

"EFEITOS DE PROPAGAÇÃO EM FIBRAS ÓTICAS MULTIMODO"

João Batista de Mello A. Neto ~

Orientador: Dr. Harish Sunak ~

Tese apresentada ao Instituto
de Física de Universidade Es-
taçal de Campinas, como re-
quisito à obtenção do título
de Mestre em Física.

- Setembro 1979 -

Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos a todos os professores, técnicos e funcionários, em especial ao Prof. H. Sunak, pela orientação, esclarecimentos, discussões e colaborações. E aguardo de todos os interessados as sugestões indispensáveis para o aprimoramento deste trabalho.

Resumo

Concluimos um estudo experimental das características de propagação em fibras óticas multimodo, que serão usadas nos futuros sistemas de comunicação. Em particular, medimos o coeficiente de conversão de modos normalizado, dispersão modal e dispersão material. Fibras multimodo podem suportar muitas centenas de modos, e um simples modelo de propagação do raio ótico prediz efeitos de dispersão e outros efeitos de propagação com bastante precisão em fibras bem feitas. Um dos principais objetivos foi testar este modelo para nossas fibras, em fase de desenvolvimento, para saber suas qualidades iniciais. Outros parâmetros também foram variados para investigar seus efeitos sobre a dispersão, da qual depende a capacidade de informação numa fibra num cabo de telecomunicações.

Abstract

We have carried out an experimental study of propagation characteristics in multimode optical fibres, which are to be used in future telecommunication systems. In particular, we have measured normalised mode conversion coefficients, modal dispersion and material dispersion. Multimode fibres can support many hundreds of modes, and a simple Ray Propagation Model has predicted dispersion and other propagation effects fairly accurately in well made fibres. One of the main aims was to test this model for our fibres, in developmental phase, so as to assess their initial quality. Many other parameters were also varied to investigate their effect on dispersion on which depends the information carrying capacity of a fibre in a telecommunications link.

Índice

I	Introdução.....	1
II	Teoria	
2.1	Dispersão modal.....	5
2.2	Dispersão material.....	9
2.3	Dispersão total.....	11
2.4	Questões importantes a serem resolvidas.....	12
III	Conversão de modos	
3.1	Teoria.....	13
3.2	Experiência.....	14
3.3	Resultados.....	16
IV	Montagem experimental para medidas de dispersão	
4.1	Dispersão modal.....	17
4.2	Dispersão material.....	19
4.3	Cuidados necessários.....	20
V	Resultados, discussões e conclusões	
5.1	Características gerais duma fibra.....	21
5.1.1	Características geométricas.....	21
5.1.2	Comprimento da fibra.....	21
5.1.3	Abertura numérica.....	22
5.1.4	Perfil de índice de refração.....	22
5.2	Repetibilidade na experiência de dispersão.....	23
5.2.1	Avaliação do erro experimental.....	23
5.2.2	Uniformidade da fibra.....	23
5.3	Efeitos resultantes das condições de lançamento.....	24
5.3.1	Efeitos devido a variação da abertura numérica.....	25
5.3.2	Efeitos de desfocalização.....	28
5.3.3	Efeito de atraso temporal.....	28
5.4	Efeitos causados pela introdução de defeitos na fibra.....	31
5.5	Efeitos resultantes do acoplamento entre duas fibras.....	32
5.6	Dispersão modal em função do comprimento da fibra.....	33
5.6.1	Método alternativo para medir dispersão modal.....	35
5.7	Dispersão material.....	36
5.7.1	Cuidados necessários.....	38
VI	Recomendações.....	39
	Referências.....	40

I Introdução

Estes estudos tem como objetivo investigar os diversos efeitos de propagação da luz através de fibras óticas destinadas a telecomunicações, tais como a dispersão modal, dispersão material e efeitos de conversão de modos.

As características de fundamental importância numa fibra ótica destinada a telecomunicações são : a atenuação e dispersão da fibra. A atenuação da fibra causa uma queda na amplitude do sinal transmitido, por isso quanto menor a atenuação maior a distância de transmissão sem necessidade de regeneração do sinal. A dispersão numa fibra é o efeito desta sobre a forma temporal dum sinal transmitido, fazendo um pulso estreito alargar-se durante a transmissão. E a medida da dispersão é fundamental para sabermos qual a capacidade de informação numa fibra, o que é inversamente proporcional a dispersão.

A implantação dum sistema de comunicações óticas faz parte dum projeto em fase experimental e que vem sendo desenvolvido no Centro de Pesquisas e Desenvolvimento da Telebras, onde foram fabricadas todas as amostras estudadas aqui.

Fibra ótica também pode ser chamada de guia ótico de luz. Uma fibra consiste dum núcleo cilíndrico de vidro com índice de refração $n_0(r)$ cilíndricamente simétrico, revestido por uma casca de vidro com um índice de refração n , menor que $n_0(r)$, onde r é a coordenada radial. Variando-se os parâmetros $\Delta \equiv (n_0 - n)/n$ e R (raio do núcleo da fibra) podem ser fabricados diversos tipos de fibras óticas, entre os quais obtêm-se :

1-Fibra multimodo de perfil de índice de refração graduado, quando $n_0(r) = n_0(1 - \Delta(r/R)^\alpha)$, onde α é um parâmetro numérico variável de 1 a ∞ . O valor de α pode ser previamente escolhido pa

ra obter um ótimo perfil para o comprimento de onda da luz com que a fibra será excitada e com isso otimizar a capacidade de informação da tal fibra. Nas expressões de Δ e $n_0(r)$, o fator n_0 é o mesmo que $n_0(0)$.

2-Fibra multimodo de perfil de índice de refração constante, quando $n_0(r) = n_0$ e $R \approx 30 \mu\text{m}$, também chamado perfil de índice degrau e que é um caso particular do perfil de índice graduado quando $\alpha = \infty$.

Para estas fibras multimodo Δ é da ordem de 0,01.

3-Fibra monomodo, quando o raio do núcleo é muito pequeno, $R \approx 3 \mu\text{m}$ e Δ da ordem de 0,001.

Enquanto as fibras monomodo tem uma abertura numérica muito pequena e podem transmitir um único modo em determinado comprimento de onda, as multimodo tem maior abertura numérica e podem transmitir um grande número de modos.

Neste trabalho foram analisadas apenas fibras multimodo de perfil de índice "degrau". Nestas a luz é guiada por múltiplas reflexões internas totais na interface núcleo/casca. E a condição para que uma fibra aceite determinado raio e propague-o, é que o ângulo de incidência θ seja menor ou igual ao ângulo correspondente a abertura numérica da fibra, isto é $\theta \leq \text{Arc sen}(AN)$. A definição tradicional de AN dum instrumento ótico, quando o meio que o envolve é o ar, é dada por

$$AN = \text{sen } \theta_{\text{max.}}$$

onde θ_{max} é o maior ângulo de incidência. Para uma fibra multimodo com perfil de índice constante, onde o índice de refração do núcleo é n_0 e o da casca é n , a abertura numérica pode ser expressa em função de n e n_0 . Considerando o maior ângulo de incidência aceito pela fibra, a partir da lei de Snell e com auxílio da figura 1.1 temos que

$$n_0 \text{ sen } \varphi_{\text{max}} = n \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 AN &= \text{sen } \theta_{\max} = n_o \text{sen } \beta_{\max} \\
 &= n_o \text{sen}(90 - \varphi_{\max}) = \\
 &= n_o \cos \varphi_{\max} = \sqrt{n_o^2 - n^2}, \text{ devido a (1)}
 \end{aligned}$$

Usando o modelo de "raio ótico", em que os raios que propagam-se através da fibra com um ângulo φ em relação ao eixo da fibra podem ser associados a um determinado modo. Assim os raios paraxiais correspondem a modos baixos. E os raios que viajam em zig-zag fazendo um grande ângulo φ com o eixo da fibra correspondem a modos altos.

O modelo de propagação de raios óticos⁵ é válido para fibras com um núcleo de diâmetro muito maior que o comprimento de onda da luz transmitida e mais conveniente que aquele de ondas eletromagnéticas. Uma das experiências realizada e descrita neste trabalho, tem como objetivo testar a validade deste modelo em cada fibra estudada.

Numa fibra multimodo podemos excitar diversos modos que viajam com velocidades diferentes dum extremo a outro da fibra. Assim os raios que viajam percorrendo um caminho ótico com maior ângulo φ em relação ao eixo da fibra, demoram mais que os raios paraxiais para chegarem ao final da fibra, o que dá origem a dispersão modal. Com isso, ao excitarmos todos os modos numa fibra com um estreito pulso de luz, este alarga-se temporalmente ao atravessar a fibra, devido aos diferentes tempos de viagem dos diversos modos.

Além da dispersão modal, que é um efeito das fibras multimodo, há também a dispersão material que é um efeito presente em qualquer tipo de fibra. Como o índice de refração do vidro varia em função do comprimento de onda da luz, $n = n(\lambda)$, quando a fibra é excitada por um LED, que é uma fonte não monocromática mas com uma largura espectral $\Delta\lambda$, cada componente cromático $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ propaga-se com veloci-

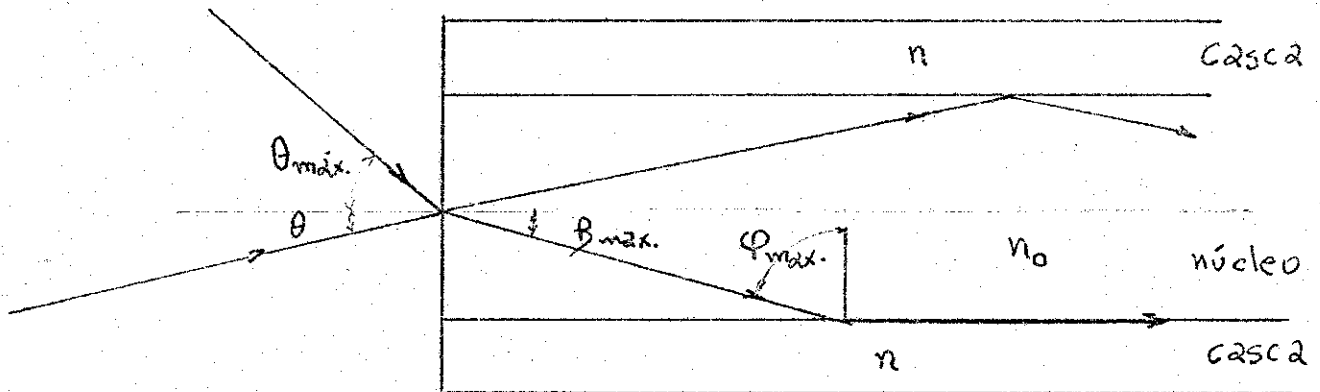


Figura 1.1

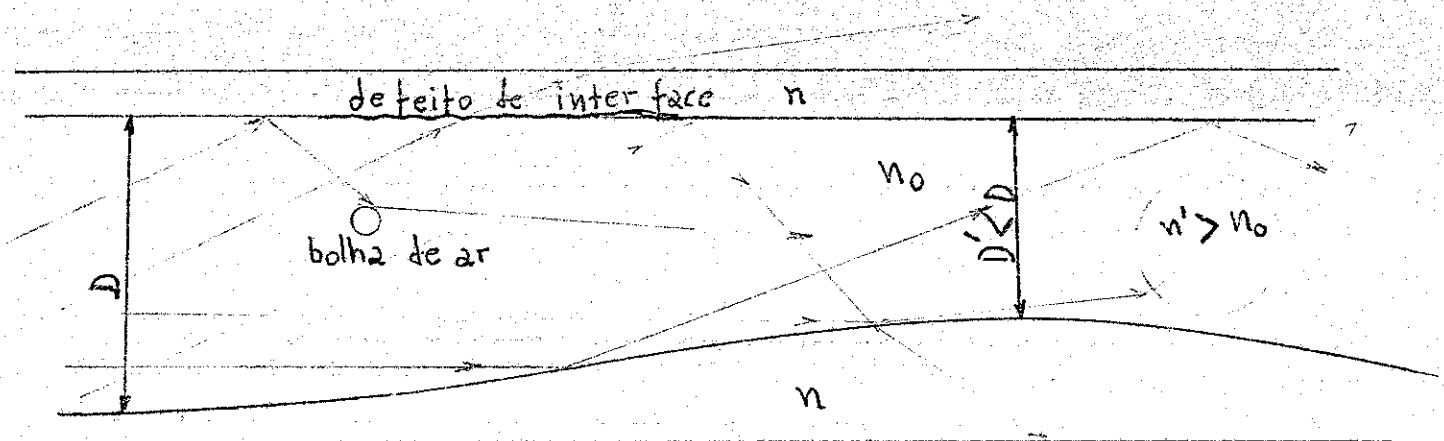


Figura 1.2

dades diferentes no vidro. Assim a componente cromática λ_1 propaga-se através da fibra com velocidade $C/n(\lambda_1)$ e diferente da componente λ_2 , pois $n(\lambda_1) \neq n(\lambda_2)$. Isto também causa um alargamento temporal do pulso transmitido que é proporcional a largura espectral $\Delta\lambda$ da fonte usada para excitar a fibra.

As imperfeições tecnológicas numa fibra, tais como defeitos de interface, flutuações de n_0 ao longo da fibra, bolhas de ar presentes no núcleo, variações do diâmetro do núcleo ao longo da fibra, etc, dão origem a propriedades mais complicadas que causam efeitos adicionais em propagação, tal como a conversão de modos^{6,7}, ou mixagem de modos. Este efeito é a alteração da energia transmitida num modo, convertendo-se para a de outro modo, devido a presença de um dos fatores citados acima. A figura 1.2, um tanto exagerada, dá uma idéia do que é o efeito de conversão de modos.

II Teoria

2.1 Dispersão modal

Dispersão modal é um efeito que ocorre em todas as fibras multimodo devido a diferença nos tempos de viagem dos diferentes modos. 4 5

Utilizando o modelo de propagação do raio ótico, em que cada modo que propaga através da fibra está associado a um determinado ângulo (φ em relação ao eixo da fibra) de propagação dos raios. É o modelo mais conveniente para fibras multimodo e mais simples que um modelo que trata de propagação de ondas eletromagnéticas num dielétrico. Pois o comprimento de onda da luz guiada é muito menor que a dimensão do guia ótico, cujo diâmetro é da ordem de 40 micrans.

Este modelo já foi testado para fibras multimodo e documentado em outros trabalhos, segundo os quais demonstrava-se bom acordo entre teoria e experiência. Provando que o modelo é válido para fibras bem feitas.

Neste trabalho um dos objetivos fundamentais é testar este modelo para fibras multimodo, fabricadas em fase de desenvolvimento, para avaliar a qualidade das fibras aqui fabricadas, comparando os resultados obtidos com resultados obtidos em outros laboratórios.

Com o modelo acima um modo alto percorre um caminho maior, para viajar de A a B (ver figura 2.1), que um modo menor, por isso leva um tempo maior para chegar em B, causando assim o efeito de dispersão modal. Usando o modelo para deduções teóricas, suponhamos que uma fibra multimodo perfeita de perfil de índice de refração "degrau", tenha apenas dois modos excitados por pulsos periódicos, de periodicidade P, monocromáticos e temporalmente estreitos tal qual uma função delta. E que os dois modos excitados simultaneamente sejam: o mais baixo, M_0 ao

longo da fibra e o mais alto M_1 , a um ângulo φ em relação ao eixo da fibra. A figura 2.2 mostra a experiência simulada.

Para viajar de A a B o modo M_0 leva um tempo

$$T_0 = L n_0 / C$$

onde n_0 é o índice de refração do núcleo, L o comprimento AB e C é a velocidade da luz no vácuo. O modo M_1 leva um tempo

$$T_1 = n_0 L / C \cdot \cos \varphi$$

φ está relacionado com θ pela lei de Snell

$$\sin \theta = n_0 \sin \varphi$$

$$\varphi = \text{Arcsen}((\sin \theta) / n_0)$$

A diferença temporal de viagem do pulso entre um modo e outro é

$$\begin{aligned} \Delta T &= T_1 - T_0 = n_0 L / C (1 / \cos \varphi - 1) = \\ &= n_0 L / C \left[\sec \text{Arcsen}((\sin \theta) / n_0) - 1 \right] \quad (\text{eq.2.1}) \end{aligned}$$

Que também pode ser expresso em função de

$$\Delta \equiv (n_0 - n) / n$$

pois sabendo que

$$AN = \sin \theta$$

$$= n_0 \sin \varphi$$

$$= \sqrt{n_0^2 - n^2}$$

então

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} \\ &= \sqrt{1 - (n_0^2 - n^2) / n_0^2} \end{aligned}$$

fica

$$\begin{aligned} \Delta T &= n_0 L / C \frac{1 - \sqrt{1 - (n_0^2 - n^2) / n_0^2}}{\sqrt{1 - (n_0^2 - n^2) / n_0^2}} \\ &= n_0 L \Delta / C \end{aligned}$$

Em função da abertura numérica da fibra fica

$$\begin{aligned} \Delta T &= n_0 L / C (n_0 - n) / n \frac{(n_0 + n)}{(n_0 + n)} \\ &= n_0 L (AN)^2 / C n (n_0 + n) \end{aligned}$$

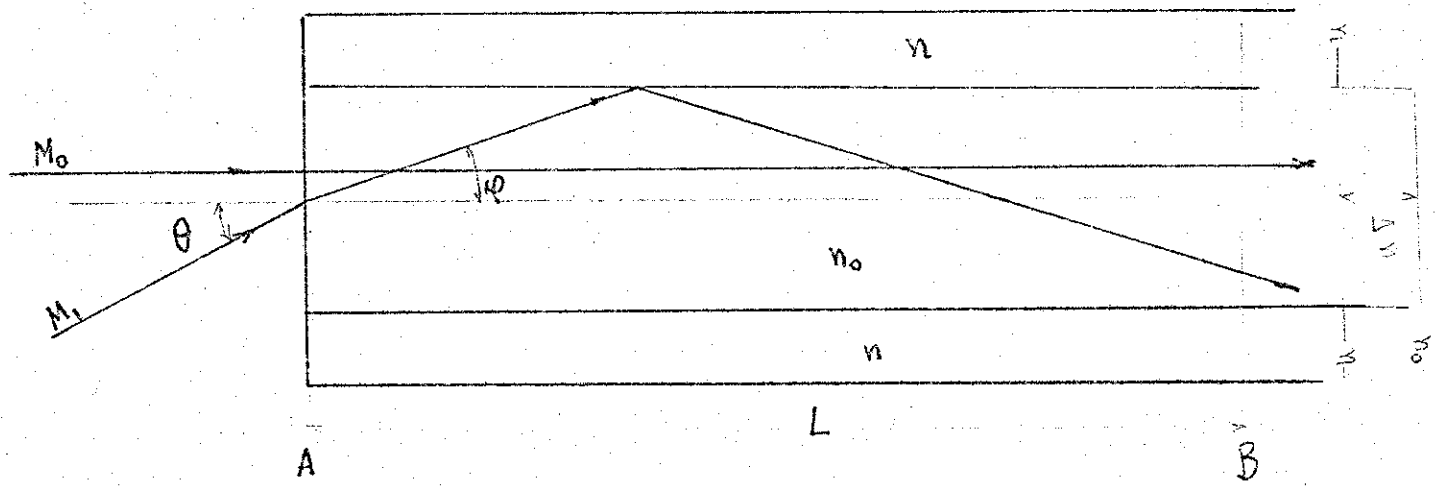


Figura 2.1

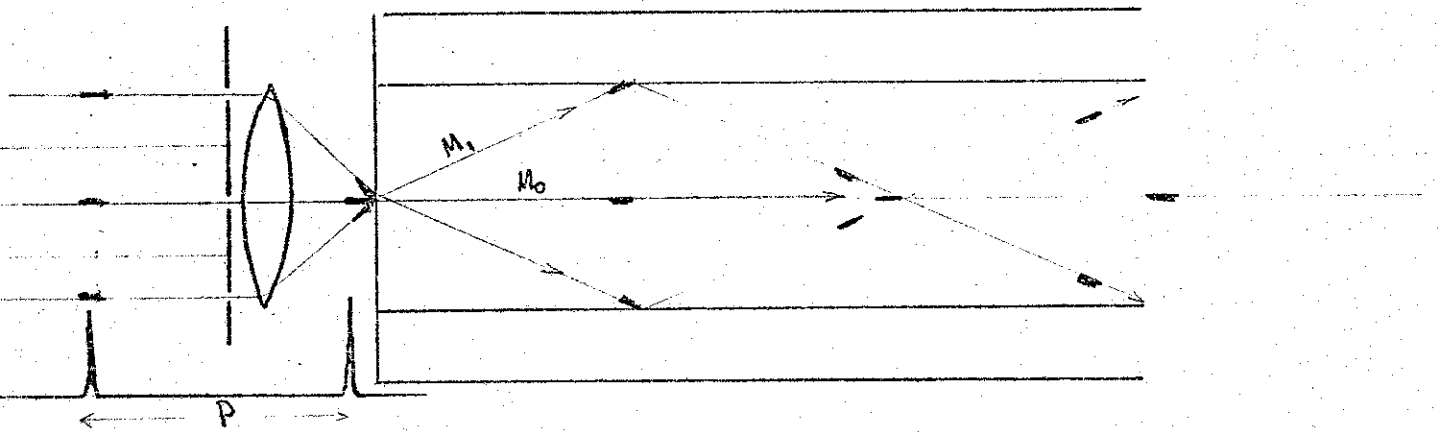


Figura 2.2

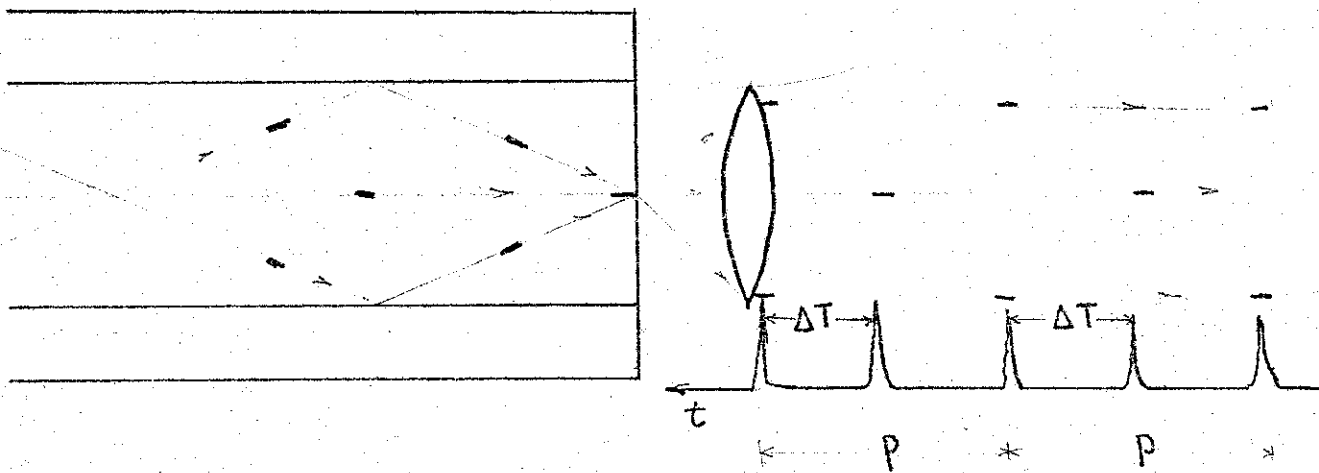


Figura 2.3

$$\Delta T \approx L(AN)^2/2nC$$

Retornando à experiência simulada, a chegada do pulso através dum modo M_1 estaria atrasada ΔT em relação a chegada do pulso através do modo M_0 . E o que observaríamos na saída da fibra, com dois modos excitados na entrada, seria a chegada consecutiva e periódica de dois pulsos idênticos com uma separação temporal dada pela equação 2.1 e como ilustra a figura 2.3

Supondo agora que a mesma fibra perfeita tenha todos os modos excitados igualmente, isto é com a mesma intensidade, por uma fonte de luz com distribuição espacial de intensidade constante, como mostra a figura 2.4.

Cada modo excitado, entre M_0 e M_1 , leva o pulso até o final da fibra em tempos consecutivamente diferentes entre T_0 e T_1 . Havendo uma chegada consecutiva do mesmo pulso em tempos diferentes, haverá uma integração no intervalo entre T_0 e T_1 e a forma do sinal observado no final da fibra seria retangular, com uma largura temporal igual a $(T_1 - T_0)$.

Se a distribuição espacial fosse perfeitamente gaussiana, a excitação dos modos altos seria menor que a dos modos baixos. E observaríamos que a amplitude do sinal que chega ao final da fibra é maior em T_0 que em T_1 .

Para uma fonte de distribuição espacial gaussiana, excitando uma fibra perfeita, com pulsos temporalmente estreitos tal qual uma função delta, a variação da forma do pulso no final da fibra em função da abertura numérica excitada é mostrada no gráfico da figura 2.5. Os pulsos que chegam ao final duma fibra perfeita são assimétricos.

Experimentalmente, fibras multimodo quase perfeitas com núcleo líquido e excitadas com laser He-Ne pulsado, apresentaram resultados experimentais em bom acordo com a teoria.

Na situação real as fontes excitadoras usadas eram lasers semicondutores de GaAs. Cujas distribuição espacial é gaussiana complexa. No plano da junção a distribuição é gaussiana mas com largura espacial maior que a distribuição no plano perpendicular ao plano de junção. Com esta distribuição espacial do laser, a forma do pulso que se observa no final da fibra não é idêntica à que foi calculada, mas algo muito próxima. Isto porque a luz do laser num plano não excita todos os modos excitados no plano perpendicular.

Numa fibra perfeita, excitada por pulsos provenientes de fontes perfeitamente gaussianas, a dispersão modal é obtida, deconvoluindo o pulso na entrada do pulso na saída. A dispersão modal é

$$\tau = \sqrt{\tau_1^2 - \tau_0^2}$$

Onde τ_0 é a largura temporal, medida a meia altura do pulso incidente e τ_1 é a largura temporal medida a meia altura do pulso emergente no final da fibra.

Na situação real, esta é uma aproximação do valor real da dispersão medida, mas uma aproximação pessimista, pois poderíamos calcular a dispersão modal fazendo

$$\tau = \tau_1 - \tau_0$$

o que é uma aproximação otimista.

Nas medidas de dispersão modal usa-se o laser como fonte de luz para minimizar o efeito de dispersão material que é proporcional a largura espectral $\Delta \lambda$ da fonte usada para excitar a fibra.

Conforme a dedução teórica usando o modelo de propagação do raio ótico, numa fibra perfeita a dispersão modal varia linearmente com o comprimento da fibra. E não está presente o efeito de conversão de modos.

Quando há um equilíbrio de energia transferida de

outros modos para um certo modo M e deste para outros modos, mas sua energia média é a mesma, está presente o efeito de conversão de modos. Seja L_c (comprimento de conversão de modos) o comprimento da fibra a partir do qual ela apresenta este efeito. Os valores deste comprimento para as fibras multimodo é muito variável, algumas exibem o efeito em 10 m outras em 10 km não foi observado o efeito. A dispersão modal em função do comprimento, para comprimentos maiores que L_c deixa de ser linear, mas varia com $\sqrt{L \cdot L_c}^6$. O gráfico da figura 2.6 mostra a variação da dispersão modal em função do comprimento para uma fibra com efeito de conversão de modos a partir de certo L_c .

Supondo que a fibra da experiência simulada, com os modos M_0 e M_1 (mínimo e máximo) excitados, apresenta o efeito de conversão de modos. Parte do modo M_1 se converterá dando origem a modos menores e parte será perdida por modos radiados, assim como parte da energia de M_0 será convertida dando origem a modos mais altos e parte será irradiada. Há uma certa criação de modos intermediários entre M_0 e M_1 e observaríamos na saída da fibra uma redução em ΔT , assim como uma queda na amplitude do sinal, devido a conversão de modos. A figura 2.7 ilustra esta experiência simulada.

Como há um equilíbrio dinâmico na troca de energia entre os modos, a forma do pulso no final da fibra não depende mais da distribuição espacial da fonte excitadora. E a forma do pulso no final da fibra é bem simétrica, ao contrário das fibras sem o efeito, onde a forma do pulso é assimétrica conforme a previsão teórica.

A presença do efeito de conversão de modos numa fibra reduz o efeito de dispersão modal mas acarreta perdas por radiação.

