

***Inatel***

*Instituto Nacional de Telecomunicações*

**ANÁLISE DE EFEITOS  
NÃO-LINEARES EM FIBRAS  
ÓPTICAS MONOMODO**

**THAÍSSA DELA LÍBERA MIRANDA**

**AGOSTO/ 2011**

**INSTITUTO NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES – INATEL**  
**MESTRADO EM TELECOMUNICAÇÕES**

**ANÁLISE DE EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS**  
**ÓPTICAS MONOMODO**

THAÍSSA DELA LÍBERA MIRANDA

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL, como parte dos requisitos obtenção do título de Mestre em Telecomunicações.

ORIENTADOR: PROF. DR. JOSÉ ANTÔNIO JUSTINO RIBEIRO

SANTA RITA DO SAPUCAÍ – MG

2011

Miranda, Thaíssa Dela Líbera

M672a

Análise de Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas Monomodo /  
Thaíssa Dela Líbera Miranda. – Santa Rita do Sapucaí, 2011.

53 p.

Orientador: Dr. José Antônio Justino Ribeiro

Dissertação de Mestrado – Engenharia de Telecomunicações –  
Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL.

Inclui bibliografia.

1. Não-linearidade em Fibras 2. Espalhamentos Estimulados 3.  
Comunicações Ópticas de Grande Capacidade. I. Ribeiro, José Antônio Justino.  
II. Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL. III. Título.

CDU 621.39

## **FOLHA DE APROVAÇÃO**

Dissertação defendida e aprovada em 29/08/2011, pela comissão julgadora:

---

Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro  
INATEL (Orientador)

---

Prof. Dr. Carlos Roberto dos Santos  
INATEL

---

Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti  
UNIFEI

---

Prof. Dr. Luciano Leonel Mendes  
Coordenador do Curso de Mestrado – INATEL

*“Dedico este trabalho aos meus pais.”*

*“Quando recebemos um ensinamento, devemos receber como um valioso presente e não como uma dura tarefa. Eis aqui a diferença que transcende.”*

(A. Einstein)

## **Agradecimentos**

Agradeço primeiramente a Deus por me dar forças todos os dias para que eu pudesse alcançar mais um objetivo na minha vida.

Ao professor José Antônio Justino Ribeiro por ter sido meu grande mestre e orientador, mudando minha visão e minha postura diante das dificuldades encontradas neste trabalho.

Ao meu pai José Roberto por ter sido minha grande inspiração para a escolha do mestrado. À minha mãe Vera Lucia por ter sido a maior incentivadora para que nunca desistisse ao longo dos estudos. E aos meus irmãos Larissa, Alberto e Juliana por estarem sempre ao meu lado me dando força e apoio.

A todos os inúmeros amigos que fiz durante o mestrado, que estiveram presente nos momentos de alegria e principalmente nos momentos mais difíceis.

Ao INATEL por abrir portas para que eu pudesse aprimorar minha carreira acadêmica durante os anos de estudos. A FINATEL pelo suporte financeiro. À Gisele, secretária do mestrado, por dar todo respaldo quando precisei.

## Sumário

<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	<b>vii</b>
<b>LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS</b> .....	<b>viii</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b> .....	<b>ix</b>
<b>RESUMO</b> .....	<b>xiii</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>xiv</b>
<b>CAPÍTULO 1 – PROLEGÔMENOS</b>	<b>1</b>
1.1 Equação de onda .....	1
1.2 Velocidades associadas à onda eletromagnética .....	2
1.3 Equação de onda guiada na fibra .....	5
1.4 Solução da equação de onda guiada .....	7
1.5 Algumas características relacionadas à onda no meio material .....	10
1.6 Descrição sumária do trabalho .....	12
<b>CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTOS DOS EFEITOS NÃO-LINEARES</b>	<b>13</b>
2.1 Introdução .....	13
2.2 Representação simplificada de efeitos não-lineares .....	14
2.3 Análise do índice de refração do caso particular da sílica .....	16
2.4 Alguns efeitos da não-linearidade .....	18
2.5 Limitação da análise proposta .....	18
<b>CAPÍTULO 3 – DETALHAMENTO DOS EFEITOS NÃO-LINEARES</b>	<b>20</b>

3.1	Efeito Brillouin . . . . .	20
3.2	Quantificação do efeito Brillouin . . . . .	22
3.3	Efeito Raman. . . . .	27
3.3	Efeito Kerr. . . . .	30
<b>CAPÍTULO 4 – CONSEQÜÊNCIAS DOS EFEITOS NÃO-LINEARES</b>		<b>32</b>
4.1	Influências do espalhamento de Brillouin. . . . .	32
4.2	Influências do espalhamento de Raman . . . . .	35
4.3	Influências do efeito Kerr . . . . .	38
4.4	Mistura de quatro ondas . . . . .	41
<b>CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES</b>		<b>48</b>
5.1	Comentários gerais . . . . .	48
5.2	Conclusões . . . . .	49
5.3	Sugestões para trabalhos futuros. . . . .	50
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>		<b>51</b>



## Lista de Figuras

Figura 1.1	Vista em corte transversal da estrutura básica de uma fibra óptica, destacando-se as coordenadas mais importantes na análise . . . . .	6
Figura 2.1	Comparação entre o índice de refração do material e o índice de refração de grupo para sílica, em determinada faixa de comprimento de onda . . . .	17
Figura 3.1	Esquema representando a troca de energia entre o fóton de bombeamento e a excitação de ondas com frequências diferentes. (a) Geração de onda Stokes. (b) Geração de ondas anti-Stokes. . . . .	20
Figura 3.2	Espalhamento de Bragg relacionado à onda acústica no meio de propagação . . . . .	21
Figura 3.3	Esquema da interação de um feixe de bombeamento com a onda acústica, para geração da onda de Stokes e anti-Stokes. . . . .	22
Figura 3.4	Descrição da área efetiva do núcleo de uma fibra óptica monomodo. . . .	25
Figura 3.5	Variação típica do fator de ganho Brillouin, normalizado em relação ao valor máximo. . . . .	26
Figura 3.6	Geometria do feixe de entrada para o SRS em uma fibra monomodo . . . .	28
Figura 3.7	Comportamento do coeficiente de ganho de Raman para sílica fundida com comprimento de onda de bombeamento de 1 $\mu\text{m}$ . . . . .	30
Figura 4.1	Ganho de Brillouin normalizado em função da razão da taxa de bit da largura de Brillouin . . . . .	33

