seu perfil de índice.

Numa fibra nem todas as possíveis configurações

(modos de propagação) do campo eletromagnético são permitidas. Os modos, são encontrados resolvendo-se um problema de valor de contorno.

A descrição destes modos são de grande complexidade matemática, mas uma simplificação torna-se possível, tendo-se em mente que a maioria das fibras de aplicações práticas, possuem índice de refração do núcleo apenas ligeiramente maior do que o da casca, isto é:

$$\frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad (\text{II.1})$$

As fibras que satisfazem (II.1) são chamadas de fibras com guiamento fraco.³

Nesta aproximação as componentes dos campos transversais E_t e H_t são muito maiores⁴ do que as componentes longitudinais, E_z e H_z , de modo que os campos são considerados como transversos.

II.2 Soluções da Equação de Onda Escalar e Condições de Contorno

Como $n_1 \approx n_2$, os campos serão fracamente influenciados pelas propriedades de polarização da estrutura da fibra.^{5,6} Neste caso, podemos então considerar as componentes longitudinais dos campos, como solução de uma equação de onda escalar. A equação a ser satisfeita é⁴

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + k_j^2 \psi = 0 \quad (\text{II.2})$$

onde

$$\psi = E_z \quad \text{ou} \quad H_z, \quad k_j = (n_j^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (\text{II.3})$$

$n_j = n_1, n_2$, $k = 2\pi/\lambda$ e β é a constante de propagação dos modos, obtida a partir da solução de uma equação característica (eq. II.9).

A dependência em \underline{z} e \underline{t} das componentes dos campos é assumida ser do tipo

$$\Psi = \psi(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)}$$

onde ω é a frequência angular.

Na resolução de II.2, é tentada soluções do tipo

$$\psi(r, \phi) = F(r) \begin{cases} \cos(v\phi) \\ \sin(v\phi) \end{cases}$$

Substituindo em II.2 obtém-se que

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + \left(k_j^2 - \frac{v^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (\text{II.4})$$

Equação II.4 é a equação diferencial de Bessel e suas soluções são funções cilíndricas, genericamente designadas por $Z_v(k_j r)$. Para que um modo seja guiado a sua constante de propagação β_v deve permanecer no intervalo

$$kn_2 \leq \beta \leq kn_1$$

pois quando o modo está bem confinado no núcleo, suas características de propagação são iguais ao de uma onda plana propagando num meio de índice n_1 e assim $\beta = kn_1$. No outro limite,

ou seja, quando a energia do modo está se propagando pela casca, $\beta = kn_2$.

Logo para a região do núcleo, $r < a$, $k_j^2 = k^2 n_1^2 - \beta^2 > 0$ e então II.4 é uma equação diferencial de Bessel, cujas soluções são funções de Bessel de ordem n de primeira classe, J_n , pois o campo deve permanecer finito, em $r = 0$.

Estas soluções serão combinadas de tal maneira que uma das componentes do campo transversal seja cancelada, produzindo assim campos polarizados linearmente.

Para modos polarizados na direção y uma solução de II.4 é⁴:

$$E_z = \frac{iAU}{2a\beta_v} \left[J_{\nu+1}(Ur/a) \begin{Bmatrix} \sin(\nu+1) \\ -\cos(\nu+1) \end{Bmatrix} + J_{\nu-1}(Ur/a) \begin{Bmatrix} \sin(\nu-1)\phi \\ -\cos(\nu-1)\phi \end{Bmatrix} \right] \quad (\text{II.5})$$

onde

$$U = a(k^2 n_1^2 - \beta_v^2)^{1/2} \quad (\text{II.6})$$

é chamada de constante de fase transversal normalizada e A é um coeficiente associado com a potência transportada pelos modos.

Soluções semelhantes a II.5 é obtido para H_z .

As componentes transversais E_y e H_y podem ser obtidas facilmente a partir das soluções dos campos longitudinais E_z e H_z , e relações entre elas é encontrada em referência 4.

Na região da casca, $r > a$, $k_j^2 = k^2 n_2^2 - \beta^2 < 0$, e assim, equação II.4 é uma equação diferencial modificada de Bessel, cujas soluções são as funções modificadas de Bessel

de segunda classe, K_n , pois neste caso, o campo modal deve desaparecer para $r \rightarrow \infty$. Para termos modos polarizados na direção y , a solução de II.4 para E_z , na casca deve ser

$$E_z = \frac{-AW}{2a\beta_v} \frac{J_\nu(U)}{K_\nu(iW)} \left[K_{\nu+1}\left(\frac{iWr}{a}\right) \begin{Bmatrix} \text{sen}(\nu+1) \\ -\text{cos}(\nu+1) \end{Bmatrix} + K_{\nu-1}\left(\frac{iWr}{a}\right) \begin{Bmatrix} \text{sen}(\nu-1)\phi \\ -\text{cos}(\nu-1)\phi \end{Bmatrix} \right] \quad (\text{II.7})$$

onde

$$W = a(\beta_v^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (\text{II.8})$$

é chamada de constante de atenuação transversa normalizada, pois está associada ao grau de decaimento do campo na casca.

Deve-se ressaltar que para uma descrição completa do campo, necessitamos também de um campo polarizado na direção x . Este campo também é encontrado por adequadas combinações de soluções de II.4.

Quando se impõe a condição de continuidade dos campos tangentes à interface núcleo-casca, equação II.5 e II.7, obtêm-se a importante equação característica para modos linearmente polarizados de uma fibra com guiamento fraco.

$$U \frac{J_{\nu-1}(U)}{J_\nu(U)} = -W \frac{K_{\nu-1}(W)}{K_\nu(W)} \quad (\text{II.9})$$

II.3 Frequência Normalizada

Um parâmetro muito importante usado na teoria de fibras ópticas, é a chamada frequência normalizada da fibra e definida como

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi a}{\lambda} \text{A.N.} \quad (\text{II.10})$$

onde A.N. significa abertura numérica da fibra.

De II.6 e II.8 obtêm-se que a relação entre V, U, W é

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (\text{II.11})$$

Gloge³ introduziu a notação de modos $LP_{\nu\mu}$ (linearmente polarizados) para as soluções aproximadas dos modos aqui descritos. O primeiro índice, ν , corresponde ao inteiro usado nas funções $\cos(\nu\phi)$ e $\sin(\nu\phi)$, enquanto μ distingue as diferentes soluções de II.9 para um dado ν .

É demonstrado⁷ que os modos $LP_{\nu\mu}$ podem ser obtidos pela superposição de dois modos aproximadamente degenerados (modos $EH_{\nu-1,\mu}$ e $HE_{\nu+1,\mu}$) que são soluções exata do problema de valor de contorno. Exceto para os modos $LP_{0\mu}$, os modos $LP_{\nu\mu}$ possuem degenerescência de quarta ordem, pois são composições de dois modos e podem assumir dois estados de polarização.

II.3.1 Frequência de Corte

Para grandes valores de Wr/a , a função modificada de Bessel de segunda classe é proporcional a $\exp(-Wr/a)$. Desta maneira os campos na casca decaem exponencialmente, significando que a radiação está confinada na região do núcleo. A região de confinamento da energia de um modo depende apenas de W, e conseqüentemente de V, através da equação II.11.

A fração de potência contida na casca, em função

da frequência normalizada V , está mostrada na figura II.2, para os primeiros 19 modos de uma fibra de índice degrau, enquanto figura II.3 mostra a distribuição de energia dos modos LP_{01} e LP_{11} na fibra para dois valores diferentes de V .

Podemos observar na figura II.2, que para os modos LP_{01} , LP_{11} e alguns outros, existe um determinado valor de V , no qual a potência do modo está se propagando pela casca, ou seja, a radiação não está confinada. Isto significa que devemos ter $W = 0$, ou de acordo com II.8, $\beta_v = n_2 k$. Esta é a chamada condição de corte do modo, e a frequência normalizada para o qual esta condição ocorre é chamada de frequência de corte (V_c).

Na frequência de corte, $W = 0$ e assim de II.11 obtemos que $U = V_c$. Da equação de auto valor II.9 teremos então que:

$$J_{v-1}(V_c) = 0$$

Desta maneira, as frequências normalizadas de corte para os modos $LP_{v\mu}$ são:

$$V_c = j_{(v-1)\mu}$$

onde $j_{(v-1)\mu}$ denota a μ -ésima raiz de J_{v-1} .

Para o modo LP_{01} nós temos

$$V_c = j_{-11} = j_{11} = 0$$

significando que o modo LP_{01} é sempre guiado.

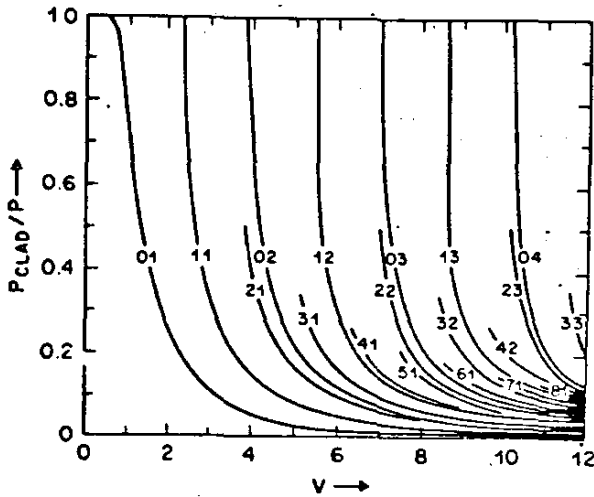


Figura II.2 Fração de potência contida na casca (P_{cl}) em relação à potência no núcleo (P_c) para os modos de uma fibra de índice de grau.³

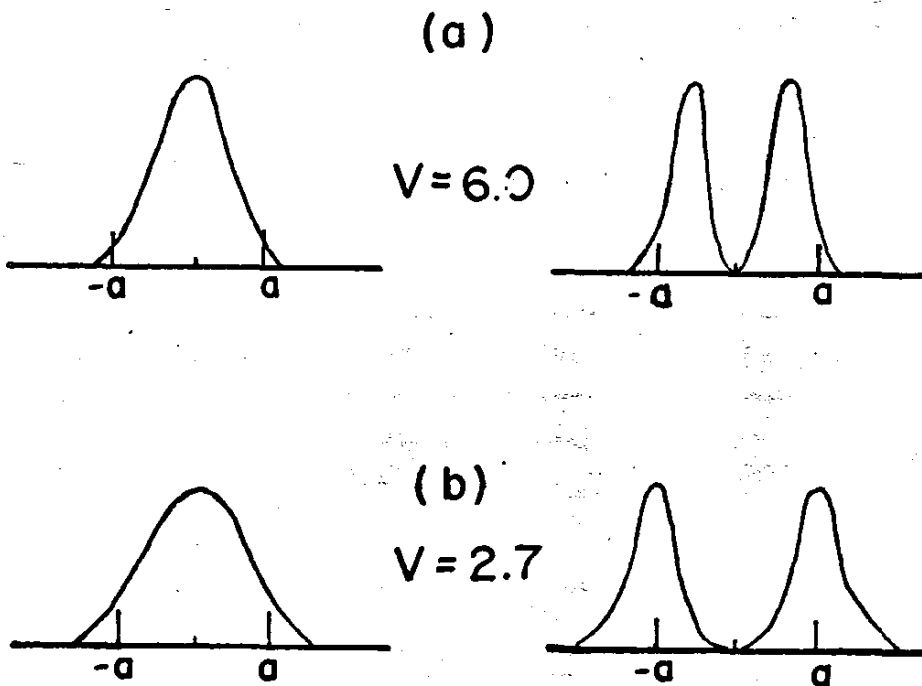


Figura II.3 Distribuição de energia do modo LP_{01} e LP_{11} para (a) $V = 6$ e (b) $V = 2.7$. Observe que diminuindo o valor de V mais e mais energia do modo se propaga pela casca.

Para o modo LP_{11}

$$V_c = j_{01} = 2.4048$$

Logo, para uma fibra com um determinado valor do raio a e A.N., o comprimento de onda de corte do modo LP_{11} * é:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2.4048} \text{ A.N.}$$

Para $\lambda > \lambda_c$ ($V < 2.4048$) temos apenas um modo se propagando, o LP_{01} , chamado de modo fundamental da fibra. Nesta região dizemos que a fibra está operando em sua configuração monomodal.

* Nesta dissertação, λ_c será sempre considerado como o comprimento de onda de corte do modo LP_{11} .

CAPÍTULO III

DISPERSÃO

III.1 Processos de Dispersão em Fibras Ópticas

Em sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade, a informação é transmitida digitalmente, ou seja, a informação é modulada num código de pulsos luminosos que viajam através de uma fibra óptica. O pulso óptico ao percorrer a fibra sofre uma distorção que resulta no seu alargamento. Este alargamento temporal, pode fazer com que pulsos vizinhos se superponham, e a informação é perdida. Isto significa que a taxa de repetição dos pulsos, e assim a capacidade de transmitir informação deverá ser diminuída.

Esta distorção do pulso é devido à diferença (dispersão) que existe no tempo de propagação pela fibra das "componentes" que formam o pulso óptico. Estas componentes são: as porções da energia luminosa transmitida pelos vários modos, e as componentes espectrais.

Os três mais importantes tipos de dispersão que existem em fibras são:

DISPERSÃO MODAL: Em fibra multimodo de índice degrau, a energia do pulso é dividida nos vários modos de propagação que a fibra permite. Cada modo tendo uma velocidade de grupo diferente (modos de maiores ordem tem velocidade de grupo menor do que de menores ordem) chegaram no final da fibra em tempos diferentes resultando num alargamento do pulso. A este tipo de alargamento nós damos o nome de dispersão modal ou disper

são multimodo ou diferença de atraso intermodal.

Embora ainda exista outros tipos de dispersão numa fibra multimodo de índice degrau, dispersão modal é o processo predominante que causa a distorção do sinal (30 ns/Km, para cada por cento da diferença de índice). Porém, a dispersão modal pode ser drasticamente reduzida (10 ps/Km) controlando-se o perfil do índice de refração do núcleo, isto é, fazendo o índice de refração ser uma função monótona decrescente com o raio. Estas são as chamadas fibras multimodo gradual. Para estas fibras, a dependência do índice de refração com o raio é dada por:

$$n_1^2(r) = n_1^2(0) [1 - \Delta' (r/a)^\alpha]$$

onde $\Delta' = A.N. / n_1^2(0)$, e α é o expoente que determina o perfil de índice. A figura III.1 mostra os perfis de índice para $\alpha = 1, 2$ e ∞ .

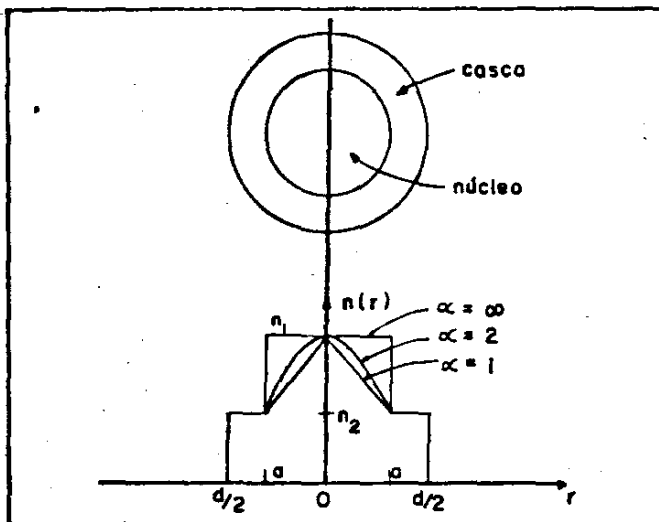


Figura III.1 Perfil de índice de refração do núcleo para $\alpha = 1$ (perfil triangular), $\alpha = 2$ (perfil parabólico) e $\alpha = \infty$ (perfil degrau).

Equalização das velocidades de grupo está baseada no fato que raios que percorrem maiores caminhos geométricos (modos de maiores ordens), passam por regiões de menores índices de refração, assim igualando o caminho óptico de todos os modos. O mínimo da dispersão intermodal requer valor de α em proximidade de 2.

DISPERSÃO MATERIAL: A sílica, o material básico da fibra óptica, exibe a dispersão material, que é devido a dependência do índice de refração com o comprimento de onda. Como todo pulso óptico possui uma largura espectral, ele será alargado após percorrer a fibra, pois cada componente espectral "ve" um índice de refração e assim possuirá uma diferente velocidade de fase.

DISPERSÃO DE GUIA DE ONDA: Mesmo numa fibra que possui apenas um modo (fibra monomodo) e que nesta fibra não existisse dispersão material, a finita largura espectral do pulso óptico, causaria ainda, a distorção do sinal, pois, a constante de propagação e conseqüentemente a velocidade de grupo de um modo, é uma função da frequência. Dispersão de guia de onda é o nome que se dá para este tipo de distorção do sinal.

Normalmente em fibras monomodo dispersão de guia de onda é da ordem de alguns ps/(nm.Km) e assim ela se torna importante apenas na região de dispersão material zero ($\sim 1.3 \mu\text{m}$). O efeito da dispersão de guia de onda é o de deslocar o comprimento de onda de dispersão zero para maiores valores.

Tanto a dispersão material quanto a dispersão de guia de onda são proporcionais a largura espectral do sinal,

e a combinação destes dois efeitos é chamada de dispersão cromática.

Em resumo, em fibras monomodo, o alargamento do pulso é devido a dispersão cromática, e em fibras multimodo com perfil otimizado este alargamento é causado principalmente pela dispersão material, pois dispersão de guia de onda pode ser desprezada⁸ se a maioria dos modos estão longe de seu valor de corte. Desta maneira torna-se importante a medida da dispersão material em fibras multimodo, e dispersão cromática em fibra monomodo, como função do comprimento de onda, pois isto possibilitará encontrar a região de comprimento de onda onde teremos a dispersão mínima.

III.2 Dispersão Material - Teoria

Um pulso com largura espectral $\Delta\lambda$, centrado em λ , será alargado após percorrer uma fibra com perfil otimizado ou uma fibra monomodo, devido aos efeitos dispersivos (dispersão material e de guia de onda) originados da finita largura espectral da fonte de radiação.

Dispersão material e dispersão de guia de onda não são matematicamente independentes, sendo interligadas de uma maneira complicada. No entanto podemos estimar seus efeitos, calculando uma na falta da outra.

O atraso de tempo ou atraso de grupo de um pulso, percorrendo uma fibra óptica de comprimento L é:

$$t = L \frac{d\beta}{d\omega} = -L \frac{\lambda}{\omega} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (\text{III.1})$$

onde $d\omega/d\beta$ é a velocidade de grupo do pulso.

Para obter a dispersão material, nós assumimos que o pulso luminoso é uma onda plana propagando num meio infinito com índice de refração $n_1(\lambda)$ igual ao núcleo da fibra, eliminando assim o efeito da guia. De III.1, com $\beta=2\pi n_1(\lambda)/\lambda$, obtemos que o atraso de tempo devido a dispersão material é:

$$t_m = \frac{L}{c} \left[n_1(\lambda) - \lambda \frac{dn_1(\lambda)}{d\lambda} \right] = \frac{L}{c} N_1(\lambda) \quad (\text{III.2})$$

$N_1(\lambda)$ é chamado de índice de grupo do núcleo.

A dispersão material é definida como:

$$M(\lambda) = \frac{1}{L} \frac{dt_m}{d\lambda} = \frac{1}{c} \frac{dN_1(\lambda)}{d\lambda} \quad (\text{III.3})$$

Substituindo III.2 em III.3 obtém-se que:

$$M(\lambda) = - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1(\lambda)}{d\lambda^2}$$

Figura III.2 mostra curvas típicas para $n(\lambda)$, $N(\lambda)$ e $\lambda d^2 n(\lambda)/d\lambda^2$.

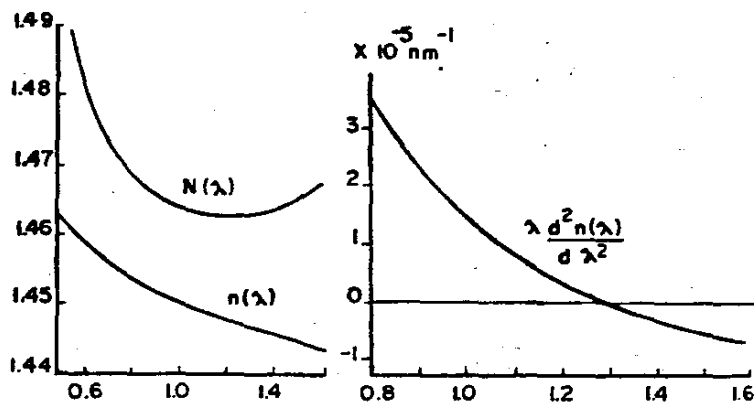


Figura III.2 (a) Índice de refração $n(\lambda)$, e índice de grupo, $N(\lambda)$ para sílica pura e (b) $\lambda d^2 n/d\lambda^2$ versus λ .

Pela figura III.2 (b), vemos que existe um comprimento de onda (λ_0), onde a dispersão material cai a zero. λ_0 é referido como comprimento de onda de dispersão material zero.

III.2.1 Análise Numérica da Dispersão Material

Se na região de interesse o material dispersivo se comporta como um material transparente (o que acontece com os materiais básicos da fibra) o índice de refração pode ser escrita na forma⁹:

$$n(\lambda) = A + B\lambda^{-2} + C\lambda^{-4} - D\lambda^2 - E\lambda^4 \quad (\text{III.4})$$

onde A, B, C, D e E são constantes características do material.

Neste caso, equação III.2 e III.3 são colocadas

nas formas

$$t_m(\lambda) = \frac{L}{c} (A + 3B\lambda^{-2} + 5C\lambda^{-4} + D\lambda^2 + 3E\lambda^4) \quad (\text{III.5})$$

$$M(\lambda) = \frac{2}{c} (-3B\lambda^{-3} - 10C\lambda^{-5} + D\lambda + 6E\lambda^3) \quad (\text{III.6})$$

Vemos que se tivermos determinado os coeficientes A, B, C, D e E de uma fibra de comprimento L, nós teremos encontrado o índice de refração, o atraso de grupo, e λ_0 , (onde $M(\lambda_0) = 0$), ou seja teremos caracterizado a fibra em termos de dispersão.

III.3 Dispersão de Guia de Onda - Teoria

Um parâmetro muito utilizado no estudo da dispersão de guia de onda é a chamada constante de propagação normalizada b , definida como³:

$$b(V) = 1 - \frac{U^2}{V^2} \quad (\text{III.7})$$

Substituindo U e V pelas expressões dadas por II.6 e II.10 obtêm-se:

$$b(V) = \frac{(\beta^2/k^2) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

usando a condição II.1 de guiamento fraco, a equação acima reduz para

$$b = \frac{(\beta/k) - n_2}{n_1 - n_2} \quad (\text{III.8})$$

Logo a constante de propagação é dada por:

$$\beta = n_1 k (b\Delta + 1) \quad (\text{III.9})$$

Ao deduzir esta expressão nós assumimos que $n_2/n_1 \approx 1$.

Para obter $b(V)$, nós devemos encontrar $U(V)$, resolvendo conjuntamente equações II.9 e II.11 e a seguir fazer uso de equação III.7. Figura III.3 mostra as curvas $U(V)$ e $W(V)$, para o modo LP_{01} obtidas, resolvendo-se numericamente as equações II.9 e II.11.

Para V muito grande podemos ver que b tende para

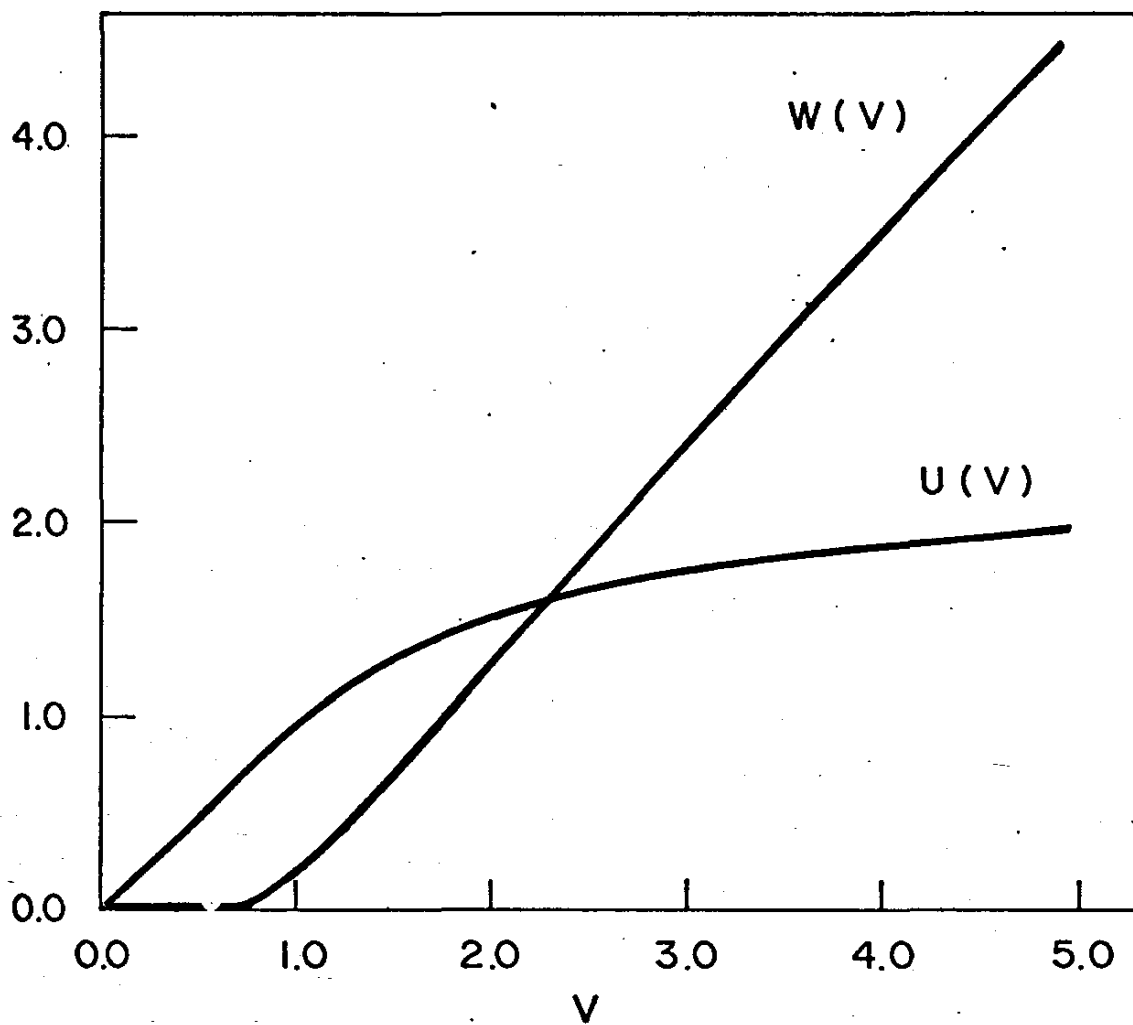


Figura III.3 Curvas exatas $U(V)$ e $W(V)$ para o modo LP_{01} .

a unidade, pois neste limite, o modo LP_{01} está bem confinado no núcleo e assim $\beta = kn_1$.

O atraso de tempo é obtido, usando a equação III.1, com β dado por III.9.

Ao diferenciarmos equação III.9, nós devemos considerar a dependência de n_1 e b com λ , e como a dispersão material dos vidros da casca e núcleo são aproximadamente iguais, a dependência de Δ com λ será desprezada. Além do mais, para todos os vidros $kdn/dk \ll 1$, e assim produtos de Δ com kdn/dk não serão considerados.

Com estas considerações obtém-se que o atraso de grupo é:

$$t = \frac{L}{c} \left[N_1(\lambda) + n_1 \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \right] \quad (\text{III.10})$$

O primeiro termo da equação acima é exatamente o atraso de grupo devido à dispersão material eq. III.2.

Logo, o segundo termo descreve o efeito de guia no atraso de tempo. Assim:

$$t_g = \frac{L}{c} n_1 \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \quad (\text{III.11})$$

A dispersão de guia de onda é definida de maneira análoga à dispersão material, ou seja

$$G = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda}$$

Substituindo III.11 na equação acima obtemos
(apêndice A)

$$G = - \frac{\Delta^{1/2} v^2}{2^{3/2} \pi a c} \frac{d^2 (v b)}{dv^2} \quad (\text{III.12})$$

De equação III.10 vemos que a dispersão cromática, $C = L^{-1} dt/d\lambda$ pode ser considerada como a soma da dispersão ma terial e de guia de onda.

$$C = M + G$$

CAPÍTULO IV

FIBRAS MONOMODOIV.1 Conceito de Fibra de Índice Degrau Equivalente

Dispersão modal é totalmente eliminada, fabricando-se uma fibra que suporta apenas um único modo (modo fundamental). Neste tipo de fibra a distorção do pulso é causado pela dispersão cromática.