2.2 Dispersão material

Além da dispersão modal, numa fibra multimodo tam-

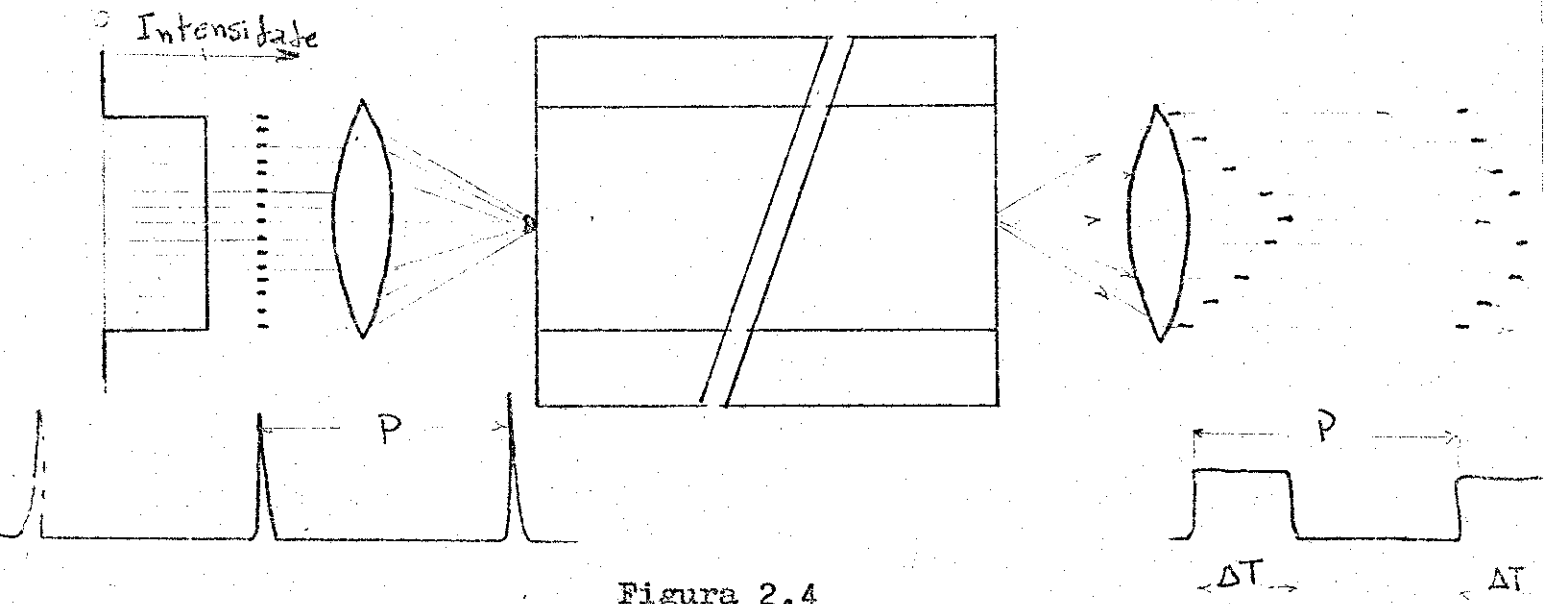


Figura 2.4

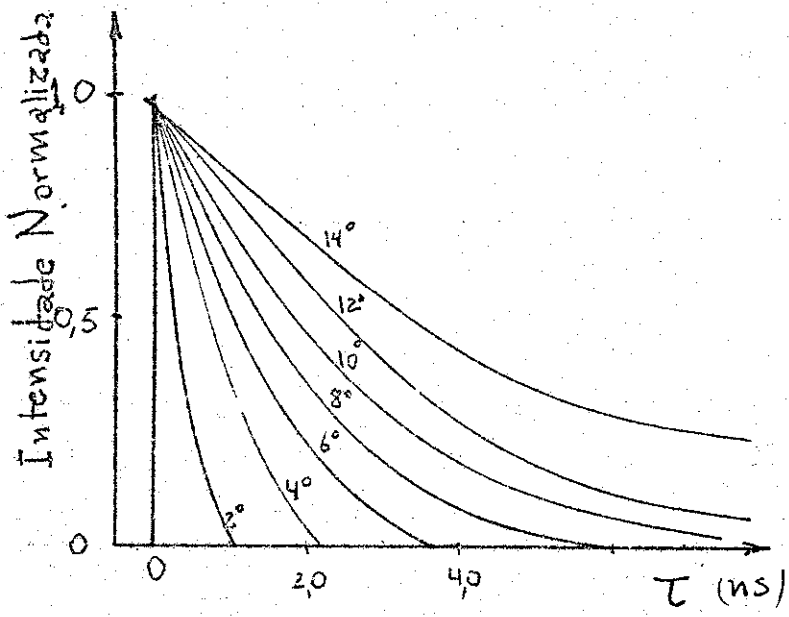


Figura 2.5

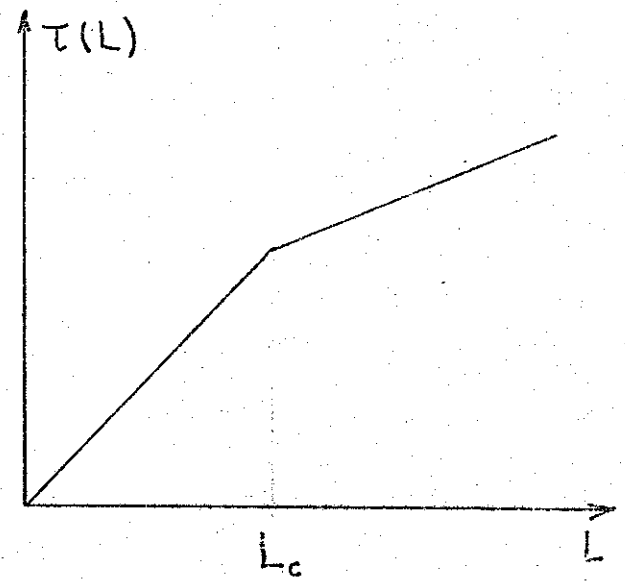


Figura 2.6

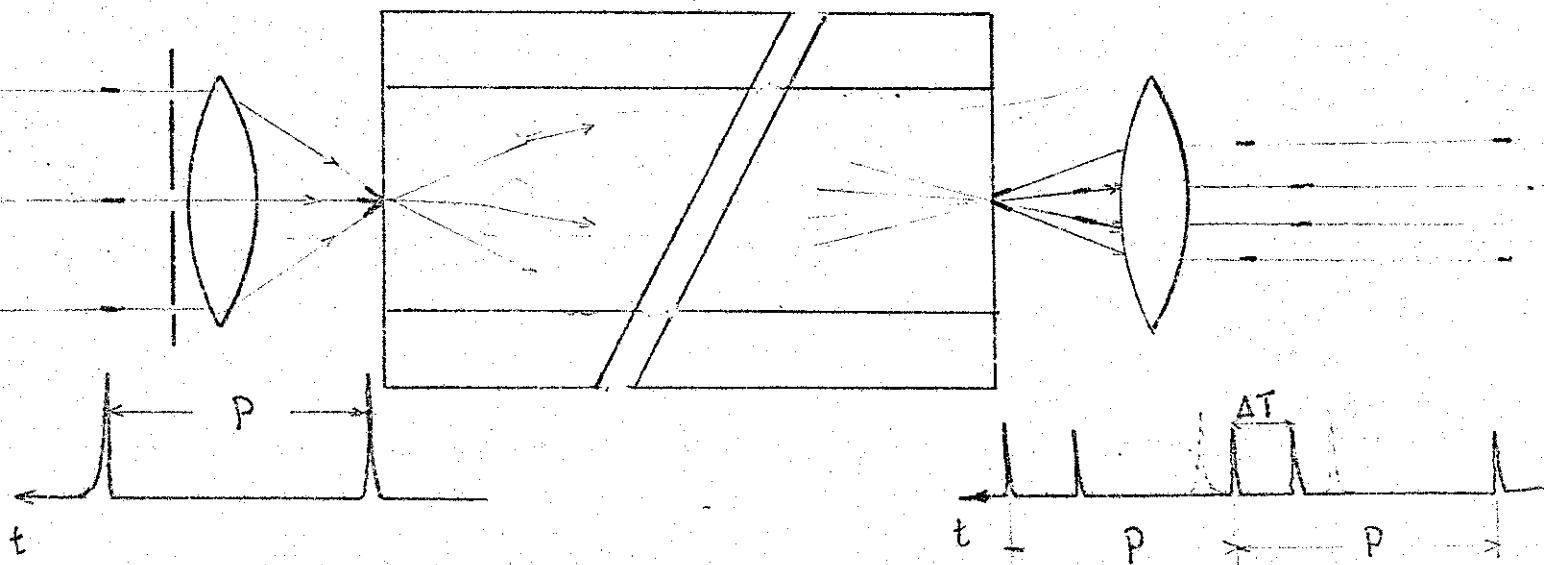


Figura 2.7

bém está presente o efeito de dispersão material. Este quando a fibra é excitada por uma fonte não monocromática mas por uma fonte com certa largura espectral $\Delta \lambda$. É um efeito intrínseco do vidro, cujo índice de refração é uma função não linear de λ ou da frequência angular ω .

Supondo que um estreito pulso de luz, em forma de on da plana excite apenas o menor modo, M_0 , duma fibra com núcleo de índice de refração n . O atraso de grupo por unidade de comprimento nesta fibra é dado por

$$T = d\beta/d\omega = 1/c \left(n - \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{eq. 2.2.1})$$

onde β é a constante de propagação dada por

$$\beta = 2\pi n/\lambda = kn = \omega n/c$$

a equação 2.2.1 em função de λ fica

$$T = d\beta/d\omega = 1/c \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (\text{eq. 2.2.2})$$

Se a fonte de luz usada tem uma largura espectral $\Delta \lambda$, então surge a distorção do pulso devido a esta dependência do atraso de grupo em relação ao comprimento de onda λ .

A largura do pulso ΔT após atravessar uma unidade de comprimento é dada pela diferença temporal de propagação correspondente a largura espectral $\Delta \lambda$

$$\Delta T = (dT/d\lambda) \Delta \lambda \quad (\text{eq. 2.2.3})$$

Ou se dois pulsos monocromáticos com uma diferença $\Delta \lambda$ em seus comprimentos de onda são simultaneamente lançados numa fibra, a eq. 2.2.3 dá a diferença temporal ΔT entre os tempos de propagação dos picos dos pulsos após uma unidade de comprimento.

Assim a separação dos pulsos λ_1, λ_2 pode ser determinada se conhecermos a dispersão material $dT/d\lambda$ e a largura espectral $\Delta \lambda$ da fonte usada. Calculando $dT/d\lambda$ a partir da eq. 2.2.2 temos que

$$dT/d\lambda = - \lambda/c \cdot d^2n/d\lambda^2$$

e

$$\begin{aligned}\Delta T &= dT/d\lambda \Delta\lambda = \\ &= - \lambda/c \cdot d^2n/d\lambda^2 \cdot \Delta\lambda\end{aligned}$$

Mede-se a dispersão material numa fibra ótica em certa região espectral $\Delta\lambda$, lançando simultaneamente dois pulsos na fibra, um de comprimento de onda λ_1 , outro de comprimento de onda λ_2 , $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ e mede-se o atraso temporal ΔT dum pulso de determinado λ em relação ao outro no final da fibra. O pulso de maior comprimento de onda chega adiantado em relação ao pulso de comprimento de onda menor, caso contrário, a fibra apresenta dispersão anômala na região $\Delta\lambda$.

Dispersão material é medida em pico-segundo/nanometro/quilometro.

2.3 Dispersão total

Uma fibra com dispersão modal $\tau_{\text{mod.}}$ e dispersão material $dT/d\lambda$ excitada por uma fonte de luz com largura espectral $\Delta\lambda$ apresentará uma dispersão total, devido a soma dos dois efeitos, igual a

$$\begin{aligned}\tau &= \sqrt{\tau_{\text{mod.}}^2 + \tau_{\text{mat.}}^2} = \\ &= \sqrt{\tau_{\text{mod.}}^2 + (dT/d\lambda \Delta\lambda)^2}\end{aligned}$$

Para ilustrar porque é necessário conhecer a dispersão numa fibra, suponhamos que queremos enviar sinais dum ramal ao centro de computação, usando para transmissão de sinal fibras óticas.

10 11

A capacidade de informação numa fibra geralmente é dada por mega bits/segundo. Supondo que o ramal dista 600 m da central e desejamos uma fibra para tal e com uma capacidade de informação de 200 Mb/s, cuja fonte excitadora é um LED com largura espectral de 40 nm operando em torno de $\lambda = 850$ nm. Com esses dados queremos saber a dis-

persão máxima que a fibra pode apresentar.

Como queremos que $B = 1/2T = 200 \text{ Mb/s}$ devemos ter

$T = 2,5 \text{ ns}$. Para uma dispersão material de 50 ps/nm/km este dá uma dispersão de $T_{\text{mat}} = 50 \text{ ps/nm/km} \times 0,6 \text{ km} \times 40 \text{ nm} = 1,2 \text{ ns}$, como $T = 2,5 \text{ ns}$ a dispersão modal não pode ultrapassar

$$T_{\text{mod.}} = \sqrt{6,25 - 1,44} \approx 2,2 \text{ ns}$$

A dispersão modal por unidade de comprimento deve ser da ordem de $3,5 \text{ ns}$ por quilometro.

2.4 Questões importantes a ser resolvidas:

Para as fibras que estão sendo fabricadas em fase experimental é importante saber :

- 1-Validez do modelo teórico desenvolvido,
- 2-Dispersão modal em função do comprimento da fibra
- 3-Medir dispersão modal em função da abertura numérica utilizada para lançamento,
- 4-Dispersão modal em função da abertura numérica da própria fibra
- 5-Verificar validade do calculo de deconvolução
- 6-Estudar dispersão modal em fibras diferentes acopladas uma a outra,
- 7-Medir dispersão material das fibras, na região de interesse, isto é, região espectral de menor perda por espalhamento.
- 8-Estudar dispersão modal em função do perfil de índice de refração
- 9-Medir coeficiente de conversão de modos nas fibras, para avaliar sua qualidade
- 10-Estudar efeitos de introdução de defeitos mecânicos externos (microcurvaturas) nas extremidades das fibras.
- 11-Textar uniformidade e homogeneidade das fibras

Que é o conteúdo deste trabalho.

III Conversão de modos

Conversão de modos é um fenômeno que está presente em todas as fibras multimodo, o grau de ocorrência deste fenômeno é quase desprezível em fibras perfeitas e mais pronunciado em fibras imperfeitas, podendo causar efeitos de conversão de modos na dispersão modal.

Para avaliar o grau de ocorrência do fenômeno numa fibra ótica mede-se o seu coeficiente de conversão de modos (D). Conhecendo o coeficiente D das fibras estudadas, podemos avaliar a qualidade das fibras analisadas comparando o Coeficiente de conversão de modos medido para essas fibras com resultados obtidos em outros laboratórios para fibras quase perfeitas com núcleo líquido, onde o fenômeno é menos pronunciado.

3.1 Teoria

Uma fibra multimodo de perfil de índice de refração degrau quando excitada por um feixe de luz colimada, incidindo a um ângulo θ_i em relação ao eixo da fibra, na saída da fibra a imagem de campo distante, observada num anteparo terá a forma dum anel. Se não há conversão de modos o anel é bem nitido e os raios que saem do final da fibra fazem um ângulo θ' em relação ao eixo da fibra igual ao ângulo de incidência θ_i . Como mostra a figura 3.1

Se a fibra apresenta uma conversão de modos muito alta, a imagem de campo distante observada na saída da fibra é independente das condições de lançamento na entrada da fibra e apresenta-se em forma de disco.

No caso intermediário de conversão de modos parcial a imagem observada é um anel difuso. E a distribuição espacial de intensidade em função de θ' na saída da fibra é algo semelhante a figura 3.2 onde aparecem picos secundários entre os picos principais e fora deles,

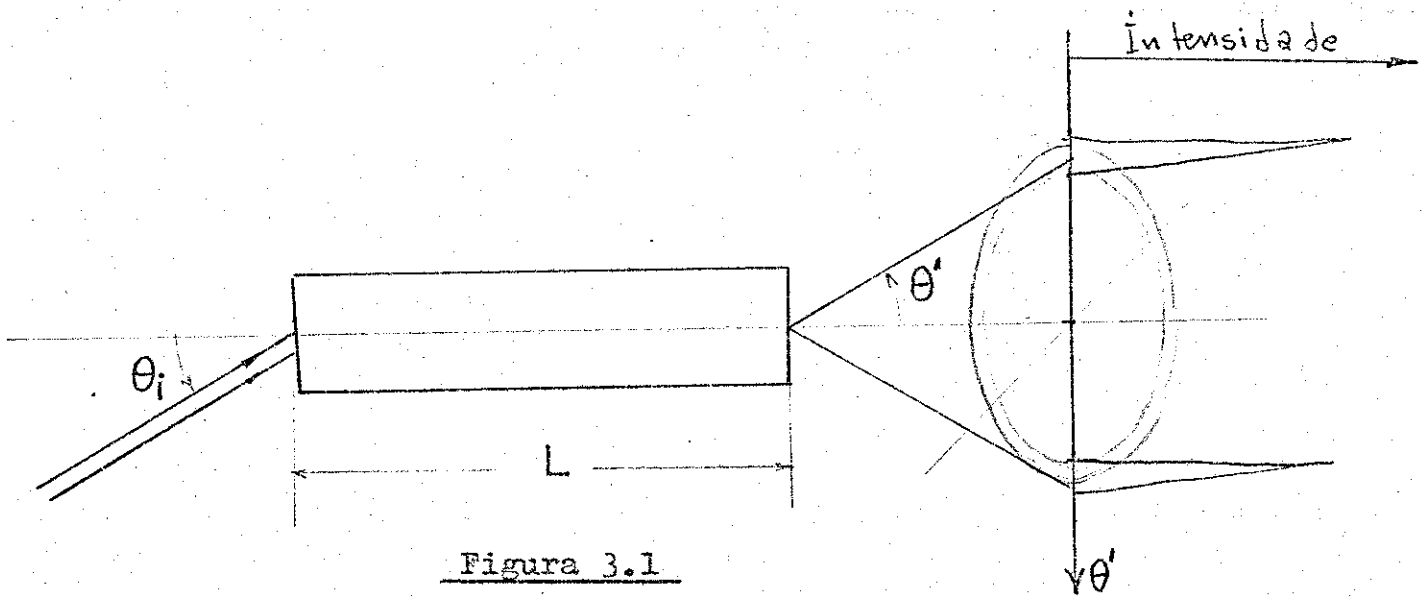


Figura 3.1

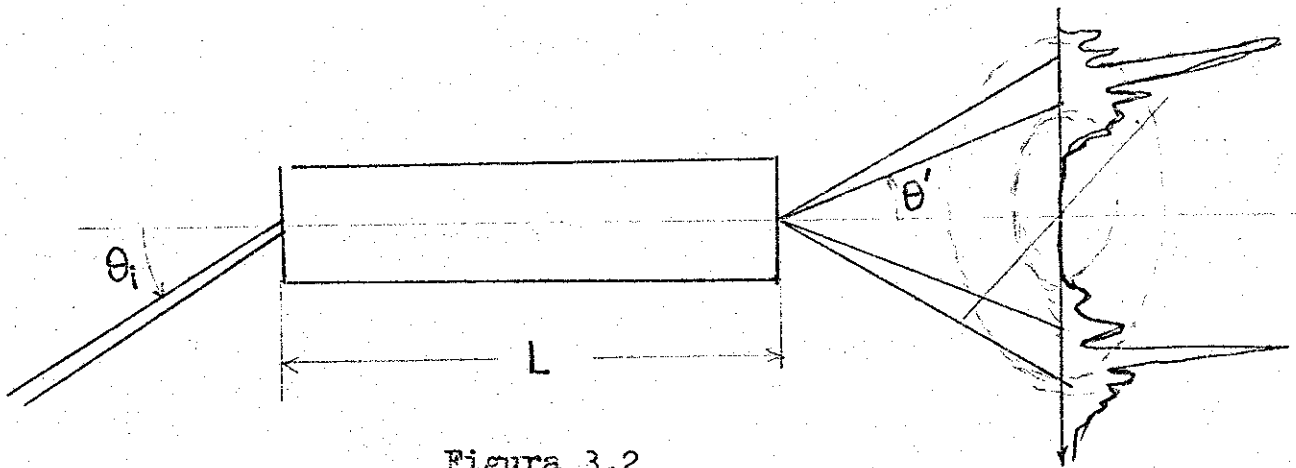


Figura 3.2

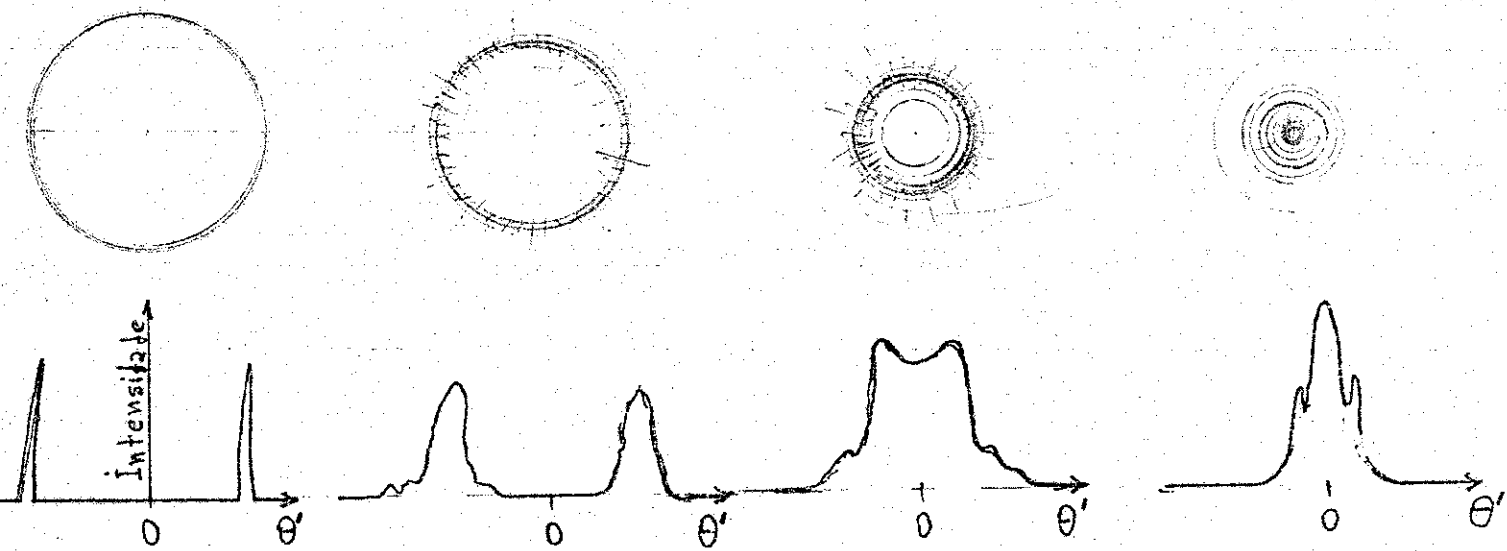


Figura 3.3

devido a conversão de modos.

Mede-se o grau de conversão de modos ocorrendo numa fibra, medindo-se o coeficiente de conversão de modos D que é uma função do comprimento variando com $\sqrt{L}$. Assim é possível observar um anel bem nitido na saída duma fibra de alto coeficiente de conversão de modos se o comprimento da fibra em questão for suficientemente pequeno.

Reduzindo o ângulo θ_i de lançamento e observando a variação na distribuição espacial na saída da fibra, nota-se que um anel distinto torna-se um disco, como mostra a sequência de figuras 3.3. Num fibra perfeita, com D nulo, a distribuição espacial em forma de anel só é observada quando o ângulo de lançamento $\theta_i = 0^\circ$. Se a fibra apresenta conversão de modos, isto é observado para um ângulo $\theta_i > 0$, chamado ângulo de transição devido a transição anel $\rightarrow$ disco que se observa.

Medindo este ângulo de transição, em que ocorre o primeiro máximo de intensidade no eixo de saída da fibra, em função do comprimento da fibra podemos calcular D , que segundo o modelo teórico desenvolvido por Gambling¹² mostra que quando esta transição ocorre

$$\log \theta_{\text{trans.}} = 1/2 \log L + \log 2 \sqrt{D}$$

onde : $\theta_{\text{trans.}}$ é o ângulo de lançamento, para o qual se observa a transição anel $\rightarrow$ disco, medido em radianos.

L é o comprimento da fibra em metros

D o coeficiente de conversão de modos normalizado em rad^2/m

A equação acima pode ser expressa como

$$D = \theta_{\text{trans.}}^2 / 4L$$

3.2 Experiência

Nas medidas do coeficiente de conversão de modos, um laser He-Ne foi usado como fonte de luz que era lançada sobre a face de entrada da fibra, usando para lançamento uma lente de distância focal de

60 mm, para ter um feixe de luz bem colimado.

A face de entrada da fibra é montada sobre um suporte mecânico com translações XYZ e rotação θ em torno de Z. O ângulo θ_i é medido, medindo-se as distâncias A e B, mostradas na figura 3.4. B é a posição radial, em relação ao eixo ótico da montagem, da mancha de luz refletida pela face da fibra, coletada num anteparo a distância A da face de entrada da fibra. Por esta mancha, também pode ser feita uma avaliação da qualidade e do estado da face da fibra preparada.

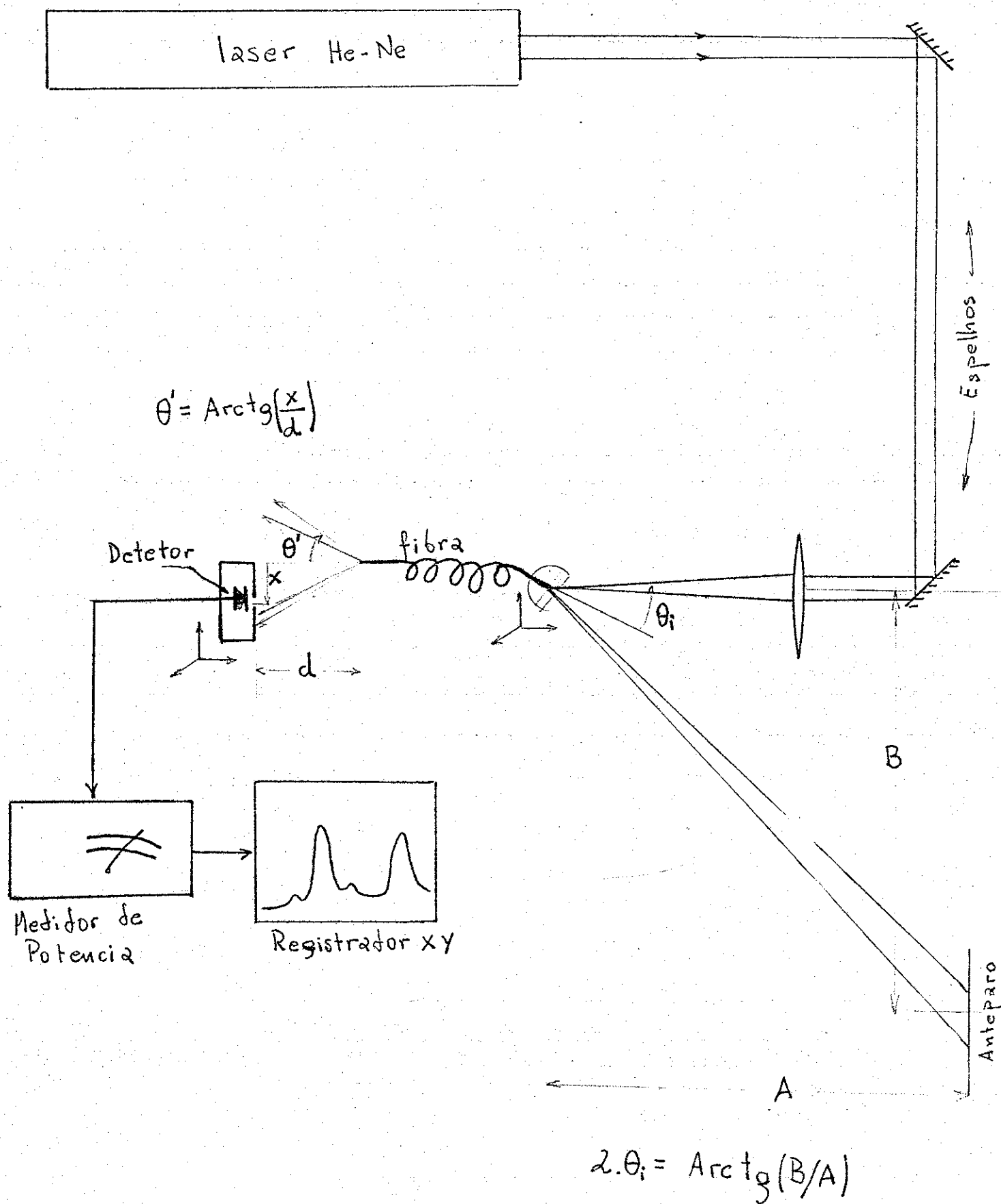
Mede-se a distribuição espacial de intensidade na saída da fibra, transladando um detetor coberto por um pin-hole de 0,5 mm de diâmetro, a uma distância d da face de saída da fibra e ao longo do diâmetro da imagem que sai da fibra. O detetor está montado num suporte motorizado para fazer a translação. A intensidade de luz que se mede ao longo do diâmetro da imagem é registrada numa registradora XY. A figura 3.4 mostra o esquema de montagem usado.

Mede-se e registra-se a distribuição de intensidade na saída da fibra, a partir de certo ângulo de incidência θ_i , tal que visualmente podemos detetar um anel na distribuição espacial de intensidade que sai da fibra. Dai é reduzido continuamente, para cada θ_i de lançamento é feita uma varredura do detetor e registra-se a distribuição de intensidade, até que a distribuição espacial tenha um máximo coincidindo com o eixo ótico da saída da fibra. Isto é, a intensidade é máxima no centro da imagem de saída, em $\theta^s = 0$. O ângulo de incidência em que isto ocorre é o ângulo de transição para o comprimento de fibra analisado.

O comprimento da fibra é reduzida e repete-se o procedimento acima para medir o ângulo de transição do novo comprimento de fibra.

Uma vez medidos os ângulos de transição para diversos comprimentos, traça-se um gráfico de $\theta_{\text{trans.}}$ em função de L. Que se-

Figura 3.4



gundo o modelo desenvolvido por Gambling, prediz que $\log \theta_{\text{tras.}}$ em função de $\log L$ deve dar uma reta de inclinação $1/2$.

3.3 Resultados

A tabela I dá as características gerais das fibras investigadas e a tabela II dá os resultados das medidas do ângulo de transição para os diversos comprimentos e o coeficiente de conversão de modos normalizado D.

Os coeficientes angulares obtidos para as fibras 49, 50 da Telebrás e para fibra da CNET estão próximos do que prediz o modelo teórico. Este acorde da experiência com teoria também foi obtido por Gambling. Nossos resultados dão um coeficiente de conversão de modos D em torno de $2 \times 10^{-5} \text{ rad}^2/\text{m}$, aproximadamente uma ordem de grandesa menor que os resultados obtidos em outros laboratórios. Resultados esses publicados pelos devidos autores. 12

A figura 3.6 mostra uma sequencia de medidas da distribuição espacial de intensidade na saída duma fibra de determinado comprimento, até o ângulo de transição. A figura 3.7 é um traçado gráfico dos resultados obtidos de $\theta_{\text{trans.}}$ em função do comprimento da fibra. E a figura 3.8 mostra o que se observa na saída da fibra em duas situações, quando o ângulo de lançamento é maior que o ângulo de transição e quando é menor.

TABELA I Características de algumas fibras "step-index" investigadas.