Figura 4.2	Seqüência de bits transmitidos em diferentes canais multiplexados. . . . .	36
Figura 4.3	Potência máxima por canal pelo número de canais que asseguram degradação abaixo de 1dB pelo efeitos de Raman e Brillouin. . . . .	37
Figura 4.4	Potência máxima por canal pelo número de canais que asseguram degradação abaixo de 1dB em todos os canais. . . . .	41
Figura 4.5	Processo de mistura de quatro ondas (a) com duas ondas de bombeamento injetadas de frequências $f_1$ e $f_2$ e (b) com três ondas injetadas de frequências $f_1, f_2$ e $f_3$ . . . . .	42
Figura 4.6	Comportamento da eficiência de conversão em função da separação entre os canais ópticos, em gigahertz. . . . .	44
Figura 4.7	Eficiência de conversão em uma mistura de quatro ondas para diferentes parâmetros de dispersão na terceira janela de transmissão em uma fibra óptica monomodo . . . . .	45
Figura 4.8	Eficiência de conversão em uma mistura de quatro ondas para um parâmetro de dispersão de 8ps/nm.km e diferentes comprimentos do enlace . .	46
Figura 4.9	Eficiência de conversão em função da distância para diferentes separações dos canais ópticos em um sistema de multiplexagem em comprimento de onda. Admitiu-se uma fibra com parâmetro de dispersão de 16ps/nm.km . . . . .	46
Figura 4.10	Eficiência de conversão em função da distância para diferentes separações dos canais ópticos em um sistema de multiplexagem em comprimento de onda. Admitiu-se uma fibra com parâmetro de dispersão de 4ps/nm.km . . . . .	47

## Lista de Abreviaturas e Siglas

ASK	<i>Amplitude Shift Keying</i>	Chaveamento por deslocamento na amplitude
CIP	<i>Cross-Induced Phase Modulation</i>	Modulação de fase induzida
CW	<i>Continuous wave</i>	Onda contínua
CWDM	<i>Coarse wavelength-division multiplexing</i>	Multiplexação por divisão de comprimento de onda esparsa
dB	Decibel	
DWDM	<i>Dense wavelength-division multiplexing</i>	Multiplexação por divisão de comprimento de onda densa
FWM	<i>Four Waves Mixing</i>	Mistura de quatro ondas
NLSE	<i>Nonlinear Schrödinger Equation</i>	Equação não-linear de Schrödinger
NRZ	<i>Non-Return to Zero</i>	Não-retorno ao zero
SBS	<i>Stimulated Brillouin Scattering</i>	Espalhamento estimulado de Brillouin
SPM	<i>Self-Phase Modulation</i>	Automodulação de fase
SRS	<i>Stimulated Raman Scattering</i>	Espalhamento estimulado de Raman
UDWDM	<i>Ultra-dense wavelength-division multiplexing</i>	Multiplexação por divisão de comprimento de onda ultra-densa
XPM	<i>Cross-Phase Modulation</i>	Modulação cruzada de fase

WDM      *Wavelength-Division Multiplexing*      Multiplexação por comprimento de onda

## Lista de símbolos

$a$	Raio da fibra
$a_{ef}$	Raio efetivo da fibra
$A, B, C, D$	Constantes arbitrárias associadas à resolução da equação de onda
$A_{ef}$	Área efetiva do núcleo da fibra óptica
$A_i$	Amplitude do campo óptico no ponto de ressonância
$b$	Polarização do feixe guiado
$B$	Taxa de bits de modulação
$\vec{E} \quad \vec{H} \quad \vec{B} \quad \vec{D}$	Fasores associados ao campo eletromagnético
$c$	Velocidade da luz no vácuo
$d_{ef}$	Diâmetro efetivo da fibra
$D$	Parâmetro de dispersão da mistura de quatro ondas
$e_i$	Campo elétrico excitado na entrada
$e_o$	Campo elétrico do feixe óptico na saída

$E$	Campo elétrico
$E_0$	Campo elétrico incidente
$E_r$	Componente radial do campo elétrico
$E_z$	Componente longitudinal do campo elétrico
$E_\phi$	Componente azimutal do campo elétrico
$f$	Freqüência de um feixe óptico
$f_i, f_j, f_k$	Freqüências associadas à mistura de quatro ondas
$f_p$	Freqüência da onda acústica
$f_1$	Freqüência de bombeamento
$f_2$	Freqüência de Stokes
$F_1, F_2, F_3, F_4$	Variáveis associadas na solução da equação de onda
$g_B$	Coefficiente de ganho de Brillouin
$g_R$	Coefficiente de ganho de Raman
$h$	Constante de Planck
$H$	Campo magnético
$H_r$	Componente radial do campo magnético
$H_z$	Componente longitudinal do campo magnético
$H_\phi$	Componente azimutal do campo magnético
$I_1$	Intensidade do feixe de bombeamento
$I_2$	Intensidade da onda de Stokes
$I_{th}$	Intensidade óptica limiar
$J_\nu(ur)$	Funções de Bessel de primeira espécie
$J'_\nu(ur)$	Derivada da função de Bessel de primeira espécie
$k_a$	Profundidade da modulação em intensidade
$k_p$	Vetor de propagação da onda acústica
$k_1$	Vetor de propagação da onda de bombeamento, Stokes e acústica
$k_2$	Vetor de propagação da onda de Stokes
$K$	Constante de Kerr

$K'_v(ur)$	Derivada da função de Bessel modificada de segunda espécie
$L_{ef}$	Comprimento efetivo da fibra
$n$	Índice de refração do material
$n_g$	Índice de refração de grupo
$n_{pr}$	Índice de refração para onda polarizada ao longo da direção do campo elétrico aplicado
$n_{pp}$	Índice de refração para onda polarizada perpendicular ao campo elétrico aplicado
$n_1$	Índice de refração no núcleo da fibra
$n_2$	Índice de refração na casca da fibra
$n_2$	Novo coeficiente de Kerr
$N$	Quantidade de canais transmitidos
$P$	Potência
$P_i, P_j, P_k$	Potências injetadas na mistura de quatro ondas referentes à $f_i, f_j$ e $f_k$ .
$P_{th}$	Potência óptica limiar
$P_{th}^{ASK}$	Potência limiar para o efeito de Brillouin na modulação ASK
$P_{th}^{CW}$	Potência limiar para o efeito de Brillouin com onda contínua
$P_1$	Potência de bombeamento
$P_2$	Potência de Stokes
$Q(z)$	Deslocamento do volume do meio
$q^2$	Autovalor da onda guiada dentro do núcleo
$r$	Distância radial

