

"PROPAGAÇÃO DE PULSOS EM FIBRAS ÓPTICAS  
MONOMODO E MULTIMODO DE ÍNDICE GRADUAL"

Aluno: *Marcelo Geraldo Destro*

Orientador: *Prof. Dr. Harish R. D. Sunak*

Tese apresentada ao Instituto de Física  
"Gleb Wataghin" da Universidade Esta-  
dual de Campinas - UNICAMP, para obten-  
ção de grau de Mestre em Física

Novembro de 1982

*À minha esposa*

*Aos meus pais*

*Às minhas irmãs*

## AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Harish R. D. Sunak, pela proposta do presente trabalho, e sua excelente orientação que permitiu a realização deste. Agradeço também pelo seu pronto interesse em ajudar-me em quaisquer situações, desde o primeiro contato que tivemos.

- Aos Professores e Colegas, em especial à Sônia M. S. Stivari, Marlete Aparecida Zamprônio, Telma V. Cardoso e ao Antônio Carlos de Campos, por seus ensinamentos, discussões e estímulo.

- Aos técnicos José Bresil, Danilo C. Dini e Orlando S. Siqueira Filho, pela colaboração nas montagens das experiências.

- Ao pessoal da área de Eletrônica, Eng<sup>o</sup> José Flávio F. de Freitas, Eng<sup>o</sup> Juliano C. Dall'Antonia e Norberto Aranha, pela manutenção e montagem de equipamentos eletrônicos.

- À TELEBRÁS, FINEP e ao CNPq, pelo suporte financeiro.

## E R R A T A

- 1) No Resumo, na 5ª linha onde se lê ... dos modos obtidas experi-  
mentamente é ..., lê-se ... dos modos obtidas experimentalmente  
é ...
- 2) No Abstract, na 10ª linha onde se lê ... varied used lenses ...,  
lê-se ... varied using lenses ...
- 3) Na pg. 3, Tabela I na coluna da fibra Fu na linha referente ao  
tipo, onde se lê Monomodo com perfil de índice, lê-se Monomodo  
com perfil de índice degrau.
- 4) Idem ao item (3), na coluna referente as características onde se  
lê Atenuação ( $d\beta/km$ ), lê-se Atenuação (dB/km).
- 5) Na pg. 15, na 9ª linha onde se lê ... aproximadamente -68 ps(km.nm),  
lê-se ... aproximadamente -68 ps/(km.nm).
- 6) Na pg. 18, na 23ª linha onde se lê ... sistema é vultoso ...,  
lê-se ... sistema são vultosos...
- 7) Na pg. 25, na 15ª linha onde se lê ... cada modo que propaga-se  
através ..., lê-se ... cada modo que se propaga através ...
- 8) Na pg. 28, na 3ª linha da Fig. 5 onde se lê ... modo  $LP_{11}$ ..., lê-se  
... modo  $LP_{01}$  ...
- 9) Na pg. 30, na 1ª linha do 2º § onde se lê As Figs 8 (a) e (b) ...,  
lê-se As Figs. 8 (a) e (b) ...
- 10) Na pg. 36, na 4ª linha onde se lê Através das considerações  
acima ..., lê-se Através das considerações anteriores ...
- 11) Na pg. 36, na 10ª linha onde se lê  $\gamma_{sist.} = (\Delta\tau_T^2 - \tau_M^2)^{1/2} \approx$   
0,22 ns/km ..., lê-se  $\gamma_{sist.} = (\Delta\tau_T^2 - \tau_M^2)^{1/2} \approx 0,22$  ns ...
- 12) Na pg. 36, na 13ª linha onde se lê ... é devido a resposta do  
sistema, lê-se ... é devido a resposta do sistema ...
- 13) Na pg. 37, na 8ª linha onde se lê ...  $TE_{01}$ ,  $TE_{01}$  e  $HE_{21}$ ...,  
lê-se ...  $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$  e  $HE_{21}$  ...

- 14) Na pg. 37, na última linha onde se lê ... foi obtida precionando o MM ..., lê-se ... foi obtida pressionando o MM ...
- 15) Na pg. 47, na 1ª e 2ª linha onde se lê Katsuyama<sup>(3)</sup> uso  $\lambda = 0,82 \mu\text{m}$  e .... uma separção temporal ..., lê-se Katsuyama<sup>(3)</sup> usou  $\lambda = 0,82 \mu\text{m}$  e .... uma separação temporal ...
- 16) Na pg. 49, na 5ª linha onde se lê ...Aerotech Co, fabricado no E.U.A. ..., lê-se ... Aerotech Co, nos E.U.A. ...
- 17) Na pg. 49, na 6ª linha do 2º § onde se lê ... os seus eixos são são coliniares ..., lê-se ... os seus eixos são colineares ...
- 18) Na pg. 67, no ítem (4) onde se lê A maior contribuição para a dispersão do pulso provém da resposta do sistema, lê-se A maior contribuição para a dispersão do pulso, em nossas experiências, provém da resposta do sistema. Além dessa, no ítem (6), na última linha, onde se lê ... análogo ao da conclusão 6, lê-se .... análogo ao da conclusão 5.
- 19) Na pg. 69, na 10ª linha onde se lê ... poucos megahertz por kilometro, lê-se ... poucos megahertz . quilômetro.
- 20) Na pg. 90, na 11ª e na 12ª linha do 2º § onde se lê Vemos desta forma que, deslocamentos radicais entre .... não altera as ..., lê-se Vemos desta forma que, deslocamentos radiais entre .... não alteram as ...
- 21) Na pg. 103, na 2ª linha do ítem (6) onde se lê ... de "Shuttle-Pulse"<sup>(45)</sup>, estudar ..., lê-se ... de "Shuttle-Pulse"<sup>(43)</sup>, estudar ...

## RESUMO

Estudamos a propagação do modo fundamental  $LP_{01}$  e dos modos de ordem superior,  $LP_{11}$  e  $LP_{21}$ , em fibras ópticas. Isto foi feito operando em um comprimento de onda ligeiramente menor que o comprimento de onda de corte, para o qual a operação é monomodo. A separação temporal dos modos obtidas experimentalmente é comparada com os seus valores teóricos. A propagação para as duas fibras acopladas é estudada pela primeira vez. Estudamos também como a dispersão intermodal, em um fibra multimodo de índice gradual, varia com as condições de lançamento. Para tal lançamos a luz usando lentes ou uma fibra de índice degrau que possui um núcleo e uma abertura numérica maior do que os das fibras testes. Estas medidas são correlacionadas com o ângulo de saída da fibra. A propagação em fibras acopladas também é investigada.

## ABSTRACT

We have studied the propagation of the fundamental mode  $LP_{01}$  and a few higher order modes,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$ , in optical fibers. This was done by operating at a slightly smaller wavelength than the cut-off wavelength for single-mode operation. The temporal separation of the modes is compared theoretically and experimentally. The propagation in two fibers coupled together is studied for the first time. We also studied how the intermodal dispersion, in graded-index multimode fibers, varies with the launching conditions. These were varied used lenses or a step-index fiber having a core and numerical aperture larger than that of the test fibre. These measurements are correlated with the fibre output angle. Propagation in fibres coupled together is also investigated.

## ÍNDICE

### CAPÍTULO I

PROPAGAÇÃO DE PULSOS EM FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO	01
I - Introdução	01
II - Características das fibras utilizadas	03
III- Cálculos teóricos	04
IV - Resultados experimentais e discussões	17
IV.1 - Arranjo experimental	19
IV.2 - Precauções	21
IV.3 - Resultados e discussões para a fibra Fu	24
IV.4 - Resultados e discussões para a fibra Fj	38
IV.5 - Comparação entre os nossos resultados e os de outros autores	46
IV.6 - Acoplamento das fibras Fu e Fj	48
V - Conclusões	66
VI - Recomendações para a continuação deste trabalho	67

### CAPÍTULO II

PROPAGAÇÃO DE PULSOS EM FIBRAS ÓPTICAS MULTIMODO DE ÍNDICE GRADUAL	69
I - Introdução	69
II - Características das fibras utilizadas	72
III- Resultados experimentais e discussões	73
III.1 - Arranjo experimental	73
III.2 - Precauções	75
III.3 - Resultados e discussões para a fibra Fu 1	75
III.4 - Resultados e discussões para a fibra Fu 2	85
III.5 - Resultados e discussões para o acoplamento das fibras Fu 1 e Fu 2	94
IV - Conclusões	101
V - Recomendações para a continuação deste trabalho	102
REFERÊNCIAS	104

## CAPÍTULO I

## PROPAGAÇÃO DE PULSOS EM FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO

## I - INTRODUÇÃO

Fibra Óptica monomodo é um importante meio de transmissão para sistemas de comunicações ópticas, pois ela possui larga banda e também baixa perda de transmissão, especialmente à 1,55  $\mu\text{m}$ . Este tipo de fibra suporta apenas um modo espacial para um particular comprimento de onda  $\lambda$  e, para que isto aconteça, é necessário que o parâmetro de frequência normalizada  $V$  seja menor ou igual a 2,405 (ver seção III).

Escolhendo o valor de  $V$  muito grande, a fibra passa a suportar muitos modos espaciais. Cada modo possui uma velocidade de grupo diferente e, portanto, depois de percorrerem uma distância  $L$  de fibra, eles se separam. Como há muitos modos propagando-se, não podemos medir as separações entre eles, pois modos "vizinhos" possuem velocidade de grupo levemente diferentes e podem se superpor. O que se observa é apenas um alargamento do sinal de saída da fibra, o qual é denominado de dispersão intermodal ou modal. Por outro lado, se o valor de  $V$  é tal que permita a fibra suportar poucos modos (2 a 3 modos) e, se a resolução do sistema é da ordem de 1/2 nanosegundo, podemos observar as separações temporais  $\Delta t$  entre os modos. Esta pode ser medida através de vários métodos, sendo que um deles é o método do pulso. Este consiste em injetar na fibra pulsos de laser, com duração de subnanosegundo ou menor, e medir as alterações dos pulsos de saída da fibra.

Neste capítulo, investigaremos teórica e experimentalmente as separações temporais  $\Delta t$  entre os modos linearmente polarizados de baixa ordem <sup>(1)</sup>, após propagarem-se através de uma fibra longa ( $\sim 1$  km), bem como as dispersões dos pulsos. Isto foi estudado para duas fibras distintas, independentemente. Outros autores <sup>(2) - (4)</sup> também têm estudado efeitos de propagação similares sendo que os nossos resultados complementam os deles. Além disso, também estudamos, pela primeira vez, os efeitos causados nas separações temporais e na dispersão do pulso quando acoplamos as duas fibras.

Na seção II, descrevemos as características das fibras que foram estudadas. Já na seção III, apresentamos os cálculos teóricos que nos possibilitam determinar as separações temporais  $\Delta t$  entre os modos linearmente polarizados <sup>(1)</sup> ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$ ), e também a dispersão material. Na seção IV, apresentamos os resultados experimentais obtidos, bem como as discussões e conclusões que tiramos após termos feito as devidas comparações entre resultados teóricos e experimentais. Além disso, ainda nesta seção, fazemos uma comparação entre os resultados obtidos por nós e os de outros autores <sup>(2) - (4)</sup>. Na seção V fazemos uma síntese das conclusões obtidas. Finalmente, na seção VI fazemos uma série de recomendações que poderão dar continuidade a este trabalho.

## II - CARACTERÍSTICAS DAS FIBRAS UTILIZADAS

Utilizamos duas fibras monomodo, cujas características encontram-se relacionadas na tabela 1.

Fibra Característica	Fu	FJ
Fabricante	Furukawa Electric Company (Japão)	Fujikura Cable workes (Japão)
Tipo	Monomodo com perfil de índice	Monomodo com perfil de índice degrau
Diâmetro do núcleo ( $\mu\text{m}$ )	10	10
Diâmetro da casca ( $\mu\text{m}$ )	126	125
Material do núcleo	$\text{GeO}_2$ - $\text{SiO}_2$ (3,1 - 96,9 m%)	$\text{GeO}_2$ - $\text{SiO}_2$ (3,0 - 97 m%)
Matéria da casca	$\text{SiO}_2$	$\text{SiO}_2$
Diferença relativa de índice ( $\Delta n\%$ )	0,3	0,2*
Comprimento de onda de corte ( $\mu\text{m}$ ) $\lambda_c$	1,16	1,20
Atenuação ( $\text{dB/km}$ )	0,48 p/ 1,30 $\mu\text{m}$ 0,26 p/ 1,55 $\mu\text{m}$	0,50 p/ 1,30 $\mu\text{m}$

Tabela I - Características das fibras usadas nas experiências.

(\*) Considerando o valor da abertura numérica medida para esta fibra (ver subseção IV.4) e o valor do índice de refração da casca para o comprimento de onda de 904 nm, encontramos que  $\Delta n = 0,35\%$ , o que não concorda com este resultado.

## 1- CÁLCULOS TEÓRICOS

Uma fibra óptica é um cilindro constituído de materiais dielétricos, que possui uma região central, o núcleo, a qual é circundada por uma região chamada casca, cujo índice de refração é menor do que o do núcleo. Esta vem protegida geralmente por uma camada de silicone, que por sua vez é revestida por uma jaqueta de nylon. As características ópticas da fibra são determinadas pela distribuição de seu índice de refração que, em geral, é circularmente simétrica e depende somente da coordenada radial  $r$  [ $n(r)$ ]. Para a maioria dos problemas que envolvem propagações eletromagnéticas é encontrado que o formalismo da óptica geométrica (raios de luz), embora não incorreto, não é tão adequado para explicar os detalhes dos fenômenos físicos envolvidos. A óptica geométrica, apesar disso, providencia uma maneira mais simples para descrever as propagações eletromagnéticas. A partir desta podemos entender o guiamento de luz através do núcleo de uma fibra óptica, por intermédio da reflexão interna total. Maiores detalhes sobre as características de propagação através de fibras ópticas podem ser obtidas somente através da solução das equações de Maxwell. Esta conduz a certos modos permitidos que podem propagar-se em uma particular estrutura dielétrica. Se a estrutura é tal que um número muito grande de modos podem propagar-se, esta teoria pode tornar-se muito complexa e difícil de ser tratada, justificando assim, a introdução de certas simplificações e aproximações da teoria exata.

Campos eletromagnéticos de luz viajando através da fibra, ou sendo espalhados por ela, podem ser expressos como

superposições de configurações de campos mais simples, denominados modos da fibra. A dependência temporal dos campos de luz monocromáticos com frequência  $\omega$  é dada pelo fator  $e^{i\omega t}$ . Os campos dos modos da fibra possuem uma simples dependência sobre a coordenada longitudinal  $z$  que pode ser escrita na forma  $e^{-i\beta z}$ , onde  $\beta$  é a constante de propagação do modo. O fator combinado  $e^{i(\omega t - \beta z)}$  descreve um modo viajando na direção positiva  $z$ . Para os modos guiados, a constante de propagação  $\beta$  não pode assumir valores arbitrários; seus valores são obtidos como solução de uma equação de autovalores que é tirada a partir da exigência que os modos devam satisfazer as equações de Maxwell e certas condições de contorno<sup>(5)</sup>. O número finito de possíveis constantes de propagação está dentro da faixa<sup>(6)</sup>

$$n_2 k \leq \beta \leq n_1 k \quad (1)$$

onde  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente, e  $k = 2\pi/\lambda$  é a constante de propagação da onda plana no vácuo.

Definindo os parâmetros<sup>(1)</sup>

$$u = a(k^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2)$$

e

$$w = a(\beta^2 - k^2 n_2^2)^{1/2} \quad (3)$$

onde  $a$  é o raio do núcleo da fibra, os campos dos modos podem ser expressos pela função de Bessel  $J(ur/a)$  dentro do núcleo e pela função de Hankel modificada  $K(wr/a)$  fora do núcleo. A raiz quadrada da soma dos quadrados dos parâmetros de-

finidos pelas eqs. (2) e (3) é conhecida como o parâmetro de frequência normalizada  $V$ , isto é:

$$V = (u^2 + w^2)^{1/2} \quad (4)$$

ou seja

$$V = (2\pi a/\lambda) (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (5)$$

Note que na eq.(5) o termo  $(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$  é definido como a abertura numérica da fibra (AN), isto é, o seno do maior ângulo de aceitação da fibra.

Usando as condições de continuidade dos campos na interface núcleo-casca, Gloge<sup>(1)</sup> obteve as funções características de  $u(V)$  e  $w(V)$  para todos os modos da fibra. A constante de propagação e todos os outros parâmetros de interesse podem ser derivados a partir dessas funções.

A diferença relativa de índice  $\Delta$ , é definida<sup>(7)</sup> por

$$\Delta \equiv (n_1^2 - n_2^2)/(2n_1^2) \quad (6)$$

Para guiamento fraco  $\Delta \ll 1$ , podendo ser escrito na seguinte forma

$$\Delta \approx (n_1 - n_2)/n_1 \quad (6')$$

Neste caso, Gloge<sup>(1)</sup> mostrou que podemos construir modos cujo campo transversal é polarizado essencialmente em uma direção.

Gloge<sup>(1)</sup> também mostrou que as equações caracterís

ticas para os modos linearmente polarizados (LP), é dada por:

$$u [J_{\ell-1}(u)/J_{\ell}(u)] = - w [K_{\ell-1}(w)/K_{\ell}(w)] \quad (7)$$

Se  $w = 0$ , obtemos os valores de corte  $J_{\ell-1}(u) = 0$ . Para  $\ell = 0$  isto inclui as raízes da função de Bessel  $J_{-1}(u) = -J_1(u)$ , na qual devemos levar em consideração para incluir  $J_1(0) = 0$  como a primeira raiz. No limite de  $w \rightarrow 0$ , temos que  $J_{\ell}(u) = 0$ . Assim, as soluções para  $u$  estão entre os zeros de  $J_{\ell-1}(u)$  e  $J_{\ell}(u)$ .

Toda solução está associada com um conjunto de modos designados por  $LP_{\ell m}$ , onde  $m$  é a  $m$ -ésima raiz da função de Bessel  $J_{\ell}$ . Para  $\ell > 1$  cada conjunto compreende quatro modos.

Usando a eq. (4) e diferenciando ambos os lados da eq. (7), podemos escrever<sup>(8)</sup>

$$\frac{du}{dV} = \frac{u}{V} [1 - \kappa_{\ell}(w)] \quad (8)$$

onde

$$\kappa_{\ell}(w) = K_{\ell}^2(w) / [K_{\ell-1}(w)K_{\ell+1}(w)] \quad (9)$$

Para  $w$  grande, podemos aproximar a eq. (9), por<sup>(1)</sup>

$$\kappa_{\ell}(w) \approx 1 - (w^2 + \ell^2 + 1)^{-1/2} \quad (10)$$

Esta equação não só aproxima a eq. (9), mas providência uma concordância razoável para todos os valores de  $w$ . Desde que  $u$  permaneça nas estreitas regiões entre as sucessivas raízes das funções de Bessel adjacentes, podemos escrever<sup>(1)</sup> que:

$$w \approx (V^2 - u_c^2)^{1/2} \quad (11)$$

trocando  $u$  pelo seu valor de corte  $u_c$ . Para os modos  $LP_{\ell m}$ ,  $u_c$  é a  $m$ -ésima raiz de  $J_{\ell-1}(u)$ . As aproximações, eqs. (10) e (11), são satisfatórias para todos os modos, exceto para o  $LP_{01}$ , pois todos os seus parâmetros  $u$ ,  $w$  e  $V$  aproximam-se simultaneamente de zero.

Se o modo  $LP_{01}$  é excluído, a solução da eq. (8) é dada por<sup>(1)</sup>

$$u(V) = u_c \exp\{[\arcsen(s/u_c) - \arcsen(s/V)]\pi/(s/180)\} \quad (12)$$

com

$$s = (u_c^2 - \ell^2 - 1)^{1/2} \quad (13)$$

Para o modo  $LP_{01}$  uma aproximação mais cuidadosa é necessária, cujo resultado é dado por<sup>(1)</sup>

$$u(V) = \frac{(1 + \sqrt{2})V}{1 + (4 + \sqrt{4})^{1/4}} \quad (14)$$

A partir das expressões de  $u(V)$ , eqs. (12) e (14), Gloge<sup>(1)</sup> obteve os valores para a constante de propagação  $\beta$ , para todos os modos, através da equação dada por

$$\beta = n_1 k (b\Delta + 1) = n_1 k [1 + \Delta - \Delta (u^2/V^2)] \quad (15)$$

onde

$$b = 1 - (u^2/V^2) = [(\beta^2/k^2) - n_2^2]/(n_1^2 - n_2^2) \approx [(\beta/k) - n_1]/(n_1 - n_2) \quad (16)$$

que pode ser interpretada como uma constante de propagação normalizada, pelo fato de  $\beta$  ser proporcional a  $b$ .

Quando pulsos de luz viajam através de uma fibra óptica, cada um deles sofre um alargamento e eventualmente se sobrepõe aos seus vizinhos, aumentando assim o número de erros na saída do receptor. As propriedades dispersivas da fibra são responsáveis por este fenômeno e elas limitam a capacidade de informação da fibra. O alargamento ou dispersão do pulso em uma fibra óptica é devido a três mecanismos: i) Dispersão Material - aparece devido à dependência não linear em relação ao comprimento de onda  $\lambda$ , ocasionando assim diferenças entre as velocidades das componentes espectrais da fonte de luz utilizada; ii) Dispersão Intermodal - causada pela diferença entre as velocidades de grupo dos vários modos que se propagam através da fibra; iii) Dispersão do Guia de Onda - causada pela dependência da constante de propagação, de um modo em particular, com a frequência do campo de luz. Os efeitos de dispersão aparecem somente no envelope do sinal de luz. Como a velocidade de grupo desse envelope é  $c(dk/d\beta)$ , sendo  $c$  a velocidade da luz no vácuo, o tempo de propagação ou atraso de grupo ( $\tau_{gr}$ ) desse envelope, após percorrer uma fibra de comprimento  $L$ , é dado por

$$\tau_{gr} = (L/c) (d\beta/dk) \quad (17)$$

Utilizando a equação (15) e considerando a dependência de  $n_1$ ,  $\Delta$  e  $b$  em relação a  $k$ , Gloge<sup>(1)</sup> obteve que

$$\tau_{gr} = (L/c) \left[ \frac{d(n_1 k)}{dk} + n_1 \Delta \frac{d(\dot{V} \dot{b})}{dV} \right] \quad (18)$$

onde o primeiro termo caracteriza a dispersão material, que é a mesma para todos os modos; o segundo termo representa o atraso de grupo "normalizado" levando em conta a dispersão do guia de onda. A partir das eqs. (8) e (16), a derivada  $(dVb)/(dV)$ , a qual é denominada atraso de grupo normalizado, pode ser calculada e seu valor é dado por <sup>(1)</sup>

$$\frac{d(Vb)}{dV} = 1 - \left(\frac{u}{V}\right)^2 (1 - 2\kappa) \quad (19)$$

sendo que  $\kappa$  é dado pela eq. (9). Esta função é mostrada na Fig. 1.

Portanto, a partir das equações acima introduzidas, podemos determinar o atraso de grupo "normalizado" do modo  $LP_{\ell m}$  ( $\tau_{\ell m}$ ), devido à dispersão do guia de onda, isto é

$$\tau_{\ell m} = \frac{Ln_1 \Delta}{c} \frac{d(Vb)}{dV} \quad (20)$$

Definimos a separação temporal  $\Delta t$  entre dois modos ( $LP_{\ell m}$  e  $LP_{\ell' m'}$ ) como a diferença entre os atrasos de grupo "normalizado", isto é

$$\Delta t = \tau_{\ell m} - \tau_{\ell' m'} \quad (21)$$

A dispersão material é definida por <sup>(9)</sup>

$$\tau_M = - \frac{\lambda L}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad (22)$$

Como foi visto anteriormente, o índice de refração do núcleo ( $n_1$ ) deve ser levemente superior ao da casca ( $n_2$ ).

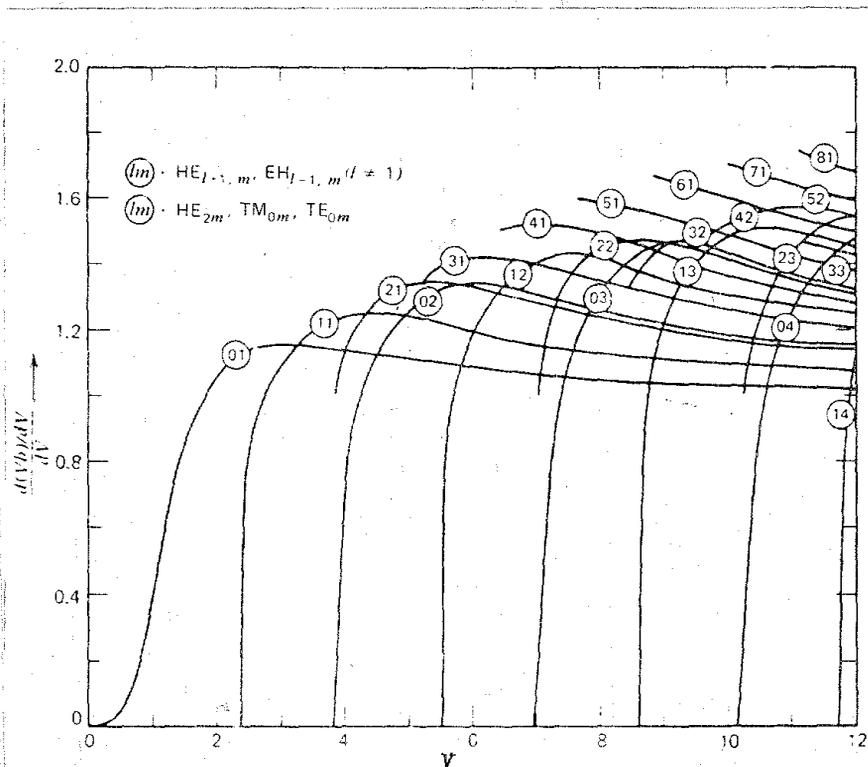


Fig. 1 - Atraso de grupo normalizado  $d(Vb)/dV$  em função da frequência normalizada  $v$  (1).

Na maioria das fibras o material dielétrico da casca é a sílica pura, enquanto que, o do núcleo é a sílica com um certo grau de impureza, ou seja, sílica dopada. Embora os metais alcalinos e alcalinos terrosos tenham sido propostos como dopantes, tem-se encontrado<sup>(10)</sup> que os dopantes mais satisfatórios são óxidos que são similares à própria sílica. Os dopantes que tem sido utilizados com grande sucesso, para aumentar o índice de refração do núcleo, são os óxidos formadores de vidro, como por exemplo,  $\text{GeO}_2$  e  $\text{P}_2\text{O}_5$ ; óxidos quadrivalentes<sup>(10)</sup> também têm sido experimentados com algum sucesso.

Os índices de refração da fibra, podem ser obtidos através da equação da dispersão de Sellmeier<sup>(11)</sup>

$$[n(\lambda)]^2 - 1 = \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \ell_i^2} \quad (23)$$

onde  $A_i$  são constantes que estão relacionadas com a força do oscilador material e  $\ell_i$  são os comprimentos de onda do oscilador. Estas constantes dependem dos dopantes utilizados na fabricação da fibra.

Substituindo a eq. (23) na eq. (22), obtem-se a expressão para a dispersão material em função dos parâmetros de Sellmeier e do comprimento de onda, que é dada por:

$$\tau_M = - \frac{L\lambda}{cn_1} \left[ \frac{A_1 \ell_1^2 (3\lambda^2 + \ell_1^2)}{(\lambda^2 - \ell_1^2)^3} + \frac{A_2 \ell_2^2 (3\lambda^2 + \ell_2^2)}{(\lambda^2 - \ell_2^2)^3} + \frac{A_3 \ell_3^2 (3\lambda^2 + \ell_3^2)}{(\lambda^2 - \ell_3^2)^3} + \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \quad (24)$$

e

$$\frac{dn}{d\lambda} = - \frac{\lambda}{n_1} \left[ \frac{A_1 \ell_1^2}{(\lambda^2 - \ell_1^2)^2} + \frac{A_2 \ell_2^2}{(\lambda^2 - \ell_2^2)^2} + \frac{A_3 \ell_3^2}{(\lambda^2 - \ell_3^2)^2} \right] \quad (25)$$

A partir dos dados das fibras utilizadas em nossas experiências, Tabela I, vemos que o material da casca da fibra Fu é de sílica pura ( $\text{SiO}_2$ ) e o núcleo é de sílica dopada com germânio (3,1 mol%). Os parâmetros da equação da dispersão de Sellmeier, para esta fibra estão na Tabela II.

AMOSTRA	A ( $\text{SiO}_2$ )	B ( $\text{SiO}_2$ )
DOPANTE	NENHUM	3,1 mol% $\text{GeO}_2$
COEFICIENTE		
$A_1$	0,691665	0,7028554
$A_2$	0,4079426	0,4146307
$A_3$	0,8974994	0,8974540
$\ell_1$	0,068404298	0,072772316
$\ell_2$	0,0162441387	0,114308530
$\ell_3$	9,896160973	9,89610872

Tabela II - Parâmetros da eq. da dispersão de Sellmeier<sup>(12)</sup>.

Usando um laser de GaAs ( $\lambda = 904$  nm), como fonte de luz monocromática, vemos que seu comprimento de onda  $\lambda$  é menor do que o comprimento de onda de corte,  $\lambda_c$ , das fibras estudadas (ver  $\lambda_c$  na Tabela I). Como  $V$  é inversamente proporcional ao comprimento de onda utilizado, isto implicará que a nossa frequência normalizada de operação  $V$  é maior que 2,405. Deste modo, os parâmetros da Tabela II e as equações introduzidas nesta seção, nos possibilitam determinar todos os parâmetros da fibra Fu, necessários para obtermos os valores teóricos das separações temporais  $\Delta t$  entre os modos LPs de baixa ordem, e também, a dispersão material para o comprimento de onda  $\lambda$  utilizado.

Os valores dos índices de refração do núcleo e da casca, foram calculados através da equação da dispersão de Selmeier [eq.(23)]. Segundo Kobayashi et al<sup>(12)</sup>, a diferença entre os valores calculado, do modo acima, e os observados experimentalmente, a partir de uma amostra do material, foi menor que  $5 \times 10^{-5}$ . Assim, os valores calculados dos índices de refração do núcleo e da casca, para a fibra Fu, são respectivamente: 1,45645 e 1,45170, logo a diferença relativa de índice de refração é de 0,00326. A frequência normalizada  $V$  obtida a partir desses valores é de 4,08448. Observe através das eqs. (19) - (21) que a separação temporal  $\Delta t$  entre dois modos LPs, depende de valores que são proporcionais à função de Hankel modificada  $K_\mu(w)$ . Como esta função varia sensivelmente com pequenas variações no seu argumento, é conveniente usar o máximo de algarismo possível para todos os valores intermediários calculados, necessários para determinar  $\Delta t$ , fazendo a aproximação somente no valor de  $\Delta t$  resultante. Desta forma, evita-se a propagação de erros devido às aproximações intermediárias.

A partir desses resultados podemos calcular os parâmetros da fibra Fu necessários para determinar as separações temporais  $\Delta t$  entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , e  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$ . Estes parâmetros encontram-se na Tabela III. Os valores obtidos para  $\Delta t$  por unidade de comprimento entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  é de aproximadamente 1,06 ns/km e entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$  é de aproximadamente 0,90 ns/km. O valor da dispersão material, obtido através das eqs. (24) e (25), para a fibra Fu é de aproximadamente -68 ps(km.nm).

Modos Parâmetros LP	$LP_{01}$	$LP_{11}$	$LP_{21}$
$u(V)$	1,93384	3,02440	3,93349
$w(V)$	3,59767	2,74517	1,10029
$[d(Vb)]/(dv)$	1,12629	1,19318	1,18314
$\tau_{\ell m}/km$ (ns/km)	17,83784	18,89726	18,73821

Tabela III - Parâmetros teóricos necessários para determinar as separações temporais entre os modos de  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , e  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$ , da fibra Fu.

Infelizmente, não foi possível determinar estes valores teóricos para a fibra Fj, de modo análogo ao descrito acima. Isto porque, os parâmetros da equação da dispersão de Selmeier, não se encontram tabelados para a concentração de  $GeO_2$  do núcleo dessa fibra (3,0 mol%). Para calculá-los, precisaríamos medir o índice de refração do núcleo para vários comprimentos de onda e a partir destes valores determinar, pelo método de quadrados mínimos, os coeficientes  $A_i$  e  $\ell_i$  da equação de

Sellmeier. Isto exigiria um arranjo experimental para medir o índice de refração do núcleo para vários  $\lambda$ , programas de computador para determinar os coeficientes  $A_i$  e  $b_i$ , e além disso, necessitaríamos de tempo disponível para realizar tais medidas. Em vista disso, optamos em medir a abertura numérica (AN) desta fibra, a fim de determinarmos os valores teóricos das separações temporais entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  e entre  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$ . Como veremos na seção IV.4 encontramos  $AN = 0,1287$  e, conseqüentemente, um  $V \approx 4,23522$ .