Nº	Tipo de fibra	Diâmetro da fibra - μm	Diâmetro do núcleo - μm	Abertura numérica (N.A.)	Atenuação a 850nm db/km
1	CNET	96	44	0.21	~ 10
2	TELEBRÁS (Nº 28)	180	60	0.25	9.6
3	TELEBRÁS (Nº 50)	120	40	0.30	10.1
4	TELEBRÁS nº49	100	20	0.16	10.4

TABELA II - Sumário dos resultados obtidos

Nº	Tipo de fibra	Comprimento de fibra L, metros	Ângulo de transição θ_o , rad.	Coefficiente de conversão de modos D, $\text{rad}^2\text{m}^{-1}$ ($\times 10^{-5}$)	Coefficiente angular na figura 3.7
1	CNET	21	0.068	5.3	0.49
		10	0.045	5.1	
		5	0.032	5.1	
2	TELEBRÁS (Nº 28)	59	0.062	1.6	----
3	TELEBRÁS (Nº 50)	59	0.082	2.8	0.58
		40	0.064	2.5	
		20	0.044	2.4	
4	TELEBRÁS (Nº 49)	200	0.123	1.9	0.44
		90	0.092	2.4	
		60	0.074	2.3	
		45	0.066	2.4	

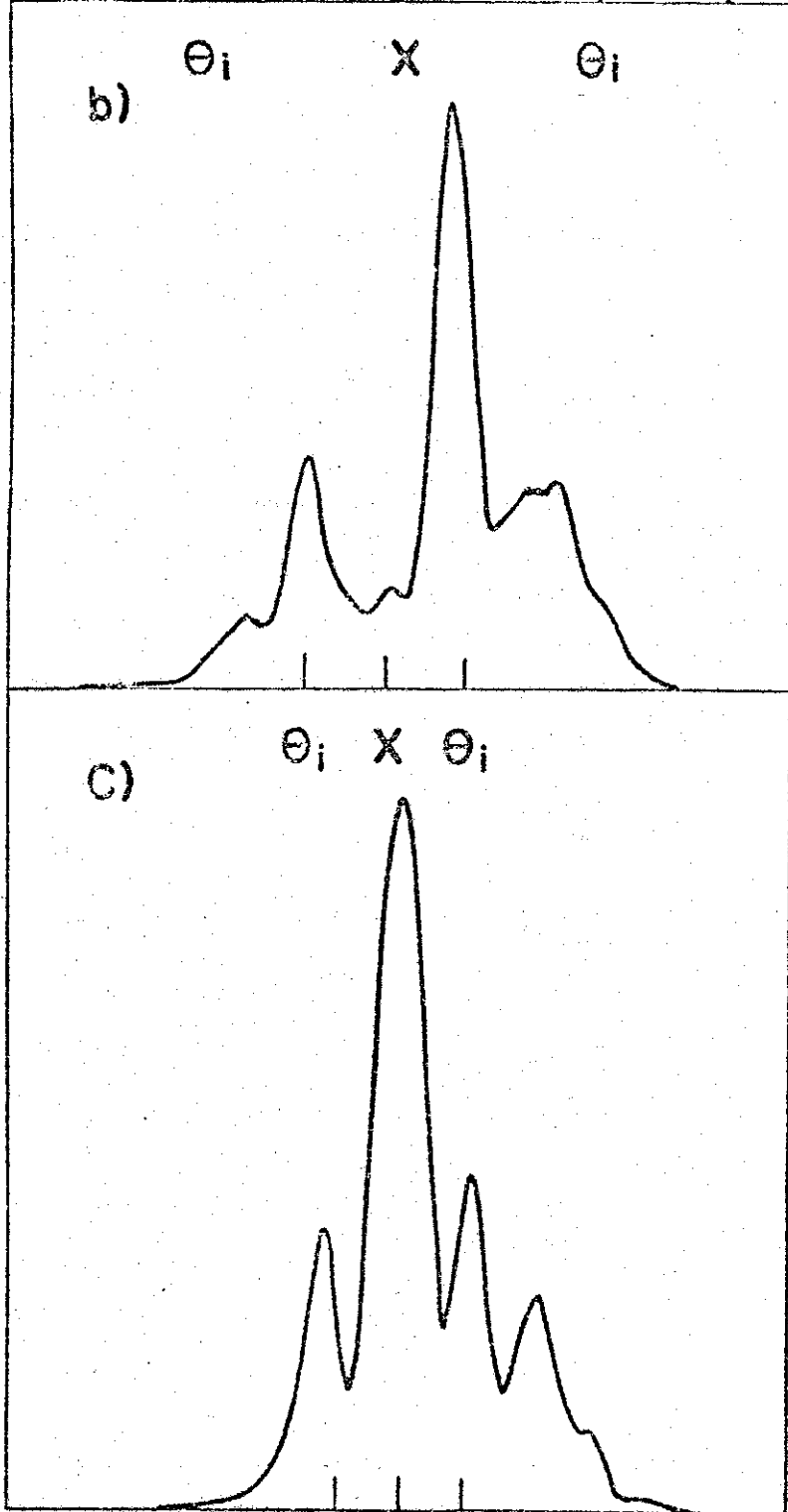
Figura 3.6

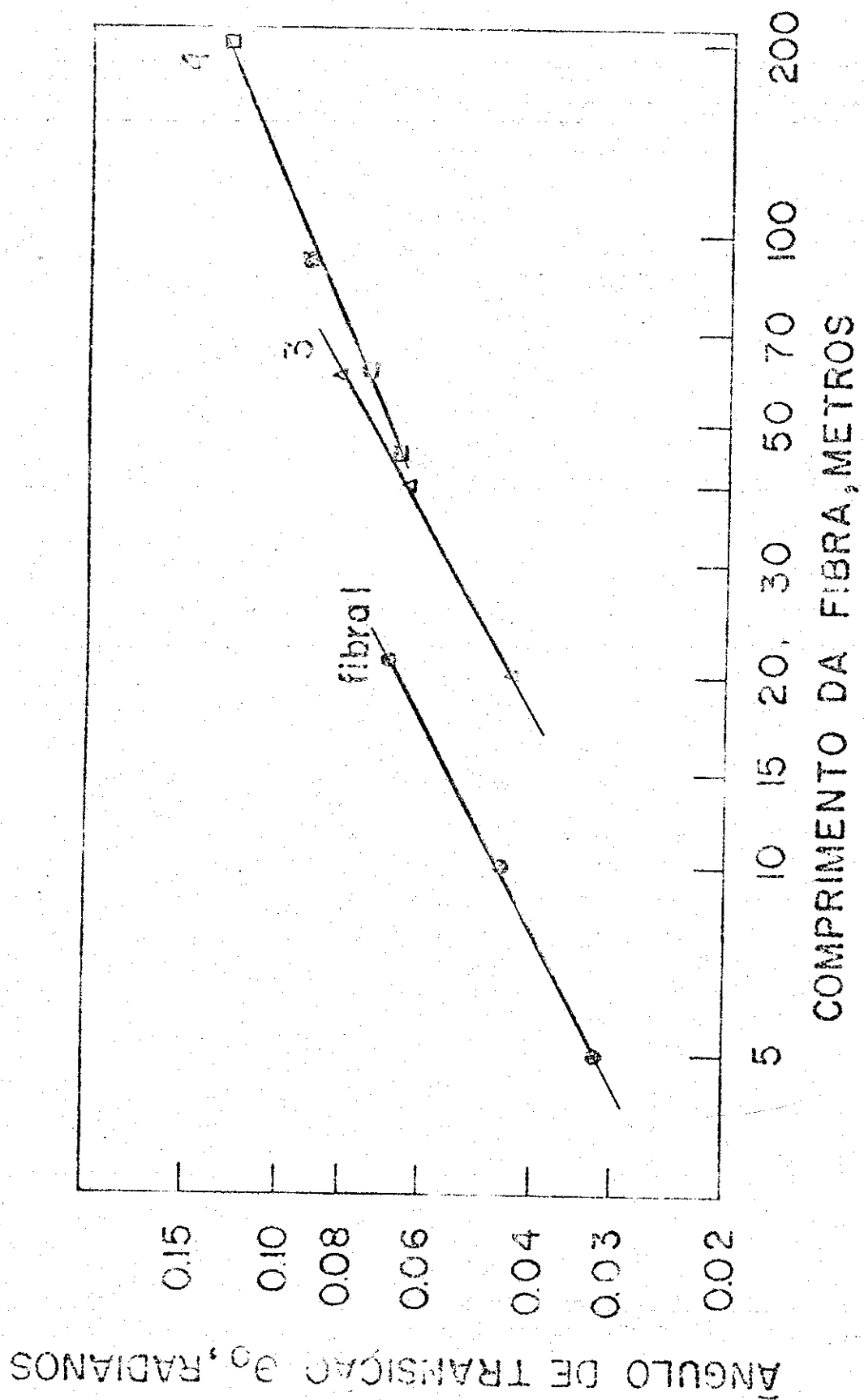
Medidas da intensidade de saída, obtidas para três θ_i , na fibra CNET, de comprimento 21 m (X é a posição do eixo da fibra):

a) $\theta_i = 0,11$ rad

b) $\theta_i = 0,086$ rad

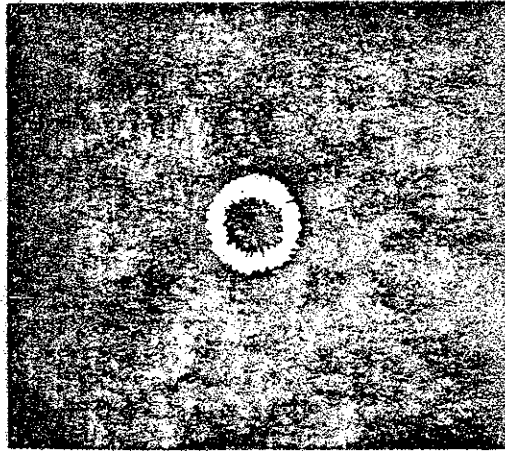
c) $\theta_i = 0,068$ rad ($\theta_i = \theta_{trans}$ neste caso)



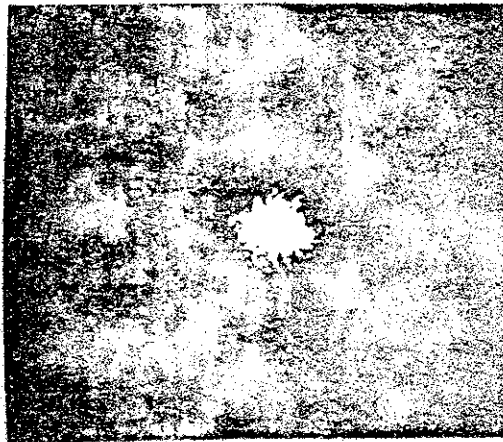


Ângulo de transição em função do comprimento da fibra para três fibras diferentes.

Figura 3.7



(a)



(b)

Formas de saída de uma fibra observada:

a) $\theta_i > \theta_{\text{trans.}}$

b) $\theta_i < \theta_{\text{trans.}}$

Figura 3.8

IV Montagem experimental para medidas de dispersão

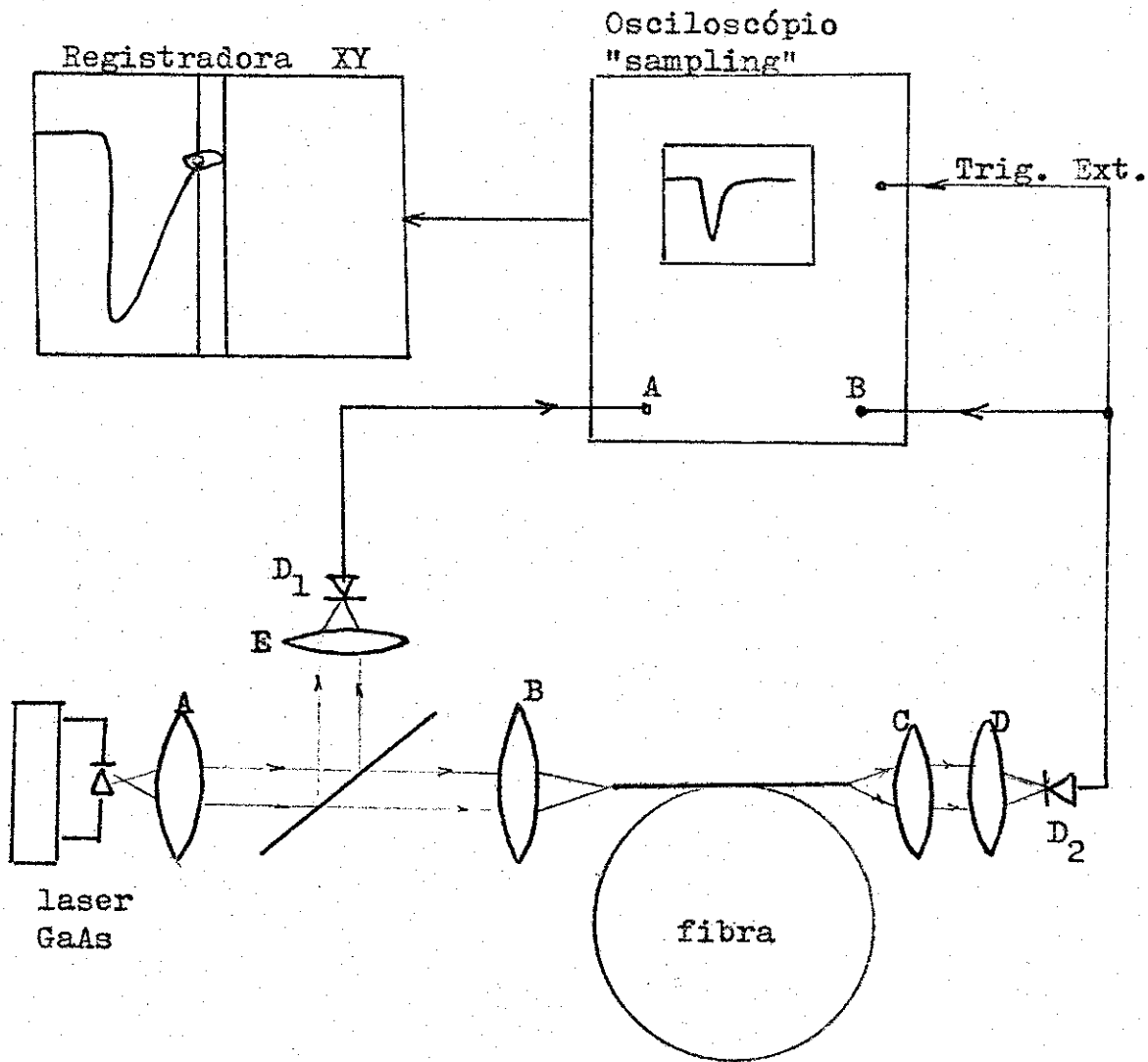
4.1 Dispersão modal

A figura 4.1 mostra o esquema de montagem usada nas experiências de dispersão modal. Onde um laser de semicondutor GaAs, de heteroestrutura única foi usado como fonte de luz com comprimento de onda $\lambda = 904 \text{ nm}$ e largura espectral de $3,5 \text{ nm}$. O laser trabalha numa frequência de 10 kHz , controlado por um circuito relógio que excita o laser nessa frequência. Os pulsos gerados tinham uma largura temporal de $200 \text{ pico segundos}$, a meia altura do pulso e uma potência de 1 watt .

Para coletar e colimar a luz do laser foi usada uma objetiva de microscópio A de grande abertura numérica, porque a luz que sai do laser é divergente. Para focalizar a luz sobre a face de entrada da fibra foram usadas diversas objetivas ou lentes, dependendo do que se queria estudar. No estudo de dispersão modal em função do comprimento, por exemplo, foi usada uma objetiva de microscópio de grande abertura numérica, para que todos os modos fossem excitados. Objetiva B na figura.

Para coletar e colimar a luz que sai no final da fibra foi usada outra objetiva (C) de microscópio com abertura numérica maior que a da fibra estudada. E para focalizar a luz sobre o detetor, foi usada uma objetiva de boa resolução, tal que a imagem focalizada fosse menor ou igual a área ativa do detetor. Objetiva D na figura.

Antes da objetiva de focalização B, a luz colimada passa por um divisor de feixe, onde parte da luz é refletida a 90° e outra parte transmitida para a objetiva B. A luz colimada e refletida a 90° é focalizada sobre um detetor D_1 pela objetiva E. O detetor D_1 está ligado ao canal A do osciloscópio. Observando-se a amplitude do sinal de tado em D_1 otimiza-se a posição do laser em relação a objetiva A, que é justamente a posição focal da objetiva A.

Figura 4.1

O laser é montado num suporte mecânico com translações XYZ e rotações angular θ e azimutal φ .

A face de entrada da fibra é montada num suporte mecânico com translações XYZ e rotação θ em torno de Z. Para focalizar luz infravermelha sobre a face de entrada da fibra, a face de saída é examinada num microscópio metalográfico, em cuja ocular foi adaptado um intensificador de infravermelho. O intensificador converte a imagem infravermelha em luz visível. Translada-se a face de entrada da fibra nas direções X e Y observando o intensificador, otimiza-se a posição da face de entrada da fibra para maior intensidade observada no intensificador.

Uma vez confirmado visualmente que há luz saindo da fibra, a face de saída é então fixada n'outro suporte mecânico XYZ diante da objetiva C. A objetiva D focaliza a luz proveniente da fibra sobre o detetor D_2 ligado ao canal B do osciloscópio. A posição da face de saída da fibra é otimizada na posição focal da objetiva C observando-se a amplitude do sinal no osciloscópio. Uma vez otimizada a posição da face de saída da fibra, otimiza-se a posição da face de entrada, observando a amplitude do sinal detetado.

Usa-se dois detetores, D_1 para detetar o sinal na entrada da fibra e D_2 para detetar o sinal que sai da fibra. Ambos são de silicón avalanche, com tempo de resposta de 100 ps (Optel modelo LD 103) que trabalham alimentados por uma tensão de "bias" de 150 a 160 volts

O osciloscópio usado é do tipo "sampling" (Philips modelo PM 3400) este tipo de osciloscópio não trabalha em tempo real, para que seja possível medir nanossegundos com grande sensibilidade (1 milivolt) e com tempo de resposta bastante curto (200 picossegundos). A trigagem é feita externamente, para melhorar a sensibili-

dade do osciloscópio.

Com os detetores respondendo em 100 ps e o osciloscópio em 200 ps o tempo de resposta do sistema é de

$$T_{\text{sist.}} = \sqrt{T_{\text{oscil.}}^2 + T_{\text{detet.}}^2} = \\ \approx 220 \text{ ps}$$

Por isso a largura temporal do pulso do laser medida é de 300 ps. Deconvoluindo o tempo de resposta do sistema, $T_{\text{sist.}}$ dá os 200 ps.

4.2 Dispersão material

Na experiência de dispersão material o objetivo é medir o resultado dum efeito intrínseco do vidro usado na confecção da fibra sobre um sinal não monocromático, mas com certa largura espectral $\Delta\lambda$ (conforme 2.2). Isto é, medir a diferença entre os tempos de propagação das componentes cromáticas λ_1 , λ_2 , λ_3 , etc. Para isso foi montada uma experiência em que a fibra é excitada por dois lasers de comprimentos de onda diferentes, $\lambda_1 = 904 \text{ nm}$ e $\lambda_2 = 800 \text{ nm}$. A montagem usada é mostrada na figura 4.2, que difere daquela usada para dispersão modal, por ter mais um laser e a objetiva para coletar e colimar sua luz. Objetiva F na figura 4.2.

Os pulsos de diferentes comprimentos de onda são lançados com uma diferença de tempo T_0 na entrada da fibra, durante a propagação um dos pulsos adianta-se em relação ao outro e a separação temporal entre os dois picos dos pulsos que saem da fibra é T_1 . No caso normal T_1 é maior que T_0 se o pulso de $\lambda = 904 \text{ nm}$ é lançado antes do outro de $\lambda = 800 \text{ nm}$. Se o pulso de $\lambda = 800 \text{ nm}$ é lançado antes, T_1 é menor que T_0 . Caso contrário a dispersão material na região $\Delta\lambda$ é anomala.

Nesta experiência os circuitos eletrônicos de ambos os lasers são excitados por onda quadrada positiva de 100 ns de largura,

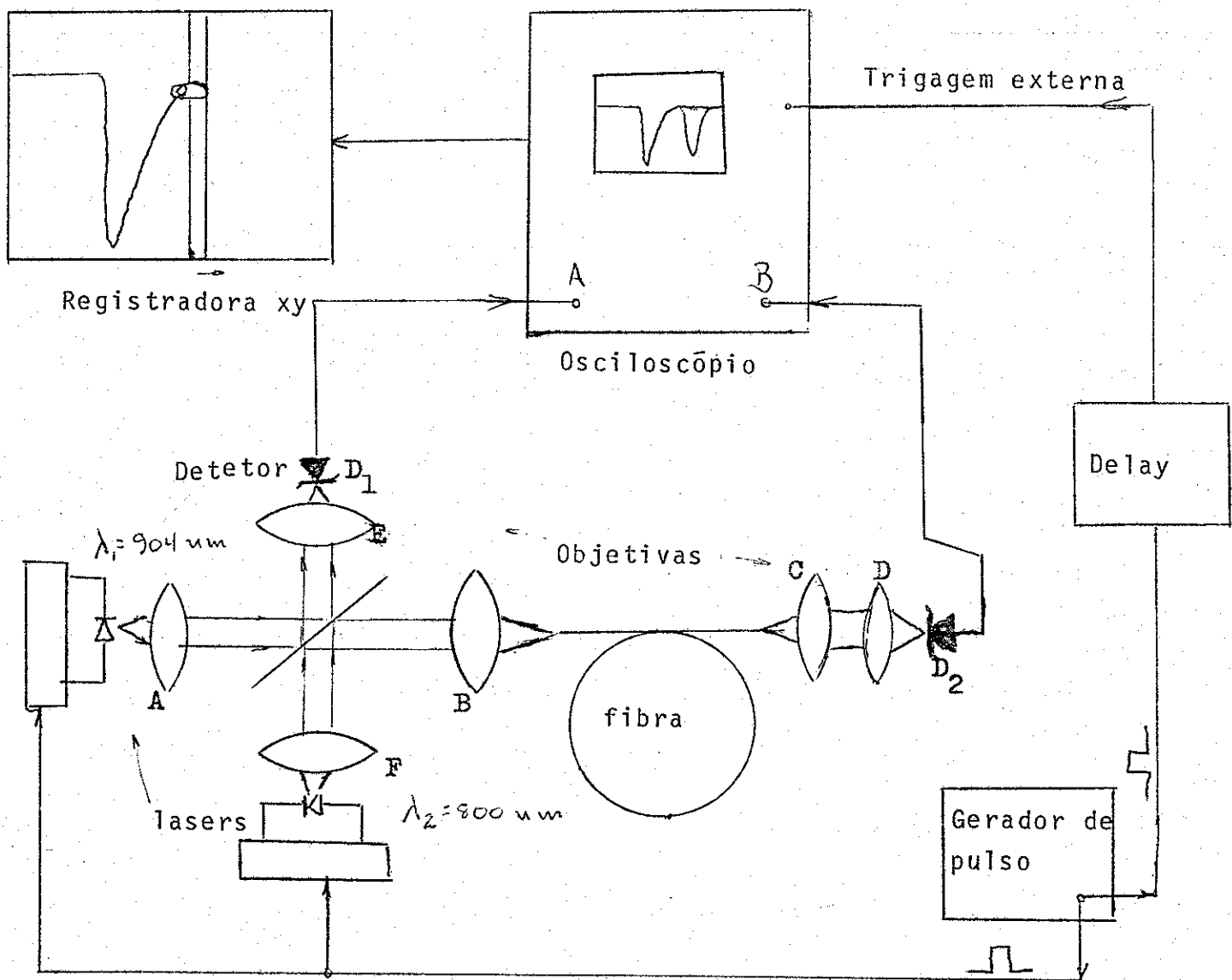


Figura 4.2

O osciloscópio é trigado externamente com o sinal do gerador de pulso, este sinal é atrasado por um "time delay" para que o osciloscópio esteja trigado no momento em que o pulso chega ao final da fibra. O atraso ΔT dado pelo "time delay" deve ser igual ao tempo de propagação do pulso através da fibra.

4.3 Cuidados necessários

Nestas experiencias as tensões de trabalho dos detectores e dos lasers devem ser controladas e mantidas constantes, quando alteradas distorcem a forma do pulso detetado ou emitido.

Na experiência de dispersão material, ao usar um gerador de pulsos para excitar os circuitos dos lasers, é necessário ter o cuidado de não excitar os lasers com pulsos muito largos (maiores que 300 ns) nem ultrapassar a frequência de trabalho do laser, pois em ambos os casos o laser é danificado.

O osciloscópio usado também exige cuidados do experimentador, deve evitar-se sobrecargas nas entradas de sinal (A e B) e na de trigagem externa, por isso em todas elas usá-se atenuadores.

Um cuidado particular foi tomado na preparação das faces de entrada e saída da fibra. As fibras eram cortadas com uma peça de aço muito duro, usando o procedimento descrito em outros trabalhos¹⁴ e a qualidade do corte é examinada, usando-se um microscópio metalográfico.

V Resultados, discussão e conclusão

5.1 Características gerais

Além dos efeitos de propagação, que são o foco deste trabalho, em todas as fibras estudadas foram feitas as medidas de rotina que dão informações gerais tais como o diâmetro da fibra e do respectivo núcleo, geometria e excentricidade do núcleo, abertura numérica e comprimento da fibra. Além do perfil de índice de refração de cada amostra que foi medido no Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebras.

5.1.1 Características geométricas

Na tabela 5.1.1 encontram-se os valores de parâmetros geométricos duma fibra, tais como o diâmetro da fibra e do respectivo núcleo, geometria e excentricidade do núcleo, medidos para todas as amostras estudadas.

5.1.2 Comprimento da fibra

Nos estudos de efeitos de propagação, um dos parâmetros variáveis é o comprimento da fibra. O que foi medido óticamente usando-se a mesma montagem para medir dispersão.

Mede-se o atraso temporal ΔT do pulso na saída da fibra em relação ao instante de entrada na fibra. Este ΔT é o tempo de propagação do pulso num meio de índice de refração n_0 e o comprimento da fibra é dado por

$$L = C\Delta T/n_0$$

onde C é a velocidade da luz no vácuo.

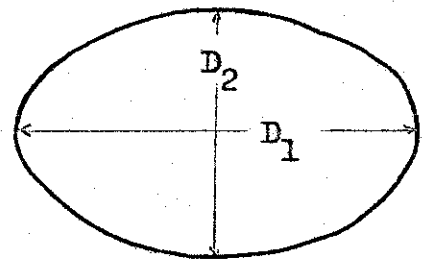
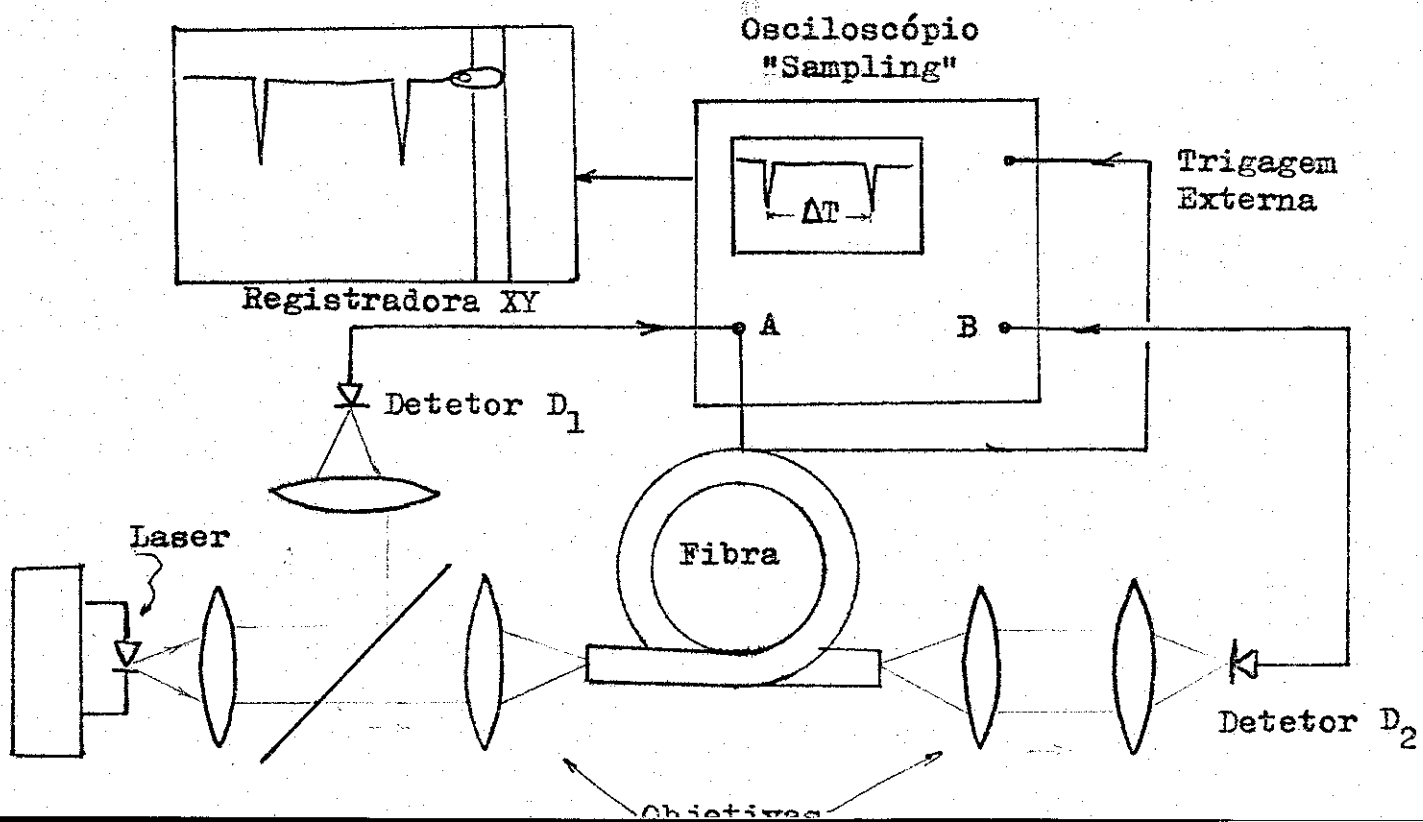
A figura 5.1.2 mostra o esquema de montagem usado para esta medida, em que o osciloscópio é trigado externamente com o sinal detectado no detetor D_1 , o sinal na entrada da fibra. Ambos os sinais detectados em D_1 e D_2 ligados aos canais A e B, respectivamente, do osciloscópio são jogados na tela. A separação entre os picos dos

Tabela 5.1.1

<u>Fibra</u>	<u>Diâmetro da fibra</u> (μm)	<u>Diâmetro do núcleo</u> (μm)	<u>Forma do núcleo</u>	<u>Abertura numérica</u>	<u>Excentricidade[*]</u>
42	110	23-35	cordiforme	0,14	0,75
72	120	40	circular	0,23	0,00
73	123	40	circular	0,13	0,00
74	129	48	circular	0,10	0,00
77	117	18-24	elíptico	0,24	0,66
79	122	29-41	elíptico	0,21	0,70

* A excentricidade é definida como

$$E = \sqrt{\frac{D_1^2 - D_2^2}{D_1^2}}$$

Figura 5.1.2

pulsos de entrada e de saída é o ΔT medido. Nesta medida a escala temporal é da ordem de 50 ns/divisão a 0,2 μ s/divisão, pois o tempo de propagação dum pulso numa fibra de 100 m é da ordem de 500 ns e para este valor de ΔT o erro de medida é de 5 ns, daí com este método a precisão nas medidas de comprimento é de 99%.

5.1.3 Abertura numérica (AN)

Como definida no primeiro capítulo, a abertura numérica duma fibra, cujo meio que a circunda é o ar, é o seno do maior ângulo aceito pela fibra. Nas amostras estudadas este ângulo foi medido diretamente, variando o ângulo de incidência θ e observando a queda na amplitude do sinal na tela do osciloscópio, $\theta_{\max}$ é o θ de lançamento para o qual a amplitude cai a zero.

