

"DEMODULAÇÃO DE UM SINAL ÓPTICO MODULADO
EM FREQUÊNCIA DE BANDA ESTREITA E DE BAN-
DA AMPLA, USANDO A DISPERSÃO DE VELOCIDA-
DE DE GRUPO DE UMA FIBRA ÓPTICA".

Ester Ávila Mateus

Orientador

Prof. Dr. Erik Johannes Buchey

Tese apresentada ao Instituto de
Física "Gleb Wataghin" da Univer-
sidade Estadual de Campinas, -
UNICAMP - para a obtenção do grau
de Mestre em Física.

Agosto de 1981

4

for $m \in \mathbb{N}$ $\mathbb{Z}^m$ is

$\mathcal{A} = \{A_1, \dots, A_m\}$ is

$\mathcal{A} = \{A_1, \dots, A_m\}$ is

AGRADECIMENTOS

Agradeço:

- Ao Prof. Erik J. Bochove que, com sua segura e eficiente orientação, permitiu a realização deste trabalho.
- Ao Prof. José Ellis Ripper Filho, pela proposta do presente problema.
- Aos Professores e colegas por seus ensinamentos, discussões e estímulos.
- À Universidade Estadual de Maringá e a CAPES que, com o apoio financeiro, tornaram possível a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

Nós mostramos que a dispersão material e de guia de onda pode ser usada efetivamente em uma fibra óptica para converter um sinal FM em AM, depois que ele atravessa um certo comprimento mínimo de fibra. Inicialmente, estudamos a demodulação de um sinal óptico modulado em frequência de banda estreita (NBM) e, depois, estudamos a modulação de banda ampla (WBM), aplicando, neste caso, o princípio de "chirp radar". Mostramos que a modulação de banda ampla, dando pulsos comprimidos ao inverso da máxima alteração de frequência, é um método superior a NBM. Em particular, o comprimento mínimo de fibra necessário à máxima conversão FM-AM, no caso de WBM é, aproximadamente, metade daquele obtido em NBM.

ABSTRACT

We show that material and guide dispersion may be used effectively in an optical fiber to convert an FM signal to an AM signal after it traverses a certain minimum fiber length. At first we study the demodulation of an optical signal which is narrow-band frequency modulated (NBM); then we consider the demodulation of a wideband FM signal (WBM), applying in this case, the principle of "chirp radar". The latter, yielding pulses compressed to the inverse of the maximum frequency shift, proved to be the superior method. In particular, the minimum fiber length needed for maximum FM-AM conversion in the case of WBM, is about half that in the case of NBM.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1

1. - INTRODUÇÃO	1
-----------------	---

CAPÍTULO 2

2. - SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS	
2.1 - Introdução	6
2.2 - Componentes Ópticos	7
2.2.1 - Origens Ópticas	8
2.2.2 - Modulação e Moduladores	10
2.2.3 - Meio de Transmissão, Fibras Ópticas	11
2.2.3.1 - Tipos de fibras	11
2.2.3.2 - Modos Propagados em uma Fibra	14
2.2.3.3 - Dispersão em Fibras	15
2.2.3.4 - Atenuação em Fibras	16
2.2.4 - Receptores Ópticos	17

CAPÍTULO 3

3. - MODULAÇÃO FM DO LASER	
3.1 - Introdução	19
3.2 - Vantagens de FM sobre AM	19
3.3 - Modulação FM. Métodos	21
3.4 - Capacidade e Limitações dos Métodos de Modulação direta FM	22
3.4.1 - Análise do método (b)	22
3.4.2 - Análise do método (a)	24

CAPÍTULO 4

4. - MODULAÇÃO DE FREQUÊNCIA DE SINAIS E DE MODULAÇÃO	
4.1 - Introdução	25
4.2 - Modulação em geral	25
4.2.1 - Introdução	25
4.2.2 - Modelo Matemático e Físico do Cálculo	26
4.2.3 - Propriedades da Constante de Propagação	27
4.2.4 - Modulação e Largura de Linha do Laser	28
4.2.5 - Intensidade na saída da fibra, tipos de Modulação, Linearidade na Potência	29

4.3 - Modulação Coerente de Frequência ou Laser.	
Demodulação de um Sinal de Banda Estreita	33
4.3.1 - Introdução	33
4.3.2 - Intensidade na Saída e Função Resposta da Fibra	34
4.3.3 - Resposta Impulsional. Efeito da Largura de Linha do Laser	36
4.3.4 - Função do Sistema Laser x Fibra	38
4.3.5 - Determinação da Faixa de Comprimento (L) da Fibra Necessária à Demodulação	40
4.3.5.1 - Introdução	40
4.3.5.2 - largura do Pulso	41
4.3.5.3 - Faixa Permissível de Comprimento da Fibra, para Máxima Conversão FM-AM.	44
4.3.6 - Resposta Impulsional para o Sistema Laser x Fibra	45
4.3.7 - Intensidade na Saída da Fibra para $\Delta\phi(t)$ uma Função Degrau e uma Gaussiana	46
4.4 - Fibras Multimodo	

CAPÍTULO 5

5. - MODULAÇÃO DE FREQUÊNCIA EM BANDA AMPLA	
5.1 - Introdução	53
5.2 - Modulação de Frequência Sinusoidal	54
5.3 - Modulação de Frequência com Compressão do Pulso Óptico	56
5.3.1 - Introdução	56
5.3.2 - Modulação FM linear. Fator de Compressão	57
5.3.3 - Intensidade de um Pulso FM Linear na Saída de uma Fibra Óptica Monomodo	59

CAPÍTULO 6

6. - CONCLUSÕES	64
FIGURAS	66
APÊNDICES	76
REFERÊNCIAS	85

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Embora a modulação de amplitude (AM) esteja sendo mais ativamente investigada em comunicações ópticas, a modulação de frequência (FM) é uma alternativa bastante viável. A modulação direta da frequência de lasers semicondutores, por meio de ondas ultrassônicas e por variação da corrente de injeção foi estudada [1-7], demonstrando a praticabilidade de modulação FM para um sistema de comunicações ópticas.

Entre as vantagens de FM sobre AM, temos: uma maior capacidade de transmitir informação (foi demonstrado que, para lasers semicondutores FM, grandes larguras de banda da ordem de GHz, a altos índices de modulação, são possíveis [3, 5]); Os limites teóricos para a máxima alteração da frequência e da largura de banda de modulação são, respectivamente, 40 GHz e 3 GHz a 8 GHz); maior razão sinal/ruído [7, 8]; não excitação da ressonância do laser [3, 7] e uma maior estabilidade na distribuição espacial dos modos [3, 7].

A demodulação de um sinal FM é difícil, pois os detectores ópticos são somente sensíveis à intensidade da luz. Convencionalmente ela é obtida por um filtro tal como um "Fabry-Perot" [1, 2, 4, 6], ou adicionando um campo local ao detector [8].

Nós nos propusemos, no presente trabalho, a discutir um novo método de demodulação de um sinal FM. O método é baseado na dependência da frequência com a velocidade de grupo, através da dispersão material e de guia de onda, em uma fibra óptica monomodo. A combinação destes dois efeitos chamare

mos de dispersão de velocidade de grupo, e esta evolui um puro sinal de frequência modulada, a intensidade constante, na entrada da fibra, para um sinal de amplitude modulada, na saída.

O efeito da dispersão de velocidade de grupo, para converter FM em AM, já foi observado [9], não em fibras ópticas, mas em um vapor atômico próximo à ressonância e, antes disso, em 1947, o princípio de "chirp radar" [10], aproveitou da compressão de um pulso, quando a frequência varia linearmente com o tempo, junto com um equalizador da rede. Usando a fibra como um equalizador, a menor dispersão da fibra é compensada por um comprimento de trajetória maior.

Analisaremos neste trabalho a modulação FM de banda estreita e de banda larga, tendo como principal objetivo a determinação da faixa de comprimento (l) da fibra, para a qual máxima conversão FM-AM ocorre, e também a obtenção de pulsos mais estreitos e intensos, o que facilita a detecção da informação.

Faremos, agora, um breve resumo do assunto discutido nos próximos capítulos:

No capítulo 2, fazemos uma descrição geral dos componentes básicos essenciais a um sistema de comunicações ópticas (origens, moduladores, fibras ópticas e detectores). Damos aqui maior enfoque às propriedades das origens ópticas (Lasers e leds) e também das fibras ópticas, no que se refere a perfil de índice de refração, fibras monomodo e multimodo, atenuação e dispersão.

A parte de modulação FM de lasers semicondutores, que são de grande conveniência em sistemas de comunicações ópticas, é analisada mais detalhadamente no capítulo 3, onde são abordadas as técnicas de modulação FM (modulação por ondas

ultrassônicas e modulação da corrente de injeção), suas vantagens e limitações, principalmente no que se refere a largura de banda e índice de modulação.

No capítulo 4, basicamente, estudamos a modulação FM de banda estreita (N B M), baseada num modelo linear da fase usando um laser monomodo acoplado um único modo longitudinal a uma fibra óptica monomodo, cujas propriedades dispersivas, dadas através da segunda derivada ($\beta'' = d^2\beta/d\omega^2$) da constante de propagação do modo na fibra, realizam a conversão FM-AM, permitindo assim a demodulação do sinal.

Inicialmente, calculamos a função resposta da fibra ($Z_F(\alpha)$), definida por $Al(\alpha) = Z_F(\alpha)\Delta\phi(\alpha)$ e a sua transformada de Fourier (l.f.), a resposta impulsional $K_F(t)$, obtendo um pulso modulado em amplitude, consistindo de um pico central cercado de oscilações espúrias. Verificamos que o efeito da largura de linha (Δf) do laser é amortecer a parte de alta frequência das oscilações, mas que, para $\Delta f = 0$, estas oscilações não amortecem. Calculamos depois a função resposta do sistema Laser x Fibra, $Z_{LF}(\alpha) = Z_L(\alpha)Z_F(\alpha)$ onde $Z_L(\alpha) = \Delta\phi(\alpha)/\tilde{S}(\alpha)$ é a função do laser dada em termos da função modulação de fase $\Delta\phi(\alpha)$ e do sinal de som $S(\alpha)$. Fazendo a l.f. obtemos a resposta impulsional para o sistema Laser x Fibra ($K_{LF}(t)$) e verificamos que, combinando agora os efeitos de largura de linha e de largura de banda do laser, dados através da equação $\sigma_0^2 = 2 \left[\frac{1}{4g^2} + \left(\frac{\beta''L}{\tau_c} \right)^2 \right]$, onde o primeiro termo está diretamente ligado a largura de banda e o segundo termo à largura de linha do laser, as oscilações de alta frequência amortecem, mesmo para $\Delta f = 0$.

Modulando o laser com uma onda sonora gaussiana e calculando a modulação de intensidade, concluímos que o pul

so $\Delta I(t)$ é mais estreito, indicando máxima conversão FM-AM, quando a sua largura na entrada, normalizada, é dada por $(\alpha^2/E^2 L) = 0,74$. Usando então este valor chegamos no resultado $20 \text{ Km} < L < 200.000 \text{ Km}$ que nos dá a faixa de comprimento (L) da fibra necessária à demodulação. O limite superior é determinado por (Δf) .

Calculamos também a intensidade na saída da fibra para $\Delta\phi(t)$ uma função degrau e uma gaussiana.

Finalizando o capítulo 4, fazemos um estudo da conversão FM-AM, para o caso de fibras multimodo e verificamos que isto só será possível para fibras multimodo de índice graduado, de ótimo perfil de índice de refração.

No capítulo 5, nós estudamos a modulação FM de banda ampla, que aproveita inteiramente a largura de banda espectral da função $\exp \left[i\Delta\phi(t) \right]$. Inicialmente estudamos a modulação sinusoidal, obtendo uma sequência de pulsos idênticos, cuja intensidade do pico central aumenta com o índice de modulação. Porém, a modulação FM sinusoidal não tem aplicações em sistemas de comunicações, pois uma série de pulsos idênticos não transmite informação.

A seguir estudamos a modulação de frequência com compressão do pulso óptico na saída. Para isso aplicamos uma técnica de modulação em frequência que é uma pequena modificação de um sistema radar, conhecido como "chirp radar", aplicado por nós a uma fibra óptica.

Usando o modelo matemático do capítulo anterior, mas ignorando agora a largura de linha da origem, calculamos a intensidade na saída da fibra, para um pulso "chirp" modulado linearmente em frequência, e obtemos um pulso comprimido em um pico central de grande intensidade e que aumenta com o índice

de modulação ou fator de compressão (K). Com os parâmetros limites, já utilizados no capítulo 4, para a dispersão, o máximo desvio de frequência dos modos do laser, largura de banda FM do laser, encontramos que um valor de $K = 5$ é possível, nas condições de mínima largura do pulso e máxima largura de banda do laser, sendo possível compressão mais alta, mas ao preço de uma largura de banda menor.

Finalmente, determinamos também o comprimento mínimo necessário à demodulação de um sinal FM de banda larga e encontramos o valor de 10 Km, aproximadamente duas vezes menor que o obtido em modulação de banda estreita.

CAPÍTULO 2

SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

2.1 - Introdução

O objetivo de qualquer sistema de comunicação é a transferência de informação de um ponto para outro. Esta transferência de informação é feita, na maioria das vezes, sobrepondo (modulando) a informação em uma onda eletromagnética (portadora). A portadora modulada é então transmitida ao destino, onde a onda eletromagnética é recebida e a informação recuperada (demodulada).

Em qualquer sistema de comunicação, a quantidade de informação transmitida está diretamente relacionada à largura de banda [8] da portadora modulada, que é geralmente limitada a uma porção fixa da própria frequência da portadora. Desta forma, aumentando a frequência da portadora, teoricamente aumenta a largura de banda de transmissão de todo o sistema. Em um sistema de comunicações ópticas, a portadora é selecionada na região óptica, que inclui as frequências do infra-vermelho, visível e ultravioleta, num intervalo de aproximadamente 10^{12} Hz a 10^{15} Hz, cerca de 10^5 vezes maior que a de uma portadora na região de rádio frequência (RF). Também, usando portadoras de alta frequência, aumenta a potência que pode ser transmitida.

Por estas razões, apesar das dificuldades óbvias associadas à construção de componentes ópticos, que requerem sua própria tecnologia para operar em tais larguras de

banda, as comunicações ópticas têm surgido como um campo de especial interesse tecnológico e muito promissor no futuro próximo.

2.2 - Componentes ópticos

O esquema de um típico sistema de comunicações ópticas é mostrado abaixo,



Fig. 2.1.

Uma origem produz algum tipo de informação que está para ser transmitida a algum lugar. Esta origem tem sua saída modulada em uma portadora óptica gerada por um Laser ou Led. A propagação eletromagnética pode ser feita sob a forma de transmissão guiada e não guiada. Em um canal não guiado a fonte transmite o campo livremente num meio (espaço livre, atmosfera ou oceano). Num canal guiado, um guia de onda é usado para confinar a onda. O canal de fibra óptica é um sistema guiado, na região óptica. No receptor, o campo óptico é coletado e processado (foto-detectado - o sinal óptico é transformado em sinal elétrico).

2.2.1 - Fontes Ópticas

A invenção e demonstração experimental do laser trouxe nova vida às comunicações ópticas. Durante vários anos os lasers de gás Hélio-Neônio foram muito usados em pesquisas de comunicações ópticas. Porém, foi a demonstração das operações de laser, em materiais semicondutores [11], que mostraram a praticabilidade e vantagens da construção e aperfeiçoamento de lasers, usando componentes sólidos. Atualmente existem quatro tipos de fontes ópticas, de materiais sólidos, que se mostram promissores como geradores de portadoras, para a transmissão em fibra. São eles: o diodo emissor de luz (LED), o diodo superluminescente (SLD), lasers de injeção semicondutores e o laser de "Neodymium" dopado com "Yttrium-aluminium-garnet" (Nd:YAG), bombeado por LED's. Estas origens são fontes de luz bastante convenientes para sistemas de comunicações ópticas, devido ao seu pequeno tamanho, baixa corrente de operação, alta eficiência, confiabilidade, baixo custo potencial e sobretudo a possibilidade de modulação direta.

i) Diodos emissores de luz (LED's)

A radiação de um LED é incoerente e não direcionada. Sua utilidade em comunicações ópticas está ligada à sua radiância (potência óptica irradiada por unidade de ângulo sólido e por unidade de área da superfície emissora), seu tempo de resposta (geralmente é rápido), tempo de vida de operação muito bom ($\sim 10^4$ h) e alta eficiência de acoplamento em fibras ópticas multimodo. Sua largura espectral porém é grande ($\sim 350 \frac{\text{Å}}{\text{Å}}$), sendo mais usados para curtas distâncias.

ii) Diodos superluminescentes (SLD's)

Os diodos superluminescentes são LED's operados com correntes de injeção altas, de modo que ocorre emissão espontânea e estimulada, sendo sua saída de largura espectral mais estreita ($\approx 50 \text{ \AA}$) e com mais alta radiância, como se existisse somente emissão espontânea [12].

iii) Lasers de injeção semicondutores

A radiação de um laser é coerente e direcionada, direção limitada só por difração. O laser de semicondutor é o mais bem adequado para transmissão em fibras ópticas. É de dimensões pequenas ($\approx 500 \text{ }\mu\text{m}$), rígido, os espelhos são parte do próprio corpo do laser (formados por clivagem do próprio cristal), apresentam estreitas larguras espectrais ($\approx 20 \text{ \AA}$), além das outras vantagens já mencionadas em origens ópticas.

Os lasers de homoestrutura foram os primeiros lasers de semicondutor a serem construídos, como extensões imediatas da tecnologia que estava sendo usada para chegar a eficientes LED's. São funcionam a baixa temperatura, além de terem um tempo de vida curto. Lasers de heteroestrutura foram construídos depois [13], com a finalidade de se obter um laser com baixa corrente de "threshold". Mais tarde foram usadas heterojunções duplas em operação contínua, à temperatura ordinária [14].

Muitos trabalhos têm sido feitos na investigação das propriedades do laser semicondutor, por modulação direta [1-7].

Os primeiros dispositivos fabricados sofriam de uma rápida degradação de potência luminosa, morrendo após algumas horas de operação; porém, considerável aperfeiçoamento tem sido feito, no que se refere a técnicas de crescimento de camadas, de modo que os lasers semicondutores são hoje tão confiáveis quanto outros dispositivos eletrônicos.

iv) Lasers de Nd: YAG

Lasers de "Neodymium" estão sendo explorados e investigados para comunicações ópticas pelo fato de oferecerem estreitas larguras espectrais ($\sim 1 \text{ \AA}$) [15] e emissão no espectro na faixa de comprimento de onda ($1,1 \text{ }\mu\text{m}$ a $1,3 \text{ }\mu\text{m}$), onde fibras de vidro têm baixa atenuação e dispersão. Estes lasers são modulados externamente.

2.2.2 - Modulação. Moduladores

Lasers e Led's são fontes de luz de fácil modulação direta. A modulação direta consiste em modular a corrente de injeção de forma a obter uma emissão de luz modulada (modulação de amplitude (AM), modulação em pulsos ou em modular a frequência da luz (FM).

Larguras de banda de modulação de algumas centenas de MHz para Led's e SLD's [16] e de alguns GHz [3,5] para lasers semicondutores, são possíveis com modulação direta.

A modulação externa é aplicável a lasers de Nd : YAG e a largura de banda de modulação depende daquela do modulador. Os moduladores externos podem ser na forma de volume ("bulk"), onde o feixe guiado é livremente propagado, ou

na forma de guia de onda, onde o feixe óptico é confinado numa estrutura guiante, como num delgado filme.

Mais detalhes sobre métodos de modulação direta, modulação FM de lasers semicondutores, vantagens e limitações da modulação FM, serão deixados para o capítulo 3.

2.2.3 - Meio de transmissão. Fibras Ópticas.

Fibras ópticas são filamentos flexíveis, de pequena seção reta, feitos de dielétricos transparentes (vidro ou plástico), cuja função é confinar a luz visível e infravermelho a longas distâncias.

A fibra apresenta uma geometria cilíndrica, e a onda, em vez de viajar sobre as superfícies condutoras, como nos guias de onda de metal convencionais, é guiada por duas regiões do dielétrico: - a região interna, o núcleo, que tem um índice de refração mais alto que a região externa, o revestimento.