A partir deste resultado, e considerando que  $n_1 \approx n_2$  ( $\Delta \ll 1$ ), calculamos os parâmetros da fibra Fj necessários para determinar as separações temporais  $\Delta t$  entre os modos. Estes parâmetros encontram-se na Tabela IV. Os valores obtidos para  $\Delta t$  por unidade de comprimento entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  é de aproximadamente 1,33 ns/km e entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$  é de aproximadamente 1,63 ns/km.

Modos Parâmetros LP	$LP_{01}$	$LP_{11}$	$LP_{21}$
$u(V)$	1,94819	3,05437	3,98552
$w(V)$	3,76054	2,93392	1,43274
$[d(Vb)] / dV$	1,12229	1,20073	1,21864
$\tau_{\ell m} / km (ns/km)$	18,9730	20,2990	20,6083

Tabela IV - Parâmetros teóricos necessários para determinar as separações temporais entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , e  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$ , da fibra Fj.

Além de determinar as separações temporais  $\Delta t$  entre os modos LPs, desejamos determinar a dispersão total dos pulsos correspondentes a cada um dos modos. Esta dispersão total ( $\Delta\tau$ ) pode ser determinada a partir da técnica de medida no domínio temporal, desde que conheçamos as durações dos pulsos de entrada e saída da fibra. Se  $\tau_1$  e  $\tau_2$  são as durações dos pulsos à meia altura da amplitude máxima, respectivamente aos pulsos de entrada e saída, e assumindo pulsos com distribuição gaussiana, a dispersão total  $\Delta\tau$  é dada por<sup>(13)</sup>

$$\Delta\tau = (\tau_2^2 - \tau_1^2)^{1/2} \quad (26)$$

#### IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

As características de propagação de pulsos de luz através de uma fibra óptica são frequentemente obtidas através das técnicas de medidas no domínio temporal<sup>(14)</sup> ou no domínio de frequência<sup>(14)</sup>. Em particular, para uma fibra óptica monomodo cuja frequência  $\nu$  de operação permita a existência dos modos linearmente polarizados de baixa ordem, podemos obter através destas técnicas tanto a separação temporal  $\Delta t$  entre os modos, como também, as dispersões dos pulsos de luz correspondentes a cada um dos modos guiados pela fibra. Entretanto, estas técnicas estão limitadas às medidas onde a separação temporal é relativamente grande ou às frequências baixas, devido a limitações na largura de banda dos dispositivos elétricos utilizados na detecção do sinal de luz de saída da fibra. Uma técnica alternativa para obter a separação temporal entre os modos LPs de baixa ordem, foi

proposta por Nori Shibata et al<sup>(4)</sup>, a qual se baseia no método espacial não destrutivo utilizando uma fonte de luz coerente. Este método possibilita obter a separação temporal  $\Delta t$  entre dois modos LPs, através de medidas de contraste ou visibilidade do padrão da franja de interferência produzida pelos feixes de luz dos dois modos LPs. Embora este método não possui limitações sobre a separação temporal, ele não possibilita a determinação dos efeitos dispersivos presentes em cada um dos pulsos de luz dos modos guiados. Desta forma, e pelo fato das duas técnicas anteriores e esta possuírem boa concordância<sup>(4)</sup>, optamos pela técnica de medida no domínio temporal (método do pulso), que consiste em injetar na fibra pulsos de laser, com duração de subnanosegundo ou menor, e medir as alterações dos pulsos de saída da fibra. A limitação sobre a separação temporal  $\Delta t$ , para este método, pode ser contornada utilizando fibras longas (~ 1 km) e sistema de detecção com resolução menor que 1/2 ns. Podemos obter maior precisão nas medidas se utilizarmos uma fonte de luz que emita pulsos de duração da ordem de picosegundo e um sistema de detecção capaz de resolver as variações de tempo nesta ordem de grandeza. Infelizmente não possuímos, até o presente momento tais fontes e nem o sistema de detecção com tal resolução. Visto que os gastos para adquirirmos tal sistema é vultuoso, optamos por realizar as nossas experiências usando um laser de GaAs dirigido por um simples sistema eletrônico para emitir pulsos de luz com duração da ordem subnanosegundo e um sistema de detecção com resolução desta ordem de grandeza, pois este sistema é menos dispendioso e nos fornece medidas com boa precisão.

## IV.1 - ARRANJO EXPERIMENTAL

O arranjo experimental usado para estudarmos a propagação de pulsos de luz em fibra óptica monomodo, através da técnica de medida no domínio temporal está mostrado na Fig. 2. O laser utilizado, foi um laser de semiconductor (GaAs) pulsado cujo comprimento de onda da radiação é de 904 nm, modelo SG 2001 A, fabricado pela RCA Electro Optics Products, sendo que a duração do pulso (FWHM) é de aproximadamente 0,1 ns e sua taxa de repetição é da ordem de 10 kHz, sendo que a sua potência de saída é de aproximadamente 1 W em cada pulso. O detector dos pulsos de luz de saída da fibra foi um fotodetector de avalanche de silício, modelo LR 103, fabricado pela Optel, na Alemanha, cujo o tempo de resposta é de aproximadamente 100 ps sendo que a sua voltagem de operação é de 150 V; o amplificador usado foi o modelo 8447-D, fabricado pela Hewlett-Packard (HP), que possui uma largura de uma banda de 0,1-1300 MHz. Os perfis dos pulsos foram monitorados através de um osciloscópio de amostragem, fabricado pela Philips, modelo PM 3400 o qual possui um tempo de resposta da ordem de 200 ps e, registrados através de um registrador X-Y, modelo 7046-A fabricado pela HP.

As extremidades das fibras foram cortadas<sup>(15)</sup> por meio de clivagem e fixadas em microposicionadores fabricados pela Line Tool Co., nos E.U.A.. Estes, possuem três graus de liberdade, nas direções x, y, z e uma resolução de 2  $\mu\text{m}$ , que é adequado para o alinhamento entre uma fibra monomodo e um laser.

As durações dos pulsos de entrada e saída das fibras foram medidas à meia altura da amplitude máxima ("Full-Width at

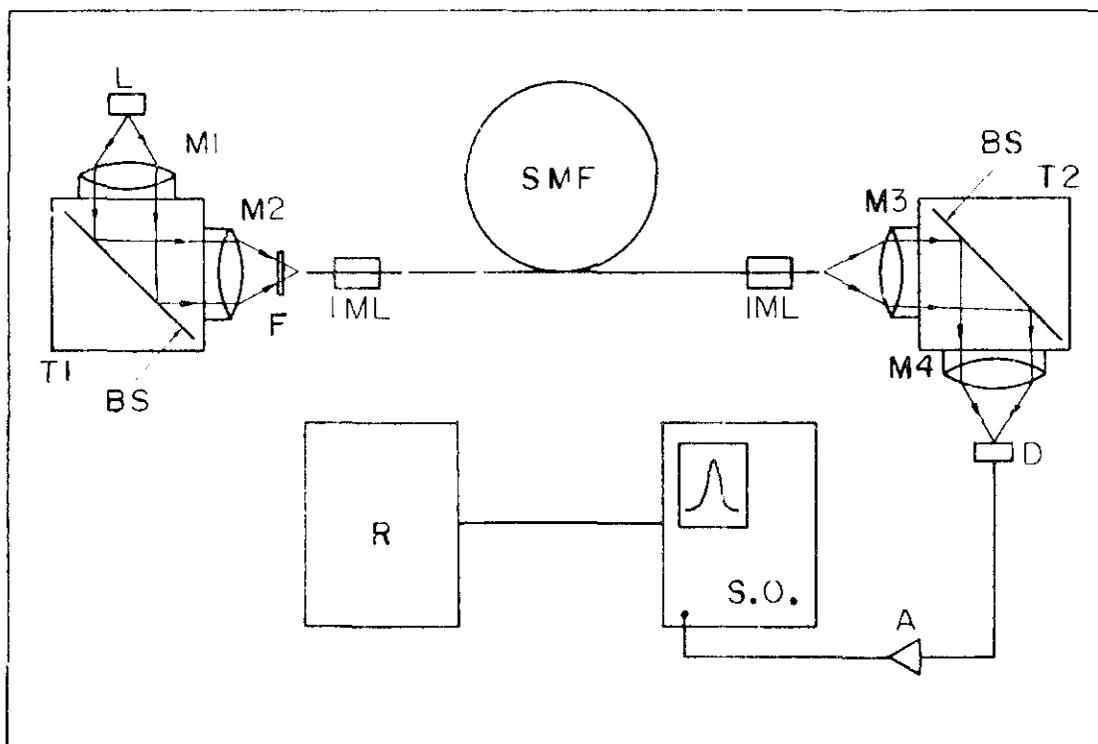


Fig. 2 - Arranjo experimental utilizado. L - Laser de GaAs (904 nm) - objetiva microscópica M1 = X10, M2 = X10, M3 = X20 e M4 = X5); T - unidade tetravaz: BS - "Espelho semi-espelhado; F - Filtro atenuador variável; IML - "Index-Matching-Liquid" (Glicerina); SMF- Fibra Monomodo; D - Fotodetector de Alavalanche de Silício; A - Amplificador; SO - Osciloscópio de Amostragem; R - Registrador.

Half-Maximum" - FWHM) e, a partir destas, determinamos através da eq. (26) a dispersão total de cada pulso de saída. O perfil do pulso de entrada foi obtido injetando-se a luz do laser em uma fibra multimodo de aproximadamente 1 m de comprimento. Pois, podemos usar qualquer tipo de fibra para obtermos o pulso de entrada, isto porque para comprimentos pequenos ( $\sim 1$  m) de fibra a dispersão do pulso de saída pode ser desprezada, visto que, a resolução dos instrumentos eletrônicos utilizados no sistema de detecção é incapaz de acusar tais variações. Além disso, usamos uma fibra multimodo, para obter o pulso de entrada, devido ao seu diâmetro do núcleo ser grande ( $\sim 50$   $\mu\text{m}$ , tornando-se assim, mais fácil de obter o acoplamento laser-fibra. A separação temporal  $\Delta t$  entre os pulsos foi medida a partir da separação entre os picos das amplitudes dos pulsos de saída.

#### IV.2 - PRECAUÇÕES

A partir da Tabela I vemos que as fibras, utilizadas nas nossas experiências, possuem baixa atenuação do sinal ( $\sim 0,5$  dB/km para  $1,30$   $\mu\text{m}$ ). Apesar disso, um dos cuidados que tomamos, foi o de fazer com que o pulso de entrada [pulso de saída de uma fibra multimodo curta ( $\sim 1$  m)] possua-se aproximadamente a mesma amplitude do pulso de saída [pulsos de saída das fibras monomodo usadas ( $\sim 1$  km)]. Pois é necessário que as amplitudes dos pulsos de entrada e saída sejam baixas, de tal forma que estejam dentro da região de resposta linear do detetor. Isto torna-se necessário para assegurarmos que a resposta do detetor seja a mesma tanto para o pulso de entrada como para o pulso de saída. Como utilizamos uma fibra multi-

modo para obtermos o perfil do pulso de entrada, tivemos maior eficiência no acoplamento laser-fibra do que quando usamos as fibras monomodo devido ao diâmetro da fibra multimodo ser de aproximadamente cinco vezes maior do que os da monomodo. Portanto, a amplitude do pulso de entrada foi muito maior ( $\sim 3$  V) do que o pulso de saída ( $\sim 0,5$  V), e além disso, estava dentro da região de resposta não linear do detetor. Conseguimos satisfazer a condição acima colocando um filtro atenuador variável entre o laser e a extremidade de entrada da fibra multimodo. Desta forma selecionamos a amplitude do pulso de entrada, para que esta fosse aproximadamente igual à do pulso de saída, visto que para este, a amplitude é baixa ( $\sim 0,5$  V) e está dentro da região de resposta linear do detetor.

Também tomamos muito cuidado durante o processo de clivagem das extremidades das fibras<sup>(15)</sup>, para que estas fossem planas (extremidades espelhadas) e transversais ao eixo da fibra, pois deste modo consegue-se maior eficiência no acoplamento laser-fibra. Além disso, é necessário que o eixo da fibra e a sua extremidade de entrada estejam no plano focal da objetiva utilizada (x10) para lançar a luz do laser dentro da fibra. Note que pelo fato de estarmos trabalhando com fibras monomodo, e portanto, diâmetro do núcleo muito pequeno ( $\sim 10$   $\mu\text{m}$ ), as extremidades da fibra e sua posição em relação ao plano focal da objetiva tornam-se críticas na eficiência do acoplamento laser-fibra.

Outro cuidado que tomamos refere-se à voltagem aplicada no laser. Para estudar a dispersão do pulso em fibras ópticas, uma fonte de impulsos ópticos estreito é usada. Usamos uma fonte de luz que consiste de um laser de injeção de GaAs diri-

gido por um simples circuito eletrônico proposto por James R. Andrews<sup>(16)</sup>. Contudo, quando lasers de injeção de GaAs são submetidos à aplicação de pulsos de corrente da forma degrau, o sinal óptico de saída exibe dois fenômenos<sup>(17)</sup>. O primeiro deles é um atraso no sinal de saída óptico da ordem de alguns nanosegundos depois que a corrente de injeção atingiu a sua corrente limiar ("Threshold"). O segundo é devido ao "Q-Switching" exibir uma oscilação amortecida do sinal de saída óptica com uma frequência de ressonância da ordem de 1,5 GHz. Estes efeitos são observados experimentalmente e limitam a faixa de modulação. Existe várias maneiras<sup>(18)</sup> de reduzir estes efeitos. A injeção de uma corrente contínua logo abaixo da corrente limiar, superposta aos pulsos de corrente, reduz os atrasos e as oscilações<sup>(18)</sup>. Em vista disso, selecionamos a voltagem aplicada no laser (~ 70 V) obtendo assim uma corrente logo abaixo da corrente limiar. Desta forma, atingimos um ponto onde somente o primeiro pulso do trem do "Q-Switched" foi excitado predominantemente.

Finalmente, tomamos a precaução de usar em ambas as extremidades da fibra um líquido com índice de refração maior que o da casca ("Index-matching-liquid" - IML - glicerina), para eliminarmos os eventuais modos que poderiam propagar-se através da casca da fibra. Isto torna-se necessário para assegurarmos que estamos detetando somente a intensidade de luz dos modos que estão se propagando através do núcleo da fibra, ao longo do seu comprimento total L. Caso contrário, como usamos somente 1 km de fibra, resultados errôneos seriam obtidos.

#### IV.3 - RESULTADOS E DISCUSSÕES PARA A FIBRA Fu

Para estudarmos a propagação dos modos através da fibra Fu, excitamos os modos de tal forma que os pulsos de saída, correspondente a cada um dos modos, possuísem aproximadamente as mesmas amplitudes, simplesmente por conveniência. Isto foi conseguido através de uma otimização da posição do eixo da fibra e a posição focal da objetiva. Podemos notar através da Fig. 3 que as amplitudes dos pulsos correspondentes a cada um dos modos mudam sensivelmente quando efetuamos pequenas variações ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) na posição do eixo da fibra em relação à posição focal da objetiva. Esta sensibilidade pode ser explicada se considermos a distribuição do campo afastado do laser e dos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ . Em comunicações ópticas, necessitamos de lasers que nos forneçam somente o modo fundamental espacial, isto porque, a divergência do feixe é a menor possível neste modo de operação. Além disso, é desejável que a distribuição do campo afastado, para o modo fundamental, seja a mais próxima possível de uma distribuição gaussiana, pois, desta forma a intensidade de luz emitida pelo laser que é acoplada dentro da fibra é alta, isto é, obtemos maior eficiência no acoplamento laser-fibra. Os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , por sua vez, possuem as seguintes distribuições do campo afastado, respectivamente: i) aproximadamente gaussiana; ii) dois lóbulos aproximadamente gaussianos. Estas distribuições do campo afastado estão mostradas na Fig. 4<sup>(19)</sup>. Desta forma, quando fazemos uma varredura da posição do eixo da fibra, em relação à posição focal de luz, estamos simplesmente excitando, seletivamente, mais energia em um dos modos. Isto pode ser entendido através da Fig. 5. Na Fig. 5 (a)

o alinhamento entre a posição focal e o eixo da fibra é tal que o máximo da distribuição do campo afastado do laser coincide com o máximo da do modo  $LP_{01}$ , e ao mínimo da do  $LP_{11}$ . Deste modo, a energia acoplada no modo  $LP_{01}$  é maior do que no modo  $LP_{11}$ , portanto a amplitude correspondente ao modo  $LP_{01}$  é maior (ver Fig. 3 (a)). Por outro lado, quando a posição focal e a do eixo da fibra for tal que o máximo da distribuição do laser coincida com um ponto onde a distribuição do campo do modo  $LP_{11}$ , seja levemente superior à do  $LP_{01}$ , podemos obter uma situação em que a distribuição do campo afastado, dos dois modos, possuem a mesma energia excitada. Isto pode ser visto através da Fig. 5(b), e neste caso as amplitudes dos pulsos de saída são iguais (ver Fig. 3 (b)). A condição de levemente superior, descrita acima, pode ser explicada se considerarmos a porção da potência de cada modo que propaga-se através da casca. Isto pode ser visto através da Fig. 6<sup>(1)</sup>, onde vemos que a razão entre a potência acoplada na casca e a potência total é diferente para cada modo. Para o nosso caso,  $V \cong 4,08$ , e através da Fig. 6 podemos estimar que esta relação é da ordem de 0,06 e 0,13 respectivamente aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ . Por último, quando estamos na situação onde a posição focal e a do eixo da fibra é tal que, o máximo da distribuição do laser coincida com um ponto onde a distribuição do modo  $LP_{11}$  é maior que a do  $LP_{01}$ , teremos maior energia acoplada no modo  $LP_{11}$ . Esta situação está mostrada na Fig. 5 (c). Desta forma, a amplitude correspondente a este modo é a que será maior (ver Fig. 3 (c)).

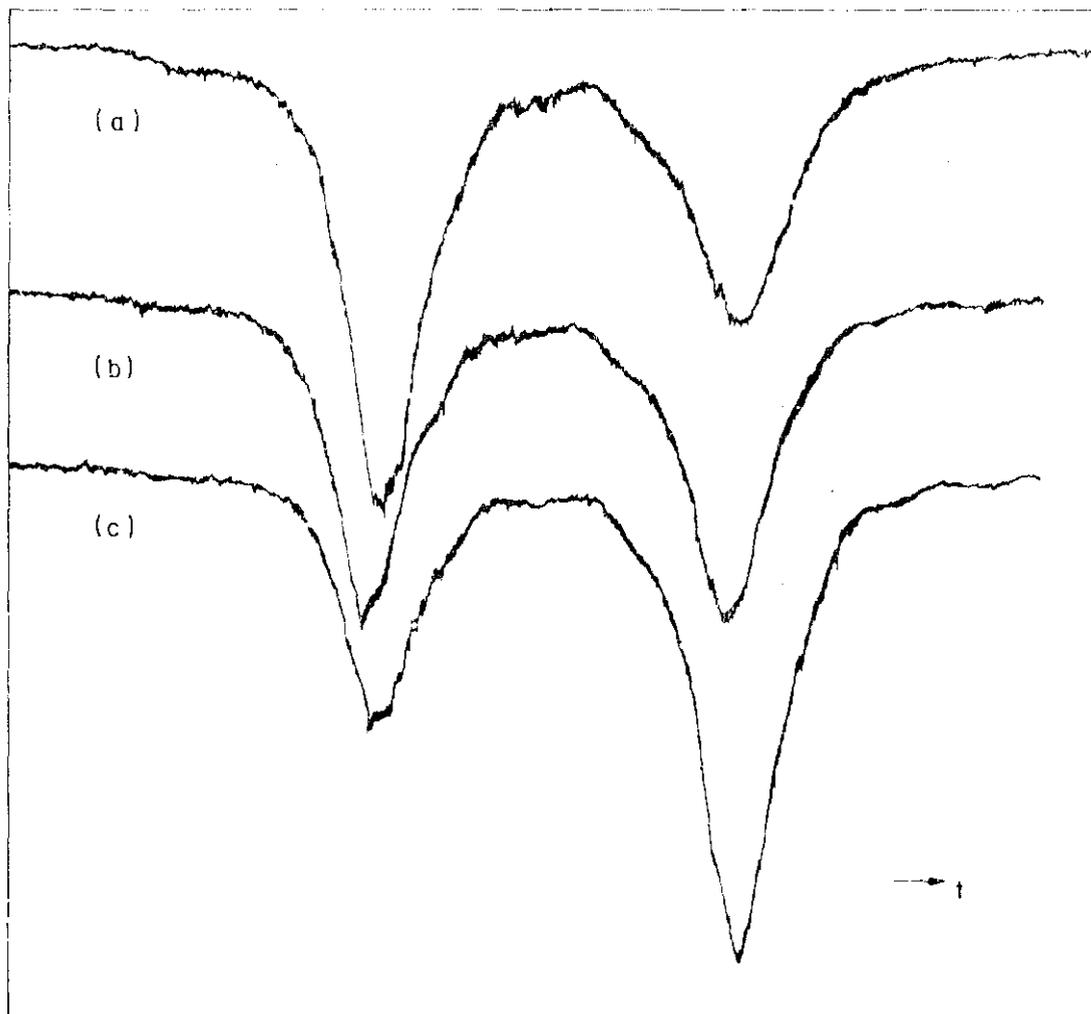


Fig. 3 - Perfis de saída de uma fibra monomodo ( $\sim 1$  km) devido a um deslocamento radial do seu eixo em relação ao "spot-size" da objetiva de lançamento, (a) "spot-size" aproximadamente em cima do eixo da fibra; (b) deslocamento radial do eixo de  $\sim 1 \mu\text{m}$  em relação ao "spot-size"; (c) deslocamento radial do eixo de  $\sim 2 \mu\text{m}$  em relação ao "spot-size".

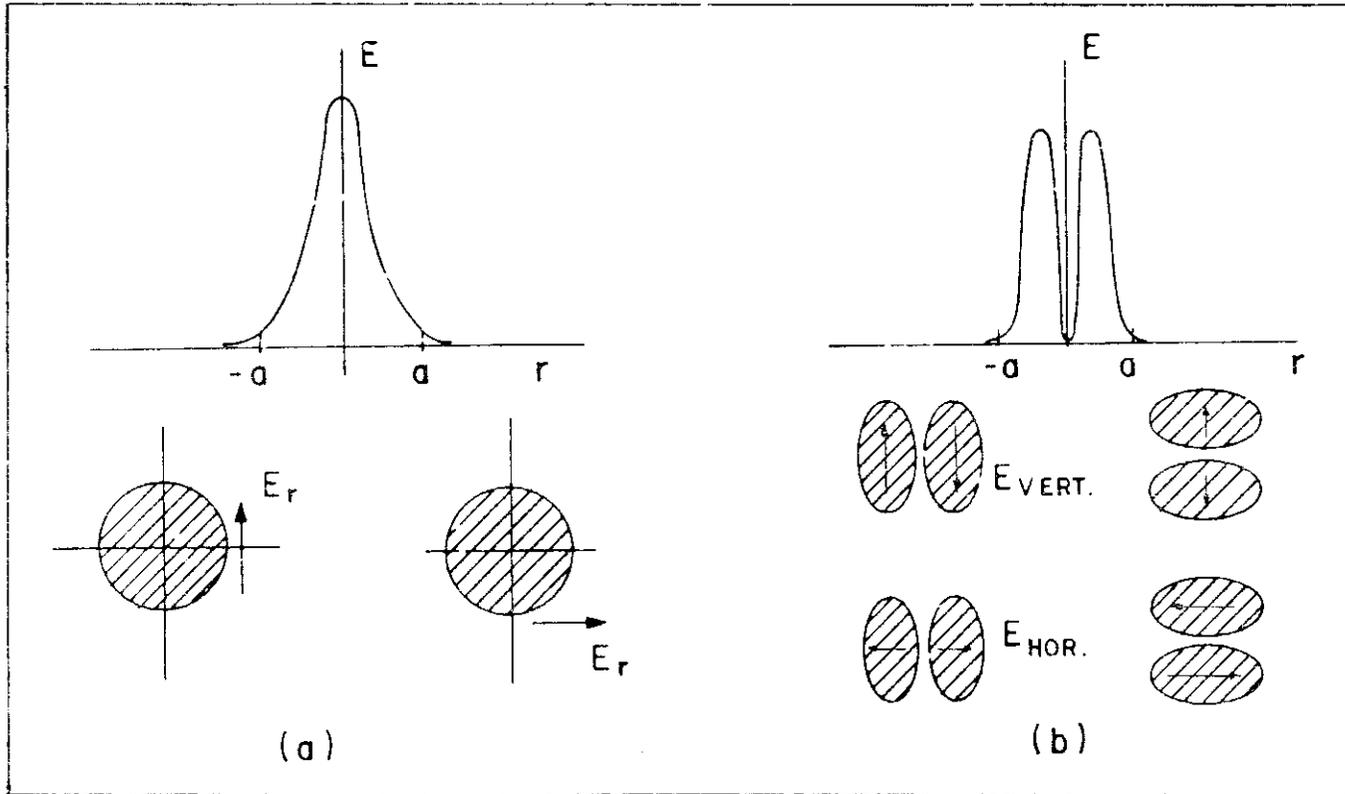


Fig. 4 - Esboço da distribuição do campo afastado dos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ . Em (a) temos representado as duas possíveis distribuições para o modo  $LP_{01}$  e em (b) as quatro distribuições possíveis para o modo  $LP_{11}$  <sup>(19)</sup>.

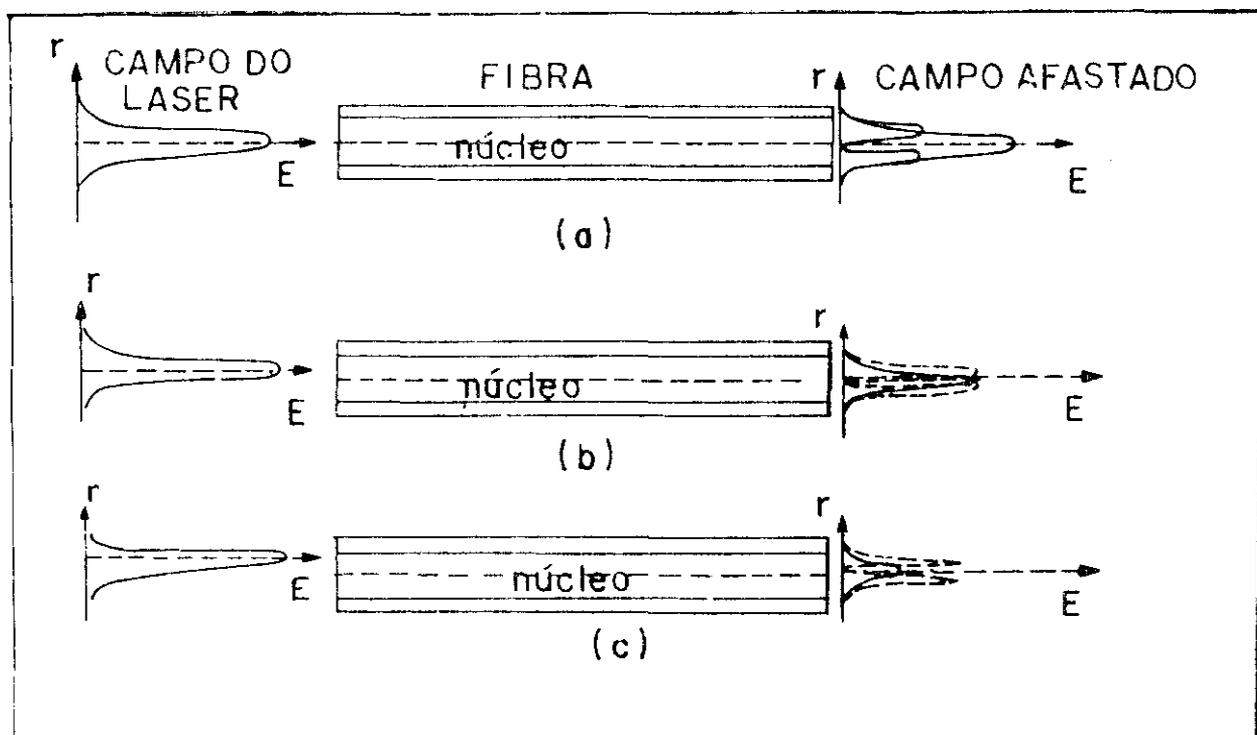


Fig. 5 - Esquema do acoplamento seletivo da energia nos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ . (a) energia acoplada predominantemente no modo  $LP_{11}$ ; (b) energia levemente superior acoplada no modo  $LP_{11}$ ; (c) energia acoplada predominantemente no modo  $LP_{01}$ .

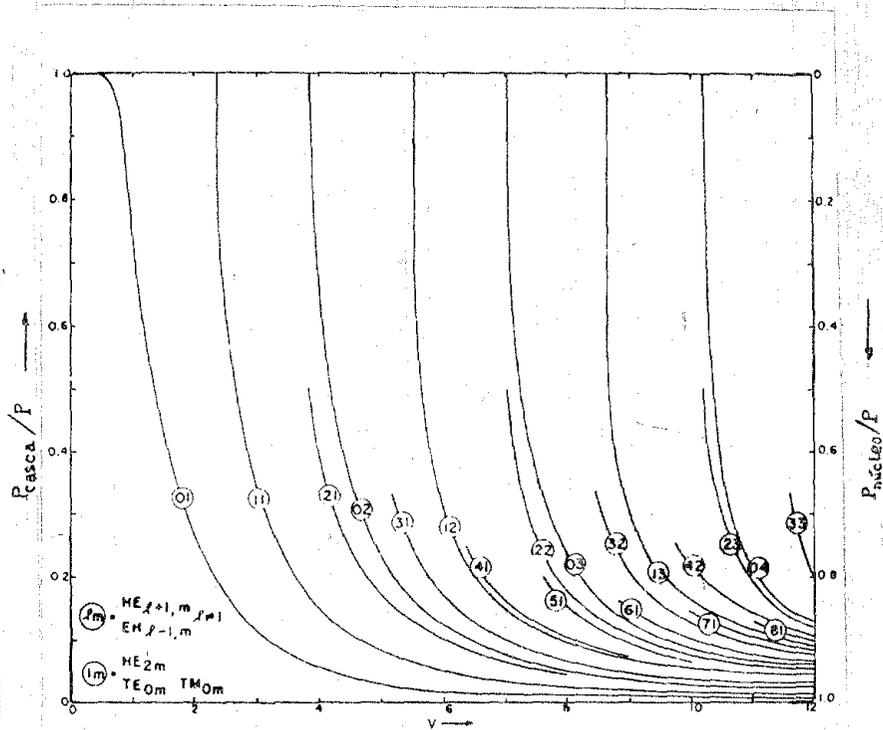


Fig. 6 - Parte da potência do modo que se propaga através da casca em função da frequência normalizada  $v^{(1)}$ .

O perfil do pulso de entrada, isto é, o perfil do pulso de saída de uma fibra curta ( $\sim 1$  m), está mostrado na Fig. 7. O valor medido da amplitude deste pulso foi de  $515 \pm 25$  mV; este desvio relativo ( $\pm 25$  mV) é devido a incerteza na posição de zero de amplitude (cauda do pulso sinusoidal), e também, à incerteza na determinação da amplitude máxima (espessura do pico de pulso). A duração do pulso à meia altura da amplitude (FWHM) é de  $0,55 \pm 0,03$  ns; este desvio relativo ( $\pm 0,03$  ns) é devido a incerteza no valor da amplitude, e também, à incerteza causada pela espessura do traçado do perfil do pulso. Para esta medida colocamos um filtro atenuador variável entre o laser e a extremidade de entrada da fibra.