A montagem para medir AN é a mesma usada no estudo de atraso temporal em função do ângulo de lançamento, V. 5.3.3.

Na tabela 5.1.1 encontram-se os valores de AN medidos para as diversas amostras estudadas.

5.1.4 Perfil de índice de refração

Medir o perfil de índice de refração duma fibra, é medir como o índice de refração do núcleo n_0 varia em função da coordenada radial r , isto é $n_0(r)$. Existem vários métodos para esta medida,¹⁵ para as amostras estudadas foi utilizado o método de campo próximo.

O conhecimento do perfil de índice de refração é de fundamental importancia nestes estudos, pois a partir daí é que podem ser interpretados os diversos resultados obtidos para as diversas amostras.

Os gráficos registrados 5.1.4 A, B, C, D, E e F mostram o perfil de índice de refração de cada amostra estudada.

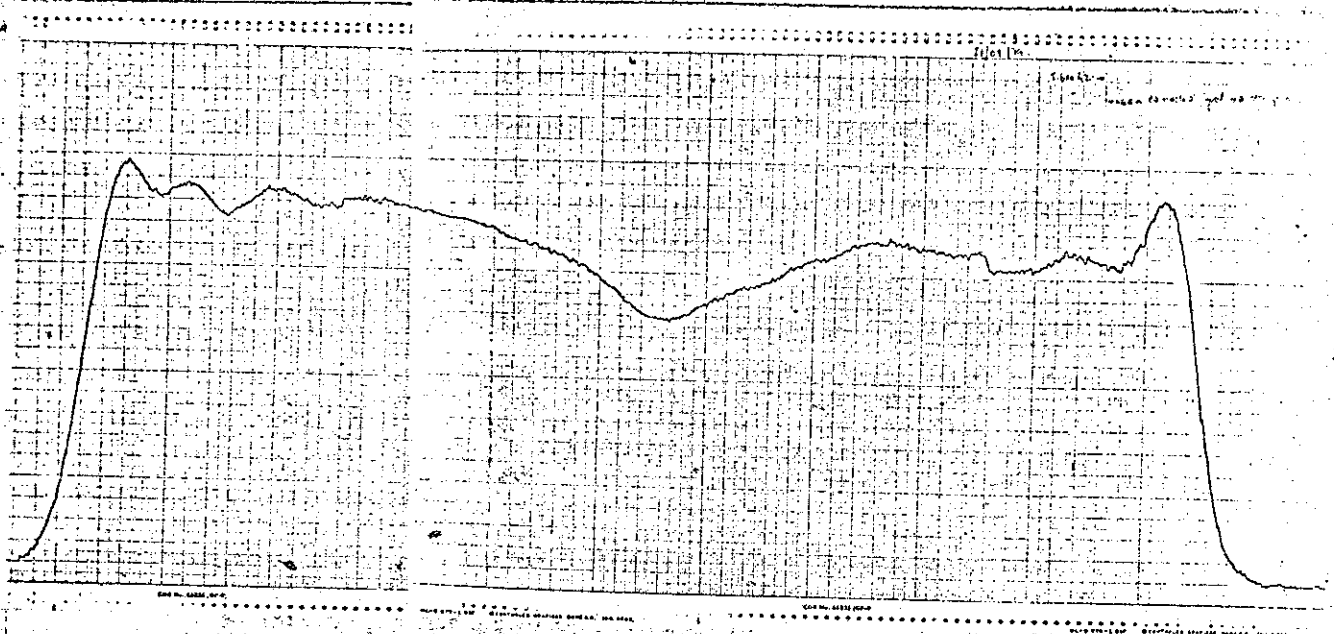


Gráfico 5.1.4 A - Fibra 42

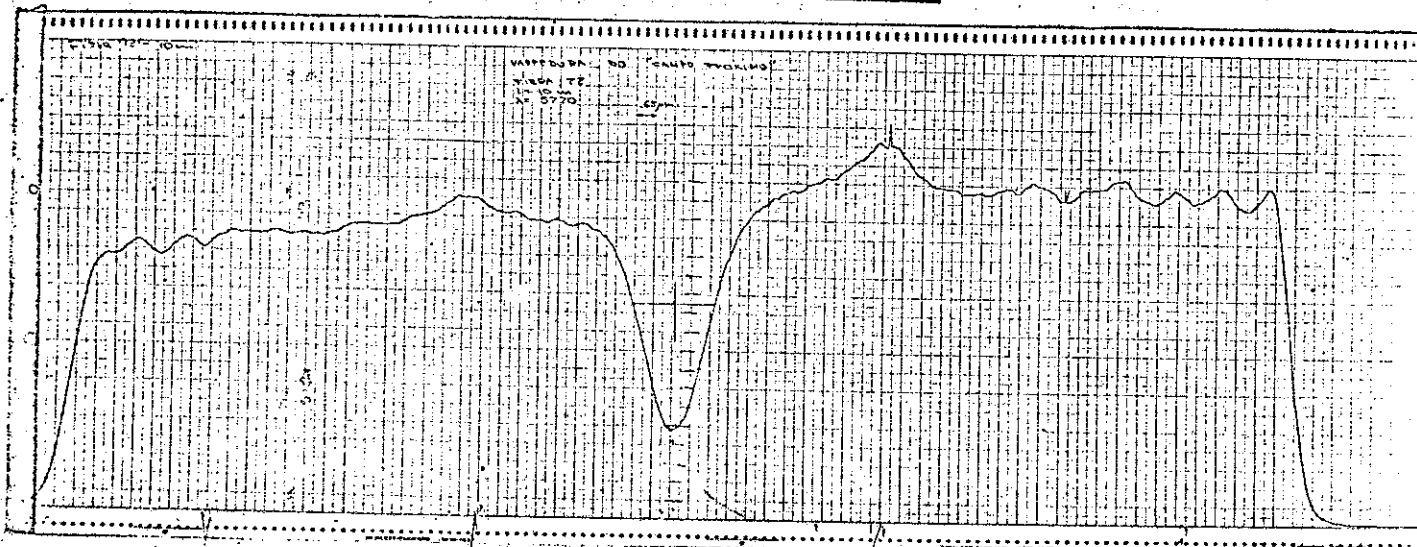


Gráfico 5.1.4 B Fibra 72

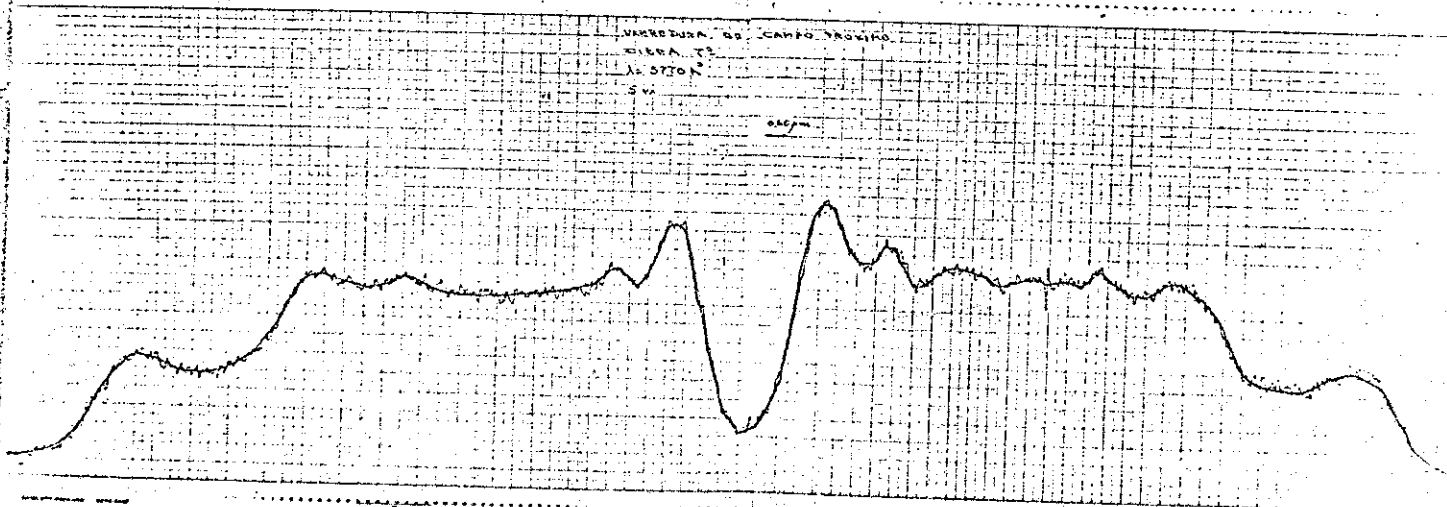


Gráfico 5.1.4 C Fibra 73

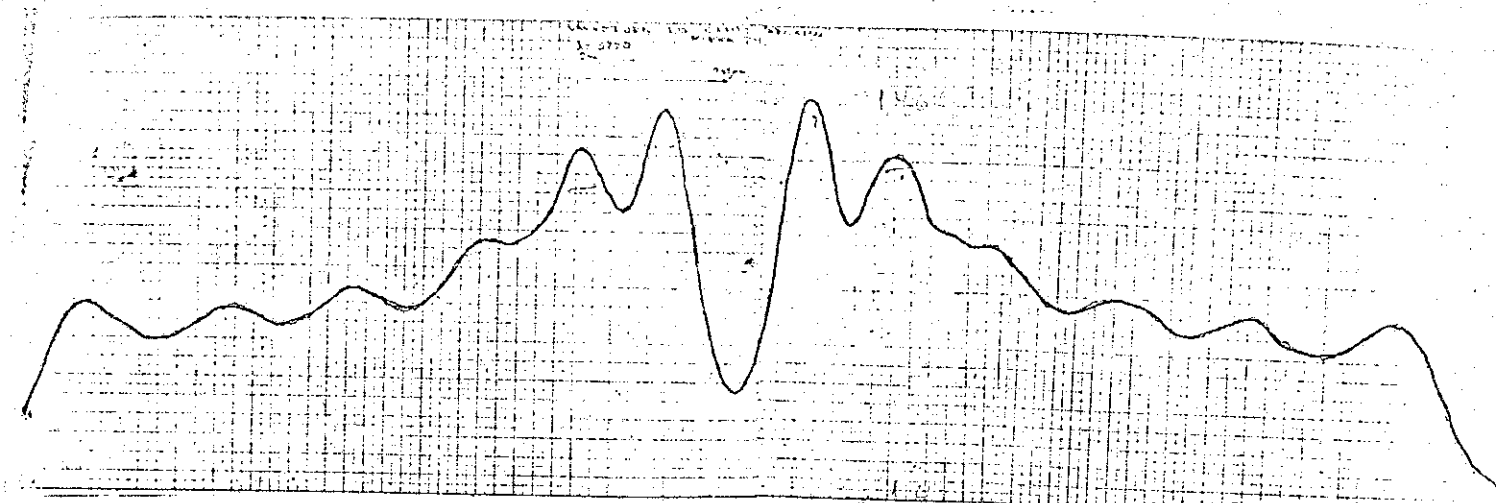


Gráfico 5.1.4 D Fibra 74

VARREDURA DO CAMPO
FIBRA 74
3/5/79

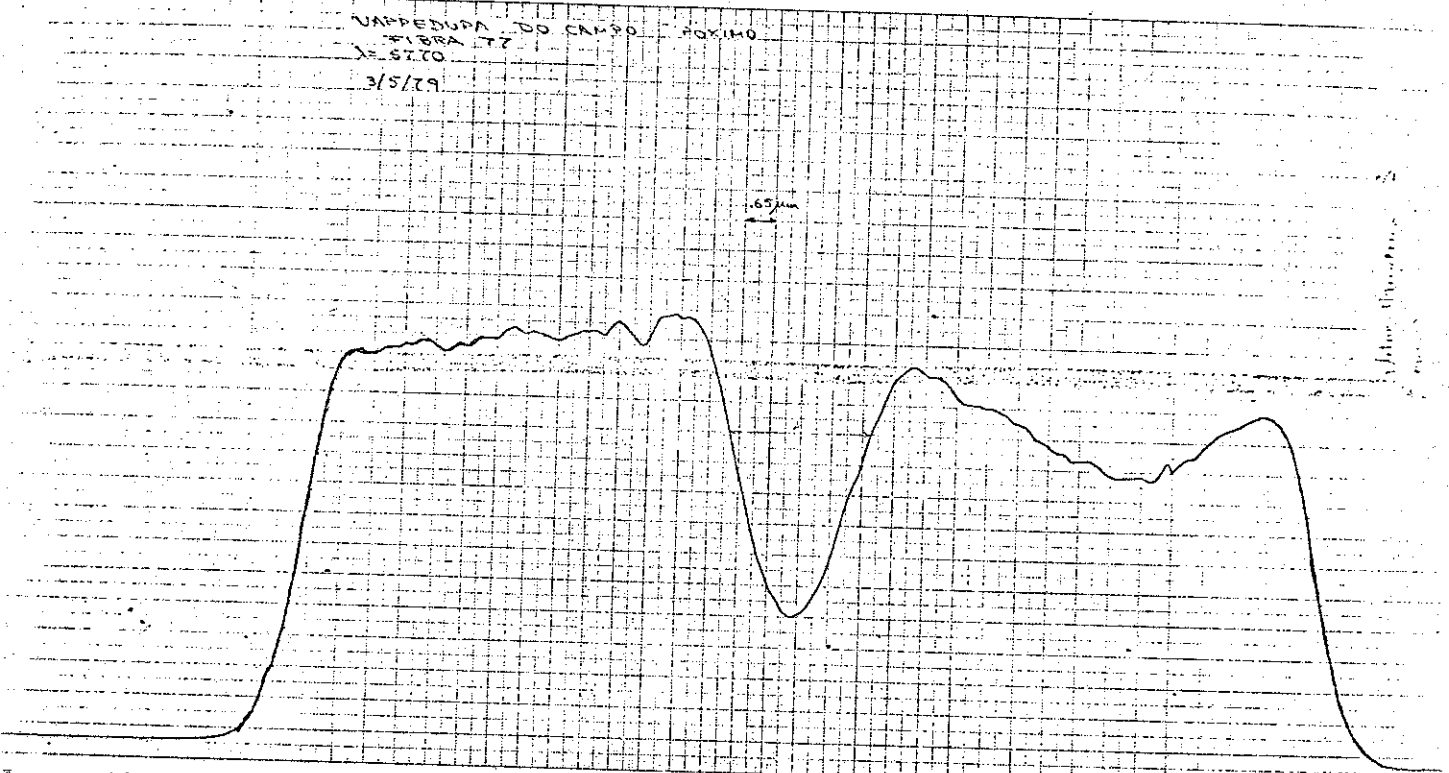
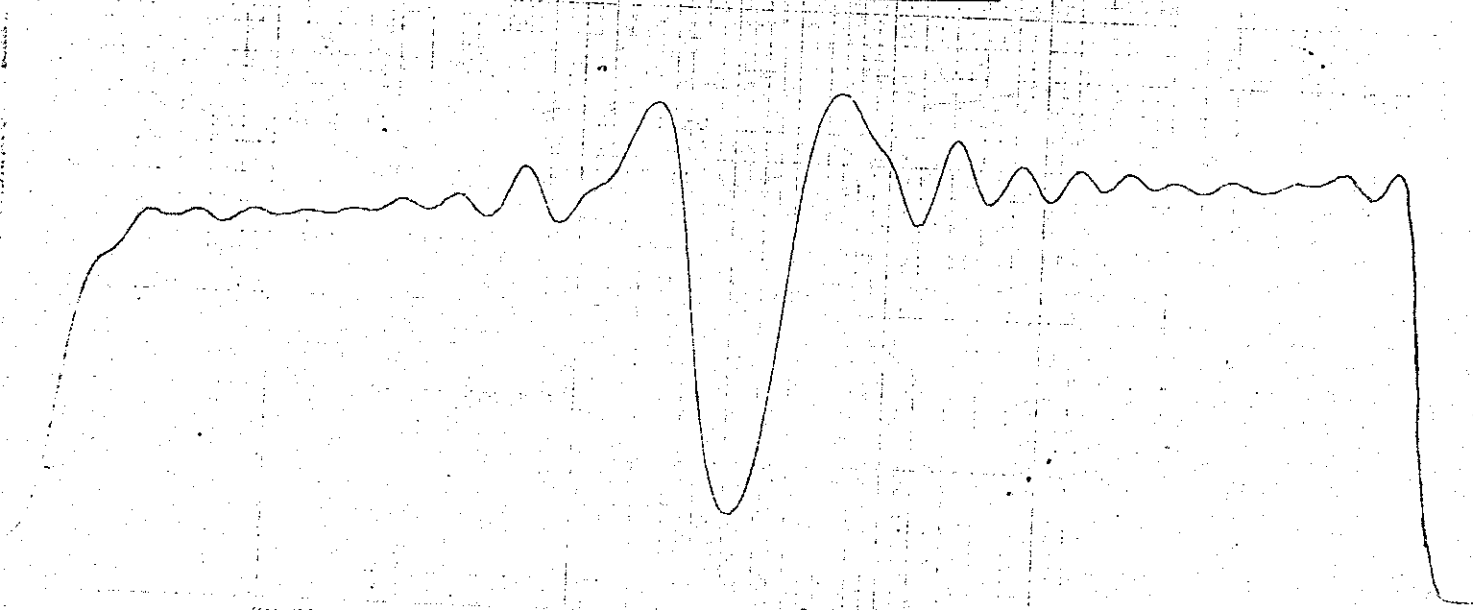


Gráfico 5.1.4 E Fibra 77



5.2 Repetibilidade na experiencia de dispersão modal

O primeiro estágio destes estudos foi a repetibilidade na experiência de dispersão modal para fibras de determinado comprimento.

A fibra é montada para medida de dispersão modal conforme o esquema da figura 4.1. Mede-se a dispersão modal da amostra, onde a luz viaja no sentido AB e repete-se a medida para luz viajando no sentido BA. Após essas medidas, prepara-se novamente as faces de ambas as extremidades, A e B da fibra, eliminando-se um pequeno trecho (da ordem de 5 cm) e repete-se as medidas em ambos os sentidos.

5.2.1 Avaliação de erros experimentais

Com os diversos resultados de uma sucessão de medidas nos sentidos AB e BA para determinada amostra é possível avaliar-se os erros experimentais e ao mesmo tempo testar a uniformidade da fibra.

A tabela 5.2.1 dá os resultados de medidas de dispersão τ , repetidas varias vezes no sentido AB e BA, o valor médio $\langle \tau \rangle$ e o desvio médio $\overline{\Delta \tau}$ de τ para cada amostra. Onde $\langle \tau \rangle$ e $\overline{\Delta \tau}$ foram calculados a partir das expressões

$$\langle \tau \rangle = (\sum \tau_i) / N$$

$$\text{e} \quad \overline{\Delta \tau} = (\sum |\tau_i - \langle \tau \rangle|) / N$$

onde N é o número de vezes que a experiencia foi repetida em ambos os sentidos.

5.2.2 Uniformidade da fibra

Numa fibra uniforme e homogênea ao longo do comprimento, as medidas de dispersão são independentes do sentido de propagação, AB ou BA e da nova preparação de faces. Numa fibra homogênea mas não uniforme os resultados medidos num sentido (AB) são repetitivos mas diferentes dos resultados de medida no outro sentido (BA). Isto é as

Tabela 5.2.1

Fibra	N	τ (ns)	$\langle \tau \rangle$ (ns)	$\overline{\Delta \tau}$ (ns)	Fibra	N	τ (ns)	$\langle \tau \rangle$ (ns)	$\overline{\Delta \tau}$ (ns)
42	1	AB 0,80	$0,9 \pm 0,1$		74	1	AB 0,85	$0,90 \pm 0,05$	
	2	AB 1,00				2	AB 0,85		
	3	AB 1,00				3	AB 0,95		
	4	AB 1,00				4	AB 0,95		
	5	BA 0,75				5	AB 0,80		
	6	BA 1,00				6	BA 0,85		
	7	BA 1,00				7	BA 0,80		
	8	BA 0,85				8	BA 1,00		
72	1	AB 1,10	$1,05 \pm 0,05$		77	9	BA 0,90	$0,9 \pm 0,1$	
	2	AB 1,00				10	BA 1,00		
	3	AB 1,10				1	AB 1,00		
	4	AB 1,00				2	AB 0,70		
	5	BA 1,00				3	AB 0,80		
	6	BA 1,00				4	BA 1,00		
	7	BA 1,10				5	BA 1,00		
	8	BA 1,00				6	BA 1,00		
73	1	AB 0,75	$0,80 \pm 0,05$		79	1	AB 5,6	$5,4 \pm 0,3$	
	2	AB 0,75				2	AB 5,6		
	3	AB 0,80				3	AB 5,0		
	4	BA 0,80				4	BA 5,4		
	5	BA 0,85				5	BA 6,0		
	6	BA 0,80				6	BA 5,6		

medidas feitas para o sentido AB, de propagação, dão um resultado constante, mas diferente do resultado das medidas no sentido BA.

Quando os resultados obtidos em cada medida são diversos dos anteriores, a amostra em estudo não tem uniformidade e não é homogênea.

Pelos resultados da tabela 5.2.1 conclui-se que as fibras 42 e 77 não são uniformes. Para ambas o desvio relativo de medidas é de 11%. E pela tabela 5.1.1 observa-se que são as de maior excentricidade, que é um fator que contribui para a não repetibilidade de resultados medidos. O "spot" da luz lançada na fibra tem forma elíptica, espacialmente constante, por ser proveniente dum laser de junção, tal como mostra a figura 5.2.2. Por isso cada vez que a experiência é repetida para amostras citadas como não uniformes, seus núcleos excêntricos podem estar orientados de diversas maneiras em relação ao "spot" que permanece invariável, dando assim resultados diversos na dispersão modal.

5.3 Efeitos resultantes das condições de lançamento

Para uma amostra em que não está presente o efeito de conversão de modos, as medidas de dispersão modal dependem das condições de lançamento que é predito pelo modelo de propagação do raio ótico. Segundo o modelo⁵, ao lançarmos luz sobre a face de entrada da fibra com uma lente de focalização cujo ângulo do cone de luz é pequeno se comparado com o ângulo correspondente à abertura numérica da fibra, a dispersão medida deve ser menor que no caso em que a luz é lançada com uma objetiva de microscópio com abertura numérica maior que a da fibra. Além disso a face de entrada da fibra pode estar desfocalizada, axialmente ou transversalmente, todas essas variações causam efeitos diversos na dispersão modal que está sendo medida.

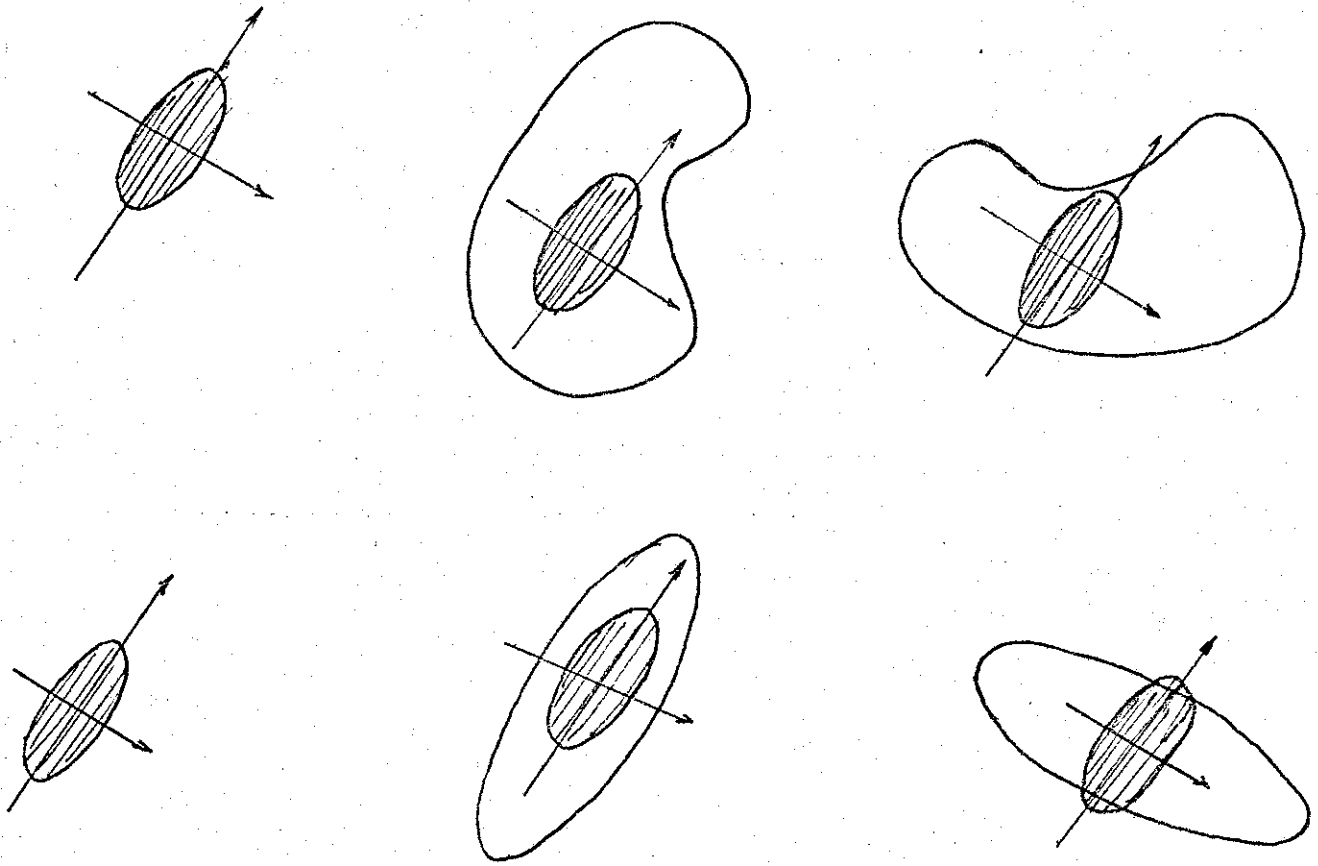


Figura 5.2.2—Uma fibra com núcleo de forma não circular pode ser orientada de diversas maneiras em relação ao "spot" que é fixo.

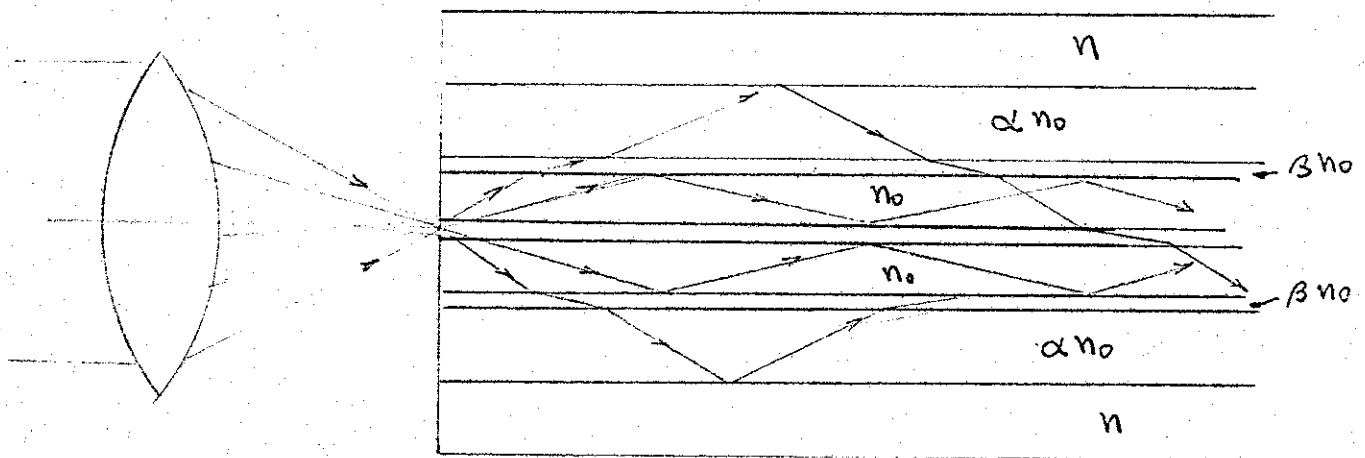


Figura 5.3.1

5.3.1 Efeitos devido a variação da abertura numérica

No estudo das condições de lançamento, um dos parâmetros variáveis é o ângulo do cone de luz lançada normal à face de entrada da fibra, que pode ser variado de 0,6 graus, é quando uma pequena fração da abertura numérica da fibra é usada para coletar a luz lançada com uma lente grande distancia focal, até preencher toda a abertura numérica da fibra, lançando luz com objetiva de microscópio de AN maior que a da fibra.

Desta maneira é possível excitar todos os modos duma fibra quando se usa toda a abertura numérica da fibra para coletar a luz lançada com uma objetiva, ou excitar apenas os modos menores usando uma pequena fração da abertura numérica para coletar a luz lançada com uma lente de grande distância focal. Segundo o modelo de propagação do raio ótico, deve haver uma redução na dispersão no segundo caso. A equação que expressa a dispersão modal em função da abertura numérica da fibra, deduzida no capítulo II, pode ser reescrita como

$$\tau = L(\sin\theta)^2/2nC$$

onde θ é o ângulo do cone de luz lançada sobre a face da fibra, L o comprimento da fibra, n o índice de refração da casca da fibra e C a velocidade da luz no vácuo. Esta é a previsão do modelo para uma fibra perfeita. Cujá dispersão modal aumenta quadraticamente com a abertura numérica usada para coletar a luz, variando de zero, quando excitada por um feixe de luz paralela, até o valor para $\theta = \theta_{\max}$. a partir do qual a dispersão não depende mais de θ .