Encontramos que, quando se calcula dispersão material sem considerar dispersão de guia de onda, e vice-versa, obtém-se que a dispersão total é a soma destes dois tipos de dispersão. Na região de dispersão material nula ($\sim 1.3 \mu\text{m}$), as dispersões são da mesma ordem de grandeza, e existe um comprimento de onda (λ_0) em que elas se anulam, resultando em dispersão cromática zero. Por esta razão, na segunda geração, os sistemas de comunicação óptica foram projetados para operação em região de $1.3 \mu\text{m}$, e também porque nesta faixa do espectro existe uma "janela" na curva de atenuação. (fig. I)

Porém, atualmente o interesse está concentrado em $1.55 \mu\text{m}$ (3ª geração) onde se obtém a mínima atenuação na fibra. Embora a região de dispersão material zero seja normalmente na região de $1.3 \mu\text{m}$, fibras poderão ser projetadas de maneira que o cancelamento da dispersão material pela de guia de onda ocorra nesta nova região do espectro.^{10,11}

Além da determinação da dispersão cromática, a caracterização completa da fibra monomodo requer a medição de outros parâmetros, ou seja, o raio do núcleo a ; diferença de índice de refração Δ entre o núcleo e a casa e o perfil de índice de refração. Determinação deste último é

difícil e complicado e uso dele para prever características da fibra exige muito cálculo numérico. Normalmente, fibra monomodo são intencionada a serem feitas com perfil degrau, mas devido à difusão dos dopantes durante a fabricação, uma mudança no perfil ocorre, dificultando previsões de suas características através de estudos teóricos.

Tem sido sugerido que a caracterização de fibra pode ser feita através do conhecimento do campo modal, isto é, a forma da distribuição transversal da energia eletromagnética no núcleo do modo LP_{01} . O campo modal permite-nos encontrar os parâmetros mais importantes para previsão de perdas por microcurvatura¹², macrocurvatura, acoplamento laser-fibra e fibra-fibra¹³. É observado¹⁴⁻¹⁶ que a forma do campo modal é aproximadamente gaussiana, pouco dependendo do perfil de índice de refração, tornando-se sempre possível definir uma fibra de índice degrau equivalente (E.S.I., do inglês equivalent step index) com o mesmo campo modal. Figura IV-1 mostra a fibra degrau equivalente para vários perfis de índice.

Os valores do raio e Δ da fibra equivalente tem predito valores de perda em emendas, perdas de microcurvatura, comprimento de onda de corte, etc, que estão em boa concordância com os valores experimentais da fibra real. Contudo os estudos sobre previsões de dispersão de guia^{17,18} de onda não atingiram um consenso até o momento.

IV.2 Teoria da Fibra E.S.I.

Como mencionado, a obtenção da fibra equivalente está baseada no fato que em grande maioria das fibras monomodos usadas na prática, a distribuição do campo transversal do

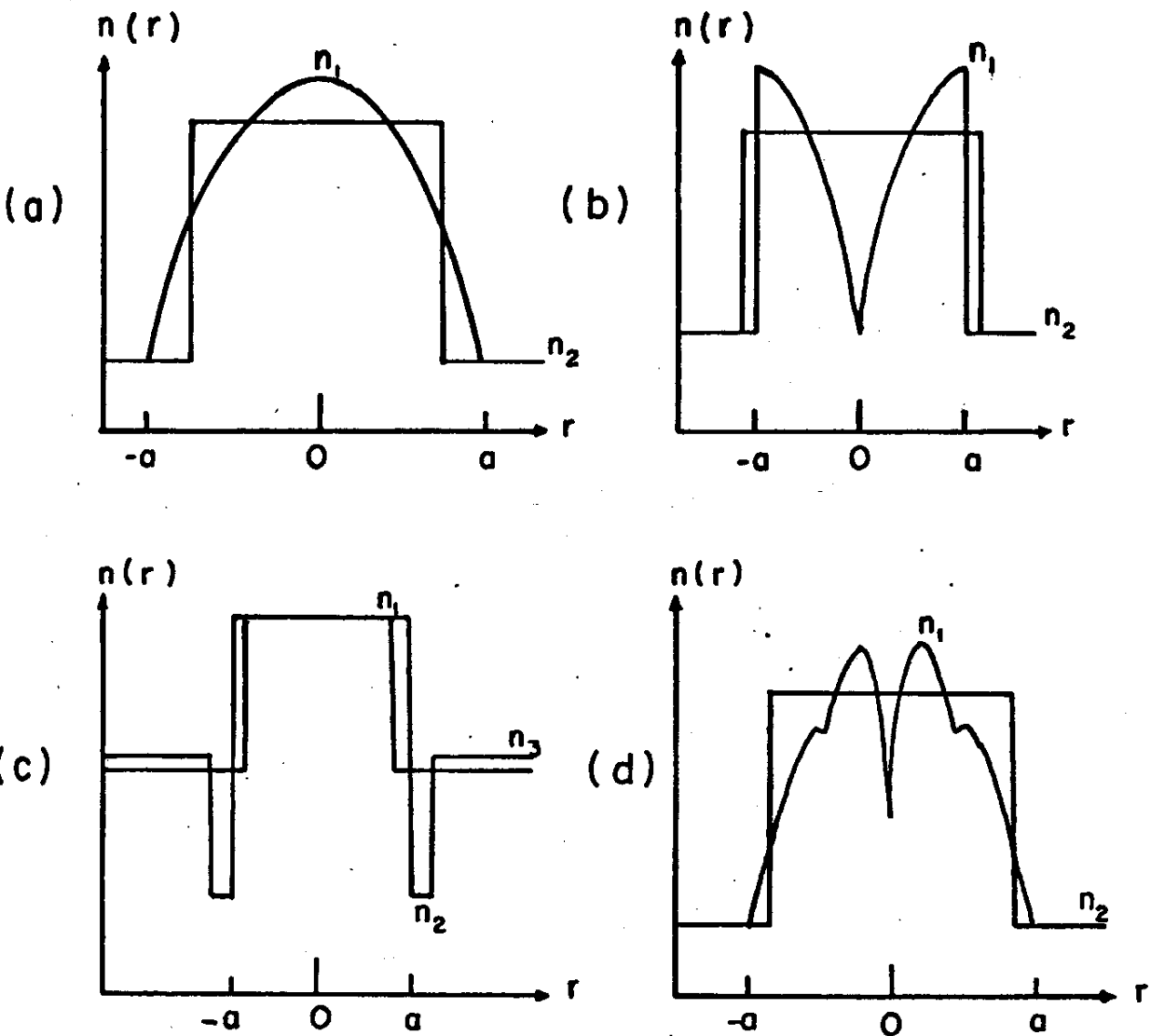


Figura IV.1 Fibra degrau equivalente para uma fibra com perfil (a) gradual, (b) degrau com "dip", (c) tipo W e (d) arbitrário.

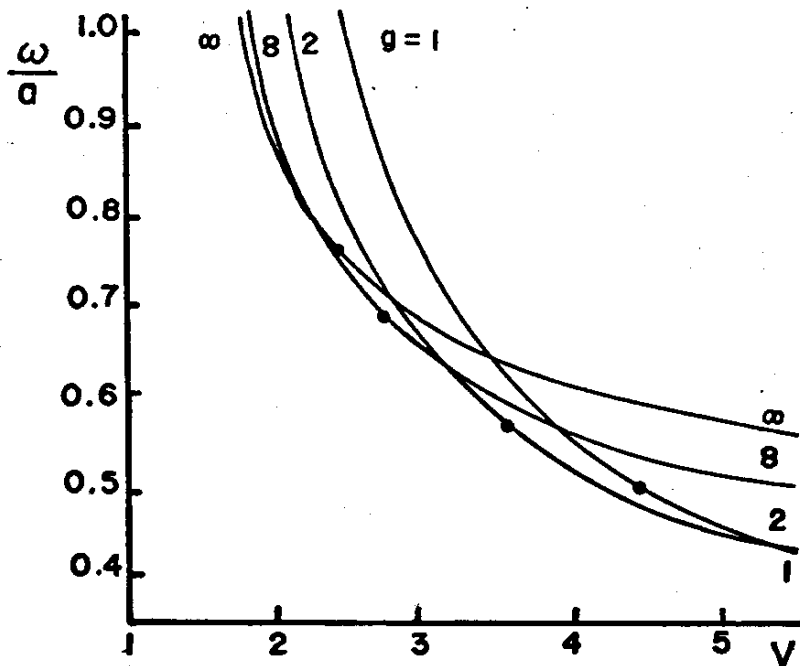


Figura IV.2 Variação do "spot-size" normalizado com V , para vários valores de α , de uma fibra monomodo de índice gradual. $\alpha = \infty$ corresponde à fibra degrau. Os pontos denotam o limite da região de operação monomodo.

modo LP_{01} , é aproximadamente gaussiana, pouco dependendo da forma do perfil de índice de refração, a não ser em casos extremos.

O campo gaussiano é caracterizado por um parâmetro denominado "spot-size", ω , que aqui será definido como o ponto onde a amplitude do campo é reduzida a $1/e$ do seu valor máximo (existem outras definições de ω , veja referências 19 e 16).

O "spot-size" do campo modal de uma fibra pode ser calculado usando o seguinte critério.¹³

Vamos supor que um feixe gaussiano é focalizado na superfície da fibra. Para a distribuição do campo radial do feixe do tipo

$$\frac{A}{\omega} e^{-\frac{1}{2}(r/\omega)^2}$$

a eficiência de excitação η do modo fundamental é dado por

$$\eta = \eta_0^{-1} \left[\int_0^\infty \frac{A}{\omega} \exp\left[-\frac{1}{2}(r/\omega)^2\right] |E(r)| r dr \right]^2 \quad (\text{IV.1})$$

onde η_0 é uma constante de normalização e $E(r)$ é o campo modal da fibra.

Na teoria de referência 13, o "spot-size" do campo modal é definido como o valor de ω , que maximiza η , ou seja, o "spot-size" é igual a ω , tal que

$$\frac{d\eta}{d\omega} = 0 \quad (\text{IV.2})$$

Quando se resolve numericamente equação IV.1 com a condição IV.2, é encontrado que o "spot-size" normalizado

ω/a é uma função apenas da frequência normalizada^{14,16} V , isto é:

$$\omega/a = F(V)$$

onde a é o raio do núcleo da fibra.

Figura IV.2 (pg. 24) mostra ω/a como uma função de V , para vários coeficientes do perfil de índice α , de uma fibra de índice gradual.

É de nosso interesse apenas a variação de (ω/a) para a fibra de índice degrau ($\alpha = \infty$).

Marcuse¹³ mostrou que o ótimo valor de ω/a , para a fibra de índice degrau pode ser aproximado (erro menor do que 1%) pela fórmula empírica.

$$F(V) = \frac{\omega_s}{a_s} = 0.65 + \frac{1.619}{V_s^{3/2}} + \frac{2.879}{V_s^6} \quad (\text{IV.3})$$

onde $V_s = 2\pi a_s \text{ A.N.}_s / \lambda$, com s significando "step" (degrau) e,

$$\text{A.N.}_s = (n_s^2 - n_2^2)^{1/2}$$

Equação IV.3 pode ser colocada numa outra forma. Considerando a abertura numérica como sendo constante na região monomodo da fibra, nós temos que:

$$V_s \lambda = 2\pi a_s \text{ A.N.}_s = V_{sc} \lambda_c$$

V_{sc} é a frequência normalizada de corte do modo LP_{11} . Assim:

$$V_s = 2.405 \frac{\lambda_c}{\lambda}$$

Com este resultado a equação IV.3 torna-se:

$$\omega_s = a_s [0.65 + 0.434(\lambda/\lambda_c)^{1.5} + 0.0149(\lambda/\lambda_c)^6] \quad (\text{IV.4})$$

Desta equação podemos obter a_s e λ_c , fazendo-se um fitting pelo método do quadrado mínimo²⁰, dos valores medidos de ω em função de λ .

Conclui-se que uma fibra de perfil arbitrário estará caracterizada se nós determinarmos o raio do núcleo a , e a frequência normalizada V_s (ou equivalentemente o comprimento de onda de corte λ_c).

Uma expressão para o raio pode ser encontrada. Tendo a derivada de IV.3 em relação λ obtêm-se:

$$\frac{\lambda}{\omega_s} \frac{d\omega_s}{d\lambda} = - \frac{V_s}{F(V_s)} \frac{dF(V_s)}{dV_s} \quad (\text{IV.5})$$

Calculando $dF(V_s)/dV_s$ da expressão IV.3, e considerando novamente que em $\lambda = \lambda_c$, $V_s = 2.405$ encontra-se facilmente que:

$$a_s = 1.3506 \lambda_c \left. \frac{d\omega_s}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} \quad (\text{IV.6})$$

Millar em referência 21, com procedimento idêntico obtêm:

$$a_s = 1.0737 (2.1757 \omega_{sc} - \lambda_c \left. \frac{d\omega_s}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} 1.45047) \quad (\text{IV.7})$$

onde ω_{sc} é o "spot-size" para $\lambda = \lambda_c$.

Uma expressão mais simples é obtida de equação IV.4, usando novamente o fato que em $\lambda = \lambda_c$, $V_s = 2.405$. Neste caso obtemos que:

$$a_s = \frac{\omega_{sc}}{1.099} \quad (IV.8)$$

De II.10, com $\lambda = \lambda_c$ obtemos que:

$$A.N._s = 0.38277 \frac{\lambda_c}{a_s} \quad (IV.9)$$

Para determinar Δ_s , a diferença de índice relativa, nós partimos da expressão aproximada para a frequência normalizada V_s^4

$$V_s = \frac{2\pi a_s}{\lambda} n_1 \sqrt{2\Delta_s} \quad (IV.10)$$

Estabelecendo $\lambda = \lambda_c$, e considerando $n_1 = 1.45$ (o erro cometido quando se considera este valor para n_1 é menor do que 1%) obtemos:

$$\Delta_s = \frac{n_1 - n_2}{n_1} = 3.48 \times 10^{-2} \left(\frac{\lambda_c}{a_s}\right)^2 \quad (IV.11)$$

Podemos observar das equações acima que teremos determinado todos os parâmetros da fibra, a_s , λ_c , V_s e $A.N._s$ (ou Δ_s) conhecendo-se apenas dois desses parâmetros.

CAPÍTULO V

EXPERIMENTOS E RESULTADOSV.1 Comentários

Fizemos medidas de dispersão cromática em fibras multi e monomodo. Além disso as fibras monomodo foram caracterizadas pela medida do campo próximo em função do comprimento de onda para obter os parâmetros a_s e Δ_s necessários para a previsão de dispersão de guia de onda.

As primeiras montagens foram desenvolvidas com equipamentos disponíveis na ocasião, ou seja, laser de corante e oscilador paramétrico para medidas da dispersão e lâmpada branca para medidas de campo próximo. Posteriormente com a chegada de um laser de neodímio, com "mode-lock" e "Q-switch", desenvolvemos uma montagem universal para se caracterizar fibras ópticas. Nesta montagem, medidas de dispersão e campo próximo, bem como várias outras medidas (campo afastado, atenuação, abertura numérica, etc.), são feitas com maior rapidez e precisão, eliminando-se vários inconvenientes observados nas outras montagens comumente usadas.

As características das fibras estudadas estão mostradas na Tabela I. Os dados foram fornecidos pelos fabricantes das fibras.

TABELA I

FIBRA	BELL NORTHERN	TELEBRÁS G-181-S	FURUKAWA	FUJIKURA
TIPO	multimodo	multimodo	monomodo	monomodo
PERFIL	gradual	gradual	quase degrau	quase degrau
RAIO (μm)	30	25	5	5
$\Delta n = n_1 - n_2$	0.0075	0.008	-----	-----
L (m)	981	889	992	890
ATENUAÇÃO	3 dB/Km em 0.85 μm	5 dB/Km em 0.85 μm	0.55 dB/Km em 1.3 μm	0.5 dB/Km em 1.3 μm
λ_c (μm)	-----	-----	1.16	1.2

V.2 Caracterização de Fibras Monomodo pela Medição do Campo Próximo ("Near-Field")

V.2.1 Introdução

O comprimento de onda de corte λ_c é o mais importante parâmetro de uma fibra monomodo pois ele determina a frequência normalizada para a radiação que transporta a informação. Assim várias técnicas, baseadas na observação de diferentes parâmetros ou características da fibra, foram propostas para determinar λ_c . Katsuyama et. al.²² desenvolveu um método, onde o comprimento de onda de corte é definido como o comprimento de onda onde as perdas devido a curvatura começam a aumentar. Método de Gambling et. al.²³ determina λ_c , bem como o raio da fibra da observação do campo afastado. Murakami et.

al.²⁴ encontram λ_c da mudança do campo próximo de uma fibra quando excitada por uma fonte com comprimento de onda variável. Já o método de Bhagavatula et. al.²⁵ determina λ_c de medidas da potência refratada normalizada como função de λ . Millar²¹ e Alard et. al.²⁶ desenvolveram métodos em que o raio e o comprimento de onda de corte são determinados da variação do "spot-size" do modo fundamental LP_{01} em função do comprimento de onda.

A literatura revela que uma grande parte dos trabalhos feitos para se caracterizar fibras monomodo através da obtenção dos parâmetros da fibra ESI são baseados nas medidas da variação do "spot-size" com λ . Isto é provavelmente devido ao fato de que o sistema para medidas do "spot-size" do modo LP_{01} é o mesmo utilizado para medidas de atenuação espectral, e também pelo fato de que a teoria necessária não é complicada. Por isto, e pelo fato de que podemos comparar as várias técnicas^{21,26} de obtenção dos parâmetros da fibra ESI a partir da curva $\omega(\lambda)$, nós utilizaremos este último método.

Uma das técnicas mais utilizadas²⁷ para se medir o "spot-size", ω , é aquele em que se mede o coeficiente de transmissão de potência entre duas fibras iguais em função do deslocamento relativo transverso \underline{d} de seus eixos (veja figura V.1).

O coeficiente de transmissão entre duas fibras iguais cujos eixos estão deslocados por uma distância \underline{d} é igual a eficiência de excitação do modo LP_{01} em uma fibra pelo modo LP_{01} de outra igual com eixo separado por uma distância \underline{d} . Aproximando o campo do modo LP_{01} , por uma gaussiana, e usando IV-1 obtém-se que o coeficiente de transmissão T é:²⁸

$$T = \exp - \left(\frac{d}{\omega}\right)^2 \quad (V-1)$$

Logo, o valor do "spot-size" do modo LP_{01} , é igual ao deslocamento \underline{d} , que faz com que o coeficiente de transmissão cai a $1/e$ do seu valor máximo.

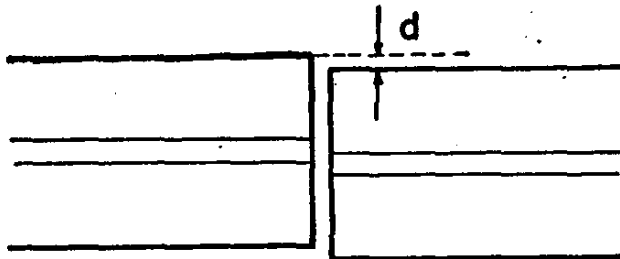


Figura V-1 Deslocamento transversal \underline{d} , entre duas fibras perfeitamente alinhadas.

V.2.2 Determinação do "Spot-size" através de Medidas do Coeficiente de Transmissão usando uma Lâmpada Branca

A montagem por nós utilizada para medidas do "spot-size" é a mesma de referência 21 e está mostrada na figura V-2.

Uma lâmpada branca e um monocromador fornece radiação continuamente sintonizável de 0.4 a 1.5 μm , com resolução espectral de 30 \AA . Esta radiação passa por um "chopper", sendo a seguir lançada na fibra doadora. A radiação transmitida pela fibra receptora é detectada por um fotodiodo de Germânio e processada por um "lock-in".

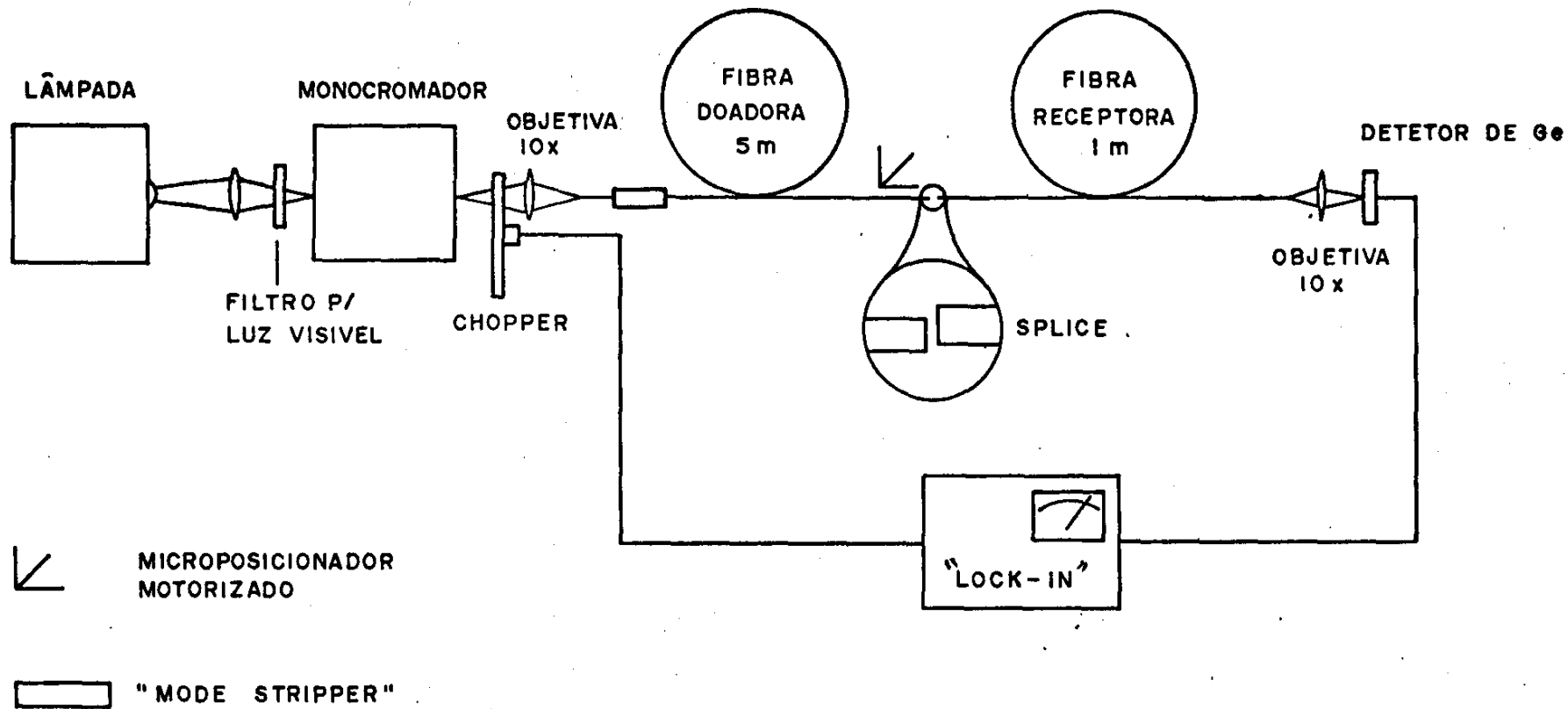


Figura V.2 "Set-up" para medidas do coeficiente de transmissão em função do deslocamento transversal usando lâmpada de filamento.

Os cuidados que devem ser tomados antes de se inciar as medidas são os seguintes:

- Os finais das fibras que fazem o "splice" devem estar clivados perpendicular ao seu eixo, e com sua superfície espelhada, para que o campo eletromagnético não seja alterado após emergir da fibra doadora, ou quando incidir na fibra receptora. A condição de perpendicularidade e planicidade foi verificada utilizando-se de um microscópio.

- As fibras devem estar perfeitamente alinhadas em ângulo e muito próxima uma da outra (separação menor que 5 μm). Isto também é verificado utilizando-se de um pequeno telescópio.

- Como o "spot-size" da luz focalizada na entrada da fibra doadora é grande ($\sim 1 \text{ mm}$), modos da casca serão excitados, e devido ao pequeno comprimento das fibras eles poderão influenciar no sinal detectado. Estes modos da casca são eliminados colocando uma parte ($\sim 10 \text{ cm}$) da fibra doadora e receptora, sem sua proteção, num líquido que possua índice de refração maior ou igual o da casca (glicerina por exemplo).

O "spot-size" é medido da seguinte maneira. Uma das fibras no "splice" é mantida fixa, enquanto que a outra é colocada num microposicionador motorizado, fabricado pela Aerotech, com resolução de 0.4 μm por passo. Com as fibras perfeitamente alinhadas (isto significa termos máxima transmissão) o coeficiente de transmissão é medido a cada 0.8 μm de deslocamento transversal d.

Os valores do coeficiente de transmissão são fitados pelo método do quadrado mínimo²⁰ usando a equação V-1,

obtendo-se assim o "spot-size" do modo LP_{01} , para um determinado comprimento de onda.

Uma curva típica do coeficiente de transmissão em função do deslocamento d para $\lambda = 1.45 \mu\text{m}$ está mostrada na figura V-3. O significado da tabela ao lado da figura V-3 será esclarecido mais adiante.

O erro relativo entre os pontos experimentais (cruzes) e do fitting (linha contínua) é menor no centro (1.0%) do que nas caudas ($\sim 10\%$). Isto é esperado, pois sabemos que a aproximação gaussiana melhor descreve o campo na região do núcleo, do que na casca²⁹. Além disso a relação sinal ruído é pior nesta região.

Para cada comprimento de onda o "spot-size" foi medido cerca de dez vezes, e o valor médio foi considerado. Após cada medida o alinhamento das fibras é refeito. A variação em torno do valor médio é de cerca de 2-3% (0.1 - 0.15 μm). Uma explicação segue:

Como a fonte de luz não é pontual, o "spot-size" na entrada da fibra doadora é grande, resultando numa baixa eficiência de acoplamento ($< 1\%$). Logo, a relação sinal ruído no detetor de Ge será baixa, produzindo uma instabilidade no sinal (2-3%) que dificulta encontrar, em cada medida a posição exata de máxima transmissão. Isto faz com que as medidas de ω , sejam ligeiramente diferentes uma das outras.

O "spot-size" da fibra Fujikura foi medido para onze comprimentos de onda no intervalo de 1.0 a 1.45 μm , e o resultado está mostrado na figura V-4.

O comportamento da curva $\omega(\lambda)$ pode ser explicado da seguinte maneira: Para $\lambda < \lambda_c$ (região I), a fibra permite a propagação dos modos LP_{01} e LP_{11} . Nesta região a energia do mo

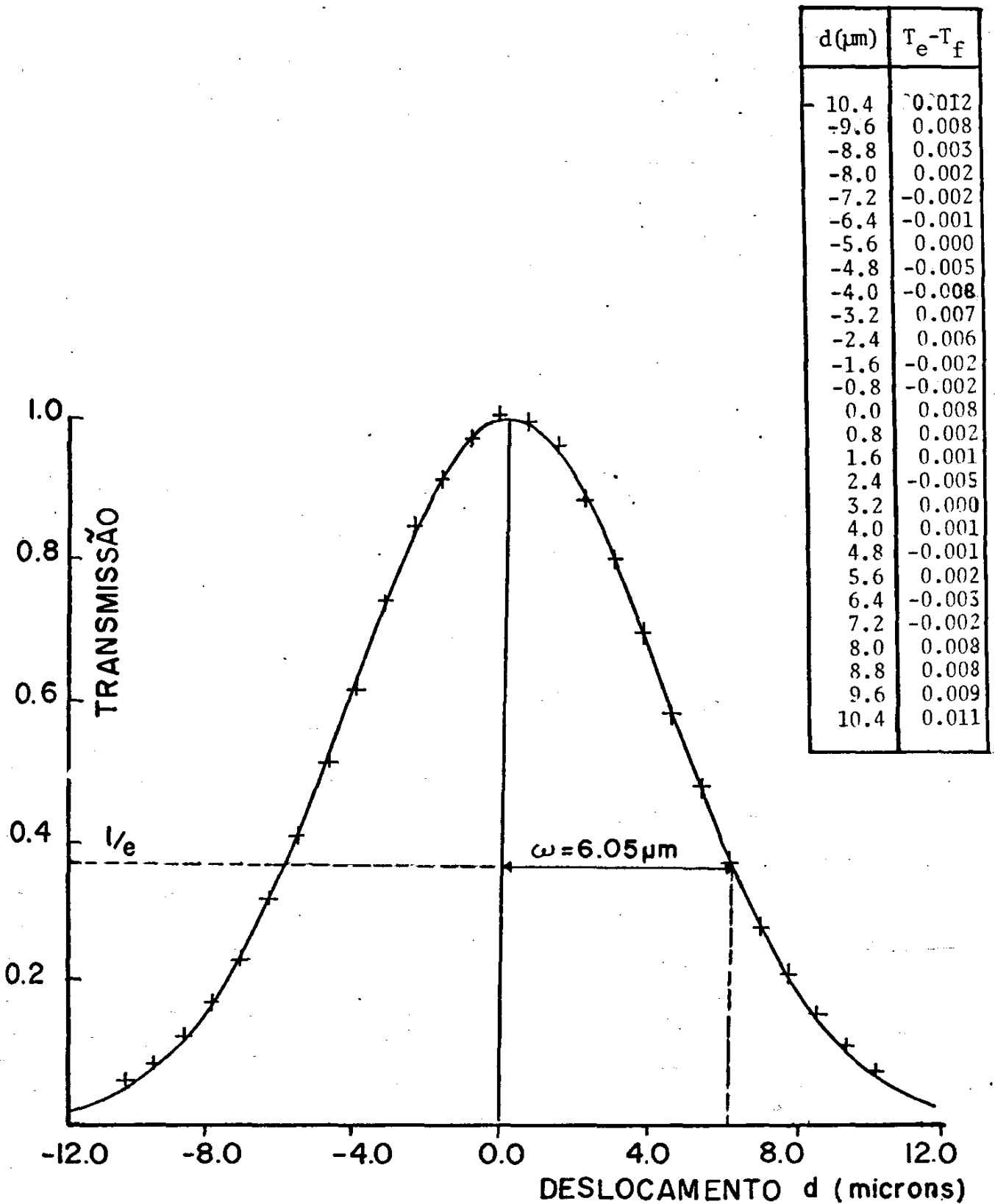


Figura V.3 Fitting dos pontos experimentais do coeficiente de transmissão em função de d . O valor do "spot-size" é $\omega = 6.05 \mu\text{m}$. Tabela ao lado mostra a diferença entre o coeficiente de transmissão medido T_e e o coeficiente de transmissão dado pelo fitting T_f .