As Figs 8 (a) e (b) nos mostram o perfil do pulso de saída da fibra Fu ( $\sim 1$  km), sem e com a utilização de um misturador de modos (MM), respectivamente. O MM é utilizado para introduzir na fibra microcurvatura periódicas, com a finalidade de eliminar modos de alta ordem cuja frequência de corte está próxima da frequência normalizada de operação e, está mostrado na Fig. 9. Na Fig 8 (a) podemos observar claramente dois pulsos propagando-se através da fibra. Pelo fato da frequência normalizada ser  $V \approx 4,08$  (ver cálculo teórico pag. 14) a fibra pode suportar quatro modos, a saber:  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  e  $LP_{02}$ . Isto pode ser visto através da Fig. 1. Contudo, a energia no modo, quando o valor de  $V$  está próximo ao do seu corte, está na sua grande parte propagando-se pela casca da fibra<sup>(1)</sup>. Podemos ver isto através da Fig. 6, e a partir dessa podemos também estimar as razões entre a potência acoplada na casca e a potência total, para cada modo, sendo estas de aproximadamente 0,06; 0,13; 0,37 e 0,62 respectivamente aos modos  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  e  $LP_{02}$ . Em vista disso e, também, da nossa excitação seletiva, podemos

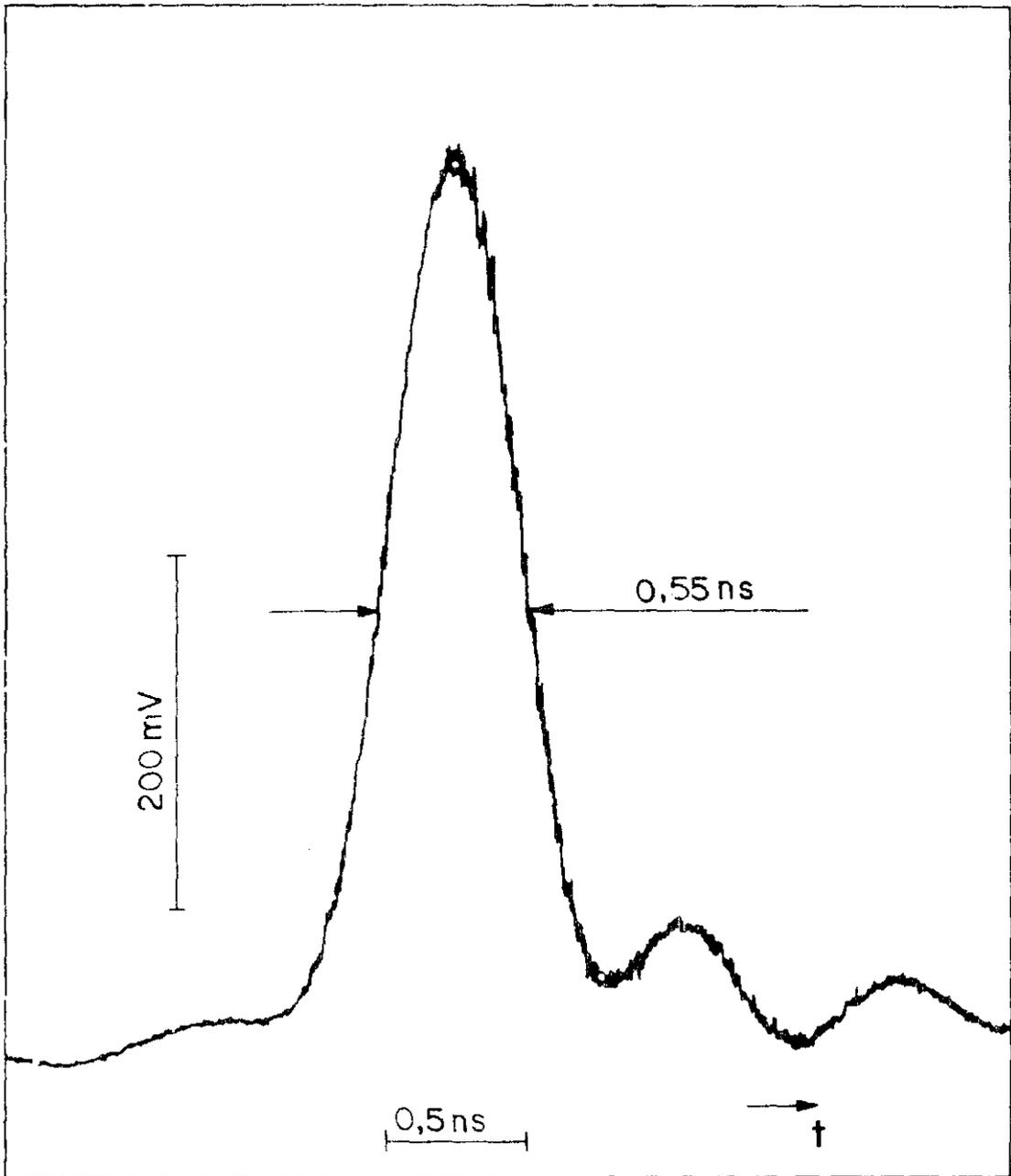


Fig. 7 - Perfil do pulso de entrada para a fibra Fu.

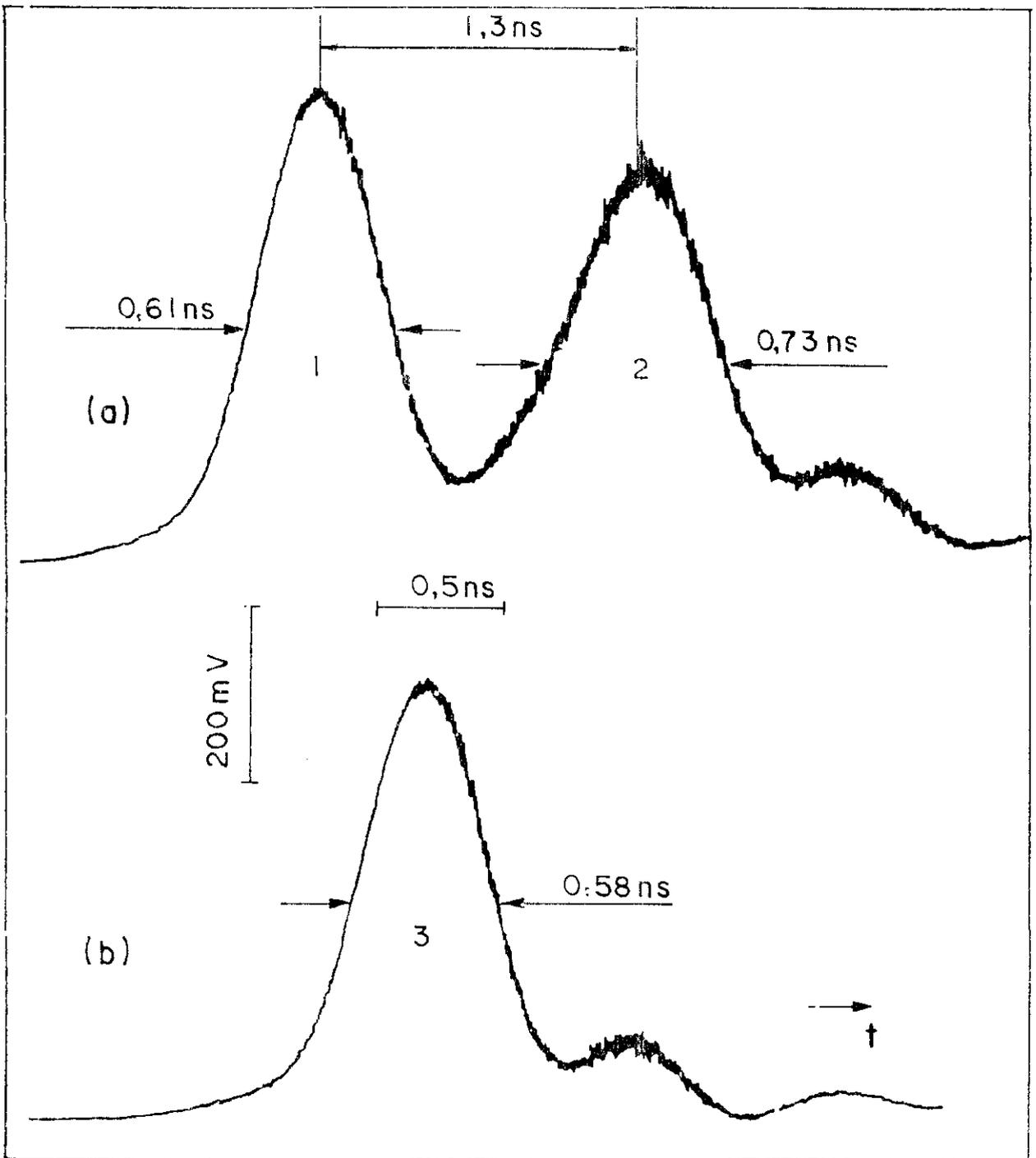


Fig. 8 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu. (a) Sem um MM na sua extremidade de entrada; (b) Com um MM na sua extremidade de entrada.

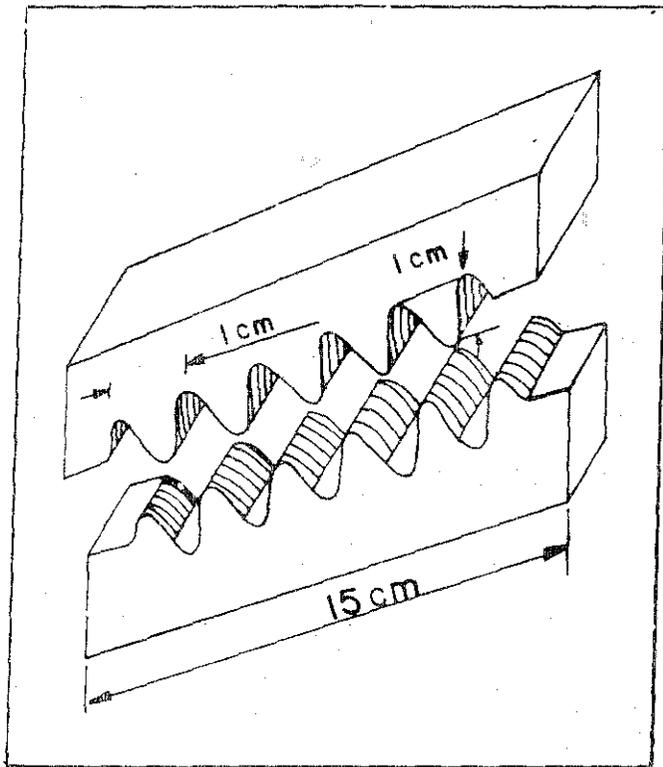


Fig. 9 - Vista em perspectiva do misturador de modos utilizados.

concluir que os dois pulsos observados através da Fig. 8 (a) são predominantemente devido aos modos de ordem mais baixa, isto é, ao  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ . A partir da Tabela III (ver pag. 15) vemos que o atraso de grupo normalizado  $d(Vb)/dV$  é menor para o modo  $LP_{01}$ , seguido pelo modo  $LP_{21}$  e então pelo modo  $LP_{11}$ . Portanto, os pulsos 1 e 2 da Fig. 8 (a) correspondem respectivamente aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , predominantemente, sendo que as suas amplitudes são respectivamente de  $558 \pm 9$  mV e  $476 \pm 25$  mV. A separação temporal  $\Delta t$  medida entre os pulsos foi de  $1,3 \pm 0,2$  ns/km a qual está em boa concordância com o valor de 1,06 ns/km, encontrado teoricamente na seção anterior, visto que este resultado decorre de uma solução analítica aproximada.

Além disso, podemos observar que existe uma dispersão nos dois pulsos de saída. Esta pode ser explicada se levarmos em consideração os três mecanismos que podem contribuir para esta dispersão total, a saber: i) dispersão do modo de polarização<sup>(20)</sup>; ii) dispersão material e iii) dispersão intermodal. Consideramos em primeiro lugar a dispersão do modo de polarização, a qual está presente no pulso correspondente ao modo  $LP_{01}$ . Esta dispersão ocorre devido as imperfeições das fibras monomodos reais, tais como a deformação do núcleo, curvatura, torções e tensões interna. Estas imperfeições causam birrefringência, isto é, uma diferença entre as velocidades de fase da luz nas duas polarizações do modo  $LP_{01}$ . Simultaneamente, existe também uma diferença entre as suas velocidade de grupo. Deste modo, levando em consideração a polarização, encontra-se uma dispersão para o pulso correspondente ao modo  $LP_{01}$ . S.C. Rashleigh e R. Ulrich<sup>(20)</sup> encontraram, para uma fibra típica, que esta dispersão é da ordem de 30 ps/km para o comprimento de onda de 0,69  $\mu$ m. Em segundo lugar consideramos a dispersão material,

que como já vimos na seção anterior, aparece devido a dependências do índice de refração em relação ao comprimento de onda utilizado. A partir do valor teórico encontrado na seção anterior  $\sim 68$  ps/(km.nm) e considerando a largura de linha do laser de 2 nm, encontramos que a contribuição para a dispersão total devido a dispersão material é da ordem de 0,14 ns/km. Finalmente, consideramos também a dispersão intermodal, que como já vimos na seção anterior, é devido à diferença entre as velocidades de grupos dos vários modos que se propagam através da fibra. Como vimos acima, pelo fato de  $V \approx 4,08$ , a fibra pode suportar quatro modos ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$ , e  $LP_{02}$ ). Contudo, esta frequência normalizada  $V$  está muito próxima da frequência de corte do modo  $LP_{02}$ , logo, a maioria da energia deste modo está acoplada na casca da fibra, sendo assim muito sensível à perda por radiação devido a microcurvaturas. Portanto, no restante deste Capítulo, não consideramos o modo  $LP_{02}$  na análise dos resultados. Em vista disso, consideramos que a dispersão do pulso devido à dispersão intermodal deve-se apenas às possíveis superposições nos modos  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  e  $LP_{21}$ . Através dos cálculos teóricos (ver seção anterior) encontramos que a separação temporal  $\Delta t$  entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  é da ordem de 1,06 ns e entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{21}$  é da ordem de 0,90 ns. Vemos portanto, que ocorre uma superposição maior entre os modos  $LP_{11}$  e  $LP_{21}$  do que entre o modo  $LP_{01}$  e os modos  $LP_{11}$  e  $LP_{21}$ , e, que na realidade os pulsos 1 e 2 da Fig. 8 (a) correspondem aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  mais o  $LP_{21}$ , respectivamente. Estes últimos não são resolvidos temporalmente pois (i) o sistema possui uma resposta da ordem de 0,5 ns e (ii) o modo  $LP_{11}$ , é excitado preferencialmente, alterando a posição do ponto focal do laser na extremidade da fibra. A partir da Fig. 8 (a) vemos que para o pulso 1  $FWHM = 0,61 \pm 0,04$  ns e, como para

o pulso de entrada  $\text{FWHM} = 0,55 \pm 0,03$  ns (ver Fig. 7), considerando que a forma do pulso é uma gaussiana (desprezando a cauda) e usando a eq. (26), encontramos que a dispersão total para este pulso é da ordem de 0,26 ns/km. Através das considerações acima, vemos que a contribuição para dispersão total do pulso 1 devido a dispersão do modo de polarização pode ser desprezada quando consideramos a dispersão material e a resposta do nosso sistema de detecção. Além disso, como o pulso 1 é formado apenas pelo modo  $\text{LP}_{01}$ , temos que a dispersão intermodal é nula. Portanto, a maior contribuição [ $\tau_{\text{sist.}} = (\Delta\tau_T^2 - \tau_M^2)^{1/2} \approx 0,22$  ns/km onde  $\Delta\tau_T$ ,  $\tau_M$  e  $\tau_{\text{sist}}$  são respectivamente as dispersões total, material e devido a resposta do sistema] para a dispersão total do pulso 1 é devido a resposta do sistema, quando o lado decrescente deste pulso cai sobre o lado crescente do pulso 2. Ainda através da Fig. 8 (a), vemos que para o pulso 2  $\text{FWHM} = 0,73 \pm 0,08$  ns. Analogamente, encontramos que a dispersão total para este pulso é da ordem de 0,48 ns/km. A partir deste resultado vemos que a maior contribuição [análoga a do pulso 1 é de  $\sim 0,46$  ns/km] para a dispersão total é devido a dispersão intermodal, e além dessa, a resposta do sistema possui algum efeito, especialmente os pulsos secundários da Fig. 7. Além disso, vemos que esta contribuição é quase duas vezes maior do que a contribuição devido a resposta do sistema para a dispersão total do pulso 1, comprovando assim as discussões acima (maior superposição dos modos  $\text{LP}_{11}$  e  $\text{LP}_{21}$  do que entre o modo  $\text{LP}_{01}$  e estes). O fato dessa contribuição ser grande pode ser explicada, não só pela superposição entre os modos  $\text{LP}_{11}$  e  $\text{LP}_{21}$ , juntamente com a resposta do sistema, mas também se levarmos em conta que a fibra é um guia de onda com perfil de índice degrau. Para este tipo de fibra

existem modos híbridos<sup>(21)</sup>, designados por  $HE_{\ell m}$  e  $EH_{\ell m}$  ( $\ell \neq 0$ ), para os quais ambas as componentes do campo  $E_z$  e  $H_z$  não são nulas. As relações entre as notações  $LP^{(1)}$  e as notações mais convencionais<sup>(22)</sup> estão mostradas abaixo.

$$LP_{01} : HE_{11} \quad ; \quad TEM_{00}$$

$$LP_{\ell m} : HE_{\ell+1,m} \pm EH_{\ell-1,m} \quad ; \quad TEM_{\ell,m-1}$$

Através do trabalho de D.B. Keck<sup>(21)</sup> podemos ver que os modos híbridos correspondentes ao modo  $LP_{11}$ , isto é,  $TE_{01}$ ,  $TE_{01}$  e  $HE_{21}$ , possuem constantes de propagação distintas, provocando assim uma contribuição para a dispersão intermodal do pulso 2. Conseqüentemente, teremos uma maior contribuição para a dispersão total do pulso 2 devido a dispersão intermodal.

A Fig. 8 (b) nos mostra o perfil do pulso 3, saída da fibra Fu com um MM na sua extremidade de entrada. Como já mencionamos, o MM elimina os modos de ordem mais alta, desta forma é de se esperar que, se não houver conversão dos modos pela fibra, os modos  $LP_{11}$  e  $LP_{21}$  sejam eliminados. Como podemos ver através da Fig. 8 (b) existe apenas o pulso 3 propagando-se através da fibra, concluímos assim que este é devido apenas ao modo  $LP_{01}$ . A amplitude desse pulso é de  $495 \pm 10$  mV. Observe que esta amplitude é menor do que a encontrada para o pulso correspondente ao mesmo modo da Fig. 8 (a) ( $558 \pm 9$  mV), isto ocorre porque as microcurvaturas introduzidas pelo MM provocam a conversão de parte da energia do modo  $LP_{01}$  para os modos de mais alta ordem, que são eliminados pelo MM. Esta diminuição da amplitude depende da pressão que o MM exerce sobre a fibra. Quando aumentamos a pressão, teremos maior conversão da energia do modo  $LP_{01}$  para os modos de mais alta ordem, e conseqüentemente a amplitude do pulso 3 é menor. A amplitude do pulso 3 ( $495 \pm 10$  mV) foi obtida pre-

cionando o MM até que o pulso 2, correspondente aos modos de mais alta ordem, fosse eliminado. Ainda através da Fig. 8 (b) vemos que  $\text{FWHM} = 0,58 \pm 0,06$  ns e como para o pulso de entrada  $\text{FWHM} = 0,55 \pm 0,03$  ns (ver Fig. 7), considerando que a forma do pulso é uma gaussiana e usando a eq. (26), encontramos que a dispersão total desse pulso é da ordem de 0,18 ns/km, que se encontra em ótima concordância com o valor encontrado quando consideramos apenas o efeito da dispersão material. A partir deste resultado, podemos confirmar que a nossa consideração de que a maior contribuição para a dispersão total do pulso 1 apreceria devido a resposta do sistema, quando o lado decrescente deste pulso cai sobre o lado crescente do pulso 2. Desde que o MM elimina os modos de mais alta ordem e, conseqüentemente elimina o pulso 2, a dispersão do pulso 1 devido a respostas do sistema torna-se nula, restando assim, somente as dispersões do modo de polarização e material para contribuírem na dispersão total do pulso. Sendo que a primeira pode ser desprezada quando consideramos a última (esta é muito maior) e o poder de resolução do sistema de detecção. Além disso, concluímos também que a fibra não provoca a conversão do modo  $\text{LP}_{01}$  para os modos de mais alta ordem, após estes terem sido eliminados pelo MM. Isto pode ser justificado se lembrarmos que o MM foi colocado na extremidade de entrada da fibra ( $\sim 1$  m) e, se a fibra provocasse a conversão do modo  $\text{LP}_{01}$  para os modos de mais alta ordem, o pulso 2 que corresponde a estes modos, deveria estar presente no perfil da Fig. 8 (b).

#### IV.4 - RESULTADOS E DISCUSSÕES PARA A FIBRA Fj

Analogamente à subseção IV.3, para estudarmos a pro

pagação dos modos através da fibra Fj, excitamos os modos de tal forma que os pulsos de saída correspondentes a cada um dos modos possuíssem aproximadamente as mesmas amplitudes.

Nas Figs. 10 e 11 estão mostrados respectivamente os perfis dos pulsos de entrada e saída da fibra Fj. Os valores medidos para a amplitude e duração do pulso (FWHM), do perfil do pulso de entrada, são respectivamente  $305 \pm 15$  mV e  $0,58 \pm 0,04$  ns. Os desvios relativos encontrados nos valores da amplitude e nos da duração do pulso, foram obtidos de modo análogo aos da subseção anterior. Para estas medidas, utilizamos o filtro atenuador variável entre o laser e a extremidade de entrada da fibra.

A Fig. 11 (a) nos mostra o perfil de saída da fibra Fj, sem o MM na sua extremidade de entrada, na qual vemos os pulsos 4 e 5 que se propagam através da fibra. Analogamente ao caso anterior, fibra Fu, podemos afirmar que os pulsos 4 e 5 são respectivamente devido aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  que são excitados predominantemente. Os valores medidos para as amplitudes e durações dos pulsos 4 e 5 são respectivamente  $240 \pm 15$  e  $315 \pm 10$  mV;  $0,7 \pm 0,1$  e  $0,9 \pm 0,2$  ns. Observe que, neste caso, temos maior energia acoplada dentro do modo  $LP_{11}$ , pulso 5. A separação temporal  $\Delta t$  medida entre os pulsos foi de  $1,8 \pm 0,2$  ns/km, a qual está em boa concordância com o valor de  $1,33$  ns/km, encontrado teoricamente a partir da medida da abertura numérica (AN) da fibra, visto que este resultado decorre de uma solução analítica aproximada.

Como foi discutido no final da seção III, não foi possível obter os valores teóricos das separações temporais, entre os modos guiados pela fibra, a partir da equação da dispersão de Sellmeier [eq.(23)]. Apesar disto, determinamos tais

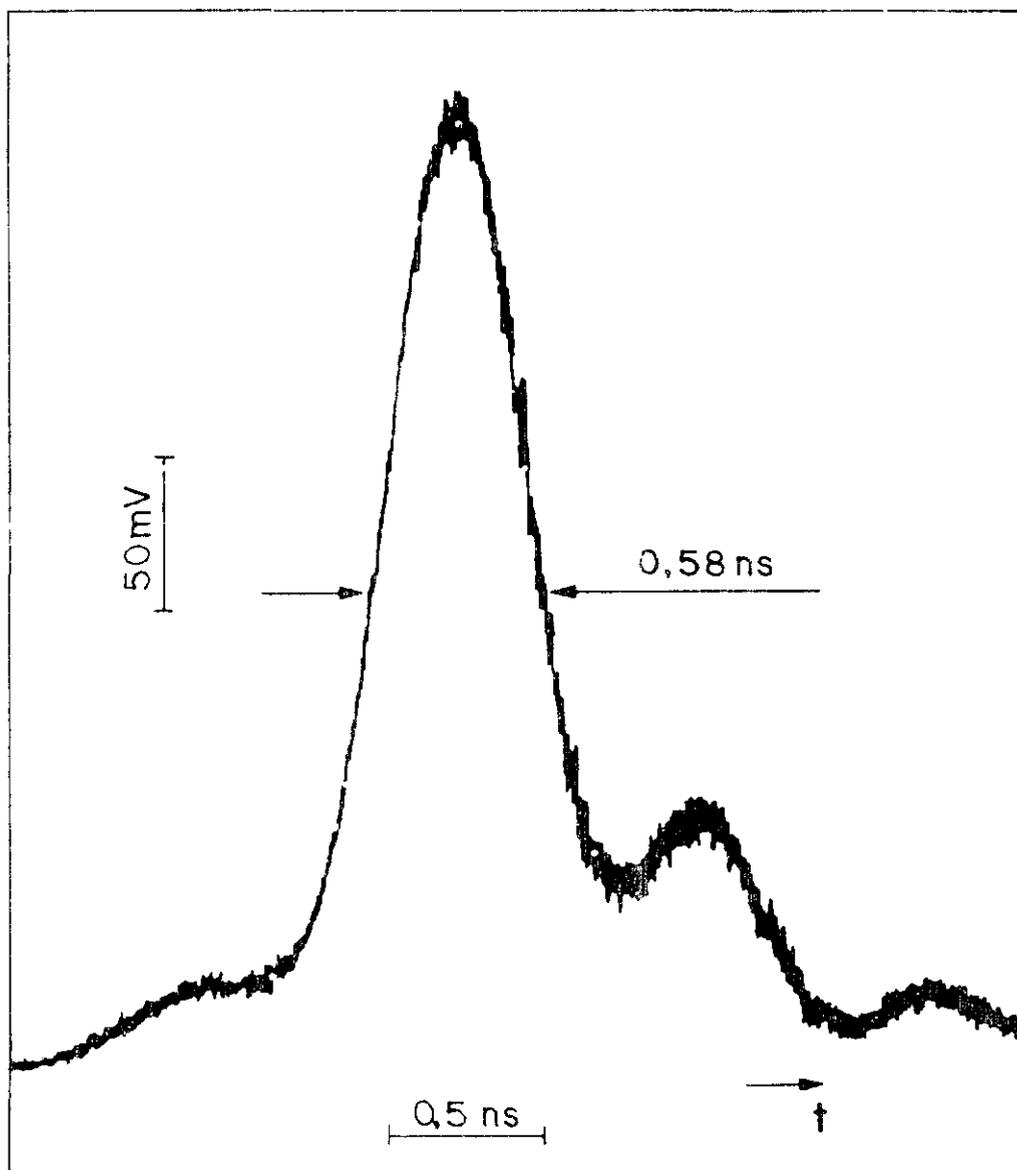


Fig. 10 - Perfil do pulso de entrada para a fibra Fj.

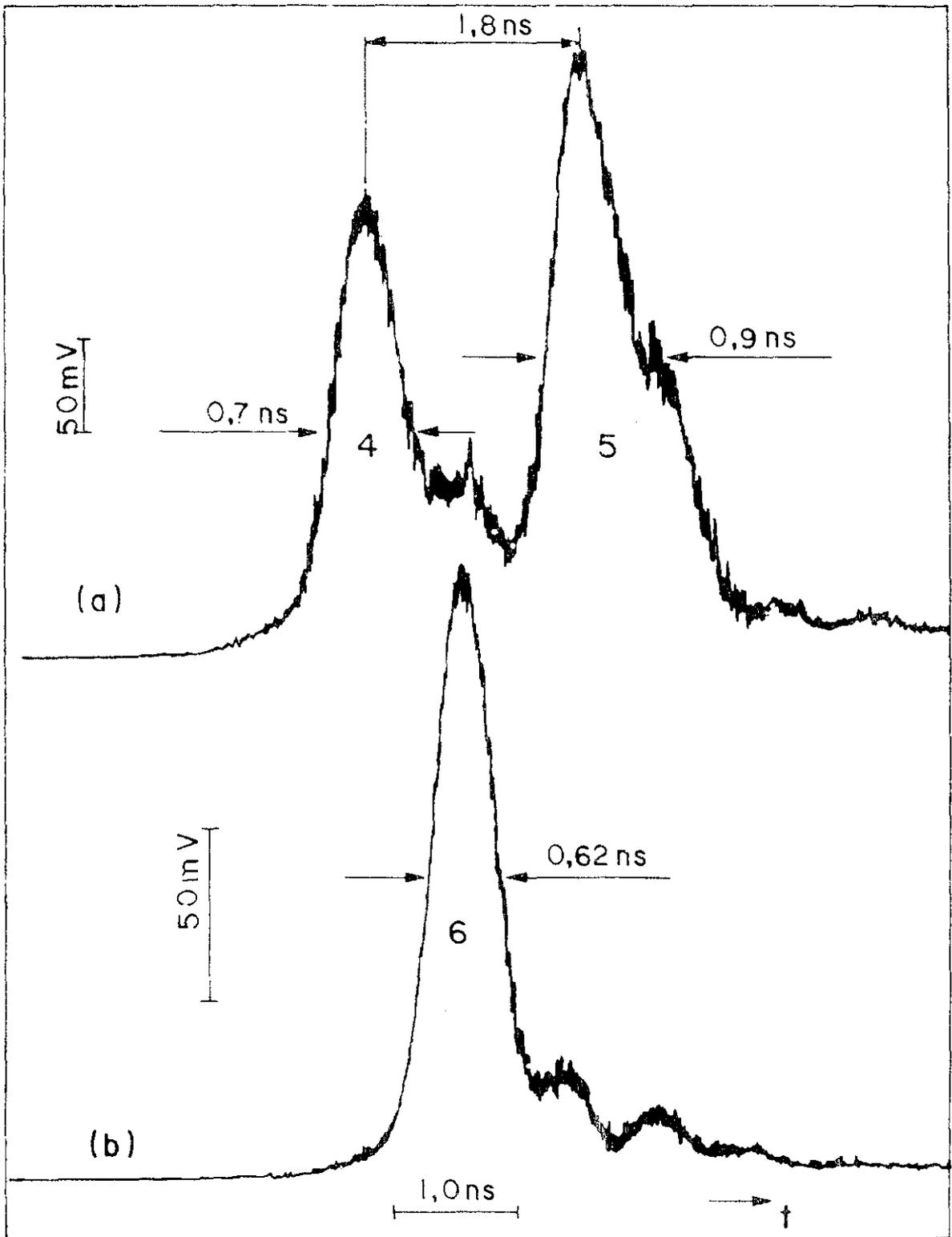


Fig. 11 - Perfil do pulso de saída da fibra Fj. (a) Sem um MM na sua extremidade de entrada; (b) Com um MM sua extremidade de entrada.

valores teóricos a partir do valor da abertura numérica, obtido no nosso laboratório. Isto tornou-se necessário porque quando não levamos em consideração os efeitos da dispersão material para o valor de  $\Delta n$  e, utilizamos o valor fornecido pelo fabricante, encontramos  $V \approx 3.2$ . Para este valor, a partir da teoria de Gloge<sup>(1)</sup>, encontramos que a separação temporal, prevista teoricamente, entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  deve ser aproximadamente nula, o que não ocorre na realidade ( $\Delta t \approx 1.8$  ns). Supondo que não exista erros na especificação do diâmetro desta fibra, e nem no comprimento de onda do laser utilizado, o erro só pode ser devido ao valor de  $\Delta n$ . Este fato é ainda reforçado por não existir<sup>(23)</sup> concordância entre os valores da AN de uma mesma fibra medidos em laboratórios distintos. Isto porque, uns consideram o valor da AN como o seno do ângulo onde a distribuição de potência no campo afastado cai ao valor de 10% do seu valor máximo, outros a 5% e outros onde ela aproxima-se de zero. A Fig. 12 mostra-nos a distribuição de potência no campo afastado para a fibra Fj. Observamos, a partir desta, que o valor para AN, cujo resultado teórico da separação temporal entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , aproxima-se mais do valor experimental, corresponde ao ponto onde a distribuição da potência no campo afastado torna-se menor que 0,1% do seu valor máximo. Neste ponto encontramos  $AN = 0,12187$  correspondendo a  $V \approx 4,23522$ , implicando assim numa separação temporal teórica, entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , de aproximadamente 1,33 ns/km. A fim de verificarmos se isto era correto medimos, também, para a fibra Fu a sua AN. A Fig.13 mostra-nos a distribuição de potência no campo afastado para esta fibra. O Valor de AN onde a distribuição de potência no campo afastado cai a 0,1% do seu valor máximo é de 0.11754 correspondendo a  $V = 4,08468$ , o qual possui uma ótima concordância com o valor obtido (4,08448) a partir da equação da

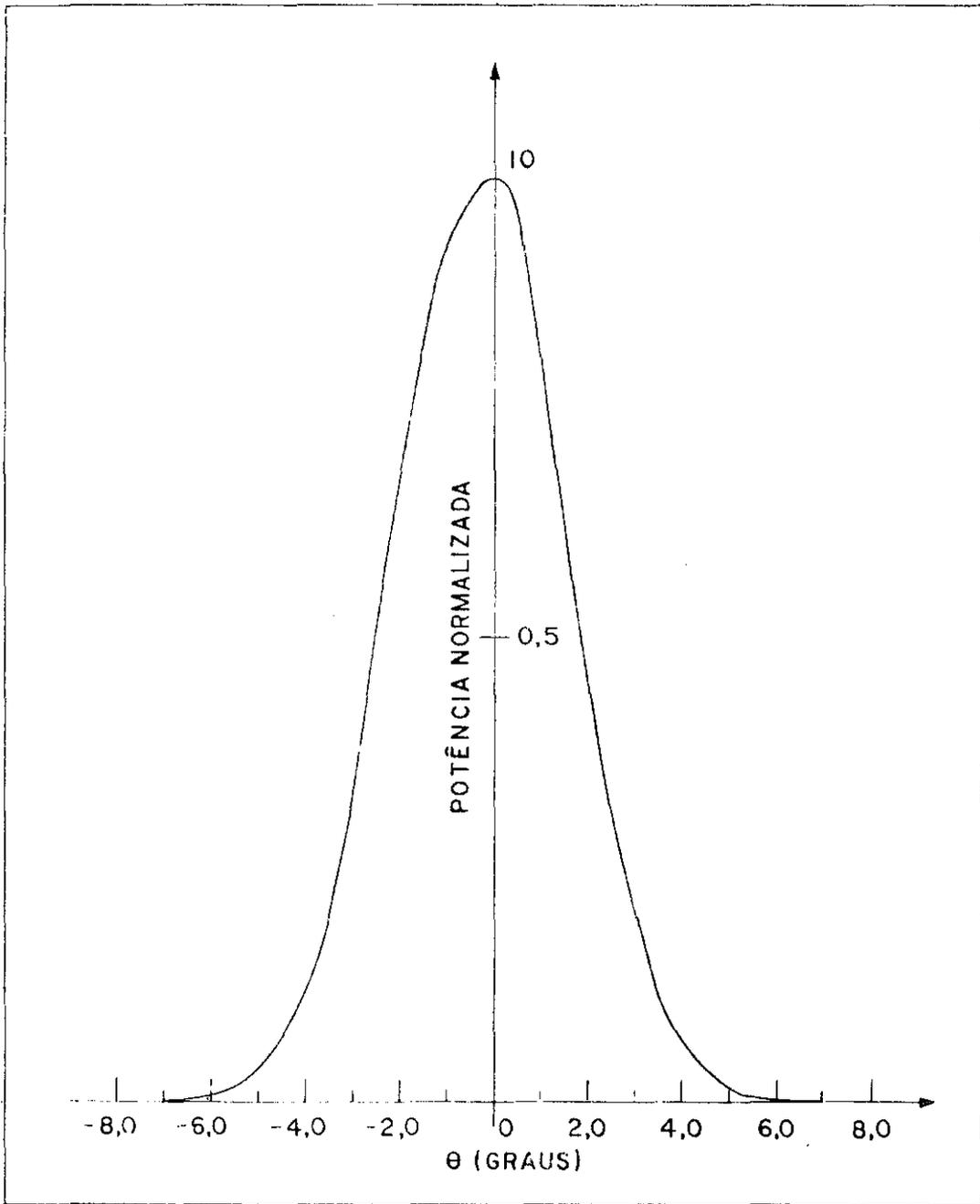


Fig. 12 - Distribuição de potência no campo afastado da fibra Fj.