$T$	Amplitude da tensão mecânica
$v$	Velocidade da luz no meio
$v_g$	Velocidade de grupo
$v_p$	Velocidade de fase
$v_p$	Velocidade da onda acústica
$w^2$	Autovalor da onda guiada fora do núcleo
$W$	Energia do fônon
$\alpha$	Fator de atenuação
$\alpha_p$	Fator de atenuação para a onda acústica
$\beta$	Fator de fase
$\beta_2, \beta_3$	Dispersão cromática
$\chi_e$	Susceptibilidade não-linear
$\chi^{(3)}$	Susceptibilidade não-linear de terceira ordem
$\Delta f$	Faixa de freqüências correspondente a cada canal
$\Delta f_B$	Largura de faixa de Brillouin
$\Delta n$	Alteração do índice de refração do meio pelo efeito Kerr
$\Delta \omega_B$	Largura de linha de Brillouin
$\Delta \omega_R$	Largura de linha de Raman
$\Delta \beta$	Descasamento de fase
$\Delta \nu_B$	Largura espectral de Brillouin
$\varepsilon$	Permissividade do material
$\varepsilon_r$	Permissividade relativa
$\varepsilon_0$	Permissividade do vácuo
$\phi$	Fase da onda
$\phi(z)$	Densidade de potência
$\gamma$	Coefficiente de eletrostrição
$\gamma$	Parâmetro não-linear de Kerr

$\eta$	Eficiência de mistura de quatro ondas
$\eta_0$	Impedância intrínseca do vácuo ( $120\pi\Omega$ )
$\lambda$	Comprimento de onda
$\lambda_{oi}$	Comprimento de onda experimental
$\lambda_0$	Comprimento de onda no vácuo
$\mu$	Permeabilidade do material
$\mu_r$	Permeabilidade relativa
$\mu_0$	Permeabilidade do vácuo
$\rho$	Densidade de massa
$\sigma_p$	Valor médio quadrático da flutuação da potência
$\sigma_\phi$	Valor médio quadrático das mudanças na fase
$\omega$	Frequência angular
$\omega_1$	Frequência angular correspondente à $f_1$ de bombeamento
$\omega_2$	Frequência angular correspondente à $f_2$ de Stokes
$\omega_p$	Frequência angular correspondente à $f_p$ da onda acústica

## Resumo

Desde o início de sua implementação, as redes de fibras ópticas têm despertado grande interesse por permitirem transmissões de grandes quantidades de informação em longas extensões, com reduzido número de repetidores. A maior quantidade de informação é relacionada com a largura de banda, que determina a taxa máxima de modulação e relaciona-se à distância especificada para o enlace. Existem alguns fenômenos que influem diretamente nas limitações do sistema e dependem da potência no núcleo da fibra óptica. Entre eles,



destacam-se o espalhamento estimulado de Brillouin, o espalhamento estimulado de Raman e o efeito Kerr. As influências estão, principalmente, ligadas às fibras monomodos, meio de transmissão mais adequado para os enlaces de grande capacidade. Neste trabalho, serão apresentadas as causas destes fenômenos e respectivas influências em sistemas com múltiplos canais ópticos em uma mesma fibra.

**Palavras-chave:** não-linearidade em fibras, espalhamentos estimulados, comunicações ópticas de grande capacidade.

## **Abstract**

Optical fibers networks arouse great interest for allowing transmission of large amounts of information into optical links in long distances with a few number of repeaters. The bandwidth determines the maximum modulation rate and relates to the distance specified

for each link. There are direct influences of some phenomena in the systems limitations which are associated with power in the optical fiber core. Among these there are the stimulated Brillouin scattering, stimulated Raman scattering and Kerr effect. The latter one describes a change in refractive index that generates self-phase modulation, cross-phase modulation and four-wave mixing. The effects are mainly present in single-mode fiber transmission medium and at large capacity links. In this work, we will present the causes of these phenomena and their influences in optical communication.

**Keywords:** fibers nonlinearities, stimulated scattering, large capacity links in optical communications.

# Capítulo 1

## Prolegômenos

### 1.1 Equação de onda

A análise das ondas eletromagnéticas deve ser feita por meio das equações de Maxwell que estabelece as relações entre os campos elétrico e magnético que as constituem. Em um material dielétrico sem corrente e sem cargas livres estas equações são

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

onde  $\vec{E}$  é o vetor campo elétrico,  $\vec{H}$  é o vetor campo magnético,  $\vec{D} = \epsilon E$  é o deslocamento elétrico e  $\vec{B} = \mu H$  é a indução magnética. O parâmetro  $\epsilon$  é a permissividade elétrica e  $\mu$  é a permeabilidade do magnética do meio. As equações (1.1) e (1.2) devem ser manipuladas algebricamente para permitir soluções individuais para os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$ . Tomando-se o rotacional de (1.1) e utilizando (1.2), vem:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}) = -\mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

Usando a identidade vetorial

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (1.6)$$

e tirando de (1.3) que  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  em um meio sem cargas, (1.6) torna-se

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

Similarmente, utilizando as mesmas operações vetoriais em (1.2), chega-se a

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

Observa-se que (1.7) e (1.8) são equações de mesmo tipo e identificadas como *equação de onda* para um meio dielétrico perfeito. Na forma como estão representadas, os campos podem ter variações arbitrárias no tempo e suas soluções descrevem-nos tanto no tempo como no espaço. Frequentemente, admite-se que estes campos tenham variação harmônica no tempo e, neste caso, as equações assumem os aspectos

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \vec{E} = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \mu \varepsilon \vec{H} = 0 \quad (1.10)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular em radianos por segundo (rad/s). As suas soluções descrevem, agora, o comportamento no espaço de um campo harmônico no tempo. Estas soluções comprovam o deslocamento desses campos no espaço, formando a denominada *onda caminhante* ou *onda progressiva*. Admitindo que isto ocorra na direção positiva de  $z$ , as soluções são representadas no domínio da frequência por

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\beta z} \quad (1.11)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i\beta z} \quad (1.12)$$

sendo  $\vec{E}_0$  e  $\vec{H}_0$  as constantes de integração que indicam os valores dos campos na origem do vetor e  $\beta = \omega(\mu\varepsilon)^{1/2}$  é o *fator de fase* especificado em radianos por metro (rad/m). Identifica a modificação da fase do campo por unidade de deslocamento. A solução para cada campo completa-se a partir das especificações de condições conhecidas para o problema, como condições iniciais, condições finais ou, genericamente, condições de contorno.