As principais vantagens das fibras ópticas sobre cabos metálicos, em sistemas de comunicações [7], são:

- Grande largura de banda com baixas perdas
- Baixo custo do material
- Pequenas dimensões e baixo peso
- Isolação Elétrica
- Imunidade a interferências eletromagnéticas
- Dificuldade de interceptação

2.2.3.1 - Tipos de fibras

A luz é guiada por reflexão total in-

terna em uma fibra e as suas características ópticas são determinadas pela distribuição do índice de refração que, usualmente, depende só da coordenada (r). Os tipos de fibras mais comuns são:

i) Fibra de índice degrau ("Step-index")

O índice de refração assume um valor constante (n_1) no núcleo e um valor mais baixo $n_2 = n_1 (1 - \Delta)$ no revestimento, onde $\Delta \equiv (n_1 - n_2) / n_1$

Monomodo com Perfil Degráu



Multimodo com Perfil Degráu

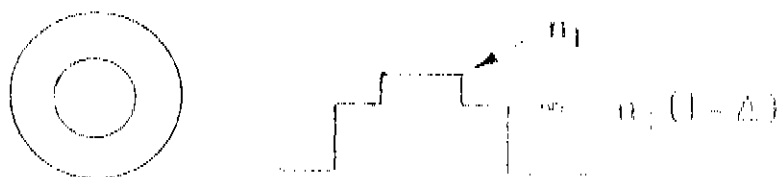


Fig. 2.2 * (Dimensões em μ_m)

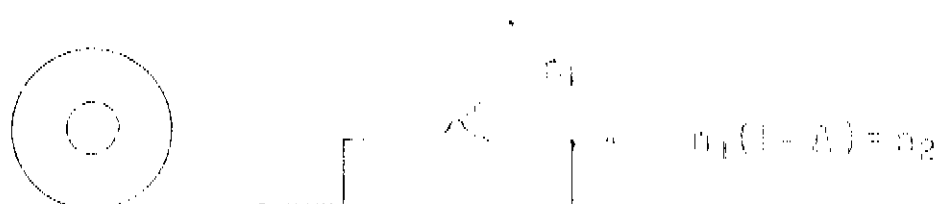
Fibra monomodo: $a = 5,0$, $b = 50$, $\Delta = 0,002$

Fibra multimodo: $a = 25$, $b = 50$, $\Delta = 0,01$

ii) Fibra de índice graduado
("Graded-index")

Esta fibra tem distribuições de índice de refração que variam através do núcleo, mas são usualmente constantes no revestimento

Monomodo com Perfil Graduado



Multimodo com Perfil Graduado



Fig. 2.3 - As dimensões para a , b e Δ são, aproximadamente as mesmas da figura 2.2

De acordo com Gloge e Marcattilli

[18] o perfil de índice pode ser modelado como

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^g \right]^{1/2} & , r \leq a \\ n_2 & , r > a \end{cases}$$

onde (g) é o expoente da lei de potencia. No caso especial de $g = 2$, a fibra é chamada de índice parabólico ou fibra de lei do quadrado.

2.2.3.2 - Modos propagados em uma fibra

Em geral as fibras ópticas suportam muitos modos, que se propagam a diferentes velocidades. Como isto causa uma distorção do sinal, a longas distâncias, as fibras que transmitem somente um número limitado de modos são de interesse especial. Muitos modos podem ser suprimidos fazendo o núcleo delgado e a diferença entre o índice de refração do núcleo e do revestimento pequeno ($\Delta \ll 1$). Neste caso os modos que se propagam, de acordo com Gloge [19], são debilmente guiados, linearmente polarizados com uma equação característica simples, cujas soluções são os modos LP_m .

Para um particular comprimento de onda (λ), é definida uma quantidade

$$v = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

chamada parâmetro de frequência normalizada, que determina quantos modos a fibra pode suportar, onde $NA = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ é a abertura numérica da fibra.

Quando v aumenta, cresce o número de modos que se propagam em uma fibra e esta é chamada fibra multimodo. Conforme Gloge [19] o número de modos guiados em uma fibra de índice degrau é igual a v^2 e numa fibra de índice parabólico, $v^2/2$. Na aproximação de Gloge todas as características dos modos guiados dependem só de um parâmetro (v)

(não dependem, por exemplo de a , λ ou $n_1^2 = n_2^2$, separadamente). Para $v \approx 2,4$ um único modo se propaga e temos então uma fibra monomodo.

2.2.3.3 - Dispersão em fibras

Quando pulsos viajam ao longo de uma fibra, cada um deles alarga e, eventualmente, se sobrepõe com seus vizinhos, desta forma aumentando o número de erros na saída do receptor.

Três mecanismos são responsáveis pelo alargamento de pulsos em fibras [17]:

- i) dispersão material
 - ii) dispersão do guia de onda
 - iii) dispersão modal
- i) Dispersão material

Também chamada dispersão cromática é devida à dependência do comprimento de onda com o índice de refração do núcleo. Isto causa diferença nas velocidades entre as componentes espectrais da fonte de luz usada.

Numa fibra de comprimento (L) o alargamento do pulso devido à dispersão material é praticamente o mesmo para todos os raios e igual a

$$\tau_m = \frac{L}{c} \lambda \Delta \lambda \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right)$$

onde (c) é a velocidade da luz no vácuo e $\Delta\lambda/\lambda$ é a largura espectral relativa da origem.

A dispersão material diminui com λ , e tende para zero nas vizinhanças de $\lambda = 1,3 \mu m$

ii) Dispersão do guia de onda

É devida à dependência do comprimento de onda com a constante de propagação (β) de cada modo, isto é, $-\frac{d^2\beta}{d\lambda^2}$ não é igual a zero. A dispersão de guia de onda é também chamada dispersão de modo. É em geral insignificante comparada com a dispersão material e somente merece consideração, em fibras monomodo, operando perto de região de dispersão material zero.

iii) Dispersão modal

Numa fibra multimodo, os modos têm diferentes velocidades de grupo. Isto causa um alargamento do pulso na saída da fibra. A este efeito chamamos dispersão modal e esta é completamente dominante em uma fibra multimodo de índice degrau, porque o número de modos guiados é extremamente grande e os outros mecanismos podem ser desprezados. É reduzida drasticamente em uma fibra de índice graduado, tendo um ótimo perfil de índice de refração, e é completamente eliminada em uma fibra monomodo.

2.2.3.4 - Atenuação em fibras

A atenuação é a propriedade óptica mais importante em uma fibra óptica, isto porque a perda de terminais, em sua grande extensão, a separação entre os repetidores que regeneram os sinais transmitidos e aqueles representam a maior fração do custo total de qualquer sistema de comunicações.

Os principais mecanismos de atenuação em fibras ópticas são a absorção, espalhamento e acopla-

mento entre os modos. Para evitar perdas é necessário que o material seja muito puro e homogêneo e a fibra seja bem regular geometricamente.

Também, atenuações em fibras podem ser reduzidas drasticamente para comprimentos de onda próximos a $1,5 \mu\text{m}$ [17].

2.2.4 - Receptor Óptico

A finalidade de um receptor em sistemas de comunicações óticas é extrair, por um processo de fotodeteccao, a informação recebida na portadora de luz. Os receptores utilizam vários componentes (fotodetectores, amplificadores, filtros, etc) com o objetivo de obter informações fidedignas.

Os fotodetectores que demodulam sinais óticos em sistemas de transmissão por fibras óticas [20] devem satisfazer certos requisitos, relativos ao desempenho, compatibilidade e custo. São os seguintes os parâmetros críticos para o bom desempenho e escolha de um fotodetector:

- 1) Alta sensibilidade no comprimento de onda de emissão das possíveis origens.
- 2) Resposta rápida, a fim de operar nas taxas de modulação usuais.
- 3) Mínimo ruído adicionado à informação
- 4) Baixa susceptibilidade nas características do desempenho, ou seja, mínima variação as condições de operação (temperatura, alimentação, etc.)

Os requerimentos de compatibilidade envolvem

considerações da forma física do detector, o acoplamento à fibra e à eletrônica usual, e a potência de suprimento necessária. Fotodiodos de estado sólido têm bom desempenho, compatibilidade e baixo custo e os mais adequados às características exigidas em comunicações óticas são os fotodiodos de silício, para a região de $0,85 \text{ } \mu\text{m}$.

Estão, atualmente, sendo realizados esforços na pesquisa de materiais fotodiodos que apresentem baixo ruído para operação próximo a $\lambda = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$.

CAPÍTULO 3

MODULAÇÃO FM DO LASER

3.1 - Introdução

Os sistemas de comunicações ópticas, hoje, fazem uso quase exclusivo da modulação de intensidade (IM) da portadora, que é, essencialmente, uma forma de modulação de amplitude (AM). Apesar das vantagens oferecidas por este método, existem também alguns problemas e limitações no que se refere, por exemplo, à corrente de injeção, máximo grau de modulação possível, ressonância, ruído [7,8].

Por isso têm sido realizados trabalhos, que comentaremos neste capítulo, sobre modulação FM de lasers semicondutores.

Falaremos, pois, neste capítulo, sobre os métodos de modulação FM de lasers e sobre algumas vantagens de FM sobre AM.

Analisaremos a capacidade e limitações destes métodos de modulação direta, principalmente no que se refere à largura de banda do laser, máximo desvio da frequência dos modos do laser e índice de modulação.

3.2 - Vantagens de FM sobre AM

Entre as vantagens de FM sobre AM, podemos enumerar as seguintes:

- i) Maior capacidade de transmitir informação, pois co-

mo veremos adiante, é possível modular um laser semicondutor em FM, até uma largura de banda de cerca de 10GHz [5].

- ii) Razão sinal/ruído mais alta, a índices de modulação suficientemente grandes.

Segundo Gagliardi [8], existe um melhor aperfeiçoamento, durante a demodulação de um sinal IM, do que de AM. Este aperfeiçoamento depende apenas do desvio, em frequência, da portadora usada. Desta forma, usando portadoras FM de banda larga, um sistema (FM/IM) pode produzir maior razão sinal/ruído na saída do que um sistema (AM/IM).

- iii) Ressonância do laser

A modulação direta da frequência da luz, ao contrário de AM, não excita a ressonância do laser, pois a intensidade da corrente de injeção é mantida constante [7].

O fenômeno da ressonância é devido à interação não linear da densidade de corrente injetada com o campo óptico na cavidade. Isto pode limitar a largura de banda de modulação.

- iv) Maior estabilidade na distribuição espacial dos modos

Existe uma mudança desprezível na distribuição espacial dos modos [3,7], quando FM é usado, ao contrário de AM.

Faço às vantagens de FM, passaremos a discutir, na próxima seção, os métodos mais usados para modular diretamente a frequência da luz de lasers semicondutores.

3.3 - Modulação FM. Métodos

A modulação direta da frequência óptica pode ser obtida variando a constante dielétrica (ϵ) da cavidade. Existem atualmente, dois métodos para variar (ϵ):

- a) Modulação da corrente de injeção [6].
- b) Modulação da frequência por meio de ondas ultrasônicas [1-5].

O primeiro método é baseado na dependência de (ϵ) com a inversão de população, especialmente à frequência lêsante, mas existem algumas limitações que explicaremos adiante.

O segundo método é potencialmente mais útil e é baseado na dependência de (ϵ) com a pressão, num laser semiconductor. Consiste em acoplar ondas sonoras perpendicularmente à junção do laser. Quando a pressão aumenta há uma mudança na energia de "gap" e, portanto, a constante dielétrica muda também. Isto resulta numa alteração da frequência dos modos da cavidade óptica e consequente modulação.

A praticabilidade de modulação da frequência de um laser semiconductor, usando ondas ultrassônicas, foi previamente demonstrada [1,2]. Estes experimentos foram feitos com um laser de homoestrutura (CW) de GaAs, operado a 4,2°K e foi usado um transdutor de quartzo para gerar o som, a uma frequência sonora modulante de 2MHz. Foram estimados as possibilidades de tal método de modulação, examinando suas limitações. O cálculo do limite teórico para a máxima alteração da frequência foi de (± 40 GHz).

Uma análise detalhada deste método foi feita por Ripper [3]. Usando teoria da perturbação de 1.ª ordem ele chegou ao resultado

$$\Delta v_{mnq} = A \frac{dv}{dt} L_m(ku) \exp\left(-\frac{ku^2}{4}\right) \cos \alpha t \quad (4.1)$$

que dá a alteração das frequências dos modos, nas direções x, y e z, à frequência modulante (α), onde $ku = \frac{\sqrt{2} \pi m_{0x}}{\lambda_s}$, λ_s é o comprimento de onda do som no material, m_{0x} a largura espacial do modo, na direção (x) de propagação da onda sonora, $L_m(t)$ polinômio de Laguerre de ordem (m) e A é uma constante proporcional ao pico da pressão sonora.

De acordo com (4.1), cada modo do laser é de frequência modulada pela onda sonora, com desprezível distorção harmônica e mistura de modos.

3.4 - Capacidade e limitações dos métodos de modulação direta IM.

A capacidade de um sistema está diretamente ligada à sua largura de banda, por isso devemos avaliar estes métodos de modulação, em termos da máxima largura de banda alcançável e da eficiência de modulação. Uma grande largura de banda e alto índice de modulação são desejáveis porque facilitarão a demodulação.

3.4.1 - Análise do método (b)

i) Largura de banda

De acordo com (4.1), a amplitude da modulação é reduzida consideravelmente se (λ_s) é pequeno comparado com a largura do feixe na direção (x). Então para que haja

uma boa eficiência de modulação, uma das condições é que $(\lambda_s \gg \omega_{ox})$. Em conjunção com as características do detector e do circuito gerador de som (o próprio transdutor e o circuito alimentador eletrônico) isto determina a máxima largura de banda possível no sistema FM.

Com isto, uma largura de banda da ordem $c_s/\pi\omega_{ox}|3|$ será possível, o que dá um máximo de, aproximadamente 3 GHz, para lasers de homojunção.

Esta largura de banda pode ainda ser otimizada como mostraram Ribeiro et al [5], estendendo a análise anterior ao caso de lasers de heteroestrutura dupla que, além de terem a vantagem de operação (CW) à temperatura ordinária, permitem que a espessura da região ativa seja arbitrariamente escolhida. Foi demonstrado [5] que o valor da largura de banda pode ser otimizado para 3 GHz, quando a espessura da região ativa $\tilde{e}$ de 0,26mm, para o modo fundamental ($m=0$).

ii) Índice de modulação. Desvio máximo da frequência

O índice de modulação é definido [3] como

$$m_p = \frac{\Delta\omega_{\max}}{\omega} = \frac{2\pi \Delta\nu_{\max}}{\omega} \quad (4.2)$$

onde $\Delta\nu_{\max}$ é o máximo desvio de frequência do modo central, como obtido de (4.1).

Como $\Delta\nu_{\max}$, a uma dada frequência, é proporcional ao pico da pressão sonora, então o máximo índice de modulação dependerá do transdutor usado. A única limitação imposta pelo próprio laser é que $\Delta\nu_{\max}$ seja inferior ao

espaçamento longitudinal entre os modos do laser [3], ou seja, $\Delta\nu_{m\ddot{a}x} = 43$ GHz, o que prova que substancial índice de modulação é possível, mesmo as mais altas frequências de modulação utilizáveis.

Em [4], valores experimentais para o máximo índice de modulação foram $m_p = 6$ para uma frequência sonora modulante ($f_s = 150$ MHz). Neste caso a saída do laser apresenta desprezível mistura de modos também, mas cada modo consiste de um conjunto de "side bands", espaçados a uma distância (α), um de cada lado da frequência angular da portadora.

3.4.2 - Análise do método (a)

Este método apresenta uma certa dificuldade, pois substancial AM ocorre, em conjunção com FM [7]. Em [6] foi obtido um índice de modulação $m_f = 2,4$ para uma frequência modulante $f_s = 2,25$ GHz, porém limites teóricos para a máxima alteração da frequência e largura de banda de modulação não são conhecidos.

Faça ao exposto neste capítulo concluímos que deve ser também bastante viável, em sistemas de comunicações, a modulação de frequência de lasers semicondutores, principalmente a modulação por ondas ultrasônicas, enviadas perpendicularmente à junção, que apresenta desprezível AM em conjunção com FM.

CAPÍTULO 4

MODULAÇÃO DE FREQUÊNCIA DE SINAIS E DEMODULAÇÃO

4.1 - Introdução

A modulação de frequência não é utilizada até hoje em sistemas de comunicações ópticas porque a demodulação FM não é muito prática, e, provavelmente, porque a modulação FM do laser não está ainda num grau de desenvolvimento igual à modulação AM.

No entanto, devido a certas vantagens de FM sobre AM, na modulação da luz de lasers semicondutores, abordadas no capítulo 3, pensou-se num método de converter um puro sinal FM para AM, de modo que o sinal seja facilmente detectado.

O objetivo deste capítulo é propor, como método de demodulação de um sinal FM, a dispersão da velocidade de grupo em uma fibra óptica, que evolui o sinal FM em AM. Esta fibra óptica pode ser a mesma que aquela usada para meio de transmissão do sinal.

Estudaremos a modulação FM de banda estreita (N.B.M), deixando a modulação de banda ampla (W.B.M) para o próximo capítulo.

4.2 - [Modulação em geral]

4.2.1 - Introdução

Antes de entrar propriamente no estudo da modulação FM, abordaremos, nesta seção, alguns aspectos de modulação

em geral, efeitos da dispersão e perdas, sob a forma de pulsos se propagando em fibras monomodo, e discutiremos a linearidade da fibra com respeito à potência ("baseband linearity").

4.2.2 - Modelo matemático e físico do cálculo

Consideraremos uma fibra monomodo, com uma origem óptica, onde apenas um único modo, o modo fundamental é acoplado à fibra.

O campo em um comprimento (L) da fibra, é uma função linear do campo de entrada, ou seja,

$$(*) \quad E(t, L) = \int dt' h(t - t') F(t', 0) \quad (4.1)$$

onde $h(t - t')$ é a resposta da fibra à amplitude do campo de entrada. É uma função real de $(t - t')$ e satisfaz a relação de causalidade $h(t - t') = 0$ para $t < t'$. Ela contém as propriedades de dispersão e de perda da fibra monomodo. A expressão explícita para $h(t - t')$, derivada das equações de Maxwell é,

$$h(t - t') = \int \frac{dw}{2\pi} Q(w) e^{-i w(t - t')} \quad (4.2)$$

onde

$$Q(w) = e^{i \beta(w)L} \quad (4.3)$$

é o operador translação no comprimento L , em termos da constante de propagação, $\beta(w)$, do modo fundamental. Esta é assumida ser real, desprezando as perdas.

(*) Os limites em todas as integrais, daqui para frente, quando não estiverem fixados, serão de $-\infty$ a $+\infty$.

4.2.3 - Propriedades da constante de propagação

Em um guia dispersivo a constante de propagação depende da frequência. Esta relação é dada por $\beta = \beta(\omega)$ para o campo eletromagnético.

Veremos, nesta seção, como as propriedades de dispersão e de perda em uma fibra estão ligadas à constante de propagação

i) Perdas

As perdas podem ser incluídas normalmente, dando uma parte imaginária à constante da propagação $\beta = \beta_r + i\beta_i$, onde β_r é a parte real e β_i a parte imaginária. Substituindo este complexo em (4.3) e, depois em (4.2), vemos que para ter uma queda exponencial ao longo da fibra, devemos ter $\beta_i > 0$.

Como o campo é real, temos as seguintes relações para a constante de propagação, conforme demonstrado no apêndice A,

$$\beta_r(\omega) = \beta_r(-\omega)$$

ou

$$\beta_r(\omega) = \beta_r(-\omega)$$

$$\beta_i(\omega) = -\beta_i(-\omega)$$

ii) Velocidade de grupo e dispersão

Um pulso viaja ao longo de uma fibra, com a velocidade de grupo $v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\beta'}$ [21], avaliada na frequência da portadora (ω_0).

Conforme falamos no capítulo 2, a taxa

de transmissão de um sinal, através de uma fibra óptica monomodo, depende da dispersão material e de guia de onda. A constante de propagação é definida por $\beta = n(w) \frac{\omega}{c} + f(w)$, onde $n(w)$ é o índice de refração do núcleo, c a velocidade da luz no vácuo e $f(w)$ é uma função da contribuição do guia. A combinação dos dois efeitos chamaremos de dispersão de velocidade de grupo na fibra. Na maioria dos comprimentos de onda de operação, o alargamento do pulso transmitido pela fibra, devido à dispersão de velocidade de grupo, é descrito adequadamente pela 2ª derivada da constante de propagação (β) do modo da fibra, ou seja, $\beta'' = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2}$. Porém, na região de comprimento de onda de 1,1 μm a 1,6 μm , β'' tende para zero [17] e, neste caso, o alargamento do pulso é determinado por $\beta''' = \frac{d^3 \beta}{d\omega^3}$.