Das fibras estudadas apenas 3 apresentaram esta dependência da abertura numérica utilizada. Nos gráficos 5.3.1 A, B e C encontram-se os resultados experimentais da dispersão em função do ângu-

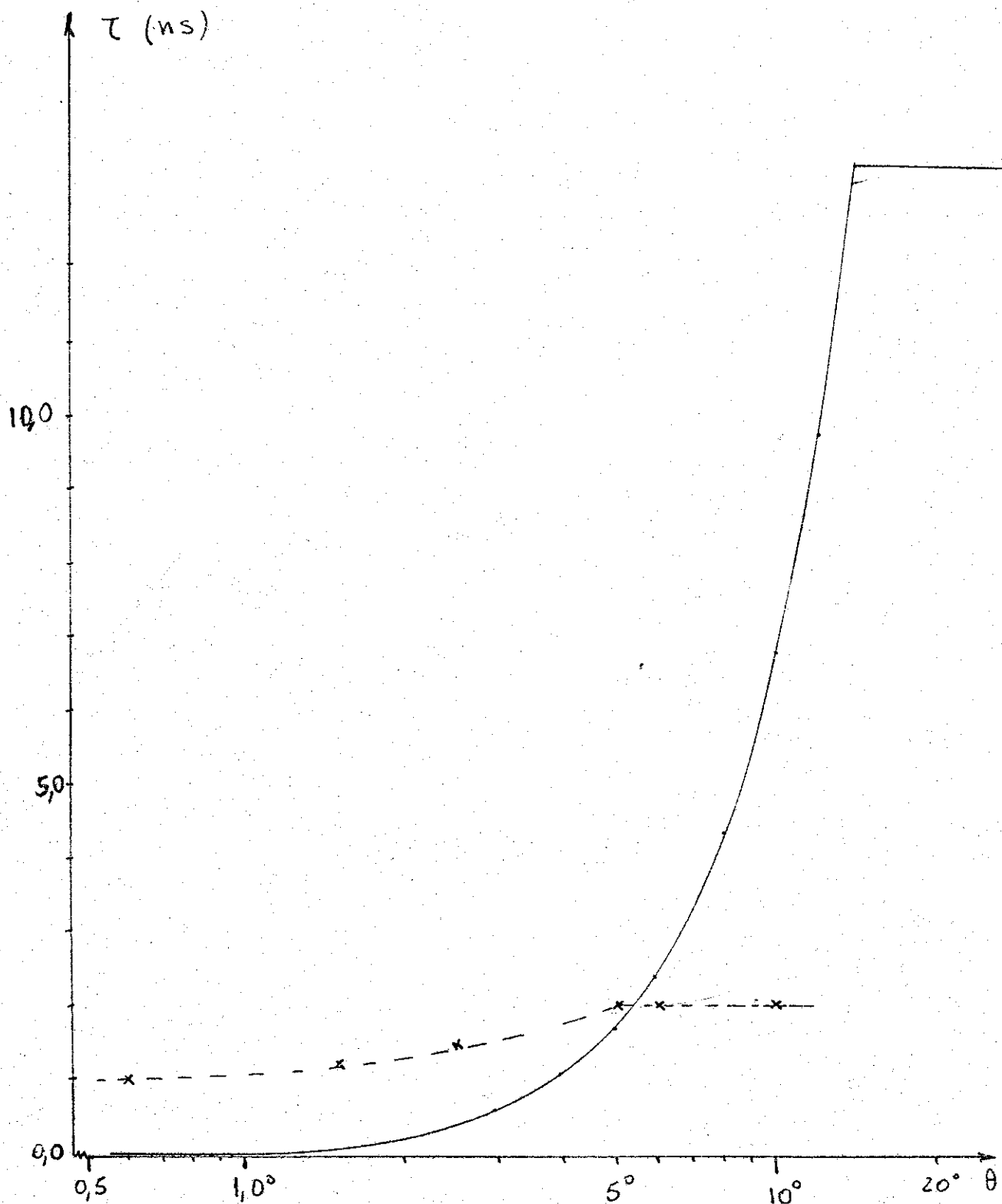
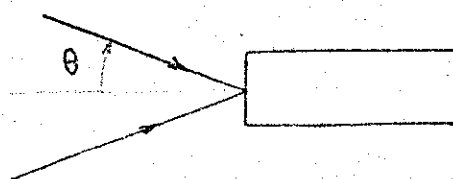


Gráfico 5.3.1 A
fibra 72



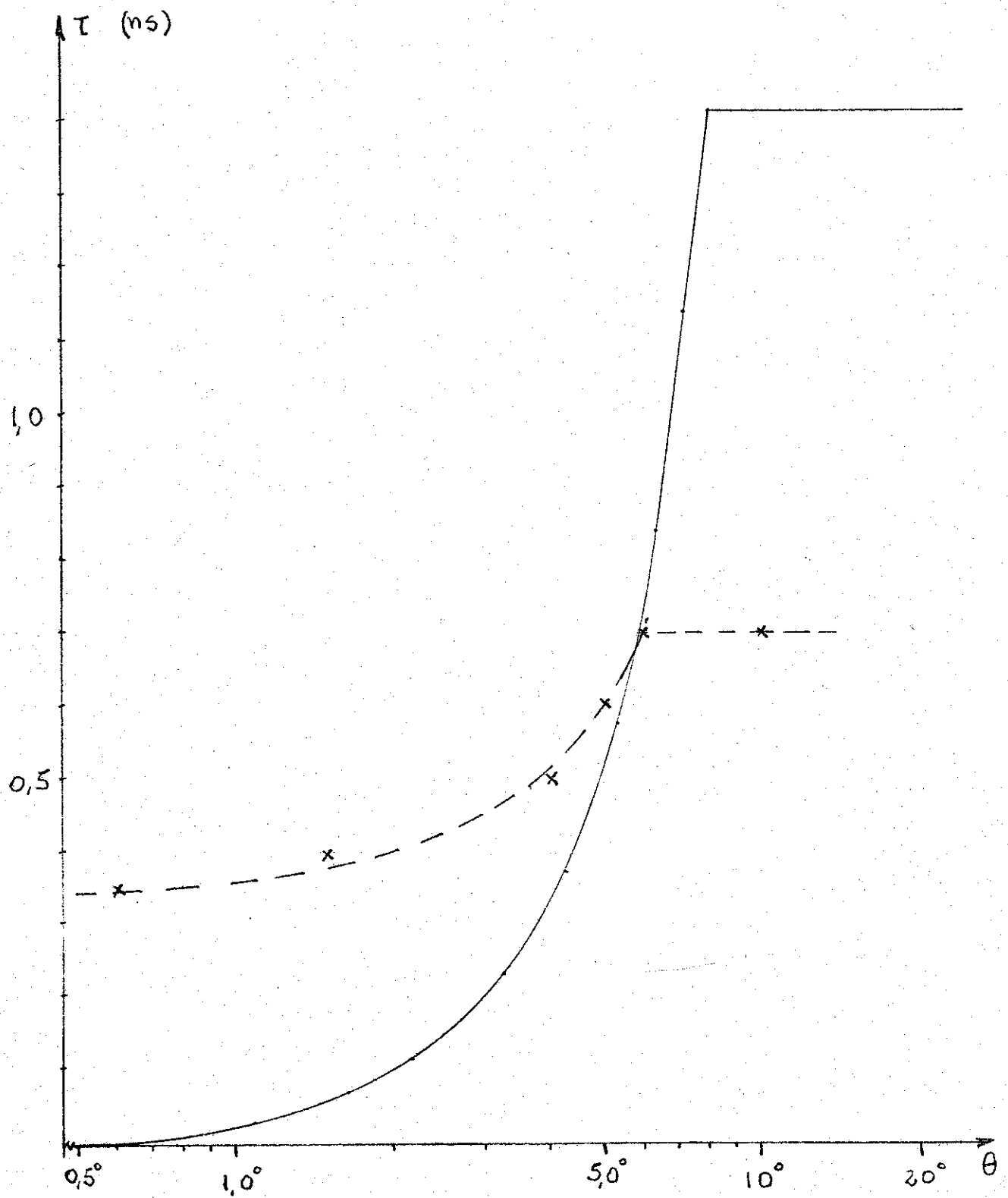


Gráfico 5.3.1 B
fibra 73

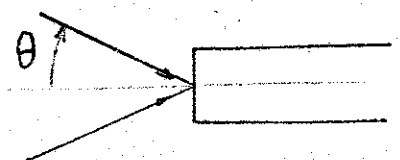
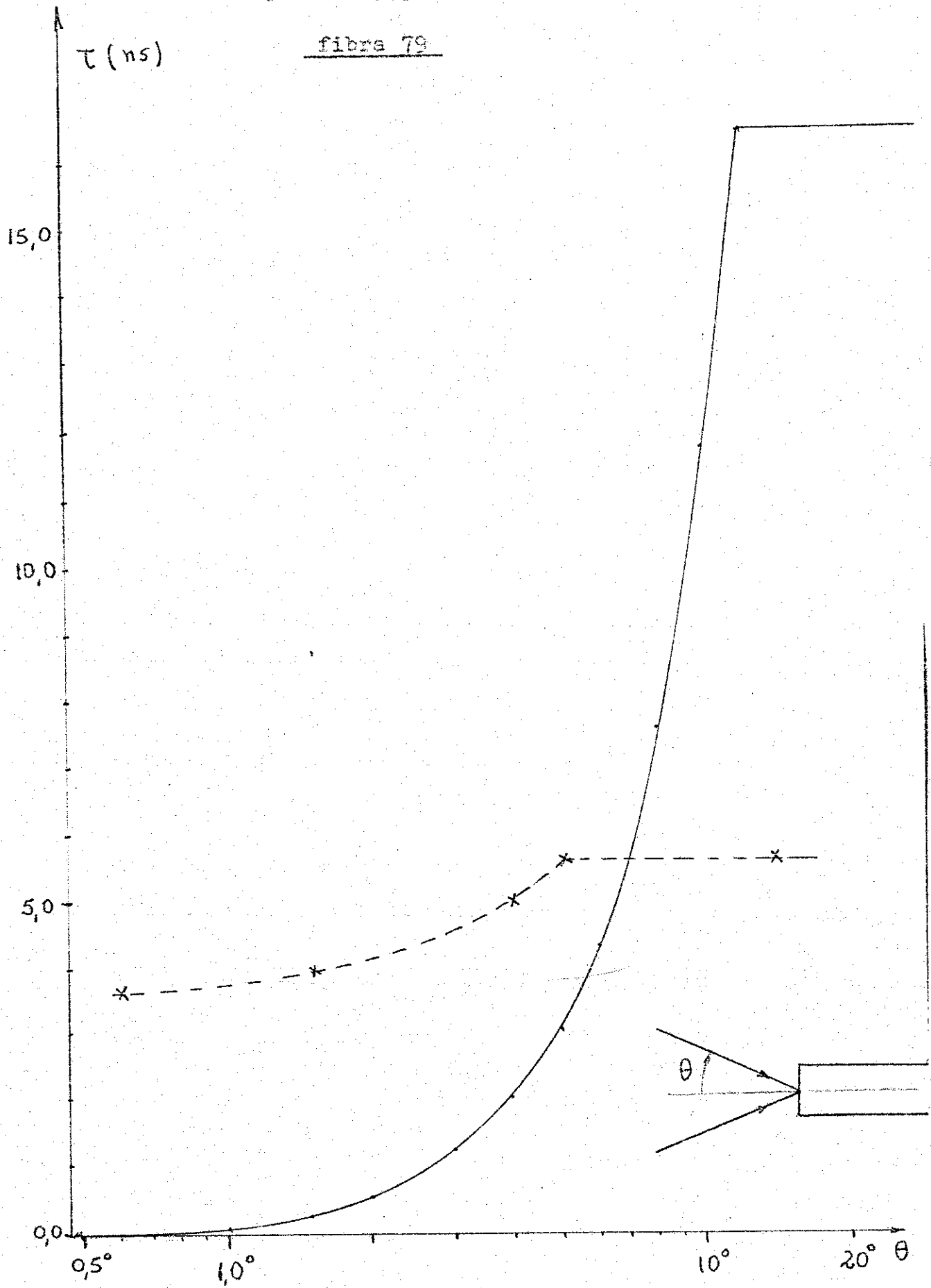


Gráfico 5.3.1 C

fibra 79

lo do cone de lançamento θ , para as amostras 72, 73, 79, cujos comprimentos eram de 100, 66 e 340 metros respectivamente. Em cada gráfico encontra-se a curva teórica para o determinado comprimento, que comparada com a curva experimental, mostra uma grande discrepância entre a predição do modelo e o resultado experimental. As amostras 72 e 73 apresentam apenas um resultado de medida coincidindo com a curva teórica. Em todos os resultados experimentais observa-se que o valor máximo de dispersão, quando esta torna-se constante e independente de θ , está muito abaixo da previsão teórica e isto é devido ao perfil de índice de refração das amostras que são complexos, um caso intermediário entre degrau e graduado. Na amostra 72 a dispersão torna-se constante a partir de 5° , teoricamente isto deveria ocorrer a partir de 13° que é o ângulo correspondente à abertura numérica da fibra. E isto não ocorre porque esta fibra apresenta efeito de conversão de modos, o que foi concluído na medida de dispersão em função do comprimento da fibra.

As demais amostras (42, 74 e 77)^{*}apresentaram-se independentes de θ , por diversas razões. Que se explicam para a fibra 42 devido a presença do efeito de conversão de modos, o que foi concluído na medida de dispersão em função do comprimento da fibra. Na fibra 74 esta independência de θ é devido ao perfil de índice de refração complexo que a fibra apresenta, com diversos picos e vales a fibra comporta-se como um multiguiá ótico, isto quando é excitada por uma onda plana. E quando a luz é lançada com uma objetiva de 10X, o "spot" é pequeno, por isso os raios paraxiais propagam-se presos no cilindro de índice de refração n_0 , como mostra a figura 5.3.1, mas quando a luz é lançada com uma lente de grande distância focal, o ângulo do cone de luz incidente θ é pequeno, $0,6^\circ$, mas o "spot" muito grande, maior que o diâmetro da fibra e esta comporta-se como um multiguiá e a situação é mostrada na figura 5.3.2. No cilindro concêntrico de maior raio, onde o índi-

^{*} O comprimento destas amostras era de 100, 140 e 140 m, respectivamente

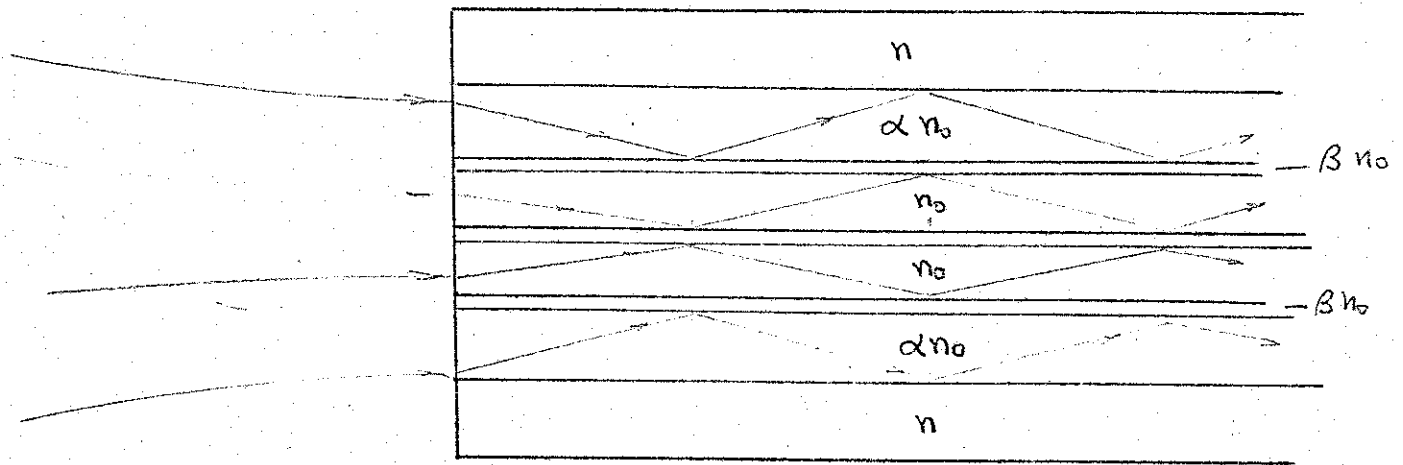


Figura 5.3.2

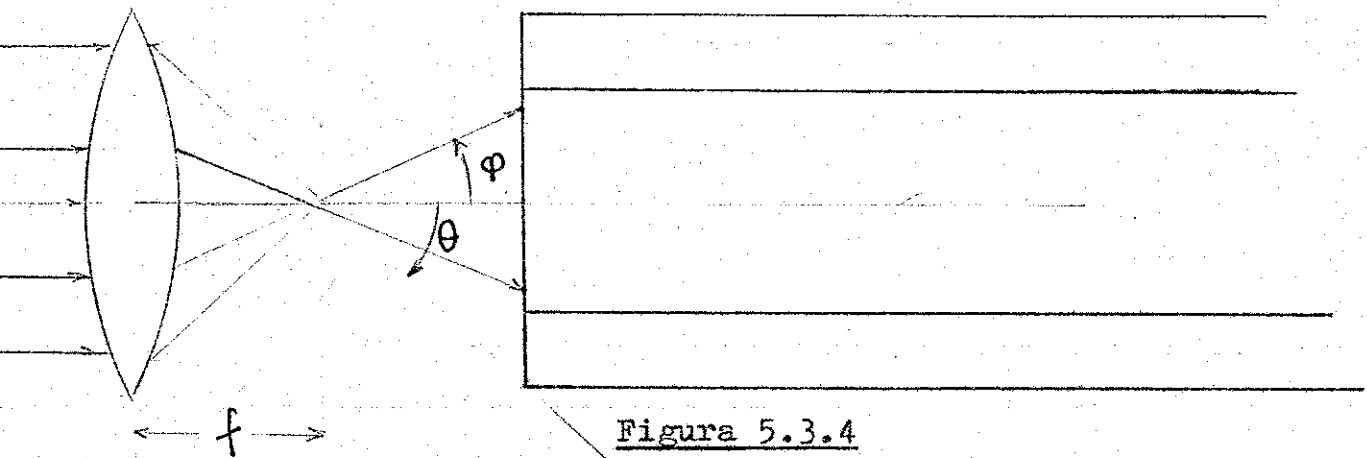


Figura 5.3.4

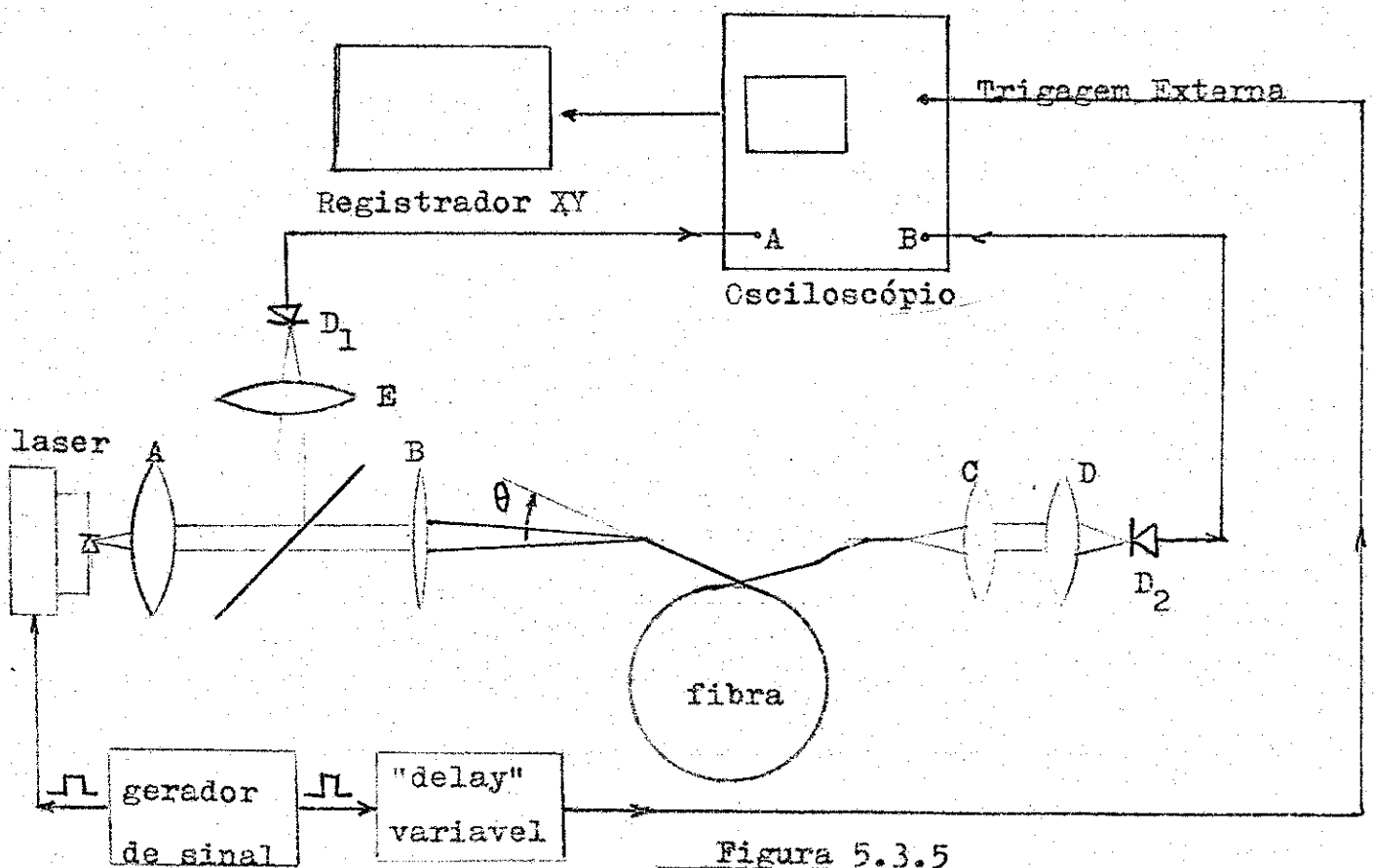


Figura 5.3.5

26B

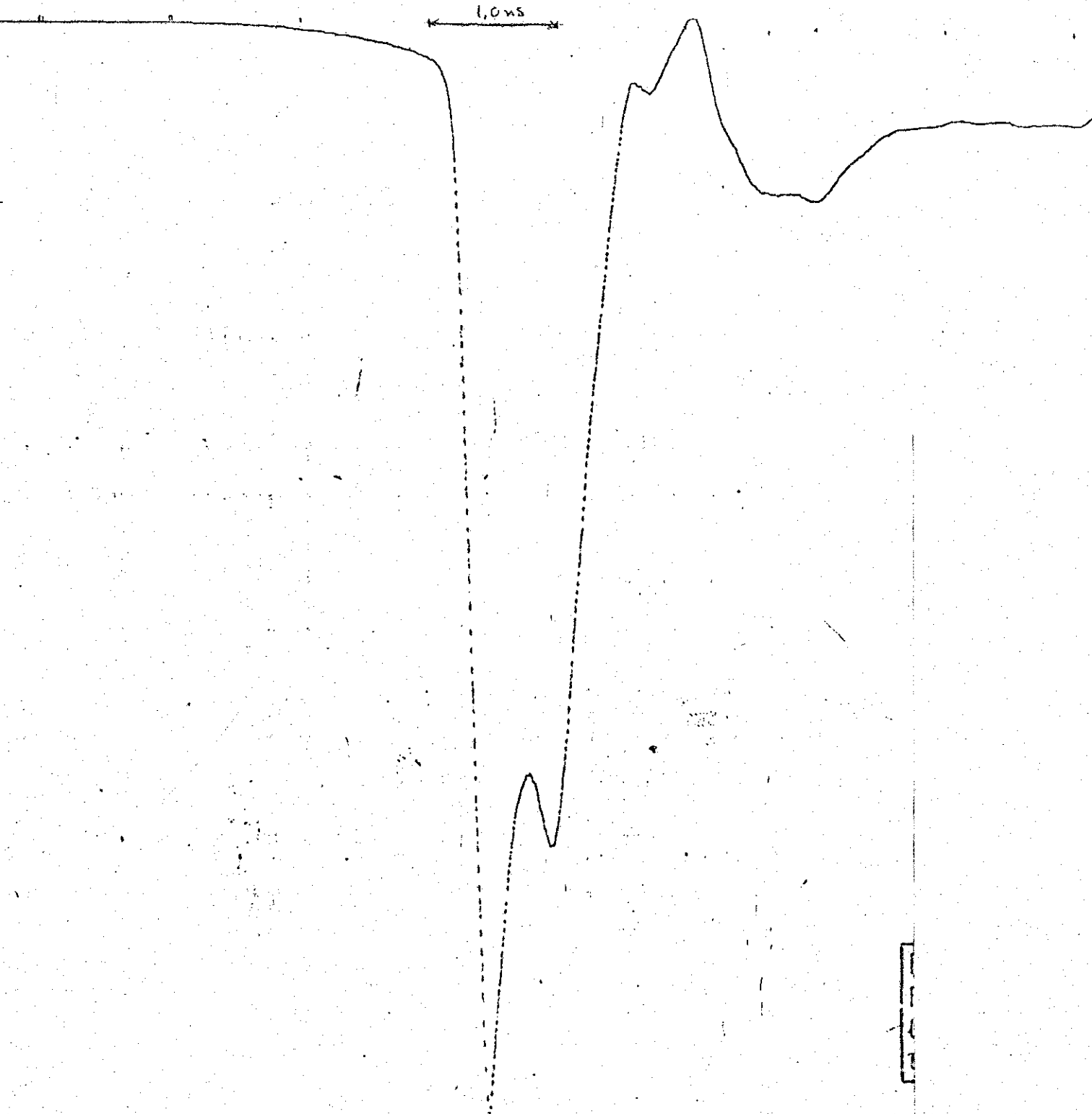


Figura 5.3.3

ce de refração é reduzido por um fator α , este meio é rodeado por outros dois meios em que o índice de refração é reduzido por um fator β menor que α , tornando-se um guia independente daquele de raio menor e índice n_0 , por isso o pulso viaja com uma velocidade maior no meio de índice de refração reduzido e observa-se uma dispersão no pulso que é devido a esta diferença no tempo de viagem do pulso pelos dois meios de índices n_0 e αn_0 . Experimentalmente observa-se a chegada de dois grupos de modos distintos no final da fibra, o que é mostrado no oscilograma da figura 5.3.3. Teóricamente uma diferença Δn_0 no perfil de índice causa um delay relativo de

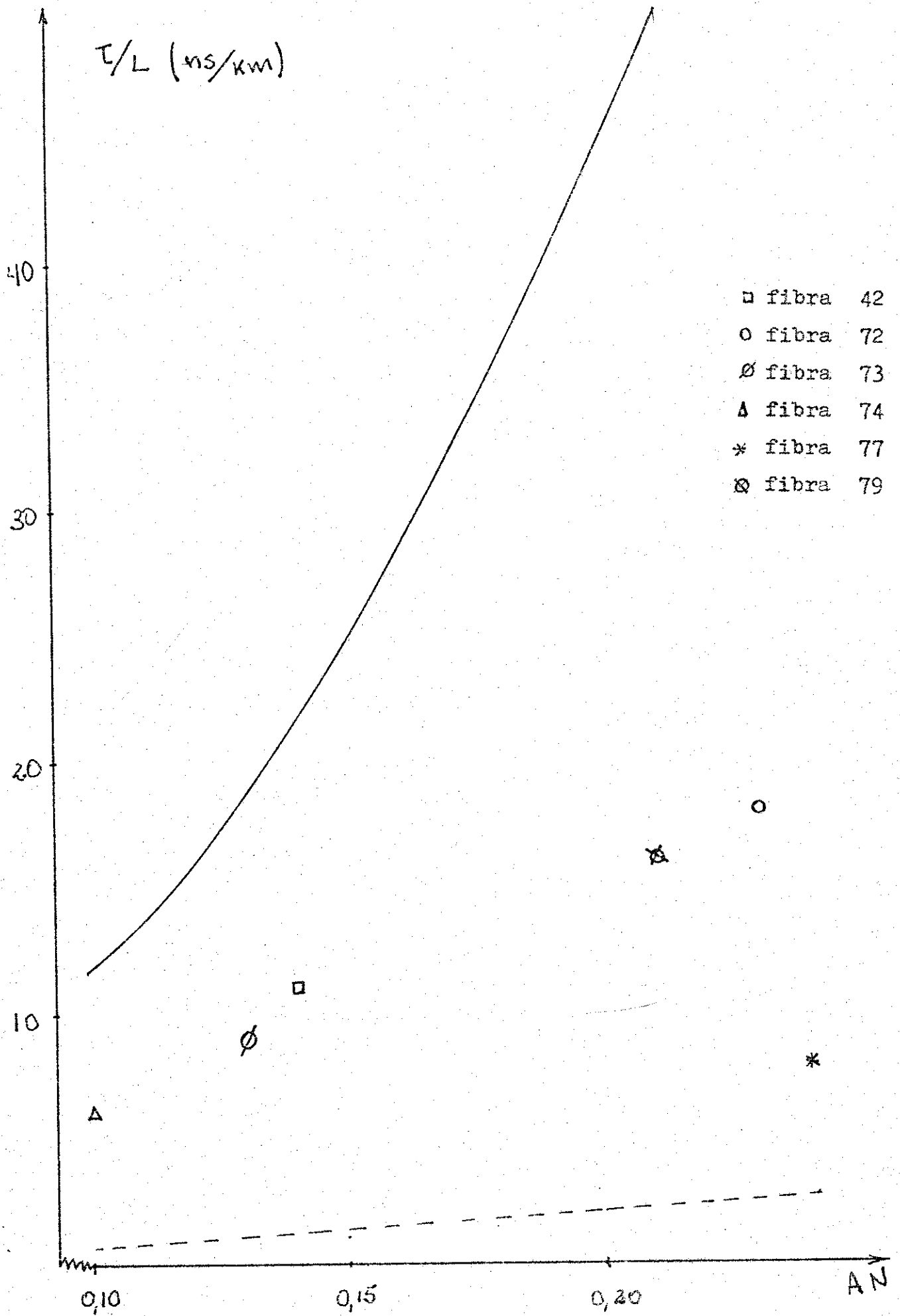
$$\Delta T = (\Delta n_0)L/c$$

que prediz um atraso relativo de 0,5 ns para uma fibra de $L = 140$ m se o fator de redução for $\alpha = 0,999$ e este atraso é exatamente o valor medido na separação temporal entre os picos do oscilograma da figura 5.3.3. E um exame do perfil de índice de refração desta fibra mostra que a diferença relativa entre os dois picos principais é da ordem de 0,1%.

Numa fibra multimodo de perfil de índice degrau perfeita, segundo o modelo de propagação do raio ótico a dispersão modal por unidade de comprimento (ns/km) em função da abertura numérica é expressa por

$$\tau/L = (AN)^2/2nc$$

esta equação foi deduzida no capítulo II. E esta equação é válida na região em que a dispersão varia linearmente com o comprimento, sem efeito de conversão de modos. O gráfico 5.3.2 mostra a variação da dispersão modal por unidade de comprimento, em ns/km, em função da abertura numérica da fibra. No mesmo gráfico encontram-se os resultados medidos para as diversas amostras em função das respectivas aberturas numéricas de cada amostra. Estes já são resultados das medidas de dispersão em função



do comprimento da fibra, discutidos em 5.6. No gráfico 5.3.2 observa-se que todos os resultados experimentais da dispersão por unidade de comprimento estão abaixo do que prediz a teoria para uma fibra de perfil de índice degrau. Isto porque o perfil de índice de refração de todas as amostras apresenta-se de forma complexa e intermediária entre degrau e graduado. No gráfico 5.3.2 a linha tracejada é a predição teórica para uma fibra de perfil de índice graduado, com perfil $\alpha = 2$.