## 1.2 Velocidades associadas à onda eletromagnética

*a. Velocidade de fase.* As equações anteriores dão a descrição dos campos no domínio da frequência. As correspondentes representações no domínio do tempo podem ser obtidas de maneira genérica ao se multiplicar (1.11) e (1.12) por  $e^{i\omega t}$ . Assim, assumem os formatos

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.13)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.14)$$

quando o campo eletromagnético estiver deslocando-se na direção positiva de  $z$ . Supondo que a fase da onda seja constante em certa região do espaço, tem-se

$$\omega t - \beta z = \text{cte} \quad (1.15)$$

que define uma superfície chamada de *frente de onda*. Observa-se que a coordenada correspondente à frente de onda aumenta com o passar do tempo de um valor diretamente proporcional ao fator de fase  $\beta$ . Derivando-se a equação anterior em relação ao tempo, obtém-se

$$\frac{\partial z}{\partial t} = v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{\beta} \quad (1.16)$$

que é o deslocamento da frente de onda com o tempo, valor conhecido como *velocidade de fase*. Em vista do valor de  $\beta$  mostrado na solução da equação de onda em um meio ilimitado, a velocidade de fase nestas condições torna-se

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.17)$$

**b. Velocidade de grupo.** De uma maneira mais generalizada, o sinal de informação pode ser representado pela combinação de diferentes componentes harmônicas, na forma

$$u = \sum_{\omega} A(\omega) f(z, t) \cos[\omega t - \beta(\omega)z] \quad (1.18)$$

com as frequências próximas entre si, constituindo um grupo. Em sua estrutura mais simples, este grupo de frequências pode ser representado pelas componentes de frequência angular  $\omega$  e  $\omega + \Delta\omega$ , onde  $\Delta\omega \ll \omega$ . A cada uma delas associa-se um fator de fase  $\beta$  e  $\beta + \Delta\beta$ , onde  $\Delta\beta \ll \beta$ . O deslocamento do sinal por unidade de tempo é a *velocidade de grupo*, obtida por

$$v_g = \left\{ \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right\}^{-1} = 2\pi \left\{ \frac{\partial \beta}{\partial f} \right\}^{-1} \quad (1.19)$$

**c. Relações de dispersão.** As velocidades encontradas em (1.16) e (1.19) relacionam entre si através de expressões que facilitam a compreensão das características do meio óptico. Isolando o parâmetro  $\beta$  em (1.16), vem:

$$\beta = \frac{\omega}{v_p} \quad (1.20)$$

Substituindo (1.20) em (1.19), tem-se a *equação de dispersão*:

$$v_g = \frac{v_p}{1 - \{\omega/v_p\} \{ \partial v_p / \partial \omega \}} \quad (1.21)$$

De maneira similar, isolando  $\omega$  em (1.16), tem-se:

$$\omega = v_p \beta \quad (1.22)$$

de onde se encontra a velocidade de grupo em termos de  $\lambda$ , relação mais comumente utilizada nas comunicações ópticas:

$$v_g = v_p - \lambda \left( \frac{\partial v_p}{\partial \lambda} \right) \quad (1.23)$$

As características do meio óptico levam a variações nas velocidades de fase e grupo durante a transmissão. Entre elas, destacam-se efeitos que modificam a velocidade com a frequência ou o comprimento de onda. Assim, podem ocorrer variações com comportamentos diferentes, conforme características do meio e da frequência do sinal. Se as variações das velocidade de fase e de grupo estiverem no mesmo sentido tem-se a *dispersão normal* e se estiverem em sentidos opostos, tem-se a *dispersão anômala*.

**d. Índice de refração.** As análises anteriores comprovam que a propagação de uma onda eletromagnética tem velocidade diferente no vácuo e em outros meios, pois seu valor depende da permissividade ( $\epsilon$ ) e da permeabilidade magnética ( $\mu$ ), se o meio for um dielétrico perfeito. De acordo com (1.17), se o meio for o vácuo,  $\epsilon = \epsilon_0 \cong 10^{-9}/36\pi\text{F/m}$  e  $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\text{H/m}$ . Com isto, obtém-se  $v = c = 3 \times 10^8$  m/s. A relação entre as velocidades no vácuo e no meio chama-se *índice de refração* do material, representado por  $n$ . Então:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \sqrt{\epsilon \mu} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1.24)$$

A relação entre a permissividade no meio e no vácuo é a *permissividade relativa*,  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ . Também se define a *permeabilidade relativa* como  $\mu_r = \mu/\mu_0$ . Deste modo, o índice de refração pode ser representado como

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \quad (1.25)$$

**e. Comportamento do índice de refração dos meios.** A maioria dos meios dielétricos é de tipo não-magnetizável e, portanto, a permeabilidade relativa é muito próxima da unidade. Independentemente deste motivo, é possível comprovar que em frequências suficientemente elevadas, como as utilizadas em comunicações ópticas, a permeabilidade dos materiais tende para o valor no vácuo [1].

As vibrações das partículas atômicas e subatômicas dos materiais, sob a ação do campo

eletromagnético de excitação, levam a mudanças no índice de refração. Em uma fibra óptica, o seu valor é dependente da interação do feixe óptico com átomos ou moléculas do material, resultando diferentes processos que levam às suas alterações. Existem vários modelos matemáticos que permitem obter os correspondentes valores. Alguns deles incluem mecanismos de perda de energia que tornam este parâmetro uma grandeza complexa. Além disto, outras perturbações moleculares, atômicas e subatômicas podem ocasionar um comportamento não-linear, dependendo da amplitude do campo elétrico da onda no meio [2]. Pode-se afirmar que para um feixe de pequena intensidade, praticamente não há modificação no índice de refração.