4.2.4 - Modulação e largura de linha do laser

Para banda de modulação razoavelmente estreita [22] nós poderemos escrever o campo de entrada numa fibra, lançado por um laser monomodo, como

$$E_0(t) = R(t) M(t) \exp \left[-i\omega_0 t \right] \quad (4.5)$$

onde $M(t)$ é a função complexa modulação da portadora, $R(t)$ um processo estocástico complexo [23] que dá a largura de linha do laser e ω_0 é a frequência central da portadora.

- $M(t)$ é real para modulação de amplitude e $|M(t)| = 1$ para modulação de frequência ou fase.

- $R(t)$ é um processo aleatório que satisfaz $\langle R(t) \rangle = 0$, onde $\langle \dots \rangle$ é a média sobre um conjunto de fibras e lasers idênticos.

- A função de autocorrelação:

$$R(t) = R^*(t') = C(t - t') \quad (4.6)$$

é uma função real, par, apenas função de diferença $(t - t')$. Trata-se de um processo estacionário

- O espectro do laser $C(\omega)$ é dado pela T.F. de $C(t - t')$,

$$C(\omega) = \int dt C(t) \exp \left[i\omega t \right] \quad (4.7)$$

onde $t - t' = \tau$ e $C(\tau)$ é assumida ser uma função pico, na maioria das vezes uma gaussiana. O sinal $(-)$ significa T.F. da função abaixo dele.

A largura da função $C(\tau)$ chama-se tempo de coerência (τ_c), ou tempo de correlação do processo $R(t)$. A relação entre a largura de linha do laser (Δf) e τ_c poder ser determinada, definindo Δf como o intervalo de frequências para o qual $C(\tau)$ tem um valor igual a metade do seu máximo. Considerando $C(\tau) = \exp(-\tau^2/\tau_c^2)$ isto resulta em

$$\Delta f = \frac{2 \sqrt{\ln 2}}{\pi \tau_c} = \frac{0,530}{\tau_c} \quad (4.8)$$

4.2.5 - Intensidade na saída da fibra. Tipos de modulação. Linearidade na potência

O objetivo desta seção é caracterizar os tipos de modulação (coerente e incoerente) e fazer uma análise detalhada da transmissão através da fibra, quando uma fonte incoerente de luz é usada. Neste caso uma fibra óptica se comporta linearmente, em termos da potência (a potência de saída é uma função li-

near da potência de entrada). Esta característica chamada "base band linearity" (BL) [22,24] é desejável em sistemas de modulação AM.

Aplicando a definição de intensidade

$$I(L,t) = \langle E(L,t)^2 \rangle \quad (4.9)$$

e usando (4.1), (4.5) e (4.6) obtemos

$$I(t,L) = \int dt' \int dt'' h(t-t') h(t-t'') M(t') M^*(t'') C(t' - t'') \times \\ \times \exp \left[-i\omega_0(t' - t'') \right] \quad (4.10)$$

que dá a intensidade na saída da fibra em função da intensidade na entrada, no caso geral.

Definamos agora um novo parâmetro (τ_m) , tempo característico de modulação (largura do pulso ou inverso da frequência de modulação no caso de modulação sinusoidal). A equação (4.10) mostra que dois casos podem ser distinguidos, dependendo de $M(t)$ variar muito ou pouco no intervalo (τ_m) . Entao nós definimos dois casos:

- (i) $\tau_c \gg \tau_m$ modulação coerente
- (ii) $\tau_c \ll \tau_m$ modulação incoerente

Neste último caso, $M(t)$ varia muito pouco em todo domínio onde $C(t)$ não é desprezível. Entao, se a condição ii) é satisfeita, podemos aproximar $M(t') = M(t'')$, na equação (4.10). Com a definição de $t' - t'' = \tau$, temos

$$I(t,L) = \int dt' I(t',0) K(t - t') \quad (4.11)$$

onde $I(t', 0) = |M(L')|^{-2}$ intensidade na entrada

$$\tilde{K}(t - t') = h(t - t') \int_0^L dt' h(t - t' + t') r(t') \exp \left[-i \omega_0 (t - t') \right] \quad (4.12)$$

é a resposta impulsional. Esta caracteriza a fibra no domínio temporal.

A equação (4.11) descreve a BL, isto é, ela mostra que, satisfeita a condição ii) a fibra é um sistema linear em potência.

As integrais (4.11) e (4.12) podem ser avaliadas em alguns casos de interesse. Fazendo uma expansão de Taylor da constante de propagação, em volta da frequência portadora,

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta''(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta'''(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (4.13)$$

se a série é truncada depois do 2º termo, a substituição das equações (4.2), (4.3) e (4.13) em (4.11) dá para a intensidade

$$I(t, L) = I \left[(t - \beta' L), 0 \right] \quad (4.14)$$

onde $\beta' = \beta'(\omega_0)$. O conteúdo físico deste resultado é que o pulso se propaga sem deformação e sem atenuação, com uma velocidade de grupo $v_g = 1/\beta'$, sustentando a definição dada na secção (4.2.3).

Também é interessante calcular $I(t, L)$, baseada na equação exata (4.10), mas com aproximação de $\beta(\omega)$ até 2ª ordem em $(\omega - \omega_0)$, pois uma fibra realística contém dispersão material e de guia. Assumindo modulação real, gaussiana, linha de laser também gaussiana, obtemos agora, conforme cálculos no apêndice B

$$I(t,L) = \frac{1}{\sigma} \exp \left[- \frac{(t - \beta^* L)^2}{\sigma^2} \right] \quad (4.15)$$

onde

$$\sigma = \left[\tau_m^2 + (2\pi\beta^* L)^2 (B_m^2 + \Delta f_1^2) \right]^{1/2} \quad (4.16)$$

é a largura do pulso na saída.*

De acordo com (4.16) vemos que, em modulação de amplitude, a largura do pulso na saída é sempre maior que a sua largura na entrada.

O gráfico de $\sigma \times \tau_m$ é esboçado abaixo

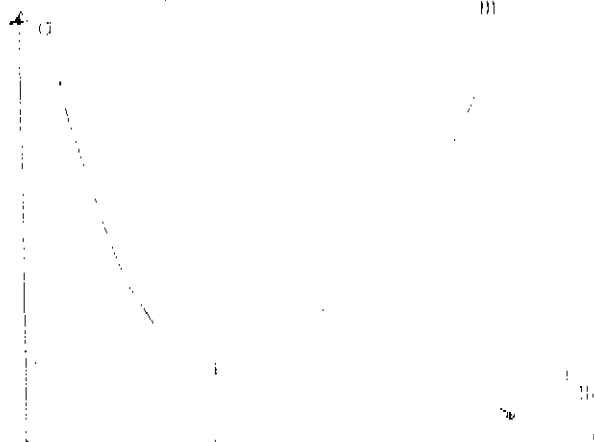


Fig. 4.1

Existe, portanto, um valor para τ_m que minimiza (σ), isto é, que dá a largura ótima para o pulso de entrada, tomando a máxima vantagem da banda do guia. Através de um cálculo simples encontramos o valor de

$$(\tau_m)_{\text{ótimo}} = (2\pi\beta^* L)^{1/2} \quad (4.17)$$

para $\beta^* L \gg 0$. Podemos observar que este valor não depende de Δf_1 .

Segundo Marcuse [25], utilizando o método dos momentos, a largura do pulso na saída, no caso em que $\beta^* L \gg 0$ é

(*) Δf_1 é a banda espectral do laser e $B_m = 1/2 \times \tau_m$ é a largura da banda de modulação do pulso.

$$0 = \frac{T^2}{2} + \frac{(\beta''L)^2}{2} \left(\frac{1}{T^2} + W^2 \right) + \frac{1}{8} \cdot (\beta''L)^2 \left(\frac{1}{T^2} + W^2 \right)^2 \quad (4.18)$$

onde $T = \sqrt{2} \tau_m$ e $W = \sqrt{2} (2\pi \Delta f_1)$

Conforme já falamos, o 3º termo da equação só tem valor significativo, quando $\beta'' = 0$. Tentando, da mesma forma, calcular $(\tau_m)_{\text{ótimo}}$, chegamos na equação

$$\frac{(\beta'''L)^2 W^2}{2T^4} + 1 = - \frac{(\beta'''L)^2}{2T^6}$$

Para $W \ll 1$ (modulação coerente) o termo no lado esquerdo é bem menor que 1. Neste caso temos então

$$(\tau_m)_{\text{ótimo}} = \left(-\frac{\beta'''L}{4} \right)^{1/3} \quad (4.19)$$

Na seção seguinte passaremos a abordar o caso (i), referente à modulação coerente.

4.3 - Modulação coerente de frequência ou fase. Demodulação de um sinal de banda estreita

4.3.1 - Introdução

Abordaremos nesta seção a modulação em frequência de banda estreita da luz de um laser, e demodulação do respec-

tivo sinal FM, transmitido através de uma fibra óptica monomodo.

Quando uma fonte de luz, que é temporalmente coerente, é usada, acoplada a uma fibra, não tem BI, pois, no caso, $M(t)$ vai variar consideravelmente em todo domínio da função $C(t)$ e, conseqüentemente, não é possível a aproximação feita na seção anterior. Porém, enquanto que em BI, FM não é possível, como podemos comprovar pela análise da equação (4.11), com $|M(t')|^2 = 1$, agora modulação de frequência é praticável.

Discutiremos amplamente nesta seção a conversão de FM para AM por dispersão de velocidade de grupo de uma fibra óptica.

4.3.2 - Intensidade na saída e função resposta de fibra

Consideramos uma fibra monomodo, com um laser de frequência modulada, acoplando um único modo longitudinal do laser à fibra. O campo de entrada agora é dado por

$$E_0(t) = R(t) \exp \left[-i\omega_0 t - iA\phi(t) \right] \quad (4.20)$$

omitindo aqui, e daqui para frente, um fator dependente das coordenadas espaciais transversas, o qual representa o campo elétrico do modo fundamental na frequência portadora ω_0 , e $A\phi(t)$ é a função modulação de fase, é uma função real do tempo. $R(t)$ é um processo estocástico cujas propriedades são discutidas em (4.2.4).

Usando (4.20) e (4.2) em (4.1) temos o campo para uma distância L na fibra

$$E(L,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \int dt' Q(\omega) R(t') \exp \left[-i\omega t + i\omega t' - i\omega_0 t' - iA\phi(t') \right] \quad (4.21)$$

Usando (4.9)

$$I(L, t) = \int \frac{dw}{(2\pi)^2} \int dw' \left[dt' \int dt'' \left[R(L') R^*(L'') + Q(w) Q^*(w') \right] \right] \times \quad (4.22)$$

$$\times \exp \left[-i(w - w')t + iwt' - iw't'' - iw_0(t' - t'') - i\Lambda_F(L') + i\Lambda_F(L'') \right]$$

No caso de N.B.M., $\Lambda_F = 1$, e podemos fazer a aproximação

$$\exp \left[-i\Lambda_F^{\pm}(t) \right] \approx 1 - i\Lambda_F^{\pm}(t) \quad (4.23)$$

Usando (4.23) em (4.22), temos até 1ª ordem em Λ_F

$$I(L, t) = \int \frac{dw}{(2\pi)^2} \int dw' \left[dt' \left[C(w' - w_0) \exp \left[-i(w - w')t' + i(w - w')t \right] \right] \times \right. \\ \left. \times Q(w) Q^*(w') \right] \left[1 - i\Lambda_F^+(t') + i\Lambda_F^-(t' - t) \right] \quad (4.24)$$

onde usamos as definições $\tau = t' - t''$ e a equação (4.7)

Definindo $w = w' - w_0$, após algumas manipulações algébricas, (4.24) torna-se

$$I(L, t) = 1 + \int \frac{d\omega}{2\pi} Z_F(\omega) \Lambda_F^-(\omega) \exp \left[-i\omega t \right] \quad (4.25)$$

onde

$$Z_F(\omega) = i \int \frac{dw}{2\pi} C(w - w_0) H(w, \omega) \quad (4.26)$$

é a integral de Fourier da resposta impulsional, ou função resposta da fibra, e

$$H(w, \omega) = Q(w + \omega) Q^*(w) - Q(w) Q^*(w + \omega) \quad (4.27)$$

Em (4.25) o 1º termo ("1") é a intensidade de fundo ("background") e o 2º termo corresponde à modulação de intensidade.

Assumindo, agora, que a constante de propagação varia vagarosamente através da frequência da portadora, podemos fazer uma expansão de Taylor para β até 2ª. ordem, ou seja, truncando a equação (4.13) no 3º termo,

$$\beta(w) = \beta + \beta'(w - w_0) + \frac{1}{2} \beta''(w - w_0)^2 \quad (4.28)$$

onde $\beta = \beta(w_0)$. Usando (4.28) e (4.3) em (4.27) e, depois, o resultado em (4.26) obtemos para a função resposta da fibra, à frequência de modulação (ω)

$$Z_F(\omega) = 2 \exp \left[-i\beta' L \omega - \left(\frac{\beta'' L \omega^2}{2} \right)^2 \right] \sin \left(\frac{1}{2} \beta'' L \omega^2 \right) \quad (4.29)$$

onde assumimos linha de laser gaussiana $E(\cdot) = \exp(-\frac{1}{2} \omega^2 / \omega_0^2)$.

4.3.3 - Resposta impulsional. Efeito da largura de linha do laser

A resposta impulsional representa a resposta da fibra a uma excitação de fase ω , do tipo função delta. Ela é obtida fazendo a T.F. de Z_F , ou seja,

$$K_F(\cdot) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega Z_F(\omega) \exp \left[-i\omega t \right] \quad (4.30)$$

Observação: Esta resposta impulsional não deve ser confundida com aquela das equações (4.11) e (4.12), em termos da intensidade de entrada.

Substituindo (4.29) em (4.30) e, resolvendo a integral, após alguns cálculos, obtemos

$$K_F(\tau) = \sqrt{2} \sin(\tau) \exp\left\{-\frac{\pi}{2} \tau^2 \sin^2(\tau) \left[\frac{1}{2} - \cos^2(\tau) \sin^2(\tau)\right]\right\} \quad (4.31)$$

que é a resposta impulsional, calibrada a unidades de $(\text{ps}^{-1})^{-1/2}$. A quantidade τ é um tempo normalizado $\tau = t/t_d$ ($(2\text{ps}^{-1})^{1/2}$ (tempo de dispersão da fibra por unidade de largura de banda do sinal de entrada))

$$\tau = (\beta L - \pi) / (\pi d) \quad (4.32)$$

$$d = \frac{\pi}{2} \tan\left(\frac{\pi}{2} \frac{c}{\pi d}\right) \quad (4.33)$$

A resposta impulsional (4.31) é mostrada na figura (4.2), para vários valores do parâmetro (τ) relacionado à largura de linha do laser. Pela análise deste gráfico podemos tirar algumas conclusões:

i) A resposta nos mostra um pico central, cercado de oscilações ("sidebands"), cuja intensidade diminui com o valor de τ .

ii) O efeito da largura de linha do laser é amortecer a parte de alta frequência das oscilações. Temos dois casos limites a considerar:

1) Para $\Delta f L \rightarrow \frac{1}{\text{ps}}$, $\tau \rightarrow 0$ e $\Delta f L \rightarrow 0$, logo não existe modulação de amplitude.

2) Para $\Delta f L \rightarrow \frac{1}{\text{ps}}$, $\tau \rightarrow 90^\circ$ o neste caso (4.31) assume a forma

$$K_F(\tau) = \sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \pi \tau^2\right) \quad (4.34)$$

Esta função é dada pela linha pontilhada (...). Neste caso as oscilações não são amortecidas. Isto não pode ser um resultado físico, porque ele indica que parte do pulso se propaga com velocidade infinitamente grande. O problema está ligado à aproximação feita em (4.28), que viola a causalidade, dando uma velocidade de grupo que varia de $(-\infty$ a $+\infty)$, conforme gráficos esboçados abaixo

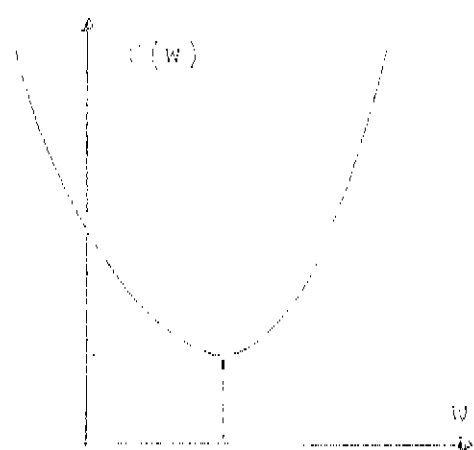


Fig. 4.3-a)

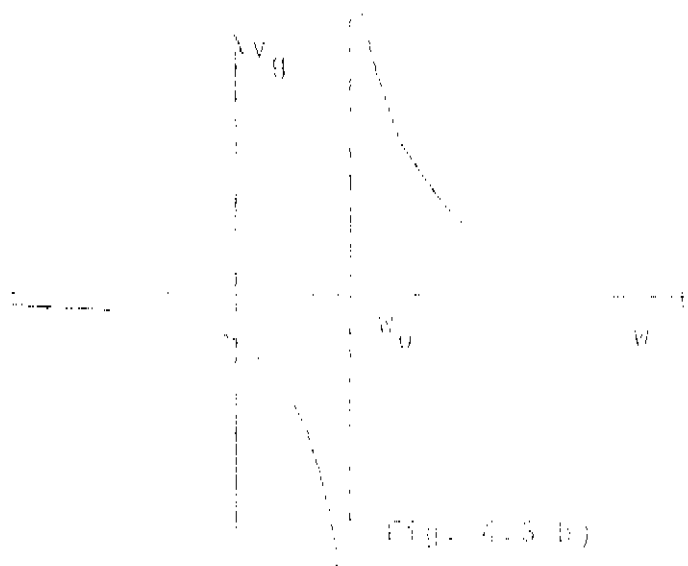


Fig. 4.3-b)

iii) O tempo necessário à modulação de um sinal de máxima intensidade é obtido, quando a duração da modulação iguala, aproximadamente, a largura do pico principal de $K_p(t)$, ou seja, comparando (4.34) e (4.32), obtemos $\tau_0 = (2\pi^2 L)^{1/2}$, que é uma boa aproximação em casos de interesse.

iv) A integral no tempo de $AI(t)$ é zero, como resultado da propriedade $Z_p(0) = 0$. Esta propriedade permanece válida, mesmo para resposta não linear, para todas as ordens de A^2 , como se esperaria da conservação da energia. Isto é mostrado no apêndice C.

4.3.4 - Função do sistema Laser x Fibra

Num sistema real a largura de banda de modulação do laser deve ser levada em conta, por isso devemos escrever

a função resposta do sistema como

$$Z_{LF}(u) = Z_I(u) / Z_I(u) \quad (4.35)$$

onde

$$Z_I(u) = \Delta\phi(u) / S(u) \quad (4.36)$$

define a modulação de fase em termos do sinal acústico $S(u)$ usado para modular o laser. No caso de modulação de banda estreita a resposta do laser é linear na amplitude do sinal de entrada ($S(u)$)

$$S(u) \rightarrow \boxed{\text{Laser}} \xrightarrow{\Delta\phi(u)} \boxed{\text{fibra}} \rightarrow H(u) = Z_{LF}(u) S(u)$$

Segundo trabalho de Ripper [31], a função resposta do laser para a n -ésima ordem dos modos transversos, na direcção de propagação do som, é dada por uma função de Gauss-Laguerre:

$$Z_I(u; n) = \frac{1}{2\pi} \exp \left\{ -\frac{u^2}{4q^2} \left[1 + n \frac{u^2}{2q^2} \right] \right\} \quad (4.37)$$

onde $L_n(x)$ é o polinómio de Laguerre de ordem (n) , $q = \sqrt{2} C_s / W_{0x}$ é um parâmetro ligado à largura de banda do laser, sendo C_s a velocidade do som e W_{0x} a largura espacial do modo, na direcção transversa à recta activa, ao longo da direcção de propagação do som.

Usando (4.29) e (4.37) em (4.35), obtemos

$$Z_{11}(a;n) = \frac{j}{\alpha} \exp \left[j \int_0^a \beta^2(z) dz \right] \sin \left(\frac{j}{2} \frac{\beta^2(z)}{\alpha^2} \right) I_n \left(\frac{\beta^2(z)}{2\alpha^2} \right) \times$$

$$\times \exp \left\{ - \int_0^a \frac{1}{4q^2} \left[\left(\frac{\beta^2(z)}{2\alpha^2} \right)^2 + \alpha^2 \right] dz \right\} \quad (4.38)$$

que é a função resposta do sistema laser x fibra, onde, na gaussiana, estão agora combinados os efeitos de largura de linha e largura de banda do laser.