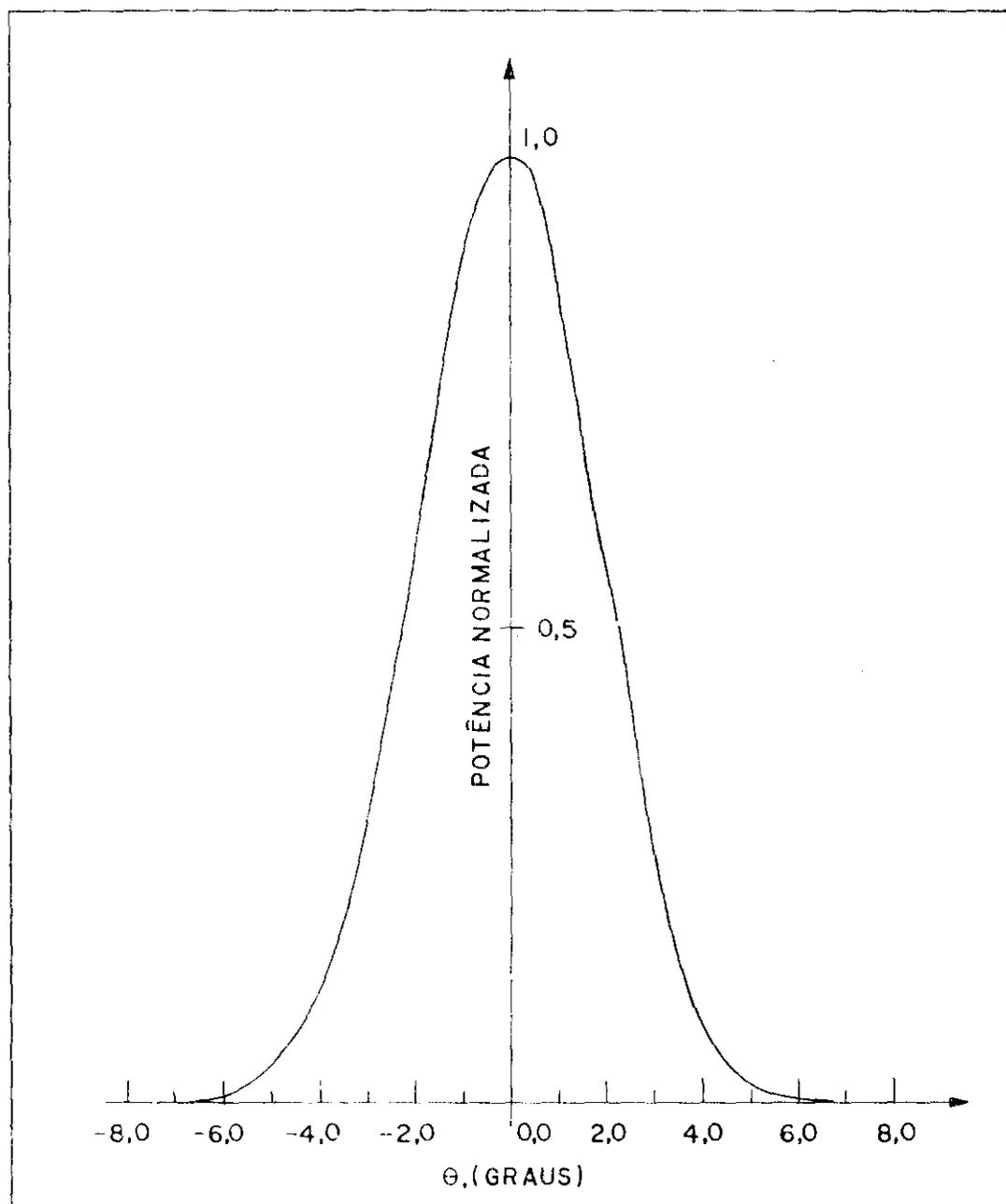


Fig. 13 - Distribuição de potência no campo afastado da fibra Fu.

dispersão de Sellmeier [eq. (23)]. A fim de confirmarmos os valores medidos da  $AN$  realizamos tais medidas três vezes e, para cada uma das fibras, em cada uma das vezes cortamos a extremidade de saída da fibra, pois o ângulo dos raios de luz de saída dependem desta extremidade.

Além disso, observamos também que existe uma dispersão nos pulsos 4 e 5 da Fig. 11(a). Analogamente à subseção anterior encontramos que as dispersões totais dos pulsos 4 e 5 são respectivamente de 0,41 ns/km e 0,65 ns/km. Sendo que a maior contribuição para a dispersão total do pulso 4 é devido a resposta do sistema, quando o lado decrescente deste pulso cai sobre o lado crescente do pulso 5. Para o pulso 5 a maior contribuição é devido a dispersão intermodal.

Finalmente, na Fig. 11 (b) vemos o pulso 6 que sai da fibra Fj quando colocamos um MM na sua extremidade de entrada. Analogamente à subseção anterior este pulso corresponde ao modo  $LP_{01}$  que se propaga através da fibra Fj e, a sua amplitude é de  $175 \pm 4$  mV. Esta é menor que a encontrada para o pulso 4 da Fig. 11 (a) ( $240 \pm 15$  mV) pelos mesmos motivos já explicados na seção anterior. Ainda, através da Fig. 11 (b) vemos que  $FWHM = 0,62 \pm 0,07$  ns e como para o pulso de entrada  $FWHM = 0,58 \pm 0,04$  ns, assumimos que as formas dos perfis dos pulsos são gaussianas e usamos a eq. (26), encontramos assim que a dispersão total deste pulso é de 0,22 ns/km. Analogamente à subseção anterior, esta dispersão é devido à dispersão material da fibra. Além disso, concluímos também que a fibra não provoca a conversão do modo  $LP_{01}$  para modos de mais alta ordem, após estes terem sido eliminados pelo MM. Isto pode ser justificado lembrando que o MM foi colocado na extremidade de entrada da fibra ( $\sim 1$  m) e, se a fibra provocasse a conversão do modo  $LP_{01}$  para

modos de mais alta ordem, o pulso 5 que corresponde a estes modos deveria estar presente no perfil da Fig. 11 (b).

#### IV.5 - COMPARAÇÃO ENTRE OS NOSSOS RESULTADOS E OS DE OUTROS AUTORES

Existe uma boa concordância entre os nossos resultados e os de outros pesquisadores<sup>(2)</sup> (4), o que pode ser visto através da Tabela V.

AUTORES	V	$\Delta t_{LP_{11}-LP_{01}}$ (ns/km)
Katsuyama <sup>(3)</sup>	2,8	- 1,25 <sup>(*)</sup>
Kitayama et al <sup>(2)</sup>	2,9	- 1,0 <sup>(*)</sup>
	3,1	Zero
Shibata et al <sup>(4)</sup>	3,2 <sup>(**)</sup>	1,77
M. G. Destro	4,08	1,3
	4,23	1,8

Tabela V - Separações temporais entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  observadas por vários autores.

(\*) o sinal de menos (-) indica que o modo  $LP_{11}$  chega antes que o modo  $LP_{01}$  na extremidade de saída da fibra.

(\*\*) ver comentários no texto.

Katsuyama<sup>(3)</sup> usou  $\lambda = 0,82 \mu\text{m}$  e com  $V = 2,8$  observou uma separação temporal de 1,25 ns entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , sendo que o último atinge a extremidade de saída da fibra primeiro, como é de se esperar a partir da Fig. 1 (ver pag.11). Kitayama et al<sup>(2)</sup> usaram  $\lambda = 0,81 \mu\text{m}$  e com  $V \approx 2,9$  observaram uma separação de 1,0 ns entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , sendo que o último chega primeiro. Além disso, confirmaram experimentalmente que para uma dada fibra, existe um determinado valor de  $V$  ou de  $\lambda$  onde a diferença entre o atraso de grupo dos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  torna-se nula. Portanto, uma fibra pode ser projetada de modo a possuir um diâmetro do núcleo maior do que a de uma fibra que suporta apenas o modo  $LP_{01}$  para  $V < 2,405$ , e não apresentar o efeito da dispersão intermodal. Este fato resulta numa considerável vantagem para se conseguir tornar menos crítico o problema de emendas de fibras monomodo. Por outro lado, Shibata et al<sup>(4)</sup> usaram  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  e com  $V \approx 3,2$  observaram uma separação temporal de 1,77 ns/km entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , sendo que o anterior chega primeiro. Este resultado possui ótima concordância com o encontrado para fibra Fj. Além disso, vemos que  $V = 3,2$  corresponde ao mesmo valor de  $V$  para fibra Fj, quando consideramos a diferença de índice relativo ( $\Delta n$ ) fornecida pelo fabricante. Como vimos, na subseção anterior, este valor implica numa separação temporal, entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , aproximadamente nula. Este fato contradiz o resultado experimental ( $\Delta t \approx 1,8 \text{ ns}$ ) e, portanto, concluímos que este valor de  $V$  não é correto e que a única fonte de erro estava na especificação de um valor impróprio de  $\Delta n$ . Deste modo, podemos afirmar com certeza que o valor de  $V = 3,2$  dada por N. Shibata et al<sup>(4)</sup> é incorreto, e o erro é devido ao valor de  $\Delta n$  usado para a sua determinação. Apesar de sabermos que a intenção de N. Shibata et al<sup>(4)</sup> é

ra simplesmente a de encontrar um método alternativo de se medir as separações temporais entre os modos, vale apenas notificar aos autores acima referidos que devemos ser cuidadosos com relação aos valores de  $\Delta n$  fornecidos pelos fabricantes de fibra. Visto que estes conduzem a valores de  $V$  que não correspondem ao valor da separação temporal medido.

#### IV.6 - ACOPLAMENTO DAS FIBRAS $F_u$ E $F_j$

Nesta seção, estudamos pela primeira vez, os efeitos que aparecem na forma do perfil do pulso de saída de duas fibras, acopladas, quando operamos com um comprimento de onda menor que os de seus comprimentos de onda de corte. Para tal, acoplamos as duas fibras frontalmente ("Butt-Coupling") e, lançamos um pulso óptico com duração de subnanosegundo através da extremidade de entrada de uma, e observamos o pulso de saída através da extremidade da outra. Aqui estamos interessados somente em estudar os efeitos de acoplamento sobre as separações dos pulsos, correspondentes a cada um dos modos que podem propagarem-se através do sistema de duas fibras acopladas. Contudo, não estamos interessados em explicar a eficiência de acoplamento dos modos em particular. Esta, como já vimos na subseção IV.3, depende do posicionamento entre a posição focal do laser e a extremidade de entrada da fibra, bem como, do posicionamento entre as duas fibras entre si. Além disso, somente a amplitude dos pulsos, correspondentes a cada um dos modos, é que se altera, não alterando, contudo, a separação entre os picos dos pulsos (ver Fig. 3, pag. 26).

O arranjo experimental, para estudar as alterações ocorridas na propagação dos modos suportados pelas fibras devido

ao acoplamento das fibras  $F_u$  e  $F_j$ , é semelhante àquele utilizado para estudar a propagação das fibras independentemente. A única alteração naquele arranjo, é a introdução de um microposicionador eletrônico, de alta resolução ( $0,4 \mu\text{m/divisão}$ ) fabricado pela Aerotech Co, fabricação no E.U.A., que nos permite acoplar as duas fibras. A Fig. 14 mostra-nos um esquema simplificado para este arranjo experimental.

Tomamos muito cuidado ao fazer o acoplamento entre as duas fibras, pois, devido ao pequeno diâmetro dos núcleos, o acoplamento de luz na união das fibras torna-se difícil. Nesta experiência, em particular, tomamos muito cuidado para que as extremidades das fibras sejam planas e perpendiculares ao eixo<sup>(15)</sup>. Além disso, é necessário que os seus eixos sejam colinares, para conseguirmos atingir uma maior eficiência no acoplamento de luz e uma excitação uniforme dos modos.

Como já explicamos na seção IV.3, os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  são excitados predominantemente em cada uma das fibras. Deste modo, com o intuito de simplificar as discussões sobre as separações temporais dos pulsos correspondentes a cada um dos modos de cada fibra, desprezaremos no restante deste capítulo os modos  $LP_{21}$  e  $LP_{02}$ .

O perfil do pulso de entrada, para o acoplamento  $F_j$ - $F_u$ , está mostrado na Fig. 16. As medidas da amplitude e da duração do pulso são respectivamente  $48 \pm 8 \text{ mV}$  e  $0,66 \pm 0,07 \text{ ns}$ . Observe que a amplitude desse pulso é quase dez vezes menor do que as obtidas anteriormente, isto é, para cada uma das fibras independentemente. Isto deve-se ao fato de estarmos perdendo muita luz no acoplamento entre as fibras, uma vez que as fibras possuem baixa atenuação, e além disso, neste caso mantivemos as

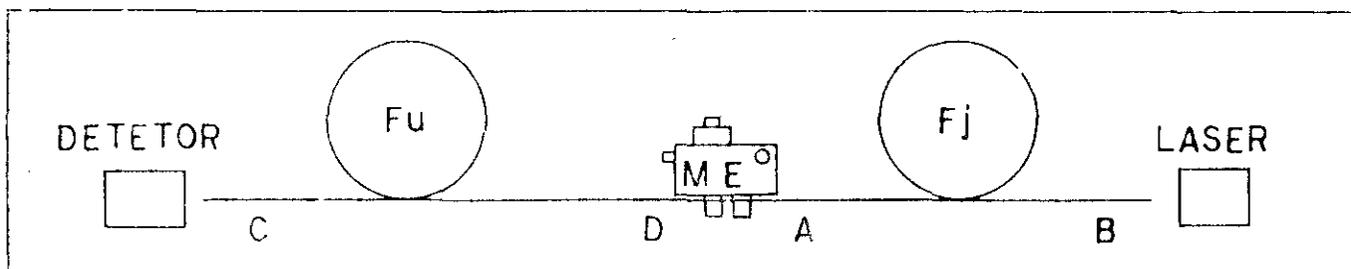


Fig. 14 - Esquema simplificado do arranjo experimental utilizado para acoplar as fibras Fu e Fj. ME - Microposicionador Eletrônico.

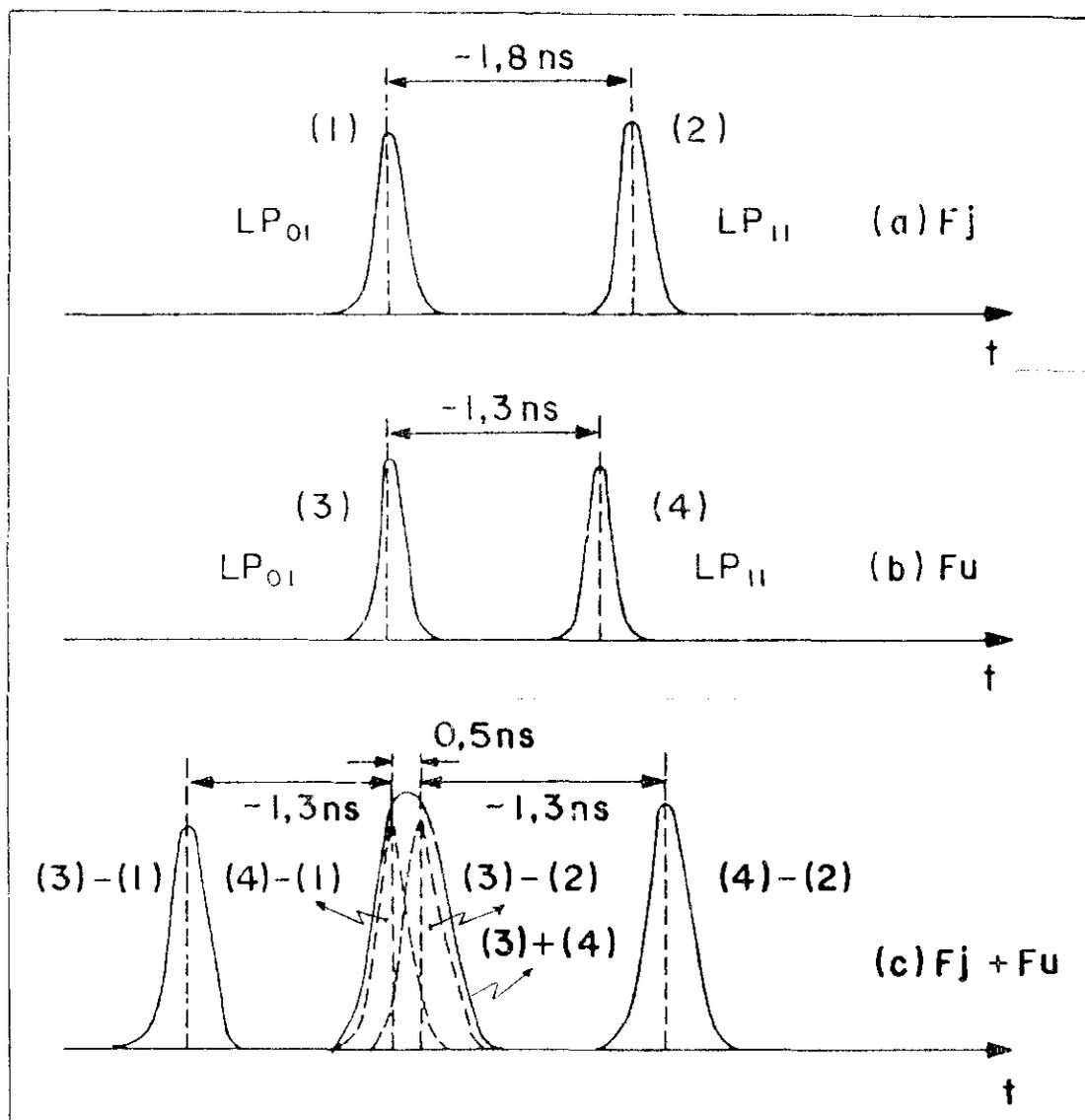


Fig. 15 - Esquemas da propagação de pulsos para as fibras Fj, Fu e Fj mais Fu. (a) Separação entre os modos para Fj ; (b) Separação entre os modos para a fibra Fu; (c) Combinações possíveis entre os modos após o acoplamento entre as duas fibras.

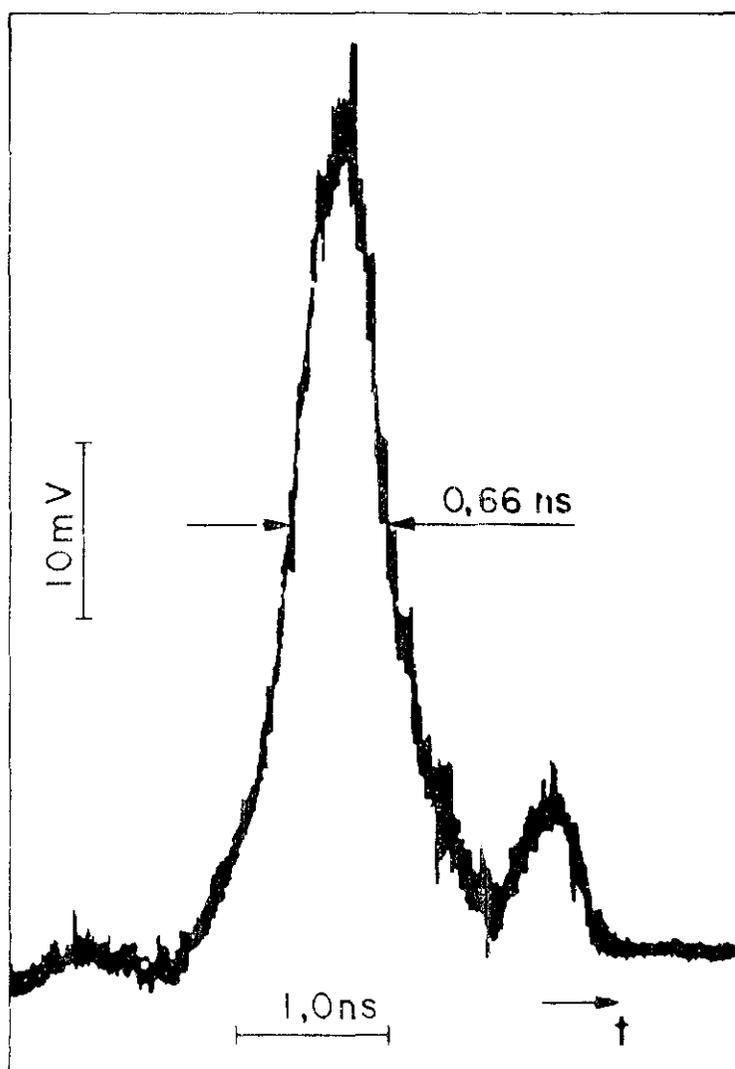


Fig. 16 - Perfil do pulso de entrada para o acoplamento das fibras Fj e Fu.

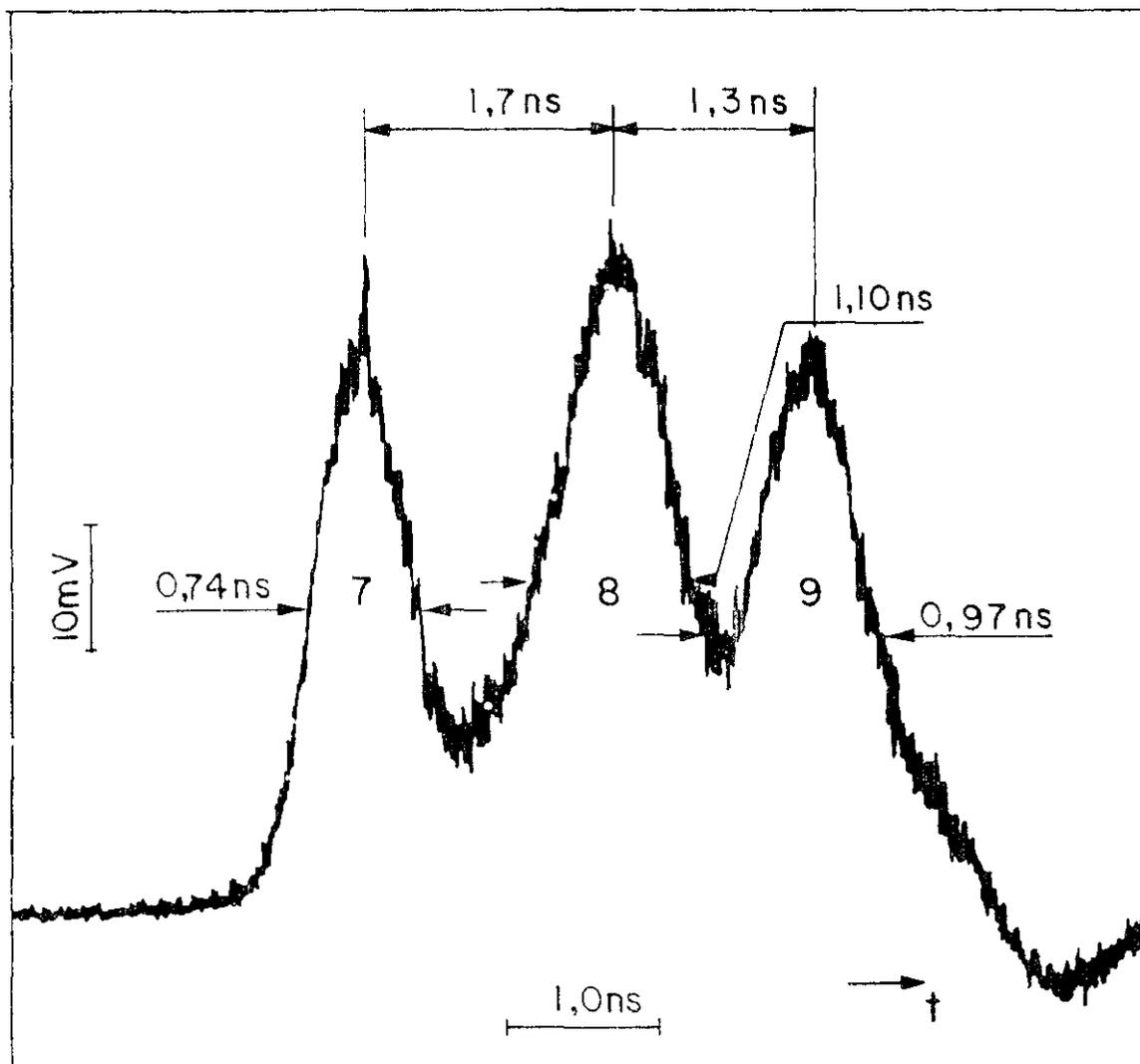


Fig. 17 - Perfil do pulso de saída do sistema das fibras Fj e Fu acopladas, injetando-se a luz do laser na fibra Fj e observando o pulso de saída através da Fu, sem usar o MM.

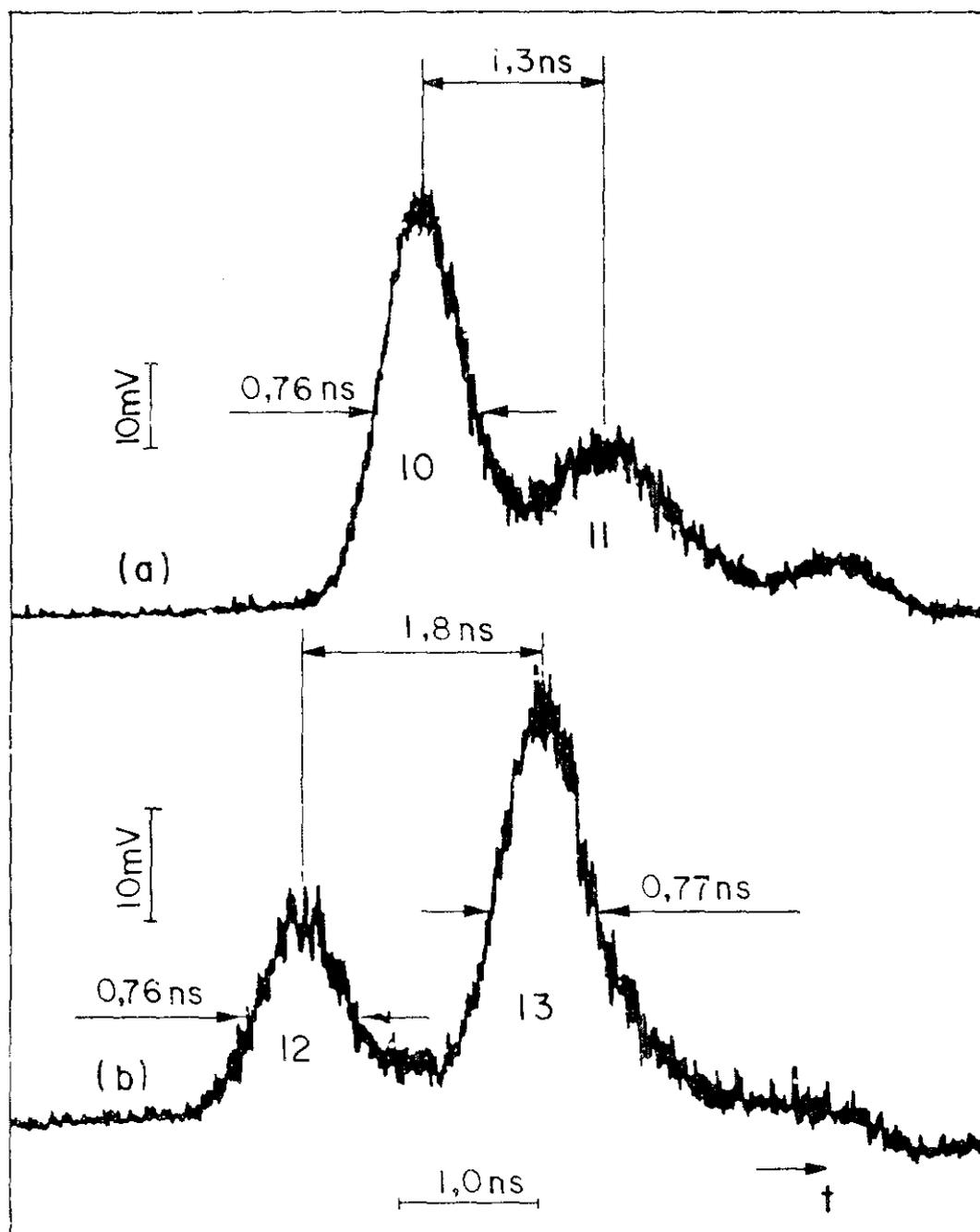


Fig. 18 - Perfil do pulso de saída do sistemas das fibras Fj e Fu acopladas, usando o MM. (a) MM na extremidade de entrada da Fj; (b) MM na extremidade de entrada da Fu.