Tal fato não mais acontece para os feixes de alta intensidade. Deve-se destacar que isto pode ocorrer mesmo com valores relativamente pequenos da potência aplicada, por causa dos reduzidos diâmetros dos núcleos das fibras ópticas dos sistemas modernos de comunicações. Sob estas condições, as relações entre os campos elétrico e magnético da onda e as propriedades do meio não são mais descritas por funções lineares, Entre as conseqüências, surgem espalhamentos inelásticos, como os espalhamentos de Brillouin e Raman e o efeito Kerr. Estes fenômenos serão descritos no decorrer deste trabalho.

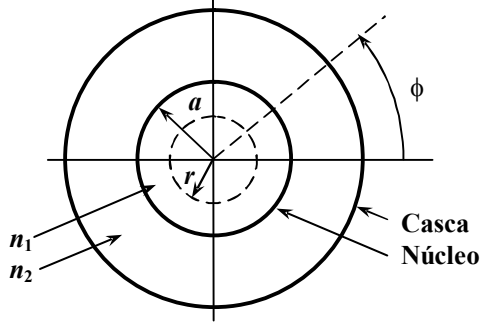
### 1.3 Equação de onda guiada na fibra

Em uma fibra óptica de seção transversal circular, como esquematizada na Figura 1.1, é necessário representar os campos em um sistema de coordenadas cilíndricas circulares. Nesta geometria, considera-se que  $n_1$  é o índice de refração do núcleo e  $n_2$  o índice da casca. A coordenada  $z$  será coincidente com o eixo da fibra, direção suposta de propagação das ondas. Nestas condições, os campos elétrico e magnético no domínio do tempo seriam

$$E = \mathbf{E}_0(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.26)$$

$$H = \mathbf{H}_0(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.27)$$

onde as coordenadas  $r$  e  $\phi$  estão indicadas na figura e, novamente, parâmetro  $\beta$  é o *fator de fase* em radianos por metro. Na condição de meio ilimitado, como no item anterior, seu valor depende apenas da freqüência e das propriedades eletromagnéticas do meio. Na estrutura da fibra óptica, além das influências da freqüência e das características do meio, deverá satisfazer as condições de contorno para as componentes do campo eletromagnético na interface entre o núcleo e a casca, isto é, em  $r = a$  e para diferentes valores de  $\phi$ .



**Figura 1.1.** Vista em corte transversal da estrutura básica de uma fibra óptica, destacando-se as coordenadas mais importantes na análise.

Expandindo os operadores vetoriais das equações de Maxwell em coordenadas cilíndricas e usando (1.26) e (1.27), encontram-se:

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + i r \beta E_\phi \right) = -i \omega \mu H_r \quad (1.28)$$

$$i \beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = i \omega \mu H_\phi \quad (1.29)$$

$$\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] = -i \omega \mu H_z \quad (1.30)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + i r \beta H_\phi \right) = i \epsilon \omega E_r \quad (1.31)$$

$$i \beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -i \epsilon \omega E_\phi \quad (1.32)$$

$$\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] = -i \epsilon \omega E_z \quad (1.33)$$

Combinando estas equações, é conveniente escrever as componentes transversais  $E_r$ ,  $E_\phi$ ,  $H_r$  e  $H_\phi$  em função das componentes longitudinais  $E_z$  e  $H_z$ . Com uma manipulação algébrica simples, são obtidas as seguintes funções:

$$E_r = \frac{-i}{q^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu \omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.34)$$

$$E_\phi = \frac{-i}{q^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu \omega \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (1.35)$$

$$H_r = \frac{-i}{q^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \epsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.36)$$



$$H_{\phi} = \frac{-i}{q^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (1.37)$$

onde  $q^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - \beta^2 = k^2 - \beta^2$ , sendo  $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$  o *número de onda*, coincidente com o fator de fase em um meio ilimitado.

Substituindo (1.36) e (1.37) em (1.30), resulta na equação de onda em coordenadas cilíndricas, que representa a componente longitudinal do campo elétrico guiado:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad (1.38)$$

Analogamente, combinando as variáveis necessárias, tem-se a equação de onda para a componente longitudinal do campo magnético:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (1.39)$$

## 1.4 Solução da equação de onda guiada

As equações obtidas anteriormente serão empregadas para se descrever os modos guiados em *fibras de índice em degrau*. Ou seja, tomando por referência a estrutura da Figura 1.1, os índices de refração do núcleo ( $n_1$ ) e da casca ( $n_2$ ) são constantes com a distância radial e são independentes da coordenada angular  $\phi$ . O procedimento matemático padrão para resolução de (1.38) e (1.39) utiliza o método de separação das variáveis, que admite solução na forma de

$$E_z = A F_1(r) F_2(\phi) F_3(z) F_4(t) \quad (1.40)$$

Como se supôs dependência exponencial no tempo e em  $z$ , tem-se

$$F_3(z) F_4(t) = e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.41)$$

para a onda que se propaga na direção positiva de  $z$ . Devido à simetria circular da estrutura da fibra, cada componente de campo repete seu valor quando a coordenada  $\phi$  for acrescida de  $2\pi$  radianos. Logo, a solução deve ser uma função periódica em  $\phi$ , da forma

$$F_2(\phi) = e^{i\nu\phi} \quad (1.42)$$

A constante  $\nu$  pode assumir tanto valores positivos quanto negativos desde que sejam números inteiros. Substituindo (1.28) em (1.27), a expressão final para  $E_z$ , obtém-se

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} + \left( q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F_1 = 0 \quad (1.43)$$

que é uma equação diferencial de Bessel de ordem  $\nu$ . Um resultado semelhante é obtido para a componente longitudinal do campo magnético  $H_z$ .

A equação (1.43) deve ser resolvida para as regiões do núcleo, da casca e regiões externas. Nesta análise, admite-se que a espessura da casca seja suficientemente elevada para se prescindir da descrição do campo em seu exterior. Na região interna, a solução para os modos guiados deve permanecer finita quando  $r \rightarrow 0$ , enquanto que na região externa as soluções devem decair para zero á medida em que  $r \rightarrow \infty$ . Desta maneira, quando  $r < a$ , as soluções serão funções de Bessel de primeira espécie em  $\nu$ . Para essas funções é comum utilizar o símbolo  $J_\nu(ur)$ . As expressões dentro do núcleo para  $E_z$  e  $H_z$  ficam

$$E_z(r < a) = A J_\nu(ur) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.44)$$

$$H_z(r < a) = B J_\nu(ur) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.45)$$

onde  $A$  e  $B$  são constantes arbitrárias a serem determinadas.