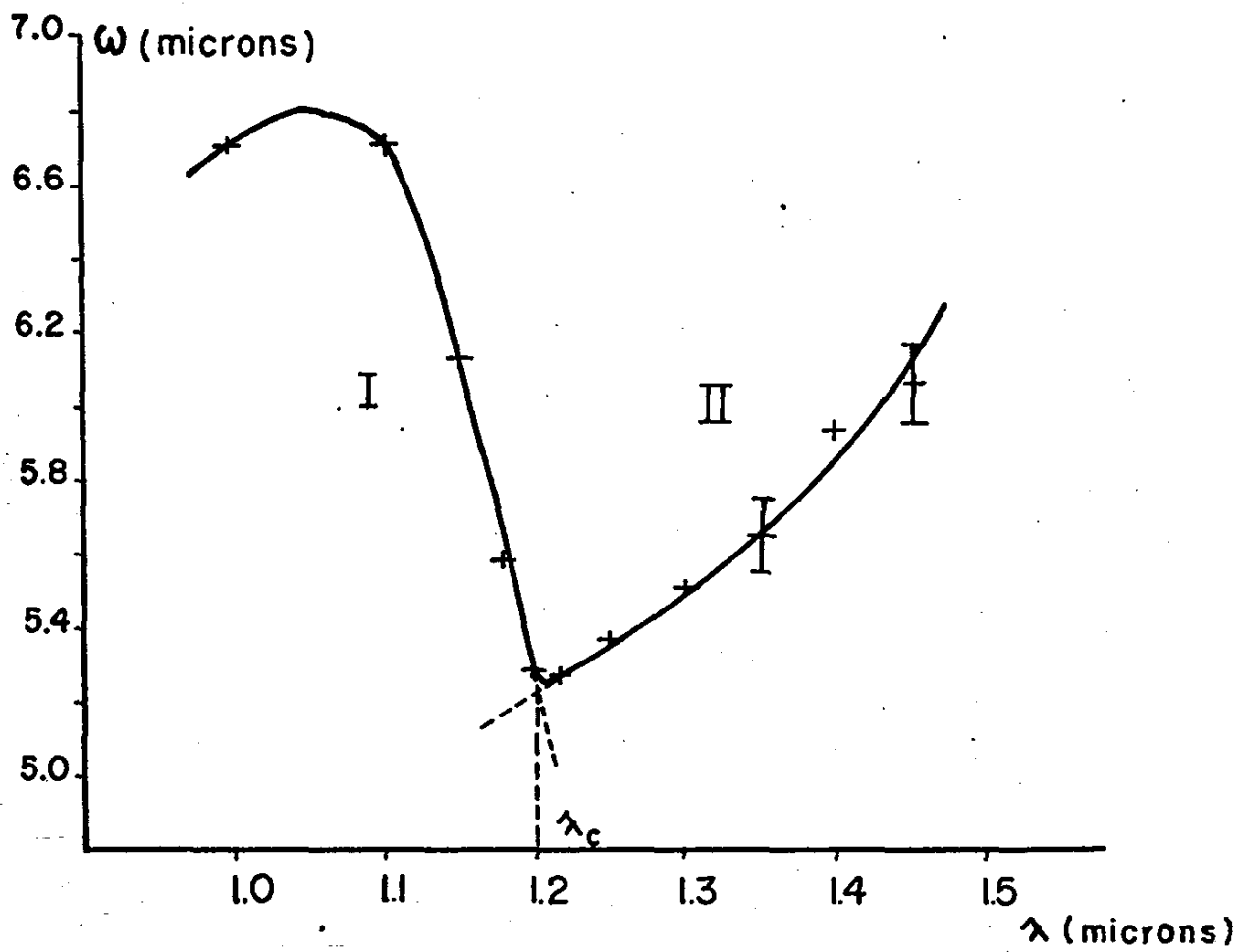


Figura V.4. Variação do "spot-size" em função do comprimento de onda para a fibra Fujikura.

do LP_{01} está bem confinada no núcleo e a variação do "spot-size" com λ , associada a este modo é pequena. Já para o modo LP_{11} , conforme o comprimento de onda aumenta, a energia deste modo vai cada vez mais se propagando pela casca (figura II-2), resultando num aumento da região de concentração de energia*. Contudo, conforme o comprimento de onda se aproxima do valor de corte do modo LP_{11} , as perdas por unidade de comprimento deste, vão se tornando cada vez maiores, pois a interação da energia deste modo com as imperfeições da fibra, tais como microcurvatura e imperfeições na casca aumenta. Este modo sendo cada vez mais atenuado, ele se tornará menos efetivo para o aumento da referida região de concentração de energia, fazendo com que esta comece a diminuir. Este decréscimo ocorre até o comprimento de onda de corte λ_c . Para $\lambda > \lambda_c$, correspondendo a região II, nós temos apenas o modo LP_{01} se propagando pela fibra, cuja variação com o comprimento de onda é dada pela equação IV-4. O aumento do "spot-size" com λ para o modo LP_{01} é também devido ao fato de que a energia deste modo vai se propagando cada vez mais pela casca.

Existem três procedimentos para determinar os valores dos parâmetros da fibra ESI, a partir da curva de $\omega(\lambda)$, e das equações deduzidas na seção IV-2. Daremos aqui uma descrição breve de cada um.

A - Alard et. al.²⁶ determina o comprimento de onda de corte e o raio do núcleo fazendo um fitting pelo método

* Neste região ($\lambda < \lambda_c$) não podemos falar em "spot-size", pois temos dois modos propagando, e a distribuição do campo eletromagnético não mais será gaussiana (veja figura V.12).

do quadrado mínimo²⁰, dos valores medidos de ω na região mono modo, usando equação IV-4. A abertura numérica e a diferença de índice relativa é obtida também de equações IV-9 e IV-11. Por este método encontramos que o valor de λ_c é igual a 1,27 μm e o valor do raio é 4,96 μm .

B - Millar²¹ define o comprimento de onda de corte como sendo o ponto de intersecção das retas tangentes à curva $\omega(\lambda)$ nas regiões I e II. O raio da fibra, a_s , é obtido usando as equações IV-6 ou IV-7 ou IV-8 onde $d\omega/d\lambda$ é a inclinação da reta tangente à curva para $\lambda = \lambda_c$. Tendo encontrado λ_c e a_s , a abertura numérica A.N._s e a diferença de índice relativa Δ_s é obtida de IV-9 e IV-11 respectivamente. De acordo com esta definição, o comprimento de onda de corte encontrado foi igual a 1.20 μm .

C - Yamauchi et. al.³⁰ determina os parâmetros a partir do conhecimento do comprimento de onda de corte da fibra, λ_c , e do "spot-size", ω_1 , para um comprimento de onda maior λ_1 . A frequência normalizada para o comprimento de onda λ_1 , é $V_{1s} = 2.4048 (\lambda_c/\lambda_1)$. O valor do raio a_s , é encontrado resolvendo equação IV-3 com $V_s = V_{1s}$, e $\omega = \omega_1$. A abertura numérica e diferença de índice relativa é novamente obtida por equações IV-9 e IV-10.

Não entraremos em maiores detalhes sobre as características desta curva, pois melhores medidas foram feitas para esta fibra, bem como para a fibra Furukawa, usando como fonte de radiação um "fiber Raman laser".

V.2.3 Determinação do "Spot-size" usando um "Fiber Raman Laser"

Visando a elaboração de um "sistema de medidas uni

versal" para caracterização de fibras ópticas, nos propusemos a medir pela primeira vez, "spot-size", usando um "fiber Raman laser" como fonte de radiação. Nesta tese também será estudada a performance do sistema para medidas de dispersão em fibras (seção V.3.3).

Figura (V.5) mostra a montagem para medidas de "spot-size" baseado num "fiber Raman laser".

O "fiber Raman laser" é composto de um laser de Nd: YAG com "mode-lock" e "Q-switch", modelo 114, fabricado pelo Quantronix e uma fibra monomodo de 250 m de baixa perda (< 1.0 db/Km na região de 1.1 a 1.6 μm).

O laser de Nd: YAG com "mode-lock" (frequência de "mode-locking" de 100 MHz) e "Q-switch", emite pulsos a 1.06 μm com potência máxima de pico da ordem de 50 KW. A duração temporal dos pulsos de "mode-lock" é de 200 ps.

Estes pulsos são lançados na fibra monomodo com raio do núcleo de 3.5 μm , através de uma objetiva 10X. A eficiência, de acoplamento foi de 20%, resultando numa densidade de potência no núcleo da fibra de 25×10^9 W/cm². Isto é 3 ordens de grandeza maior do que a densidade de potência de "threshold" para que ocorra espalhamento Raman estimulado gerando várias ordens de "Stokes" em fibras ópticas.

Estes processos não lineares podem ser vistos como uma modulação da frequência da luz por vibrações moleculares.³¹ O resultado da interação da radiação com moléculas de sílica resulta numa forte conversão de frequência da radiação incidente, gerando comprimentos de onda de 1.1 a 1.8 μm . Figura V-6 mostra o espectro de saída no final da fibra Raman. Foi observado que praticamente toda a energia do pulso incidente (1.06 μm) é transferida para os outros comprimentos de onda.

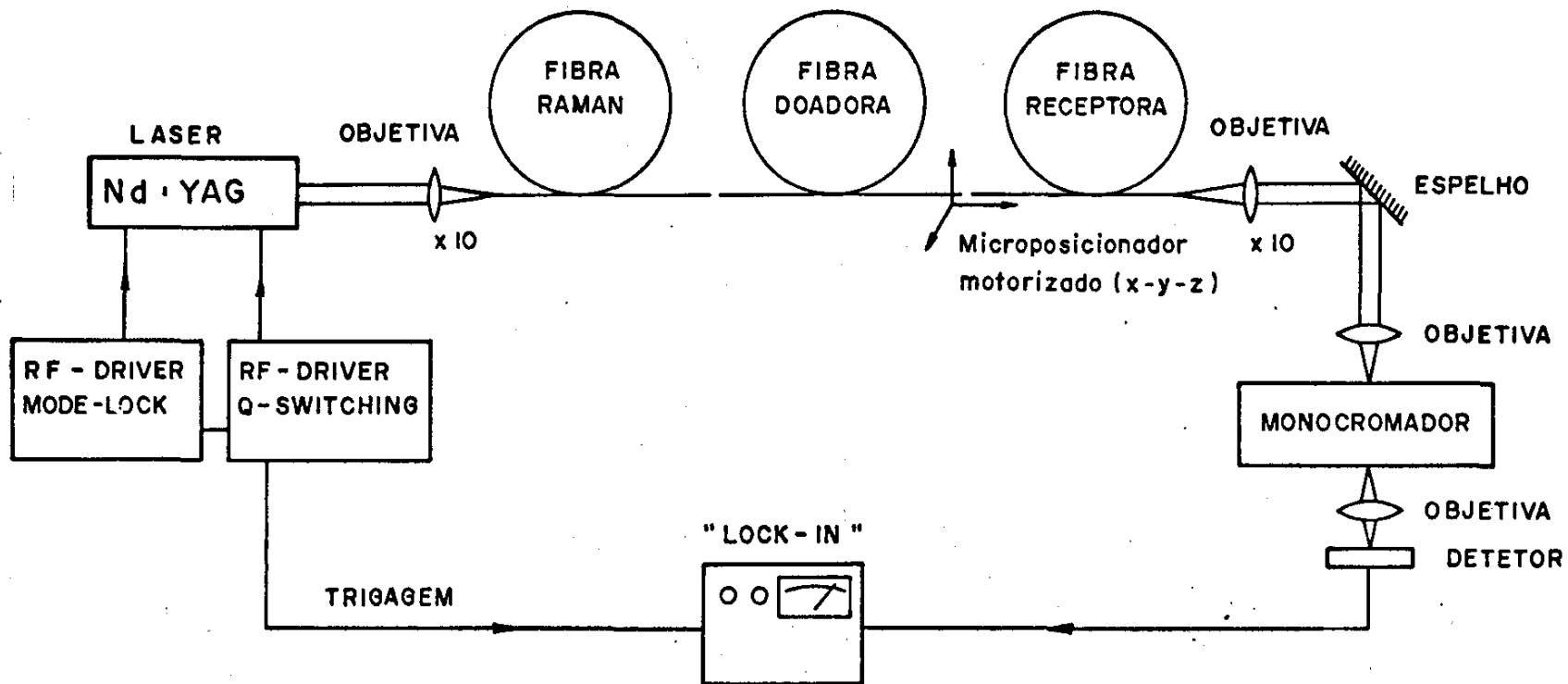


Figura V.5 "Set-up" para medidas do coeficiente de transmissão em função de d , tendo como fonte de radiação um "fiber Raman laser".

Em resumo, com um "fiber Raman laser" nós temos radiação pulsada com largura temporal de 200 ps e sintonizável na faixa de 1.1 a 1.8 μm .

Uma outra alteração em relação à montagem com lâmpada é a posição do monocromador. Este foi colocado após a fibra receptora. Desta maneira a radiação da fibra Raman é lançada diretamente na fibra doadora ("butt-coupling"), obtendo-se uma alta eficiência de acoplamento ($\sim 90\%$), bem como uma simplificação na óptica de lançamento de luz. Após o monocromador, há um fotodiodo de Germânio com "rise time" de 700 ps para a detecção do sinal. Um "lock-in" faz a integração do sinal pulsado, mostrando um valor médio.

A menos destas mudanças na parte instrumental, medidas do coeficiente de transmissão de potência em função do deslocamento transversal são feitas de maneira idêntica à utilizada no sistema com lâmpada.

Foi observado algumas vantagens na utilização deste sistema em relação ao anterior. A alta eficiência de acoplamento da radiação na fibra doadora, e a excelente estabilidade da radiação gerada pela fibra Raman permite-nos:

- obter uma alta relação sinal ruído.
- usar uma baixa constante de tempo no "lock-in", reduzindo por um fator de 3 o tempo necessário para cada medida do "spot-size" em relação à outra montagem.
- ter uma maior precisão na obtenção do máximo de transmissão, reduzindo os desvios dos valores de ω medidos para um determinado comprimento de onda para cerca de $\pm 0.07 \mu\text{m}$.

Devido à alta eficiência de acoplamento na fibra

teste, efeitos não lineares poderão ocorrer, o que resultará em maiores valores de ω em relação ao valor real. Isto pode ser entendido da seguinte forma. Quando o deslocamento transversal \underline{d} entre as fibras estiver em torno de zero, nós teremos máxima transmissão para a fibra receptora, e ocorrendo efeitos não lineares nesta, parte da energia do comprimento de onda em estudo será transferido para outro valor. Isto significa aparentemente uma diminuição no coeficiente de transmissão para valores de \underline{d} em torno de zero. Por outro lado, para maiores valores de $|\underline{d}|$, menos radiação será acoplada na fibra receptora, não havendo assim a possibilidade de ocorrência de fenômenos não lineares, e o valor do coeficiente de transmissão não será alterado. Como resultado disto, teremos obtido para o coeficiente de transmissão em função de \underline{d} , uma gaussiana (eq. V-1) mais suave, implicando num valor de ω maior. Figura V-7 ilustra este fato.

A eliminação da possibilidade de ocorrência deste efeito é assegurada acoplando luz na fibra doadora o suficiente apenas para fazermos as medidas sem deterioramento de sua qualidade. O controle da luz acoplada na fibra doadora é feito variando a distância de separação entre os finais de saída e entrada das fibras Raman e doadora respectivamente.

Como dissemos em seção V.2.2, a perda por unidade de comprimento do modo LP_{11} aumenta conforme este aproxima do seu valor de corte. Logo a inclinação da reta tangente à curva de $\omega(\lambda)$, na região II (figura V-4), e assim λ_c obtido pelo método B, será uma função do comprimento da fibra, bem como de micro e macrocurvatura a que esta estará sujeita.

Portanto para medidas de λ_c , usando método B, deveríamos utilizar duas fibras com o menor comprimento possí-

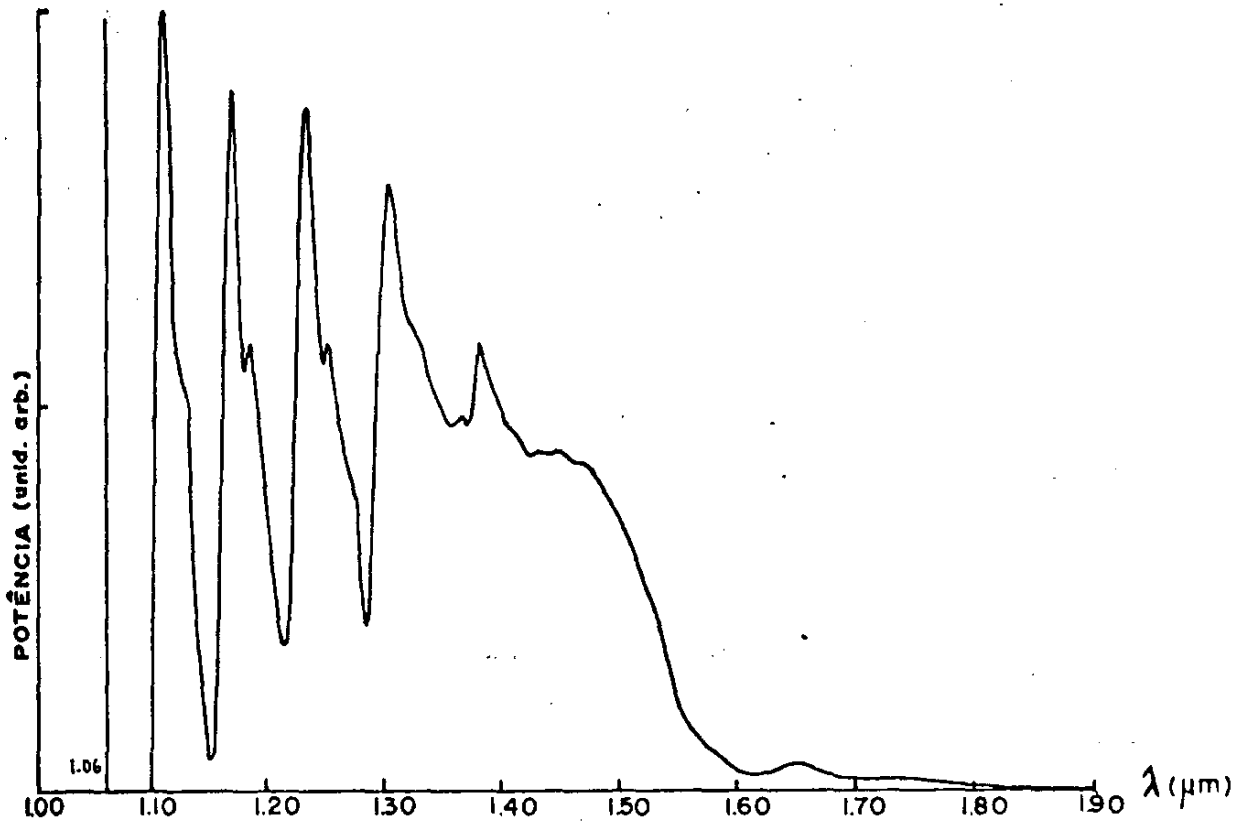


Figura V.6 Espectro de saída da fibra Raman. Observa-se a presença de cinco linhas Stokes seguida da última um contínuo.

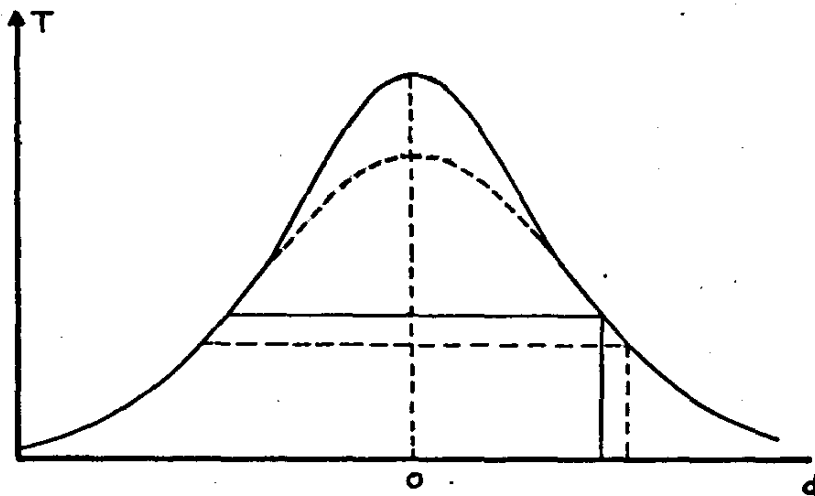


Figura V.7 Coeficiente de transmissão no caso de não ocorrência de efeitos não lineares na fibra receptora (linha contínua) e no caso de ocorrência destes (linha pontilhada). Como existe uma aparente diminuição em T para \bar{d} em torno de zero no segundo caso, o valor de ω , (valor de \bar{d} onde $T = e^{-lT_{\text{máx}}}$) deverá ser maior.

vel. Acontece que quanto menor for a fibra, mais difícil torna-se para eliminar a luz guiada pela casca que interfere nas medidas. Levando em conta estas considerações, o comprimento das fibras foi estabelecido como sendo cerca de 1 m.

Usando este novo sistema, nós caracterizamos a fibra Furukawa, e refizemos as medidas para a fibra Fujikura.

V.2.4 Resultados e Análises

Medidas do "spot-size" em função de λ , para as duas fibras monomodo, estão mostradas na figura V-8 e V-9.

Os "spot-size" da fibra Fujikura, na região monomodo, medido com o "fiber Raman laser", diferenciam dos medidos usando a lâmpada, em cerca de 2% ($\pm 0.1 \mu\text{m}$), mostrando uma razoável reproduzibilidade na técnica de medidas de "spot size", através da determinação do coeficiente de transmissão em função do deslocamento transversal.

Para a fibra Fujikura, usando o método A, foi feito um fitting dos valores de ω no intervalo 1.2 - 1.55 μm e encontramos o comprimento de onda de corte sendo 1.34 μm e raio da fibra 5.24 μm . Para a fibra Furukawa, o intervalo analisado foi de 1.16 a 1.5 μm e encontramos λ_c igual a 1.21 μm e raio do núcleo 4.76 μm .

O erro médio entre os valores experimentais de ω e os valores previsto pelo fitting é de $\pm 0.015 \mu\text{m}$ ($\pm 0.25\%$). Este método, assim tem a vantagem de fornecer uma expressão analítica (equação IV.4) que reproduz (interpola) precisamente a variação de ω com λ para $\lambda > \lambda_c$.

Os erros em λ_c e a_s encontrado pelo método A são

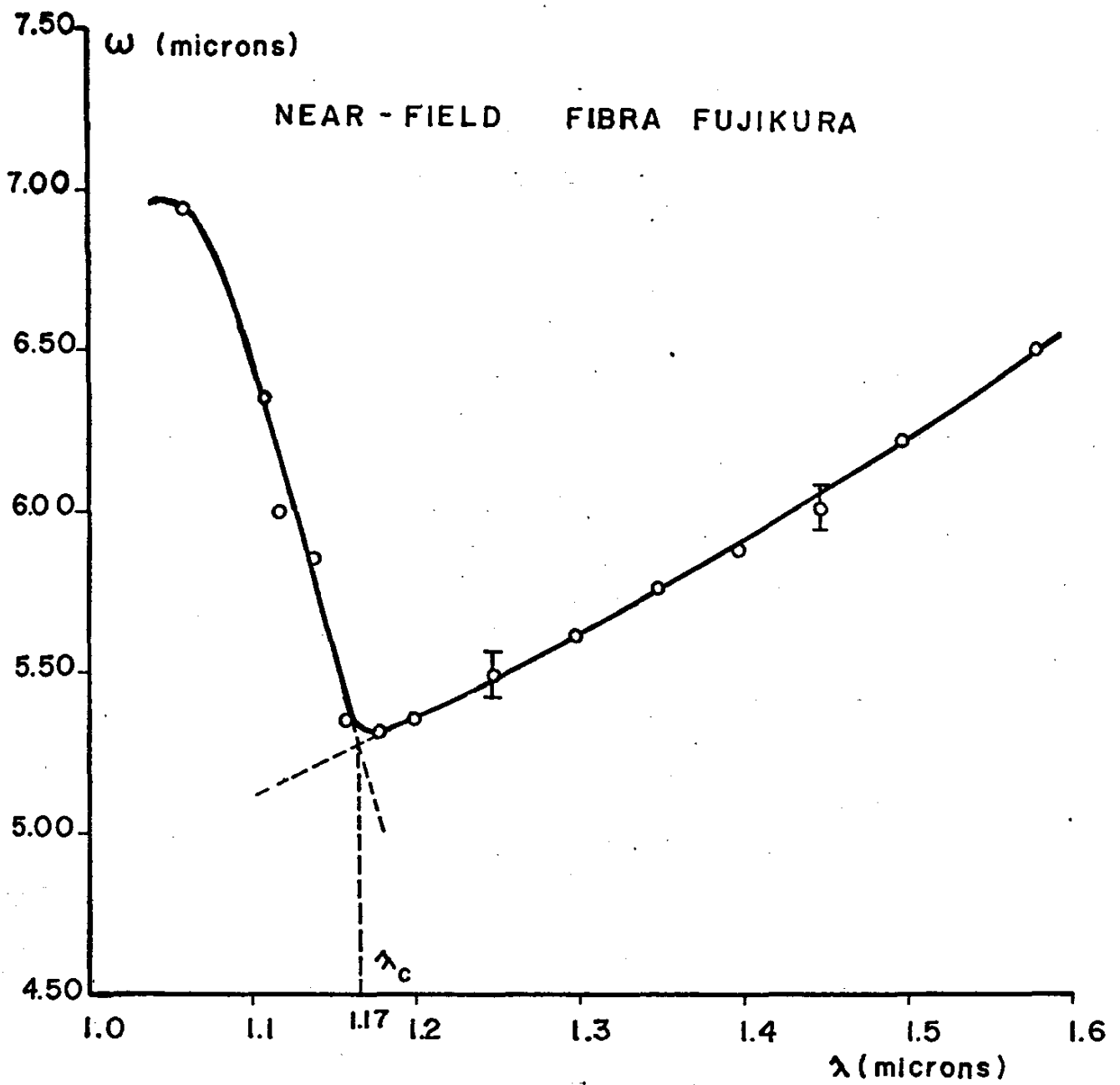


Figura V.8 Variação do "spot-size" com λ para a fibra Fujikura.

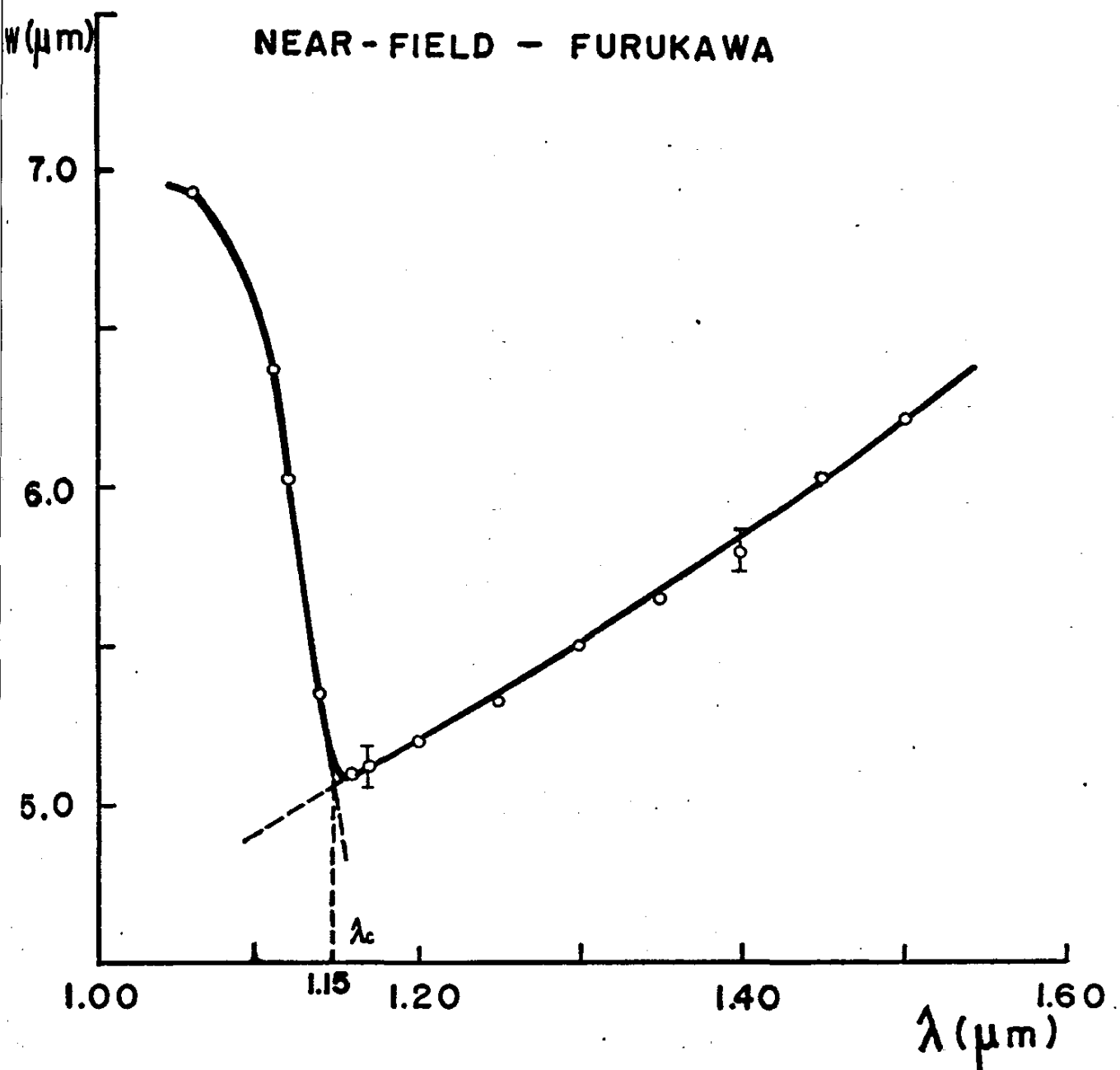


Figura V.9 Variação do "spot-size" com λ para a fibra Furukawa.

determinados pelo erro experimental das medidas de ω , pois como são obtidos através de um processo de fitting, dependerão da forma da curva $\omega(\lambda)$. Esta dependência pode ser entendida sabendo que λ_c e a_s são obtidos no processo de fitting iterativamente a partir de uma aproximação inicial e devendo satisfazer no final as condições:

$$a_s = \frac{\omega_{sc}}{1.099} \quad e \quad \lambda_c = 0.6737 \frac{\omega_{sc}}{\left. \frac{d\omega_s}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c}}$$

Note que o comprimento de onda de corte do modo LP_{11} , está relacionado com a variação do "spot-size" do modo LP_{01} . Isto pode ser entendido se observarmos em figura II-2 que o comprimento de onda de corte de uma fibra precede a região em que a variação do "spot-size" com λ começa a crescer rapidamente, devido ao fato de que mais e mais porcentagem da energia do modo é transmitida pela casca.