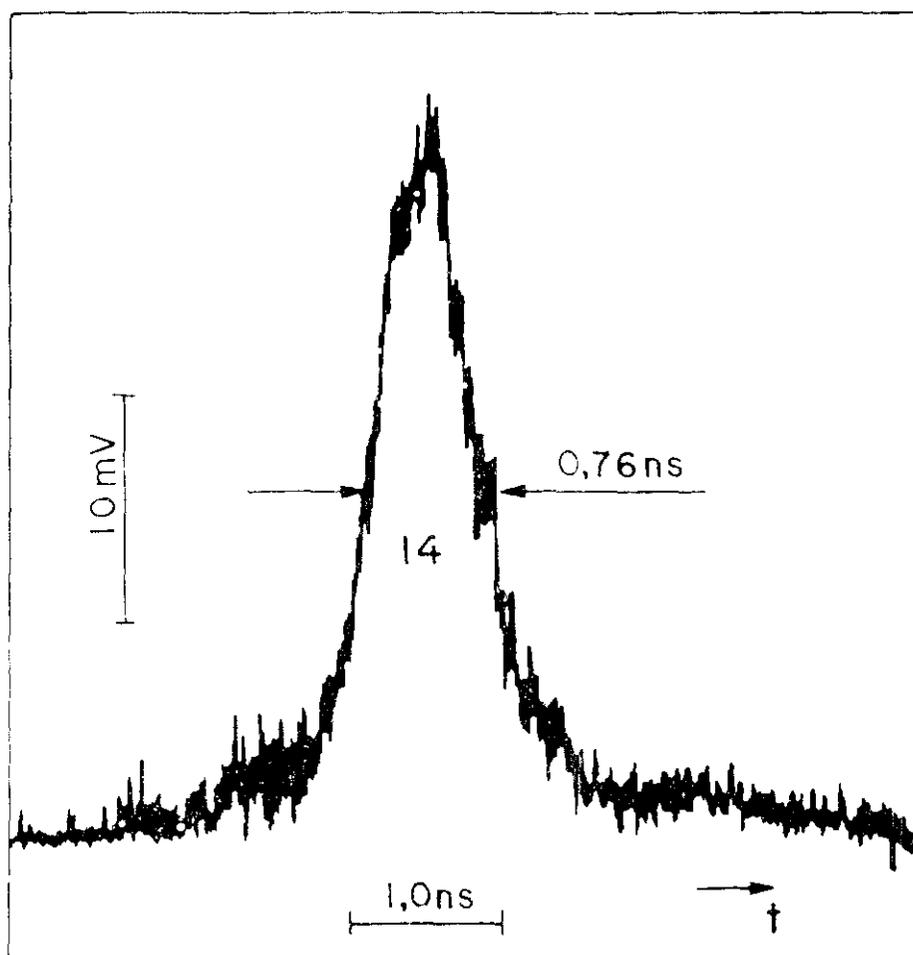


Fig. 19 - Perfil do pulso de saída das fibras Fj e Fu acopladas, usando MM em ambas as extremidades de entradas.

mesmas condições de excitação do laser.

Injetando-se o pulso de entrada primeiramente na fibra  $F_j$ , que por sua vez, a sua extremidade de saída está acoplada à extremidade de entrada da fibra  $F_u$ , obtemos o perfil do pulso de saída, que está mostrado na Fig. 17. Este perfil pode ser entendido através do esquema mostrado na Fig. 15. Primeiramente, temos esquematizado nesta figura os pulsos correspondentes aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , que propagam-se através de cada fibra independentemente (Fig. 15 (a) e (b)). A seguir mostramos, também esquematicamente, o perfil do pulso de saída após termos acoplado as duas fibras (Fig. 15 (c)). Vemos a partir da Fig. 15 (c), que o pulso (1) ao sair pela extremidade da fibra  $F_j$ , vai excitar em  $F_u$  os pulsos (3) e (4), que sairão desta, separados de 1,3 ns [ (3)-(1) e (4)-(1) ]. Depois de 1,8 ns que o pulso (1) saiu pela extremidade de  $F_j$ , emergirá o pulso (2), que por sua vez, também irá excitar em  $F_u$ , os pulsos (3) e (4) [ (3)-(2) e (4)-(2) ]. Deste modo, teremos na saída de  $F_u$  quatro pulsos, sendo que os pulsos [ (4)-(1) ] e [ (3)-(2) ] estão superpostos, devido a resposta dos sistema, formando assim um único pulso mais alargado. Observe que estamos falando em excitação dos modos a partir dos que emergem na fibra  $F_j$ , isto porque, não existe conversão de modos para estas fibras (ver subseções anteriores). Caso houvesse, conversão de modos, não poderíamos saber se os pulsos de saída eram resultantes da excitação ou se simplesmente devido a conversão de modos.

Em vista da discussão acima, vemos então, através da Fig. 17, que o pulso 7 é devido ao modo  $LP_{01}$  da fibra  $F_u$  excitado pelo modo  $LP_{01}$  da fibra  $F_j$ . O pulso 8 sofre um maior alargamento devido a superposição de dois modos, a saber: (i) do modo  $LP_{11}$  da fibra  $F_u$  excitado pelo modo  $LP_{01}$  da fibra  $F_j$  e, (ii) do

modo  $LP_{01}$  da fibra Fu excitado pelo modo  $LP_{11}$  da fibra Fj. O pulso 9 é devido ao modo  $LP_{11}$  da fibra Fu excitado pelo modo  $LP_{11}$  da fibra Fj. Os valores medidos das amplitudes e durações dos pulsos 7, 8 e 9 são  $49 \pm 4$ ,  $53 \pm 3$  e  $44 \pm 2$  mV;  $0,74 \pm 0,10$ ,  $1,10 \pm 0,15$  e  $0,97 \pm 0,16$  ns, respectivamente. As separações temporais medidas entre os pulsos 7 e 8 e entre 8 e 9 são respectivamente  $1,7 \pm 0,1$  ns e  $1,3 \pm 0,2$  ns. As dispersões destes pulsos podem ser explicadas de modo análogo às subseções anteriores.

A fim de comprovarmos as discussões acima, fizemos uso dos misturadores de modo<sup>(3)</sup>. Em primeiro lugar, usamos um MM na extremidade B da fibra Fj (ver Fig.14). Como o pulso devido ao modo  $LP_{11}$  da fibra Fj é eliminado pelo MM, e como não existe conversão de modos para estas fibras, temos emergindo da fibra Fj somente o pulso devido ao modo  $LP_{01}$ . Este irá excitar na fibra Fu os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , e portanto, teremos dois pulsos saindo da fibra Fu, o que pode ser visto através da Fig. 18 (a), sendo que os pulsos 10 e 11 são devidos aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , respectivamente. Note que o modo  $LP_{01}$  que emerge da fibra Fj, possui o seu máximo da distribuição do campo afastado sobre o eixo da fibra (ver Fig. 5 pag. 28). Desta forma, se os eixos das fibras estão alinhados, teremos mais energia acoplada dentro do modo  $LP_{01}$  do que no modo  $LP_{11}$ , e portanto, a amplitude de saída do primeiro será maior. A partir da Fig. 18 (a) vemos que as amplitudes correspondentes aos pulsos 10 e 11 são respectivamente  $49 \pm 2$  e  $20 \pm 3$  mV e, que a duração do pulso 10 é de  $0,76 \pm 0,12$  ns. Ainda através desta figura vemos que a separação temporal entre os picos dos pulsos é de  $1,3 \pm 0,4$  ns. Comparando esta separação com a encontrada na Fig. 8 (a) (ver pag. 32), vemos que estas são iguais, de modo que podemos concluir que a propagação de pulsos neste caso é similar ao caso em que temos somente a fibra Fu.

Em seguida mudamos a posição do MM para a extremidade D da fibra Fu (ver Fig. 14), observamos através da Fig. 18 (b) que existe dois pulsos propagando-se através da fibra. Como vimos anteriormente, o MM elimina os modos de mais alta ordem, e além disso, estas fibras não exibem o efeito de conversão de modos. Desta forma, os pulsos 12 e 13 da Fig. 18 (b) são, respectivamente, devidos aos modos  $LP_{01}$ , que são excitados atrasados de aproximadamente 1,8 ns, pelas distribuições do campo afastado dos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  que emergem da fibra Fj. Como os dois modos  $LP_{01}$  possuem o mesmo atraso de grupo (mesmo valor de V), a sua separação ao emergirem da fibra Fu é devido somente ao atraso de tempo na sua excitação. Os valores medidos para as amplitudes e durações dos pulsos 12 e 13 são respectivamente  $19 \pm 3$  e  $38 \pm 3$  mV;  $0,76 \pm 0,16$  e  $0,77 \pm 0,10$  ns. A separação temporal entre os picos destes pulsos é de  $1,8 \pm 0,2$  ns. Finalmente colocando um misturador de modo em cada uma das extremidades de entrada, observamos através da Fig. 19 que somente o pulso 14, devido ao modo  $LP_{01}$ , é que se propaga através delas. Isto porque, como já vimos nas subseções anteriores, o MM elimina os modos de alta ordem cuja frequência de corte esteja próxima da frequência normalizada V de operação. Através da Fig. 19 vemos que os valores medidos da amplitude e da duração do pulso 14 são respectivamente  $31 \pm 2$  mV e  $0,76 \pm 0,15$  ns.

A partir dos resultados acima construímos uma gráfico teórico (Fig. 20) o qual representa a resposta do sistema de detecção devido a superposição dos pulsos de saída do sistema das duas fibras acopladas. Na Fig. 20 a linha tracejada representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{01}$  da fibra Fu excitado pelo modo  $LP_{11}$  da Fj e, a linha traço-ponto representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{11}$  da fibra Fu excitado pelo modo  $LP_{11}$

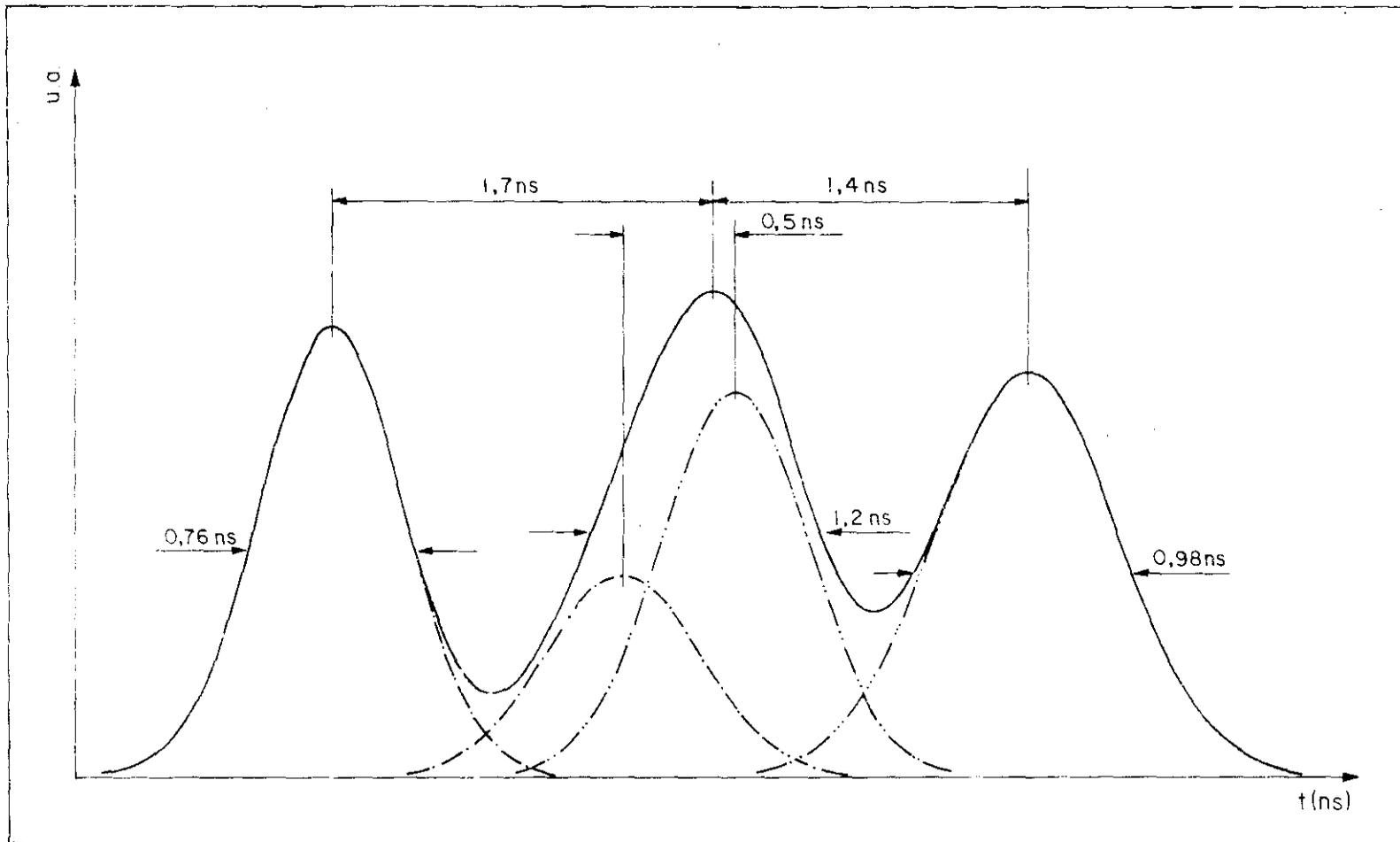


Fig. 20 - Resposta do sistema de detecção, teórica, devido a sua perposição dos pulsos de saída do sistema das fibras Fj e Fu acopladas.

da fibra  $F_u$  excitado pelo modo  $LP_{01}$  da  $F_j$ ; estes pulsos teóricos foram obtidos a partir dos pulsos 10 e 11 da Fig. 18 (a). A linha traço-dois pontos representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{01}$  da  $F_u$  excitado pelo modo  $LP_{11}$  da  $F_j$  e, foi obtido a partir do pulso 13 da Fig. 18 (b). A linha traço-três pontos representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{11}$  da  $F_u$  excitado pelo modo  $LP_{11}$  da  $F_j$  e, foi obtido a partir do pulso 9 da Fig. 17. Finalmente a linha contínua representa a resposta do sistema devido a superposição destes pulsos e, foi obtida simplesmente somando as contribuições de cada um dos pulsos. Como era de se esperar, tanto as durações bem como as separações entre os picos dos pulsos, resultantes da superposição de cada um dos pulsos, da Fig. 20, possuem ótima concordância com as encontradas experimentalmente, a partir da Fig. 17.

A seguir, invertamos as posições das fibras  $F_j$  e  $F_u$ , isto é, injetamos o pulso de entrada na fibra  $F_u$  e observamos o perfil do pulso de saída através da fibra  $F_j$ . Mostraremos agora, que os resultados obtidos, neste caso, são semelhantes aos descritos acima. A Fig. 21 nos mostra o perfil do pulso de entrada para esta situação. Os valores medidos da amplitude e duração deste pulso são respectivamente  $255 \pm 10$  mV e  $0,64 \pm 0,04$  ns.

O perfil dos pulsos de saída está mostrado na Fig. 22. Analogamente ao caso anterior, vemos através desta figura que o pulso 15 é devido ao modo  $LP_{01}$  da fibra  $F_j$  excitado pelo modo  $LP_{01}$  da fibra  $F_u$ . O pulso 16 sofre um maior alargamento devido a superposição de dois modos, a saber: (i) do modo  $LP_{11}$  da  $F_j$  excitado pelo modo  $LP_{01}$  da  $F_u$  e, (ii) do modo  $LP_{01}$  da  $F_j$  excitado pelo modo  $LP_{11}$  da  $F_u$ . O pulso 17 é devido ao modo  $LP_{11}$  da  $F_j$  excitado pelo modo  $LP_{11}$  da  $F_u$ . Os valores medidos das amplitudes e durações dos pulsos 15, 16 e 17 são  $274 \pm 5$ ,  $194 \pm 5$  e

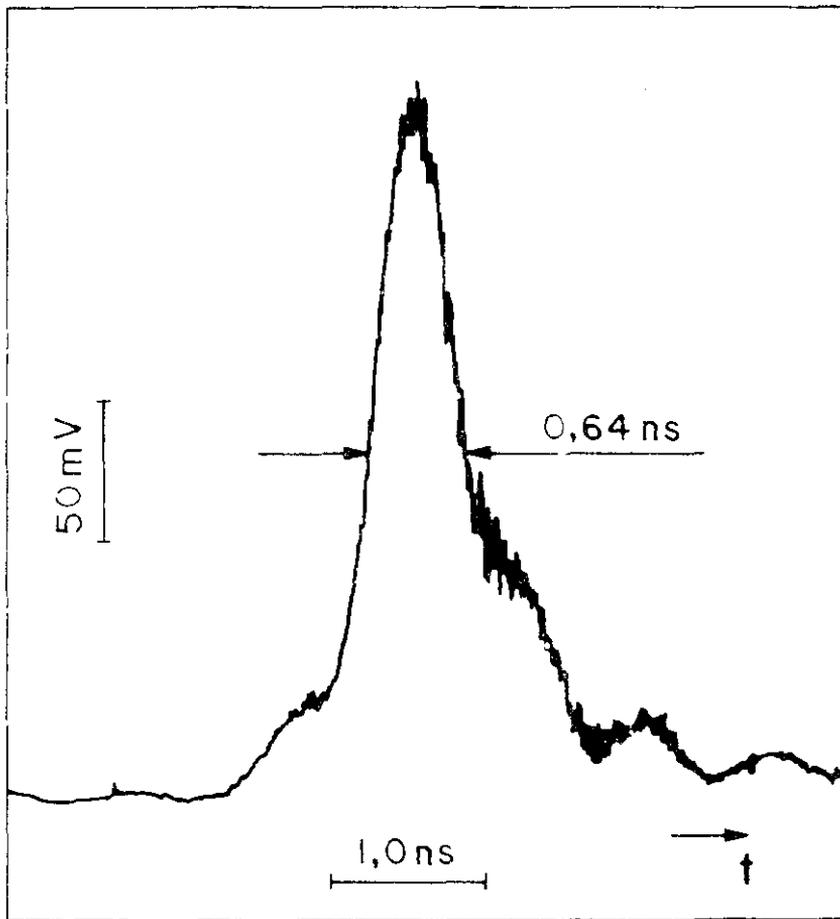


Fig. 21 - Perfil do pulso de entrada para o acoplamento das fi  
bras Fu e Fj.

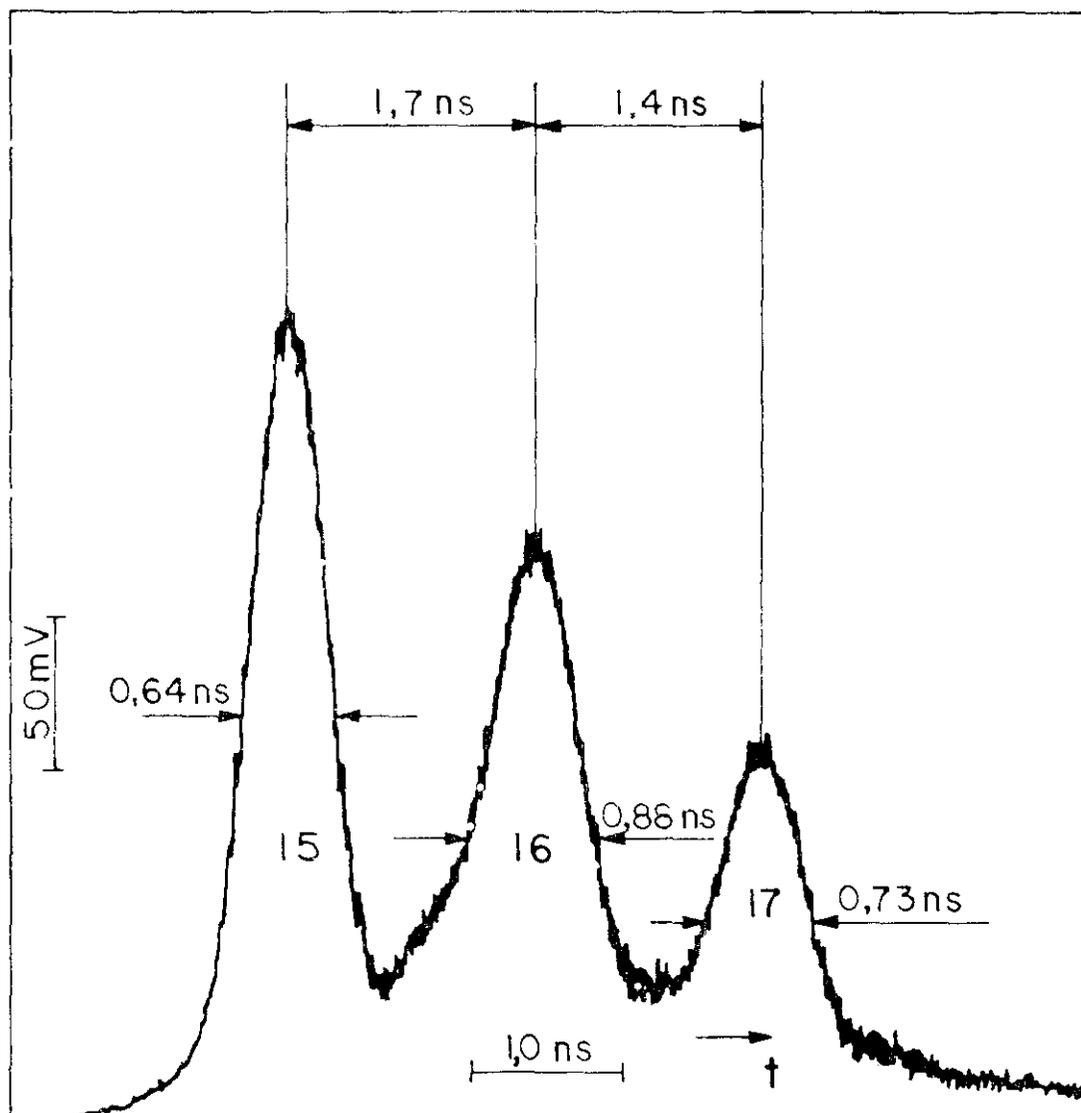


Fig. 22 - Perfil do pulso de saída do sistema das fibras Fu e Fj acopladas, injetando-se a luz do laser na fibra Fu e observando o pulso de saída através da Fj, sem usar o MM.

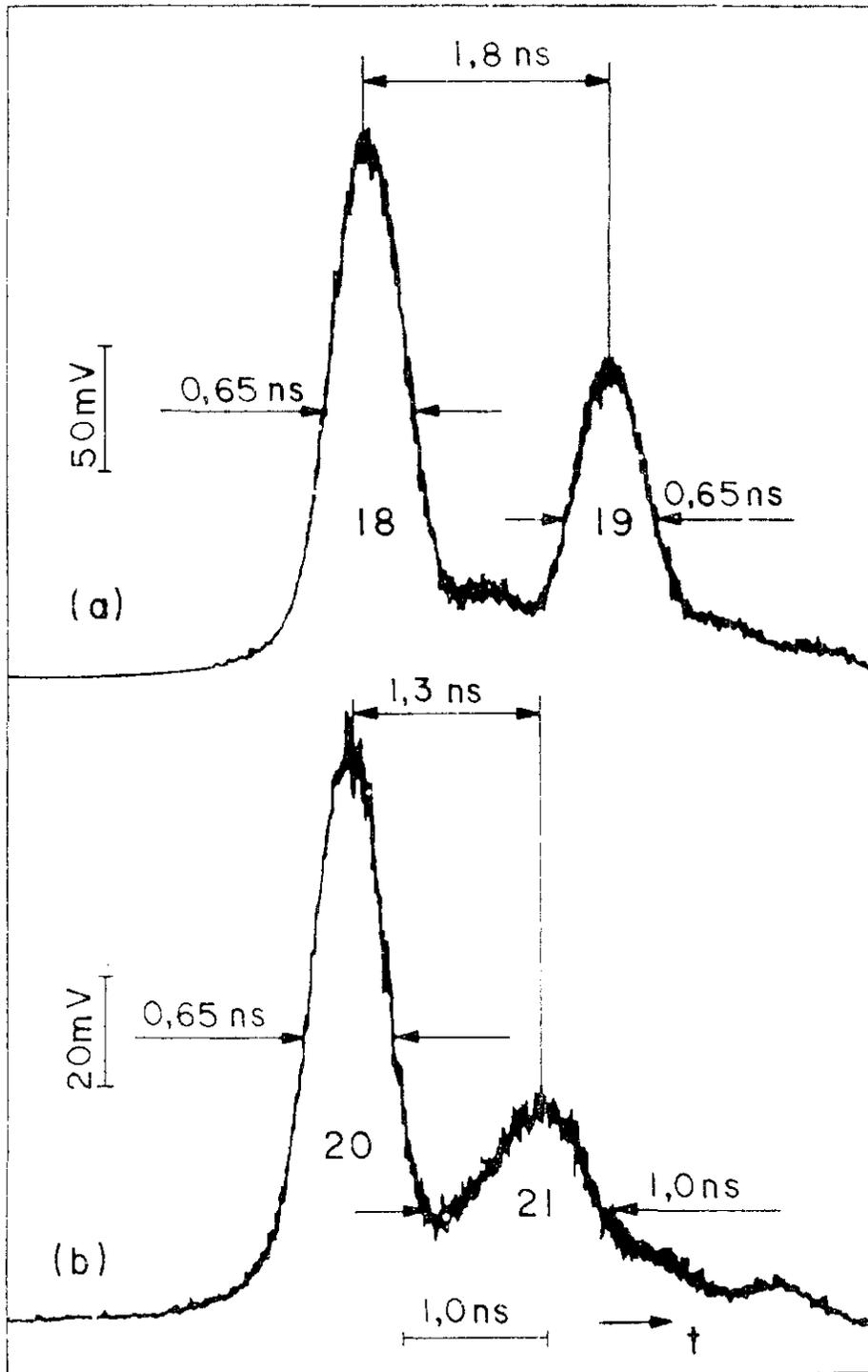


Fig. 23 - Perfil do pulso de saída do sistema das fibras Fu e Fj acopladas, usando o MM. (a) MM na extremidade de entrada da Fu; (b) MM na extremidade de entrada da fibra Fj.

$126 \pm 5$  mV;  $0,64 \pm 0,05$ ,  $0,88 \pm 0,09$  e  $0,73 \pm 0,05$  ns, respectivamente. As separações temporais medidas entre os pulsos 15 e 16 e entre 16 e 17 são respectivamente de  $1,7 \pm 0,1$  e  $1,4 \pm 0,1$  ns. Comparando estas separações com as encontradas antes de inverter as posições das fibras (ver Fig. 17), vemos que elas são iguais. Isto porque, neste caso, estamos excitando preferencialmente o modo  $LP_{01}$  da fibra Fu (ver subseção IV.3), e além disso, os eixos das fibras estão levemente deslocados um em relação ao outro, a fim de permitir que os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  da fibra Fj excitados pelo modo  $LP_{01}$  da Fu sejam excitados preferencialmente. Deste modo, o pico do pulso 16 desloca-se para as proximidades do pico do pulso devido ao modo  $LP_{11}$  da Fj excitado pelo modo  $LP_{01}$  da Fu (ver Fig. 24 pag. 65). As dispersões destes pulsos podem ser explicadas de modo análogo às subseções anteriores.

A fim de comprovarmos os resultados acima, usamos novamente os misturadores de modos. Em primeiro lugar colocamos o MM na extremidade de entrada da fibra Fu para eliminar o modo  $LP_{11}$  que propaga nesta fibra e, como não existe conversão de modos para esta fibra somente o modo  $LP_{01}$  emerge de sua extremidade de saída. Desta forma o modo  $LP_{01}$  excitará os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  na fibra Fj. Os pulsos 18 e 19 da Fig. 23 (a) correspondem respectivamente a estes modos, e os valores medidos para as suas amplitudes e durações são respectivamente  $211 \pm 7$  e  $124 \pm 8$  mV;  $0,66 \pm 0,06$  e  $0,66 \pm 0,05$  ns. A separação temporal medida entre os picos dos pulsos 18 e 19 é de  $1,8 \pm 0,1$  ns. Comparando esta separação temporal com a encontrada na Fig. 11 (a) (ver pag. 41), vemos que estas são iguais e podemos concluir assim que a propagação dos modos, neste caso, é similar ao caso em que temos somente a fibra Fj. Analogamente ao caso anterior, temos maior energia acoplada dentro do modo  $LP_{01}$ , e conseqüentemente a amplitude do

do pulso 18 é maior do que a do pulso 19.

Mudando a posição do MM para a extremidade de entrada da fibra Fj, observamos através da Fig. 23 (b) os pulsos 20 e 21. Analogamente à situação anterior (antes de inverter as posições das fibras) os pulsos 20 e 21 são devidos aos modos  $LP_{01}$ , que são excitados, atrasados de aproximadamente 1,3 ns, pelas distribuições dos campos afastados dos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , respectivamente, que emergem da fibra Fu. Os valores medidos para as amplitudes e durações dos pulsos 20 e 21 são respectivamente  $101 \pm 7$  e  $38 \pm 3$  mV;  $0,55 \pm 0,06$  e  $1,0 \pm 0,3$  ns. A separação temporal medida para estes pulsos é de 1,3 ns, o que corresponde ao tempo de atraso de excitação.

A partir dos resultados acima construímos um gráfico teórico (Fig. 24) que representa a resposta do sistema de detecção devido a superposição dos pulsos de saída do sistema de duas fibras acopladas. Na Fig. 24 a linha tracejada representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{01}$  da fibra Fj excitado pelo modo  $LP_{01}$  da Fu e, a linha traço-dois pontos representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{11}$  da fibra Fj excitado pelo modo  $LP_{01}$  da Fu; estes pulsos teóricos foram obtidos a partir dos pulsos 18 e 19 da Fig. 23 (a). A linha traço-ponto representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{01}$  da Fj excitado pelo modo  $LP_{11}$  da Fu e, foi obtido a partir do pulso 21 da Fig. 23 (b). A linha traço-três pontos representa um pulso gaussiano devido ao modo  $LP_{11}$  da Fj excitado pelo modo  $LP_{11}$  da Fu e, foi obtido a partir do pulso 17 da Fig. 22. Finalmente, a linha contínua representa a resposta do sistema devido a superposição destes pulsos e, foi obtida simplesmente somando as contribuições de cada um dos pulsos. Como era de se esperar, tanto as durações bem como as separações entre os picos dos pulsos, resultantes da super

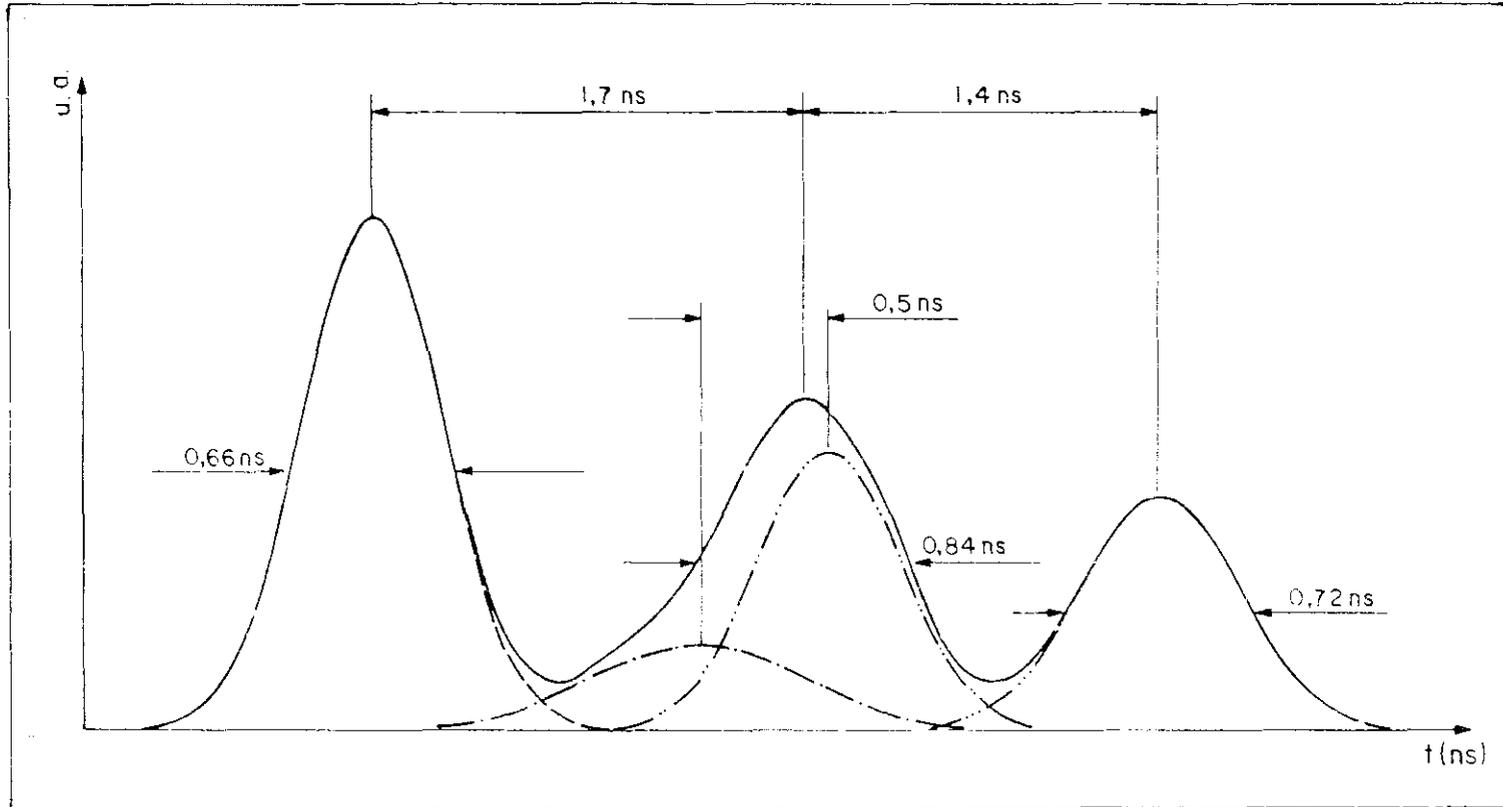


Fig. 24 - Resposta do sistema de detecção, teórica, devido a superposição dos pulsos de saída do sistema das fibras  $F_u$  e  $F_j$  acopladas.

posição de cada um dos pulsos, da Fig. 24, também neste caso, possuem ótima concordância com as encontradas experimentalmente através da Fig.22.