4.3.5 - Determinação da faixa de comprimento (1) da fibra necessária à demodulação

4.3.5.1 - Introdução*

Nesta seção, vamos fazer um cálculo aproximado da faixa de comprimento (1) da fibra necessária à conversão FM - AM. Para isso consideramos uma forma gaussiana para $\Delta\phi$ e determinamos qual a largura do pulso na entrada da fibra que torna $Z_{11}(1)$ mais estreito. Esta largura de entrada $\beta(z)$ é dada em (4.3), conforme veremos adiante, é a frequência de modulação que é o produto da função espectral do sinal de som, a função resposta do laser e a (4.1) da função espectral do laser.

4.3.5.2 - largura do pulso

A largura de um pulso, de um modo geral é tirada da definição de valor médio de uma função $f(t)$,

$$\langle f(t) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} M(t) f(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} M(t) dt} \quad (4.39)$$

com $f(t) = A t^2 / (t^2 + 1) = 1 - 1/(t^2 + 1)$. A definição esperada de $M(t)$ é $M(t) = A I(t)$, mas por causa da propriedade $\int_{-\infty}^{+\infty} A I(t) dt = 0$, a definição (4.39) não poderia ser aplicada. Porém definimos

$$M(t) = \left[A I(t) \right]^2 \quad (4.40)$$

onde

$$A I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\psi_L(\alpha) - \psi_F(\alpha) \right] e^{-i\alpha t} \frac{d\alpha}{2\pi} \quad (4.41)$$

Usando (4.35), (4.41) e (4.40) em (4.39) obtemos, após algumas manipulações algébricas

$$\langle A t^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{d F(\alpha)}{d \alpha} \right|^2 d \alpha}{\int_{-\infty}^{+\infty} |F(\alpha)|^2 d \alpha} \quad (4.42)$$

$$\text{onde } F(\alpha) = \psi_L(\alpha) - \psi_F(\alpha) = \hat{S}(\alpha) e^{-i\alpha t_F} \quad (4.43)$$

$$\psi_F = \exp[-i\beta^2 t_F] Z_F(\alpha) = 2 \sinh\left(\frac{1}{2} \beta^2 L \alpha^2\right) \exp\left[-\left(\frac{\beta^2 L}{4\alpha}\right)^2 \alpha^2\right] \quad (4.44)$$

Considerando $(n=0)$ em (4.37) e usando esta, e (4.44), em (4.43) obtemos

$$E(\alpha) = \sin\left(-\frac{1}{2} - \beta'' L \alpha^2\right) \exp\left\{-\left[\frac{1}{4g^2} + \left(\frac{\beta'' L}{\alpha}\right)^2\right] \frac{1}{2}\right\} \frac{1}{\alpha} \quad (4.45)$$

Por conveniência definamos a função de entrada, não por $S(t)$, mas pela função

$$X(t) = \begin{cases} t \\ S(t) dt \end{cases} \text{ o que dá}$$

$$X(\alpha) = \frac{S(\alpha)}{-i\alpha} \quad (4.46)$$

Se considerarmos, agora, uma onda sonora gaussiana $X(t)$ $X_0 \exp\left[-\frac{\alpha^2}{2\Delta\alpha^2}\right]$, onde $\Delta\alpha = \frac{1}{T_S}$, sendo T_S largura do pulso sonoro, temos por substituição em (4.46)

$$E(\alpha) = X_0 \sin\left(-\frac{1}{2} - \beta'' L \alpha^2\right) \exp\left\{-\left[\frac{1}{2} + \alpha^2\right]\right\} \quad (4.47)$$

$$\text{onde} \quad \alpha^2 = \frac{1}{\alpha_0^2} + \frac{1}{\Delta\alpha^2} \quad (4.48)$$

$$\text{e} \quad \frac{1}{2\alpha_0^2} = \left[\frac{1}{4g^2} + \left(\frac{\beta'' L}{\alpha}\right)^2 \right] \frac{1}{2} \quad (4.49)$$

Substituindo (4.47) em (4.42) e, integrando, dá

$$\frac{A t^2}{\beta'' L} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\beta''^2}{\beta'' L} - \frac{\beta'' L}{\sigma^2} \right) \left[1 + \frac{\frac{\beta'' L}{\sigma^2} \sin \frac{\tau}{2} + \frac{\sigma^2}{\beta'' L} \cos \frac{\tau}{2} \right] + \frac{\frac{\beta'' L}{\sigma^2} \cos \frac{\tau}{2} + \frac{\sigma^2}{\beta'' L} \sin \frac{\tau}{2}}{\left[1 + \left(\frac{\beta'' L}{\sigma^2} \right)^2 \right]^{5/4}} \right. \\ \left. + \frac{\frac{\beta'' L}{\sigma^2} \cos \frac{\tau}{2} + \frac{\sigma^2}{\beta'' L} \sin \frac{\tau}{2}}{\left[1 + \left(\frac{\beta'' L}{\sigma^2} \right)^2 \right]^{5/4}} \right\} \times \left[1 + \frac{\cos \frac{\tau}{2}}{\left[1 + \left(\frac{\beta'' L}{\sigma^2} \right)^2 \right]^{1/4}} \right] \quad (4.50)$$

$$\text{onde } \tan \tau = \frac{\beta'' L}{\sigma^2} \quad (4.51)$$

$\frac{\sigma^2}{\beta''}$ e $\frac{A t^2}{\beta'' L}$ são, respectivamente, as larguras do pulso, normalizadas, na entrada e saída da fibra. Fazendo um programa podemos calcular uma em função da outra e graficar o resultado (ver Figura 4.4).

Observamos que a largura no saídas é mínima para

$$\frac{\sigma^2}{\beta'' L} = 0,741 \quad (4.52)$$

Observação: Podemos também determinar a mínima largura do pulso, na entrada da fibra, usando o seguinte argumento: - Para minimizar o efeito das oscilações além do pico central, a largura da gaussiana da equação (4.45), no ponto 1/2, deve ser aproximadamente igual à frequência do pico central, dada por $\sigma^2 = \frac{1}{1 + \frac{\beta'' L}{\sigma^2}}$.

Devemos ter, então

$$\frac{\sigma^2}{\beta'' L} = \frac{1}{1 + \frac{\beta'' L}{\sigma^2}} \quad (4.53)$$

As equações (4.53) e (4.52) concordam qualitativamente, porém (4.52) foi determinada usando um argumento mais rigoroso.

4.3.5.3 - Faixa permissível de comprimento da fibra, para máxima conversão FM-AM.

Usando (4.48) e (4.49) em (4.52) obtemos

$$\frac{1}{2\Delta\alpha^2} = 0,37 (B^2 L) + \left(\frac{B^2 L}{16} \right)^2 + \frac{1}{4\alpha^2} = 0 \quad (4.54)$$

O gráfico de (4.54) é esboçado na figura abaixo:

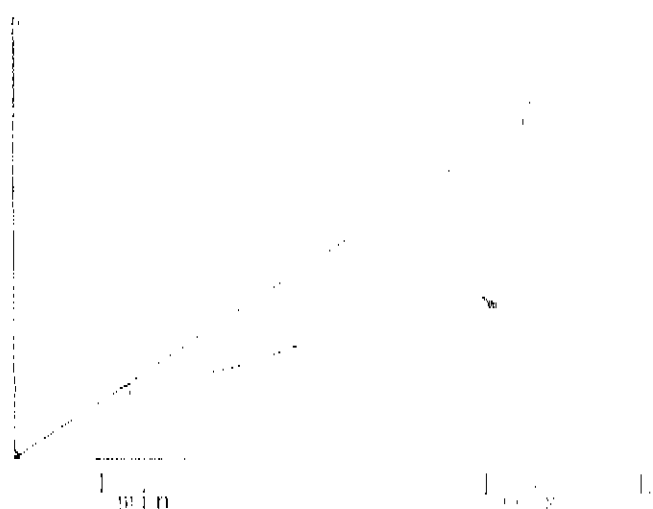


Fig. 4.5

que nos mostra que existe uma faixa de comprimento (L) da fibra, entre 2 limites, para a qual máxima conversão FM-AM ocorre. Podemos encontrar estes limites resolvendo (4.54) para L . Temos então

$$L_{\text{limite}} = \frac{0,052}{B^2 \Delta f^2} \left[1 \pm \sqrt{1 - 1,32 \left(\frac{\Delta f^2}{b} \right)^2} \right] \quad (4.55)$$

onde $b = (g \sqrt{\epsilon_n})^2 / a$ é a largura de banda de modulação do laser. Desenvolvendo o termo entre colchetes e tomando o 1º

termo da expansão em cada caso, chegamos no resultado

$$\frac{0,05}{\beta'' - b} \approx 1 \approx \frac{0,10}{\beta'' (\Delta f)^2} \quad (4.56)$$

Para uma fibra com núcleo dopado de germânio ($\beta'' = 5,6 \times 10^{-28} \text{ s}^2/\text{cm}^2$ em $\lambda = 1,0 \text{ }\mu\text{m}$) [26], com $b = 8 \text{ GHz}$ [5] e $\Delta f = 100 \text{ MHz}$ [27], obtemos $L_{\min} = 20 \text{ Km}$ e $L_{\max} = 200.000 \text{ Km}$, mas se

$\Delta f = 1 \text{ GHz}$ temos $L = 2000 \text{ Km}$; então o limite superior é determinado pela largura de linha do laser, como mostra o gráfico

$$\left[\left(\frac{\beta'' \Delta f^2}{0,052} \right) + 1 \right]_{\min}^{\max} \times X = X, \text{ onde } X = 1,12 \left(\frac{\beta'' \Delta f^2}{b} \right)^2, \text{ da figura}$$

(4.6). Podemos verificar que para $X = 1$, $L_{\min} = L_{\max} =$

$$= \frac{0,052}{\beta'' (\Delta f)^2} \text{ e para } X = 0, \quad L_{\min} = 0 \text{ e } L_{\max} = \frac{0,10}{\beta'' (\Delta f)^2}$$

4.3.6 - Resposta impulsional para o sistema

Laser x Fibra

Fazendo a T.F. da equação (4.38), com $n = 0$, obtemos a resposta impulsional para o sistema Laser x fibra, onde consideramos, agora, também a largura de banda do laser ou seja

$$K_{LF}(\omega) = \frac{1}{\pi} \left[\int_0^\infty \frac{dx}{x} \sin\left(\frac{1}{2}\beta''Lx^2\right) \exp\left(-\frac{(\beta''L)^2}{2x^2}\right) + \frac{1}{x\alpha\omega} + i(1-\beta) \right] \quad (4.57)$$

Calculando a integral, conforme apêndice B, chegamos no resultado

$$K_{LF}(\omega) = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\pi \cos \beta} \left[Y(\xi, \phi) \sin \frac{\phi}{2} + X(\xi, \phi) \cos \frac{\phi}{2} \right] \quad (4.58)$$

onde ξ é definido em (4.32) e

$$\tan \phi = -2 \beta'' L / \gamma_c'^2$$

com

$$\gamma_c' = (-\beta'' L)^{-1/2} \left(-\beta'' L \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{4g^2} \right)^{-1/2} \quad (4.59)$$

$X(z, \phi)$ e $Y(z, \phi)$ são integrais dadas explicitamente no Apêndice D e calculadas numericamente por meio de um computador da UNICAMP (PDP-10).

O gráfico de $K_{LF}(z)$, equação (4.6), é mostrado na figura (4.7), para vários valores de g , onde $g = \frac{\pi}{2} - \theta$. A análise deste gráfico e sua comparação com o gráfico da figura (4.2), nos permite concluir o seguinte:

i) O efeito combinado da largura de linha e largura de banda do laser é amortecer a parte de alta frequência das oscilações, e que, mesmo para $\Delta f = 0$, as oscilações continuam amortecendo lentamente. Neste caso

$\tan \phi = \cot g \theta = - \frac{1}{2\beta'' L g^2}$ e para $g \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow \pi/2$. A resposta impulsional $K_{LF}(z)$ é então apresentada pela linha pontilhada (---)

ii) Levando em conta a largura de banda do laser as oscilações espúrias também diminuem.

4.3.7 - Intensidade na saída da fibra para $\Delta\phi(t)$ uma função degrau e uma gaussiana

Na seção (4.3.3) calculamos a intensidade na saída da fibra para $\Delta\phi(t)$ uma função delta. Calcularemos, agora, a intensidade para $\Delta\phi(t)$ uma função degrau e uma gaussiana, na tentativa de achar qual a forma de $\Delta\phi$ que dá um pulso melhor na saída.

i) função degrau

Seja

$$A \phi(t) = \begin{cases} 1 & , t > 0 \\ 0 & , t < 0 \end{cases} \quad (4.60)$$

No domínio temporal a modulação de intensidade será obtida de

$$AI(t) = \int_{-\infty}^t K_T(t-t') A \phi(t') dt'$$

Usando (4.60) e definindo $t' = t - \tau$,

$$AI(t) = \int_0^t K_T(\tau) d\tau \quad (4.61)$$

Usando a resposta impulsional (4.31), obtemos por substituição em (4.61),

$$AI(\tau) = \begin{cases} Y_0 + Y \\ Y_0 \end{cases} 2\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \exp \left[-\frac{\alpha}{2} \tau^2 \sin^2 \theta \right] \sin \left(\frac{1}{2} \tau - \pi \alpha^2 \sin^2 \theta \right) d\tau \quad (4.62)$$

onde $Y_0 = \frac{\beta^2 L}{\sqrt{2\pi\beta^2 L}} - \frac{t}{\sqrt{2\pi\beta^2 L}}$, $\tau = \frac{t}{\sqrt{2\pi\beta^2 L}}$ e θ é definido como em (4.33).

A integral em (4.62) foi calculada numericamente em computador e os resultados estão graficados na Figura (4.8).

ii) função gaussiana para $A \phi$

Em (4.41) usando (4.29) e tomando $A \phi(x) = \frac{\alpha}{2\sqrt{\alpha}} e^{-\frac{\alpha}{2} x^2}$, obtemos

$$AI(t) = 2 \int_0^{\infty} \frac{d\alpha}{2\pi} \sin\left(-\frac{1}{2} \alpha^2 t\right) \exp\left(-\left(\frac{\alpha^2}{4} + \frac{1}{4}\right) \alpha^2\right) \exp\left(-\frac{1}{4} \alpha^2\right) \quad (4.63)$$

onde α^2 é dado em (4.48). Resolvendo a integral obtemos para a modulação de intensidade, calibrada a unidades de $(\text{cm}^{-1})^{1/2}$

$$AI(\xi) = \sqrt{2} \operatorname{sen} \xi \exp\left[-\frac{1}{2} \xi^2 \operatorname{sen} 2\epsilon\right] \operatorname{sen}\left(\frac{1}{2} - \alpha^2 \operatorname{sen}^2 \epsilon\right) \quad (4.64)$$

A equação (4.64) é idêntica à equação (4.31), onde ϵ é agora definido por:

$$\operatorname{tang} \epsilon = \frac{\frac{1}{2} R^2 L}{\frac{1}{4q^2} + \left(\frac{R^2 L}{4}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4q^2}\right)^2} = \frac{R^2 L}{4q^2}$$

O gráfico $AI(\xi) \times \xi$ é representado também na Figura (4.2) onde ϵ , agora, é um parâmetro associado à largura de linha e largura de banda do laser e também à largura espectral do sinal de entrada na fibra. Usando a equação (4.62) obtemos que o valor ótimo para ϵ será, neste caso, $(\epsilon = 53,5^\circ)$.

Comparando os gráficos das figuras (4.2) e (4.8), verificamos que temos resultados melhores para o pulso de saída, quando usamos para a modulação de fase uma função degrau, pois na figura (4.8) as oscilações espúrias diminuem. Podemos confirmar isto fazendo os gráficos da razão $R = h_2/h_1$ pelo ângulo ϵ , onde h_1 e h_2 são, respectivamente, os tamanhos dos picos da 1ª e da 2ª oscilação, para cada uma das figuras (4.2) e (4.8). Temos assim os gráficos (a) e (b) na figura (4.9) sendo que em (b) a razão (R) é bem menor.

4.4 - Fibras multimodo

Pretendemos analisar, nesta seção se é possível a evolução de FM para AM em fibras multimodo, onde, ainda a dispersão modal deve ser levada em conta. Para isso calculamos a resposta impulsional:

- O campo na entrada de fibra poderá ser escrito como:

$$\vec{E}(x,t,0) = \int dw \exp[-i\omega t] \sum_n \vec{e}_n a_n(\omega) \vec{E}_n(x,\omega) \quad (4.66)$$

onde $\vec{E}_n(x,\omega)$ é o vetor unitário na direção da componente transversa do campo, naquela direção, e (ω) a frequência angular do campo. Para modos debilmente guiados, temos a propriedade de ortogonalidade

$$\int \vec{E}_n(x,\omega) \cdot \vec{E}_m(x,\omega) dx = \delta_{nm} \quad (4.67)$$

O campo na saída será dado por:

$$\vec{E}(x,t,L) = \int dw \exp[-i\omega t] \sum_n a_n(\omega) \vec{E}_n(x,\omega) \exp[i\beta_n(\omega)L] \quad (4.68)$$

onde $\beta_n(\omega)$ é a cte. de propagação para o modo (n)

De (4.66) temos que

$$\int_0^L \vec{E}(x,t,0) \exp[-i\omega' t] dt = 2\pi \sum_n a_n(\omega') \vec{E}_n(x,\omega')$$

Multiplicando escalarmente por $\vec{E}_m(x,\omega')$ e integrando, encontramos para

$$a_n(\omega) = -\frac{1}{2\pi} \int dx \int dt \vec{E}(x,t,0) \cdot \vec{E}_n(x,\omega) \exp[-i\omega t] \quad (4.69)$$

Por outro lado, o campo de entrada, proveniente de um laser de frequência modulada, é, assumindo que a modulação é espacialmente uniforme

$$\vec{E}(x,t,0) = F(x) R(t) \exp[-i\omega_0 t + i\Delta\phi(t)] \quad (4.70)$$

onde $F(x)$ dá a dependência espacial do campo. Substituindo (4.69) e (4.70) em (4.68)

$$\vec{E}(x,t,L) = \frac{1}{2\pi} \sum_n \left\{ \int dw \int dx' \right\} dt' \exp[-i\omega t + i\beta_n(\omega)L] \times$$

$$\vec{E}_n(x,\omega) \cdot \vec{E}_n(x',\omega) F(x') R(t') \exp[-i\omega_0 t' + i\Delta\phi(t') - i\omega t']$$

A intensidade $I(L,t)$ na saída é

$$I(L,t) = \int I(x,t,L) dx$$

ou

$$I(L, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dx \sum_n \sum_m \left\{ \int dw \left[\int dw' \exp \left[-i(w-w')t \right] j_n(x, w) j_m^*(x, w') \right] x \right.$$

$$Q_n(w) Q_m^*(w') \left. \int dx \right\} \int dx'' \left\{ \int dt' \left\{ \int dt'' [F(x') F(x'') - R(t') R(t'')] \right\} x \right.$$

$$\times \exp \left[-i\omega_0(t' - t'') - i\Delta\phi(t') - i\Delta\phi(t'') + i\omega t' - i\omega' t'' \right] j_n(x', w) j_m^*(x'', w')$$

$$\text{onde } Q_n(w) = e^{i\phi_n(w)},$$

Fazendo a aproximação $j_n(x, w) \approx j_n(x, w_0) \approx j_n$

$$\text{e definindo } c_n = \int dx F(x) j_n(x, w_0),$$

obtemos:

$$I(L, t) = \sum_n c_n^2 \left\{ \frac{1}{(2\pi)^2} \int dw \left[\int dw' \int dt' \int dt'' [F(t') R(t'') - Q_n(w) Q_n^*(w')] x \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp \left[-i(w-w')t - i\omega_0(t'-t'') - i\Delta\phi(t') - i\Delta\phi(t'') + i\omega t' - i\omega' t'' \right] \right] \right\} \quad (4.71)$$

Comparando (4.71) com (4.22) verificamos, que o termo entre chaves é a intensidade na saída, para o modo fundamental, quando consideramos $Q_n(w) = Q_0(w) \cdot Q(w)$. Usando modulação de banda estreita, e fazendo os cálculos como anteriormente:

$$I(L, t) = \sum_n |c_n|^2 \left\{ 1 - i \left[\frac{d\alpha}{2\pi} \int \frac{dw}{2\pi} C(w-w_0) H_n(w, \alpha) \exp \left[-i\omega t \right] \right] \right\} \quad (4.72)$$

$$\text{onde } H_n(w, \alpha) = Q_n(w + \alpha) Q_n^*(w) = Q_n(w) Q_n^*(w - \alpha)$$

$$\text{e } Z_{Fn}(\alpha) = -i \sum_n |c_n|^2 \int \frac{dw}{2\pi} C(w-w_0) H_n(w, \alpha) \quad (4.73)$$

é a função da fibra para o n -ésimo modo (convergente)

A resposta impulsional, correspondente a cada modo é obtida fazendo a T.F. de $Z_{Fn}(\omega)$, ou seja

$$K_{Fn}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} Z_{Fn}(\omega) e^{-i\omega\tau} \quad (4.74)$$

Pela análise de (4.22), (4.73) e (4.74) concluímos que a resposta impulsional da fibra, quando vários modos são guiados, em uma fibra multimodo, será então:

$$K_F(\tau) = \sum_n |C_n|^2 K_{Fn}(\tau) \quad (4.75)$$

onde $\tau = B'_n L - t$ e $\sum_n |C_n|^2 = \sum_n P_n = 1$

A dependência modal de K_{Fn} é dada através do tempo de atraso $B'_n L$ de cada um dos modos, em relação aos outros. Para uma fibra tendo um número muito grande de modos, a soma em (4.75), equivale à integração no tempo sobre um intervalo, definido entre o menor e o maior atrasos de grupo, ou seja

$$K_F(\tau) = \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} K_{Fn}(\tau) d\tau$$

Para fibras de índice degrau, os B'_n são bastante diferentes, de modo que o intervalo é grande comparado à largura de K_{Fn} . Também as contribuições dos modos individuais tendem a se cancelar, devido ao fato que $\int_{-\infty}^{+\infty} K_{Fn}(\tau) d\tau = 0$

Para fibras de índice graduado (perfil parabólico), os B'_n são aproximadamente iguais, de modo que o intervalo de integração é muito pequeno. Concluímos, então, que, a evolução EM para AM é possível apenas para fibras multimodo de índice graduado.

do (último perfil).