Para a região da casca, as soluções para (1.43) incluem as funções modificadas de Bessel de segunda espécie  $K_\nu(wr)$ . A justificativa é o fato de as funções de primeira espécie terem comportamentos crescentes com a coordenada radial [3], o que contrariaria a variação esperada do campo, que deve decrescer com esta variável. Logo, as expressões para  $E_z$  e  $H_z$  serão

$$E_z(r > a) = C K_\nu(wr) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.46)$$

$$H_z(r > a) = D K_\nu(wr) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.47)$$

e, de novo, têm-se constantes  $C$  e  $D$  a serem determinadas. Relembrando que  $n_1$  e  $n_2$  são, respectivamente, os índices de refração do núcleo e da casca, a faixa de valores admissíveis para  $\beta$  deve situar-se no intervalo

$$k_2 \leq \beta \leq k_1 \quad (1.48)$$

onde definem-se  $k_2 = k_0 n_2$  e  $k_1 = k_0 n_1$ , sendo  $k_0$  é o número de onda no espaço livre, calculado para  $\varepsilon = \varepsilon_0$  e  $\mu = \mu_0$ , e vale  $2\pi/\lambda_0$ , sendo  $\lambda_0$  o comprimento de onda no vácuo.

As soluções para  $\beta$  devem ser determinadas a partir das condições de contorno. Estas condições exigem que as componentes tangenciais  $E_\phi$  e  $E_z$  do campo elétrico na interface do núcleo e da casca, isto é, em  $r = a$ , sejam contínuas. Isto deve ser feito de maneira se-

melhante para as componentes  $H_\phi$  e  $H_z$ . Considerando as componentes tangenciais de  $E$ , a componente  $z$  de (1.46) no limite núcleo-casca interno ( $E_z = E_{z1}$ ) e no limite da parte externa ( $E_z = E_{z2}$ ), que

$$E_{z1} - E_{z2} = A J_\nu(u a) - C K_\nu(w a) = 0 \quad (1.49)$$

A componente  $\phi$  é encontrada a partir de (1.35). Dentro do núcleo o fator  $q^2$  é dado por

$$q^2 = u^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (1.50)$$

onde  $k_1 = 2\pi n_1/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_1\mu}$ . Fora do núcleo tem-se

$$w^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (1.51)$$

com  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_2\mu}$ . Substituindo (1.44) e (1.45) em (1.35) para encontrar  $E_{\phi1}$ , e analogamente (1.46) e (1.47) para determinar  $E_{\phi2}$ , obtém-se, com  $r = a$ ,

$$\begin{aligned} E_{\phi1} - E_{\phi2} = & -\frac{i}{u^2} \left[ A \frac{j\nu\beta}{a} J_\nu(u a) - B \omega\mu u J'_\nu(u a) \right] \\ & - \frac{i}{w^2} \left[ C \frac{j\nu\beta}{a} K_\nu(w a) - D \omega\mu w K'_\nu(w a) \right] = 0 \end{aligned} \quad (1.52)$$

onde os símbolos  $J'(ua)$  e  $K'(wa)$  indicam as respectivas derivadas das funções em relação aos seus argumentos, na interface núcleo-casca.

Para as componentes tangenciais de  $H$ , com  $r = a$ , tem-se

$$H_{z1} - H_{z2} = B J_\nu(u a) - D K_\nu(w a) = 0 \quad (1.53)$$

$$\begin{aligned} H_{\phi1} - H_{\phi2} = & -\frac{j}{u^2} \left[ B \frac{j\nu\beta}{a} J_\nu(u a) - A \omega\epsilon_1 u J'_\nu(u a) \right] \\ & - \frac{j}{w^2} \left[ D \frac{j\nu\beta}{a} K_\nu(w a) - C \omega\epsilon_2 w K'_\nu(w a) \right] = 0 \end{aligned} \quad (1.54)$$

As equações (1.49), (1.52), (1.53) e (1.54), cujos segundos membros são nulos, formam um conjunto com quatro coeficientes desconhecidos  $A$ ,  $B$ ,  $C$  e  $D$ . Conseqüentemente, só existe a solução não trivial se o determinante destes coeficientes for igual a zero. Isto é,

$$\begin{bmatrix} J_\nu(ua) & 0 & -K_\nu(wa) & 0 \\ \frac{\beta\nu J_\nu(ua)}{au^2} & \frac{j\omega\mu J'_\nu(ua)}{u} & \frac{\beta\nu K_\nu(wa)}{aw^2} & \frac{j\omega\mu K'_\nu(wa)}{w} \\ 0 & J_\nu(ua) & 0 & -K_\nu(wa) \\ \frac{-j\omega\epsilon_1 J'_\nu(ua)}{u} & \frac{\beta\nu J_\nu(ua)}{au^2} & \frac{-j\omega\epsilon_2 K'_\nu(wa)}{w} & \frac{\beta\nu K_\nu(wa)}{aw^2} \end{bmatrix} = 0 \quad (1.55)$$

Assim, obtém-se uma equação que conduz ao valor de  $\beta$ . O resultado é:

$$(R_v + V_v)(k_1^2 R_v + k_2^2 V_v) = \left(\frac{\beta v}{a}\right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right)^2 \quad (1.56)$$

onde foram agrupadas algumas relações para simplificar a equação final. Os novos fatores têm os seguintes significados:

$$R_v = \frac{J'_v(u a)}{u J_v(u a)} \quad (1.57)$$

$$V_v = \frac{K'_v(w a)}{w K_v(w a)} \quad (1.58)$$

Após a resolução de (1.56) para  $\beta$ , os valores encontrados serão discretos e restritos ao intervalo especificado em (1.48). Cada valor deste parâmetro é associado a uma distribuição própria de campo na fibra óptica, denominado *modo de propagação*. Assim, (1.56) pode ser utilizada para conduzir à solução de qualquer modo particular e as equações anteriores indicam as principais características desses modos.