5.3.2 Efeitos de desfocalização

Uma fibra pode ser desfocalizada transversalmente em relação a objetiva de lançamento, desalinhando os eixos óticos da fibra e da objetiva, mas a face da fibra ainda coincide com o plano focal da objetiva. Isto dá origem aos raios "skews" o que causa um aumento na dispersão medida. Uma fibra também pode ser desfocalizada axialmente, mantendo os eixos óticos alinhados mas a face da fibra fora do plano focal da objetiva, neste caso a fibra não coleta toda luz do cone de ângulo θ , coleta apenas a do cone de ângulo $\phi < \theta$ como mostra a figura 5.3.4. Há uma redução de modos excitados, o que causa uma redução na dispersão medida.

Portanto quando se mede dispersão modal duma fibra a desfocalização desta, dá resultados de medida errôneos.

5.3.3 Efeito de atraso temporal

O objetivo desta experiência é verificar a validade do modelo de propagação do raio ótico⁵, que prediz que numa fibra perfeita de perfil de índice degrau, a diferença entre os tempos de propagação dum pulso lançado a um ângulo θ e outro lançado normal a face de entrada da fibra, é dada pela equação deduzida no capítulo II

$$\Delta T = n_0 L / C \left\{ \left[\sec \text{Arcsen}((\sin \theta) / n_0) \right] - 1 \right\} \quad \text{eq.2.1}$$

Ao medir o atraso temporal ΔT numa fibra que obedeça esta equação, deve ser observado um deslocamento temporal do pico do pulso para a direita da tela do osciloscópio ao aumentar θ .

A figura 5.3.5 mostra o esquema de montagem da experiência que tem por fim medir o atraso relativo dum pulso em função do ângulo de lançamento θ , além disso verificar a validade do modelo teórico utilizado.

Como o parâmetro a ser variado agora é o ângulo de incidência θ , é necessário lançar um feixe de luz bem colimado, que é uma aproximação de um raio lançado, por isso foi usada para lançamento uma lente grande distância focal, ($f = 132 \text{ mm}$).

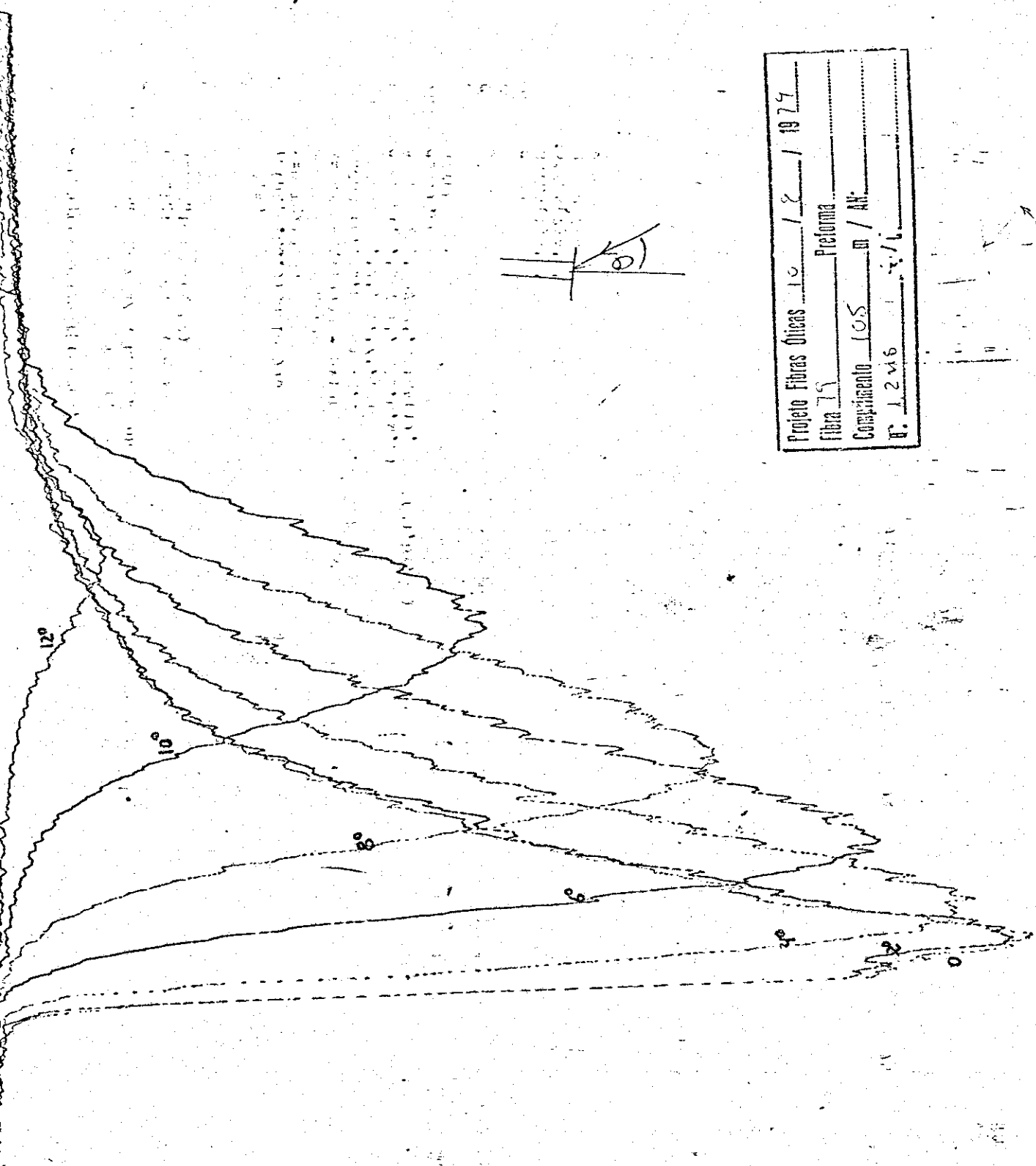
A face da fibra é montada sobre um suporte mecânico com deslocamentos transversais XYZ e rotação angular θ em torno de Z, portanto o plano da face da fibra deve coincidir com o eixo de rotação Z quando a experiência está alinhada.

A partir do lançamento normal, $\theta = 0^\circ$, mede-se e regista-se a variação temporal da posição do pico do pulso em função de θ que é variado de 2 em 2 graus até θ_{max} , quando a amplitude do sinal cai a zero e que é tomado como ângulo correspondente à abertura numérica para aquele comprimento de fibra.

A figura 5.3.6 mostra um conjunto de oscilogramas dos pulsos transmitidos com diversos ângulos de lançamento, entre 0° e 12° , para a amostra 79.

Os gráficos 5.3.3A mostram a curva teórica da equação 2.1, para o caso de fibras de comprimento igual a 30 m e os resultados experimentais das amostras 42, 74, e 77. E os gráficos 5.3.3B mostram a curva teórica para uma fibra de 100 m de comprimento e o resultado experimental da fibra 79.

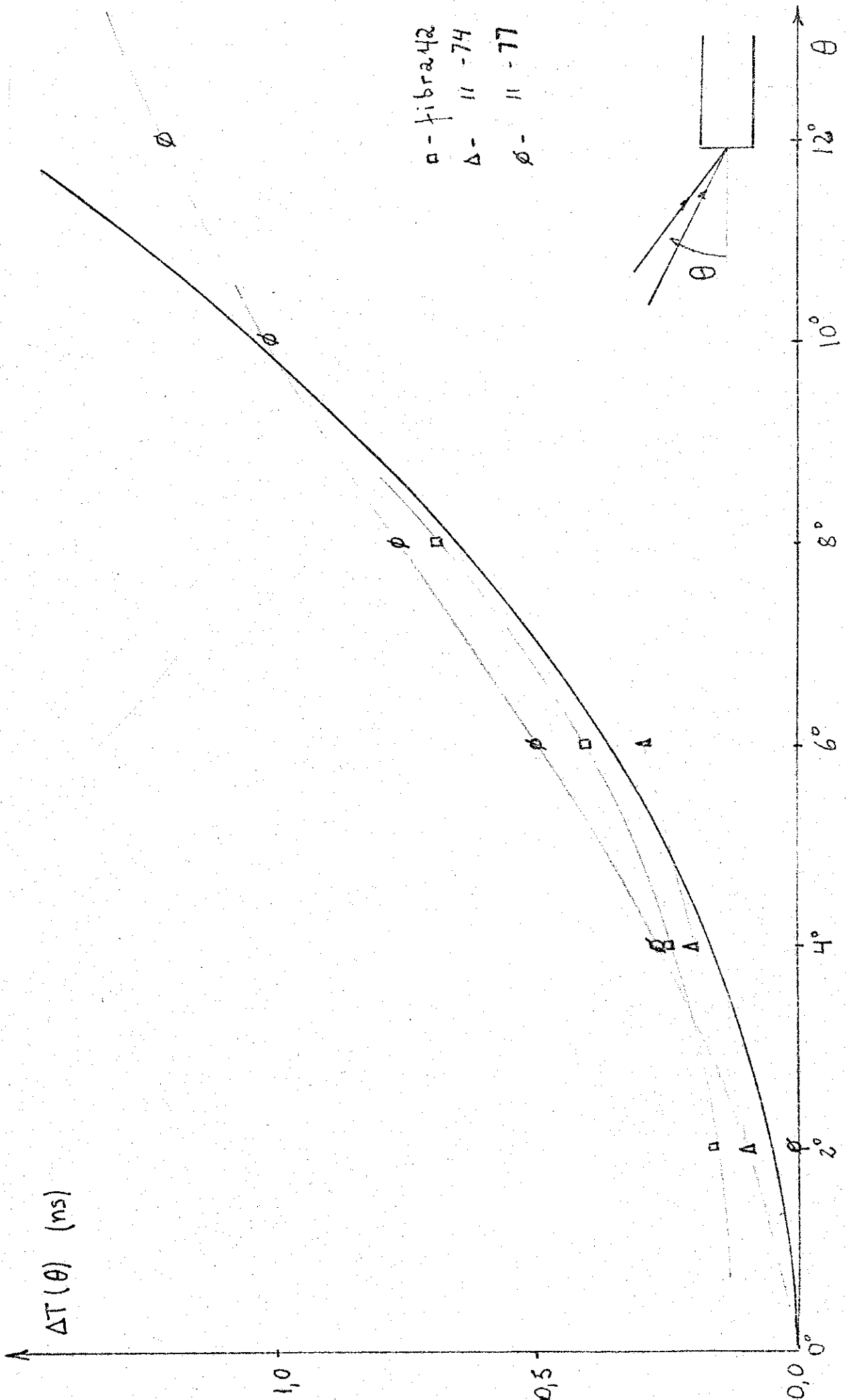
Dos resultados experimentais traçados nos gráficos



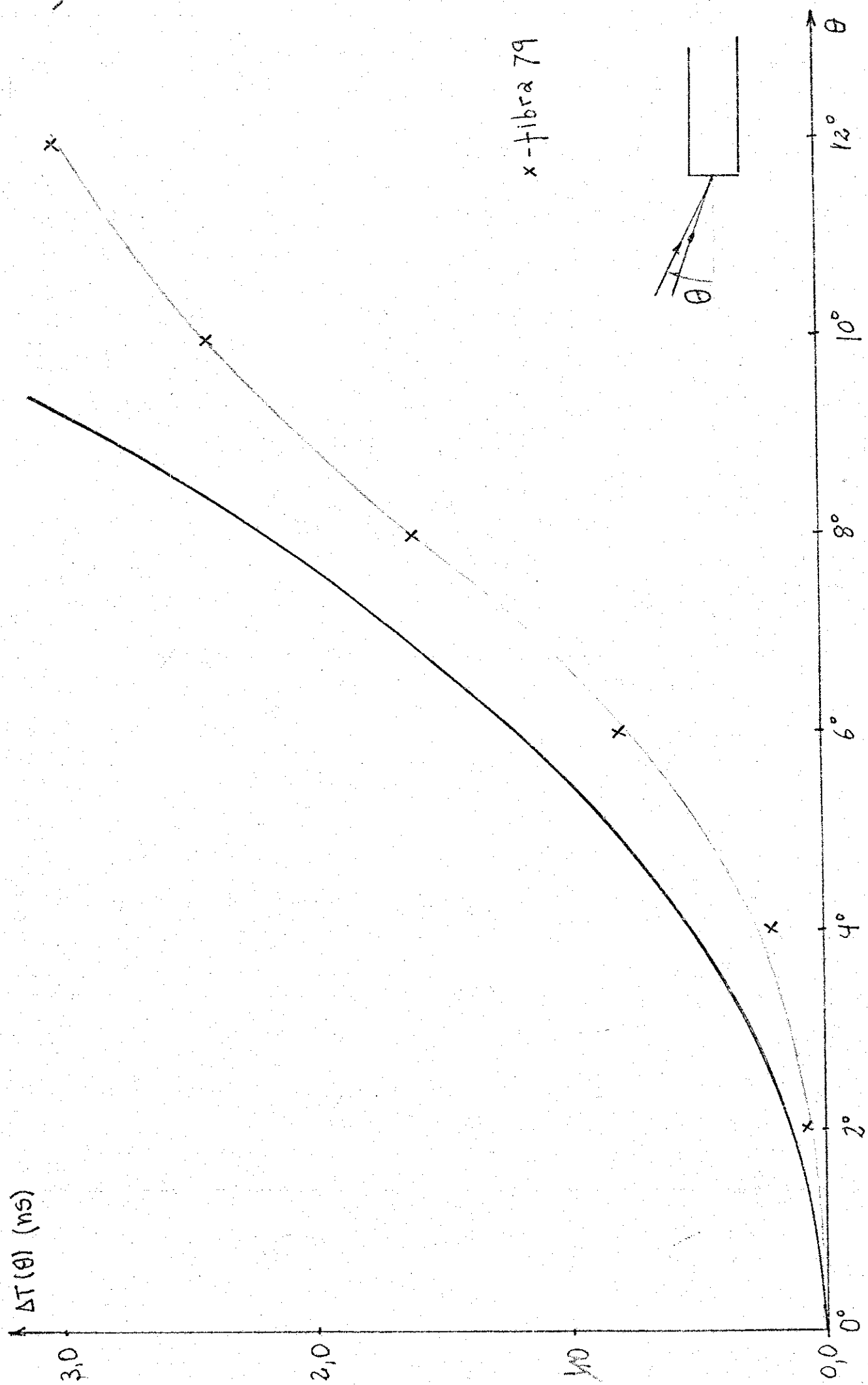
101

Projeto	Fibras Ópticas	10	12	1977
Fibra	79	Prefoma		
Comprimento	105	m	/ AN	
Nº	1246	1.1/1		

Figura 6.3.6



Gráficos 5.3.3.A



x-fibra 79

Gráfico 5.3.3 B

5.3.3A observa-se que a amostra 42 é a que mais se aproxima da curva teórica, isto porque seu perfil de índice de refração é o menos complexo e o que está mais próximo dum perfeito degrau.

Examinando os resultados experimentais das amostras 77 e 79, observa-se uma mudança de concavidade em ambas as curvas, em torno de $\theta \approx 9^\circ$ aproximadamente. Este comportamento é devido ao perfil de índice de refração que no centro do núcleo cai para um valor intermediário $n' = an_0$ que está entre n e n_0 em ambas as amostras. Por isso os raios lançados a um ângulo $0^\circ < \theta < 9^\circ$, propagam-se no meio de índice n_0 sem atravessar o meio de índice intermediário n' . A partir de $\theta = 9^\circ$ os raios lançados conseguem atravessar o meio de índice n' e adiantam-se cada vez que cruzam o meio, causando assim uma alteração no comportamento da função $\Delta T(\theta)$. A figura 5.3.7 mostra porque o efeito ocorre nestas amostras.

Analisando o perfil de índice de refração e conhecendo a abertura numérica destas fibras, pode ser deduzido um fator de redução γ para o atraso ΔT , válido a partir de $\theta = 9^\circ$, usando apenas geometria e a lei de Snell.

Pela figura 5.3.8 podemos calcular o fator de redução γ que corrige a expressão de $\Delta T(\theta)$ para

$$\Delta T = n_0 L / c \left\{ \left[\gamma \sec \text{Arcsen}((\sin \theta) / n_0) \right] - 1 \right\}$$

onde γ é o fator de redução dado por

$$\gamma = \frac{1 + f.a.\sin \varphi / \sin \alpha}{1 + f.\sin \varphi / a.\sin \alpha}$$

onde: a é o fator de redução no índice de refração, $n' = an_0$,

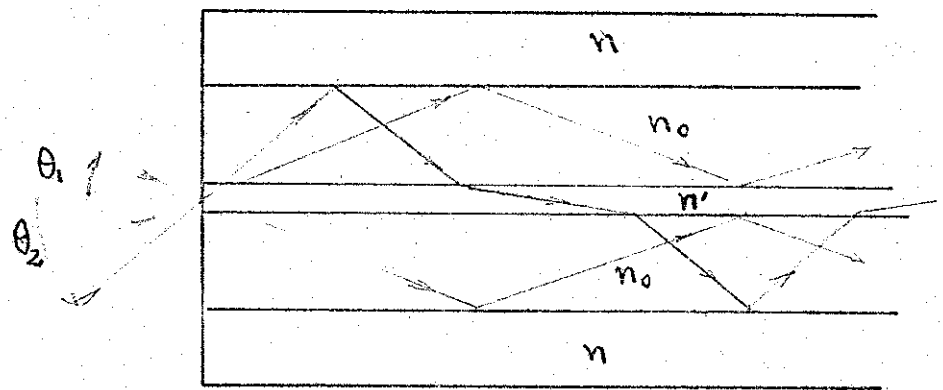
$f = r/R$, relação entre os raios dos cilindros de $n_0(r) = n'$ e

$n_0(R) = n_0$

$$\varphi = \text{Arcsen}((\sin \theta) / n_0)$$

e

$$\alpha = \text{Arccos}((\cos \theta) / a)$$



$$\theta_1 < 9^\circ < \theta_2$$

$$n' = 2n_0$$

Figura 5.3.7

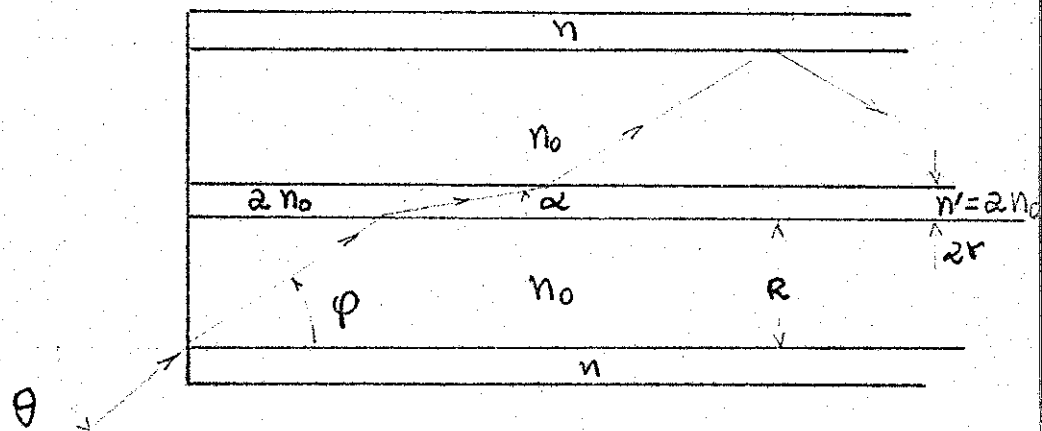


Figura 5.3.8

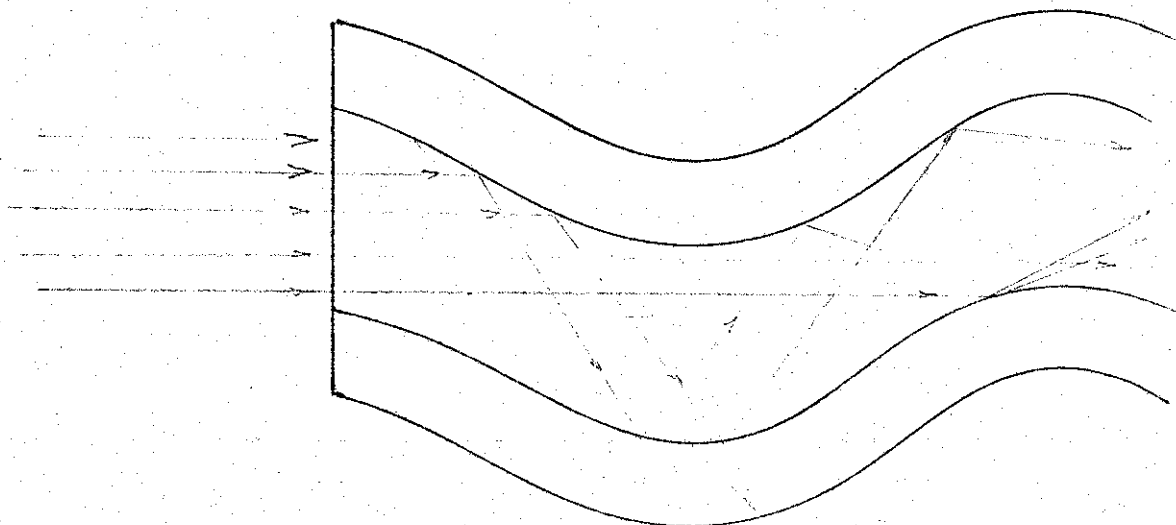


Figura 5.4.1

5.4 Efeitos devido a introdução de defeitos nas extremidades da fibra

Neste estudo mede-se a dispersão modal numa fibra que é mecanicamente distorcida numa das extremidades, comprimindo-a entre duas superfícies rugosas, o que introduz microcurvaturas distribuídas aleatoriamente ao longo dum pequeno trecho da extremidade da fibra. Os parâmetros variáveis são o comprimento do trecho defeituoso e a pressão com que a fibra é comprimida entre as duas superfícies.

A primeira etapa desta experiência consiste em excitar os menores modos numa fibra com defeitos introduzidos nas extremidades de entrada ou de saída da fibra. As microcurvaturas introduzidas na extremidade de entrada da fibra aumentam a dispersão modal e causam perdas por radiação, devido a conversão para modos altos causado pela introdução de defeitos na entrada da fibra. A figura 5.4.1 ilustra como esse efeito ocorre na entrada numa fibra distorcida mecanicamente.

Se as microcurvaturas forem introduzidas na extremidade final da fibra, observa-se apenas queda na amplitude do sinal, devido a perdas por modos radiados, não se observa aumento na dispersão, porque o comprimento restante não é suficiente para acentuar o efeito de dispersão.

A figura 5.4.2 mostra um conjunto de oscilogramas tirados para a fibra 77, onde o parâmetro variado foi o comprimento do trecho com defeitos introduzidos, de 2 a 6 cm. Observa-se um aumento na dispersão e queda na amplitude do sinal quando o trecho com defeitos é aumentado.

A segunda etapa desta experiência consiste em excitar todos os modos numa fibra com defeitos introduzidos numa das extremidades, lançando luz com uma objetiva de microscópio de grande abertura numérica. Nesta situação o efeito observado na amostra 77 é apenas

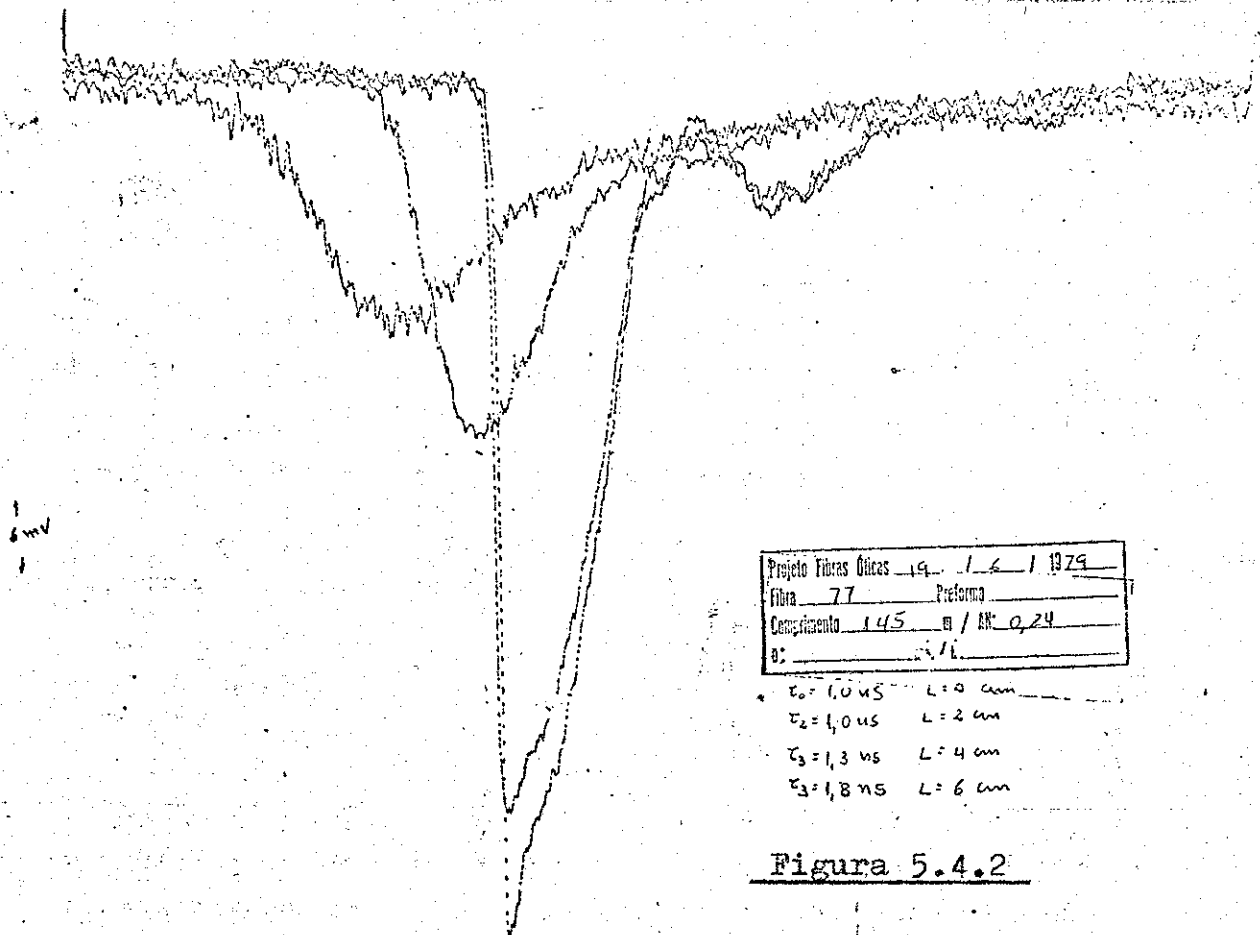


Figura 5.4.2

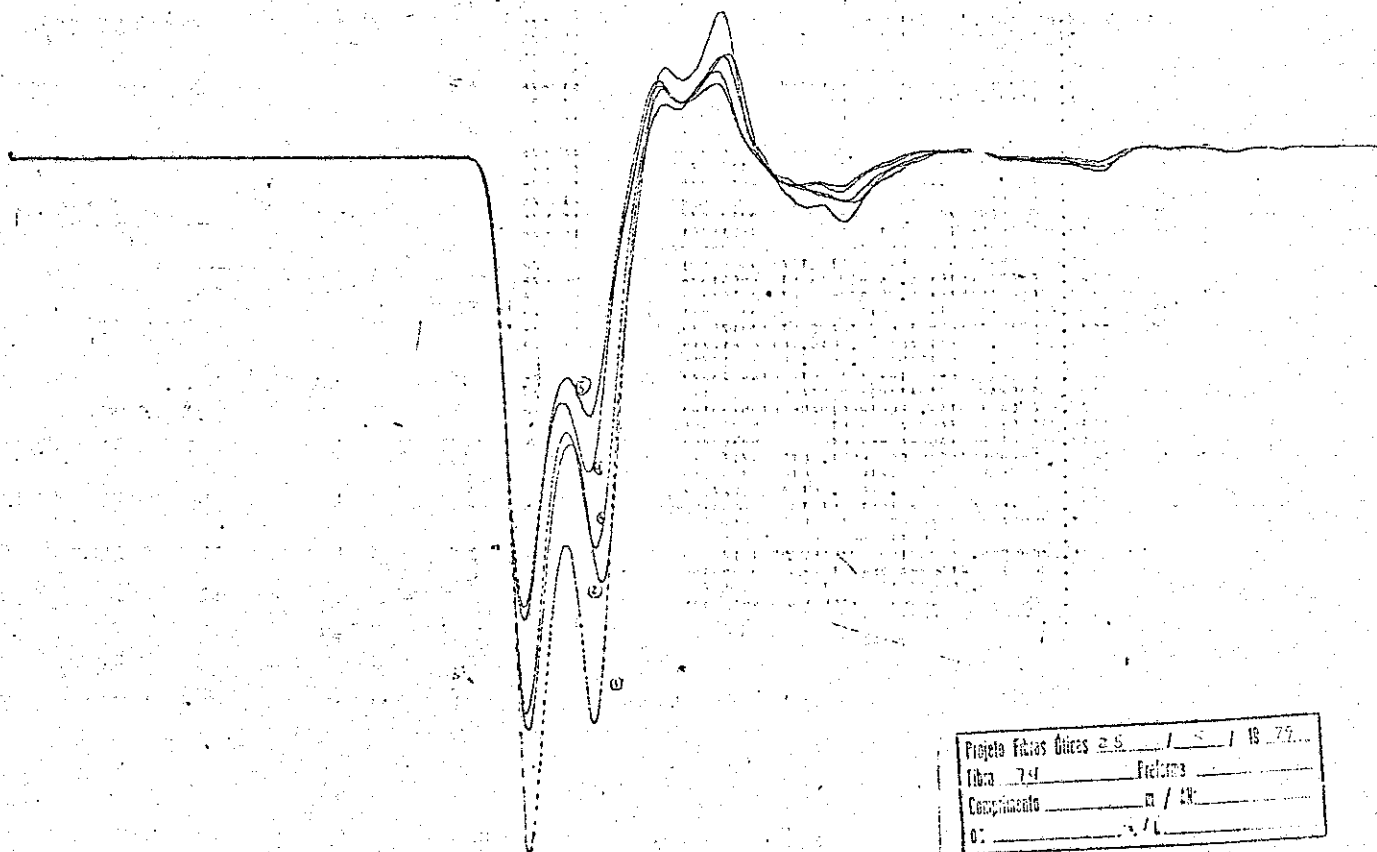


Figura 5.4.3

luz lançada com objeção a 200
 m / AN
 (2) 3109
 (3) 5429
 (4) 9709
 (5) 13359

a queda da amplitude do sinal, devido às perdas por radiação de modos. Enquanto que para amostra 74 foi observado que aumentando a pressão entre as superfícies rugosas, além da queda de amplitude no sinal havia uma redução significativa da dispersão, como mostra o oscilograma da figura 5.4.3. Este efeito é devido a eliminação de alguns modos por radiação, na entrada da fibra o que contribui para reduzir a dispersão.