Observe que os valores das amplitudes para esta situação, isto é, depois de inverter as posições das fibras, são maiores do que os da situação anterior. Isto deve-se ao fato de estarmos fornecendo uma tensão maior para excitarmos o laser. Além disso, cortamos as extremidades das fibras, antes de realizar esta experiência, com a finalidade de retirarmos as microcurvaturas que permanecem na fibra, mesmo após retirarmos o MM, uma vez que estas, contribuem para a atenuação dos modos.

#### V - CONCLUSÕES

Estudamos a propagação dos modos  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  e  $LP_{21}$  em duas fibras monomodo distintas, operando num comprimento de onda levemente menor comparado ao seu comprimento de onda de corte. A seguir sintetizamos as conclusões mais importantes que podem ser extraídas deste capítulo:

1) Existe boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais e, também com os obtidos em outros laboratórios.

2) O valor da abertura numérica da fibra deve ser determinada para o ângulo onde a distribuição de potência no campo afastado torna-se menor que 0,1% do seu valor máximo, para que haja concordância entre os valores teóricos e experimentais da separação temporal entre os modos.

3) Em vista da conclusão acima, podemos concluir que as medidas da separação temporal entre os modos podem ser usa-

das para se determinar o valor de  $\Delta n$  com boa precisão.

4) A maior contribuição para a dispersão do pulso provém da resposta do sistema.

5) O uso do MM em cada extremidade de entrada das fibras permite-nos obter, caso as fibras não provoquem a conversão de modos, uma propagação de pulso análogo ao caso em que operamos em um comprimento de onda maior que o de seu corte.

6) Operando em determinado valor de  $V$  ou  $\lambda$ , onde a separação dos modos torna-se nula, obteríamos também uma propagação do pulso análogo ao da conclusão 6.

7) Em vista das duas últimas conclusões, pode-se projetar uma fibra que possua um diâmetro do núcleo maior do que a de uma fibra que suporta apenas o modo  $LP_{01}$  para  $V < 2,405$  e não ter os efeitos da dispersão intermodal presentes. Este fato resulta numa considerável vantagem para se conseguir tornar menos crítico o problema de emendas das fibras monomodo.

## VI - RECOMENDAÇÕES PARA A CONTINUAÇÃO DESTA TRABALHO

1) Usar um laser de semicondutor de InGaAsP cujo comprimento de onda da radiação é de  $1,3 \mu m$  e repetir os experimentos para estudar a propagação de pulsos na região de operação monomodo das fibras.

2) Usar a linha verde ( $\lambda = 0,58 \mu m$ ) do laser de argônio para observar as separações temporais dos modos de mais alta ordem ( $LP_{21}$ ,  $LP_{02}$ ,  $LP_{31}$ ,  $LP_{12}$  e  $LP_{41}$ ) que a fibra passa a suportar neste comprimento de onda. Para tal deve-se repetir os experimentos apresentados nesta tese modificando-se somente o sistema de detecção. Sugerimos o uso do osciloscópio da Tektronix ,

modelo 7904 com S4 - cabeça de amostragem, e os detetores ultra rápidos da Ópto-Electronics, modelos PD15 e PD25.

3) Fazer as experiências usando um laser de fibra óptica (efeito Raman) bombeada por um laser de Nd : YAG juntamente com um monocromador para variar o comprimento de onda desde 0,6 até 1,3  $\mu\text{m}$  para determinar o valor de V onde a separação temporal entre os modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$  anula-se. Usar sistema de detecção análogo ao ítem 2.

4) Estudar a eficiência de excitação dos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ , no acoplamento das duas fibras, a partir da distribuição de potência no campo afastado dos mesmos quando estes emergem pela extremidade da fibra que está acoplada ao laser. Para tal sugerimos fazer uma medida das amplitudes de cada um dos pulsos, correspondentes a cada um dos modos, e assegurando que esta não se alteram fazer o acoplamento das fibras. Estudar as variações da amplitude e da separação dos picos dos pulsos, quando variar a posição entre os eixos das fibras. Mudar a condição de lançamento do laser e repetir as medidas anteriores.

5) Usar as técnicas interferométricas para medir a diferença relativa de índice refração e o raio da fibra, comprovando estes com os resultados dos fabricantes, e os obtidos neste trabalho, uma vez que uma melhora nestes valores poderá fazer com que haja maior concordância entre os resultados teóricos e experimentais, da separação temporal entre os pulsos devido aos modos  $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ .

## CAPÍTULO II

PROPAGAÇÃO DE PULSOS EM FIBRAS ÓPTICAS  
MULTIMODO DE ÍNDICE GRADUAL

## I - INTRODUÇÃO

As fibras de índice gradual têm assumido uma importância considerável nos estudos de projetos de sistemas de comunicações ópticas, pois elas possuem atenuação muito baixa ( $< 1$  dB/km) e, apesar de permitirem a propagação de vários modos em uma fibra de núcleo relativamente grande ( $\sim 50 \mu\text{m}$ ), podem ter baixa dispersão intermodal. Fibras multimodo com perfil de índice degrau possuem alta dispersão intermodal<sup>(24)</sup> (50 ns/km para cada por cento de diferença relativa de índice de refração entre o núcleo e a casca) e assim a sua largura de banda é limitada a uns poucos megahertz por quilometro. Apesar disso, como elas possuem um diâmetro do núcleo de aproximadamente  $50 \mu\text{m}$  permitem :

(i) acoplamento de potência a partir de um diodo de emissão de luz (LED) e (ii) fazer emendas relativamente fáceis com baixas perdas. Em fibras monomodo, a dispersão intermodal é eliminada sendo que a dispersão material é que limita a largura de banda destas fibras. Desde que esta dispersão é razoavelmente pequena e tende a zero na região de  $1,3$  a  $1,6 \mu\text{m}$ , dependendo da geometria e dos índices do núcleo da casca, é possível atingir uma largura de banda de muitas dezenas de gigahertz sobre dezenas de quilometros. Contudo, desde que o seu diâmetro do núcleo é razoavelmente pequeno (de  $5$  a  $10 \mu\text{m}$ ) a realização de emendas com baixa perda é um problema razoavelmente difícil, e lasers semicondu-

tores têm que ser usados para se lançar luz nesta fibra. A fibra multimodo de índice gradual possui as vantagens das duas fibras discutidas acima, a saber, diâmetro do núcleo de  $\sim 50 \mu\text{m}$  e dispersão intermodal muito pequena possuindo assim uma largura de banda consideravelmente grande, especialmente quando operada na região de dispersão material nula, mesmo quando usamos um LED.

A razão pela qual uma fibra multimodo de índice gradual (FMIG) possui uma baixa dispersão intermodal é devida à quase equalização do tempo de propagação dos modos. Isto pode ser compreendido facilmente se considerarmos o modelo de propagação de raios para os modos da fibra. Desde que a distribuição de índice de refração é gradual, com um índice de refração máximo sobre o eixo, o qual decresce suavemente quando afastamos uma distância  $r$  do centro, o meio comporta-se como uma série de lentes. Desta forma os raios meridionais<sup>(25)</sup> seguem trajetórias quase senoidais de diferentes comprimentos, mas a velocidade de grupo local é inversamente proporcional ao índice, portanto longos caminhos são compensados por altas velocidades.

Como já mencionamos acima, em uma FMIG, o índice de refração decresce radialmente a partir de um valor  $n_1$ , sobre o eixo do núcleo, até atingir a interface núcleo e casca, podendo ser escrito na seguinte forma<sup>(26)-(27)</sup>

$$n(r) = n_1 \left[ 1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha \right]^{1/2} ; \quad r < a \quad (1)$$

$$n(r) = n_1 \left[ 1 - 2\Delta \right]^{1/2} = n_2 ; \quad r \geq a \quad (2)$$

onde  $a$  é o raio do núcleo,  $n_2$  é o índice de refração da casca o qual é constante para  $r > a$ ,  $r$  é a distância a partir do eixo da fibra,  $\alpha$  é o expoente da lei de potência que caracteriza o

o perfil de índice de refração ( $\alpha = \infty \rightarrow$  perfil degrau,  $\alpha = 2 \rightarrow$  perfil parabólico) e  $\Delta$  é a diferença relativa de índice de refração entre o centro do núcleo e a casca, isto é,  $\Delta \approx (n_1 - n_2)/n_1$ . O perfil ótimo,  $\alpha_{ot.}$ , para um particular comprimento de onda, é aquele para o qual a variação da velocidade de grupo a partir de um raio até outro é tal que compense a variação do comprimento do caminho correspondente a cada um. Quando  $\alpha > \alpha_{ot.}$ , o perfil é denominado de subcompensado<sup>(26)</sup>, isto é, raios fora do eixo chegam depois do que aqueles que percorrem o menor caminho sobre o eixo. Por outro lado, com  $\alpha < \alpha_{ot.}$  o perfil é supercompensado<sup>(26)</sup>, isto é, os raios axiais chegam depois porque o gradiente do índice de refração decresce muito rapidamente até a interface núcleo/casca, de maneira que os caminhos de propagação maiores, dos raios mais distantes do eixo, são supercompensados pelas suas velocidades rápidas. Assim a forma do pulso de saída em cada caso será diferente, quando a fibra é excitada com um pulso de curta duração. Com  $\alpha > \alpha_{ot.}$ , o lado crescente terá menor duração e o decrescente, maior duração; e vice-versa para  $\alpha < \alpha_{ot.}$ . Isto será observado somente em fibras que possuem um efeito de mistura de modos muito pequeno, nas quais cada raio mantém o seu tempo de propagação. A presença de forte mistura de modos conduzirá a um tempo de propagação médio.

Em uma fibra óptica multimodo, as características de propagação de pulsos ópticos dependem da (i) dispersão intermodal<sup>(28)</sup>; (ii) dispersão do comprimento de onda<sup>(29)-(30)</sup>, a qual consiste da dispersão material e do guia da onda; (iii) atenuação diferencial dos modos<sup>(31)</sup>; (iv) conversão de modos<sup>(32)</sup>; e da distribuição de intensidade na extremidade de entrada<sup>(33)</sup>. As dependências de (i) a (iv) são determinadas durante a confecção da fibra, enquanto que a distribuição de intensidade na extremi-

dade de entrada pode ser alterada pelas condições de lançamento. Este último altera as características de propagação<sup>(34)</sup>. Temos como objetivo, neste capítulo, estudar estas alterações, causadas pelas condições de lançamento, devido à (i) excitação seletiva dos modos e (ii) à excitação de todos os modos no estado estacionário. Na seção II descrevemos as características das fibras utilizadas. Na seção III apresentamos os resultados experimentais e as discussões obtidas para cada uma das fibras, devido às condições de excitações acima citadas. Já na seção IV fazemos uma síntese das conclusões obtidas na seção anterior. Finalmente, na seção V fazemos uma série de recomendações que poderão dar continuidade a este trabalho.

## II CARACTERÍSTICAS DAS FIBRAS UTILIZADAS

Na Tabela I apresentamos as características das duas fibras utilizadas nas nossas experiências, fornecidas pelo fabricante das mesmas.

Fibra	Fu 1	Fu 2
Fabricante	Furukawa Electric Co. LTD	Furukawa Electric Co. LTD
Diâmetro do núcleo ( $\mu\text{m}$ )	49	49
Diâmetro da casca ( $\mu\text{m}$ )	126	126
Atenuação (dB/km)	2,4 para 0,85 $\mu\text{m}$	2,5 para 0,85 $\mu\text{m}$
	0,6 para 1,30 $\mu\text{m}$	0,6 para 1,30 $\mu\text{m}$
Largura de Banda (MHz.km)	873 para 0,85 $\mu\text{m}$	485 para 0,85 $\mu\text{m}$
	961 para 1,30 $\mu\text{m}$	1694 para 1,30 $\mu\text{m}$
Abertura Numérica	0,20	0,21
Comprimento (km)	1,0	1,0

Tabela I - Características das fibras usadas nas experiências

### III - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

Como já foi mencionado, na seção IV do capítulo I, as características de propagação de pulsos ópticos através de uma fibra óptica são frequentemente obtidas através das técnicas de medidas no domínio temporal<sup>(14)</sup> ou no domínio de frequência<sup>(14)</sup>. Este último é mais preciso<sup>(35)</sup> que o anterior, mas, em compensação, os aparelhos necessários para realizar tais medidas, no domínio de frequência, são mais complexos e dispendiosos. Em vista deste fato e, também, como já tínhamos ao nosso dispor o sistema de medidas no domínio temporal em funcionamento, optamos por esta técnica de medidas.

Além disso, medimos a distribuição de potência no campo afastado, nas saídas das fibras, com a finalidade de verificarmos as condições de excitação dos modos e, confirmarmos também os desvios das características de propagação devido à alteração nas condições de lançamento. A distribuição angular de potência foi obtida colocando-se a extremidade de saída da fibra sobre um goniômetro e medindo a potência média através de uma fenda colocada sobre um detetor (quando alteramos o ângulo entre o eixo da fibra e a fenda), o qual foi fixado a uma distância de aproximadamente 3 cm da extremidade de saída da fibra.

#### III.1 - ARRANJO EXPERIMENTAL

O arranjo experimental usado foi o mesmo utilizado para estudar a propagação de pulsos nas fibras monomodo do capítulo I, exceto por algumas modificações que mostramos a seguir. O amplificador usado na saída do detetor foi o modelo DC3002 MIC.A, fabricado pela B & H Electronics Co., nos EUA, o qual possui

tempos de respostas de subida e descida menores que 130 ps, em vez do amplificador da HP, modelo 8447 D. Para conseguirmos uma excitação seletiva dos modos, o lançamento da luz do laser dentro da fibra foi feito através de uma objetiva de microscópio (X 10), cuja abertura numérica é de 0,25; este sistema de lançamento será referido no restante deste capítulo como sistema óptico de lentes (SOL). A excitação de todos os modos, no estado estacionário, foi atingida lançando-se primeiramente a luz do laser dentro de 2 m de uma fibra multimodo de índice degrau, 15FT 150, fabricada pela Pilkington P.E. Limited cujo diâmetro do núcleo é de 105  $\mu\text{m}$ , e o da casca é de 150  $\mu\text{m}$  e sua abertura numérica é de 0,25, na qual colocamos um misturador de modos na sua extremidade de entrada, a fim de obter as mesmas condições de excitação para todos os modos desta fibra<sup>(36)</sup>; esta fibra também será referida no restante do capítulo como fibra lançante (FL). A seguir acoplamos a sua extremidade de saída com a de entrada das fibras sobre teste, isto é, fibras Fu 1 e Fu 2.

As durações dos pulsos de entrada e saída das fibras foram medidas à meia altura da amplitude máxima (FWHM) e, a partir destas, determinamos através da eq. (26) do capítulo I a dispersão total da fibra assumindo que os pulsos possuem perfis gaussianos. O perfil do pulso de entrada foi obtido injetando-se a luz do laser em uma fibra multimodo curta (~1 m).

Para as medidas da distribuição angular de potência na saída das fibras usamos um laser semiconductor de operação contínua (CW) fabricado pelo Laser Diode Labs., no U.S.A., tipo LCW10, cujo comprimento de onda da radiação eletromagnética é de 864,4 nm e sua corrente limiar é de 78 mA. O medidor de potência utilizado foi um Opto-Meter tipo 40X fabricado pela United Detector Technology Inc. O sensor usado com este apare-

lho é um fotodiodo PIN de silício cujo diâmetro é de 1 cm.

### III.2 - PRECAUÇÕES

Todas as precauções tomadas na subseção IV.2 do capítulo I foram observadas durante a realização das experiências com as fibras multimodo Fu 1 e Fu 2.

### III.3 - RESULTADOS E DISCUSSÕES PARA A FIBRA Fu 1

Estudamos, primeiramente, as características de propagação de pulsos ópticos com duração de subnanossegundos, excitando seletivamente os modos da fibra Fu 1. Isto foi conseguido devido ao pequeno "spot-size" no plano focal (calculado em  $\sim 1 \mu\text{m}$ ) da objetiva microscópica (X10) utilizada para acoplár a luz do laser dentro da fibra, comparado ao diâmetro da fibra Fu 1 ( $49 \mu\text{m}$ ). Desta forma conseguimos, seletivamente, mais energia em alguns modos do que em outros, através de um deslocamento radial da posição focal de luz.

O perfil do pulso de entrada está mostrado na Fig.1. Através desta, vemos que a duração do pulso onde o valor da amplitude cai à metade do seu valor máximo (FWHM) é de  $0,38 \pm 0,03 \text{ ns}$ , sendo que este desvio relativo ( $\pm 0,03 \text{ ns}$ ) é devido à incerteza no valor da amplitude máxima, e também, à incerteza causada pela espessura do traçado do perfil do pulso.

A Fig. 2 nos mostra os perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 1 devidos ao deslocamento radial da posição do eixo da fibra em relação à posição focal de luz da objetiva. O pulso 1 corresponde à posição em que temos o eixo da fibra sobre a posi-

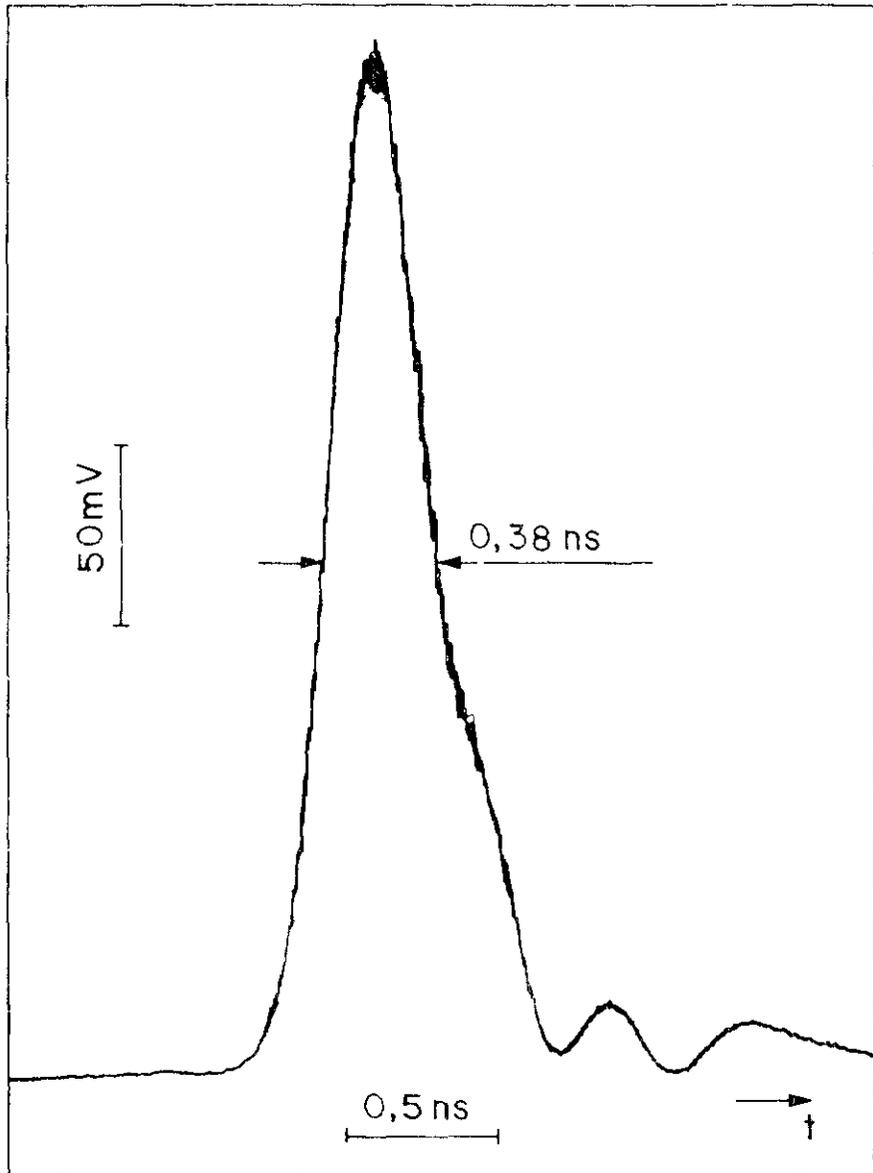


Fig. 1 - Perfil do pulso de entrada para a fibra Fu 1 usando o SOL.

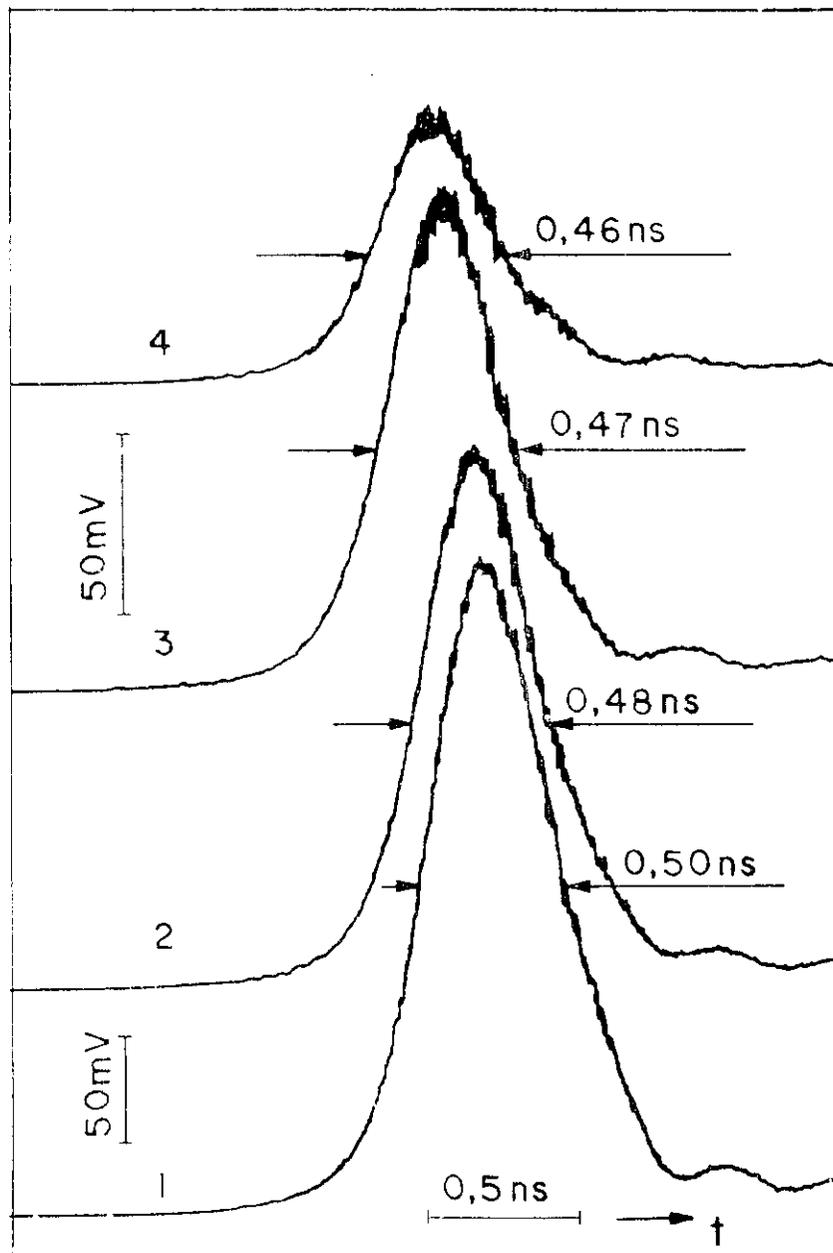


Fig. 2 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 1 devido aos deslocamentos radiais do seu eixo em relação ao "spot-size" do SOL.

ção focal do SOL, isto é, quando o sistema está otimizado. Podemos ter certeza que esta posição corresponde à de um sistema otimizado porque, neste caso, conseguimos obter um pulso com a máxima amplitude possível e, além disso, a sua duração à FWHM é a maior possível também. Esta última, pode ser explicada quando considerarmos a abertura numérica local (ANL) da fibra e a abertura numérica (AN) do SOL, que explicaremos com maior detalhe mais adiante. Os pulsos 2 até 4 correspondem aos pulsos devido aos deslocamentos radiais, do eixo da fibra em relação com a posição ótima (pulso 1), aproximadamente 5, 10 e 15  $\mu\text{m}$ . As correspondentes durações (à FWHM) dos pulsos 1, 2, 3 e 4 são respectivamente  $0,50 \pm 0,03$ ;  $0,48 \pm 0,04$ ;  $0,47 \pm 0,04$  e  $0,46 \pm 0,06$  ns. Os desvios relativos destas medidas foram obtidos de um modo análogo ao citado acima. Assumindo que as formas dos pulsos são gaussianas, e usando a eq. (26) do capítulo I, encontramos que a dispersão total para os pulsos 1 até 4 é respectivamente 0,32; 0,29; 0,28 e 0,26 ns/km. Vemos assim, que existe uma diminuição da dispersão total para esta fibra, quando excitamos, seletivamente, os modos de ordem mais alta. Este fato pode ser explicado quando consideramos a abertura numérica local da fibra, a qual definimos como sendo  $ANL = [n(r)^2 - n_2^2]^{1/2}$  para  $r \leq a$ , bem como a AN do SOL. Para o pulso 1, como a posição focal da luz está sobre o eixo da fibra, a ANL coincide com AN da fibra<sup>(37)</sup>, isto é,  $AN = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ . Pelo fato que o SOL usado possui uma AN = 0,25, para a fibra AN = 0,20 e, fazendo uma correspondência entre os raios de luz aceitos e os modos suportados pela fibra, obtemos neste caso uma excitação de todos os modos suportados pela fibra. Contudo, neste caso acoplamos mais energia nos modos de baixa ordem, devido ao "spot-size" do SOL, na extremidade de entrada da fibra, incidir sobre o seu eixo. Já para o pulso 2, te

mos um deslocamento radial do eixo da fibra de  $\sim 5 \mu\text{m}$  em relação à posição focal, deste modo a ANL é menor do que a da situação anterior. Assim sendo, excitamos um número menor de modos e, conseqüentemente, a duração do pulso (à FWHM) diminuirá. Portanto, tanto a dispersão total como a dispersão intermodal diminuirá. O mesmo raciocínio permanece válido para os pulsos 3 e 4. Observamos também, através da Fig. 2, uma diminuição na amplitude dos pulsos 1 até 4. Esta diminuição é devida à atenuação diferencial dos modos<sup>(31)</sup>, isto é, os modos de ordem mais alta possuem maior penetração do campo na casca do que os outros de ordem mais baixa, sendo assim mais sensíveis à alta perda na casca. A partir das observações acima, podemos concluir que o perfil do índice de refração decresce suavemente nas regiões onde lançamos a luz (pulso 1 até 4), pois o perfil de índice possui um forte efeito<sup>(38)</sup> sobre a dispersão intermodal. Variações neste perfil provocam um aumento na duração do pulso e, conseqüentemente, um aumento na dispersão intermodal. Nos casos em que tais variações são muito acentuadas obtemos uma separação<sup>(38)</sup> entre os pulsos correspondentes aos grupos de modos que se propagam na região onde ocorre tais variações e os que não, que pode ser resolvida temporalmente pelo sistema de detecção. Na Fig. 3, mostramos um exemplo típico desta situação, isto é, o perfil dos pulsos de saída de uma fibra cujo perfil do índice de refração não decresce suavemente a partir do seu valor máximo  $n_1$ , sobre o seu eixo, até o seu valor mínimo  $n_2$  da casca. A fibra é uma FMIG fabricada pela Fujikura Cable Co., Japão, cujos diâmetros do núcleo e da casca são respectivamente de 50 e 125  $\mu\text{m}$ ; diferença relativa de índice de refração 1,0%; atenuação para  $\lambda = 1,30 \mu\text{m}$  de 0,55 dB/km; largura de banda para  $\lambda = 1,30 \mu\text{m}$  de 900 MHz.km; e tem 1050 m de comprimento. Na Fig. 3, o pulso 1 corresponde à

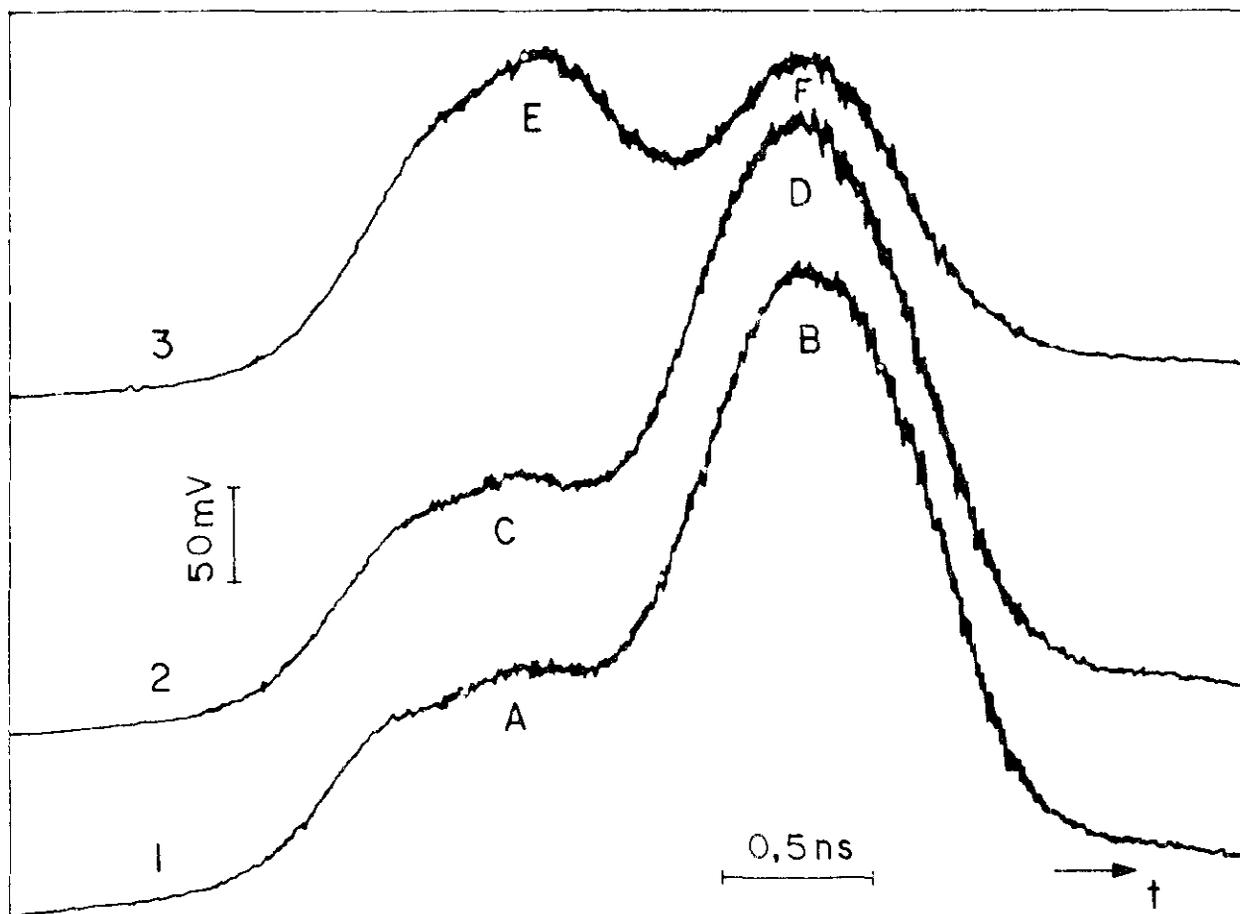


Fig. 3 - Perfis dos pulsos de saída de uma fibra multimodo de índice gradual, que não possui um perfil de índice descrito por uma única função, devido aos deslocamentos do seu eixo em relação ao "spot-size" do SOL.

posição ótima e podemos ver que este é formado por dois pulsos A e B, correspondentes aos grupos de modos que atravessam as regiões onde o perfil de índice sofre variações acentuadas. O pulso A corresponde ao grupo de modos de ordem mais alta, uma vez que este atinge a extremidade de saída da fibra com uma amplitude menor, pois estamos excitando seletivamente os modos de ordem mais baixa, pulso B ("spot-size" do SOL sobre o eixo da fibra). O pulso 2 corresponde a um deslocamento radial do eixo da fibra de aproximadamente  $5 \mu\text{m}$  em relação ao "spot-size". Também neste caso, vemos ainda que o pulso D, devido ao grupo de modos de baixa ordem, continua sendo excitado preferencialmente. O pulso 3 corresponde a um deslocamento radial do eixo da fibra de aproximadamente  $10 \mu\text{m}$  em relação ao "spot-size". Nesta situação temos que o pulso E, devido ao grupo de modos de alta ordem, é que é excitado preferencialmente. Contudo, a sua amplitude é aproximadamente igual à do pulso F; este fato ocorre devido à atenuação diferencial de modos<sup>(31)</sup>. Vemos também, que esta fibra, para o comprimento de onda de operação do nosso laser (904 nm), possui um perfil  $\alpha < \alpha_{\text{ot.}}$ , sendo assim um exemplo típico de uma fibra com perfil supercompensado.