## 1.5 Algumas características relacionadas à onda no meio material

**a. Quantização da energia eletromagnética.** O trabalho de Max Planck (1858–1947) descreveu o comportamento que os elétrons tinham ao interagirem com a radiação eletromagnética dentro da cavidade de um corpo negro. Desses estudos, Planck associou a energia de certa frequência de radiação do corpo negro à energia de um elétron oscilando com a mesma frequência entre as paredes. Postulou que a energia da partícula seria quantizada, ou seja, sempre múltipla inteira de um valor fundamental [4]. Em 1905, Albert Einstein (1879–1955) questionou a teoria clássica da luz com seu trabalho sobre o *efeito fotoelétrico*, propondo uma nova interpretação. Baseando-se na teoria quântica, Planck propôs que a energia eletromagnética também pode ser quantizada sendo múltiplo inteiro de uma quantidade denominada *quantum* (plural *quanta*). Quando a frequência estiver na faixa de luz, os quanta são denominados *fótons*.

Em experimentos para mostrar a existência de fótons, verifica-se que a sua energia é diretamente proporcional à frequência  $f$ , conclusão conhecida como *lei de Planck*:

$$E = h f \quad (1.59)$$

onde  $h$  é denominada constante de Planck com valor de  $6,626 \times 10^{-34}$  J.s.

Este comportamento do campo eletromagnético é mais evidente quando ocorrer a interação com um meio material. Quando houver a incidência de um feixe óptico no meio, o

fóton pode transferir sua energia a um elétron, excitando-o. Se houver energia suficiente, esse elétron passa para um estado mais alto, desde que a quantidade absorvida por ele seja igual ou maior do que a diferença entre a situação final e a inicial. De maneira similar, quando um elétron no estado excitado voltar para um nível inferior, separado dele por  $hf$ , deve ser emitido um fóton com a mesma energia recebida anteriormente [5].

**b. Quantização da energia de uma vibração mecânica.** Existe um tipo onda associada a uma vibração mecânica ou acústica que interage com elétrons e com a estrutura do material. Pode ser interpretada como um sistema massa-mola e comprova-se que a energia dessas vibrações também é quantizada. O valor é sempre múltiplo inteiro de valores fundamentais denominados *fônons* [6]. A energia de um fônon depende do modo de vibração e é obtida por

$$W_j = \left( n_j + \frac{1}{2} \right) h f_j \quad (1.60)$$

onde  $n_j$  é um número inteiro,  $h$  é a constante de Planck e  $hf_j$  é o quantum de energia associado ao fônon. São valores extremamente pequenos, da ordem de centésimos de elétrons-volt nas frequências mais altas [7]. Esta energia transmite-se por todo o material com uma velocidade semelhante à do som no meio, na mesma faixa de frequências. Também pode ser utilizada para originar uma transição de elétrons em diferentes níveis moleculares.

**c. Espalhamento ou dispersão.** *Espalhamento* ou *dispersão* é um processo físico que se manifesta com diferentes aspectos. Os efeitos sobre o feixe óptico que se propaga em um meio material têm diferentes causas, justificando algumas classificações usualmente encontradas. Em geral, o espalhamento relaciona-se a modificações ou não na energia do campo eletromagnético. Se um fóton causar vibrações no meio e receber de volta a energia cedida, pode ocorrer mudança em sua direção de propagação sem modificações perceptíveis no valor original de energia. Neste caso, tem-se o *espalhamento elástico*, resultante do choque elástico com partículas do meio. Nas análises dos fenômenos ópticos, este comportamento é identificado como *espalhamento de Rayleigh*. No *espalhamento inelástico*, a partícula pode ganhar ou perder energia [8]. Neste trabalho serão estudados espalhamento de Brillouin e o de Raman, ambos na categoria de inelásticos.

Os espalhamentos inelásticos são classificados, ainda, como espontâneos e espalhamentos *estimulados*. O *espalhamento espontâneo* ocorre a partir das flutuações relacionadas com as propriedades do meio, como densidade, permissividade elétrica e índice de refra-

ção. Estas flutuações dependem das posições e orientações dos átomos. Durante a propagação de um feixe de luz, o aumento da potência incidente acima de certo limite causa flutuações que dão origem a novos efeitos sobre o campo óptico transmitido. O espalhamento estimulado está associado com efeitos gerados pelo espalhamento espontâneo. Uma das causas é o fenômeno conhecido como eletrostrição, discutida em outra parte deste texto. Aparece após a potência da onda incidente ultrapassar determinado nível, estimulando a onda acústica. Como resultado, há formação de novas ondas denominadas *ondas de Stokes* e *ondas anti-Stokes*. A onda de Stokes apresenta uma frequência menor que a do feixe óptico incidente, demonstrando que o meio retém parte da energia original. A onda anti-Stokes possui frequência maior que a da luz incidente, indicando que o meio cede energia para a onda eletromagnética [9].

## 1.6 Descrição sumária do trabalho

No capítulo introdutório, fez-se um pequeno resumo de diferentes conceitos que serão freqüentemente mencionados nas análises dos problemas associados às transmissões por fibras ópticas. No capítulo 2, são apresentados os fatores que conduzem aos efeitos não-lineares que ocorrem nas fibras ópticas. Os estudos concentram-se nas causas dos espalhamentos estimulados de Brillouin, de Raman e do efeito não-linear de Kerr. Todos estes fenômenos são objetos do capítulo 3.

No capítulo 4 é analisado os efeitos destes espalhamentos não-lineares em sinais modulados que se transmitem pela fibra óptica. Descrevem-se algumas conseqüências de grande relevância como a automodulação de fase, modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas. Finalmente, no capítulo 5 apresentam-se os comentários gerais e as conclusões de maiores relevâncias.

## Capítulo 2

### Fundamentos dos efeitos não-lineares

#### 2.1 Introdução

A propagação de luz modulada por elevadas taxas de transmissão em fibras ópticas tem sido intensamente estudada. As análises costumam ser feitas tanto sob condições de pequenos níveis de potência, como quando as fibras forem submetidas a densidades mais elevadas que, quase sempre, conduzem a efeitos não-lineares. Em quaisquer circunstâncias, prevêem-se diversas conseqüências sobre a transmissão, incluindo significativas degradações nos sinais enviados. Entre estas degradações, identificam-se vários mecanismos de perda, responsáveis pela redução na potência que se pode aproveitar na extremidade do enlace, e diferentes causas de dispersão que alteram o formato dos pulsos transmitidos [4][5].