Esta experiência não foi efetuada para todas amostras, pois não dá informações quantitativas, além disso trata-se da experiência mais trabalhosa, ao variar a pressão ou o comprimento da região com defeitos corre-se o risco de romper a fibra que é pressionada entre duas lixas.

Mas o objetivo desta experiência é mostrar que a dispersão modal medida numa fibra livre pode não ^{ser a} mesma dispersão medida num cabo de comunicações óticas confeccionado com aquela fibra. Isto porque na confecção dum cabo a fibra é revestida plasticamente, além disso sofre tensões e pressões que introduzem microcurvaturas ao longo de toda a fibra.

5.5 Efeitos resultantes do acoplamento entre duas fibras

O objetivo das experiências de acoplamento é testar a validade do calculo de deconvolução e estudar a variação da dispersão modal em duas fibras diferentes acopladas, variando-se os parâmetros de acoplamento r (deslocamento radial no acoplamento entre as fibras) e d (deslocamento axial no acoplamento).

Para este estudo foram selecionadas as fibras 72 (90 m) e 74 (140 m), ambas com núcleo circular.

Com as fibras acopladas, a dispersão foi medida em função de r que foi variado de zero a R = raio do núcleo maior para

$d = 0$ e de zero a $2R$ para $d = 500 \mu\text{m}$. Os gráficos 5.5.1 mostram a variação de τ (dispersão não deconvolvida) em função de r , para $d = 0$ e para $d = 500 \mu\text{m}$. No segundo caso a variação de τ é mais suave . Um exame da figura 5.5.1 mostra porque isto acontece para $d = 500 \mu\text{m}$.

Nas medidas de τ em função de d , r é ajustado em $r = 0$. E d é variado de zero a $680 \mu\text{m}$, de 40 em $40 \mu\text{m}$. O gráfico 5.5.2 mostra a variação de τ em função de d . Observa-se que há uma redução na dispersão quando d aumenta. Isto porque quando a distância entre as fibras é aumentada, o número de modos coletados pela fibra receptora é reduzido, como mostra a figura 5.5.1. E que é um efeito semelhante àquele de desfocalização axial discutido em 5.3.2.

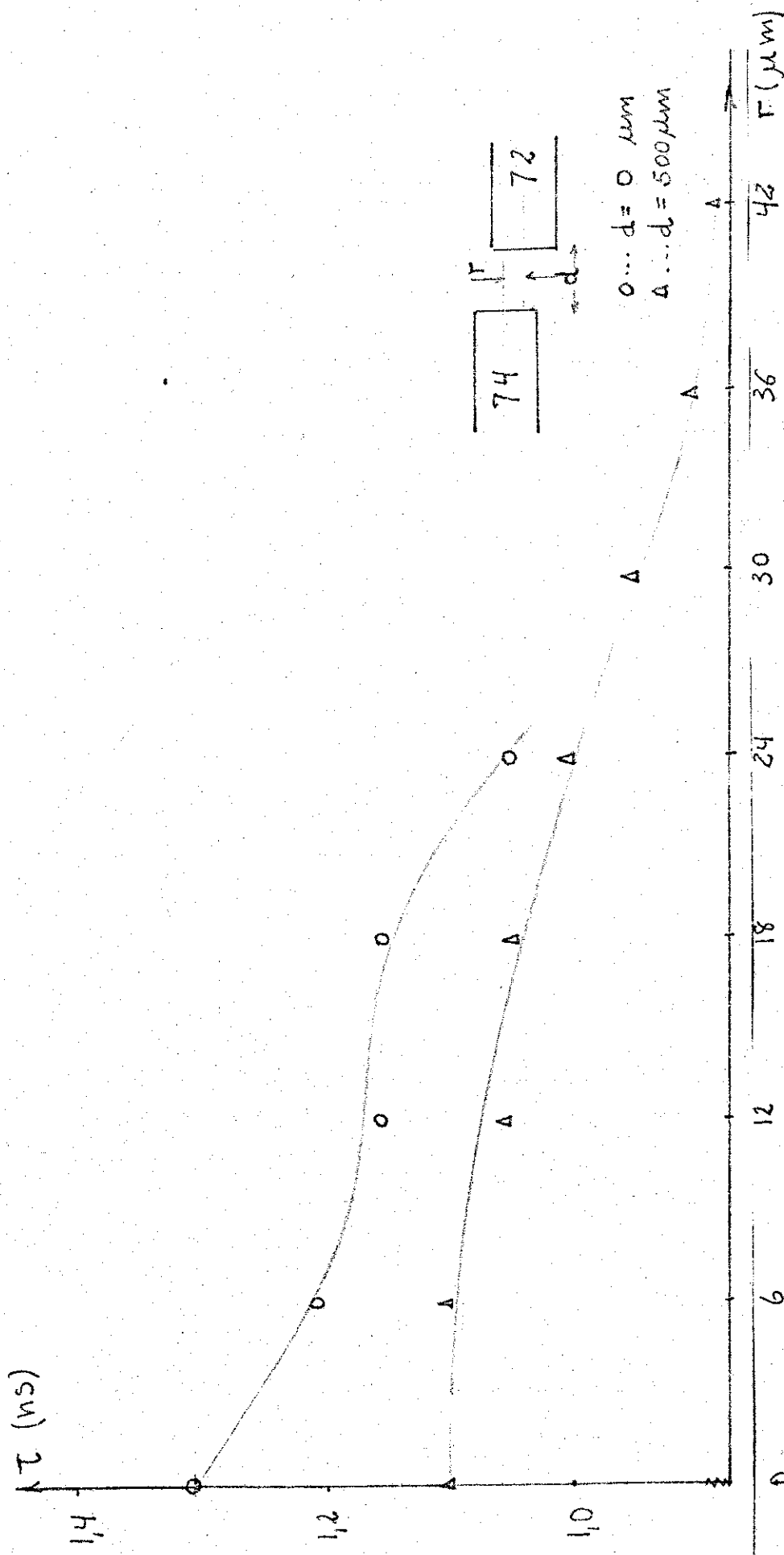
No acoplamento, a largura temporal do pulso ótico que sai da fibra 74 para a 72 é $\tau_1 = 0,90 \text{ ns}$. Os 90 m de fibra 72 apresentavam uma dispersão de $\tau_2 = 0,90 \text{ ns}$ deconvolvidos, com estes dados é possível calcular a largura temporal τ do pulso após viajar pelas duas fibras de dispersão conhecida, que é dado por

$$\begin{aligned}\tau &= \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2} \\ &= \sqrt{0,81 + 0,81} \\ &= 1,3 \text{ ns}\end{aligned}$$

que coincide com o resultado medido para $d = r = 0$. Este acordo entre o valor teórico e o resultado experimental se explica devido a forma temporal dos pulsos, que passa da 74 para a 72 e do que chega no final da 72. Este pode ser visto no conjunto de oscilogramas da figura 5.5.2A e B, que foram tirados para $d = 500 \mu\text{m}$ variando r (figura A) e para $r = 0$, variando-se d de zero a $680 \mu\text{m}$ (figura B). Observa-se que a forma temporal do pulso é aproximadamente uma gaussiana.

5.6 Dispersão modal em função do comprimento da fibra

Numa fibra multimodo a distorção do pulso devido às diferentes velocidades de grupo, depende do perfil de índice de refra



Gráficos 5.5.1

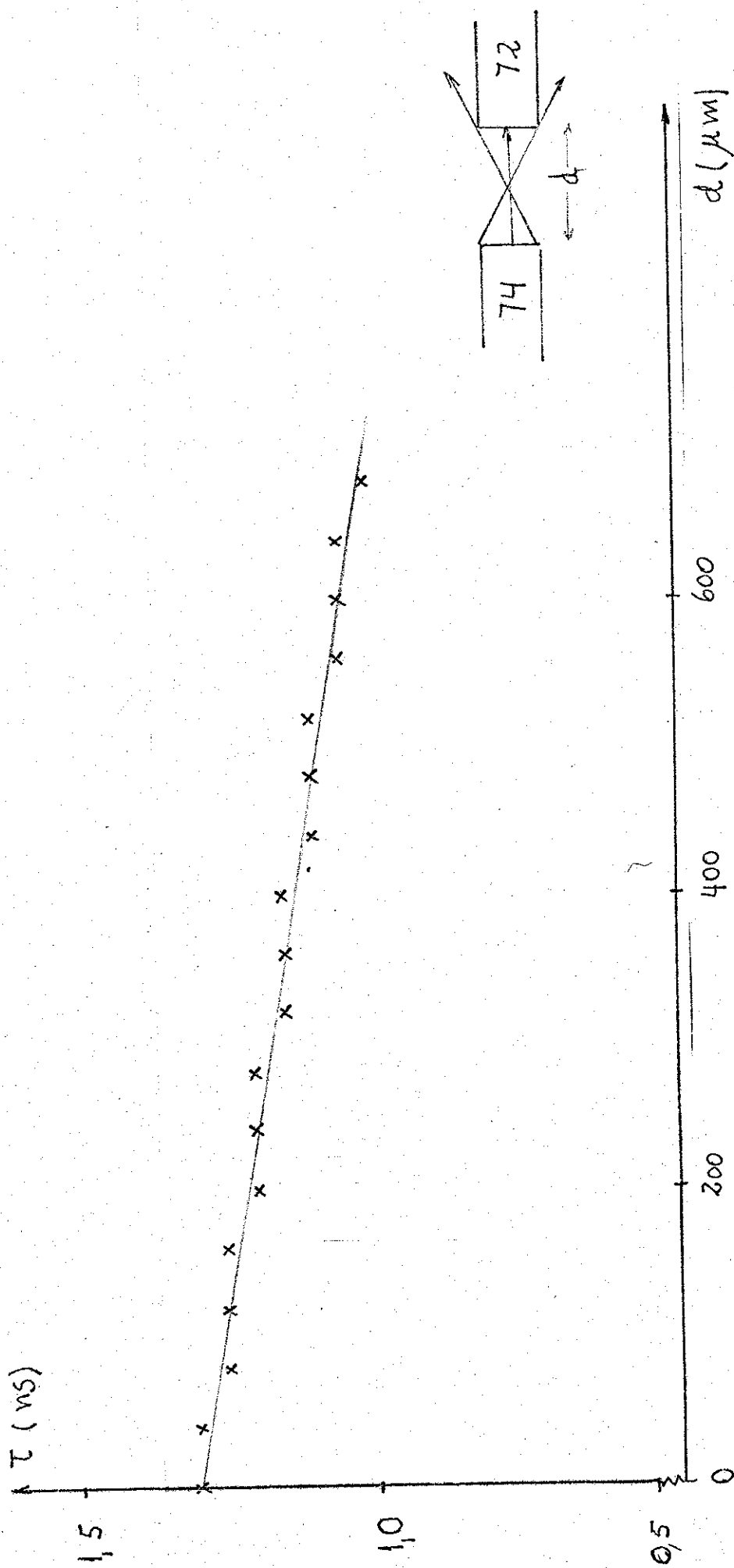
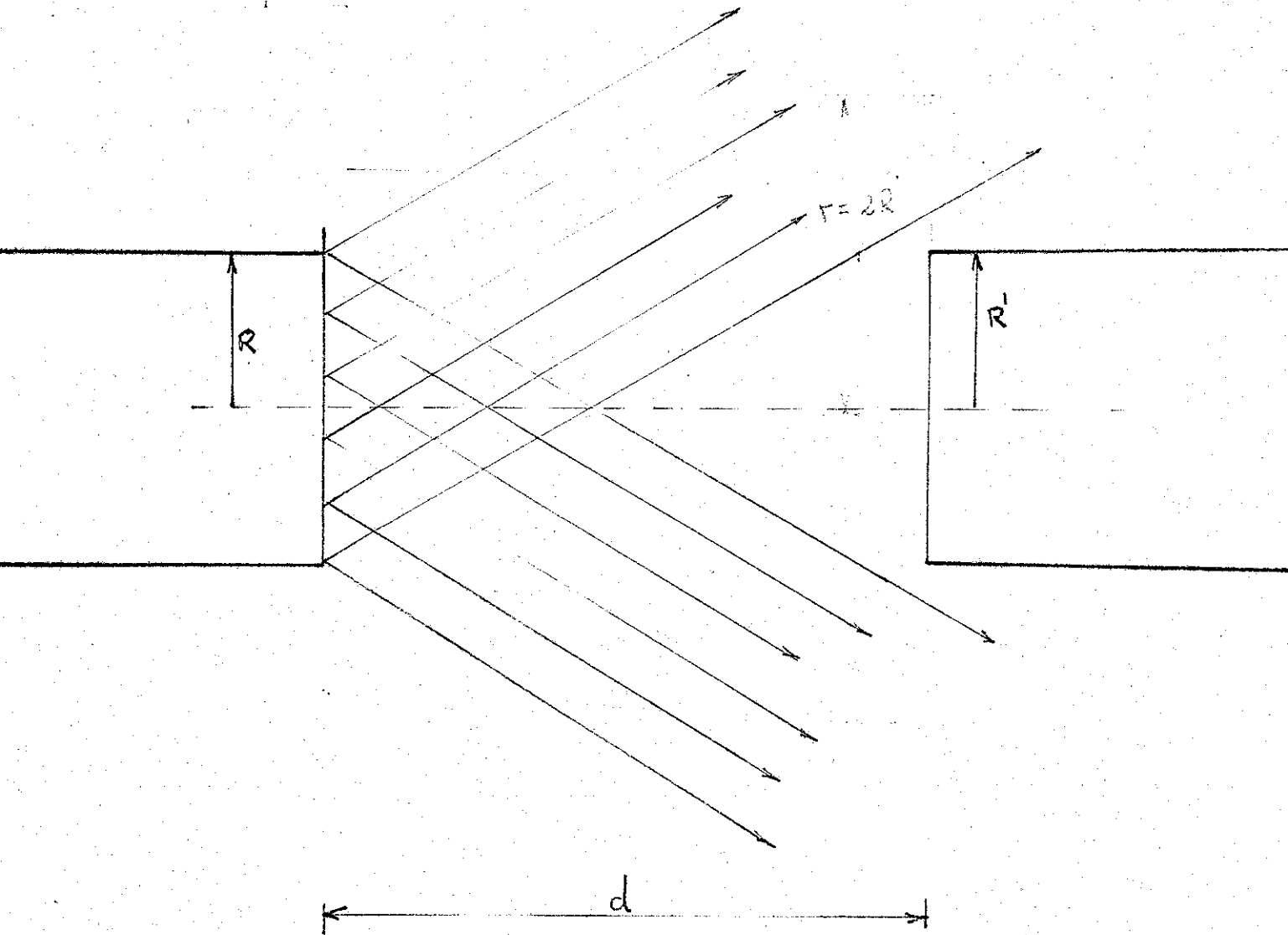
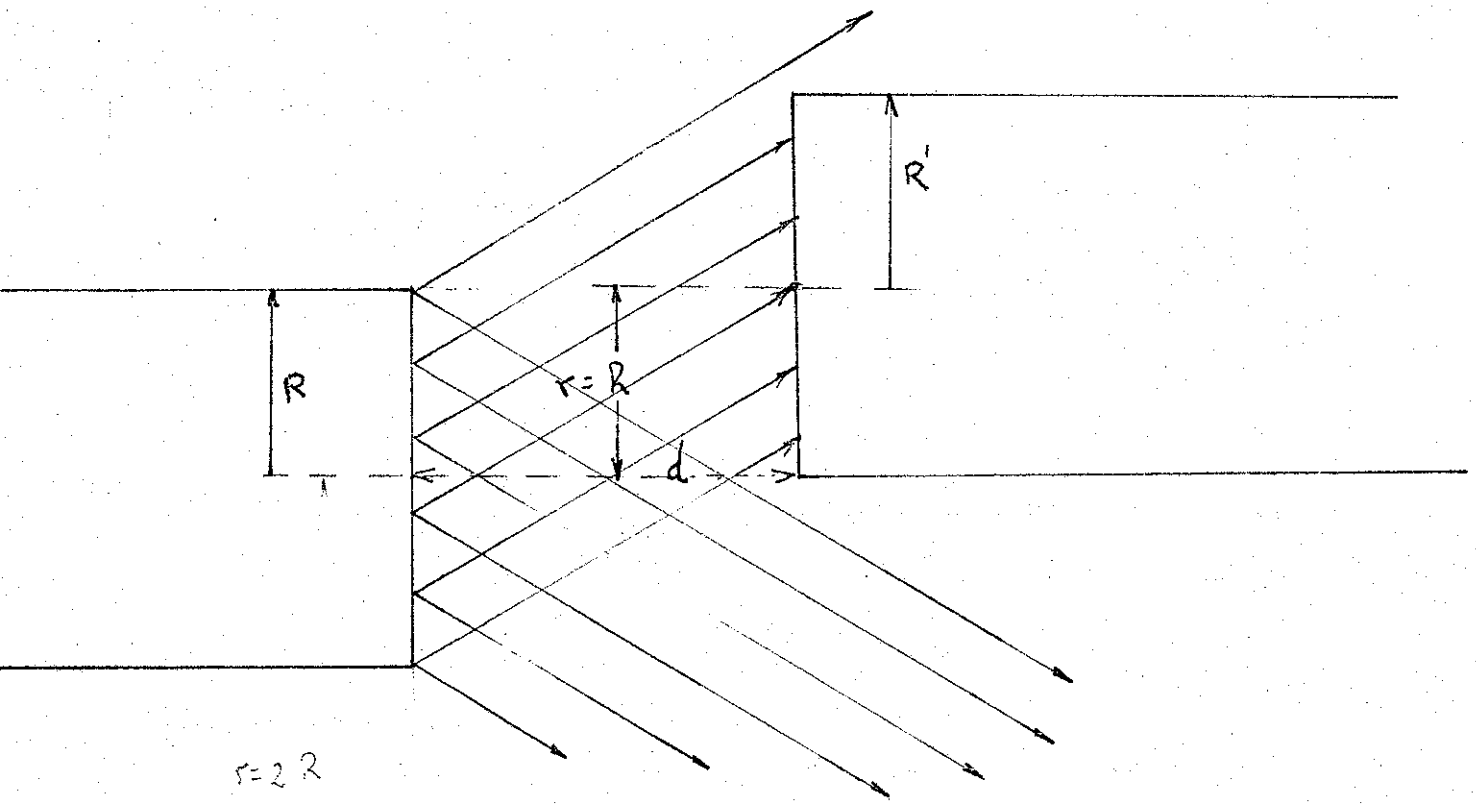


Gráfico 5.5.2

Figura 5.5.1



$$d > (2r'/AN)$$

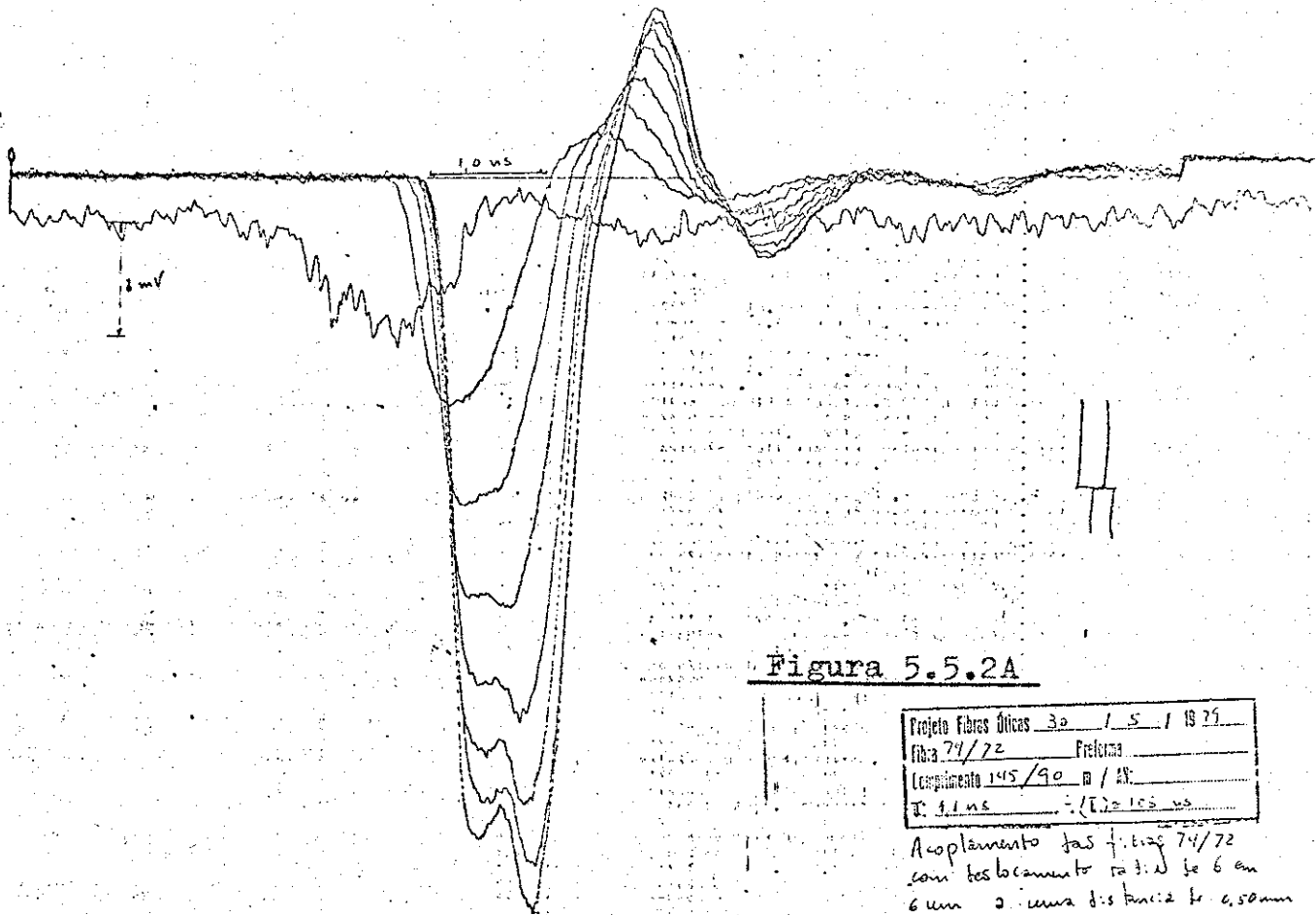


Figura 5.5.2A

Projeto Fibras Ópticas	30	1.5	1	19 79
Fibra 74/72				Preforma
Comprimento	145/90	m	/ 2N	
T	1.1 ns			1.1 ns

Acoplamento das fibras 74/72
com desbocamento radial de 6 em
6 um a uma distância de 0,50 mm

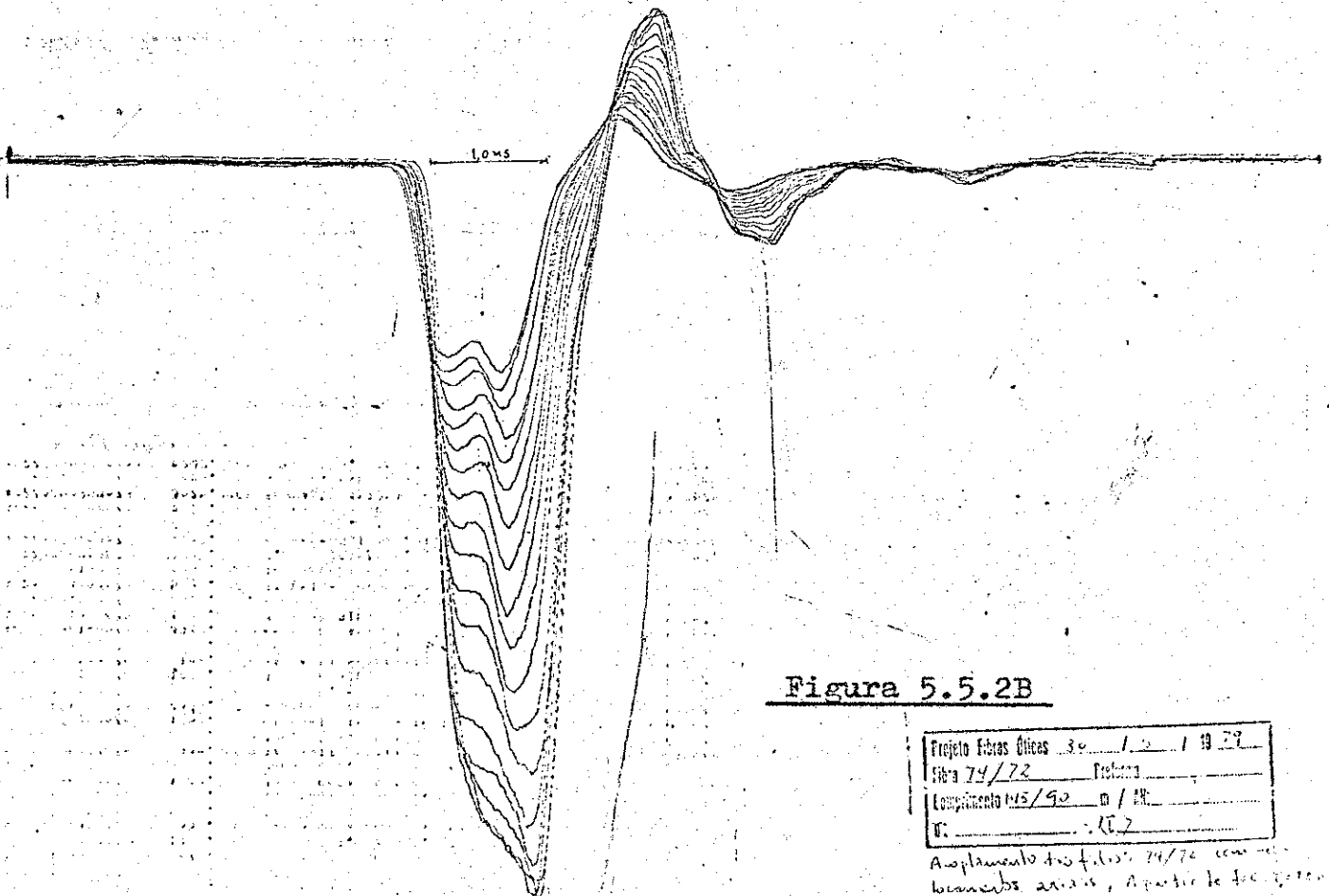


Figura 5.5.2B

Projeto Fibras Ópticas	30	1.5	1	19 79
Fibra 74/72				Preforma
Comprimento	145/90	m	/ 2N	
T				1.1 ns

Acoplamento das fibras 74/72 com
desbocamento radial, a partir de 0,50 mm
A: 35 mV a 0,02 mm, de 0,04
em 0,04 mm. Em 0,04 mm

ção e variam linearmente com o comprimento da fibra (L), segundo a previsão do modelo de propagação do raio ótico e desde que não esteja presente o efeito de conversão de modos. Assim para uma fibra convencional a dispersão modal é dada por

$$\tau = n_0 L \Delta / c, \quad \text{onde} \quad \Delta \equiv (n_0 - n) / n$$

e para uma fibra de perfil de índice graduado, (perfil parabólico por exemplo, onde $\alpha = 2$) a dispersão modal é dada por

$$\tau = n_0 L \Delta^2 / c$$

Conforme o que foi discutido em 5.3.1, as fibras estudadas apresentam uma dispersão por unidade de comprimento que está entre estes dois valores calculados teóricamente, para um Δ da ordem de 1%. E o perfil de índice de refração também é intermediário, entre graduado e degrau. 17

A redução observada nas medidas de dispersão, em relação ao valor teórico, pode ser também um efeito resultante da geometria dos núcleos de algumas amostras, que pode introduzir uma conversão parcial de modos.

Para as fibras com efeito de conversão de modos, há um equilíbrio dinâmico entre a potencia do fluxo de modos e perdas por radiação. Conforme cap. II, uma fibra de comprimento maior que o comprimento de equilíbrio na conversão de modos (L_c), o pulso que chega ao final da fibra com determinada largura temporal τ é independente das condições de lançamento na entrada da fibra.

Numa fibra com efeito de conversão de modos, assumindo uma distribuição espacial gaussiana do pulso incidente, o alargamento do pulso varia com a raiz quadrada do comprimento e não linearmente se $L > L_c$.

Das fibras estudadas apenas duas apresentavam efei-

Tabela 5.6

Fibra	Dispersão (ns/km)	Efeitos observados
42	11	região linear, $L < L_c$
42	8	Com efeito de conversão de modos, $L > L_c \approx 50m$
72	16	região linear, $L < L_c$
72	9	com efeito de conversão de modos, $L > L_c = 30 m$
73	8	sem efeito de conversão
74	6	sem efeito de conversão
77	8	" " " "
79	16	" " " "

to de conversão de modos. Nas demais não foi observada nenhuma evidência do efeito, embora a 74 e 77 mostraram-se independentes das condições de lançamento em 5.3.1, mas na medida de dispersão em função do comprimento essa varia linearmente. O que se explica em 5.3.3 devido ao perfil do índice de refração.

A tabela 5.6 é uma síntese dos resultados obtidos medindo-se $\tau(L)$. Os gráficos 5.6A, B e C mostram a dispersão em função do comprimento da fibra, para as diversas amostras estudadas.