Para verificarmos a sensibilidade de λ_c com o erro experimental de ω , fizemos vários fitting, trocando os valores de ω por outros que estavam dentro do erro da medida ($\pm 0.07 \mu\text{m}$). Na condição mais pessimista, que é somar $0.07 \mu\text{m}$ ao valor médio de ω do início do intervalo de análise, e subtrair $0.07 \mu\text{m}$ do valor médio do final do intervalo, ou vice versa, observamos uma mudança em λ_c de até 90 nm .

O erro em λ_c , poderá ser reduzido, aumentando a precisão nas medidas e aumentando o número de pontos da curva $\omega(\lambda)$.

Usando os valores de λ_c e a_s , nós determinamos os valores da abertura numérica e da diferença de índice relativa através das equações V.9 e V.11 respectivamente. Para a fi

bra Fujikura encontramos a abertura numérica igual a 0.098 ± 0.002 e diferença de índice relativa $(2.3 \pm 0.1) \times 10^{-3}$. Para a fibra Furukawa os valores encontrados são os mesmos que os da fibra Fujikura, (dentro do erro de medidas) pois a razão λ_c/a_g coincidentemente é igual.

Pelo método B, o comprimento de onda de corte da fibra Fujikura, foi determinado como sendo igual a $1.17 \mu\text{m}$, um pouco abaixo do valor encontrado usando a montagem com lâmpada que é $1.20 \mu\text{m}$. A diferença provém do fato que as fibras não estão sujeitas às mesmas condições quando feita as duas medidas. Para a fibra Furukawa, nós encontramos λ_c igual a $1.15 \mu\text{m}$.

Estes comprimentos de onda de corte estão bem abaixo dos correspondentes encontrados pelo método A, isto sendo mais notadamente observado para a fibra Fujikura onde a diferença é de 170 nm . Isto concorda com a idéia de que este método tende a subestimar o valor real de λ_c , pois, a reta tangente à curva de $\omega(\lambda)$ para $\lambda < \lambda_c$ é uma função da perda a que está sujeita o modo LP_{01} . Assim, usando fibras cada vez menores, (que seria o ideal), a perda sofrida pelo modo LP_{11} será menor e conseqüentemente este passaria a ser mais efetivo no alargamento da região de concentração de energia para um determinado comprimento de onda, em comparação ao que acontece com uma fibra de maior comprimento. Isto resultaria numa translação da referida reta, na direção da região de operação monomodal. Com isto, o ponto de intersecção das retas (e assim λ_c), ocorrerá para um comprimento de onda maior. Figura V.10 ilustra este fato. O erro em λ_c obtido por este método (B) pode também ser tão grande quanto 80 nm , usando uma fibra de 1 m .

O raio da fibra a_s pode ser encontrado usando equações IV.6, IV.7 ou IV.8. Para isto devemos encontrar ω_{sc} e $d\omega_s/d\lambda$ em $\lambda = \lambda_c$. Como o comprimento de onda de corte normalmente não coincide com um ponto experimental, ω_{sc} e $d\omega_s/d\lambda|_{\lambda=\lambda_c}$ deveria ser encontrado por algum método de interpolação. Nada melhor então que utilizar equação IV.4, com os termos λ_c e a_s que aparecem nestas, substituídos pelos valores encontrados no método A, pois temos mostrado que esta equação faz uma precisa interpolação nos valores experimentais do "spot-size". Portanto estes valores de λ_c e a_s são agora considerados apenas como dois parâmetros que juntos com a equação IV.4 nos possibilitará determinar $\omega_s(\lambda)$ e sua derivada.

Por exemplo para a fibra Fujikura teremos

$$\omega_s(\lambda) = 5.24 [0.65 + 0.434(\lambda/1.34)^{1.5} + 0.0149(\lambda/1.34)^6] \quad (V.2)$$

e

$$\frac{d\omega_s(\lambda)}{d\lambda} = 5.24 (0.4197 \lambda^{0.5} + 0.0154 \lambda^5) \quad (V.3)$$

Para esta fibra o comprimento de onda de corte encontrado pelo método em questão é 1.17 μm e então

$$\omega_s(1.17) = \omega_{sc} = 5.30 \mu\text{m}$$

$$\frac{d\omega_s}{d\lambda}(1.17) = \left. \frac{d\omega_s}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} = 2.56$$

Usando estes valores em equação IV.6 a IV.8 obtemos que a_s é respectivamente 4.04, 5.46 e 4.82 μm . Os correspondentes valores de Δ é dado por IV.11 e são 0.0029, 0.0016

e 0.0021. Nota-se uma razoável diferença entre os valores do raio e Δ encontrado usando as diferentes equações, e então uma questão pode ser levantada: Tendo determinada a curva $\omega(\lambda)$ e o comprimento de onda de corte de fibra, qual das três equações utilizar para determinar o raio da fibra a_s e o respectivo valor de Δ ? Para ajudar a elucidar esta questão foi feito um gráfico (figura V.11) da variação do raio a_s da fibra Fujikura com o comprimento de onda de corte para as três equações IV.6 a IV.8, usando equações V.2 e V.3 para extrapolação.

Pode-se notar que as equações IV.7 e IV.8 são aquelas que nos levariam a menores erros em a_s , causado por um determinado erro em λ_c , pois para estas equações $da_s/d\lambda_c$ é menor. As duas curvas, correspondentes aqui às equações IV.7 e IV.8, possuem comportamentos diferentes no sentido de que a equação IV.8 prevê um aumento no raio da fibra com o aumento de λ_c , o contrário do que ocorre com equação IV.7. O comportamento desta última é um tanto inadequado, porque se com o aumento de λ_c , a_s diminui, $A.N_s$ deverá aumentar, (veja equação II.10) prevendo então no limite de grandes valores de λ_c um núcleo muito pequeno e conseqüentemente uma abertura numérica muito grande. Desta maneira, a simplicidade da equação IV.8, somada às considerações anteriores, torna esta a mais adequada das três para prever a_s .

É interessante observar em figura V.11, que existe um comprimento de onda de corte no qual todas as três equações resultam o mesmo valor de a_s . Este comprimento de onda é sempre igual ao comprimento de onda de corte obtido pelo método A (1.34 μm para a fibra Fujikura), e o valor do raio a_s determinado, também coincide com o encontrado pelo primeiro

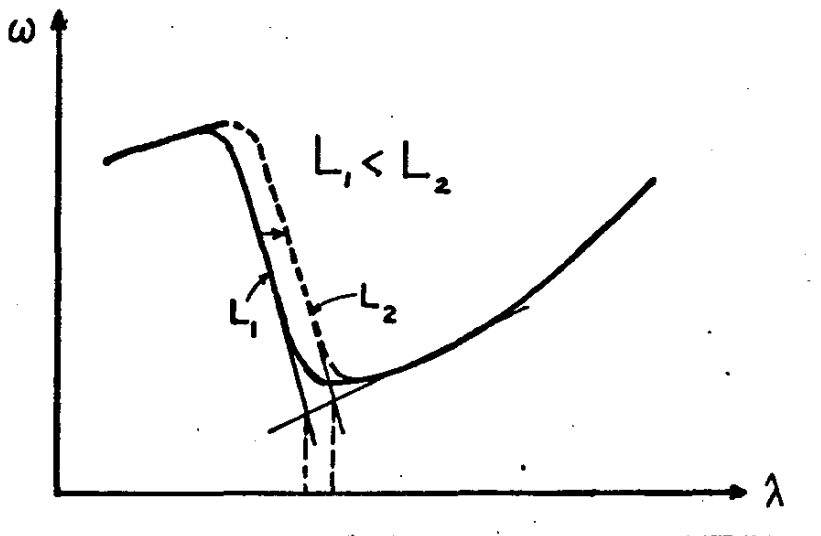


Figura V.10 Ilustração da dependência do comprimento da fibra na determinação do comprimento de onda de corte pelo método B. Quanto maior a fibra maior a perda introduzida no modo LP_{11} e assim menor será o valor de λ_c .

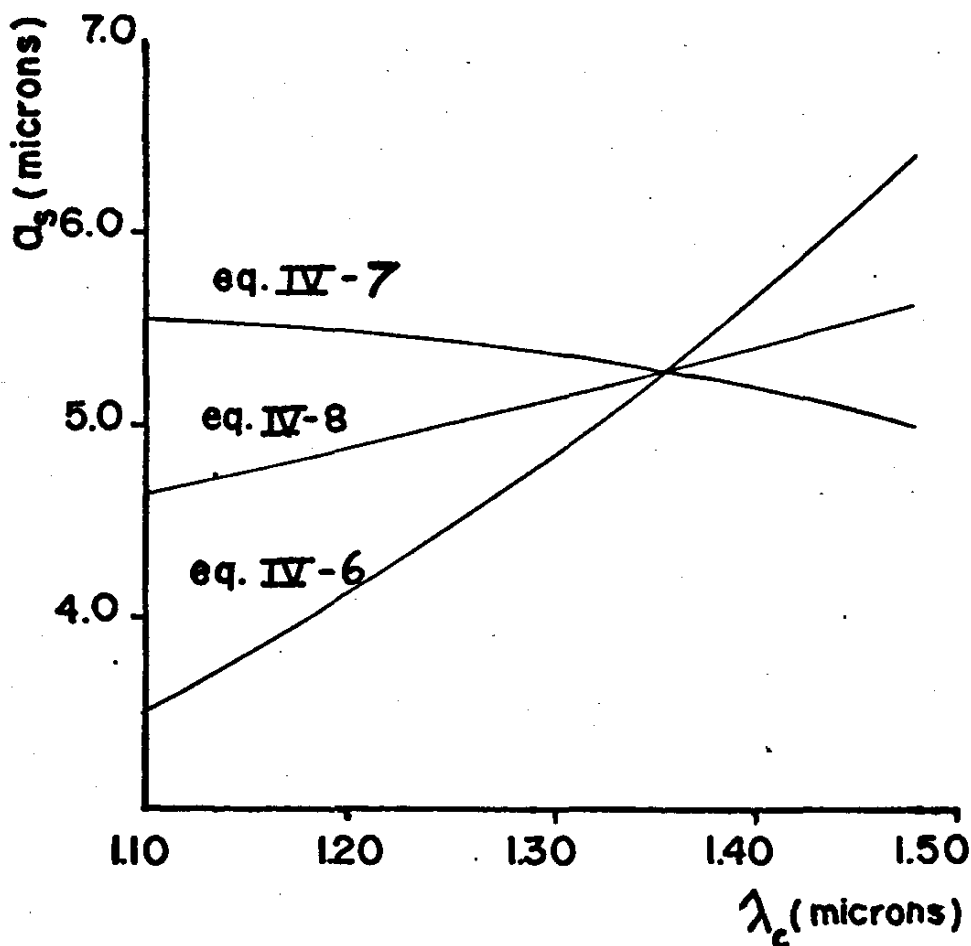


Figura V.11 Variação na determinação do raio efetivo a_s com o comprimento de onda de corte λ_c , para as equações IV.6, IV.7 e IV.8.

método. Isto é explicado pelo fato que, como as equações IV-6 a IV-8 são deduzidas a partir da mesma expressão, equação IV-3 (ou equivalentemente IV-4), elas necessariamente deverão resultar num igual valor de a_s para este comprimento de onda de corte.

Procedimento semelhante foi feito para a fibra Furukawa e idênticos comportamentos foram observados. Para esta fibra, que possui comprimento de onda de corte em $1.15 \mu\text{m}$, equações IV-6 a IV-8 determinam a_s igual a 4.30 , 4.87 e $4.61 \mu\text{m}$ respectivamente. Os valores de Δ são 0.0025 , 0.0019 e 0.0022 .

Se considerarmos um erro em λ_c de até $\pm 80 \text{ nm}$, o erro nos valores do raio obtido pelas equações IV-7 e IV-8 será da ordem de $\pm 0.2 \mu\text{m}$. Já se usarmos a equação IV-6 o erro em a_s será $0.6 \mu\text{m}$. Os respectivos erros na diferença de índice relativo serão de $\pm 1.5 \times 10^{-4}$ e 3.7×10^{-4} .

Os valores da abertura numérica estão mostradas mais adiante na tabela III.

No método C o raio é determinado da equação

$$a_s = \omega_1 (0.65 + 1.619 V_{1s}^{-1.5} + 2.879 V_{1s}^{-6})^{-1}$$

onde $V_{1s} = 2.405 (\lambda_c / \lambda_1)$

Para isto devemos conhecer λ_c , e o "spot-size" ω_1 para um comprimento de onda $\lambda_1 > \lambda_c$.

Tabela II mostra o raio determinado pelas equações acima, para cada um dos valores medido de ω para a fibra Fuji kura, e para os dois comprimentos de onda encontrados pelos métodos A e B.

TABELA II

λ_1 (μm)	ω_1 (μm)	a_s (μm) $\lambda_c=1.34$ m método A	a_s (μm) $\lambda_c=1.17$ m método B
1.20	5.37	5.24	4.80
1.25	5.50	5.24	4.78
1.30	5.63	5.24	4.74
1.35	5.77	5.24	4.72
1.40	5.90	5.21	4.68
1.45	6.02	5.18	4.62
1.50	6.28	5.26	4.67

Para $\lambda_c = 1.17 \mu\text{m}$ cada comprimento de onda resulta em diferentes valores para a_s , sendo o valor médio igual a $4.72 \mu\text{m}$ com desvio de $\pm 0.06 \mu\text{m}$. Este valor é aproximadamente o mesmo (2% de diferença) que o determinado no método B pela equação IV-8 para este comprimento de onda de corte. Já para $\lambda = 1.34 \mu\text{m}$, a maioria dos comprimentos de onda determinam o raio igual a $5.24 \mu\text{m}$. Note que este valor é igual ao raio determinado pelo método A. Isto é novamente esperado, pois se estamos usando o mesmo comprimento de onda de corte encontrado pelo método A, os mesmos valores experimentais de ω , e a mesma equação IV-3, nós devemos obter o mesmo valor para a_s , independente de λ . Os três últimos comprimentos de onda mostram valores de a_s diferentes de $5.24 \mu\text{m}$, porque o erro entre o valor medido de ω , e o previsto pela equação IV-4, para este comprimento de onda é maior (veja figura V-8).

Destas observações podemos concluir que este método não traz novos resultados em comparação com aqueles obtidos pelos métodos A e B. Assim torna-se desnecessário determinar-

mos os valores de Δ e fazer a mesma análise para a fibra Furukawa.

- Um Novo Método para Determinação do Comprimento de Onda de Corte

Pelos resultados anteriores pode-se notar que λ_c depende do método utilizado para determiná-lo.

Método A, a princípio deveria ser o ideal, pois é baseado somente no comportamento da curva $\omega(\lambda)$ para $\lambda > \lambda_c$, não dependendo do comportamento imprevisto do modo LP_{11} . Contudo para termos um erro de ± 20 nm, a precisão em ω deve estar dentro de ± 0.02 μm , o que é muito difícil de se conseguir.

Já o método B, como já vimos, tende a encontrar valores subestimados de λ_c .

O novo método proposto aqui consiste em fazer uma análise na curva do coeficiente de transmissão em função de d , na região do comprimento de onda de corte da fibra, e verificar até qual comprimento de onda ainda se pode observar a existência do modo LP_{11} .

Figura V-12 mostra o fitting do coeficiente de transmissão para a fibra Furukawa, com $\lambda = 1.06$ μm . Observe que a curva do coeficiente de transmissão não é mais uma gaussiana. No intervalo de $|d|$ entre 3.0 - 6.0 μm , os pontos experimentais excedem o valor do fitting. Isto sempre deverá ocorrer quando λ for menor do que o comprimento de onda de corte real da fibra. Este aumento no coeficiente de transmissão T é devido ao fato que quando as fibras estão descentralizadas, nós estaremos excitando também o modo LP_{11} na fibra recepto-

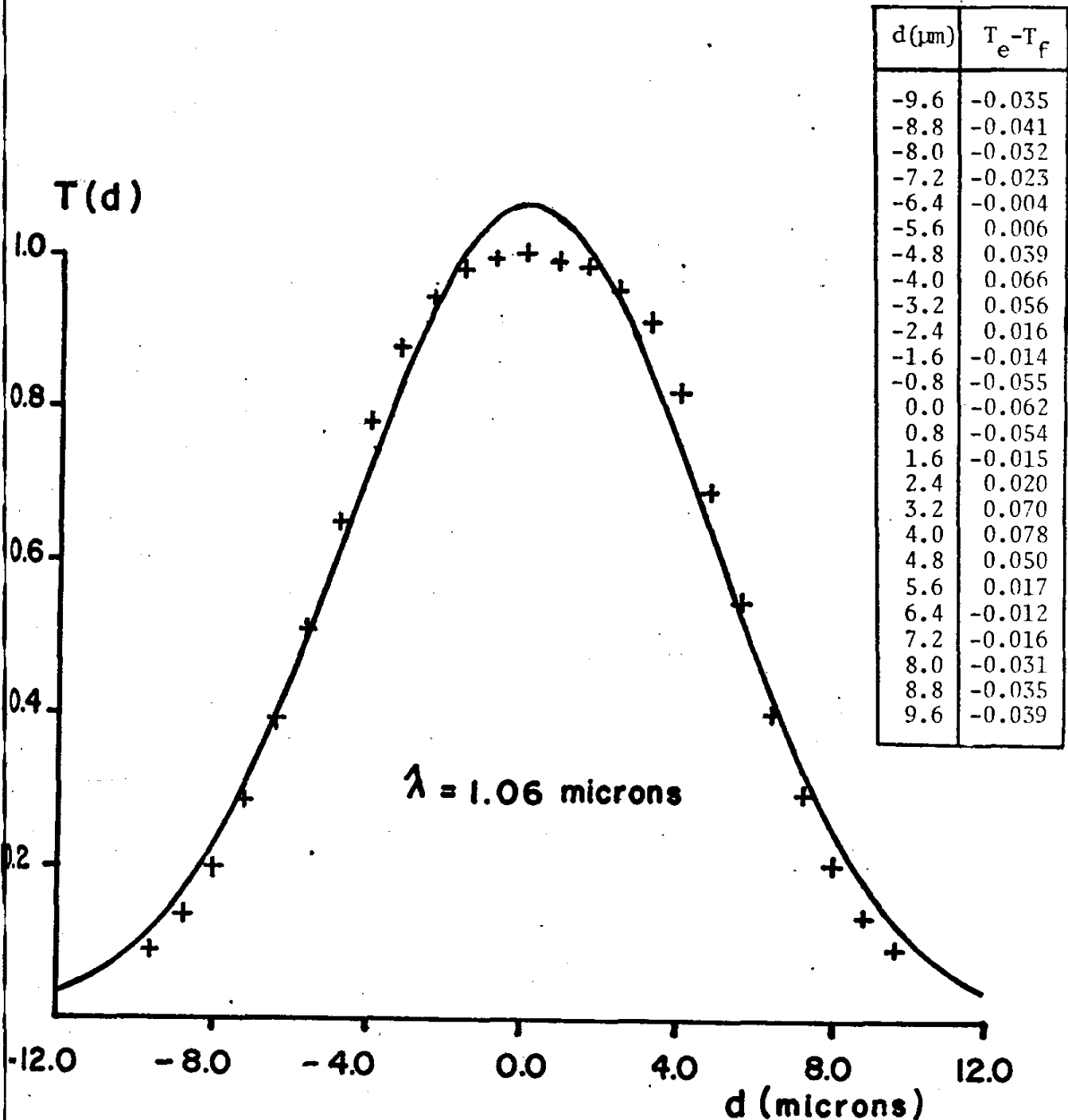


Figura V.12 Fitting das medidas do coeficiente de transmissão em função de d para a fibra Furukawa com $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, que está abaixo do comprimento de onda de corte desta fibra. Tabela ao lado mostra a diferença $T_e - T_f$. O comportamento do valor de $T_e - T$ é uma evidência da existência do modo LP_{11} na fibra receptora.

ra³³, produzindo assim um aparente aumento em T . Este aumento não ocorre para λ maior do que o comprimento de onda de corte de fibra. Ao lado da figura V-9 nós temos colocado numa tabela a diferença entre o valor do coeficiente de transmissão medido T_e , e o valor dado pelo "fitting" T_f em função de d . A existência de uma regularidade de inversão de sinal de $T_e - T_f$ (com aproximada simetria em $d = 0$) é uma característica da existência dos modos LP_{11} e LP_{01} .

Um fitting para o coeficiente de transmissão com λ na região monomodo, possuirá inversão de sinal aleatória de $T_e - T_f$ (veja tabela ao lado de figura V-3).

Embora tanto este método quanto o método B, dependem da eficiência de excitação do modo LP_{11} , bem como de suas perdas na fibra receptora, este método possui uma maior sensibilidade na detecção do modo LP_{11} . Por exemplo, um aumento em ω de $0.05 \mu\text{m}$ devido à presença do modo LP_{11} na fibra receptora pode ser detectado observando o comportamento de $T_e - T_f$. Por outro lado na técnica de Millar (método B) um aumento de $0.02 \mu\text{m}$ em ω é considerado como um erro experimental, pois a precisão nas medidas é de $\pm 0.07 \mu\text{m}$.

Nesta técnica o comprimento de onda de corte é definido como o maior valor de λ no qual podemos detectar a presença do modo LP_{11} .

Analisando os fitting para a fibra Furukawa, nós detectamos o modo LP_{11} até $1.20 \mu\text{m}$, enquanto que para a fibra Fujikura isto ocorreu em $1.25 \mu\text{m}$.

Usando equação IV-8, que como vimos é a mais adequada para prever o raio, nós encontramos para a fibra Furukawa o valor de $4.73 \mu\text{m}$. De IV-11 a diferença de índice relativa é encontrada igual a 0.0022 .

Para a fibra Fujikura os valores encontrados são respectivamente $5.01 \mu\text{m}$ e 0.0021 .

Não foi feito um estudo do erro cometido em λ_c quando determinado por este método. Porém como nesta nova técnica, a precisão na medida absoluta de ω (um pré-requisito para o método A) não é importante, e por possuir uma maior sensibilidade na detecção do modo LP_{11} , em comparação com o método B, acreditamos que o erro cometido na determinação de λ_c através de nosso método seja menor do que o das outras técnicas analisadas aqui.

Para uma melhor visualização geral dos resultados obtidos para cada método, usando uma "fiber Raman laser", estes foram reunidos em tabela III. Para o método B e para nosso método, os valores de a_s são aqueles determinados pela equação IV-8. Nesta tabela também estão mostrados os valores do raio das duas fibras obtido através de um microscópio óptico. Como podemos ver, os valores são maiores do que aqueles determinados pelos outros métodos. Isto vem confirmar o fato que o raio de uma fibra que possui um perfil arbitrário é maior do que o da sua fibra degrau equivalente (ver figura IV.1-d).

Da tabela III pode-se observar que cada método nos leva a valores diferentes para os parâmetros da fibra E.S.I. Isto reforça a proposta³⁴ de que quando se especifica os parâmetros da fibra degrau equivalente, devemos mencionar o método e os cálculos utilizados para determiná-los.

Embora de método para método os parâmetros de uma determinada fibra sejam diferentes, nota-se que a fibra Fujikura sempre possui comprimento de onda de corte e raio maior do que a fibra Furukawa. Por exemplo o valor médio de a_s para a fibra Fujikura é de $5.02 \mu\text{m}$ com desvio de 4%, enquanto que

TABELA III

MÉTODO	λ_c (μm)	a_s (μm)	Δ_s	A.N. _s
A	Fujik. 1.34	5.24	0.0023	0.098
	Furuk. 1.21	4.76	0.0022	0.097
B	Fujik. 1.17	4.82	0.0021	0.093
	Furuk. 1.15	4.61	0.0022	0.095
C	Fujik. 1.34	5.24	0.0023	0.098
	Fujik. 1.17	4.72	0.0021	0.095
NOVO MÉTODO	Fujik. 1.25	5.01	0.0022	0.096
	Furuk. 1.20	4.73	0.0022	0.097
MICROSCÓPIO	Fujikura	5.7 \pm 0.3		
	Furukawa	5.4 \pm 0.3		

para a fibra Furukawa estes valores são respectivamente 4.70 μm e 2% (o desvio para a fibra Fujikura é maior, devido a uma maior discrepância nas medidas de λ_c de um método para outro). Este valor médio do raio para a fibra Fujikura é \sim 6% maior do que o da fibra Furukawa, coincidindo com a porcentagem encontrada usando os valores de a_s obtido pelo microscópio.

V.3 Dispersão

V.3.1 Introdução

Com o desenvolvimento de fibras multimodo de perfil de índice ótimo e fibras monomodo, a largura de banda de sistemas de comunicações ópticas, passou a ser determinada pe

la dispersão material, e em menor escala pela dispersão de guia de onda.

Dispersão material, inicialmente era obtida, fazendo-se medidas em amostras de materiais de fibras, onde, usando técnicas convencionais³⁵, o índice de refração, em função do comprimento de onda era obtido. Contudo devido à possibilidade de mudanças no material causado pelo severo processamento térmico que ocorre durante o puxamento da fibra, prefere-se fazer medidas de dispersão na fibra após o puxamento. Nesta configuração, como explicaremos mais adiante, dispersão material é obtida fazendo-se medidas do atraso de tempo em função do comprimento de onda.

As primeiras medidas de dispersão foram feitas na região de 0.7 a 0.9 μm (1ª geração de sistemas de comunicações ópticas), utilizando-se vários lasers de injeção de arseneto alumínio gálio³⁶ ou por geração Raman em uma cela líquida contendo benzeno ou água, bombeada por um laser de rubi.³⁷ Porém, como teoria previa dispersão material nula em torno de 1.3 μm , o interesse em medidas de dispersão voltaram-se para esta região. Na primeira montagem executada³⁸, radiação pulsada era gerada por espalhamento Raman estimulado em uma fibra monomodo de borosilicato com baixa atenuação. A partir daí outras montagens foram propostas como, laser de corante seguido por oscilador paramétrico³⁹, e lâmpada branca pulsada⁴⁰.

V.3.2. Medidas de Dispersão Cromática Usando um Laser de Corante

Como dissemos em seção III.2.1, tendo encontrado

os coeficientes A, B, \dots, E , nós teremos determinado o índice de refração, o atraso de grupo, e o comprimento de dispersão material zero (λ_0), respectivamente usando as equações III.4, III.5 e III.6. Estes coeficientes são encontrados medindo-se o atraso de tempo t , em função do comprimento de onda, fazendo-se a seguir um fitting, pelo método do quadrado mínimo, dos pontos experimentais, usando a equação III.5.

A montagem utilizada por nós para medidas do atraso de tempo é a mesma de referência 39, com modificações na parte de encurtamento dos pulsos.

Na realidade, este sistema mede o atraso de tempo relativo, ou seja a diferença no atraso de tempo dos pulsos em relação ao de um determinado comprimento de onda de referência.

O atraso de tempo para cada comprimento de onda é obtido, encontrando-se o atraso total para o comprimento de onda de referência e somando com os respectivos atrasos relativos.