Estas conclusões permanecem válidas se a largura da modulação da frequência é de banda larga ($\Delta\omega \gg 1$), desde que o intervalo entre os modos seja menor que a largura do pulso em um modo.

CAPÍTULO 5

MODULAÇÃO DE FREQUÊNCIA EM BANDA LARGA

5.1 - Introdução

Conforme já falamos, a capacidade de um sistema transmitir informação está diretamente ligada à sua largura de banda. Uma grande largura de banda e alto índice de modulação são desejáveis, pois facilitarão a demodulação. Também a técnica de modulação é importante, pois o ideal é obter na saída da fibra, pulsos mais estreitos e de maior amplitude, o que facilita a detecção.

O objetivo deste capítulo é o estudo da modulação FM de banda larga (W B M). O modelo linear com $A\phi(t)$ (N B M), que estudamos no capítulo anterior, não aproveita inteiramente a largura de banda espectral da função

$$\exp \left[i A\phi(t) \right] = 1 + i A\phi(t) + \frac{1}{2} \left[i A\phi(t) \right]^2 + \dots$$

A banda espectral de $\exp \left[i A\phi(t) \right]$ é maior que a de $A\phi$, podendo este fato ser aproveitado para fazer pulsos mais estreitos no tempo. Conforme § 21.1, o produto de largura de um pulso (Δt) pela sua largura de banda (Δf), obedece com a relação $\Delta t \cdot \Delta f \geq 1/2$. Se $f_0 = \Delta f$, onde $A\phi_0$ é largura de banda de $A\phi$ e Δf a largura de banda de $\exp \left[i A\phi(t) \right]$, temos, no caso de igualdade $\Delta t \cdot \Delta f = 1/2$, $\Delta t \cdot \Delta f_0 = 1/2$ (N B M).

Estudaremos, inicialmente, a modulação FM sinusoidal e, depois, a modulação FM linear com compressão de pulso.

na saída, seguindo um formalismo assemelhante ao de Klauder et al [10]. A idéia é aplicar a técnica de "chirp radar", usada em sistemas de radar, e proposta por Sidney Darlington em 1947 [10], a uma fibra óptica. Num pulso "chirp", a frequência da portadora muda continuamente através do pulso. Usaremos aqui, novamente, a dispersão de velocidade de grupo em uma fibra, para converter FM em AM.

5.2 - Modulação de frequência senoidal

Nesta seção faremos o estudo da modulação FM sinusoidal, em banda ampla.

De (4.21), usando (4.6) e definindo $w = w' + \alpha$, $t' = t'' + \tau$, temos

$$i(L, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dw \left\{ \int dt \int dC(\tau) \exp \left[i(w - \omega - \omega_0)\tau - i\alpha t \right] \right. \\ \left. \times \int dt' \exp \left[i\alpha t' + iA\phi(L') + iA\phi(L' - \tau) \right] \right\} \quad (5.1)$$

Seja

$$A\phi(t) = m_p \sin(\alpha t) \quad (5.2)$$

onde $m_p = A\omega_m/\alpha = \left| z_L(\alpha) \tilde{S}(\alpha) \right| = \left| \tilde{A}_\phi(\alpha) \right|$ [3] é o índice de modulação já definido no capítulo 3. Fazendo analogia com as funções de Bessel, cuja função geratriz é

$$e^{(a,s)} = \exp \left[\frac{a}{2} \left(s - \frac{1}{s} \right) \right] = \sum_n J_n(a) s^n \quad (5.3)$$

Se tomamos $a = m_p$ e $s = \exp \left[\frac{i}{2} \cdot iA\phi(t) \right]$, usando (5.3), obte-

mos para (5.1)

$$I(L,t) = \sum_n J_n(m_p) \sum_m J_m(m_p) \int_0^1 \frac{dw}{2^m} Q^x(w + n\alpha + m\beta) \times \\ \times \int_0^1 dt C(t) \exp \left[i(w + n\alpha + w_0)t - i(n - m)\alpha t \right]$$

Substituindo w por $w + n\alpha$ e usando (4.7), chegamos

$$I(L,t) = \sum_n J_n(m_p) \sum_m J_m(m_p) \int_0^1 \frac{dw}{2^m} C(w + w_0) \times \\ \times \cos \left[(n - m)\alpha t + (\beta_n - \beta_m) t \right] \quad (5.4)$$

onde

$$\beta_n = \beta(w + n\alpha) \text{ e } C(w + w_0) \text{ é o espectro da origem.}$$

Fazendo a expansão até 2ª ordem para $(\beta_n - \beta_m) = 0$ definindo $C(t) = \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{t^2}{\tau_c^2} \right]$, onde $\tau_c = 0,53/\alpha$, obtemos, após algumas manipulações algébricas

$$I(L,t) = \sum_n J_n(m_p) \sum_m J_m(m_p) \exp \left\{ - \left[\frac{(n-m)^2 \beta^2 t^2}{\alpha^2} \right]^2 \right\} \times \\ \times \cos \left[\frac{1}{2} (n^2 - m^2) \beta^2 L \alpha^2 - (n - m) (t + \beta^2 L) \alpha \right] \quad (5.5)$$

$I(L,t)$ consiste de um trem de pulsos de período $2\pi/\alpha$. As figuras 5.1 e 5.2 mostram os gráficos $I(t)/I_0$, onde $I_0 = \alpha(t + \beta^2 L)$, para $m_p = 1$ e $m_p = 3$, respectivamente. A análise destes gráficos nos permite concluir o seguinte:

i) Quando o índice de modulação aumenta, a intensidade do pico central também aumenta, ao mesmo tempo que ocor

re um estreitamento do mesmo e um conjunto de "sidebands" aparecem, um de cada lado do pico central.

ii) As formas das curvas (a) e (b) da figura 5.2, para o mesmo índice de modulação, se deve ao fato de termos usado valores diferentes para o produto $\omega \tau_c$. Um aumento na largura de linha diminui o efeito da modulação, porém, através de um cálculo simples, podemos verificar que a separação temporal entre os pulsos é aproximadamente igual à diferença entre os alargamentos dos pulsos, devido à dispersão.

iii) A modulação senoidal não pode ser aplicada na prática, pois uma série de pulsos idênticos não transmite informação.

A figura (5.3) é o gráfico da intensidade do pico pelo índice de modulação. Quanto maior m_p , maior o valor de $I_{m\grave{a}x}$.

5.3.- Modulação de frequência com compressão do pulso óptico

5.3.1 - Introdução

Vimos no capítulo 4 que, usando modulação de amplitude, a largura de um pulso, na saída de uma fibra óptica, é sempre maior que sua largura na entrada. Veremos nesta seção que, usando modulação FM linear, podemos provocar uma forte compressão em um pulso óptico se propagando em uma fibra e, novamente, a dispersão desta, será usada para evoluir FH ou AM. A modulação FM linear, no caso WBM, permite máxima conversão FH-AM.

Explicaremos, rapidamente o modelo de Darlington [10]:

Seja um pulso de frequência portadora (ω_0), de largura (1), e imaginemos que este pulso consiste de uma sequência de pulsos adjacentes, cada um possuindo uma frequência ω_m , ou seja a frequência do sinal original é varrida de ω_0 a $\omega_0 + \Delta\omega_m$. Podemos conseguir isto fazendo passar o pulso através de um meio dispersivo que produz um atraso (1) sobre o conjunto de frequências ($\Delta\omega$), de tal modo que a frequência no começo do pulso passa a ter um valor mais alto que no final. Temos assim um pulso "chirp", que, passando através de um equalizador (que é a rede receptora no caso de "Chirp Radar" e será uma fibra óptica em nosso sistema), vai sofrer um atraso em sentido inverso, de tal forma que o sinal original será comprimido no tempo e, pela conservação da energia, a sua colapso do será necessariamente aumentado em amplitude.

5.3.2 - Modulação FM linear: fator de compressão

É sabido que pulsos ópticos podem ser comprimidos ao atravessar um meio dispersivo [9,20], tal que a largura de banda da função envelope aumenta progressivamente durante o avanço do sinal. Seguindo a técnica de "chirp radar", a modulação de frequência da portadora permite uma maior largura de banda do sinal, desde que seja empregado um índice de modulação suficientemente alto. Escolhendo a modulação de frequência para compensar o atraso do meio de transmissão (fibra), a largura de banda do campo da portadora é transferida ao envelope do sinal. A modulação de frequência é alcançada, partindo do fato que, todos os pulsos adjacentes constituintes do sinal "chirp" devem alcançar o extremo final da fibra no mesmo instante (t^1), independentemente de seu tempo de chegada (t)

no começo da fibra, ou seja ($dt'/dt = 0$). Como $t' = t + t_g \left[w(t) \right]$ onde $t_g \left[w(t) \right] = \beta'(w)l$ é o tempo de atraso de grupo da fibra,

temos então a equação diferencial

$$\frac{dw(t)}{dt} = - \left[dt_g \left[w(t) \right] / dw \right]^{-1}$$

que, integrada, dá para a modulação de frequência

$$v(t) = v_0 + \frac{t}{D} \quad (5.6)$$

onde

$$D = -2\alpha \beta_0''l \quad (5.7)$$

e o fator de dispersão $\alpha = \beta_0'' - \beta''(w_0)$

A equação (5.6) expressa um "chirp". Nos assumimos aplicá-lo durante um intervalo de tempo $\{-1/2, 1/2\}$, sendo $v(t) = v_0$, fora deste intervalo. As figuras 5.4, a/b/c/d, ilustram as funções modulação FM linear e atraso da fibra.

A máxima alteração da frequência é dada por

$$\Delta\omega_m = \pi \frac{T}{D} \quad (5.8)$$

Esta quantidade também expressa a máxima largura de banda permitível. Conforme é mostrado na referência [10], se o índice de modulação definido por

$$K = \Delta\omega_m l \quad (5.9)$$

é grande comparado à unidade, a largura de banda de sinal, que é de frequência modulada de acordo com a equação (5.6) é

tem uma função envelope retangular, se aproximamos de $(t - t_0)/\Delta t$ a quantidade (K) dada pela equação (5.9), expressa a largura do ressonância do pulso e, por isso é também chamada fator de compressão.

5.3.3 Intensidade de um pulso FM linear, na saída de uma fibra óptica monomodo

Consideremos o pulso "chirp" com as características dadas atrás (fig. 5.4.a) e b),

$$E_0(t,0) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(-i\omega_0 t + i \frac{\omega_0^2 t^2}{D} \right) \right] \quad (5.10)$$

onde a fase $\phi(t) = \omega_0 t - \omega_0^2 t^2/D$ é definida como o integral sobre o tempo de $\omega(t)$.

Sabemos do capítulo anterior, que o sinal de saída é dado pela equação (4.1),

$$E_S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t') E_0(t - t') dt'$$

Usando (4.2) e (5.10), definindo $t = t' + t_0$ e assumindo que $\omega(t) = \omega_0$ para $t = -1/2$ e $t = 1/2$, obtemos para o campo de saída, onde ignoramos a largura de linha da ocium,

$$\begin{aligned} E_S(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dw}{2\pi} \exp \left[-\frac{i\phi(w)}{2} - i\omega(t-t') - i\omega_0 t' \right] = \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dw}{2\pi} \exp \left[-\frac{i\phi(w)}{2} - i\omega(t-t') - i\omega_0 t' \right] \quad (5.11) \end{aligned}$$

$$I = \int_{-T/2}^{+T/2} dt \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \exp \left[i\omega(w)Z - i\omega(t) - i\omega_0 t + \frac{1}{2} \omega_0^2 t^2 \right]$$

A primeira integral representa a intensidade de fundo ("background intensity"). A segunda corresponde à modulação de amplitude; é uma intensidade negativa relativa ao "background". A terceira integral corresponde a modulação FM linear, durante o intervalo de tempo (1). O caráter essencial do sinal está ligado ao comportamento dispersivo dos segundo e terceiro termos. O primeiro destes tende a provocar um alargamento do pulso, quando ele se propaga, reduzindo a intensidade do pico, enquanto que o último estreita e aumenta a intensidade do pico. O estreitamento, ou compressão, do último termo continua até $z = L$, quando completa conversão FM - AM ocorre, para a qual a largura de banda do envelope do último termo na equação (5.11) é justamente aquele valor dado em (5.6).

Como o pulso terá uma largura mínima para $z = L$, aumentando depois para $z > L$, resolveremos a equação (5.11) em $z = L$.

Fazendo a expansão em série da constante de propagação $\Gamma(\omega)$, equação (4.28), a integral em (5.11) pode ser feita em, conforme apêndice 1, substituindo (1.1), (1.2) e (1.3) em (5.11),

$$E(t, z) = \exp \int_{-\infty}^{\infty} i\omega_0 t + i\omega_0 t \left[\left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^4 \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \sin^2 \theta \right] dz \quad (5.12)$$

$$+ (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + i \left[\frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 (v^2 - c^2) + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^4 \sin^2 \theta \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^4 \sin^2 \theta \right] dz$$

onde

$$\gamma = \sqrt{rK} \frac{(\beta^2 L - t)}{1} = \frac{(\beta^2 L - t)}{\sqrt{2L''}} \quad \text{é o tempo normalizado}$$

e

$$\alpha = C(x) - S(x)$$

$$\alpha' = C(x') - S(x')$$

$$\eta = C(x) + S(x)$$

$$\eta' = C(x') + S(x')$$

onde

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{r}{2} t^2\right) dt \quad \text{e} \quad S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{r}{2} t^2\right) dt$$

são as integrais de Fresnel e $x = \sqrt{\frac{2}{r}} \left(\sqrt{1 + \frac{2}{r}} + \sqrt{\frac{1}{r}} \right)$

$$x' = \sqrt{\frac{2}{r}} \left(\sqrt{1 + \frac{2}{r}} - \sqrt{\frac{1}{r}} \right)$$

A constante (K) definida na equação (5.9) é fator de compressão.

Aplicando, agora, a definição de intensidade, equação (4.9), chegamos no resultado, após algumas manipulações algébricas,

$$\begin{aligned} I(x, x') &= 1 + \frac{1}{4} \left[(\eta' - \alpha)^2 + (\alpha' - \alpha)^2 + 4(\eta' - \alpha)(\alpha' - \alpha) \cos(\beta^2 L) \right] \gamma \\ &\times \left[(\eta' - \alpha)(\cos \frac{\gamma^2}{2} + \sin \frac{\gamma^2}{2}) + (\alpha' - \alpha)(\cos \frac{\gamma^2}{2} - \sin \frac{\gamma^2}{2}) + (\cos \frac{\gamma^2}{2} + \sin \frac{\gamma^2}{2}) \right] \\ &+ 4 \gamma \sin^2(\gamma - \pi/2) \end{aligned} \quad (5.11)$$

O primeiro termo da equação acima representa o "background", normalizado a unidade e o segundo termo a modulação de intensidade.

Através de um programa de computadores calculamos a intensidade, fixando várias vezes E , e variando o tempo. A figura (5.5) mostra o gráfico $I(t) \times t$. A escala do tempo é logarítmica. Baseados no gráfico e na teoria, podemos tirar alguma conclusões e obter determinados resultados:

- i) O pulso foi fortemente comprimido em um pico central de grande intensidade, que aumenta com o valor de E .
- ii) A largura do pico central, obtido da função "sinc" é da ordem de $1/\Delta\nu_m$. O limite superior para $\Delta\nu_m$ é o espaçamento longitudinal dos modos do laser $\approx 10^9$ ou seria cerca de 40 GHz. Logo a largura mínima do pulso, correspondente a este valor, é cerca de 25 picosegundos.

Semelhantemente, também existe um limite inferior para (1), que é igual ao inverso da largura de banda (B) do laser, pois devemos ter

$$1 \geq \frac{1}{b} \quad (5.13)$$

Assumindo que o máximo valor de b é cerca de 8 GHz [5], se obtêm um fator de compressão $K = 8$, nas condições mínima de largura do pulso e máxima largura de banda. Compressão mais alta é possível, porém ao preço de uma menor largura de banda. Por exemplo, $K = 40$ em $\frac{1}{T} = 1$ GHz.

iii) Podemos também determinar o comprimento mínimo da fibra necessário a demodulação, no caso FM (W-FM) e comparar com (N-B-M). Com auxílio das equações (5.3) e (5.14), temos

$$D_{\min} (W-B-M) = \frac{1}{b \Delta\nu_m} \quad (5.15)$$

o que dá, usando (5.7) e os valores limites para os parâmetros (β'' , b , λv_m), já utilizados no capítulo 4, $l_{\min} = 10 \text{ km}$, cerca de duas vezes menor que $l_{\min} (\text{N B M}) = 20 \text{ km}$.

iv) Os resultados deste método são bem melhores que em (N B M), que se aplica somente a pequenos valores do índice de modulação, resultando em sinais fracos na saída.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Na presente tese foi discutida, basicamente, a demodulação de um sinal óptico modulado em fase ou frequência de banda estreita e de banda ampla. A demodulação, em ambos os casos, foi feita através de uma fibra óptica monomodo cujas propriedades dispersivas realizam a conversão de um sinal de frequência modulada, na entrada da fibra, para um sinal de amplitude modulada, facilitando dessa forma a detecção do sinal.

Analisando os resultados podemos dizer em linhas gerais:

- O método por nós usado, para a demodulação do sinal FM, é bem mais prático que aquele realizado convencionalmente, pois a própria fibra usada para a conversão FM-AM, pode ser a mesma utilizada para meio de transmissão do sinal.
- O comprimento mínimo obtido, para a máxima conversão FM-AM, de aproximadamente, 20 Km para NBM e de 10 Km para WBM, é compatível com as distâncias inter-repetidoras.
- Em NBM este comprimento pode ser otimizado se utilizarmos, na determinação da largura mínima do pulso de entrada na fibra (Eq. 4.52) para uma boa conversão FM-AM, uma gaussiana para o sinal de som, porque isto corresponde, aproximadamente, a uma função degrau para $A_p(t)$ e, conforme verificamos, obtemos uma melhor forma de pulso na saída, quando a modulação de fase é dada por uma função degrau, em vez de uma gaussiana.
- O comprimento máximo da fibra é determinado por ΔL , podendo

ser aumentado com a utilização de lasers semicondutores com estreitas larguras espectrais.