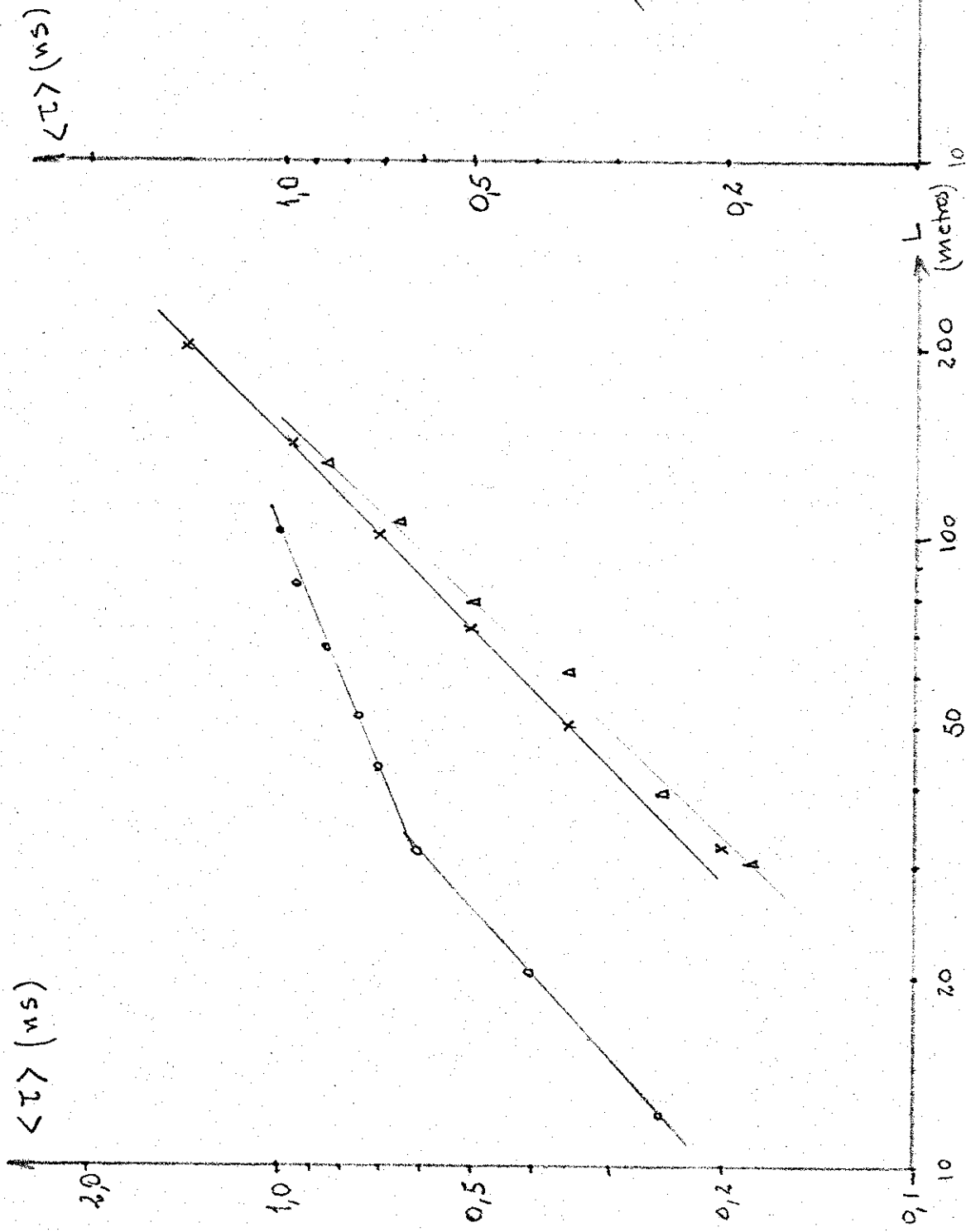
Para a fibra 42 observa-se uma queda brusca da dispersão em torno de $L = 55$ m, isto se deve a não uniformidade da amostra ao longo do comprimento, além da geometria do núcleo. Esta amostra apresenta o efeito de conversão de modos, com um $L_c \approx 50$ m.

Na amostra 72 foi observado desuniformidade na geometria do núcleo ao longo da fibra, cujo diâmetro do núcleo varia abruptamente de D a $2D$ em certo trecho da fibra, como mostra a figura 5.6.1. Defeitos localizados desta espécie dão origem a conversão de modos e causam perdas por radiação. Nesta fibra o efeito de conversão de modos reduz a dispersão modal por um fator de 1,8 do valor esperado para um comprimento de 100 m, se o efeito não estivesse presente. O que pode ser visto no gráfico 5.6A.

5.6.1 Método alternativo para medir $\tau(L)$

Em todas as amostras estudadas $\tau(L)$ foi medido convencionalmente, isto é mede-se a dispersão para cada comprimento reduzindo a amostra a partir de um determinado comprimento. Trata-se portanto de um método destrutivo de medir $\tau(L)$.

Um método alternativo, testado para a fibra 79 que exibía pequena atenuação, foi o de circulação. Neste um pulso é lançado e feito circular na fibra diversas vezes e após cada circulação mede-se



Gráficos 5.6A

o - fibra - 72
 Δ - " - 74
 x - " - 77

Gráficos 5.6B

□ - fibra - 42
 o - " - 73

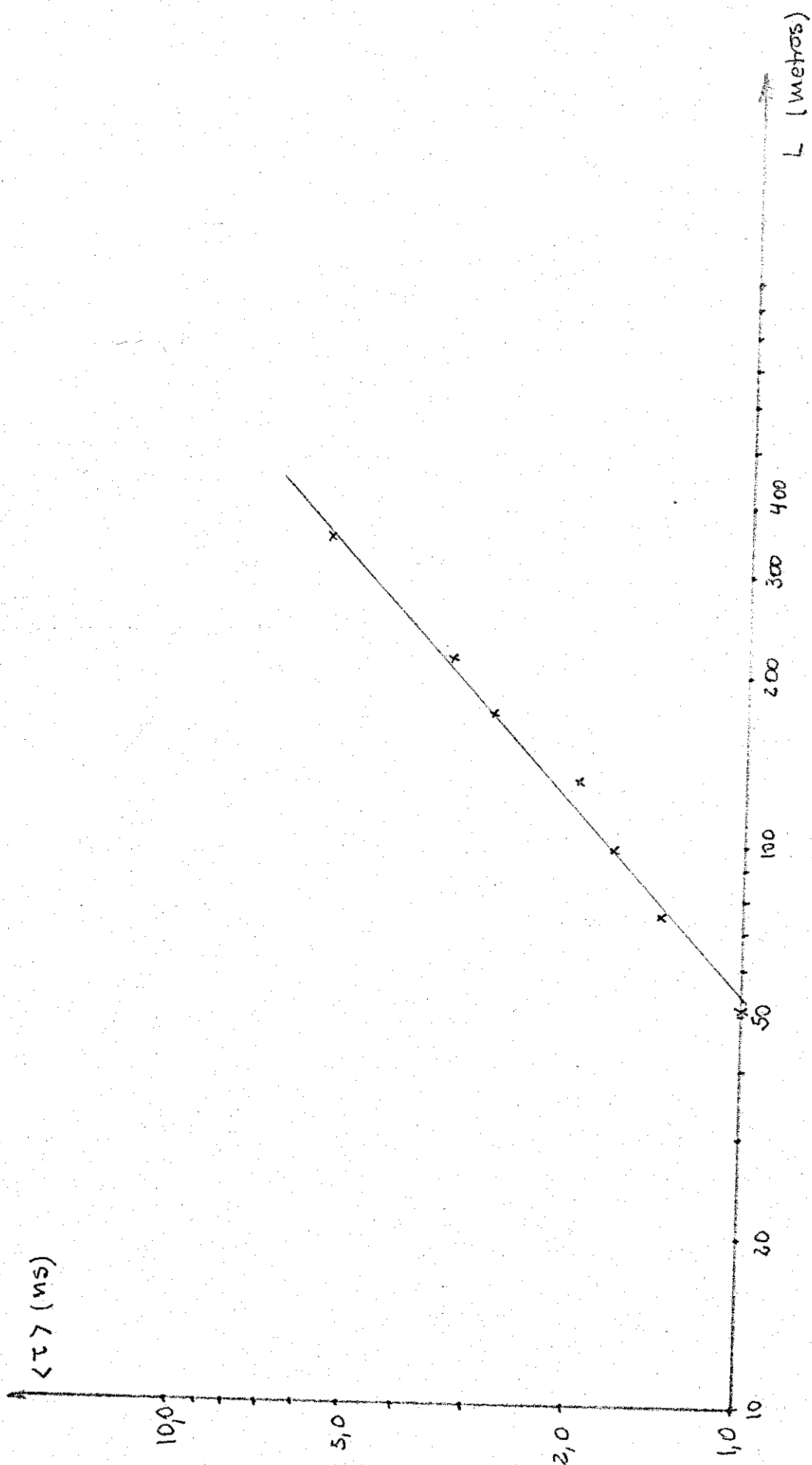


Gráfico 5.6C

fibra 79

a largura temporal do pulso. Assim numa fibra de comprimento L , τ pode ser medido em função de L , $2L$, ..., NL desde de que a amplitude do sinal possa ser medida no osciloscópio. A figura 5.6.2 mostra o esquema de montagem usado para medir $\tau(L)$.

Os resultados obtidos para duas circulações numa fibra de 50 m, coincidem com os resultados das medidas utilizando o método convencional. Os resultados estão no oscilograma da figura 5.6.3. Foram feitas medidas apenas para duas circulações porque o divisor de feixe ótico (DF na figura 5.6.2) utilizado apresenta uma grande reflexão e baixa transmissão. Assim o sinal que está circulando é rapidamente atenuado.

5.7 Dispersão material

A dispersão material é um efeito intrínseco do vidro usado na confecção da fibra. E poderia ser medida numa amostra do vidro utilizado para fabricar a fibra, medindo seu índice de refração n_0 em função do comprimento de onda da luz. Mas o vidro que constitui o núcleo da fibra é de sílica com certa porcentagem de um dopante (que pode ser germânio, silicato de boro, fosforo, etc) e não é possível fazer uma amostra de sílica dopada "padrão", a dopagem é um parametro variavel de fibra para fibra. Além disso, durante a fabricação da fibra, por qualquer processo de fabricação e puxamento, o vidro é fundido e sofre grandes transições de temperatura, o que pode alterar suas propriedades intrínsecas. Por isso é de interesse saber como o efeito se manifesta numa fibra confeccionada.

É necessário conhecer o efeito integral da dispersão material nestas fibras, pois como foi visto em 5.1.4 o perfil de índice de refração não é constante para as amostras estudadas. O material do núcleo de cada fibra, não é radialmente homogêneo.

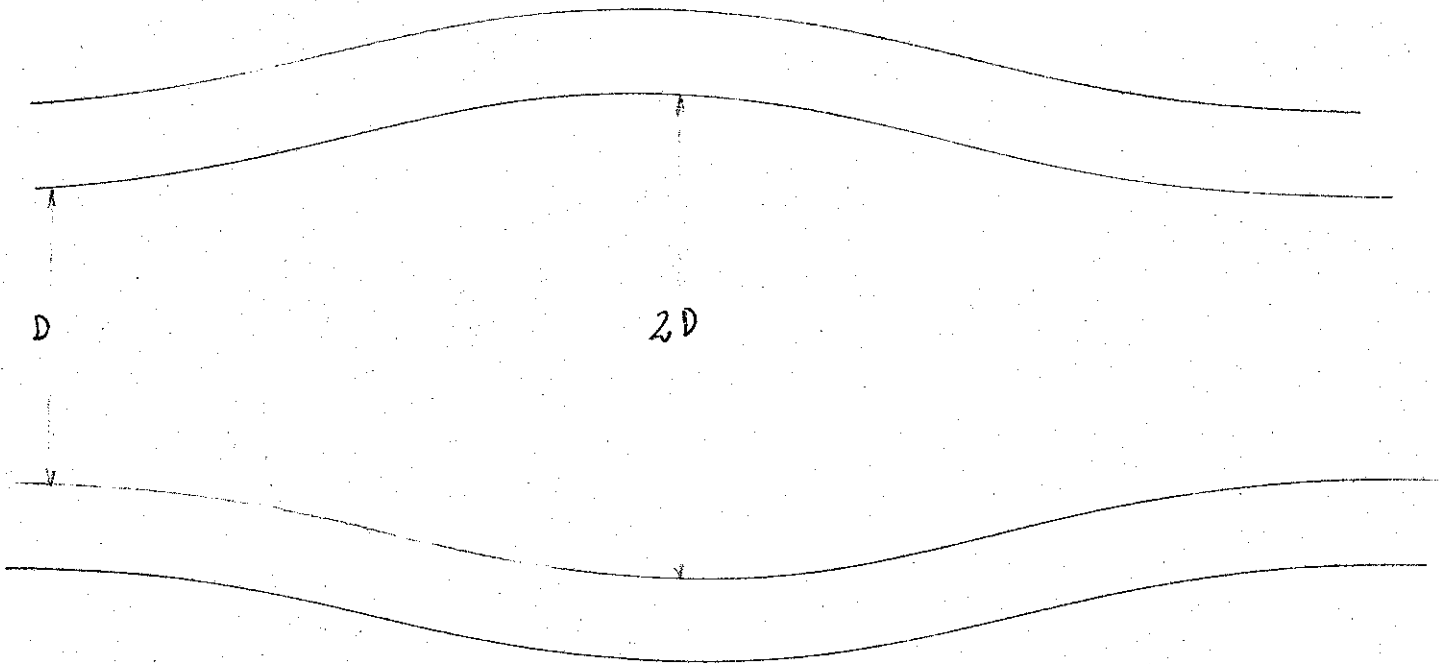


Figura 5.6.1

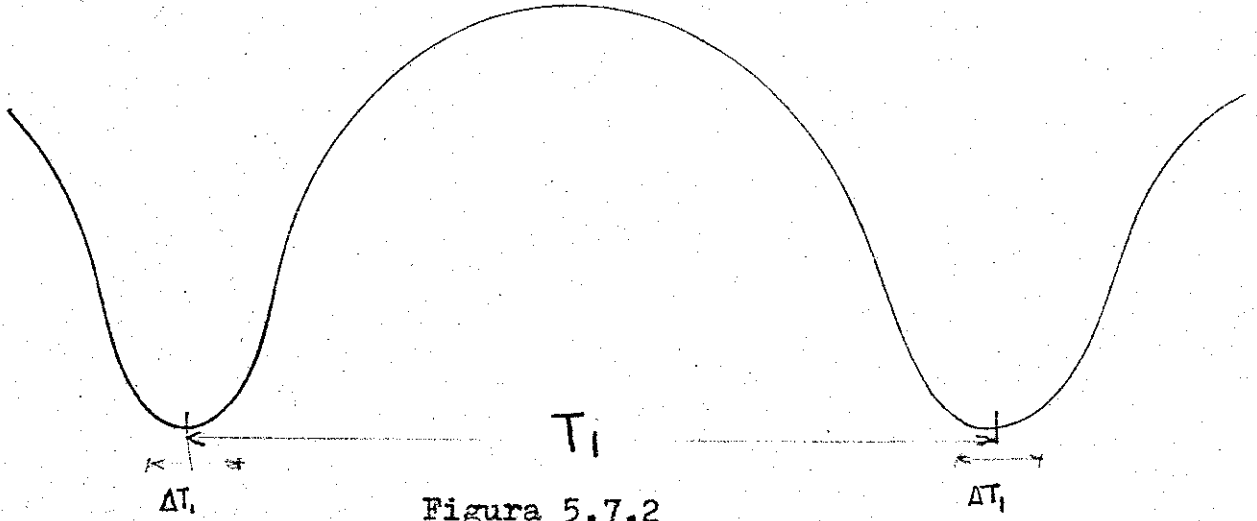
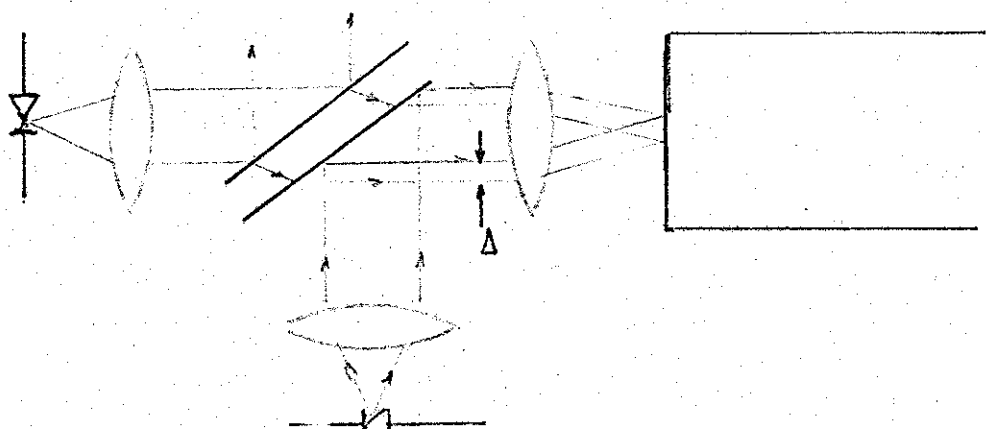


Figura 5.7.2



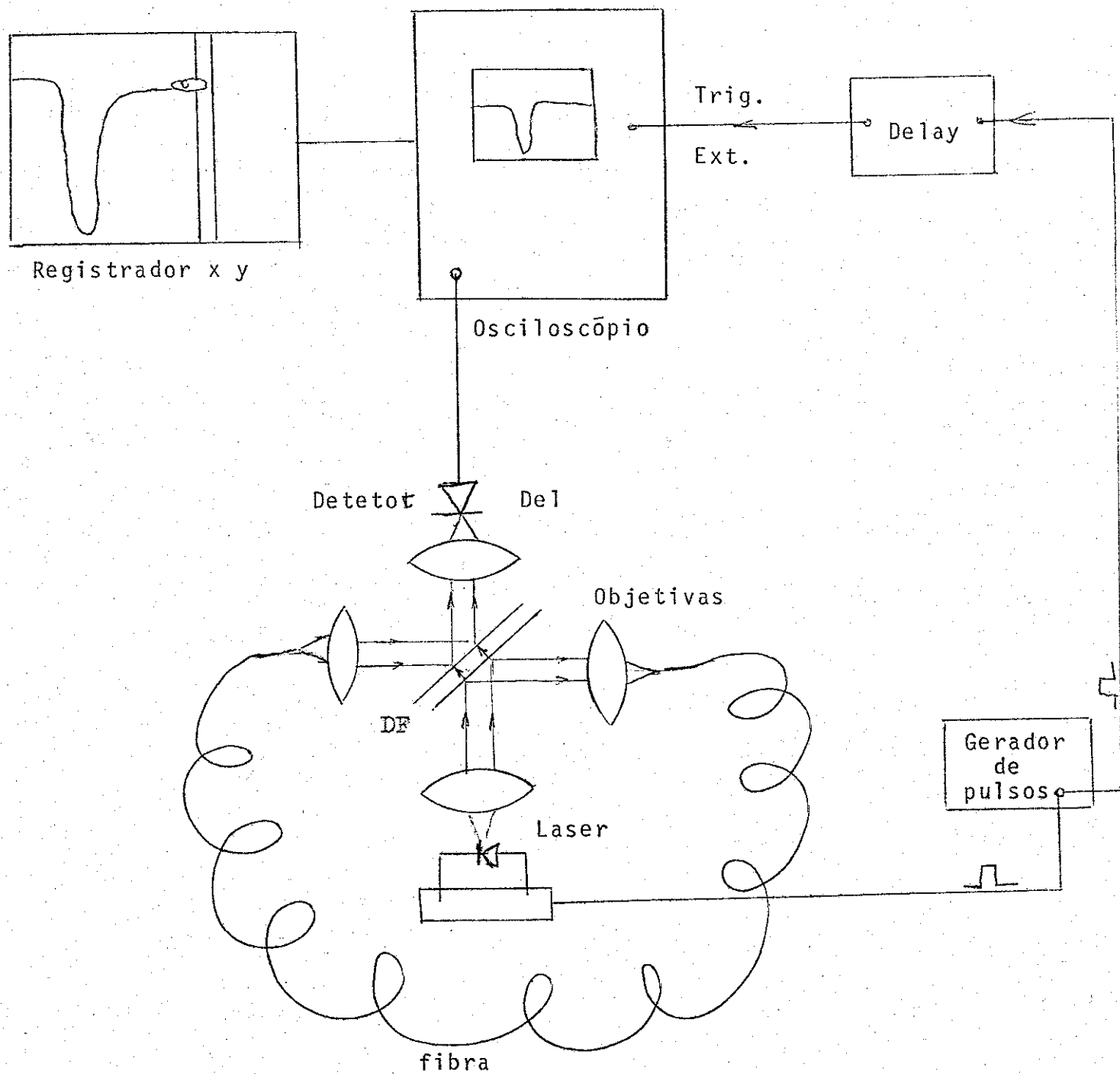


Figura 5.6.2

Figura 5.6.3

Projeto Fibras Quc...	21 / 8... / 1079
Fibra 29	16.731
Comprimento 50	9 / 25: 0.21
0:	...

 $\tau_0 = 0,6 \mu s$ $\tau_1 = 1,1 \mu s$ $\tau_2 = 2,0 \mu s$

Nas fibras multimodo a dispersão modal domina a dispersão material que é proporcional à largura espectral da fonte usada para excitar a fibra. Nas medidas de dispersão modal as fontes usadas eram lasers semicondutores, com uma largura espectral $\Delta\lambda = 3,5 \text{ nm}$ e a contribuição da dispersão material neste caso é menor que o erro de medição.

Na experiência de dispersão material, que foi medida na região espectral de $\lambda = 800 \text{ nm}$ a 904 nm , dois pulsos de luz de diferentes comprimentos de onda são lançados na entrada da fibra com uma diferença temporal T_0 . Na saída da fibra mede-se a separação temporal T_1 entre os picos dos pulsos correspondentes a λ_1 e λ_2 . A dispersão material por unidade de comprimento de fibra por unidade de comprimento de onda, medida em pico segundos/nanometro/quilómetro é expressa por

$$\tau_{\text{mat.}} = \Delta T / \Delta \lambda$$

A figura 5.7.1 é um oscilograma de medida de dispersão material para a amostra 79. Os dois pulsos mais estreitos são os pulsos incidentes na entrada da fibra com uma separação temporal de $T_0 = 10,6 \text{ ns}$. Os dois pulsos alargados, devido ao efeito de dispersão modal, são os pulsos emergentes no final da fibra, com uma separação temporal entre os picos de $T_1 = 9,4 \text{ ns}$, devido ao efeito de dispersão material. Há uma aproximação temporal entre os pulsos que chegam ao final da fibra, isto porque na entrada da fibra o pulso de $\lambda = 904 \text{ nm}$ é lançado depois do pulso de $\lambda = 800 \text{ nm}$ e a dispersão material para esta fibra não é anomala nesta região espectral.

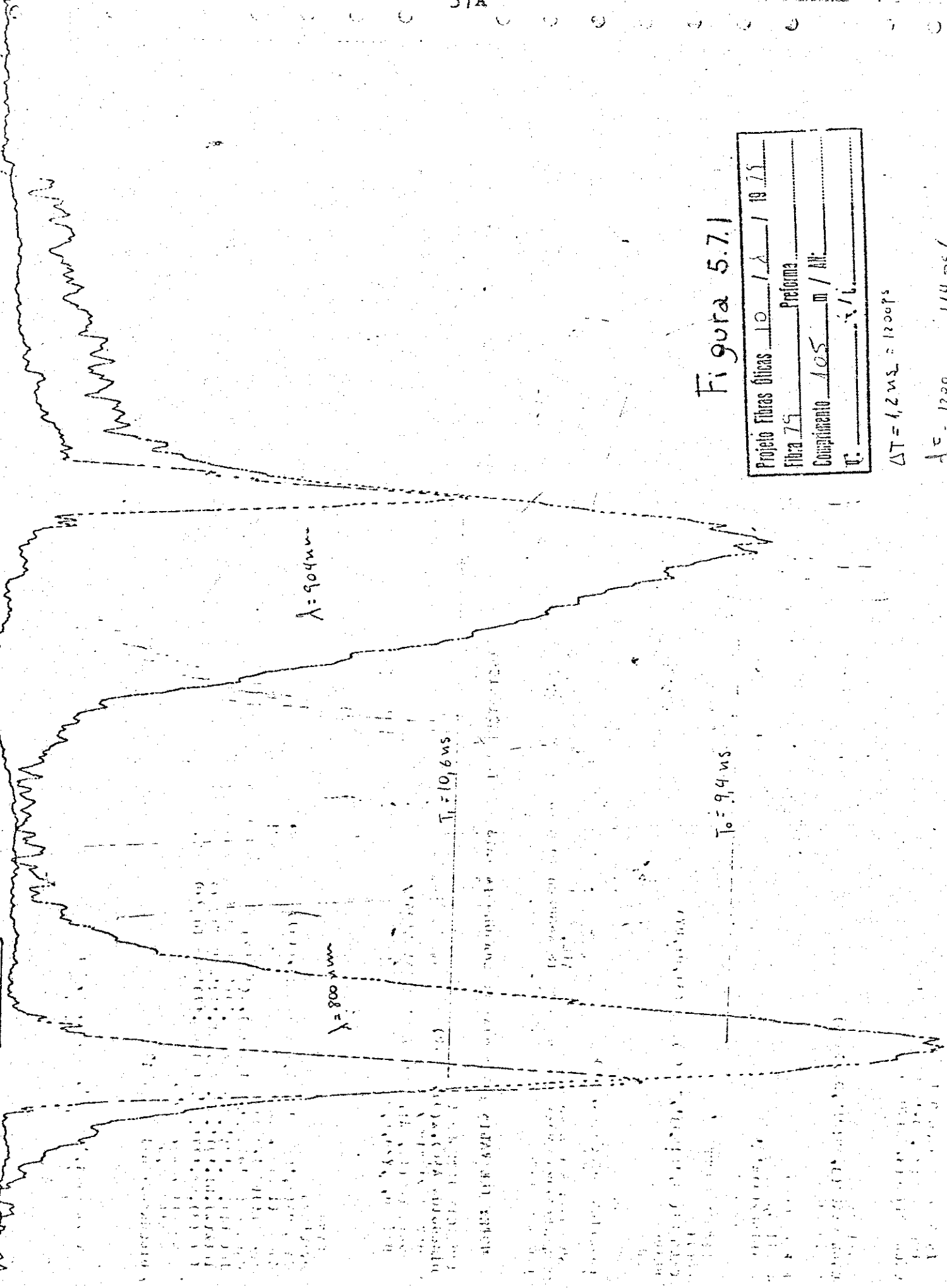
Todas as fibras estudadas eram constituídas de uma casca de sílica pura com índice de refração $n = 1,456$ em $\lambda = 6700 \text{ Å}$, e dum núcleo de sílica dopada com germanio, onde o índice de refração n_c é da ordem de 1% maior que o índice de refração da casca, n .

Figura 5.7.1

Projeto Fibras Ópticas	10	1.2	10
Fibra	75	Profoma	
Comprimento	105	m	/ m
T.		x/b.	

$\Delta T = 1,2 \text{ ns} = 1200 \text{ ps}$

$\frac{1}{\lambda} = \frac{1200}{105 \cdot 10^3} = 114 \text{ ps/m}$



A tabela abaixo mostra os resultados de dispersão material medida indiretamente, na região espectral de 800 a 904 nm, em quatro fibras estudadas.

Fibra	Dispersão material
42	160 ps/nm/km
74	100 ps/nm/km
77	160 ps/nm/km
79	110 ps/nm/km

A dispersão material da sílica pura nesta região espectral é da ordem de 50 ps/nm/km¹⁸, mas a presença do germânio altera a dispersão material da sílica dopada com este. Enquanto que as fibras constituídas de sílica dopada com óxido de fósforo apresentam a mesma dispersão material que as de sílica pura. A dispersão material da sílica, permanece inalterada se esta é dopada com óxido de fósforo, mas é alterada para um valor maior quando dopada com borossilicato ou com germânio.⁹ No último caso a alteração que se tem observado é mais pronunciada. Na medida de dispersão material de fibras de sílica dopada com germânio, Gloge et al. obtiveram um resultado de 90 ps/nm/km¹⁹, na mesma região espectral que medi a dispersão material das fibras acima. Os resultados acima não diferem muito do resultado obtido por Gloge, a maior diferença é da ordem de 50%.

5.6.1 Precauções necessárias

A dispersão modal é um efeito independente mas pode afetar a medida de dispersão material. Numa amostra em que a dispersão modal é alta, a medida de dispersão material torna-se difícil por ser um efeito relativamente inferior e que se mede a partir da separação temporal T_1 entre os picos dos pulsos correspondentes a λ_1 e λ_2 . A medi

da de T_1 torna-se difícil devido ao arredondamento dos picos que é causado pela dispersão modal, como mostra na figura 5.7.2..

Uma alternativa que resolve parte do problema é lançar luz com uma objetiva de pequena abertura numérica, excitando apenas os modos menores há uma redução na dispersão modal, conforme 5.3.1 e a dispersão material não depende das condições de lançamento, como a dispersão modal.

Aumentando a escala temporal do osciloscópio, os picos dos pulsos tornam-se mais agudos, mas a precisão de medida é mais duvidosa. Outra alternativa seria medir a dispersão material em amostras de pequeno comprimento, mas $\tau_{mat.}$ é proporcional ao comprimento da fibra e pode ser menor que o erro de medida em fibras muito curtas.

Outro problema nesta experiência é que para lançar dois pulsos sobre a fibra, mas provenientes de lasers diferentes, é necessário o uso de um divisor de feixes. O divisor usado tem maior refletividade, por isso a luz transmitida que atravessa o divisor chega na fibra com menor intensidade que a luz refletida, além disso ao atravessar o divisor de feixes ela sofre um deslocamento transversal Δ . A luz de cada laser é focalizada em pontos distintos sobre a face de entrada da fibra, como mostra a figura 5.7.3.

VI Recomendações

Os estudos que podem dar continuidade e complementar este trabalho são :

-medir a dispersão modal em função do comprimento, pelo método "shuttle pulse", neste o pulso que é lançado na entrada da fibra é refletido normalmente no final da fibra e novamente na entrada, por espelhos semi transparentes colocados na entrada e saída da fibra, o pulso

vai-ven dum extremo a outro e com isso é possível medir a dispersão de uma amostra de comprimento L em função de L , $3L$, $5L$,... Trata-se de outro método não destrutivo.

—aperfeiçoar o método de circulação, descrito em

5.6.1

—estudar a dispersão material numa região expectral

$\Delta\lambda$ maior, utilizando um laser "mode-locked". 9

Referências

- 1-J.M.Leal Costa Nova Elettronica 288 (1977)
- 2-D.Gloge Appl. Opt. 13 243 (1974)
- 3-T.Li Optics News junho 1977 pg. 10
- 4-S.E.Miller et al Proceedings of the IEEE, 61 1703/1726 (1973)
- 5-J.P,Dakin et al Opt. Commun. 7 nº 1 pg. 1 (1973)
- 6-S.D.Personik Bell Syst. Tech. J. 50 843 (1971)
- 7-D.Marcuse et al Bell Syst. Thech. J. 54 3 (1975)
- 8-D.Gloge Appl. Opt. 10 2252 (1971)
- 9-B.Luther Davies et al Opt. Commun. 13 84 (1975)
- 10-S.D.Personick Bell Syst. Tech. J. 52 843 (1973)
- 11-Gambling et al Electr. Lett. 17 176 (1975)
- 12-Gambling et al Appl. Opt. 14 1538 (1975)
- 13-L.Jeunhomme et al Opt. Commun. 12 89 (1974)
- 14-D.Gloge et al Bell Syst. Tech. J. 52 1579 (1973)
- 15-Walter L.A.Carvalho Tese de mestrado no IFGW maio 1978
- 16-R.Olshansky et al Appl. Opt. 15 483 (1976)
- 17-L.G.Cohen et al Appl. Opt. 14 1357 (1975)
- 18-F.P.Kapron et al Appl. Opt. 10 1519 (1971)
- 19-Gloge et al Appl. Opt. 13 261 (1974)
- 20-L.G.Cohen Appl. Opt. 14 1361 (1975)