Figura V.13 mostra a montagem utilizada para medidas do atraso de tempo relativo. Pulsos de alguns Kilowatts, 1 μ s de largura temporal e sintonizável de 0.58 a 0.62 μ m, são fornecidos a uma taxa de 5 Hz, por um laser de corante (Rodamina 6G), da Chromatix. Estes pulsos são lançados num oscilador paramétrico, também da Chromatix e radiação de 0.78 a 2.6 μ m, sintonizada por temperatura, é gerada. Figura V.14 mostra o esquema deste oscilador paramétrico. O funcionamento básico é o seguinte. Dentro de um pequeno forno, cuja temperatura pode ser controlada, é colocado um cristal de LiNbO_3 (niobátio de lítio), com dimensões 0.7 x 0.7 x 7.0 cm. O cristal de LiNbO_3

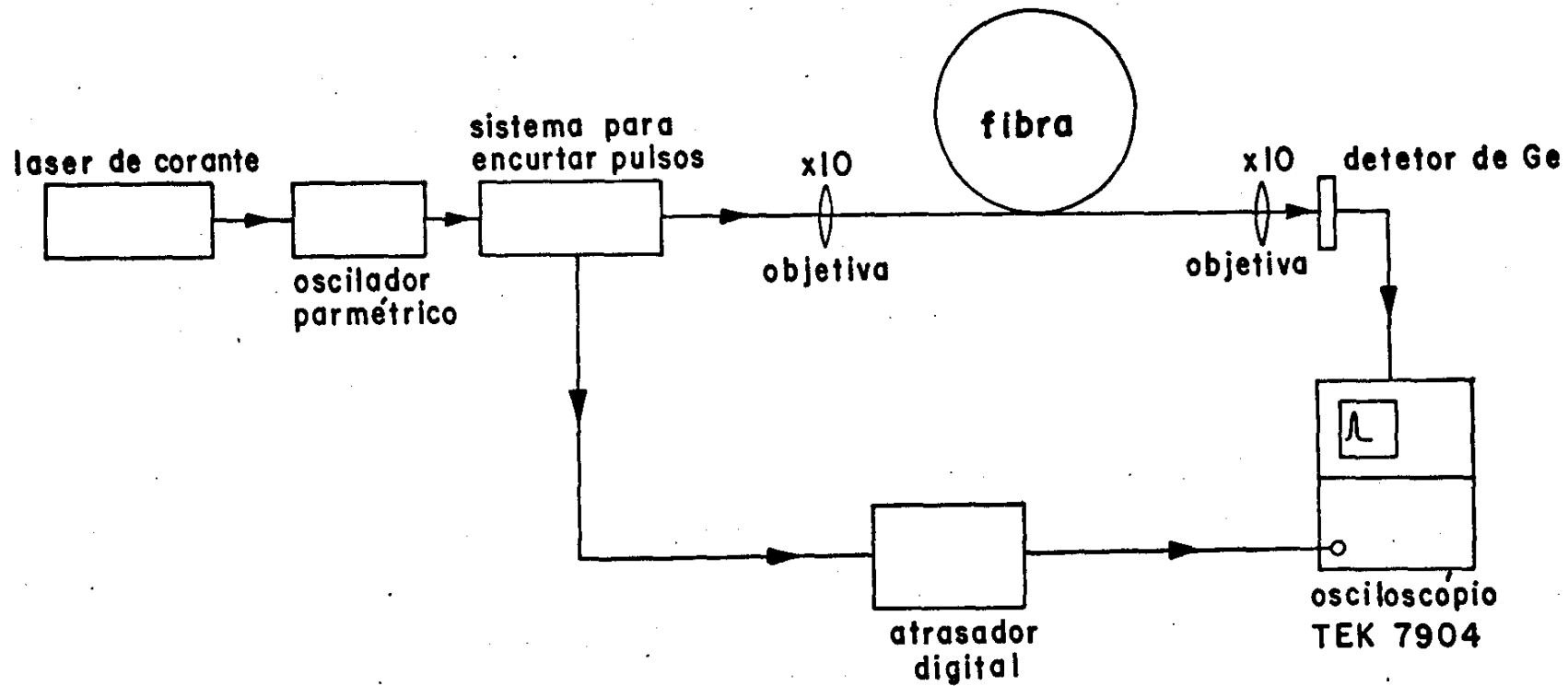


Figura V.13 "Set-up" para medidas de atraso de tempo relativo, tendo como fonte de radiação um laser de corante seguido por um oscilador paramétrico.

é altamente não linear, assim se radiação a frequência ω_i (radiação de bombeio) incide no cristal, ele absorve e emite radiação a frequência ω_1 e ω_2 , tal que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_i$. Colocando-se espelhos com refletividades adequadas em ambos os lados do cristal, nós podemos fazer oscilar tanto ω_1 como ω_2 . Para uma determinada temperatura, podemos também variar ω_1 e ω_2 modificando a frequência de bombeio do laser.

A duração dos pulsos no infra-vermelho é da ordem de 400 ns. Com pulsos desta duração, torna-se difícil medir a alteração no atraso de tempo, entre dois comprimentos de ondas diferentes, na região de 1.0 a 1.4 μm , pois estas diferenças são de algum nanosegundos para cada quilômetro de fibra. Desta maneira é necessário termos pulsos com largura de nanosegundos para podermos detectar as pequenas mudanças no atraso de tempo. Para isto foi desenvolvido um sistema simples, mostrado na figura V.15, empregando uma célula Pockel e dois polarizadores, e que funciona da seguinte maneira: O pulso de infravermelho polarizado verticalmente, passa pelo "beam splitter" e incide na célula Pockel. Enquanto não há voltagem na célula a polarização do feixe não é alterada, e a luz assim é rejeitada pelo polarizado nº 1, que tem eixo de polarização horizontal. No instante em que o pico do pulso passa pela célula Pockel, sobre ela atua uma voltagem de meia onda, com duração de 8 ns. Esta voltagem de meia onda é gerada por uma fonte de alta voltagem e um "spark-gap", fabricado pela Lasermetrics, que por sua vez foi trígado pela parte da radiação que é refletida pelo "beam-splitter" e que incide no detector de germânio. A voltagem de meia onda faz com que a polarização do feixe gire de 90° , passando de vertical para horizon

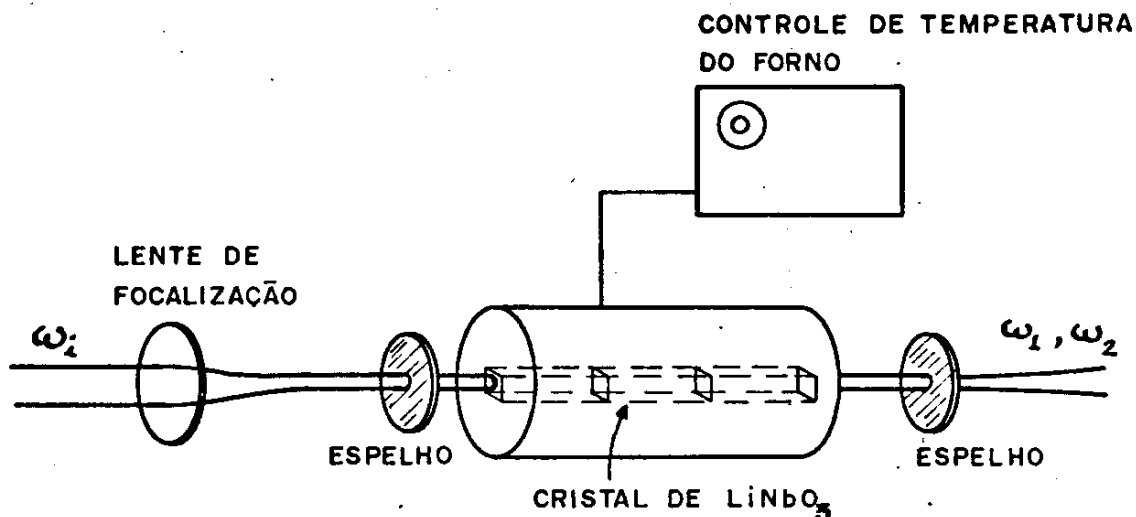


Figura V.14 Esquema do oscilador paramétrico.

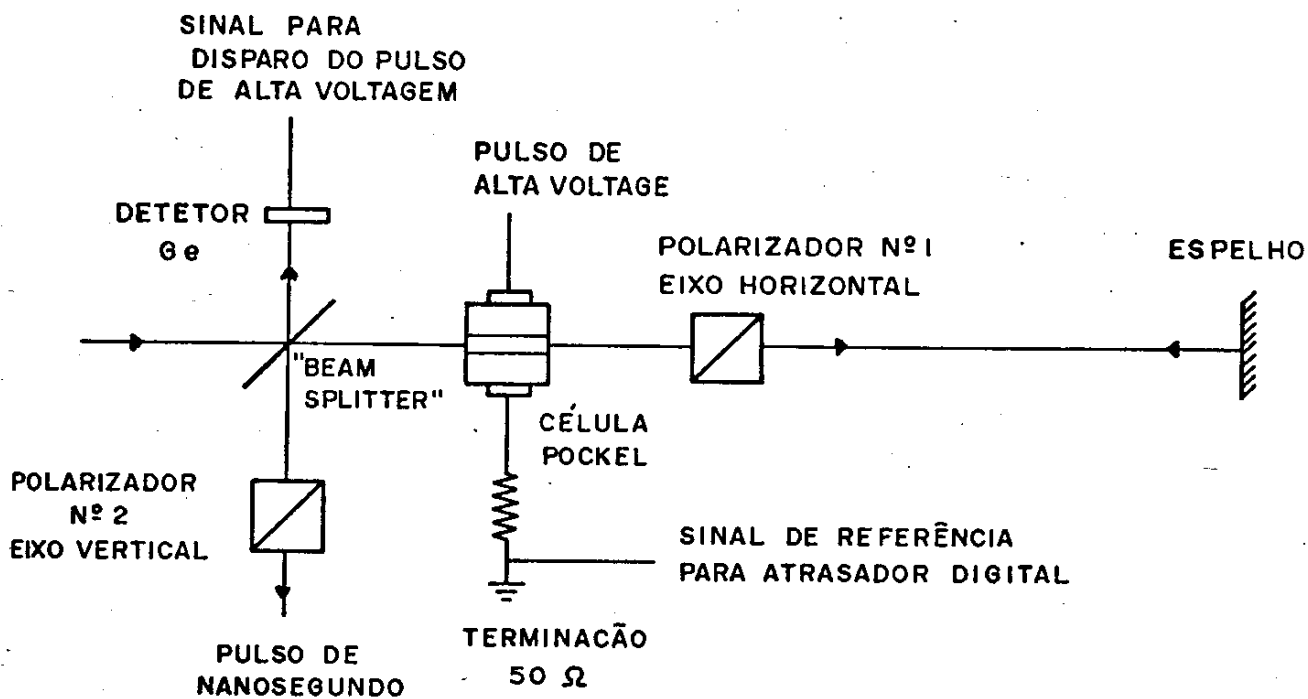


Figura V.15 Montagem desenvolvida para obtenção de pulsos de nanosegundo usando uma célula Pockel e dois polarizadores. A distância entre a célula Pockel e o espelho determina a largura do pulso.

tal, sendo assim não mais rejeitado pelo polarizador nº 1. Após os 8 ns de duração do pulso de alta voltagem, a célula não mais atuará na polarização do feixe e o restante do pulso também será rejeitado. A uma distância L da célula Pockel é colocado um espelho altamente refletor, de modo a reverter a trajetória do feixe. Se L é menor que 1.2 m, a parte inicial do pulso óptico transmitido pelo polarizador nº 1 e que foi refletido pelo espelho terá a sua polarização novamente girada de 90° , voltando a ser vertical, devido ao fato de ainda existir voltagem de meia onda atuando na célula Pockel. Em resumo, após o pulso de luz ter passado pela segunda vez pela célula, suas características serão as seguintes: $(8-2L/c)$ ns, onde c é a velocidade da luz no vácuo, terá polarização vertical, e o restante do pulso que sofreu apenas uma rotação de 90° na sua polarização, estará polarizado horizontalmente. Após o pulso refletir no "beam-splitter" novamente, ele incidirá no polarizador nº 2 que tem eixo de polarização vertical, deixando assim passar apenas os $(8-2L/c)$ ns iniciais. Se $L = 90$ cm nós teremos um pulso de saída com largura temporal de 2 ns.

Estes pulsos são lançados na fibra teste e detectado por um fotodiodo de germânio com tempo de subida de 700 ps, sendo o sinal mostrado num osciloscópio 7904, de tempo real, da Tektronix. Com esta montagem, diferenças no atraso de tempo de cerca de 250 ps, podiam ser observadas.

O atraso de tempo de um pulso numa fibra de 1 Km é de aproximadamente 5 μ s, e assim para que o pulso apareça na tela do osciloscópio, na escala de nanosegundos, o sinal de trigagem externa (ver figura V.13) deve também ser atrasado

por cerca de 5 μ s. Nós utilizamos um atrasador digital da Berkeley Nucleonics, com "jitter" especificado de 100 ps. O atraso de tempo relativo entre dois comprimentos de onda é medido observando o deslocamento que o pulso sofre na tela do osciloscópio devido aos diferentes tempos de propagação pela fibra para cada comprimento de onda.

Por motivos técnicos, com esta montagem só foi possível fazermos medidas na fibra Fujikura.

Como a fibra Fujikura é monómodo, o atraso de tempo t é devido a dispersão material (equação III.2) e em menor escala à dispersão de guia de onda (equação III.11). Contudo, como os efeitos de guia para esta fibra são pequenos, este não modificará sensivelmente a curva do atraso de tempo devido a dispersão material, e assim poderemos utilizar equação III.5 para descrever o atraso de tempo em função do comprimento de onda.

Em relação a um comprimento de onda de referência λ_r , o atraso de tempo é dado por:

$$\Delta t(\lambda) = t(\lambda) - t(\lambda_r) \quad (V.4)$$

Colocando $t(\lambda)$ e $t(\lambda_r)$ na forma dada pela equação III.5 obtemos que

$$\Delta t(\lambda) = 3B(\lambda^{-2} - \lambda_r^{-2}) + 5C(\lambda^{-4} - \lambda_r^{-4}) + D(\lambda^2 - \lambda_r^2) + 3E(\lambda^4 - \lambda_r^4)$$

Como λ_r é uma constante

$$\Delta t = A' + B'\lambda^{-2} + C'\lambda^{-4} + D'\lambda^2 + E'\lambda^4 \quad (V.5)$$

onde $A' = \text{constante}$.

A dispersão cromática é

$$C(\lambda) = \frac{1}{L} \frac{dt(\lambda)}{d\lambda}$$

Como $t(\lambda_r)$ é constante, de V.4 obtemos que

$$C(\lambda) = \frac{1}{L} \frac{d\Delta t(\lambda)}{d\lambda} \quad (\text{V.6})$$

Isto mostra que o comprimento de onda de dispersão material zero pode ser determinado fazendo-se apenas a medida do atraso de tempo relativo, a um determinado comprimento de onda de referência.

De V.6 vemos que λ_0 é o comprimento de onda no qual o atraso de tempo relativo atinge um valor extremo (um mínimo no caso).

Aqui estamos apenas interessado em determinar λ_0 . Uma análise mais profunda das propriedades de dispersão desta fibra será feito na seção V.3.3, com as medidas do atraso de tempo refeitas mais precisamente através de um "fiber Raman laser".

O comprimento de onda de corte desta fibra está em torno de $1.2 \mu\text{m}$, e assim, para evitar que o modo LP_{11} se propague pela fibra, para λ entre 0.9 e $1.2 \mu\text{m}$, foi colocado no início desta um "mode-scrambler".

Figura V.16 mostra o fitting usando a equação V.5 das medidas do atraso de tempo relativo a $0.9 \mu\text{m}$ para a fibra Fujikura. O erro máximo entre os pontos experimentais e os determinados pelo fitting é da ordem de 300 ps . O comprimento de

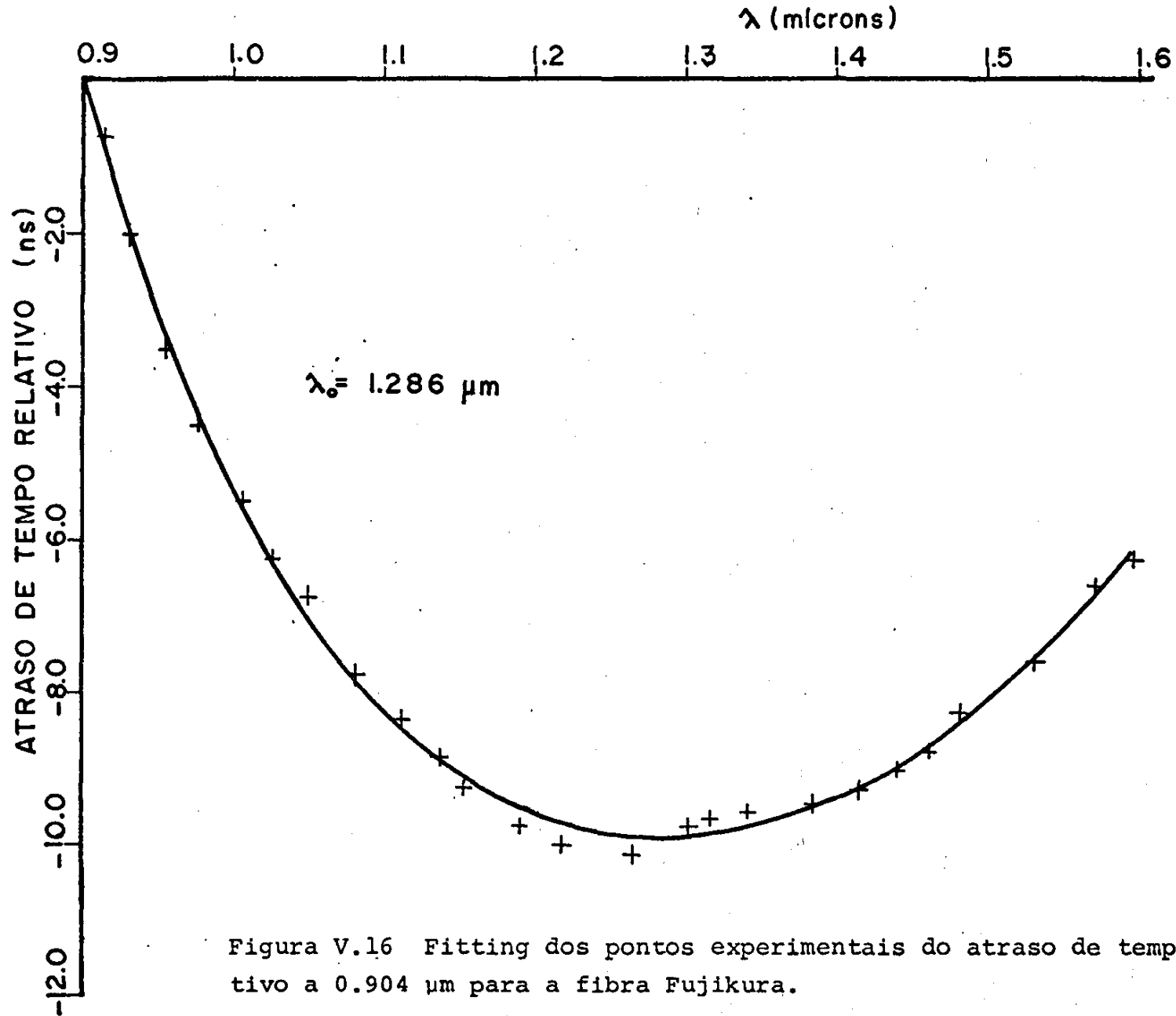


Figura V.16 Fitting dos pontos experimentais do atraso de tempo relativo a $0.904 \mu\text{m}$ para a fibra Fujikura.

onda de dispersão cromática zero foi determinado como sendo igual a $(1.286 \pm 0.003) \mu\text{m}$.

As causas maiores que nos levam a erros na medida do atraso de tempo relativos são:

- a finita largura temporal do pulso lançado (2ns). Pulsos mais curtos permitiriam-nos resolver menores diferenças no atraso de tempo, mas se diminuíssemos a largura do pulso aumentando a distância entre a célula Pockel e o espelho, a intensidade do pulso também diminuirá a níveis não possíveis de serem monitorados.

- a irregularidade na forma do pulso, causado pelo fato de que o pulso de infravermelho gerado pelo oscilador paramétrico não é estável, dificultando fixarmos uma posição de referência no pulso.

Além destes fatores que implicam no deterioramento das medidas, este método mostrou ser um tanto não prático. Isto porque, dependendo da região do espectro em que se vai fazer a medida é necessário trocarmos os espelhos do oscilador paramétrico, refazermos o alinhamento destes, modificar a temperatura do cristal e esperar sua estabilização. Para cobrir a faixa do espectro de interesse 3 conjuntos de espelhos diferentes devem ser usados.

Todas as desvantagens deste sistema são superadas usando um "fiber Raman laser" como fonte de radiação pulsada e sintonizável. Este novo sistema será discutido na próxima seção.

V.3.3. Medidas de Dispersão usando um "Fiber Raman Laser"

Nesta nova montagem cujo diagrama de bloco está mostrado na figura V.17, nós temos substituído o laser de corante, o oscilador paramétrico e o sistema com célula Pockel para encurtar pulsos, pelo laser de Nd:YAG e uma fibra monomodo de baixa perda, e que foi descrito em seção V.2.3.

Esta montagem tem a vantagem de fornecer pulsos estáveis com alta potência de pico, facilmente selecionável e com curta duração temporal (200 ps). Contudo a limitada resposta em frequência do detetor e osciloscópio alarga este pulso para 0.7 ns.

Embora o espectro de saída na fibra Raman (fig. V.6) não seja plano, a intensidade dos pulsos nos "vales" do espectro é suficientemente forte para se fazer as medidas que podemos considerar o espectro como continuamente sintonizável.

Não havendo aqui as principais fontes de erros que ocorre na montagem com o laser de corante, a precisão nas medidas passa a ser estabelecido pelo "jitter" do sinal de tri-gagem externa (± 100 ps), que é normalmente fornecido pelo atrasador digital. Pesquisadores japoneses⁴¹ desenvolveram em laboratório um atrasador eletrônico digital com "jitter" de 25 ps. Nós desenvolvemos um sistema muito mais simples de tri-gagem externa (figura V.17) utilizando-nos apenas de uma fibra monomodo de 100 m e um prisma para fazer dispersão espacial dos comprimentos de onda Stokes onde conseguiu-se eliminar totalmente o "jitter".

Basicamente o funcionamento deste sistema de tri-gagem é o seguinte: O pulso óptico após percorrer a fibra tes

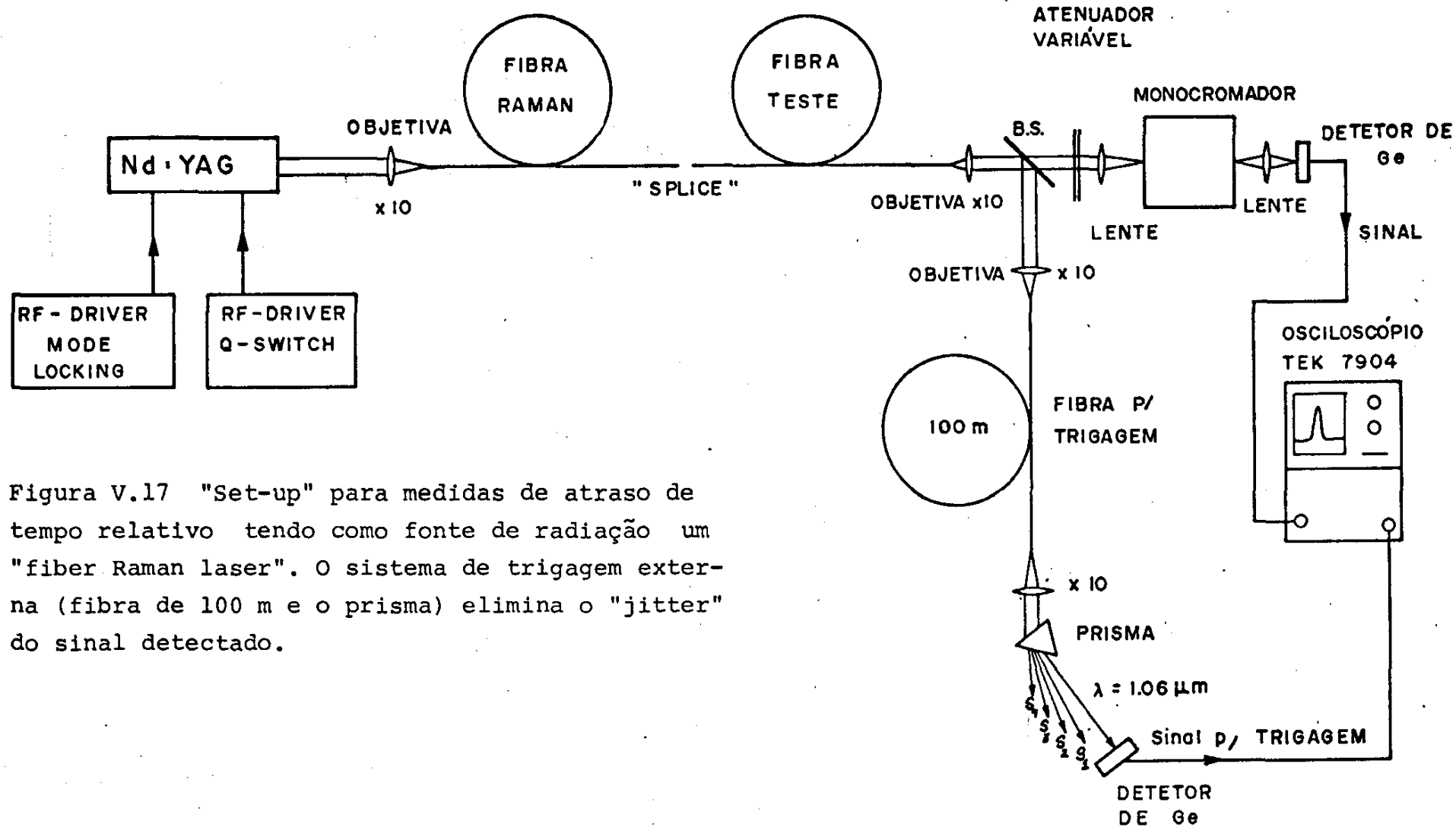


Figura V.17 "Set-up" para medidas de atraso de tempo relativo tendo como fonte de radiação um "fiber Raman laser". O sistema de trigagem externa (fibra de 100 m e o prisma) elimina o "jitter" do sinal detectado.

te é dividido em dois por um "beam-splitter", sendo uma parte lançada para o monocromador para ser selecionada e detectada pelo fotodiodo e outra parte lançada numa fibra monomodo de 100 m para a trigagem externa, pois como se pode ver na figura V.18, que mostra o envelope dos vários comprimentos de onda Stokes em função do tempo, para se monitorar todos os comprimentos de onda no osciloscópio na escala de nanosegundo, necessitamos dar um atraso da ordem de 500 ns no sinal de trigagem externa.

O prisma após a fibra monomodo é colocado para separar espacialmente as várias ordens Stokes de maneira que o sinal de trigagem externa seja feita através do comprimento de onda do laser, do contrário as várias ordens Stokes gerariam várias trigagens causando um "jitter" no sinal a ser monitornado.

Pelos mesmos motivos que foram descritos em seção V.2.3 onde se fez uma montagem semelhante para medidas do "spot-size" com um "fiber Raman laser" nós temos colocado o monocromador após a fibra teste. Isto também permitirá utilizar o pequeno "spot-size" da fibra Raman para se fazer medidas de dispersão em função da posição radial de excitação numa fibra multimodo.

Com este sistema as medidas do atraso de tempo relativo são feitas muito rapidamente, pois tendo fixado no osciloscópio um pulso a um determinado comprimento de onda de referência, bastará modificar o comprimento de onda com o monocromador e fazer a leitura no osciloscópio da variação relativa do tempo de propagação.