- Uma dispersão grande (β grande), aumenta a demodulação, mas isto pode levar a uma perda na capacidade de transmitir informação, por causa do alargamento do pulso causado pela largura de linha do laser.
- A modulação de banda estreita, que foi baseada numa teoria linear na parte modulada de fase ($\Delta\phi(t)$), apresenta alguns problemas, pelo fato de se aplicar somente a pequenos valores do índice de modulação, resultando, portanto, em sinais fracos na saída.
- A modulação de banda ampla é bem mais eficiente, pois aproveita inteiramente a largura de banda espectral da função $\exp [j A \phi(t)]$, sendo que a técnica usada, que é uma pequena modificação de um sistema radar, parece fornecer uma solução para as exigências de produzir por conversão FM-AM, um pulso estreito e intenso e de alcance como é determinado pela distância entre emissor e receptor. Também em XBM, o comprimento mínimo necessário à demodulação do sinal é menor que em NBM.
- Nossos resultados mostram que a largura de banda potencial de modulação FM, igual a 8 GHz, pode ser atingida para um índice de modulação $K = 5$. A vantagem do sistema FM sobre o sistema AM é, portanto, evidente, pois o último tem largura de banda não superando a 2 GHz.

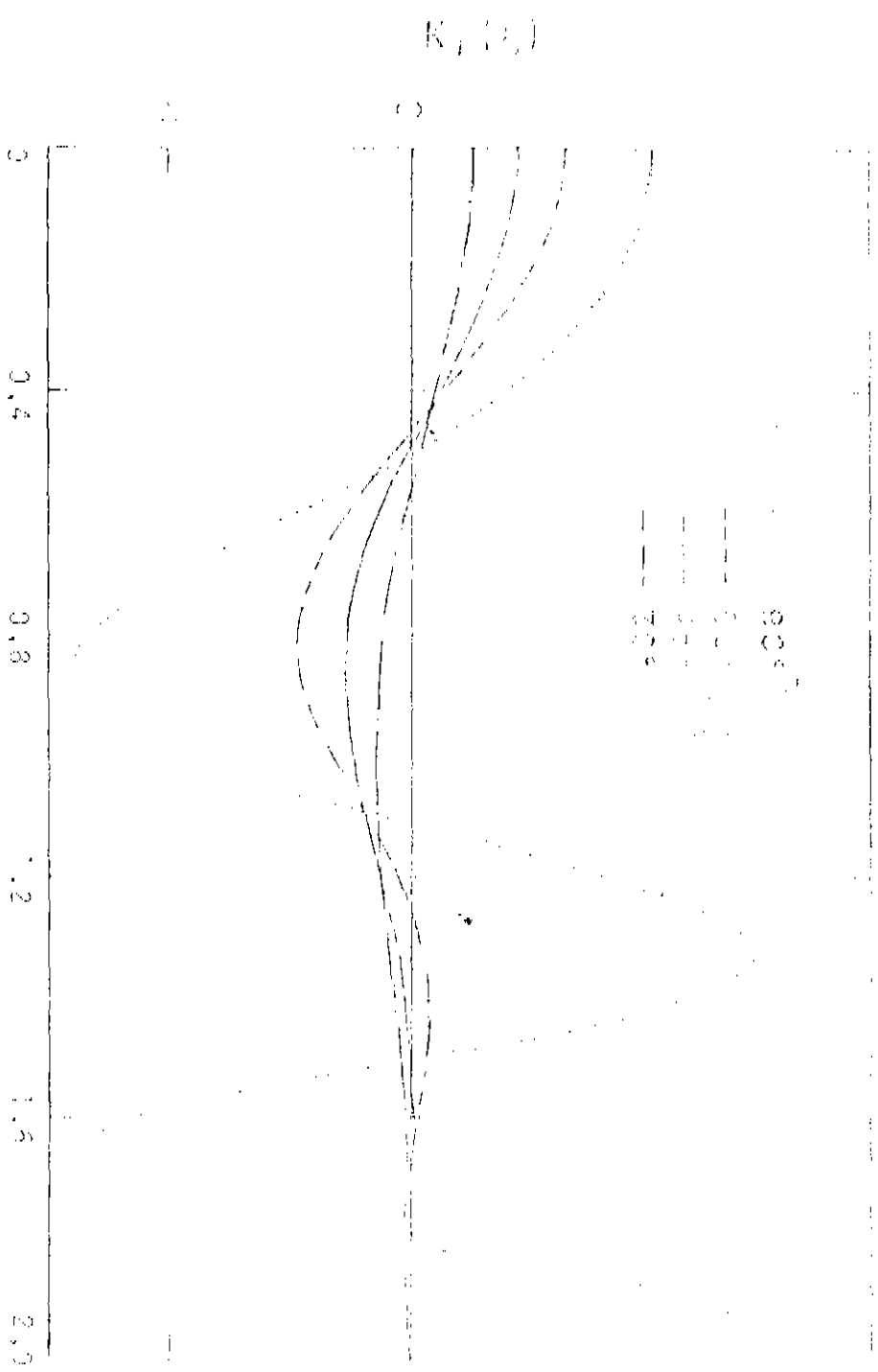


Fig. 4.2 - A resposta impulsional para modulação de fase de errada. O eixo vertical está em unidades de $(\pi B B)^{-1/2}$; $B = (0.1 - 0.01) \text{ Hz}$.

$$2 - 3 \times 10^{-2} \text{ s} \quad \text{e} \quad \alpha = 0.0, 0.2, \dots, 1.0$$

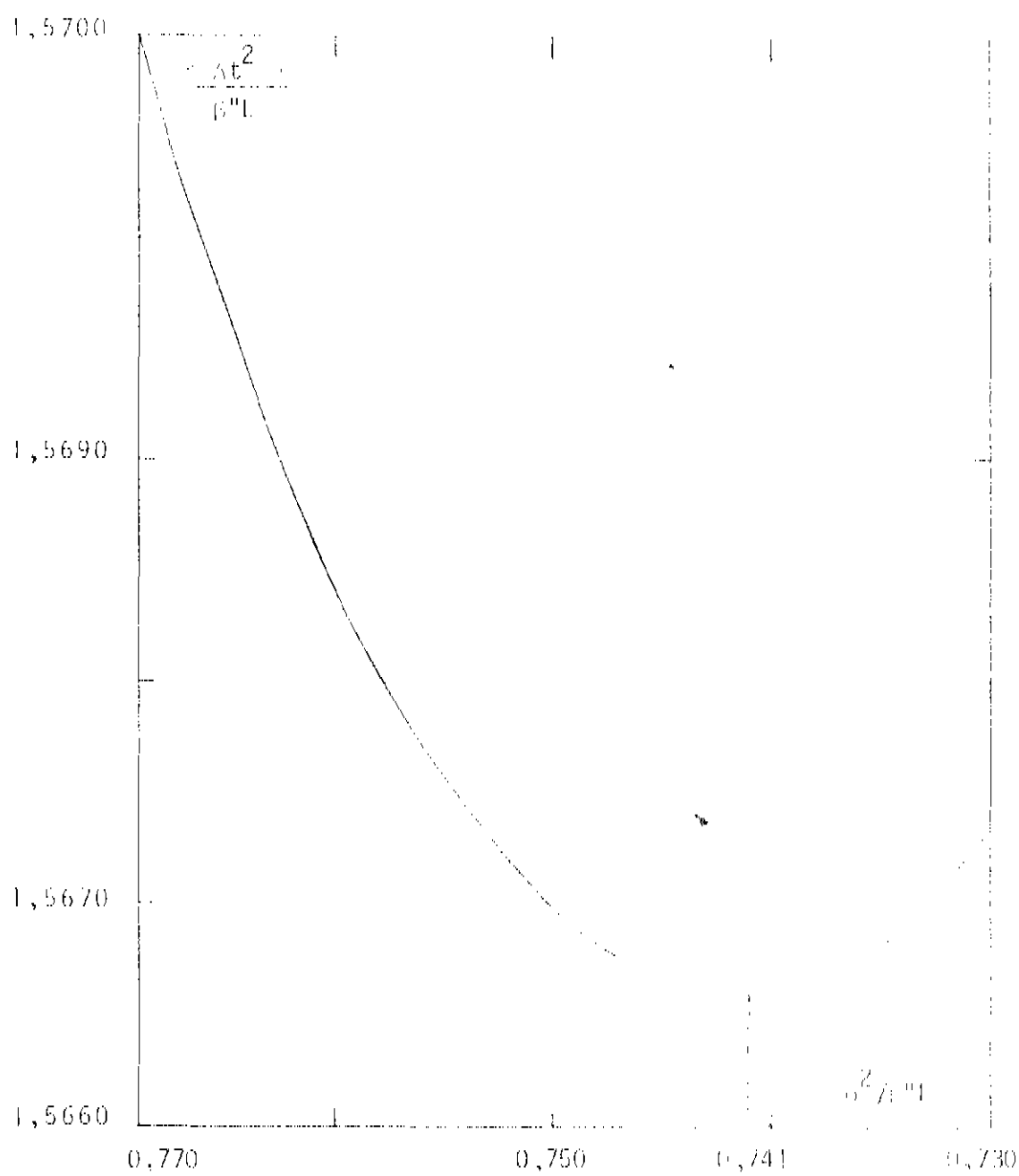


Fig. 4.4 - Variação da largura do pulso, na saída, com a largura de entrada.

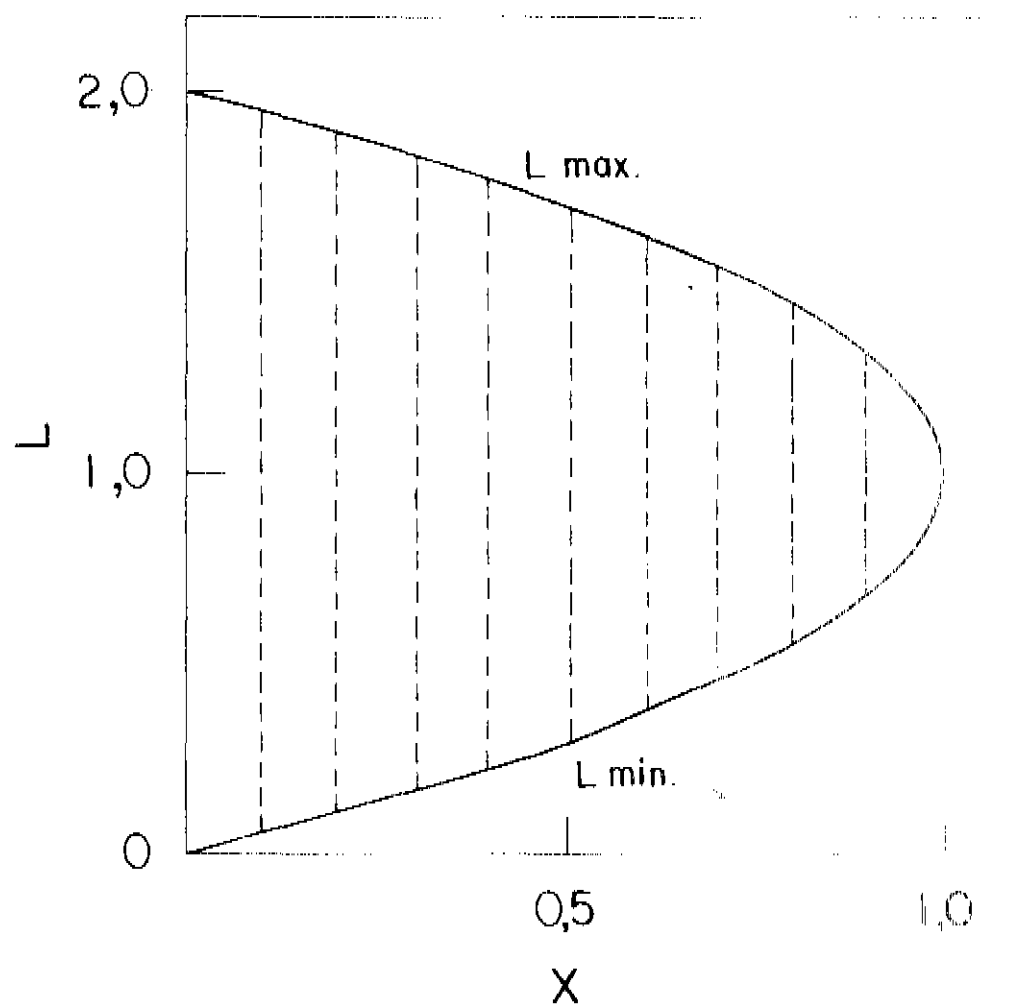


Fig. 4.6 - Faixa de comprimento de fibra para conversão AM - FM, normalizada a unidades de $\left[\frac{0,052}{P''(\Delta f)^2} \right]^{-1}$ $\approx 1,32 \left(\frac{\Delta f}{\omega} \right)^2$.

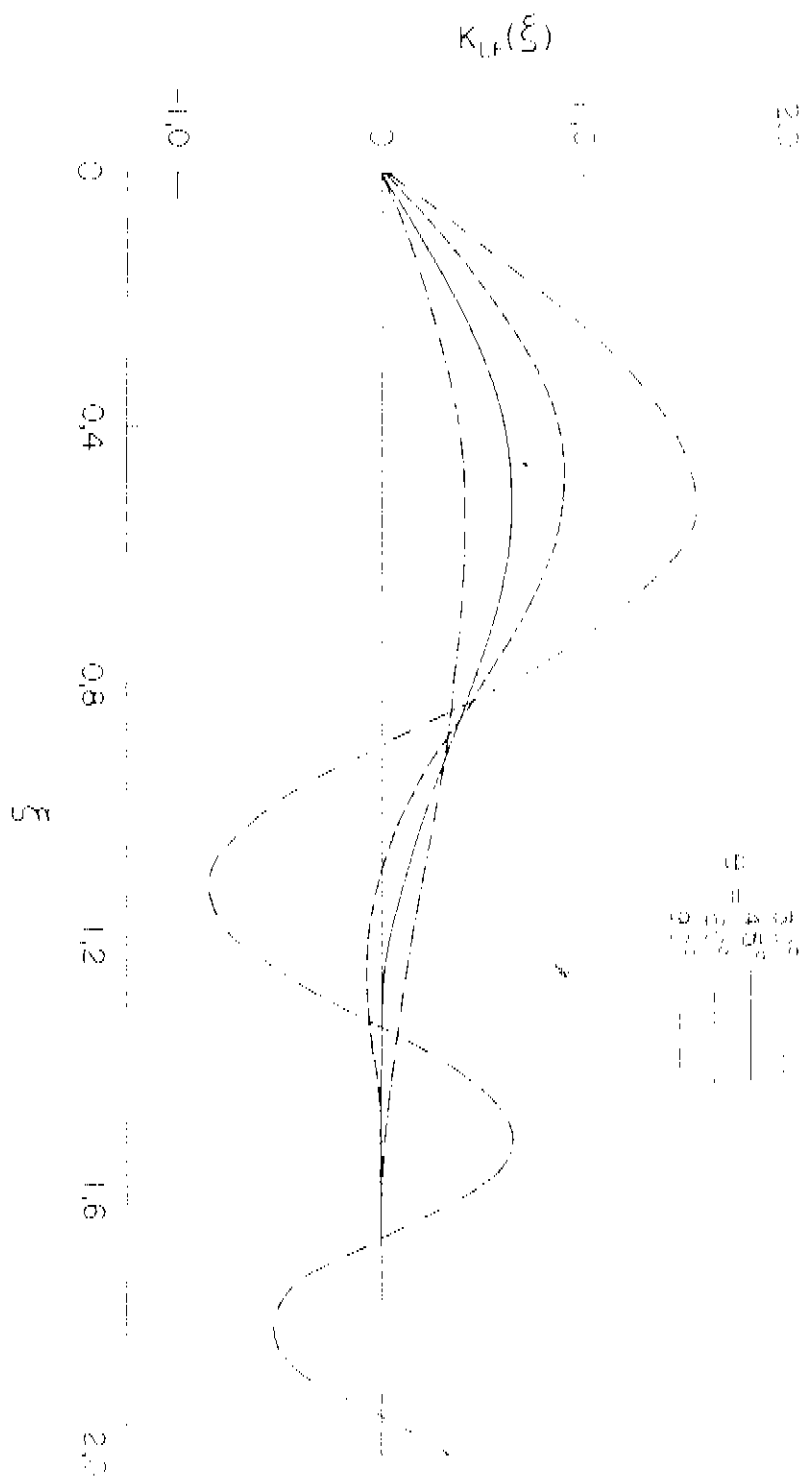


Fig. 4.7 - Dependence "impulsione" (area) e "stema laser" (figura).

$\alpha = (0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8)$ e 0 campo normalizzato.

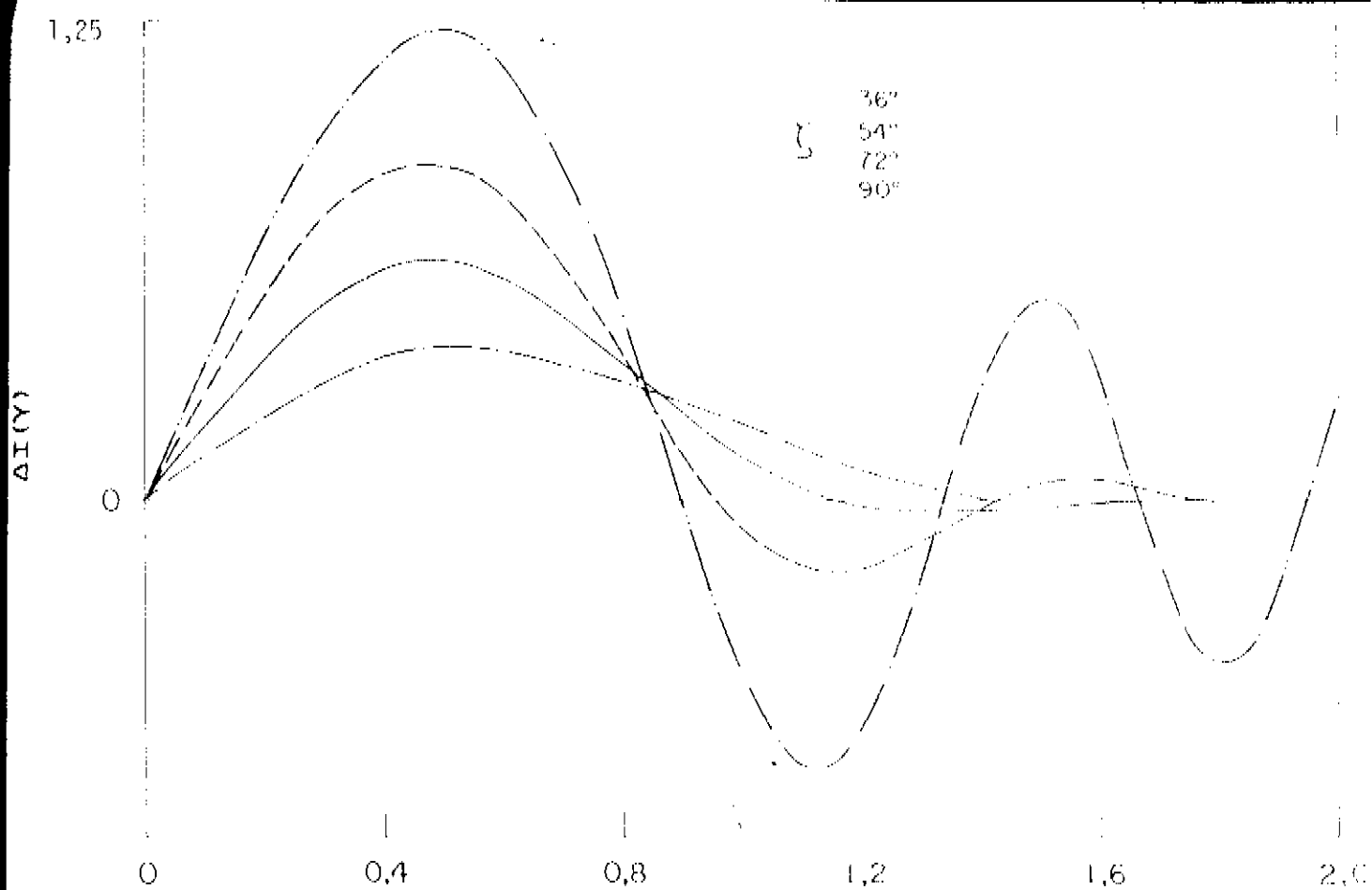


Fig. 4.8 - Modulação de intensidade para $\Delta^2(t)$ usa função de grau.

$\gamma = t/(2n\beta^2 l)^{+1/2}$ é o tempo normalizado.