A seguir, estudamos as características de propagação de pulsos através da fibra Fu 1, excitando os seus modos com uma distribuição de potência uniforme, a fim de que a distribuição de potência dos modos na entrada seja excitada como a distribuição do estado estacionário. Diferentes condições de lançamento podem resultar em valores significativamente diferentes das perdas das fibras por causa da dependência das perdas com os modos que se propagam através dela. Especialmente, os modos mais altos sofrem maiores perdas, pois as suas frequências de corte estão próximas da frequência normalizada  $V$  de operação, de maneira

que eles são perdidos através da casca, devido a imperfeições na interface núcleo/casca tais como variações geométricas da seção transversal da fibra, bem como microcurvatura e macrocurvatura do eixo das fibras. Os modos mais baixos, também, podem sofrer uma atenuação seletiva<sup>(40)</sup> se as perdas do material são altas próximo do eixo, as quais podem ser causadas pela adição de dopantes em fibras de índice gradual, ou se existe imperfeições na fibra próximo ao seu eixo tal como um "dip" pronunciado o qual pode transferir a energia dos modos mais baixos para os modos de radiação. Como consequência disto, a distribuição de modos altera-se ao longo da fibra até que um equilíbrio dinâmico, ou uma distribuição de estado estacionário, estabeleça-se por si só, depois de um comprimento de acoplamento  $L_c$ <sup>(41)</sup>, como um resultado das perdas seletivas dos vários modos e uma realimentação de sua potência através do acoplamento de modos a partir de outros. Masahiro Ikeda et al<sup>(39)</sup> mostraram que se a distribuição de potência de entrada dos modos fosse excitada como a distribuição do estado estacionário, os desvios das características de propagação seriam evitados. Desta forma, tentamos obter a condição de estado estacionário excitando os modos da fibra Fu 1 a partir da distribuição uniforme de potência no campo próximo da FL na qual introduzimos um MM na sua extremidade de entrada<sup>(36)</sup>.

O perfil do pulso de entrada é o mesmo que o do caso anterior, isto é, para a situação de excitação seletiva. A Fig.4 nos mostra os perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 1 devidos ao deslocamento radial da posição do eixo da fibra Fu 1 em relação ao da FL. O pulso 1 corresponde à posição em que temos os dois eixos alinhados (colineares). Os pulsos 2 até 5 correspondem aos pulsos devidos aos deslocamentos radiais entre os eixos das fibras de 4, 8, 12 e 16  $\mu\text{m}$ , respectivamente. As durações dos pul

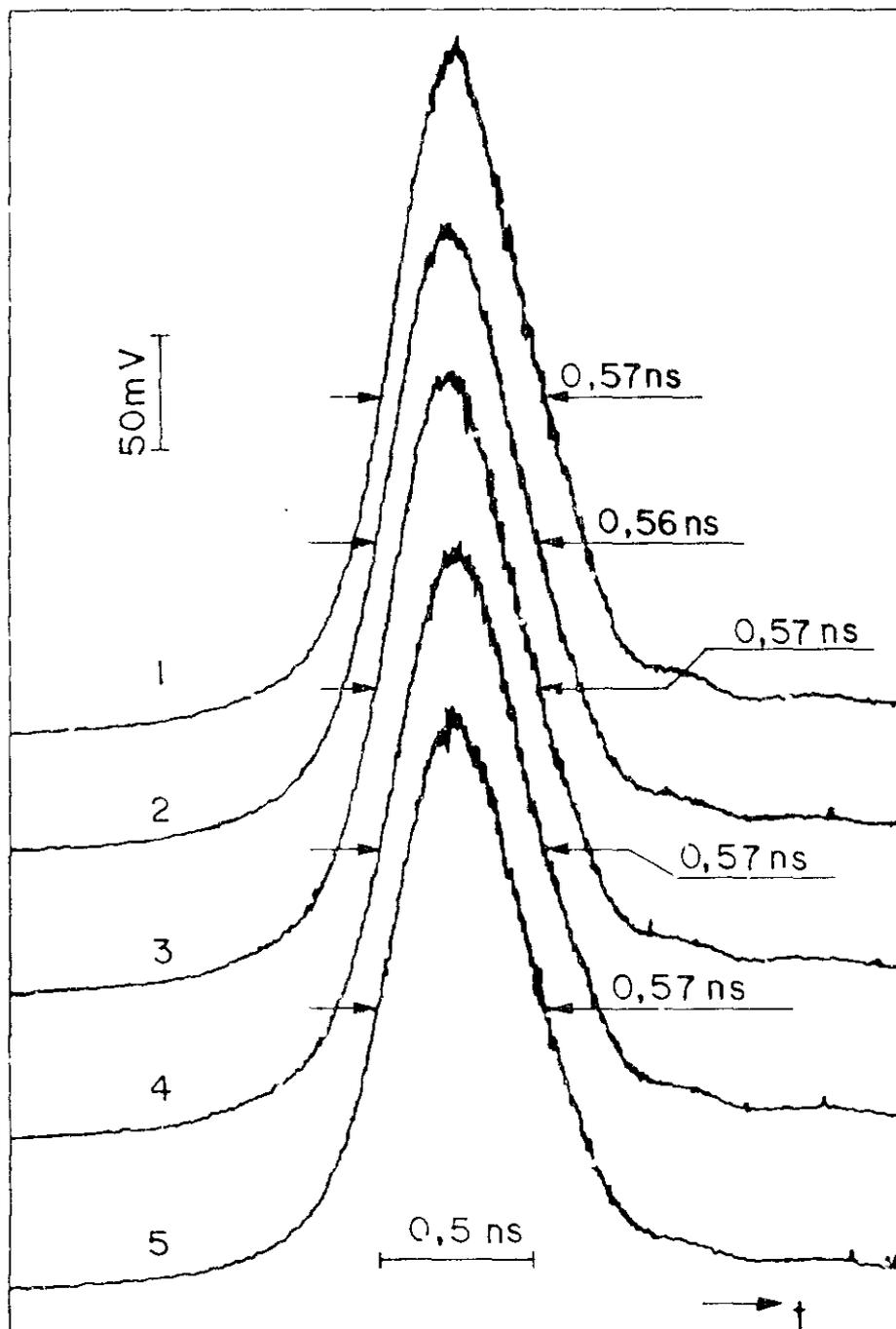


Fig. 4 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 1 devido aos deslocamentos radiais do seu eixo em relação ao eixo da FL.

sos 1 até 5 (à FWHM) são respectivamente  $0,57 \pm 0,03$ ;  $0,56 \pm 0,03$ ;  $0,57 \pm 0,04$ ;  $0,57 \pm 0,04$  e  $0,57 \pm 0,05$  ns. Assumindo que as formas dos pulsos são gaussianas e, usando a eq. (26) do capítulo I, encontramos que a dispersão total de todos os pulsos é de aproximadamente  $0,42$  ns/km. Vemos desta maneira, que as durações dos pulsos e, conseqüentemente, as dispersões totais não se alteram quando mudamos as posições relativas dos eixos das fibras. Este resultado nos indica que a condição de excitação dos modos não se altera com o deslocamento, pois a FL usada para excitar os modos da Fu1, possui um diâmetro do núcleo aproximadamente duas vezes maior que o da Fu1 e também uma abertura numérica maior. Além disso, os modos que emergem da extremidade de saída da primeira aproximam-se do estado estacionário e a distribuição de potência no campo próximo desta fibra é uniforme. Assim sendo, uma variação radial de até, aproximadamente,  $20 \mu\text{m}$  entre as posições relativas dos eixos das duas fibras não altera as larguras e nem os perfis dos pulsos de saída da fibra Fu1. Este resultado possui boa concordância com os resultados obtidos por outros pesquisadores<sup>(36)</sup> e<sup>(39)</sup>. Além deste fato, uma comparação direta entre os valores da dispersão total neste caso e a do anterior (excitação seletiva), nos mostra que o primeiro possui uma dispersão total maior. Este fato é esperado, pois neste caso, excitamos todos os modos da fibra sob as mesmas condições e, portanto, a menos da atenuação diferencial dos modos<sup>(31)</sup>, todos os modos irão contribuir para a dispersão intermodal da fibra, pois é difícil de confeccionar fibras com perfis de índices capazes de equalizar rigorosamente a velocidade de grupo de todos os modos em uma fibra multimodo de simetria circular. Além disso, observamos também, através da Fig. 4, que as amplitudes dos pulsos 1 até 5 não se alteram quando mudamos a posição da FL.

Finalmente, com o objetivo de verificarmos: (i) se realmente conseguimos uma excitação seletiva dos modos quando usamos o SOL e uma excitação uniforme de todos os modos quando usamos a FL e, (ii) a razão pela qual a dispersão total nesta última é maior do que na primeira; medimos a distribuição angular de potência na saída da Fu 1 para as duas maneiras de lançamento. Estas medidas foram obtidas para as situações em que tínhamos o eixo da Fu 1 sobre o "spot-size" do SOL no primeiro caso e, alinhado com o eixo da FL no segundo. A Fig. 5 nos mostra os resultados obtidos. A linha contínua nos mostra a distribuição angular de potência quando usamos o SOL e a traço-ponto quando usamos a FL. A partir desta figura vemos que para um determinado ângulo menor que  $7^\circ$ , a energia acoplada dentro do modo excitado pelo SOL é menor que o excitado na FL. Desde que para a excitação com a FL obtemos maior energia acoplada dentro dos modos que viajam com ângulos menores que  $7^\circ$  em relação ao eixo da Fu 1, do que quando usamos o SOL, isto resultará numa maior duração à FWHM do pulso de saída da Fu 1, para o primeiro caso e, conseqüentemente, uma dispersão maior. Além disso, vemos ainda, através da Fig. 5, que quando usamos a FL a potência decresce mais suavemente do que para o SOL, de maneira que para a FL temos uma excitação uniforme de todos os modos, e para o SOL uma excitação seletiva.

#### III.4 - RESULTADOS E DISCUSSÕES PARA A FIBRA Fu 2

De modo análogo à subseção anterior, primeiramente, estudamos as características de propagação de pulsos ópticos com duração de subnanosegundo, excitando seletivamente os modos

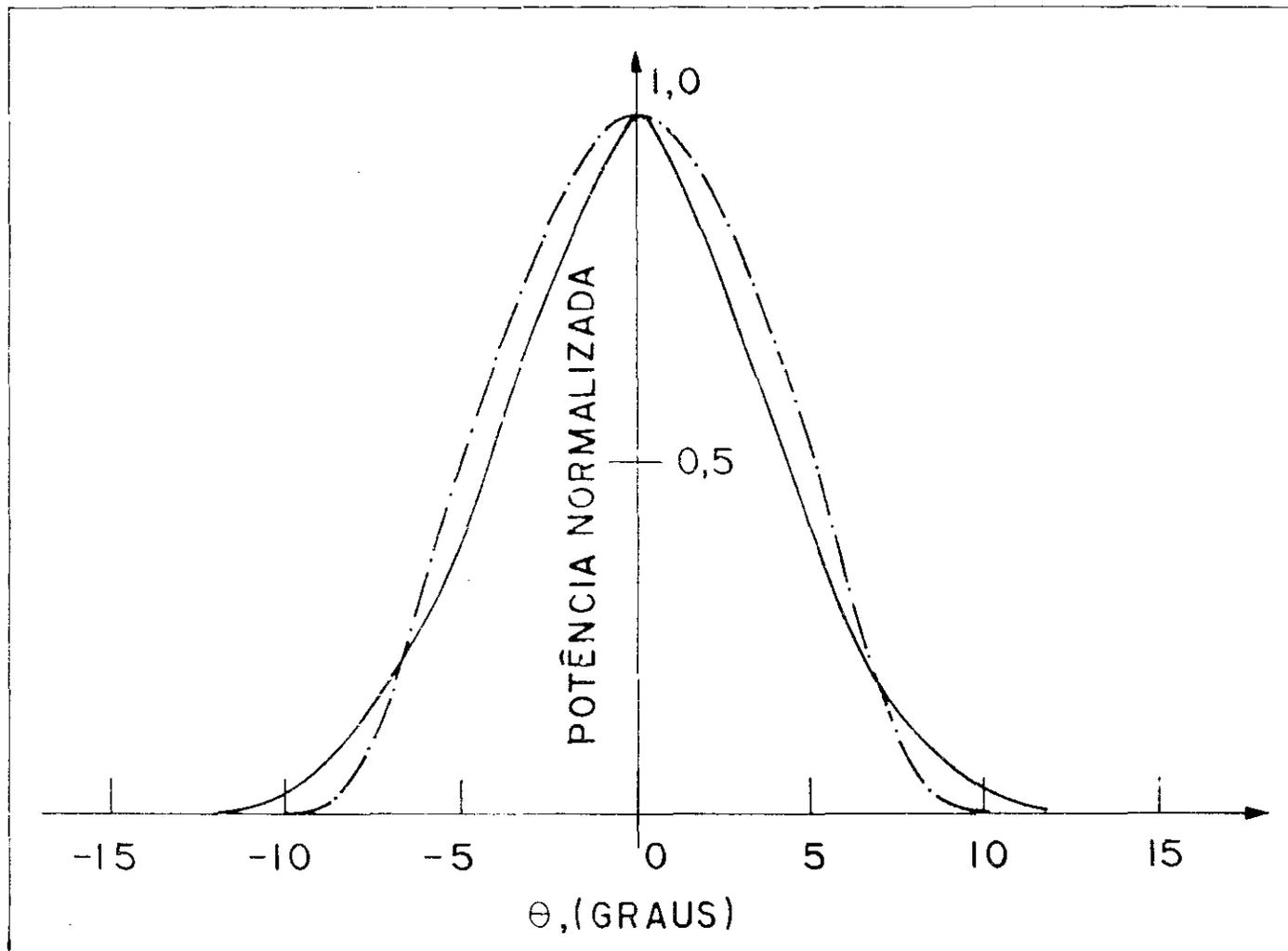


Fig. 5 - Distribuição angular de potência para a fibra Fu 1.

Linha contínua usando o SOL; linha traço-ponto  
usando a FL.

da fibra Fu 2. O perfil do pulso de entrada está mostrado na Fig. 6, sendo que sua duração (à FWHM) é de  $0,43 \pm 0,03$  ns.

Os perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2, para esta situação, estão mostrados na Fig. 7. O pulso 1 corresponde à posição em que o "spot-size" do SOL está sobre o eixo da Fu 2, e os pulsos 2, 3 e 4 correspondem aos pulsos devido aos deslocamentos radicais do eixo da Fu 2 em relação ao "spot-size" do SOL de aproximadamente 5, 10 e 15  $\mu\text{m}$ . As correspondentes durações (à FWHM) dos pulsos 1, 2, 3 e 4 são respectivamente  $0,74 \pm 0,05$ ;  $0,73 \pm 0,05$ ;  $0,70 \pm 0,04$  e  $0,75 \pm 0,06$  ns. Encontramos, assumindo que as formas dos pulsos são gaussianas e usando a eq. (26) do capítulo I, que a dispersão total para estes pulsos é respectivamente 0,60; 0,59; 0,55 e 0,61 ns/km. Vemos assim que para os pulsos 1, 2 e 3 existe uma diminuição da dispersão total para esta fibra quando alteramos as condições de lançamento. Este fato pode ser explicado de modo análogo ao da subseção anterior. Já para o pulso 4, notamos um aumento na dispersão total, e este pode ser explicado considerando que o perfil de índice<sup>(38)</sup> sofre uma variação acentuada próximo à 15  $\mu\text{m}$  do eixo da fibra. Além disso, observamos também que ocorre uma sensível mudança nos perfis dos pulsos sendo esta é devido ao perfil do índice de refração da Fu 2 não ser descrito por uma única função<sup>(38)</sup>. Ainda através desta figura, observamos que as amplitudes dos pulsos 1 até 4 diminuem, e como já vimos na seção anterior, este fato é devido à atenuação diferencial dos modos<sup>(31)</sup>.

A seguir, estudamos as características de propagação de pulsos através da fibra Fu 2, excitando todos os seus modos com uma distribuição uniforme, a partir da distribuição

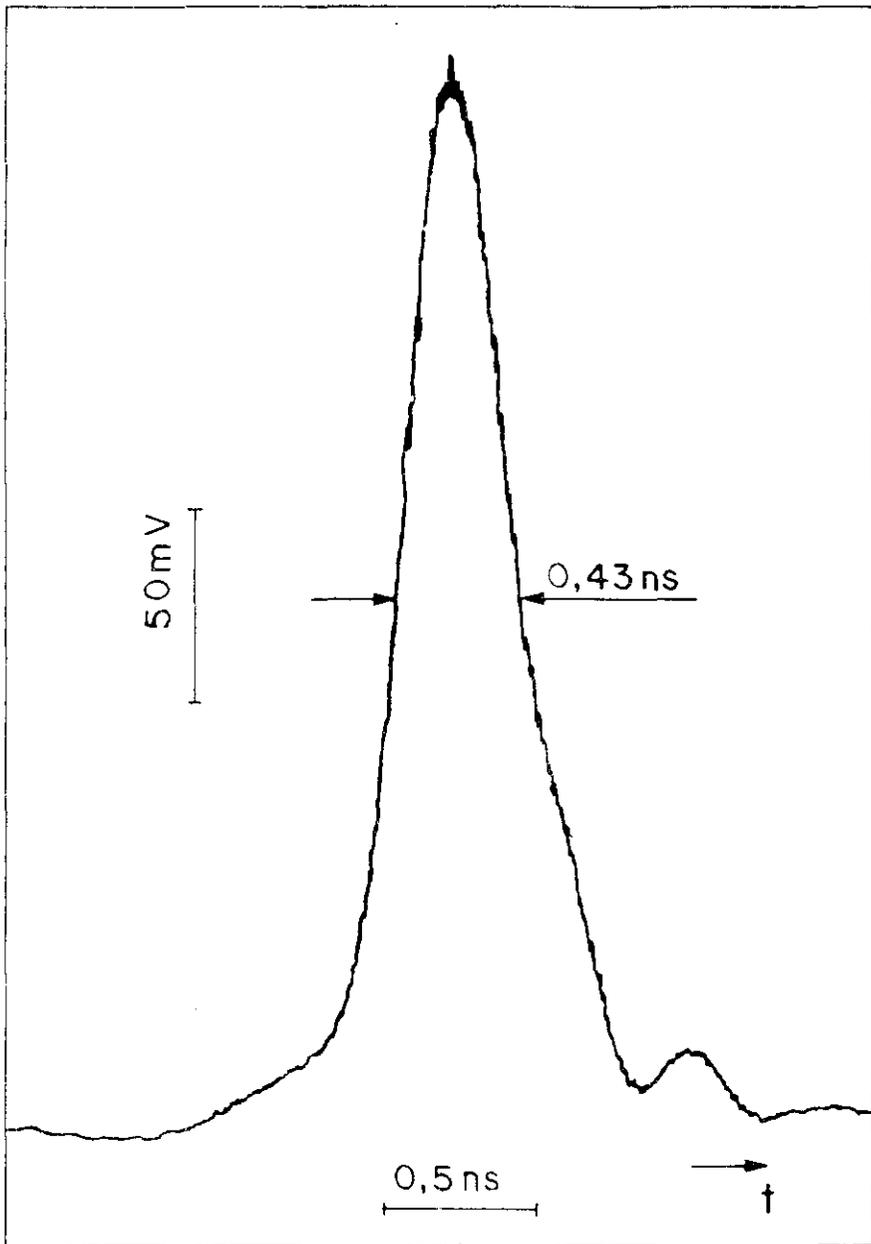


Fig. 6 - Perfil do pulso de entrada para a fibra Fu 2 usando o SOL.

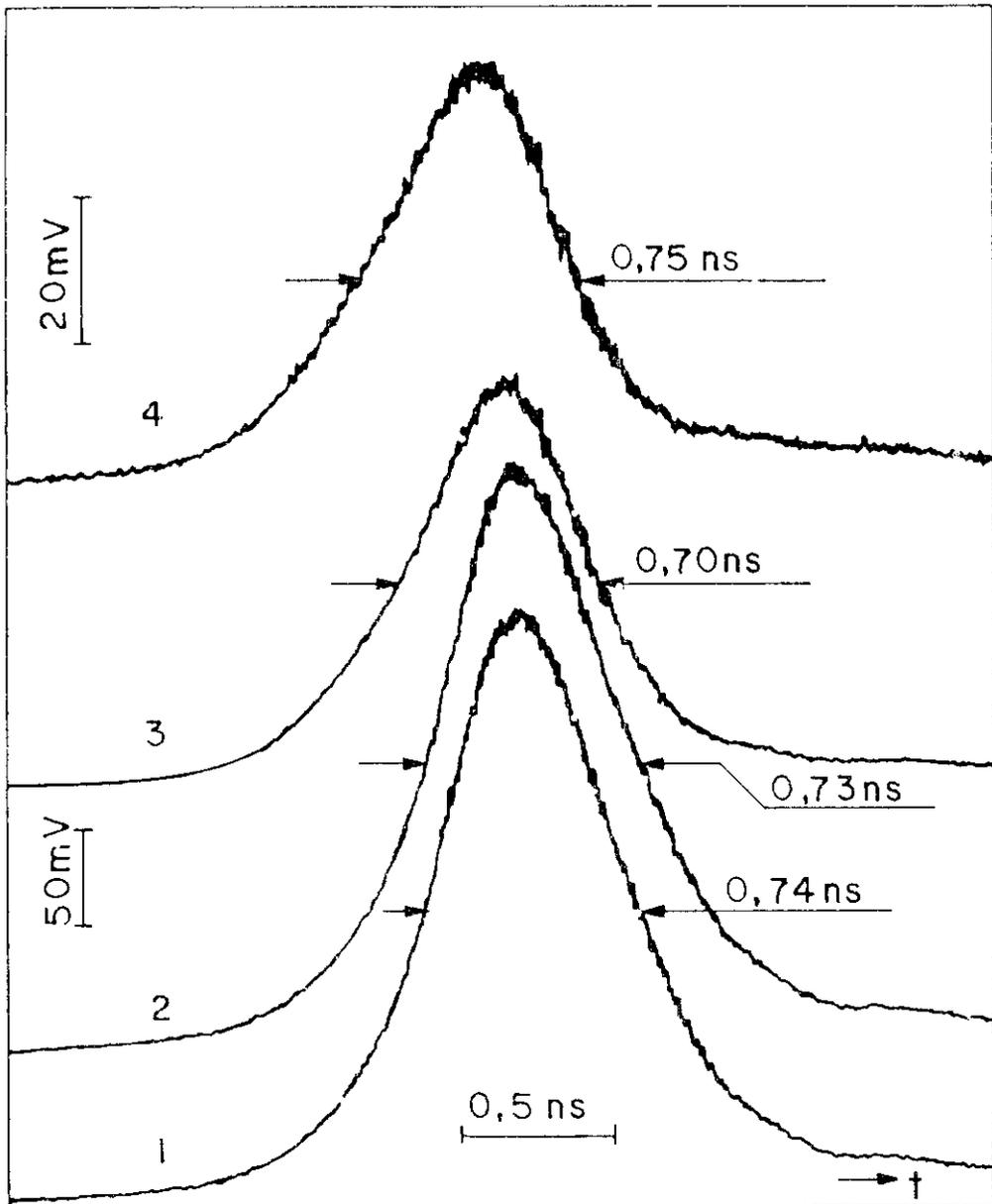


Fig. 7 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2 devido aos deslocamentos radiais do seu eixo em relação ao "spot-size" do SOL.

de potência no campo próximo da FL, a fim de que a distribuição de potência de entrada dos modos da Fu 2 aproxime-se da distribuição do estado estacionário. O perfil do pulso de entrada, para esta situação, está mostrado na Fig. 8, sendo que a sua duração ( $\Delta$  FWHM) é de  $0,38 \pm 0,04$  ns.

A Fig. 9 nos mostra os perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2, para esta situação. O pulso 1 corresponde à situação em que temos os eixos das duas fibras alinhados (colineares), e os pulsos 2 até 5 correspondem aos pulsos devido aos deslocamentos radiais do eixo da Fu 2 em relação ao eixo da FL de aproximadamente 4, 8, 12 e 16  $\mu$ m. As correspondentes durações ( $\Delta$  FWHM) dos pulsos 1, 2, 3, 4 e 5 são respectivamente  $0,73 \pm 0,04$ ;  $0,73 \pm 0,04$ ;  $0,72 \pm 0,05$ ;  $0,72 \pm 0,06$  e  $0,72 \pm 0,05$  ns. De modo análogo ao caso anterior, temos que a dispersão total dos pulsos 1 e 2 é de 0,62 ns/km, e para os restantes é de 0,61 ns/km. Vemos desta forma que, deslocamentos radicais entre os eixos de aproximadamente 16  $\mu$ m praticamente não altera as características de propagação de pulsos para a fibra Fu 2. Além disso, através de uma comparação direta entre os valores da dispersão total dos pulsos desta situação com os da anterior (SOL), vemos que estes são maiores. Estes resultados podem ser explicados de modo análogo aos da subseção anterior. Também, através desta figura, vemos que as amplitudes e, também, os perfis dos pulsos praticamente não se alteram quando mudamos as posições dos eixos das duas fibras, radialmente.

Finalmente, com os mesmos objetivos da subseção anterior, medimos a distribuição angular de potência na saída da fibra Fu 2, sujeita aos dois tipos de excitação descritos acima. Estas medidas foram obtidas para as situações em que tinha-

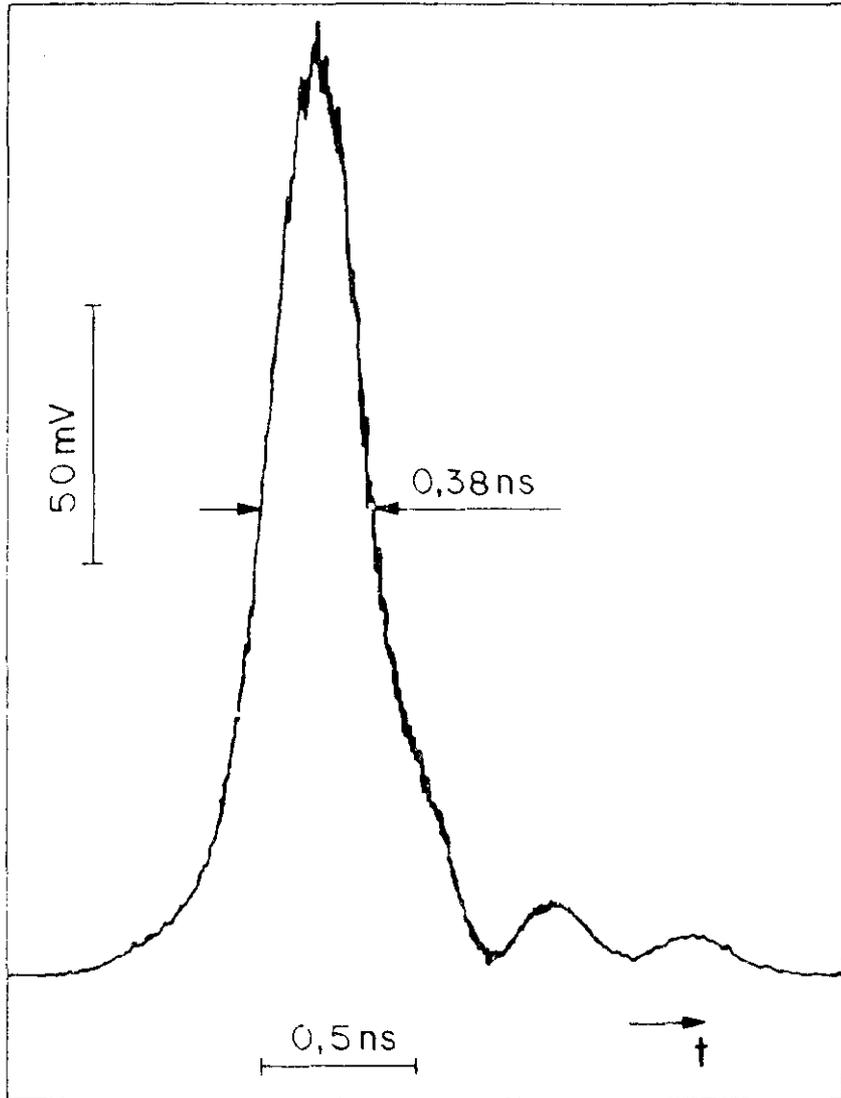


Fig. 8 - Perfil do pulso de entrada para a fibra Fu 2 usando a FL.

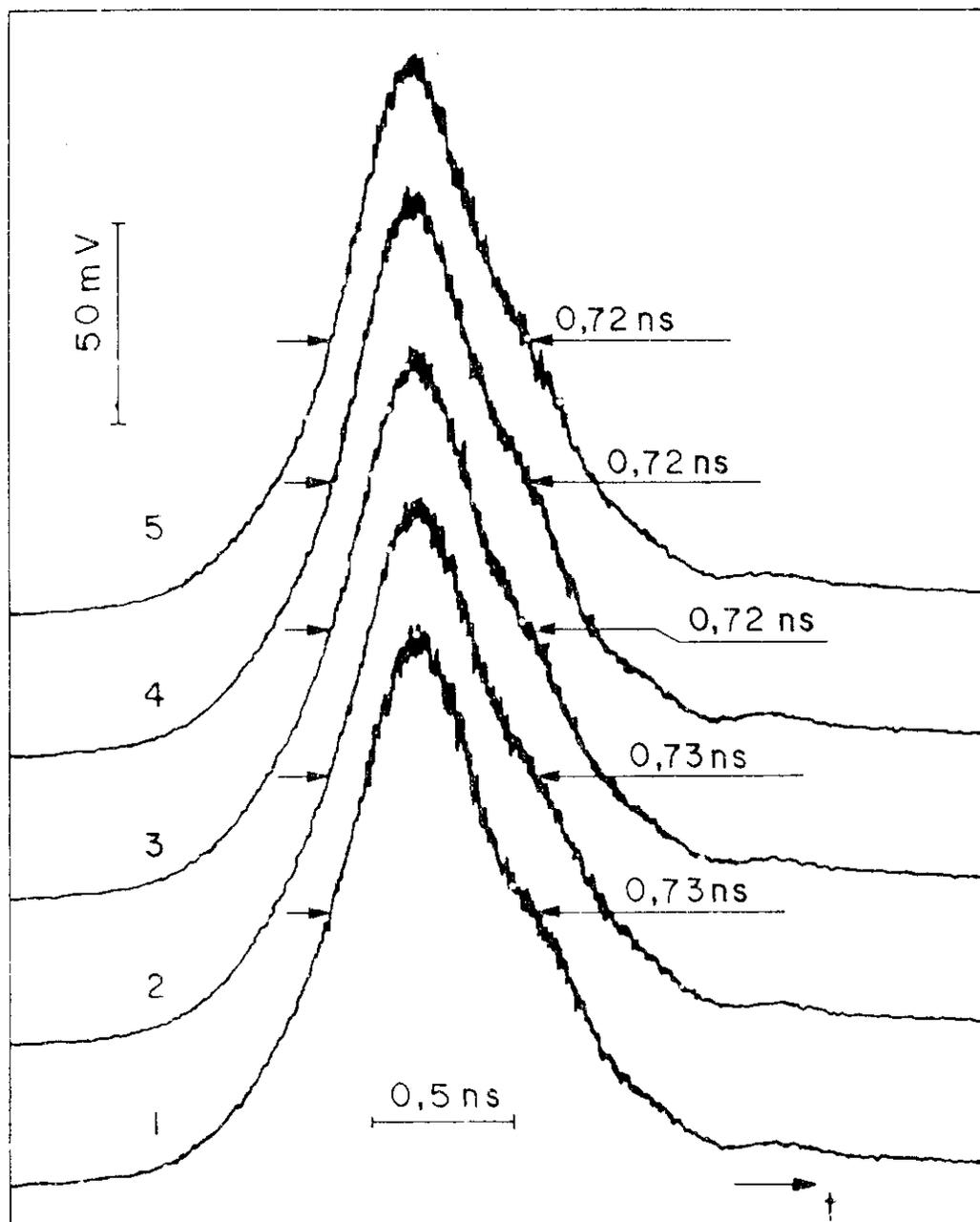


Fig. 9 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2 devido aos deslocamentos radiais do seu eixo em relação ao eixo da FL.