Normalmente as leituras do atraso de tempo são feitas na escala de 500 ps, e usando um atrasador de sinal variável

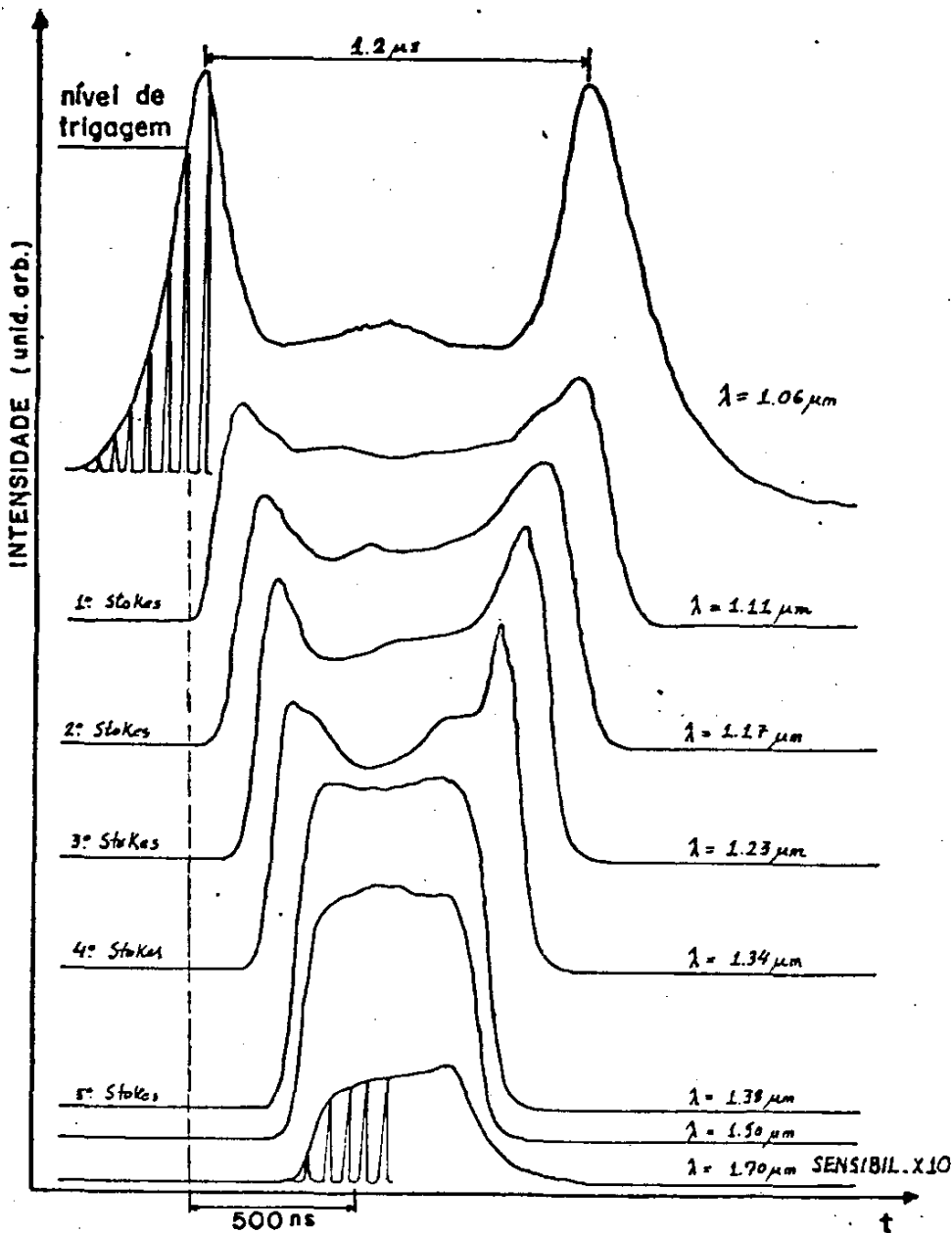


Figura V.18 Envelope dos pulsos "Stokes" em função do tempo medido com um "box-car". A dependência com o tempo da intensidade do pulso do laser ($\lambda = 0.904 \mu\text{m}$) antes de passar pela fibra Raman é aproximadamente gaussiana, com duração à meia altura de aproximadamente 400 ns. A depressão existente no meio do pulso, após este percorrer a fibra é causada pela transferência de energia deste comprimento de onda para o 1º "Stokes" ($\lambda = 1.11 \mu\text{m}$), e pela diferença de tempo entre os dois lóbulos ($1.2 \mu\text{s}$) conclui-se que praticamente toda a energia deste pulso é transferida. Observe que uma determinada linha "Stokes" inicia, a partir do instante que o Stokes que o precede (λ menor) atinge uma determinada intensidade no qual começa ocorrer a transferência de energia. Por isto as últimas linhas "Stokes" são mais estreitas no tempo.

vel que faz parte do amplificador 7A19, variações de até 30 ps podiam ser observadas.

- Dependência de λ_0 com a Porcentagem de Germânio

Desde que em fibras multimodo dispersão de guia de onda pode ser desprezada, o alargamento do pulso em fibras de perfil otimizado é determinado pela dispersão material.

Como dispersão material é proporcional à derivada segunda do índice de refração em relação a λ , a colocação de dopantes no núcleo da fibra para alterar o índice de refração modificará a curva de dispersão material. Conseqüentemente λ_0 será diferente para cada tipo de dopante bem como de suas concentrações pois cada um altera o índice de refração da sílica de maneira diferente. O boro, é um dopante utilizado para diminuir o índice de refração⁴² em relação ao da sílica pura. Fibras de borossilicato possuem λ_0 menor do que o da sílica pura que é igual a 1.273 μm . Já o germânio que é utilizado para aumentar o índice de refração⁴³, desloca λ_0 para maiores valores.

Dentre outros objetivos estamos interessados em verificar a dependência de λ_0 com a concentração de germânio na fibra.

Vários autores tem publicado artigos a respeito deste assunto e tem-se verificado uma aparente dependência linear de λ_0 com a porcentagem de Ge. Contudo a inclinação desta reta varia entre as publicações, provavelmente devido aos diferentes métodos usados para tais medidas. Por exemplo Kobayashi et. al.⁴⁴ fizeram medidas de dispersão em amostras do material da fibra pelo método do desvio mínimo³⁵. Payne et.

al.³⁹ e Chinlon Lin⁴⁵ et. al. usaram a mesma técnica utilizada aqui, contudo os primeiros utilizaram várias fibras degrau enquanto o segundo fibras gradual, com diferentes porcentagens de Ge.

Nós utilizaremos outro procedimento para determinarmos a variação de λ_0 com a dopagem da fibra.

Figura V.19 mostra o perfil de índice da fibra Bell Northern. Se um feixe é lançado numa posição localizada do núcleo da fibra, a uma distância r do centro, este excitará um grupo de modos⁴⁶ que se propagará, caso, não haja conversão destes, dentro de uma região cilíndrica concêntrica com o eixo da fibra e que possui raio interno r_1 tal que $r_1 < r < r_2$ (veja figura V.20). Por exemplo, se a radiação é lançada na posição 2 (figura V.19) esta percorrerá a fibra por uma região de maior índice de refração do que seria, caso fosse lançada na posição 5.

Assim conhecendo o perfil de índice da fibra e a relação entre Δn e a porcentagem de dopante, expressa em rol %, nós podemos fazer uma associação entre a posição radial de lançamento e a porcentagem de dopante.

Devido ao pequeno núcleo da fibra Raman esta foi utilizada para excitar diretamente as fibras multimodo. De medidas de "far-field" o "spot-size" da fibra Raman na região de 1.0 μm foi determinado como sendo da ordem de 4 μm .

Para se encontrar a posição de lançamento precisamente, a fibra Raman é colocada num microposicionador motorizado a passos com resolução de 0.4 μm . Determinação do núcleo da fibra multimodo é feita, fazendo-se varreduras com a fibra Raman nas duas direções perpendiculares ao eixo da fibra até se determinar uma posição de mínimo na transmissão do sinal,

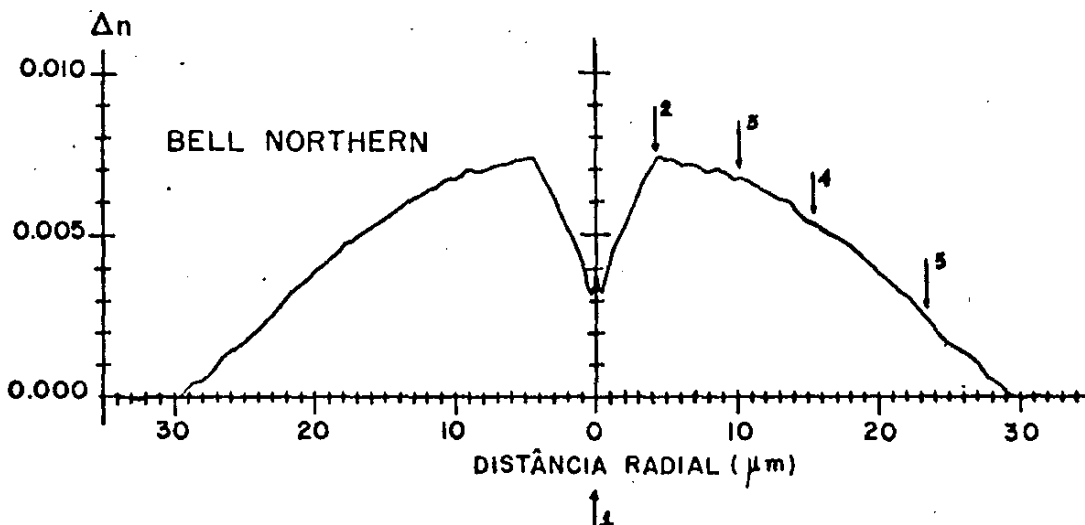


Figura V.19 Perfil de índice de refração da fibra Bell Northern medido por técnicas interferométrica. As setas indicam as posições de lançamento para medidas da dependência de λ_0 com a porcentagem de dopante.

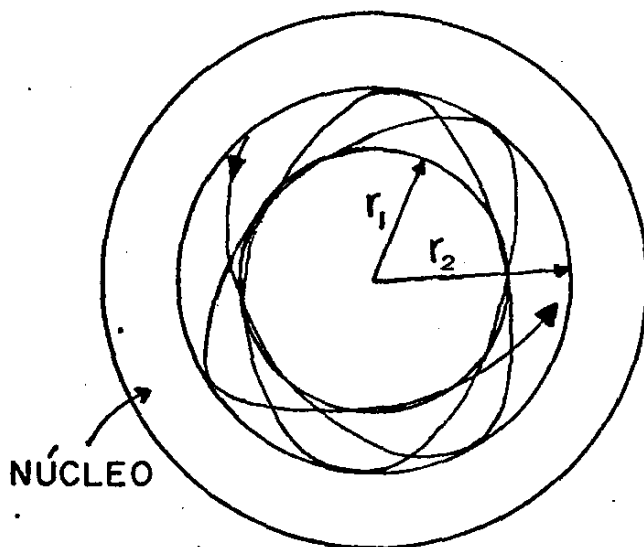


Figura V.20 Esta figura mostra os limites da região de propagação de um determinado grupo de modos, numa fibra que não tem conversão de modo. A posição de excitação está em r , onde $r_1 < r < r_2$.

causado pelo "díp" no perfil da fibra.

Foram feitas medidas de λ_0 para cinco posições diferentes de lançamento no núcleo tanto para a fibra Bell Northern [figura V.19] como para a fibra Telebrás. As posições de lançamento são expressas em termos da coordenada radial r/a onde a é o raio da fibra.

Devemos mencionar aqui que, devido ao fato que os comprimentos de onda Stokes são gerados praticamente no início da fibra Raman eles chegarão ao final desta e conseqüentemente serão lançadas na fibra teste em tempos diferentes devido a dispersão material. Portanto o atraso relativo medido após a fibra teste é a soma do atraso gerado pela fibra Raman e o atraso causado pela fibra teste. Logo para determinar o atraso devido à fibra teste devemos conhecer o atraso relativo dos vários comprimentos de onda Stokes em relação ao mesmo comprimento de onda de referência usados nas medidas.

Figura V.21 mostra o atraso relativo da fibra Raman, o atraso relativo medido após a fibra teste em $r/a = 0$ e da diferença destes (o atraso relativo devido a fibra teste) em função do comprimento de onda, para as duas fibras multimodo. Os pontos experimentais são fitados pela equação V.5 e λ_0 , o comprimento de onda em que ocorre um mínimo em Δt é determinado. O erro médio entre os pontos experimentais e os determinados pelo "fitting" é da ordem de ± 10 ps.

Figura V.22 mostra o atraso relativo a $1.06 \mu\text{m}$ para a fibra Bell Northern para $r/a = 0.13, 0.33, 0.51$ e 0.77 . Tabelas abaixo mostram os valores de λ_0 para cada posição de lançamento nas duas fibras.

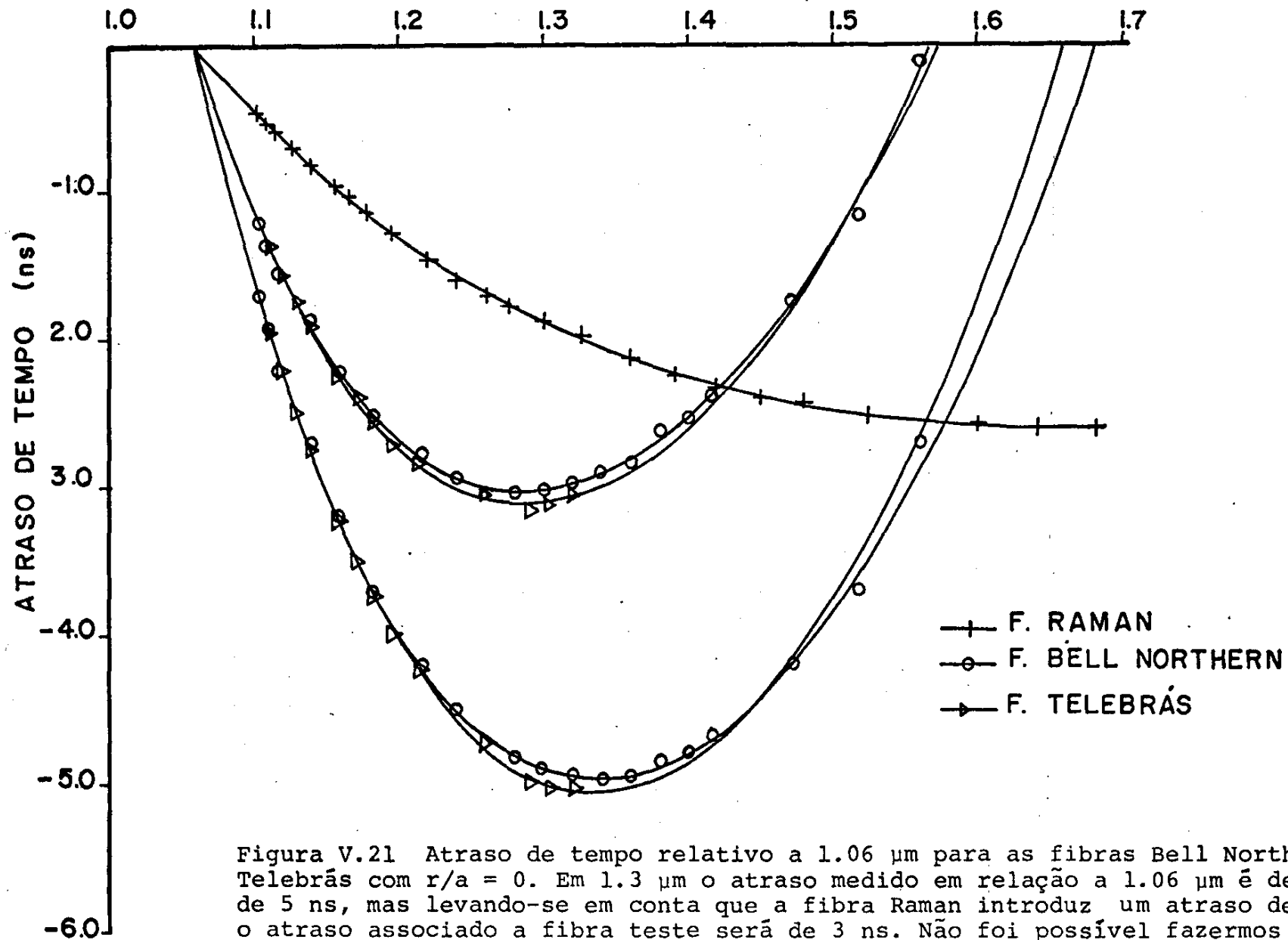


Figura V.21 Atraso de tempo relativo a $1.06 \mu\text{m}$ para as fibras Bell Northern e Telebrás com $r/a = 0$. Em $1.3 \mu\text{m}$ o atraso medido em relação a $1.06 \mu\text{m}$ é de cerca de 5 ns , mas levando-se em conta que a fibra Raman introduz um atraso de 2 ns , o atraso associado a fibra teste será de 3 ns . Não foi possível fazermos medidas para $\lambda > 1.32 \mu\text{m}$ na fibra Telebrás devido a alta atenuação desta, causada pelo ion OH.

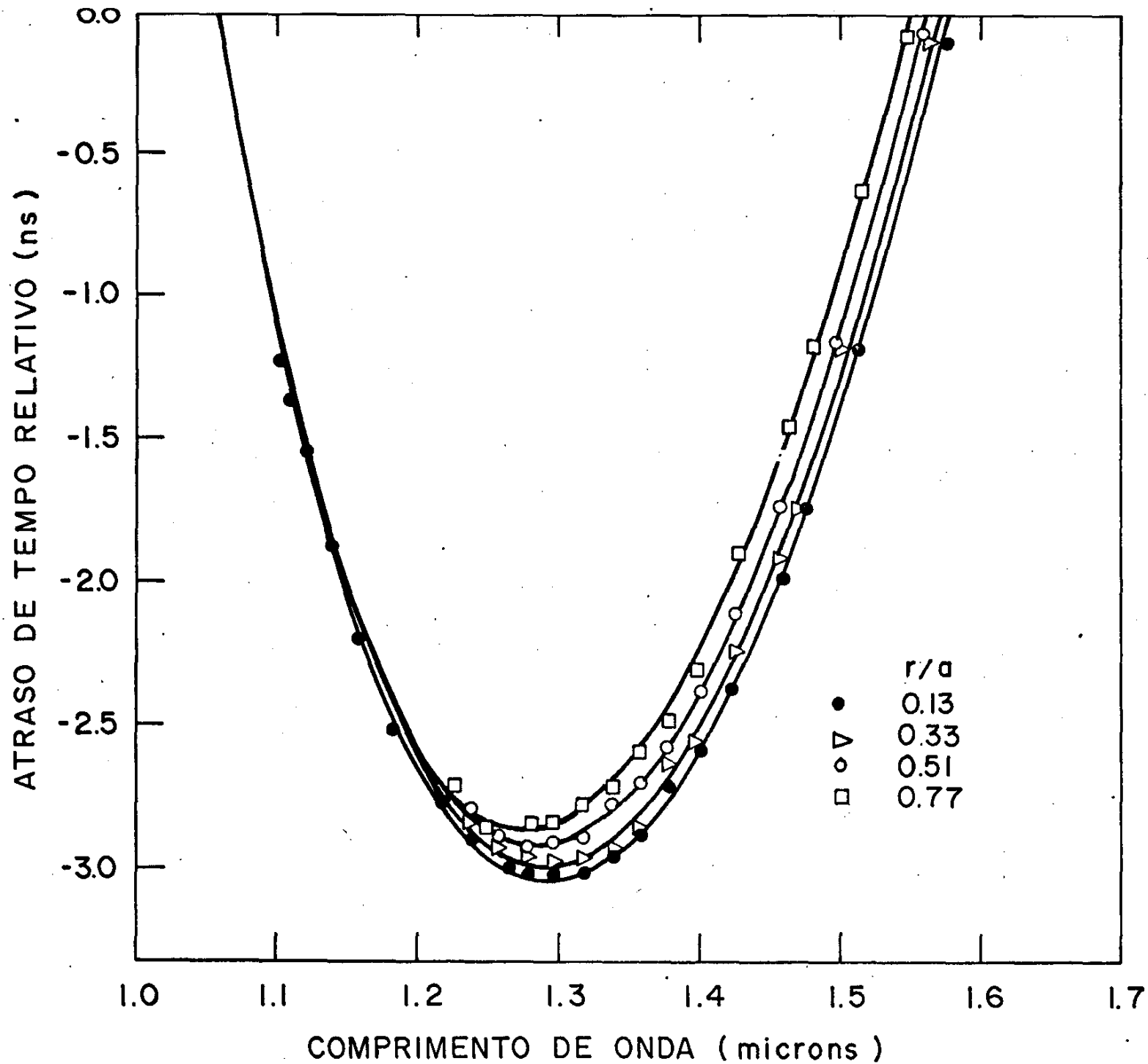


Figura V.22 Atraso relativo a $1.06 \mu\text{m}$ na fibra Bell Northern para $r/a = 0.13, 0.33, 0.51$ e 0.77 . Para evitar superposição de símbolos para $1.06 \leq \lambda \leq 1.2 \mu\text{m}$, colocamos apenas os pontos experimentais no caso de $r/a = 0.13$, nesta região. O atraso devido a fibra Raman já está considerado.

Bell Northern		Telebrás	
r/a	λ_0 (μm)	r/a	λ_0 (μm)
0	1.2875	0	1.2762
0.13	1.2952	0.16	1.2727
0.33	1.2925	0.4	1.2820
0.51	1.2879	0.61	1.2808
0.77	1.2785	0.90	1.2797

A precisão nos valores de λ_0 , determinada pelos erros na medida do atraso de tempo é melhor do que 1 nm.

Observando os dados da fibra Bell Northern, excetuando $r/a = 0$, notamos uma contínua diminuição de λ_0 com o aumento da coordenada radial normalizada. Disto pode-se deduzir que esta fibra não possui conversão de modos pois do contrário, se a radiação lançada num grupo de modos fosse convertida para outro grupo o valor de λ_0 passará a ser maior ou menor que o previsto. Note que o mesmo não ocorre com os dados da fibra Telebrás. Para uma melhor visualização destes, figura V.23 mostra o gráfico de λ_0 em função da coordenada radial normalizada. A variação de λ_0 para a fibra Bell Northern se assemelha com seu perfil de índice, onde inclusive se observa a presença do "dip". Por outro lado os dados da fibra Telebrás não tem comportamento definido, levando-nos a concluir que esta fibra possui conversão de modo.

Figura V.24 mostra a dependência de λ_0 com a porcentagem de germanio, onde se verifica uma dependência linear entre estes. A concentração de Ge foi calculado a partir do perfil do índice de refração da fibra, supondo uma variação linear⁴³ do índice com a porcentagem de Ge.

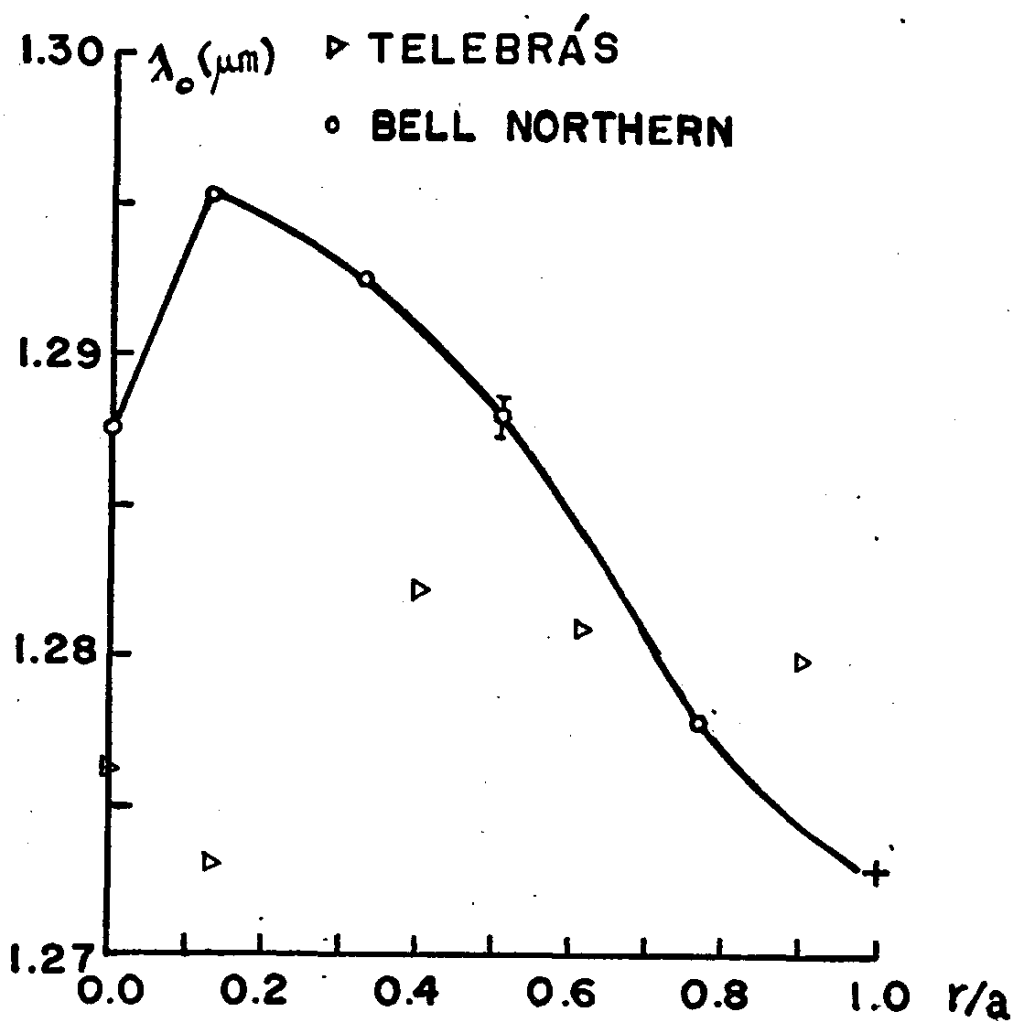


Figura V.23 Variação de λ_0 com a posição de excitação, expressa em coordenada radial normalizada r/a . A cruz denota λ_0 para a sílica pura, material da casca.

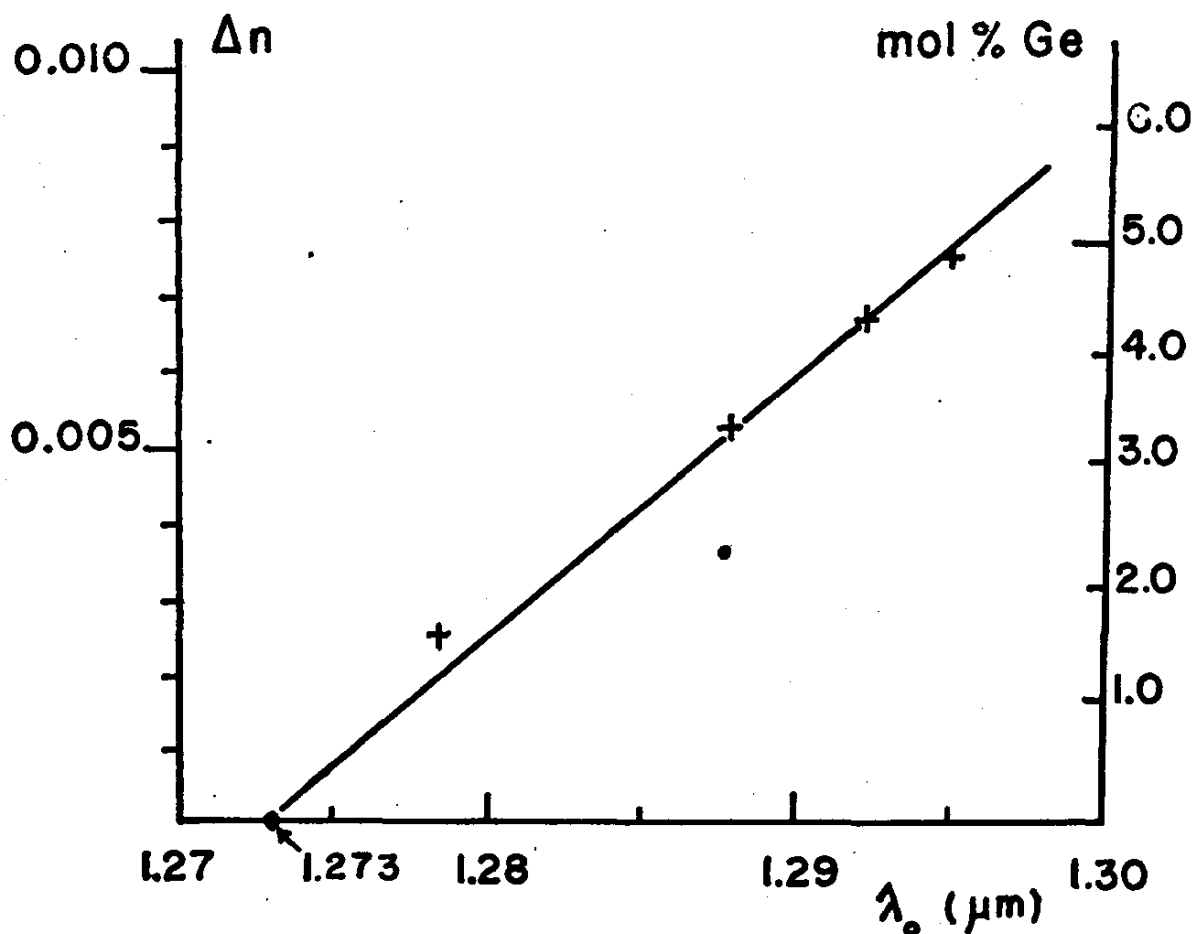


Figura V.24 Dependência de λ_0 com a porcentagem Ge. O coeficiente linear que relaciona Δn com a porcentagem de germânio foi obtido de referência 44.

O valor de λ_0 para $r/a = 0$, representada por um círculo na figura V.23 não pertence a reta. Isto é causado pelo finito "spot-size" da fibra Raman que preenche todo o "dip" dificultando determinar qual grupo de modo foi excitado. Somma-se a este o fato de que luz lançada no "dip" tende a sofrer conversão de modo devido a incapacidade de se guiar luz nesta parte da fibra.

O coeficiente angular da reta foi encontrado como sendo igual a $4.5 \times 10^{-3} \mu\text{m/mol} \%$.

Visando uma comparação, colocamos em figura V.25 os resultados da variação de λ_0 com a porcentagem de dopantes para os vários métodos usados, ou seja medidas em amostras, em fibras degrau e em gradual. Observando a figura nota-se que cada método resulta em diferentes coeficientes angulares da reta associada. Estes valores são 6.2×10^{-3} , 4.7×10^{-3} e $3.6 \times 10^{-3} \mu\text{m/mol} \%$ para os métodos que usam fibra degrau, gradual e amostras respectivamente. Deve-se questionar os dados da fibra-degrau pois a pequena largura de banda destas fibras introduz erros na leitura do atraso relativo. Além disto a região de 1.38 μm mostra ser inacessível para as medidas devido ao pico de absorção causado pelo ion OH, bem como este parece afetar o atraso de tempo dos pontos vizinhos a esta região.