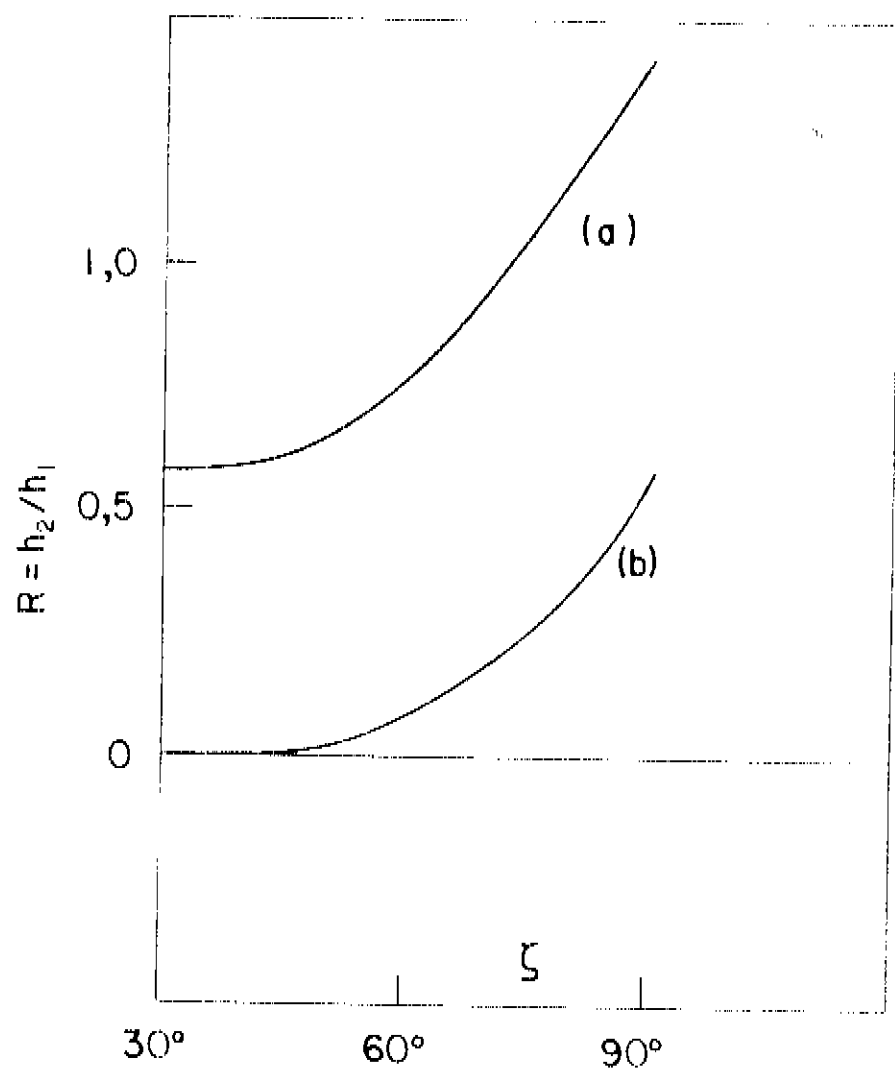


Fig. 4.9 - gráfico de

$R = h_2/h_1 \times 100$

(a) Para γ uma gauss

(b) γ uma função de grau

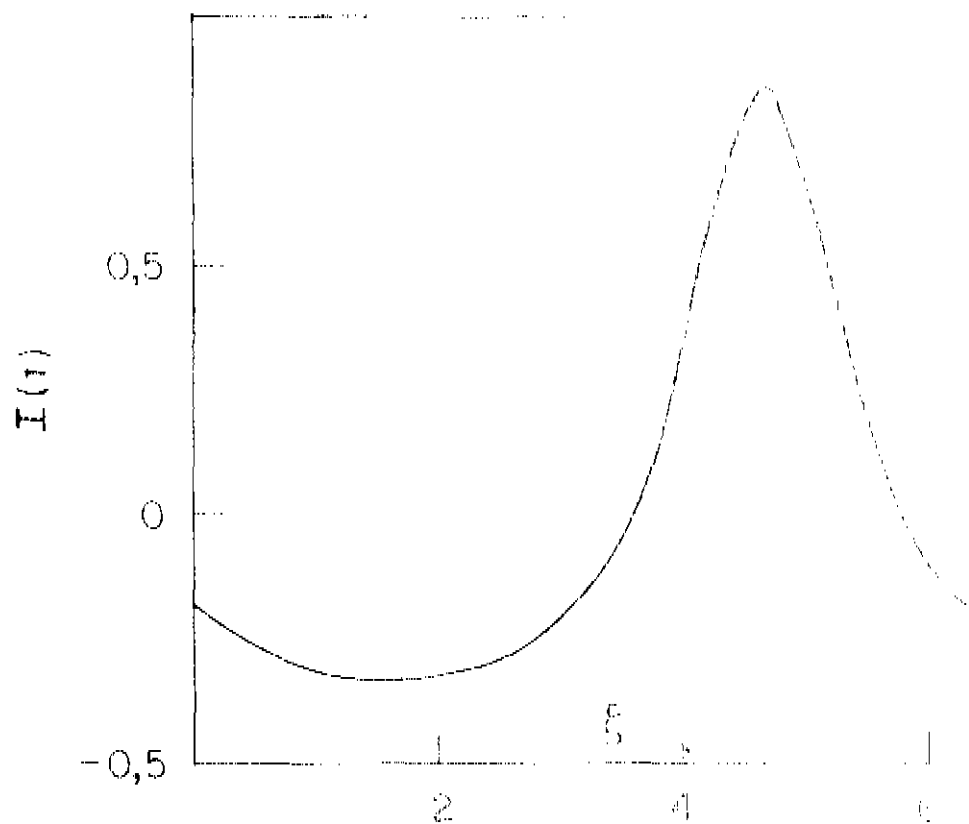


Fig. 5.1 - Variação da intensidade com o tempo, para $\beta = 0$.
 $\xi = \alpha(t - \beta' L)$, $m_p = 1$, $\alpha^2 \beta'' L = 0,5$ ($\omega_c = 50$).

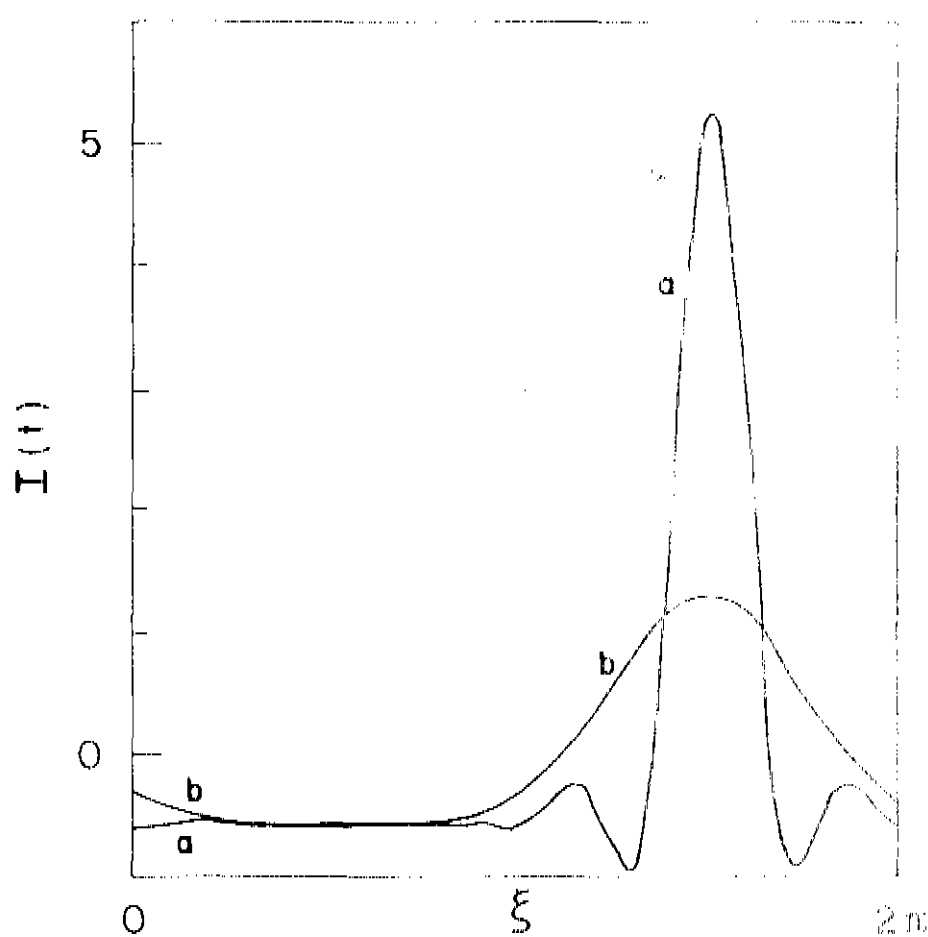


Fig. 5.2 - Variação da intensidade com o tempo, para $\beta = \beta' L$,
 $\alpha^2 \beta'' L = 0,5$, $m_p = 3$. (a) $\omega_c = 50$; (b) $\omega_c = 1$.

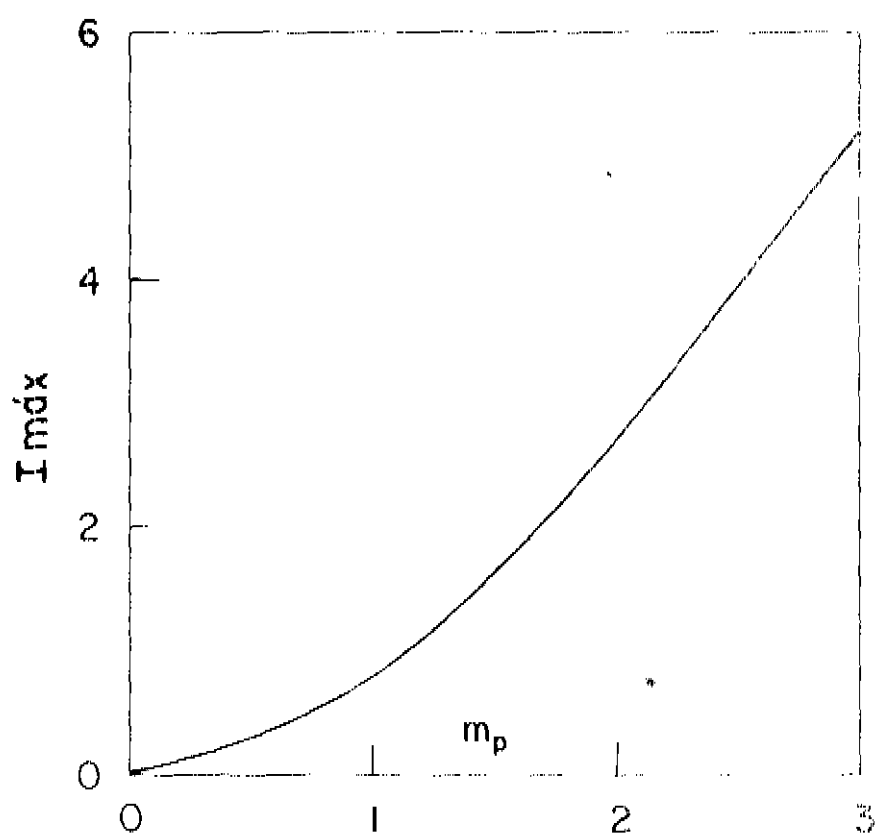
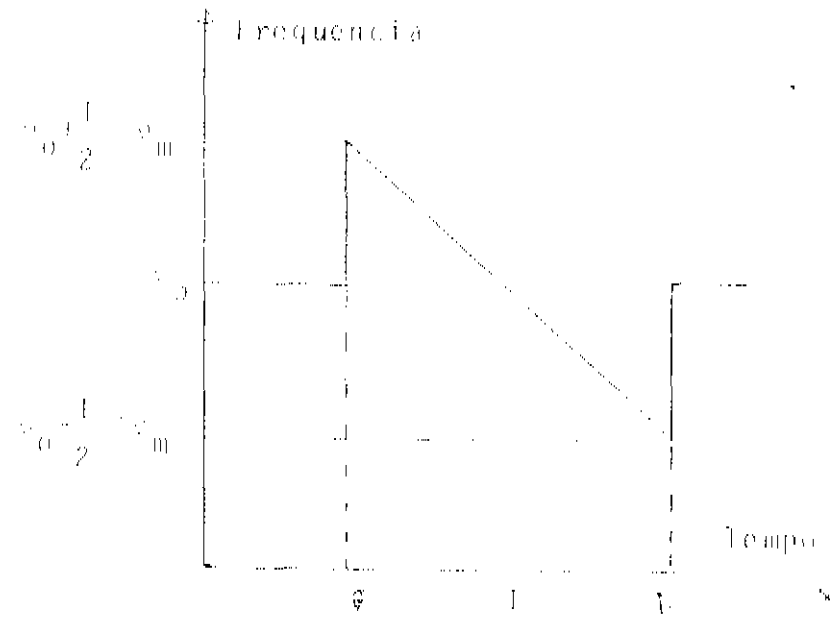


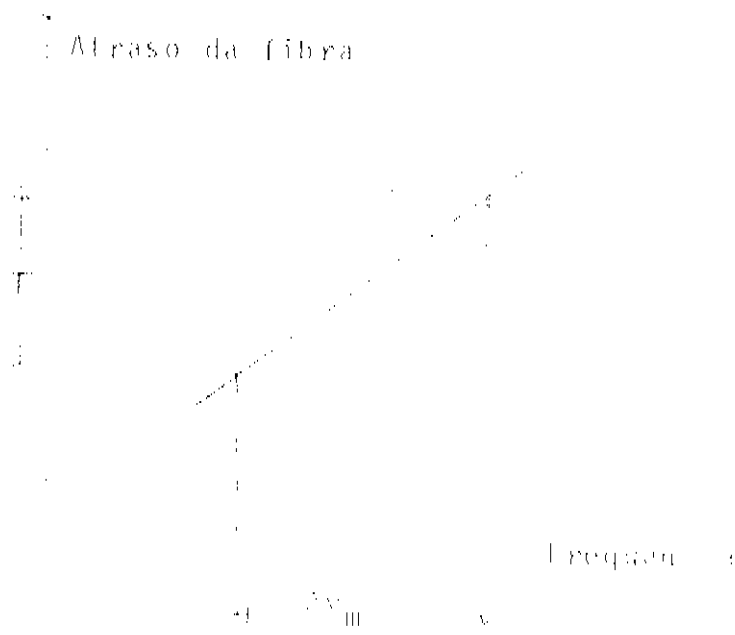
Fig. 5.3 - Intensidade do pico pelo índice de modulação,
 $\alpha^2 3^{\text{na}} L = 0,5$, $\omega_c = 50$.



(a)

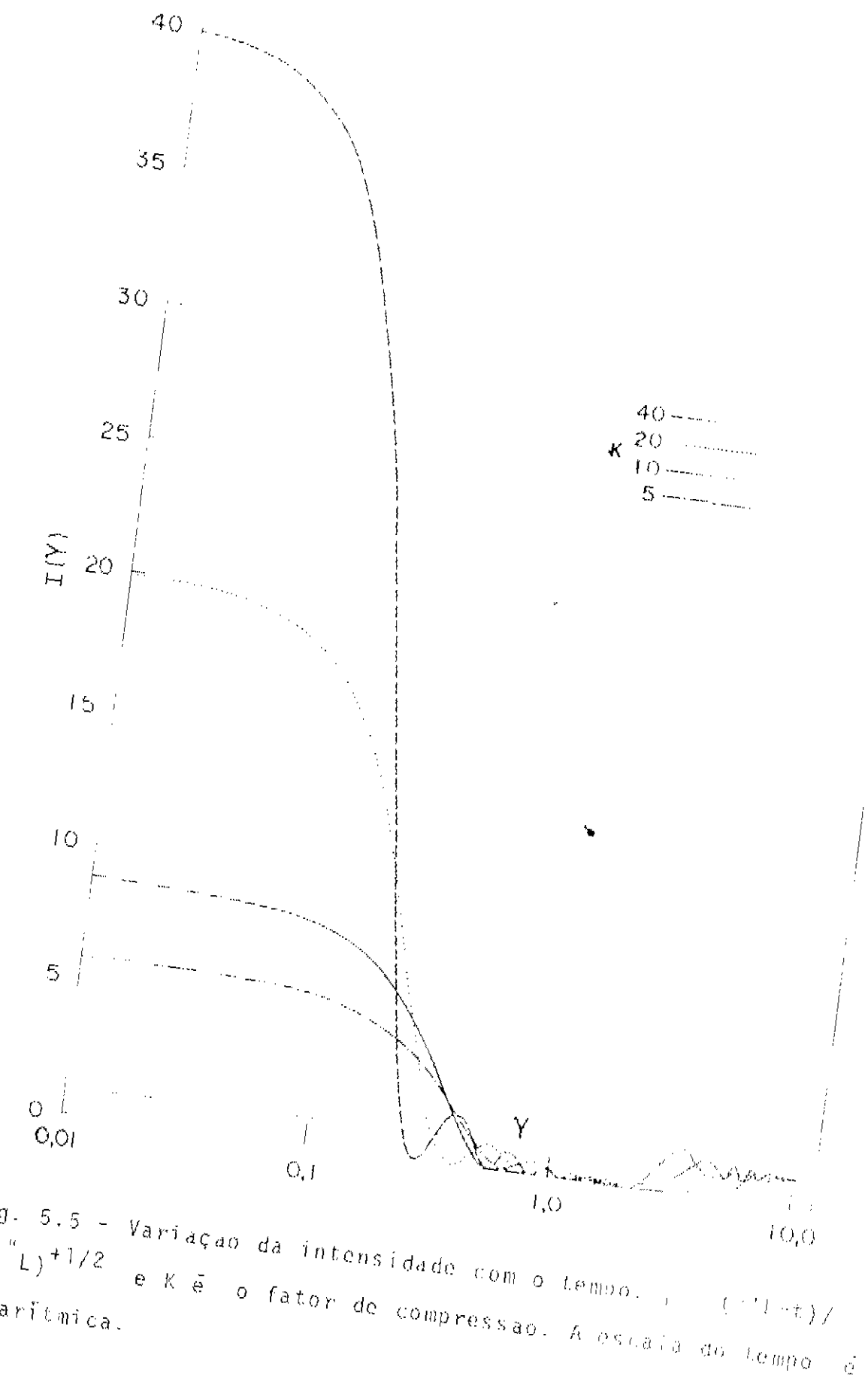


(b)



(c)

Fig. 5.4



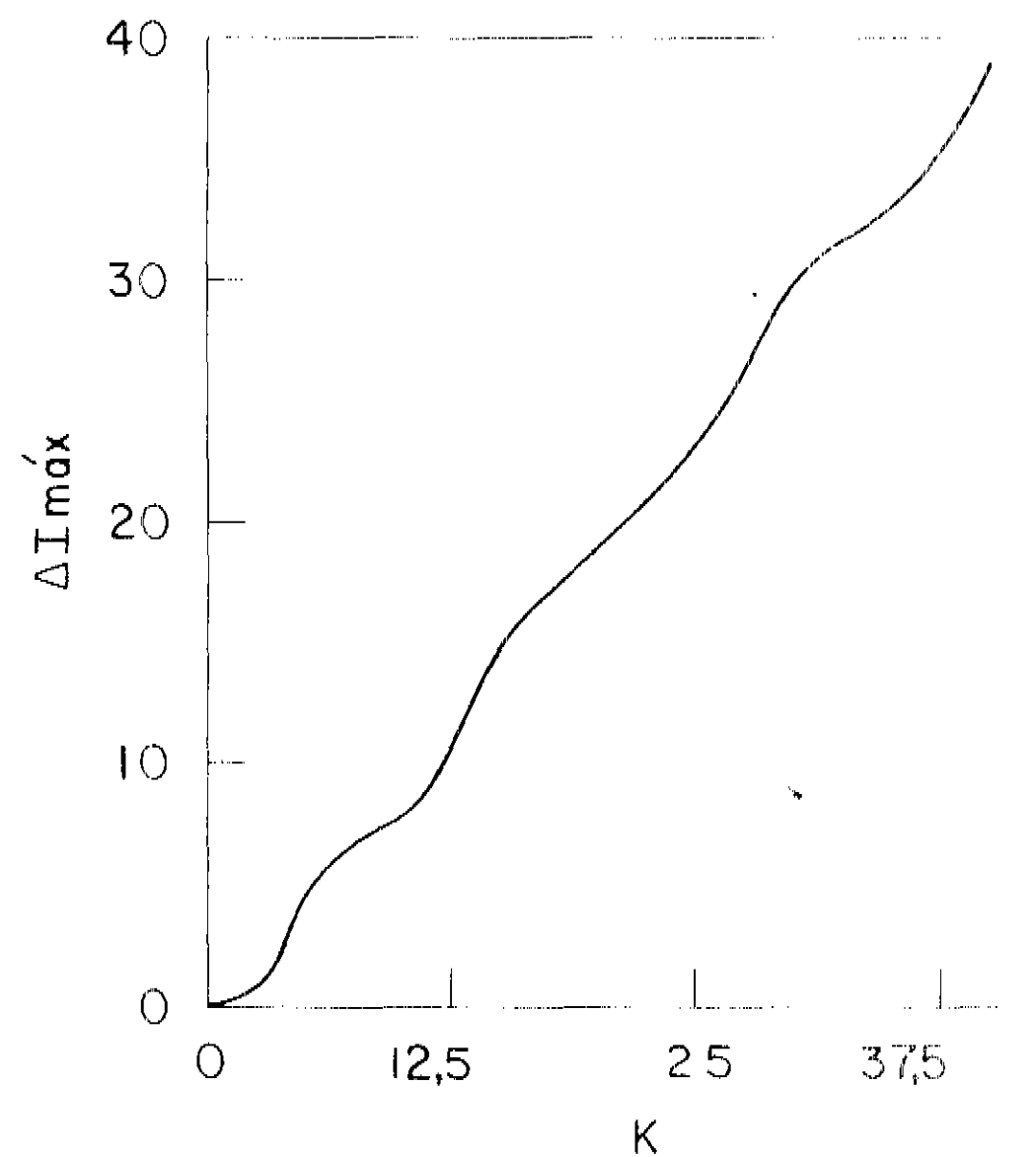


Fig. 5.6 Modulação de intensidade do pino-velo (índice de modulação).