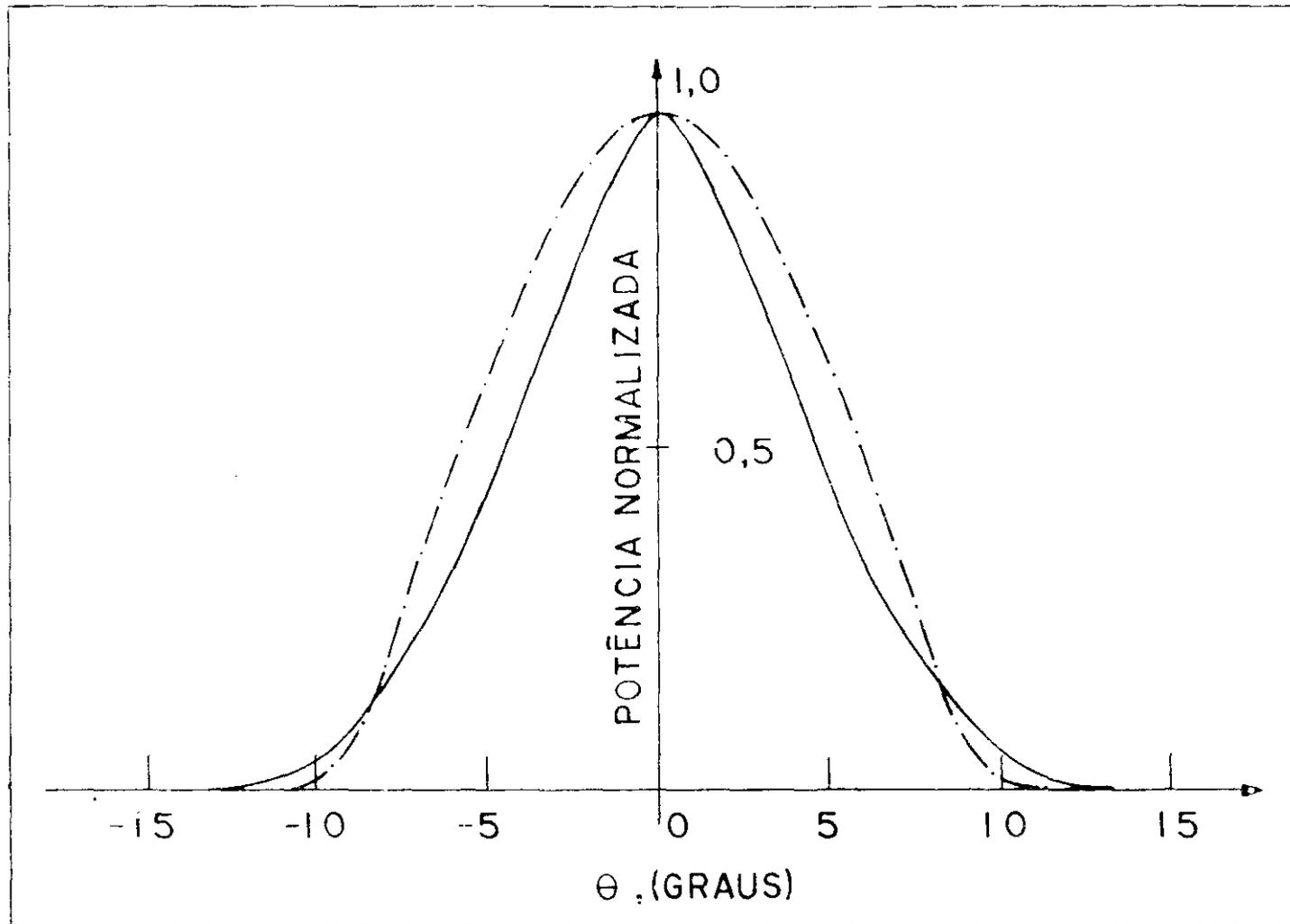


Fig. 10 - Distribuição angular de potência para a fibra Fu 2.  
Linha contínua usando o SOL; linha traço-ponto usando a FL.

mos o eixo da fibra Fu 2 sobre o "spot-size" do SOL no primeiro caso e, alinhado com o eixo da FL no segundo. A Fig. 10 nos mostra a distribuição de potência no campo afastado da Fu 2 para as duas situações citadas acima. A linha contínua nos mostra a distribuição de potência quando usamos o SOL e, a traço-ponto a distribuição de potência quando usamos a FL, para excitar os modos da Fu 2. As mesmas conclusões da subseção anterior podem ser extraídas a partir da análise da Fig. 10.

### III.5 - RESULTADOS E DISCUSSÕES PARA O ACOPLAMENTO DAS FIBRAS Fu 1 E Fu 2

Acoplando as duas fibras (Fu 1 e Fu 2), de maneira que a extremidade de saída da Fu 1 está acoplada com a extremidade de entrada da Fu 2, com os seus eixos alinhados, estudamos as características de propagação de luz através do sistema de duas fibras, quando as condições de lançamento eram alteradas de modo análogo as duas subseções anteriores.

A Fig. 11 nos mostra o perfil do pulso de entrada quando lançamos a luz do laser dentro das fibras através do SOL, e a sua duração (à FWHM) é de  $0,41 \pm 0,03$  ns. Na Fig. 12 mostramos os perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2, quando injetamos um pulso óptico na extremidade de entrada da fibra Fu 1, mantendo as posições relativas dos eixos da Fu 1 e Fu 2 fixas e mudando radialmente a posição do eixo da fibra Fu 1 em relação ao "spot-size" do SOL. O pulso 1 corresponde à posição em que temos o eixo da fibra Fu 1 sobre o "spot-size" do SOL, e os restantes a um deslocamento do eixo da fibra em relação ao "spot size" de 5, 10 e 15  $\mu\text{m}$  respectivamente. As durações dos pulsos 1 até 4 (à FWHM) são respectivamente de  $1,03 \pm 0,05$ ;

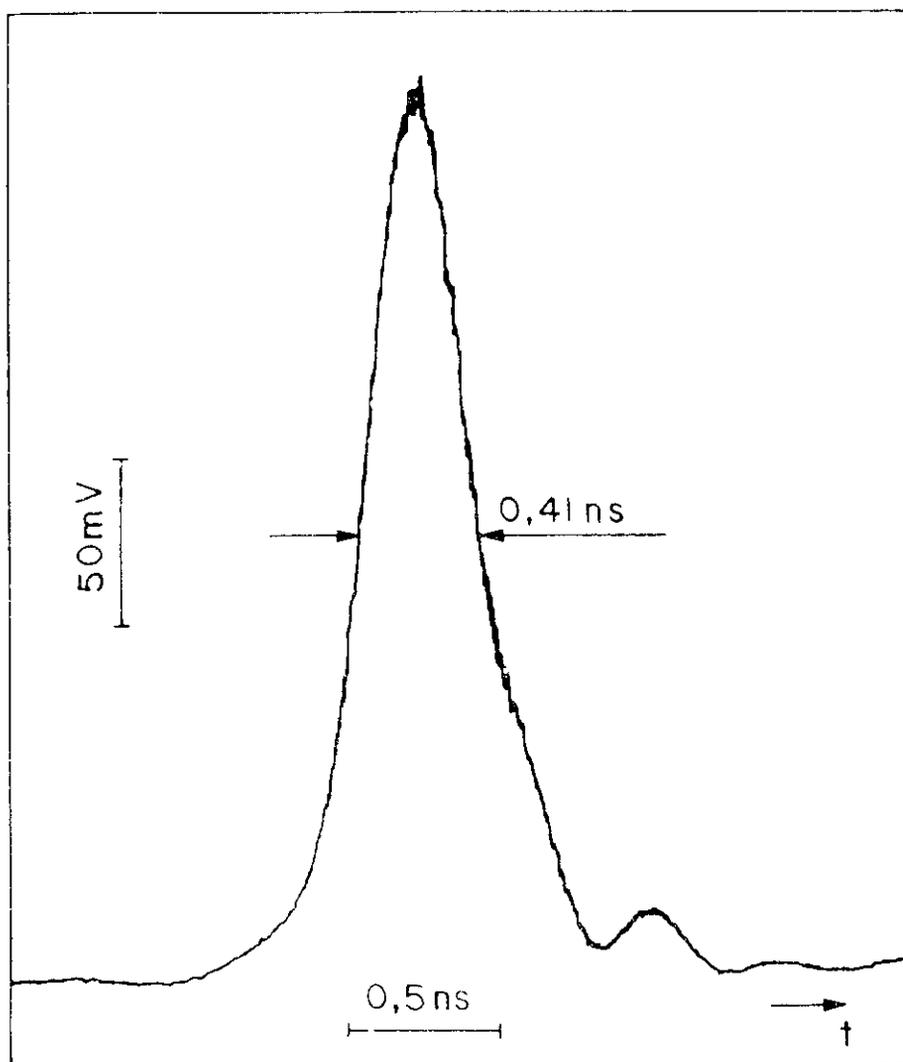


Fig. 11 - Perfil do pulso de entrada para o sistema das duas fibras acopladas, usando o SOL.

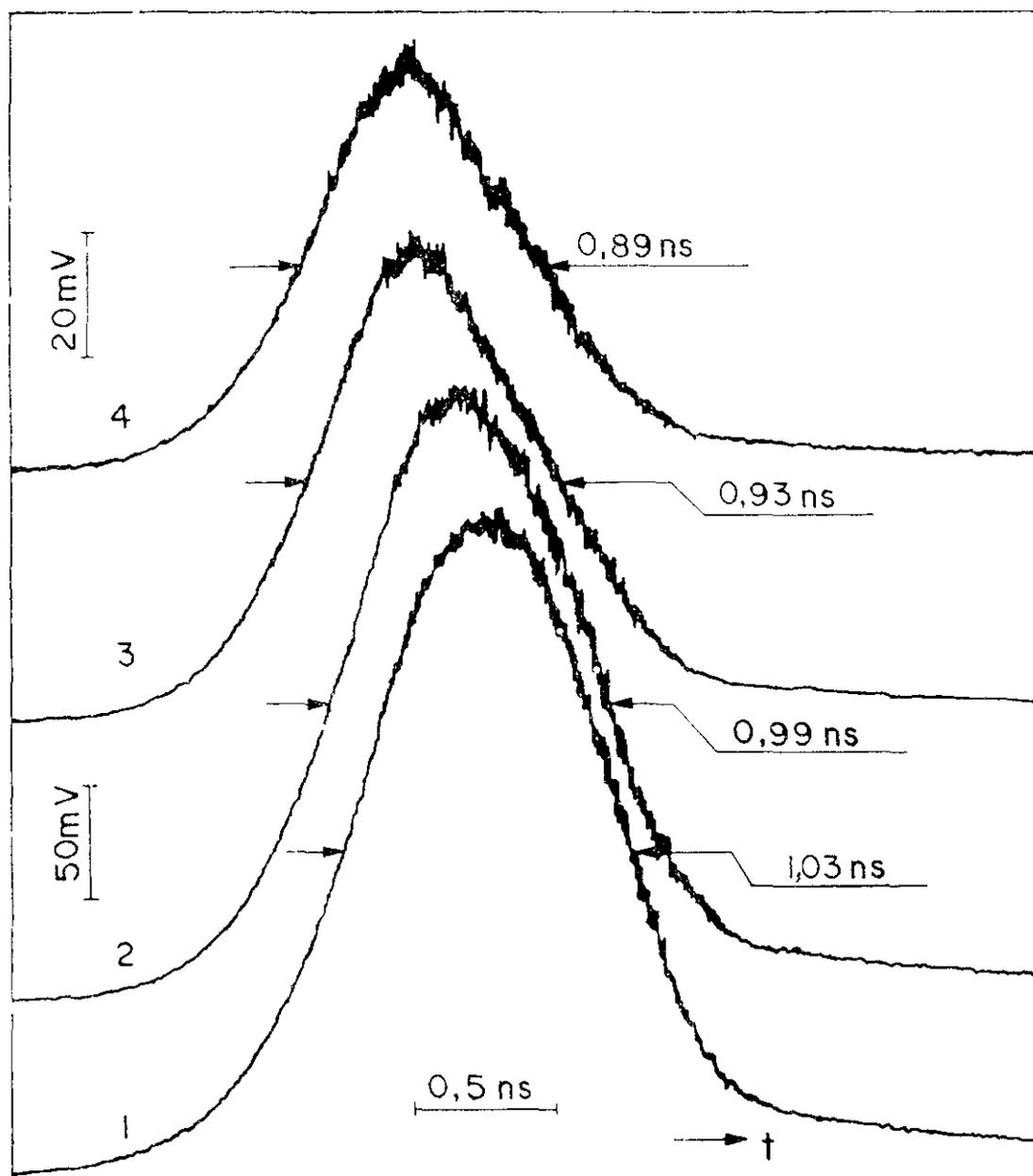


Fig. 12 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2, quando injetamos um pulso óptico na extremidade de entrada da fibra Fu 1 usando o SOL, mantendo as posições relativas dos eixos da Fu 1 e Fu 2 fixas e deslocando radialmente o eixo da Fu 1 em relação ao "spot-size" do SOL.

$0,99 \pm 0,06$ ;  $0,93 \pm 0,05$  e  $0,89 \pm 0,08$  ns e, assumindo que as formas dos pulsos são gaussianas, encontramos que a dispersão total é respectivamente de  $0,94$ ;  $0,90$ ;  $0,83$  e  $0,79$  ns. Conclusões análogas as duas subseções anteriores podem ser extraídas a partir destes resultados. Aqui vale apenas salientar que na realidade as formas dos pulsos não são gaussianas, como podemos ver através das Figs. 13 e 14. Nestas figuras mostramos através da linha contínua a forma real dos pulsos de entrada e saída da fibra Fu 1 e pela linha tracejada a distribuições gaussianas correspondentes a cada um destes pulsos. Desta forma, a dispersão total do sistema não corresponde à raiz quadrada da soma dos quadrados das dispersões totais de cada uma das fibras, independentemente. Assim sendo, para determinarmos as dispersões das fibras e do sistema de duas fibras, com maior precisão, devemos levar em conta as formas dos pulsos de entrada e saída. Para tal, devemos trabalhar no domínio de frequência para evitar a "deconvolução" entre o pulso de saída e o pulso de entrada, para obtermos a resposta impulsional da fibra no domínio temporal<sup>(42)</sup>.

Na Fig. 15 estão mostrados os perfis dos pulsos de saída do sistema das duas fibras quando lançamos o pulso óptico na extremidade de entrada da Fu 1 através da FL. O perfil do pulso de entrada para esta situação é o mesmo da anterior, isto é, quando lançamos através do SOL. O pulso 1 corresponde à posição em que temos o eixo da Fu 1 alinhado com o da FL. Os pulsos 2 até 5 correspondem a um deslocamento radial da posição do eixo da Fu 1 em relação ao da FL de 4, 8, 12 e 16  $\mu\text{m}$  respectivamente. As durações (à FWHM) desses pulsos são respectivamente de  $1,01 \pm 0,05$ ;  $0,99 \pm 0,06$ ;  $0,97 \pm 0,05$ ;  $0,98 \pm 0,04$  e  $0,98 \pm 0,07$  ns, cujas correspondentes dispersões

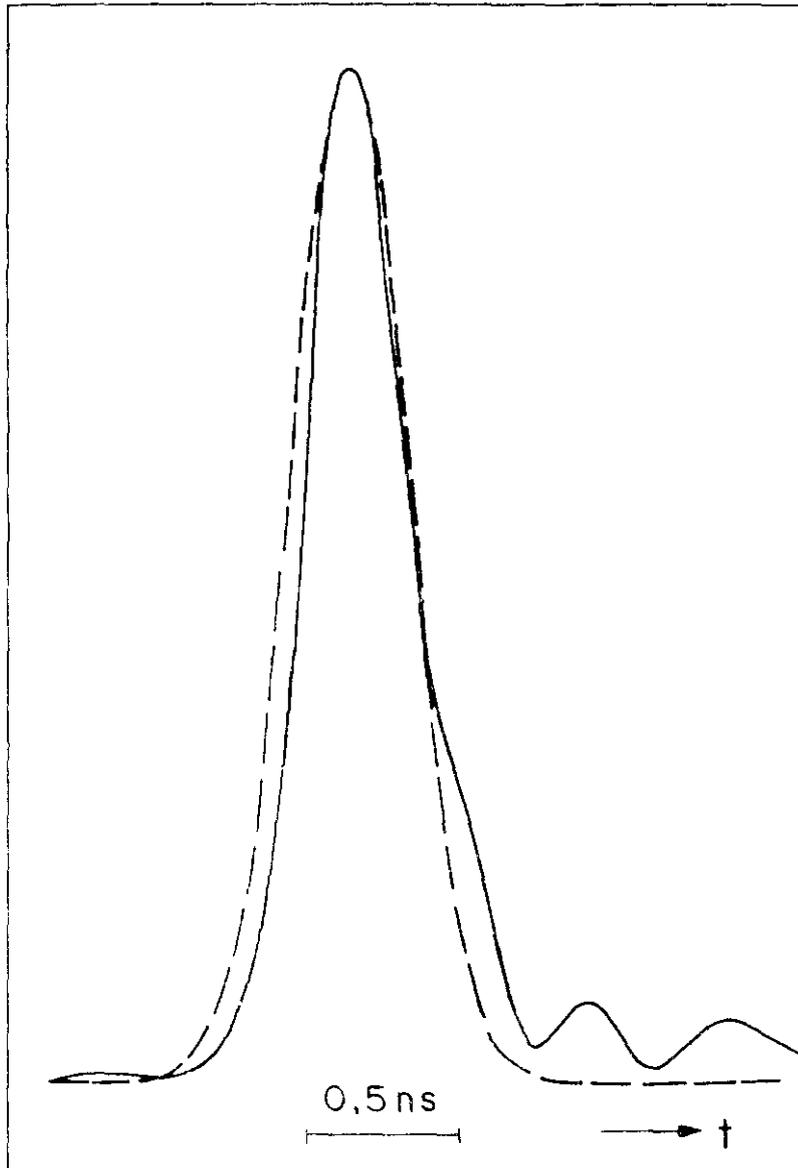


Fig. 13 - Comparação entre o pulso de entrada da Fu 1 e um pulso gaussiano com a mesma duração no ponto onde a amplitude cai à  $1/e$  do seu valor máximo.

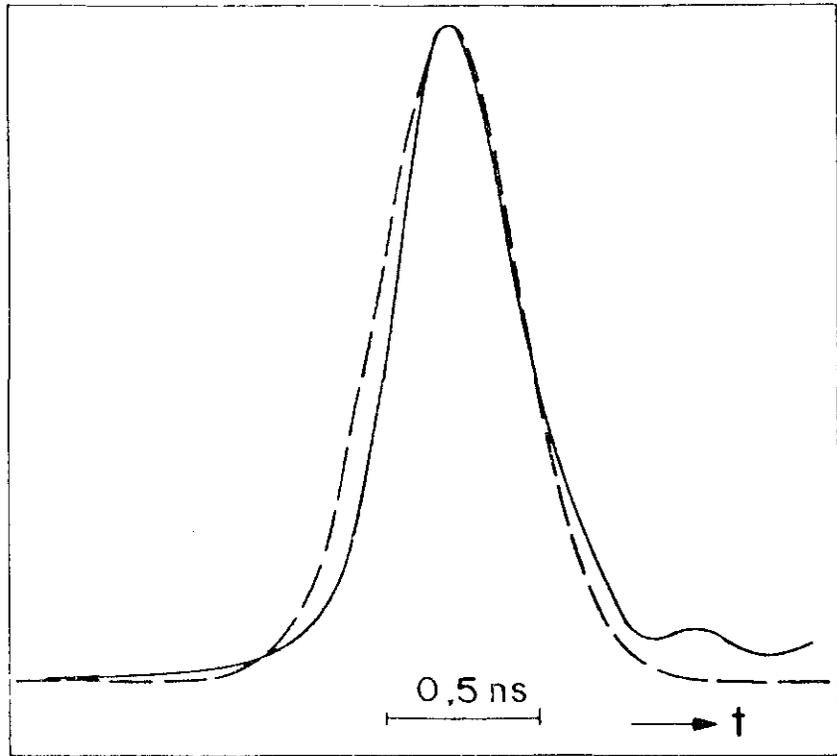


Fig. 14 - Comparação entre o modo de saída da Fu 1, para o sistema otimizado, e um pulso gaussiano com a mesma duração no ponto onde a amplitude cai a  $1/e$  do seu valor máximo.

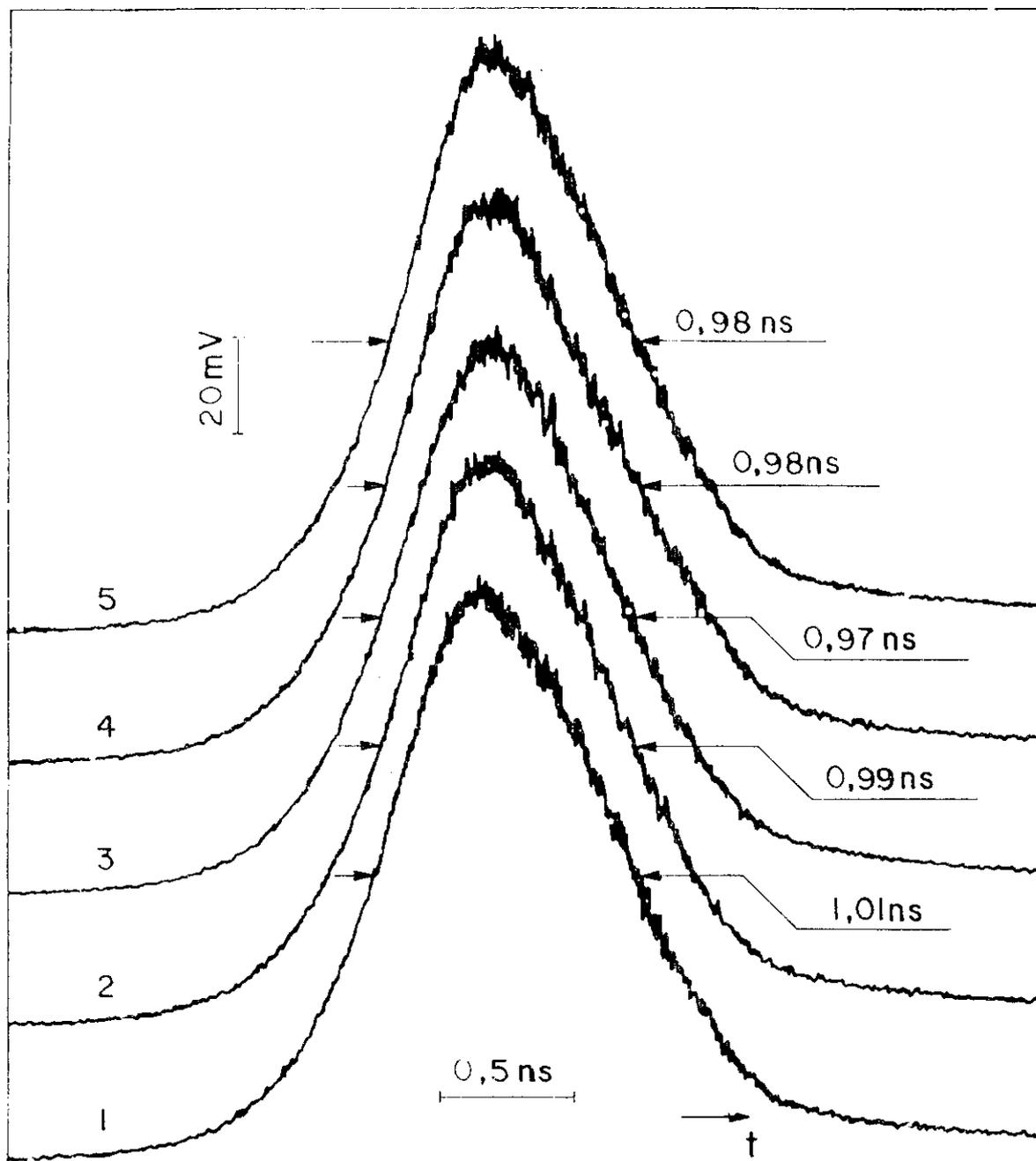


Fig. 15 - Perfis dos pulsos de saída da fibra Fu 2, quando injetamos um pulso óptico na extremidade de entrada da fibra Fu 1 usando a FL, mantendo as posições relativas dos eixos da Fu 1 e Fu 2 fixas, e deslocando radialmente o eixo da Fu 1 em relação ao eixo da FL.

são de 0,92; 0,90; 0,88; 0,89 e 0,89 ns através do sistema de duas fibras. Vemos a partir destes resultados que as características de propagação praticamente não se alteram quando mudamos a posição do eixo da fibra Fu 1 em relação ao da FL, radialmente.

Finalmente, invertemos as posições das fibras Fu 1 e Fu 2 e repetimos as experiências descritas acima. Neste caso, encontramos os mesmos resultados anteriores. Deste modo, concluimos que as características de propagação, para o nosso sistema de duas fibras acopladas, independe da fibra que é usada para se lançar o pulso óptico, em primeiro lugar.

#### IV - CONCLUSÕES

A seguir, fazemos uma síntese das conclusões que podem ser extraídas deste capítulo.

1. As características de propagação de pulsos ópticos, através das fibras Fu 1 e Fu 2, alteram-se sensivelmente quando ocorre uma mudança radial nas posições relativas à posição focal do sistema de lentes, usado para lançar a luz do laser dentro delas, e o eixo das fibras.

2. Usando uma fibra multimodo com perfil de índice degrau, que possui uma abertura numérica e um diâmetro do núcleo maior que os das fibras Fu 1 e Fu 2, com um misturador de modos na sua extremidade de entrada, para lançarmos a luz do laser dentro das fibras Fu 1 e Fu 2, praticamente não ocorre alterações na característica de propagação de pulsos ópticos através destas, devido ao desalinhamento radial entre os eixos das fibras (degrau e Fu 1 ou Fu 2).

3. Quando o lançamento é realizado por meio de um sistema óptico de lentes, a dispersão total é menor do que quando usamos a fibra de índice degrau, conseqüentemente, a largura da banda passante no primeiro caso é maior do que no segundo.

4. Embora ocorra uma diminuição na largura da banda passante, quando usamos a fibra de índice degrau para o lançamento de luz dentro das fibras Fu 1 e Fu 2, esta desvantagem é largamente compensada pelo fato que as características de propagação não se alteram devido a um desalinhamento dos eixos das fibras (para o nosso caso foi de  $\sim 20 \mu\text{m}$ ).

5. Quando acoplamos as fibras Fu 1 e Fu 2 e realizamos os mesmos tipos de estudo sobre as condições de lançamento, conclusões análogas às acima citadas podem ser extraídas dos resultados.

## V - RECOMENDAÇÕES PARA A CONTINUAÇÃO DESTE TRABALHO

A seguir apresentamos algumas recomendações que poderão dar continuidade a este trabalho.

1) Medir o perfil de índice de refração através das técnicas interferométricas e determinar a resposta impulsional teórica para cada uma das mudanças radiais dos eixos das fibras Fu 1 e Fu 2 em relação ao "spot-size" do SOL, utilizando o método de Wentzel-Kramers Brillouin (WKB) <sup>(27)</sup> e <sup>(38)</sup>, para o cálculo teórico, e comparar com a resposta impulsional determinada experimentalmente.

2) Usar uma fibra de lançamento monomodo, para a excitação seletiva, e estudar as mudanças nas características de propagação de maneira similar à realizada neste capítulo.

- 3) Ainda utilizando as fibras monomodo, acoplar as fibras Fu 1 e Fu 2 e fazer deslocamentos radiais nas extremidades acopladas, com a finalidade de verificar a tolerância que podemos obter no acoplamento da Fu 1 com Fu 2, sem modificar as características de propagação do sistema. Inverter as posições das fibras e repetir o experimento.
- 4) Repetir o item anterior usando a FL usada neste capítulo.
- 5) Repetir 3 e 4 usando um misturador de modos em cada uma das extremidades de entrada das fibras.
- 6) Cortar 100 m de cada fibra e através da técnica de medida de "Shuttle-Pulse"<sup>(45)</sup>, estudar a uniformidade de propagação de cada uma das fibras, comparando com a propagação através do comprimento total da fibra (1 km).

## REFERÊNCIAS:

- ( 1 ) D. Gloge, Appl. Opt. 10, 2252 (1971).
- ( 2 ) K. Kitayama et al, IEEE J. Quantum Electron. QE 15, 6 (1979).
- ( 3 ) Y. Katsuyama, Elect. Lett. 15, 442 (1979).
- ( 4 ) N. Shibata et al, Appl. Opt. 19, 1489 (1980).
- ( 5 ) D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press, New York (1974).
- ( 6 ) M. K. Barnoski, "Fundamental of Optical Fiber Communications", Academic Press, Inc; pg. 11, (1976).
- ( 7 ) S. E. Miller e A.G. Chynoweth, "Optical Fiber Telecommunications", Academic Press, New York, pg.38 (1979)
- ( 8 ) A.W. Snyder, IEEE Trans. Microwave Theory Technique MMT-17, 1130 (1969).
- ( 9 ) Ver referência (7), pg. 103.
- (10) Ver referência (7), pg. 188.
- (11) J. W. Fleming, Elect. Lett. 14, pg. 326 (1978).
- (12) S. Kobayashi et al, IOOC '77 B8.3, pg.309.
- (13) J. E. Ripper e C.A. Ribeiro, "Comunicações Ópticas", pg.63 (1981).
- (14) Ver referência (7), pg. 378-391.
- (15) D. Gloge et al, Bell Syst. Techn. J. 8,1579 (1973).
- (16) J. R. Andrews, Rev. of Scientific Instruments 45, 22 (1974)
- (17) M. J. Adams et al, IEEE J. Quantum Electron. QE-9,328(1973).

- (18) Ver referência (13), pg. 151.
- (19) J. E. Midwinter, "Optical Fiber for Transmission", John Wiley & Sons, New York, pgs. 61-62 (1979).
- (20) S.C. Rashleigh and R. Ulrich, Opt. Lett. 3, 60 (1978).
- (21) Ver referência (6), pg. 13.
- (22) D. Marcuse, "Light Transmission Optics", Van Nostrand-Reinhold, New Jersey (1972).
- (23) D. L. Franzen e E. M. Kim, Appl. Opt. 20, 1218 (1981).
- (24) H.R. D. Sunak e J. B. M. Ayres Neto, Rev. Bras. de Física 10 (3), 495 - 515 (1980).
- (25) Ver referência (6), pg. 1.
- (26) Ver referência (19), pg. 81 - 105.
- (27) R. Olshanky e D. B. Keck, Appl. Opt. 15, 483 - 491 (1976).
- (28) D. Gloge e E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Techn. J. 52, 1563 - 1577 (1973).
- (29) D. Gloge et al, Electron. Lett 8, 527 (1972).
- (30) D. Gloge et al, Appl. Opt. 13, 261 (1974).
- (31) W. A. Gambling et al, Electron. Lett. 8, 568 (1972).
- (32) W. A. Gambling et al, Radio Electron. Eng. 43, 683 (1973).
- (33) W. A. Gambling et al, Appl. Opt. 14, 1538 (1975).
- (34) T Ito et al, Electron Lett. 11, 375 (1975).
- (35) Ver referência (13), pg. 100 - 101.
- (36) M. Ikeda et al, Appl. Opt. 16, 1045 (1977).
- (37) Ver referência (19), pg. 108.
- (38) J. J. Hansen e E. Nicolaisen, Appl. Opt. 17, 2831 (1978).

- (39) M. Ikeda et al, Appl. Opt. 15, 2116 (1976).
- (40) Ver referência (7), pg. 345.
- (41) L. G. Cohen e S. D. Personick, Appl. Opt. 14, 1357 (1975).
- (42) Ver referência (13), pg. 36.
- (43) L. G. Cohen, Appl. Opt. 14, 1351 (1975).