- Determinação do Índice de Refração em Fibras Multimodo

Até agora nós temos feito apenas medidas do atraso de tempo relativo a um determinado comprimento de onda, do qual é possível encontrar λ_0 .

Porém, para se determinar o índice de refração e a dispersão material em função do comprimento de onda, respec

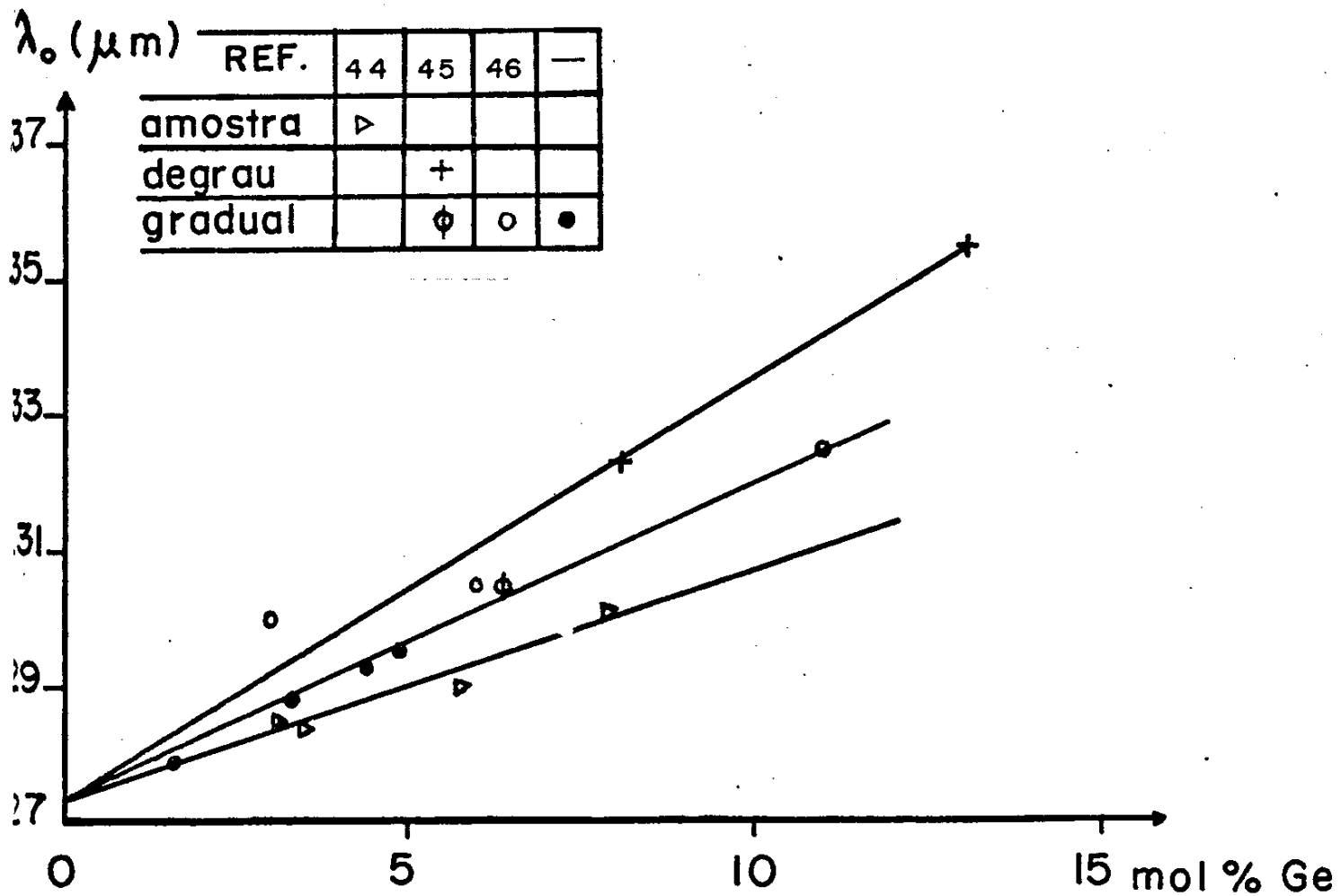


Figura V.25 Dependência de λ_0 com a porcentagem de germânio obtido usando as três técnicas diferentes, ou seja medidas em amostra, fibra degrau e gradual. Círculos cheios representam nossos resultados.

tivamente usando equações III.4 e III.6 devemos fazer medidas do atraso de tempo em função do comprimento de onda e através de um fitting deste determinar os coeficientes A,B,C,D e E.

Como já foi explicado, para se determinar $t(\lambda)$ basta medir o atraso relativo $\Delta t(\lambda)$ em relação a um comprimento de onda de referência e o atraso de tempo para este comprimento de onda. Como não se consegue medir o atraso de tempo para $1.06 \mu\text{m}$ (que tem sido usado como referência) devido a alta taxa de repetição (100 MHz) dos pulsos "mode-lock", foi necessário modificar o comprimento de onda de referência para $0.904 \mu\text{m}$ onde é possível fazer tal medida com um laser de semicondutor. Consequentemente foi necessário fazermos medidas do atraso de tempo relativo entre 0.904 e $1.06 \mu\text{m}$.

Para se conseguir radiação abaixo de $1.06 \mu\text{m}$ necessitamos substituir a fibra Raman por outra fibra monomodo de baixa perda, mas que possua comprimento de onda de corte acima de $1.06 \mu\text{m}$. Neste caso, além dos comprimentos de ondas Stokes ($\lambda > 1.06 \mu\text{m}$) nós teremos também a geração de anti-Stokes⁴⁷ ($\lambda < 1.06 \mu\text{m}$).

Nós utilizamos 100 m da fibra Fujikura e figura V.26 mostra o espectro obtido no final desta. Esta fibra não foi utilizada todo o tempo porque possui um núcleo maior ($10.4 \mu\text{m}$) do que a primeira fibra Raman ($7 \mu\text{m}$), o que é uma característica indesejável, pois diminui a resolução na posição de excitação na fibra.

Figura V.27 mostra o "set-up" utilizado para medidas do atraso de tempo para $\lambda = 0.904 \mu\text{m}$, comprimento de onda de emissão do laser de arseneto de gálio.

Os atrasos de tempo medido para a fibra Bell Northern que tem 980.7 m de comprimento e a fibra Telebrás que

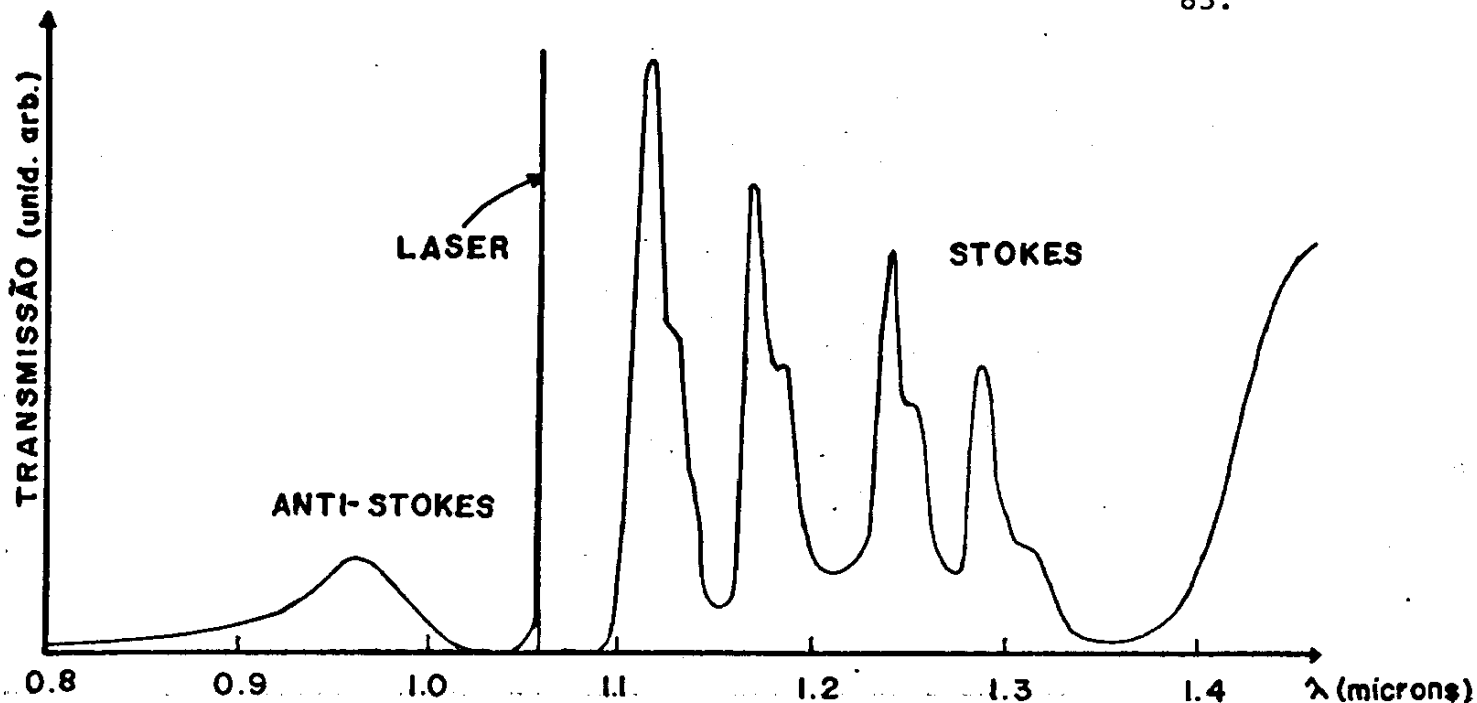


Figura V.26 Espectro de saída da fibra Fujikura quando bombeada pela radiação pulsada do laser de Nd:YAG a 1.06 μm .

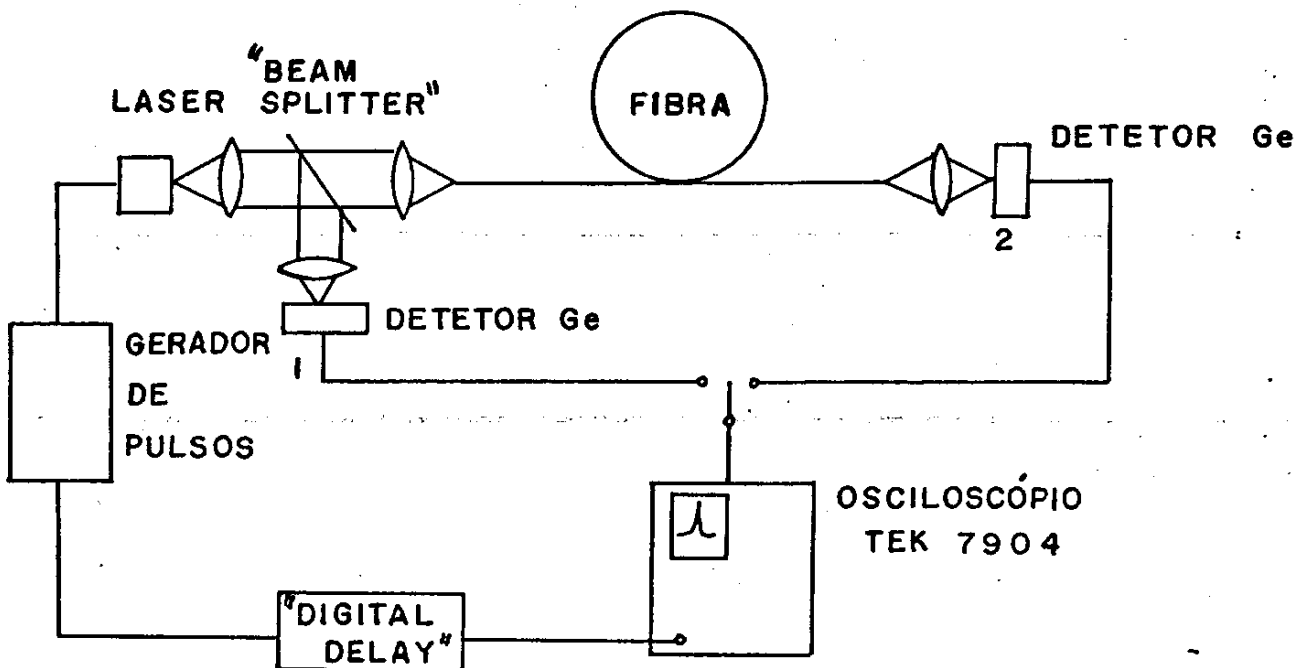


Figura V.27 "Set-up" para medidas do atraso de tempo para $\lambda = 0.904 \mu\text{m}$, comprimento de onda de emissão do laser de arseneto de gálio. Este laser emite pulsos de 100 ps com uma taxa de repetição de 2.5 KHz. Com o detetor na posição 1, ajusta-se a trigagem externa de maneira a centrar o pulso na tela do osciloscópio na escala de 1 ns. A seguir com o detetor na posição 2, faz-se um atraso no sinal de trigagem externa para novamente centrar o pulso na tela. Este atraso é igual ao tempo de propagação pela fibra.

possui 888.7 m foram respectivamente 4772 ns e 4335 ns. A precisão nas medidas é de ± 1 ns. Os atrasos de tempo relativo a 0.904 μm foram encontrados com lançamento de luz nas posições de máximo valor do índice do núcleo que corresponde $r/a = 0.13$ na fibra Bell Northern e $r/a = 0.16$ na fibra Telebrás.

Destes resultados nós determinamos o atraso de tempo em função do comprimento de onda para as duas fibras.

Figura V.28 mostra os fitting dos dados usando equação III.5.

Os coeficientes encontrados estão listados abaixo.

	BELL NORTHERN	TELEBRÁS
A	1.455869	1.454247
B	0.1487254E-2	0.2777593E-2
C	0.3540615E-3	0.2846476E-5
D	0.6401837E-3	0.8565359E-3
E	0.167328E-3	0.415574E-3

* estes coeficientes determinam o tempo em nanosegundos e comprimento de onda em microns.

Figura V.29 mostra a variação do índice de refração em função do comprimento de onda, encontrado com equação III.4 e os coeficientes acima. Para a fibra Bell Northern o valor do índice de refração para $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ foi encontrado como sendo igual a 1.458 em boa concordância com o valor de 1.459 determinado por técnicas interferométricas. O erro que é menor do que uma parte em mil é devido à incerteza proveniente das medidas do comprimento da fibra. Para a fibra Telebrás

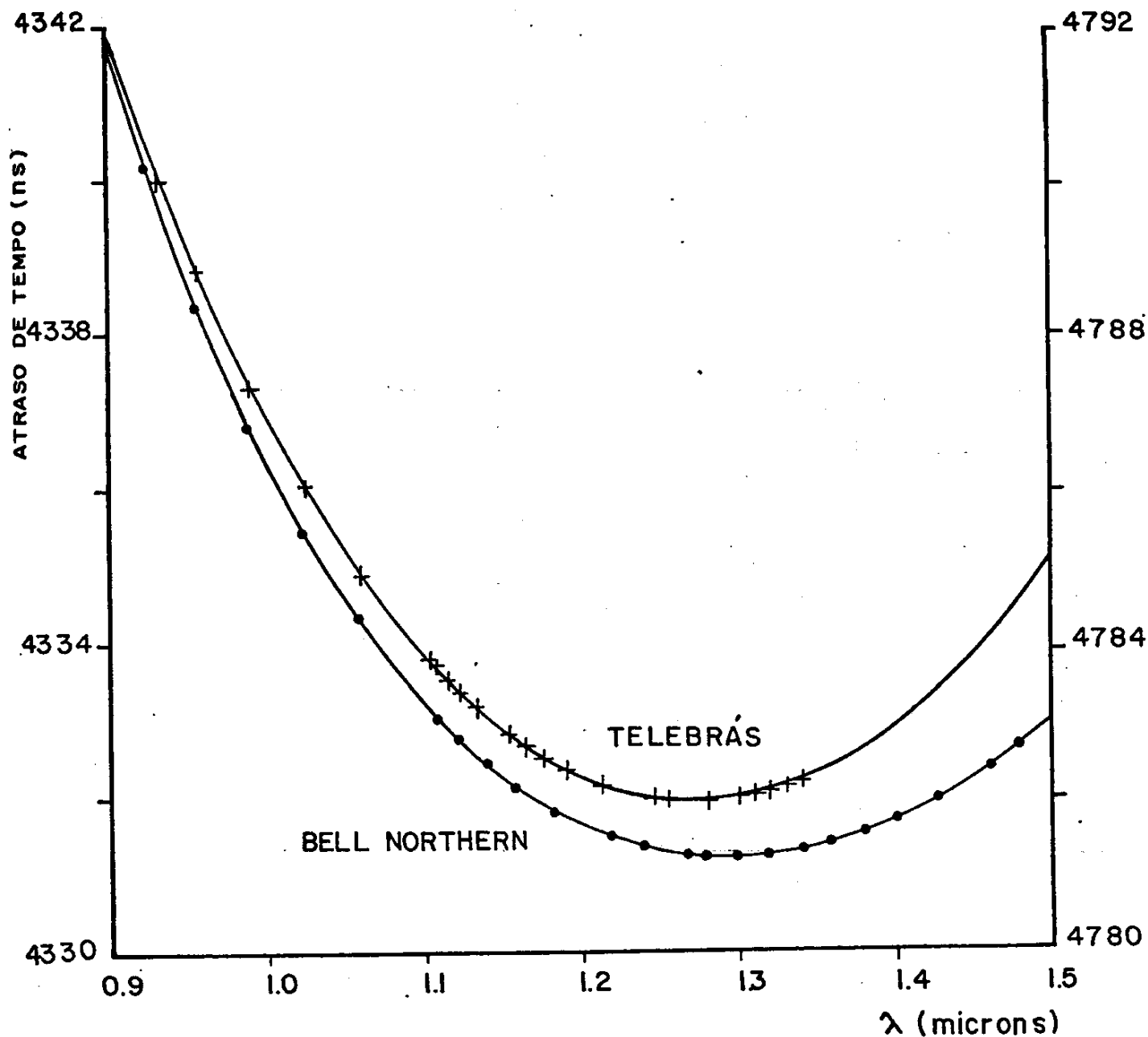


Figura V.28 Fitting dos pontos experimentais do atraso de tempo para a fibra Bell Northern e Telebrás, para $r/a = 0.13$ e 0.16 respectivamente. A diferença média entre o valor dado pelo fitting e os pontos experimentais é menor do que 15 ps. Referência aos dados da fibra Bell Northern é feita à esquerda, e aos da Telebrás à direita.

estes valores são respectivamente 1.458 e 1.463. O erro maior observado é causado pela conversão de modos que ocorre nesta fibra.

Em figura V.30 nós temos plotado a dispersão material (equação III.6) para a fibra Bell Northern e para a sílica pura, cujos dados foram obtidos de referência 44. Verifica-se que a adição de dopantes (Ge) aumenta a dispersão material da fibra para $\lambda < \lambda_0$. Por exemplo em $\lambda = 0.904 \mu\text{m}$ a dispersão material para a sílica pura é $-64.9 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ enquanto que a fibra Bell Northern que possui 5 mol % de Ge, a dispersão é $-70.6 \text{ ps}/(\text{nm.km})$.

- Dispersão Cromática em Fibras Monomodo

Em fibras monomodo, além da dispersão material, teremos também a dispersão de guia de onda. Portanto o atraso de tempo é dado por equação III.10.

$$t = \frac{L}{c} N_1(\lambda) + n_1 \Delta \frac{d(Vb)}{dV}$$

onde o primeiro termo caracteriza a dispersão material e o segundo a de guia de onda. Desde que a dispersão de guia de onda nestas fibras é pequena em comparação à dispersão material, nós poderemos também usar equação III.5 para descrever o atraso de tempo associado à dispersão cromática. Medidas do atraso de tempo para as fibras monomodo são feitas de maneira análoga às das fibras multimodo, quando da determinação do índice de refração.

Figura V.31 mostra os pontos experimentais fitados pela equação III.5, para a fibra Fujikura e Furukawa. O

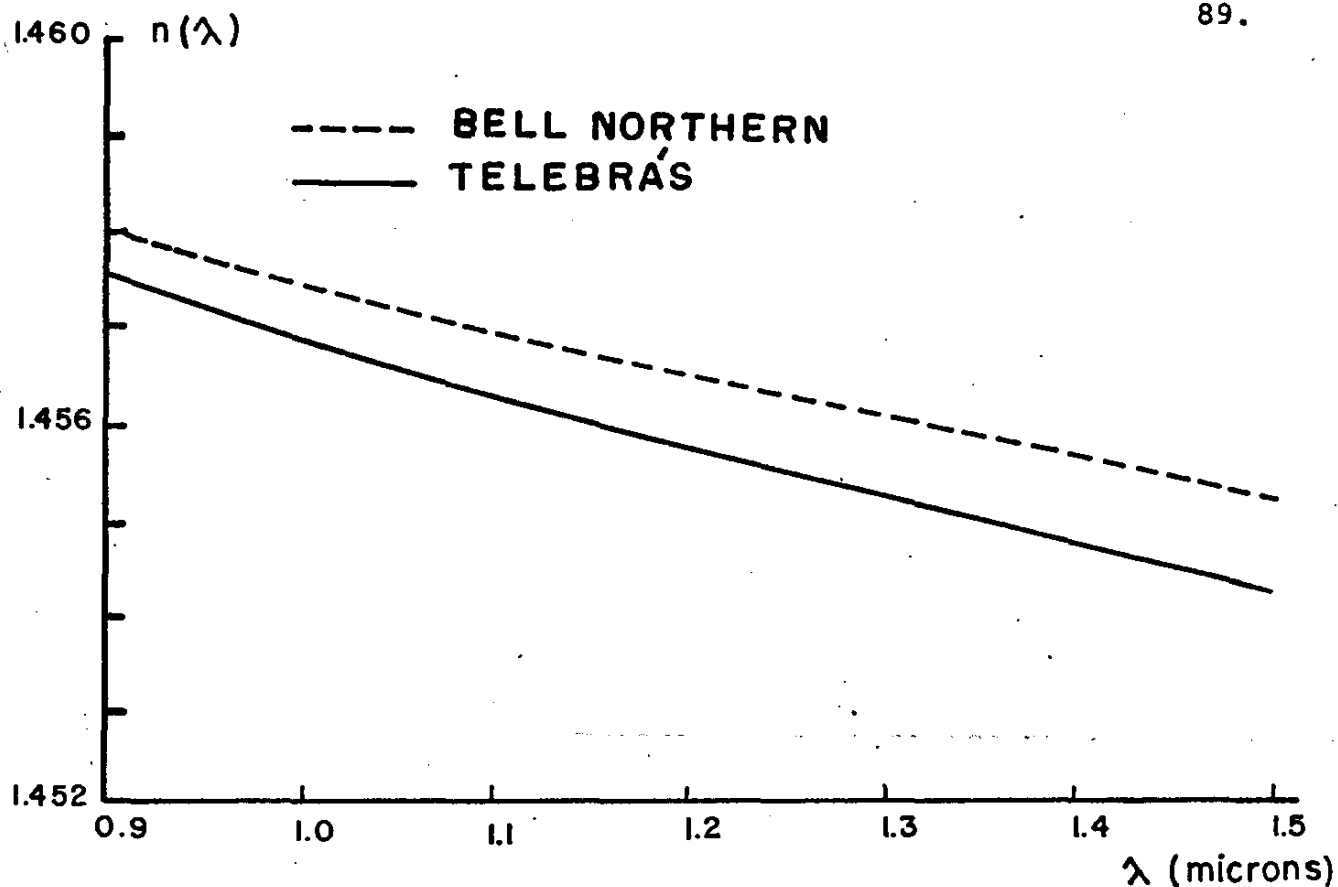


Figura V.29 Variação do índice de refração para a fibra Bell Northern e Telebrás.

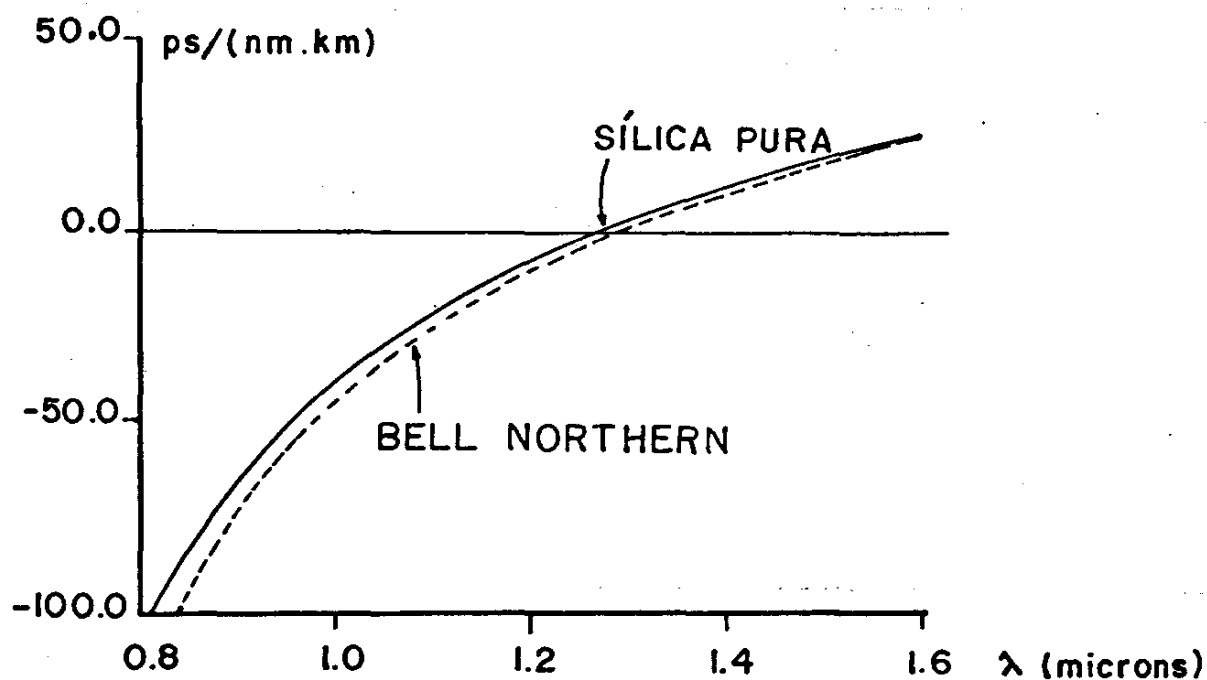


Figura V.30 Dispersão material para a fibra Bell Northern que possui 5 mol % de Ge e para a sílica pura. A adição de germânio aumenta a dispersão material.

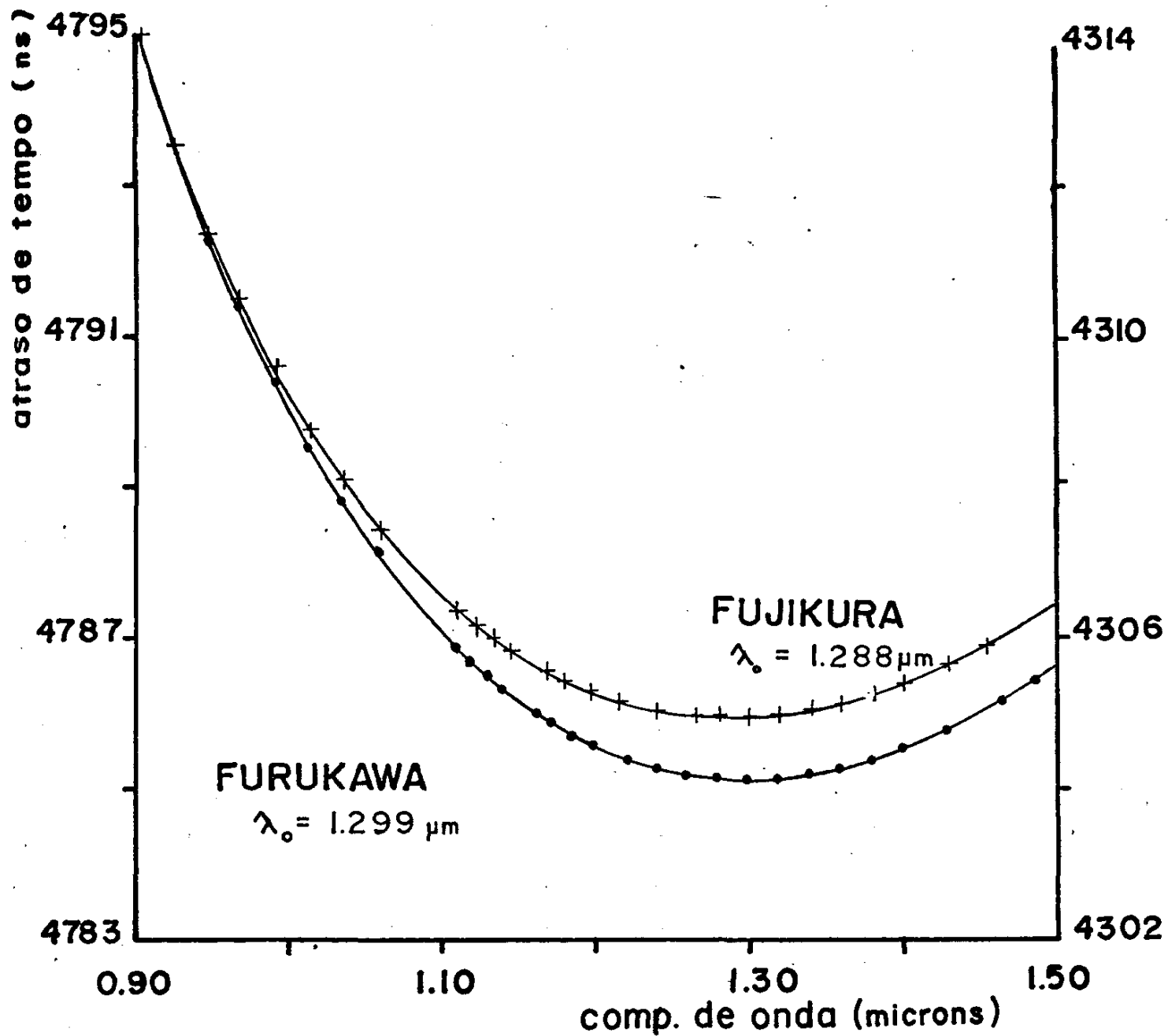


Figura V.31 Fitting do atraso de tempo para as fibras Furukawa (referência à esquerda) e Fujikura (referência à direita).

atraso de tempo medido com o laser semiconductor em $\lambda = 0.904$ μm é de 4314 ns para a fibra Fujikura e 4795 ns para a fibra Furukawa. Os coeficientes determinados pelo fitting são:

	FUJIKURA	FURUKAWA
A	1.444113	1.439636
B	0.1262459E-2	0.19043538E-2
C	0.4346169E-3	0.26685485E-3
D	0.9893952E-3	0.13901938E-2
E	0.1342859E-3	0.11531884E-3

* estes coeficientes determinam tempo em nanosegundo e comprimento de onda em microns.