APÊNDICE A

$$E(L,t) = \int dw E(w) \exp [i \beta(w) L - iwt] \quad (A-1)$$

$$\text{onde } \beta(w) = \int dt \beta(t) \exp [-iwt]$$

$$E^*(w) = \int dt E(t) \exp [-iwt] = E(-w) \quad (A-2)$$

Como o campo $\tilde{E}$ real

$$E^*(L,t) = E(L,t) = \int dw E^*(w) \exp [-i \beta^*(w) L + iwt]$$

Usando (A-2), temos

$$\begin{aligned} E^*(L,t) &= \int dw E(-w) \exp [-i \beta^*(w) L + iwt] \\ &= \int dw E(w) \exp [-i \beta(-w) L - iwt] \end{aligned} \quad (A-3)$$

Comparando (A-1) e (A-3), temos que

$$\beta^*(w) = -\beta(-w)$$

APÊNDICE B

De (4.10), definindo $t' = t'' = t$, $w = w' = \alpha$ e usando (4.2) e (4.3) temos:

$$\begin{aligned} I(t,L) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt'}{2\pi} M(t') \int d\alpha M^*(t' + t'' = t) C(-t' + t) \times \\ &\times \exp \left[i \left(\frac{1}{2} \beta'' L \alpha^2 + i \alpha (\beta' L + t'' w_0' + t' + t') \right) \right] \end{aligned}$$

Definindo $M(t') = \exp \left[i \left(\frac{t'^2}{2 \tau_m^2} \right) \right]$, temos:

$$\begin{aligned} I(t,L) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt'}{2\pi} \exp \left\{ - \left[\frac{t'^2}{\tau_m^2} + \left(\frac{\beta'' L}{\tau_m^2} + i \alpha \right) t' \right] \right\} \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha C(-\beta'' L - \alpha) \exp \left[i \left(\frac{1}{2} \beta'' L \alpha^2 + i \alpha (\beta' L + t' + t) + \frac{(\beta'' L - \alpha)^2}{2 \tau_m^2} \right) \right] \end{aligned}$$

Resolvendo a integral em (t') e substituindo obtemos:

$$I(t, L) = \frac{t_m}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} d\alpha e^{-\alpha^2} e^{-\alpha^2(t-\beta''L)^2 + i b \alpha}$$

$$\text{onde} \begin{cases} a^2 = \left(\frac{\beta''L}{2t_m} \right)^2 + \left(\frac{\beta''L}{2t_c} \right)^2 + \left(\frac{t_m}{2} \right)^2 \\ b = \beta' L - t \end{cases}$$

Resolvendo agora a integral em (α) chegamos no resultado

$$I(t, L) = \frac{t_m}{\sigma} \exp \left[- \frac{(t - \beta' L)^2}{\sigma^2} \right]$$

onde

$$\sigma^2 = \frac{1}{t_m^2} + (\beta''L)^2 \left[\frac{1}{t_m^2} + \frac{1}{t_c^2} \right]$$

APÊNDICE C

$$I(t, t) = \int \frac{dw}{2\pi} \exp \left[i \beta(w)t - i \omega t \right] E(w)$$

$$\begin{aligned} \left[I \right]_{dt} &= \int dt \int dw \int dw' \exp \left[i(\beta - \beta')t - i(\omega - \omega')t \right] E(w) E^*(w') \\ &= \int dw \int dw' E(w)^2 \end{aligned}$$

$$\text{Como } \frac{d}{dz} \begin{cases} I \quad dt = 0 \quad \text{para todas as ordens de } \omega, \text{ então} \\ \int A I \quad dt = 0 \end{cases}$$

APÊNDICE D

De (4.57), após algumas manipulações e definindo

$$\begin{aligned} a^2 &= -\frac{1}{2} (\beta'' L + i) \left[\left(\frac{\beta'' L}{\epsilon} \right)^2 + \frac{1}{4g^2} \right] \\ a'^2 &= -\frac{1}{2} (\beta'' L + i) \left[\left(\frac{\beta'' L}{\epsilon} \right)^2 + \frac{1}{4g^2} \right] \\ b &= (\beta' L + i) \end{aligned} \quad (D.1)$$

obtemos

$$\begin{aligned} K_{LF}(b) &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \exp \left[-i \frac{b^2}{4a^2} \right] \left[\frac{d\alpha}{\alpha} \exp \left[i \left(a'\alpha + \frac{b}{2a'} \right)^2 \right] - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \exp \left[-i \frac{b^2}{4a'^2} \right] \left[\frac{d\alpha}{\alpha} \exp \left[i \left(a'\alpha + \frac{b}{2a'} \right)^2 \right] \right] \right\} \end{aligned}$$

Fazendo as mudanças de variáveis

$$t = a'\alpha + \frac{b}{2a'} \quad \text{e} \quad t' = a'\alpha + \frac{b}{2a'} \quad \text{e}$$

comparando, as integrais acima, com a integral

$$F(Z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(it^2)}{(t-Z)} dt = i\pi \exp(iZ^2) \left[+1 + i(1+i)C(Z) + (1-i)S(Z) \right]$$

onde o sinal $(+)$ é usado para $\text{Im } Z > 0$ e o sinal $(-)$ para $\text{Im } Z < 0$.

onde

$$C(Z) = \int_0^Z \cos \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot t^2 \right) dt$$

e

$$S(Z) = \int_0^Z \sin \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot t^2 \right) dt$$

São as integrais de Fresnell, temos que

$$K_{LF}(b) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (i-1) C(Z) i(1+i) S(Z) + (i-1)C(Z^*) \cdot (1+i)S(Z^*) \quad (D-2)$$

onde $Z = \sqrt{\frac{1}{2}} \frac{b}{a}$

$$e \quad Z^* = -\sqrt{\frac{1}{2}} \frac{b}{a} \quad Z = \sqrt{\frac{1}{2}} \frac{b}{a} \quad a > 0 \quad b \in \mathbb{R} \quad (D-3)$$

Subst. (D-3) em (D-2) e usando as

relações

$$\begin{cases} C(-Z) = -C(Z) \\ S(-Z) = -S(Z) \\ C(iZ) = iC(Z) \\ S(iZ) = iS(Z) \end{cases}$$

temos:

$$K_{LF}(b) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (i-1) C(Z) i(1+i) S(Z) + (-1-i)C(Z^*) i(1+i)S(Z^*)$$

ou

$$K_{LF}(b) = \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (i-1) C(Z) \right] + \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (1+i) S(Z) \right]$$

onde (Re) indica a parte real da expressão entre colchetes.

Como $C(Z) = \operatorname{Re} C(Z) + i \operatorname{Im} C(Z)$, onde (Im) é a parte imaginária,

substituindo na equação anterior, obtemos

$$K_{11}(b) = \left[-\operatorname{Re} C(Z) - \operatorname{Im} C(Z) + \operatorname{Re} S(Z) + \operatorname{Im} S(Z) \right] \quad (D-4)$$

Precisamos agora, separar as partes real e imaginária das integrais de Fresnel. Para isso usemos, primeiro,

$$\begin{aligned} C_1(Z) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^Z \cos t^2 dt = C \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} Z \right] \\ S_1(Z) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^Z \sin t^2 dt = S \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} Z \right] \end{aligned} \quad (D-5)$$

Im (D-5) façamos, para $C_1(Z)$, a mudança de variável $t = Z - \tau$. Então

$$C_1(Z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} Z \int_0^1 \cos (Z^2 - \tau^2) d\tau.$$

Definindo $Z = x + iy$, obtemos

$$C_1(Z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ (x+iy) \int_0^1 \exp[i(x^2-y^2)\tau^2 - 2xy\tau^2] d\tau + \exp\left[-(x^2-y^2)\tau^2 + 2xy\tau^2\right] d\tau \right\}$$

Novamente definindo $x^2 - y^2 = r^2$ e $2xy = r^2 \cos \theta$

temos

$$\begin{aligned} C_1(Z) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^1 x \int_0^1 \cos (r^2 \tau^2) \cosh (i\tau^2 \cos \theta) d\tau \sqrt{\frac{1}{2}} \int_0^1 \sin (r^2 \tau^2) \sinh (\tau^2 \cos \theta) d\tau + \\ &+ i \left\{ x \int_0^1 \sin (r^2 \tau^2) \sinh (i\tau^2 \cos \theta) d\tau - y \int_0^1 \cos (r^2 \tau^2) \cosh (\tau^2 \cos \theta) d\tau \right\} \end{aligned} \quad (D-6)$$

x é a parte real de $Z = \frac{b}{2a}$.

y é a parte imaginária de $Z = \frac{b}{2a}$.

Usando a definição (D-1), e o tempo normalizado $\xi = (\beta' L - t) (\beta' u L)^{-1/2}$, após algumas manipulações algébricas, obtemos para x e y

$$\begin{aligned} x &= -\xi \sqrt{\pi} \cos \phi \quad \cos \frac{\phi}{2} \\ y &= \xi \sqrt{\pi} \cos \phi \quad \sin \frac{\phi}{2} \end{aligned} \quad (D-7)$$

$$\text{onde } \phi = \arctg (2u') \text{ e } u' = \frac{1}{\beta' u L} \left[\left(\frac{\beta' u L}{r_c} \right)^2 + \left(\frac{1}{4g^2} \right) \right]$$

Relacionando, agora, com α e β definidos atrás, podemos escrever as 4 integrais em (D-6) como:

$$\begin{aligned} X_1 &= \int_0^1 \cos (\alpha^2 \gamma^2) \cosh (\beta \gamma^2) d\gamma \\ X_2 &= \int_0^1 \sin (\alpha^2 \gamma^2) \sinh (\beta \gamma^2) d\gamma \\ X_3 &= \int_0^1 \sin (\alpha^2 \gamma^2) \cosh (\beta \gamma^2) d\gamma \\ X_4 &= \int_0^1 \cos (\alpha^2 \gamma^2) \sinh (\beta \gamma^2) d\gamma \end{aligned} \quad (D-8)$$

$$\text{onde } \begin{cases} \alpha^2 = \pi \ell_c^2 \cos^2 \phi \\ \beta = -\pi \ell_c^2 \cos^2 \phi \sin \phi - \alpha^2 \lg \phi \end{cases}$$

Desse forma (D-5) resulta em

$$C(\gamma) = x X_1 + y X_2 + i [-x X_2 + y X_1] \quad (D-9)$$

Fazendo os mesmos cálculos para $S_1(Z)$, obtemos, por

ra $S(\epsilon)$

$$S(Z) = x \cdot X_3 + yX_4 + i \left[\frac{1}{2} x \cdot X_4 + y \cdot X_3 \right] \quad (D-11)$$

Usando (D-10) e (D-11) em (D-4), temos

$$K_{11}(\phi, \epsilon) = x(\phi, \epsilon) \cdot X(\phi, \epsilon) + y(\phi, \epsilon) \cdot Y(\phi, \epsilon) \quad (D-12)$$

onde

$$\begin{aligned} X(\phi, \epsilon) &= (x \cdot X_1 + X_2 + X_3 + X_4) \\ Y(\phi, \epsilon) &= -(X_1 + X_2 + X_3 + X_4) \end{aligned} \quad (D-13)$$

Substituindo agora (D-7) em (D-12), chegamos ao resultado para a resposta impulsional

$$K_{11}(\epsilon) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \cos \phi \left(Y(\epsilon, \epsilon) \sin \frac{\phi}{2} + X(\epsilon, \epsilon) \cos \frac{\phi}{2} \right)$$

APÊNDICE F

De (5.11) sejam

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dw}{2\pi} \exp \left[i\beta(w)z + iw(t - \frac{1}{2}) - iw_0 \right]$$

$$B = \int_{-T/2}^{T/2} dt \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dw}{2\pi} \exp \left[i\beta(w)z + iw(t - \frac{1}{2}) - iw_0 \right]$$

$$C = \int_{-T/2}^{T/2} dt \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dw}{2\pi} \exp \left[i\beta(w)z + iw(t - \frac{1}{2}) - iw_0 \right] = \frac{1}{2} \frac{1}{\beta} + \frac{i\pi^2}{\beta^2}$$

Fazendo a expansao para $\beta(w)$ até segunda ordem,

definindo $w = w_0 + \alpha$, obtemos para as integrais acima

$$A = \exp \left[i p_0 L + i w_0 t \right] \tag{11}$$

$$B = \exp \left[i p_0 L + i w_0 t \right] \int_{-T/2}^{T/2} dl \left[\frac{dw}{2\pi} \exp \left[i (w L + t + \pi) + i \frac{1}{2} \beta^u L^2 \right] \right]$$

$$C = \exp \left[i p_0 L + i w_0 t \right] \int_{-T/2}^{T/2} dl \left[\frac{dw}{2\pi} \exp \left[+ i \frac{w^2}{\beta} + i (w L + t + \pi) + i \frac{1}{2} \beta^u L^2 \right] \right]$$

onde $\beta_0^u = \beta(w_0)$

Resolvendo a integral em (11), e levando em conta (5.7),

B se transforma em

$$B = \exp \left[i p_0 L + i w_0 t \right] \sqrt{\frac{i}{\beta}} \int_{-1/2}^{1/2} dl \exp \left[- i L \left(\frac{w^2}{\beta} + \frac{t + \pi}{\beta} \right) \right]$$

Resolvendo a integral em (12), após algumas manipulações

algébricas temos

$$B = \frac{1}{2} \exp \left[i p_0 L + i w_0 t \right] \left[i (u^2 + v^2) + (u^2 - v^2) \right] \tag{13}$$

onde

$$u = C(x) + S(x) \quad , \quad u^2 = C(x)^2 + S(x)^2$$

$$v = C(x) - S(x) \quad , \quad v^2 = C(x)^2 + S(x)^2$$

$$C(x) = \int_0^x \cos \left(\frac{\beta}{2} l^2 \right) dl \quad , \quad S(x) = \int_0^x \sin \left(\frac{\beta}{2} l^2 \right) dl$$

$$x = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \tilde{x} + \sqrt{\frac{\hbar}{2}} \quad , \quad x' = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \tilde{x}' + \sqrt{\frac{\hbar}{2}}$$

$$u = \tilde{u} \sqrt{\frac{\hbar}{2\pi K}} \frac{(2^{\frac{1}{2}} L - \tilde{u})}{1} \quad (2^{\frac{1}{2}} L - \tilde{u}) \quad \tilde{t} = \tau \quad \text{tempo normalizado.}$$

Resolvendo, agora, a integral (6), chegamos ao re-
sultado

$$C = \exp \left[-i \omega_0 L - \frac{i}{2} \int_0^L \sqrt{2K} (1 + i) \exp(i \tilde{u}^2) \operatorname{erfc}(\tilde{u} - L) d\tilde{u} \right] \quad (E.3)$$

REFERÊNCIAS

- 1 - J.E. Ripper, G.W.Pratt, Jr., and C.G.Whitney, "Direct frequency modulation of a semiconductor laser by ultrasonic waves", "IEEE J. Quant. Electron.", QE-2, 603-605, (1966).
- 2 - J.E.Ripper and C.G.Whitney, "Frequency modulation and demodulation of GaAs injection laser using ultrasonic waves", IEEE J.Quant. Electron., QE-3, 202-203, (1967).
- 3 - J.E.Ripper, "Analysis frequency modulation of junction lasers by ultrasonic waves", IEEE J.Quant. Electron., QE-6, 129-132, (1970).
- 4 - C.G.Whitney and G.W.Pratt, Jr., "Resolution of sidebands in a semiconductor laser frequency modulated by ultrasonic waves", IEEE J.Quant. Electron. QE-6, 352-355, (1970).
- 5 - C.A.Ribeiro et al., "Analysis of frequency modulation of double heterostructure junction lasers", Rev. Bras. Fis. 7, 569-572, (1977).
- 6 - J.M. Osterwalder and B.J. Rickett, "Frequency modulation of GaAlAs injection lasers at microwave frequency rates", IEEE J.Quant. Electron. QE-16, 250-252, (1980).
- 7 - L.L.Paoli and J.E.Ripper, "Direct modulation of semiconductor laser", Proc. IEEE 58, 1457-1465, (1970).
- 8 - R.M. Gagliardi and S.Karp, "Optical Communications", (Wiley, New York, 1976).
- 9 - J.E. Bjorholm et al, "Appl.Phys. Lett., 26, 564-566, (1975).
- 10 - J.R.Klauder et al, "The Theory and Design of Chirp Radars", The Bell Syst. Tech. Journ., vol. XXXIX, n9 4, (1960).

- 11 - Hall et al., "Coherent light emission from GaAs junctions",
Phys. Rev. Lett., 9, 366, (1962).
- Nathan et al., "Stimulated emission of radiation from GaAs
p-n junctions". Appl. Phys. Lett., 1, 62, (1962).
- 12 - Kubatov et al., "Investigation of Superluminescence emitted
by GaAs diode", Fiz. Tekh. Polugnov, vol. 4, pp. 2025-2031,
Nov. 1970.
- 13 - Hayashi et al., IEEE Journ. Quant. Electr., 01-5, 211, (1969).
- Kressel and Nelson, RCA Rev., 30, 106, (1969).
- 14 - Hayashi et al., Appl. Phys. Lett. 17, 169, (1970).
- Alferov et al., Sov. Phys. Semicond. (Engl. transl.), 4, 1573,
(1971). Translated from Fiz. Tekh. Poluprovodu., 4, 1326,
(1970).
- 15 - Detlef Gloge (Editor), "Optical Fiber Technology", IEEE Press
New York.
- 16 - Burrus and Miller, Opt. Commun., vol. 4, pp. 307-309, Dec. (1971).
- 17 - S.E. Miller, and A.G. Chynoweth, "Optical Fiber telecommunication",
Academic Press, (1979).
- 18 - Gloge and Marcattili, "Multimode theory of grade core fibers",
Bell Syst. Tech. J. 52, 1563-1578.
- 19 - D. Gloge, "Weakly Guiding fibers", Appl. Opt., vol. 10,
pp. 2252-2258, Oct. 1971.
- 20 - L.K. Anderson et al., Proc. IEEE, vol. 54, pp. 1345-1349,
Oct. 1966.
- 21 - J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", Sec. 10., John Wiley
& Sons, Inc., (New York).
- 22 - Charles Vassallo, "Linear Power Responses of an Optical Fiber",

- IEEE Trans. on Micr. Theory and Tech., vol. MT-25, n9 7, July 1977.
- 23 - A. Papoulis, Probability, Random Variables and Stochastic Processes (McGraw-Hill, New York, 1965).
- 24 - S.D. Personick, "Baseband Linearity and Equalization in Fiber Optic Digital Communication Systems", Bell Syst.tech. Journ, vol. 52, pp. 1175, (1973).
- 25 - D.Marcuse, "Pulse Distortion in single-mode fibers", Appl. Opt., vol. 19, n9 10, May, (1980).
- 26 - R.L.Davies et al., "Evaluation of material dispersion in low loss phosphosilicate core optical fibers", Opt. Commun., 13, 84-88, (1975).
- 27 - Navin B. Patel (Comunicaçao Particular).
- 28 - Joseph Giordmaine et al., "Compression of Optical Pulses", IEEE Journ. of Quant. Electr., vol. QE-4, n9 5, May (1968).