Os comprimentos de onda de dispersão cromática zero foram encontrados como sendo 1.299 μm para a fibra Furukawa e 1.288 μm para a fibra Fujikura.

Quando estes coeficientes são usados com a equação III.6 nós obviamente obteremos a dispersão cromática da fibra e não a dispersão material. Estes coeficientes não podem ser utilizados juntos com equação III.4 para obter o índice de refração pois estes foram obtidos de medidas do atraso de tempo associado à dispersão cromática e não de dispersão material somente. Para estas fibras não tem sentido obter o índice de refração porque o erro cometido na determinação deste é da mesma ordem de grandeza que a diferença de índice de refração entre o núcleo e a casca (0.003).

Estamos interessados aqui em verificar a validade da utilização dos parâmetros da fibra E.S.I. (a_s e Δ_s) para a

determinação da dispersão de guia de onda. Faremos uma comparação entre os vários métodos analisados para extrair a_s e Δ_s (seção V.2.4) com relação às suas limitações em prever dispersão de guia de onda.

Partindo da equação III.11 e usando a relação

$$\frac{d^2}{dv^2} = \left(\frac{\lambda^2}{2\pi a \text{ A.N.}} \right)^2 \frac{d^2}{d\lambda^2} \quad (\text{V.7})$$

a dispersão de guia de onda pode ser colocada na forma:

$$G = \frac{-\Delta_s^{1/2} \lambda^2 d^2(Vb)}{2^{3/2} \pi a_s c d\lambda^2} \quad (\text{V.8})$$

onde a_s e Δ_s são o raio e a diferença de índice relativa da fibra degrau equivalente.

Para se encontrar $d^2(Vb)/d\lambda^2$ primeiro devemos obter $b(V)$, com o procedimento descrito em seção III.3. A seguir encontra-se $d^2(Vb)/dv^2$ e $d^2(Vb)/d\lambda^2$ é determinado aplicando a relação V.7. Figura V.32 mostra $d(Vb)/dv$ e $d^2(Vb)/dv^2$ obtido pelo procedimento descrito. Estas são curvas universais no sentido de que para sua obtenção nenhuma característica particular da fibra foi utilizada. A relação entre esta curva e uma fibra particular é feita através de equação II.10.

Para a fibra Fujikura foi calculado a dispersão de guia de onda usando os parâmetros da fibra equivalente a_s e Δ_s determinados pelos métodos A, B e para o método proposto aqui. Para a fibra Furukawa isto foi feito para os métodos A e B, somente pois os parâmetros determinado pelo método proposto aqui praticamente coincide com os determinados pelo mē-

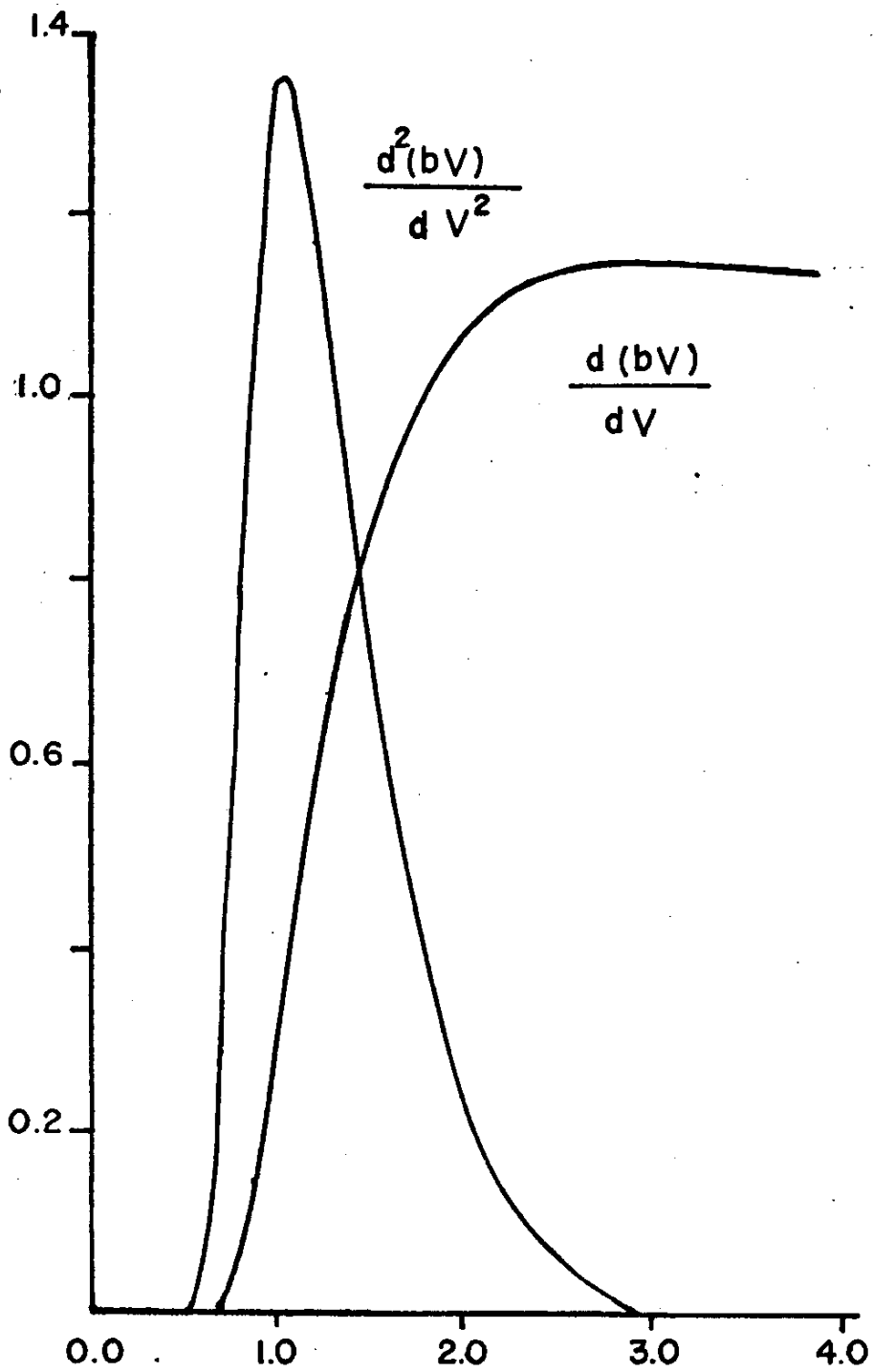


Figura V.32 Curvas exatas para $\frac{d^2(bV)}{dV^2}$ e $\frac{d(bV)}{dV}$.

todo B.

Determinação da dispersão material é feita subtraindo da dispersão cromática a dispersão de guia de onda. Quando isto é feito podemos obter o comprimento de onda de dispersão material zero, (λ_{om}).

Como um exemplo nós temos colocado na figura V.33 a dispersão cromática, a dispersão de guia de onda e da diferença desta a dispersão material, para a fibra Furukawa, onde os parâmetros usados no cálculo da dispersão de guia de onda foram os determinados pelo método A, ou seja $a_s = 4.76 \mu\text{m}$ e $\Delta_s = 0.0022$. Neste caso o comprimento de onda de dispersão material zero foi determinado como sendo igual a $1.275 \mu\text{m}$. Como o comprimento de onda de dispersão cromática zero é $1.299 \mu\text{m}$ nós encontramos que a dispersão de guia de onda deslocou λ_{om} de 24 nm . Na mesma figura nós temos colocado também a dispersão de guia de onda determinada usando os parâmetros obtidos pelo método B. Neste caso $\lambda_{om} = 1.270 \mu\text{m}$.

Tabela IV mostra λ_{om} determinado para cada um dos métodos para as duas fibras, obtido através do procedimento descrito anteriormente. Nesta tabela temos colocado também $\Delta\lambda_o$ que é a diferença entre o comprimento de onda de dispersão cromática zero e λ_{om} , além do valor da frequência normalizada em $1.28 \mu\text{m}$ e a razão entre $V(\lambda_{om})$, e $V_c = 2.405$.

São duas as principais fontes de erros cometido na determinação de λ_{om} usando o procedimento que nós adotamos. Primeiro, no cálculo da dispersão de guia de onda (equação V.8), nós temos usado os parâmetros da fibra degrau equivalente. Como estes parâmetros são obtidos da suposição de que o campo do modo LP_{01} pode ser aproximado por uma gaussiana, a

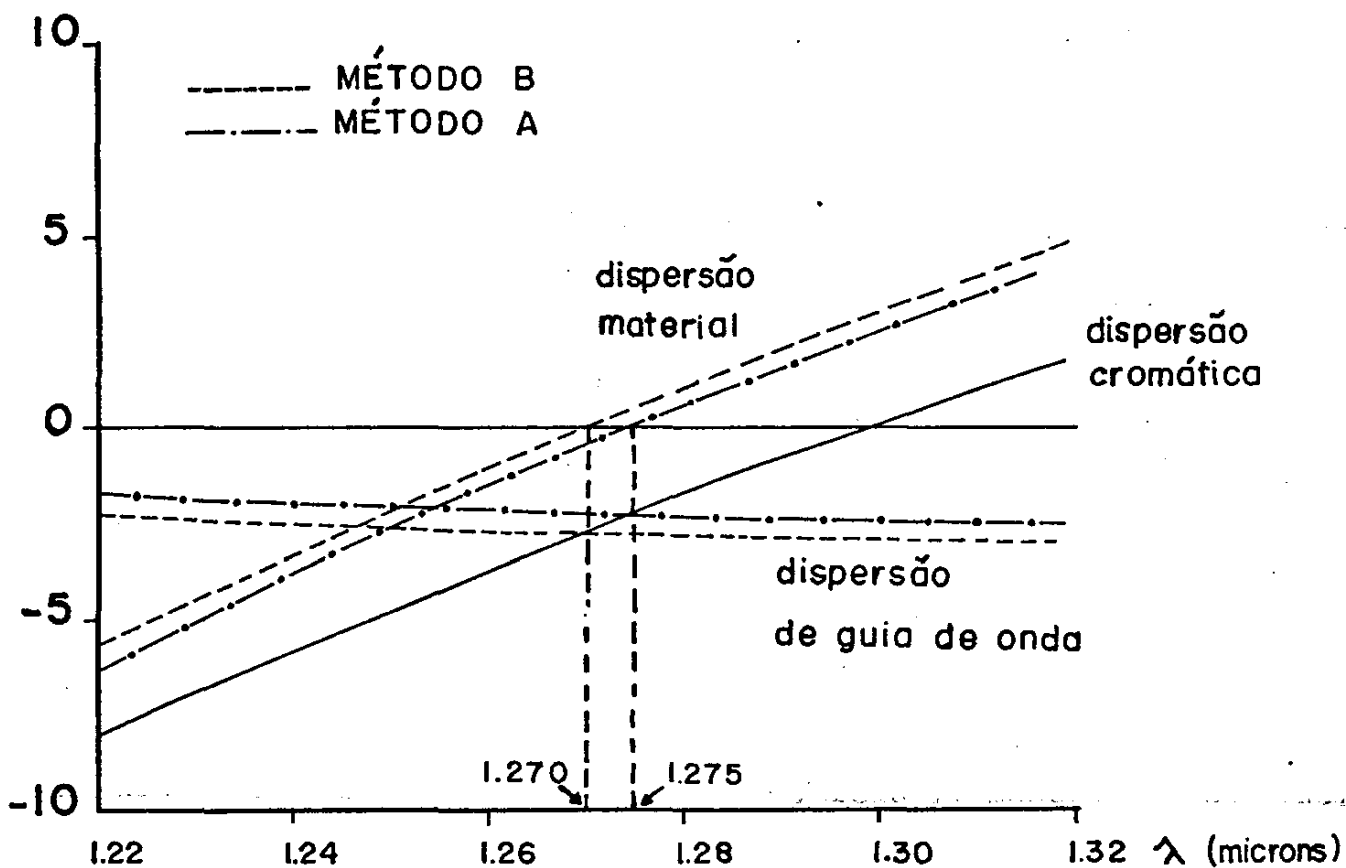


Figura V.33 Curva experimental da dispersão cromática para a fibra Furukawa, a calculada dispersão de guia de onda usando os parâmetros obtidos pelos métodos A e B, e da diferença destas as curvas para a dispersão material.

precisão nos cálculos da dispersão de guia de onda estará diretamente relacionado com quão semelhante é o campo do modo LP_{01} com o campo gaussiano. Sansonetti¹⁸ mostrou que a precisão nos cálculos da dispersão de guia de onda assumindo a aproximação gaussiana, depende da frequência normalizada, e em menor escala do perfil da fibra. Por exemplo, para uma fibra que possua um perfil de índice gradual com $\alpha = 4$, o erro entre o valor exato da dispersão de guia de onda e o determinado quando se usa a aproximação gaussiana para $V = 0.82 V_c$ é de 20%. Contudo quando $0.91 < V/V_c < 1.0$ que é a faixa em que a dispersão material vai a zero para as nossas fibras, este erro é menor do que 3%. A segunda fonte de erro provém do fato de que consideramos dispersão material e de guia de onda como matematicamente independente, bem como as aproximações de $\Delta \ll 1$ e $d\Delta/d\lambda = 0$ e obtivemos que seus efeitos se somam. Marcuse⁴⁸ encontrou que este procedimento leva-nos a obter uma dispersão de guia de onda da ordem de 18% maior que o valor real. Esta porcentagem de erro é praticamente independente do valor de V . Desde que a dispersão de guia de onda é na verdade sempre menor do que a calculada pelo nosso procedimento, o valor de λ_{om} sempre estará subestimado por uma determinada quantidade. Para as duas fibras aqui utilizadas este erro em λ_{om} foi determinado como sendo da ordem de 3 nm.

Da tabela IV vemos que para um determinado comprimento de onda, 1.28 μm no caso, quanto menor for a frequência normalizada da fibra, maior dispersão de guia de onda ocorrerá⁴⁹ resultando num menor valor para λ_{om} . Isto é verificado para o método B, (método de Millar) e resulta do fato que este método subestima o valor de λ_c , bem como o valor de a_s e Δ_s ⁵⁰.

TABELA IV
FIBRA FUJIKURA

MÉTODO	a_s (μm)	Δ_s	λ_{om} (μm)	$\Delta\lambda_o$ (μm)	$V(1.28\mu\text{m})$	$V(\lambda_{om})/V_c$
A	5.24	0.00230	1.276	0.012	2.51	1.05
B	4.80	0.00204	1.263	0.025	2.19	0.92
NOVO MÉTODO	5.00	0.00216	1.269	0.019	2.33	0.98

FIBRA FURUKAWA

MÉTODO	a_s (μm)	Δ_s	λ_{om} (μm)	$\Delta\lambda_o$ (μm)	$V(1.28\mu\text{m})$	$V(\lambda_{om})/V_c$
A OU NOVO MÉTODO	4.76	0.00223	1.275	0.024	2.27	0.95
B	4.60	0.00215	1.270	0.029	2.16	0.91

Sabemos que a fibra Fujikura como a Furukawa possuem casca externa de sílica pura e núcleo dopado com germânio. Contudo sabemos também que estas fibras possuem uma camada intermediária entre núcleo e casca externa, e que esta possui índice de refração menor que o da sílica pura, ou seja o perfil destas fibras, denominado "depressed cladding" é do tipo mostrado em figura V.34. Portanto, para determinarmos a porcentagem de germânio nestas fibras e assim prever λ_{om} da figura V.23, deveríamos conhecer a diferença $n_1 - n_0$. Por exemplo caso $n_1 = n_0$, (núcleo não possui germânio, mas apenas sílica pura) então λ_{om} deverá ser igual a 1.273 μm . Se $n_1 > n_0$, (que

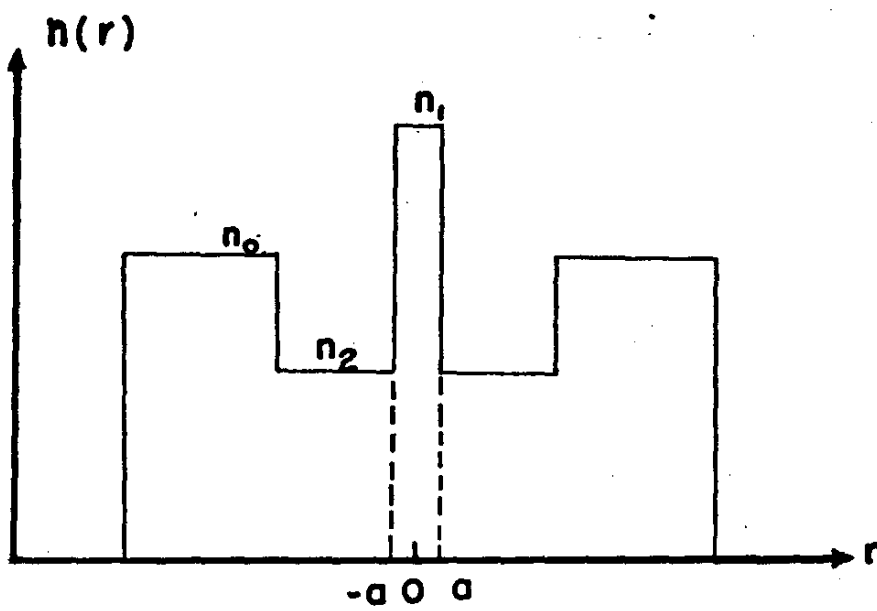


Figura V.34 Perfil de índice de uma fibra monomodo "depressed cladding".

significa que o núcleo está dopado com germânio), λ_{om} deverá ser maior do que 1.273 μm .

Não conhecemos o valor absoluto de $n_1 - n_0$, pois Δ_s encontrado por nós está relacionado com a diferença $n_1 - n_2$, que para as duas fibras é da ordem de 0.003 (a relação entre $n_1 - n_2$ e Δ_s é dada por equação IV.11). Assim, como $0 \leq n_1 - n_0 \leq n_1 - n_2$, então da figura V.23 temos que $1.273 \leq \lambda_{om} \leq 1.281 \mu\text{m}$.

Por técnicas interferométricas verificamos qualitativamente que $n_1 - n_0$ é maior para a fibra Furukawa do que para a fibra Fujikura, significando que a primeira possui mais germânio, e portanto deverá possuir λ_{om} maior do que a segunda. É exatamente isto que encontramos para λ_{om} , quando usamos os parâmetros obtidos pelo novo método proposto aqui (tabela IV). Já o método A determina λ_{om} para a fibra Fujikura ligeiramente maior do que para a fibra Furukawa. Finalmente pelo método B verificamos que λ_{om} está abaixo da faixa prevista, mostrando que o fato deste método subestimar os parâmetros a_s e Δ_s estes não devem ser utilizados para previsões de dispersão de guia de onda.

Infelizmente devido à falta de informações mais precisa sobre o perfil e os dopantes do núcleo não podemos oferecer conclusões quantitativas sobre as afirmações da literatura que os parâmetros ESI não preveem a dispersão de guia de onda com precisão adequada.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÃO

Neste trabalho, estudamos as características de propagação de fibras multimodo de índice gradual e fibras monomodo na região de 1.1 - 1.6 μm , usando um "sistema universal" elaborado e montado no laboratório. Este sistema mostrou enormes vantagens (rapidez, versatilidade, precisão, etc.) em comparação aos sistemas específicos para um determinado tipo de medidas (no caso "spot-size" e atraso de tempo).

Em fibras monomodo os parâmetros medidos foram o campo modal, o raio e o comprimento de onda de corte do modo LP_{11} , usando a teoria da fibra de índice degrau equivalente, recentemente proposta. Três procedimentos diferentes foram analisados e comparados para extração dos parâmetros a partir da curva do "spot-size" em função do comprimento de onda. Além disto uma nova técnica para se determinar o comprimento de onda de corte mais precisamente foi proposto. Deste estudo as conclusões mais importantes foram:

- Para uma mesma fibra, métodos diferentes resultam em diferentes parâmetros da fibra ESI. Logo, ao se caracterizar uma fibra monomodo através destes parâmetros, deve-se especificar o método e os cálculos utilizados.

- Método A, deveria ser o ideal, pois a determinação dos parâmetros não depende do comportamento imprevisto do modo LP_{11} . Contudo a precisão destes parâmetros esta limitada pela precisão das medidas do valor absoluto do "spot-size".

- Para o método B e o novo método proposto aqui, o erro na determinação dos parâmetros origina-se da perda sofrida pelo modo LP_{11} no finito comprimento da fibra receptora.

Isto tende a subestimar o valor de λ_c , bem como de a_s e Δ_s .

- Para uma mesma fibra, os vários métodos determinam λ_c com diferenças relativas pequena ($\pm 6\%$). Contudo, para λ_c , em termos absoluto (± 75 nm) estas diferenças se tornam importantes. Já para os outros parâmetros a diferença relativa é da ordem de 4%, que equivale a um erro absoluto em a_s de ± 0.2 μm , e em Δ_s de $\pm 1 \times 10^{-4}$, que podemos considerar muito bom.

No estudo de dispersão aprimoramos uma técnica para determinação do comprimento de onda de dispersão material zero em função da concentração de germânio. O método consiste em fazer medidas do atraso de tempo em função do comprimento de onda para várias posições de lançamento do feixe no núcleo. Foi observado uma dependência linear de λ_0 com a porcentagem de germânio, cuja inclinação foi determinada como sendo igual a 4.5×10^{-3} $\mu\text{m/mol} \%$.

Foi feito também um estudo da possibilidade de se utilizar os parâmetros da fibra ESI, obtidos pelos métodos aqui analisados, para a previsão da dispersão de guia de onda. Encontramos qualitativamente que os parâmetros determinados pelo método B, superestimam a dispersão de guia de onda, resultando na determinação do comprimento de onda de dispersão material zero abaixo da faixa prevista. Por outro lado, os do método A e do novo método proposto aqui, determinam a dispersão de guia de onda com razoável precisão.

APÊNDICE A

DISPERSÃO DE GUIA DE ONDA

O atraso de grupo devido ao efeito de guia é

$$t_g = \frac{L}{c} n_1 \Delta \frac{d(Vb)}{dV}$$

onde $V = ka$ N.A. é a frequência normalizada, $k = 2\pi/\lambda$

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1$$

A dispersão de guia de onda é definida como

$$G = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda}$$

Como dispersão dos vidros do núcleo e casca são aproximadamente iguais, nós consideraremos Δ ser independente de λ . Lembrando que no cálculo da dispersão de guia de onda, nós não consideramos dispersão material, então:

$$G = \frac{n_1 \Delta}{c} \frac{d^2(Vb)}{d\lambda dV}$$

como

$$\frac{d}{d\lambda} = -\frac{V}{\lambda} \frac{d}{dV}$$

$$G = -\frac{n_1 \Delta V}{c\lambda} \frac{d^2(Vb)}{dV^2}$$

Usando a aproximação $V = ka n_1 \sqrt{2\Delta}$ nós temos que

$$\lambda = \frac{2\pi a}{V} n_1 \sqrt{2\Delta}$$

Logo

$$G = - \frac{\Delta^{1/2} V^2}{2^{3/2} \pi a c} \frac{d^2(Vh)}{dV^2}$$

REFERÊNCIAS

1. F.P. Kapron et. al. Appl. Phys. Lett. 17, 423 (1970).
2. T. Miaslika, T. Miya e M. Nakakara, Optical Fiber Communication, Washington, D.C. (1979).
3. D. Gloge, Appl. Opt. 10, 2252 (1971).
4. D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguide", Academic Press Inc., Londres (1974).
5. A.W. Snyder e J.D. Love, "Optical Waveguide Theory", Londres, Chapman and Hall (1981).
6. A.W. Snyder e W.R. Young, J. Opt. Soc. Amer. 68, 297 (1978).
7. D. Marcuse, "Light Transmission Optics", Van Nostrand Reinhold, Princenton, New Jersey (1972).
8. B. Costa e P. Di Vitta, Opto-Electro. 5, 439 (1973).
9. M. Born e E. Wolf, "Principles of Optics", Pergamon, New York (1970).
10. L.G. Cohen, C. Lin, W.G. French, Electr. Lett. 15, 334 (1979).
11. W.A. Gambling, H. Matsumura, C.M. Ragdale, Electr. Lett. 15, 474 (1979).
12. K. Petermann, Electr. Commun. 30, 337 (1976).
13. D. Marcuse, The Bell Syst. Tech. J., 56, 703 (1977).
14. H. Matsumura e T. Suganuma, Appl. Opt. 19, 3151 (1980).
15. A.W. Snyder e R.A. Sammut, J. Opt. Soc. Am. 69, 1663 (1979).
16. D. Marcuse, J. Opt. Soc. Am. 68, 103 (1978).
17. V.A. Bhagavatula, Electr. Lett. 18, 319 (1982).
18. P. Sansonetti, Electr. Lett. 18, 647 (1982).
19. K. Peterman, Electr. Lett. 12, 107 (1976).
20. P.R. Bevington, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw Hill.

21. C.A. Millar, *Electr. Lett.* 17, 458 (1981).
22. Y. Katsuyama, M. Tokada, N. Uchida e M. Nakara, *Electr. Lett.* 12, 669 (1976).
23. W.A. Gambling, D.N. Payne, H. Matsumura e R.B. Dyott., *IEEE J. Micr., Opt. & Acoust.* 1, 13 (1976).
24. Y. Murakami, A. Kawana e H. Tsuchiya, *Appl. Opt.* 18, 1101 (1979).
25. V.A. Bhagavatula, W.F. Love, D.B. Keck e R.A. Westwig, *Electr. Lett.* 16, 695 (1980).
26. F. Alard, L. Jeunhome, P. Sansonetti, *Electr. Lett.* 17, 958 (1981).
27. J. Streckert, *Opt. Lett.* 5, 505 (1980).
28. J.A. Arnaud, "Beam and Fiber Optics", New York, Academic Press (1974).
29. A.K. Ghatak, R. Srivastava, I.F. Faria, K. Thyagarajan e R. Tewari, *Electr. Lett.* 19, 97 (1983).
30. R. Yamauchi, M. Miyamoto e K. Inada, *Electr. Lett.* 18, 550 (1979).
31. N. Bloembergen, *Am. J. Phys.* 35, 989 (1967).
32. P.D. Nichols, *Electr. Lett.* 18, 1008 (1982).
33. M.G. Destro, Tese de Mestrado, UNICAMP, Instituto de Física, (1982).
34. M. Fox, Symposium on Optical Fiber Measurement, N.B.S., Boulder, Colorado, U.S.A., outubro (1982).
35. I.H. Malitson, *J. Opt. Soc. Am.* 55, 1205 (1965).
36. D. Gloge, E.L. Chinnock e T.P. Lee, *Appl. Opt.* 13, 261 (1974).
37. B.L. Davies, D.N. Payne e W.A. Gambling, *Opt. Commun.* 13, 84 (1975).
38. L.G. Cohen, C. Lin, *Appl. Opt.* 16, 3136 (1977).

39. D.N. Payne, A.H. Hartog, *Electr. Lett.* 13, 627 (1977).
40. M. Horiguchi, Y. Ohmori e T. Miya, *Appl. Opt.* 18, 2223 (1979).
41. K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai e M. Tateda, *Appl. Opt.* 20, 2428 (1981).
42. L.G.V. Uitert, D.A. Pinnow, J.G. Willians, T.C. Rich, R.E. Jaeger e W.H. Grodikewicz, *Mater. Res. Bull.* 8, 469 (1973).
43. P.C. Schultz, *Proc. Int. Congr. Glass, 11th*, 3, 155 (1977).
44. S. Kobayashi, S. Shibata e T. Izawa, *International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, pg. 309.
45. C. Lin, L.G. Cohen, W.G. French, W.A. Foertmeyer, *Electr. Lett.* 14, 170 (1978).
46. I.A. White, D.A. Cooper, *Proc. 6th European Conf. on Optical Communication, York, settembre*, pg. 95 (1980).
47. R.H. Stolen, E.P. Ippen e A.R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.* 20, 62 (1974).
48. D. Marcuse, *Appl. Opt.* 18, 2930 (1979).
49. C.T. Chang, *Appl. Opt.* 18, 2516 (1979).
50. C. Pask, F. Rühl, *Electr. Lett.* 18, 395 (1982).