A justificativa de um estudo freqüente e continuado sobre o tema é o crescimento de operações com fibras ópticas em longas distâncias e transmitindo feixes com elevadas taxas de modulação. Os enlaces de grandes extensões impõem o uso de maiores potências aplicadas em suas entradas. Mesmo que aparentemente tenham valores absolutos relativamente modestos, da ordem de miliwatts, podem ocasionar alguns efeitos que devem ser analisados. Por causa dos pequenos diâmetros dos núcleos nas fibras monomodos, em geral da ordem de  $10\mu\text{m}$ , ocorre uma elevada concentração de potência, quantificada pela densidade de potência óptica (ou intensidade óptica quando se referir por unidade de ângulo sólido). A grande intensidade óptica relaciona-se a um elevado campo elétrico no núcleo da fibra, o que se pode determinar a partir das expressões obtidas com o teorema de Poynting [10]. Campos com estas ordens de magnitude implicam na probabilidade de introduzir-se um comportamento não-linear na fibra.

Ao mesmo tempo, sistemas que demandam uma taxa de transmissão muito elevada exi-

gem que os pulsos de modulação tenham afastamentos muito pequenos quando analisados no domínio do tempo. Portanto, quaisquer fatos que levem a alargamentos temporais podem causar superposições entre partes de pulsos vizinhos, com prováveis aumentos na taxa de erro de bit. Para transmissões com baixos níveis de potência, essas deformações são causadas por diferentes mecanismos de dispersão e sob elevadas potências devem ser incluídos efeitos não-lineares, quase sempre com aparecimento de termos adicionais na composição do sinal [4][5].

## 2.2 Representação simplificada de efeitos não-lineares

*a. Relação geral entre excitação e resposta de um sistema.* De uma maneira simples, representa-se o comportamento não-linear entre uma resposta e uma excitação a partir da expansão em uma série de Taylor com a presença de termos de ordens superiores à primeira. Assim, se  $e_o$  for o campo elétrico do feixe óptico na saída de um sistema e  $e_i$  a excitação em sua entrada, a equação matemática de transferência seria

$$e_o = a (e_i - e_q) + b (e_i - e_q)^2 + c (e_i - e_q)^3 + \dots \quad (2.1)$$

onde os coeficientes são determinados a partir das derivações sucessivas em torno do valor conhecido do campo  $e_q$ . Então,

$$a = \left. \frac{\partial e_o}{\partial e_i} \right]_{e_i=e_q} \quad (2.2)$$

$$b = \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 e_o}{\partial e_i^2} \right]_{e_i=e_q} \quad (2.3)$$

$$c = \left. \frac{1}{6} \frac{\partial^3 e_o}{\partial e_i^3} \right]_{e_i=e_q} \quad (2.4)$$

e assim por diante. Os termos quadrático, cúbico, etc., indicam mudanças na forma do campo de saída, dependente dos coeficientes da expansão em série.

O problema agrava-se quando a fibra estiver excitada por mais de um comprimento de onda na mesma janela de transmissão, como nos sistemas que operam com multiplexagem em comprimento de onda (WDM – *Wavelength-Division Multiplexing*). Este método tem evoluído de forma sistemática, com o espaçamento cada vez menor entre os canais ópticos, passando pelas tecnologias de multiplexagem esparsa (CWDM – *Coarse wavelength-*



*division multiplexing*), multiplexagem densa (DWDM – *Dense wavelength-division multiplexing*) e ultra densa (UDWDM – *Ultra-dense wavelength-division multiplexing*). Nestas últimas situações, a diferença entre os comprimentos de onda adjacentes é da ordem de nanômetros, o que implica em maiores influências dos efeitos não-lineares.

**b. Algumas influências de não-linearidades.** Com o envolvimento de campos de baixa intensidade, os elétrons ou átomos que estão em oscilação sob seus efeitos têm um comportamento no tempo semelhante ao de osciladores harmônicos, oriundos de dipolos elétricos em vibração [8]. Com elevadas densidades ópticas, verificam-se efeitos sobre as propriedades do meio e com diferentes conseqüências sobre o campo propagante, incluindo os mencionados comportamentos não-lineares. Os processos não-lineares podem incluir diferentes efeitos interdependentes e podem ocorrer simultaneamente em determinadas situações. Mesmo quando aparecer apenas um deles, sua origem pode estar associada a mais de um mecanismo relativo aos comportamentos atômicos e moleculares do material.

Um exemplo é o meio cujas moléculas apresentam vibrações ou ressonâncias em frequências bem menores do que a frequência do campo óptico incidente. Feixes ópticos de grandes intensidades nesse meio podem excitar as moléculas para oscilação nas respectivas frequências de ressonância. Essas oscilações afetam o índice de refração e a conseqüência é o seu valor ficar ligeiramente modulado pela própria excitação. Logo, o feixe óptico que se propaga terá sua frequência modificada a partir das interações com as novas propriedades do meio [5]. A luz gerada pode interagir com outro feixe de entrada, produzindo frequências diferentes das originais. As moléculas ficam excitadas, mais uma vez, com novas conversões para outras frequências.

Nestes casos, quando houver dois sinais transmitidos, os termos quadráticos e cúbicos incluem expressões do tipo

$$e_{sh} = (e_1 + e_2)^2 = e_1^2 + e_2^2 + 2e_1e_2 \quad (2.5)$$

$$e_{th} = (e_1 + e_2)^3 = e_1^3 + e_2^3 + 3e_1^2e_2 + 3e_1e_2^2 \quad (2.6)$$

Admitindo campos perfeitamente coerentes na excitação, cada uma das componentes pode ser representada por uma função harmônica no tempo. O desenvolvimento dos termos quadráticos indica o aparecimento de segundos harmônicos dos sinais aplicados. Justifica-se esta informação lembrando que

$$\cos^2 \omega_i t = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\omega_i t) \quad (2.7)$$

onde fica evidente em (2.7) o aparecimento do segundo harmônico. Quase sempre, estes valores ficam fora da região de pequena perda da fibra óptica e serão rapidamente atenuados.

O produto cruzado entre as componentes implica em termos em que aparecem fatores do tipo  $\cos \omega_i t \cdot \cos \omega_j t$ . Usando o desenvolvimento trigonométrico convencional, obtém-se uma resultante da superposição de termos nas formas

$$\cos \omega_i t \cdot \cos \omega_j t = \frac{1}{2} \left\{ \cos(\omega_i + \omega_j)t + \cos(\omega_i - \omega_j)t \right\} \quad (2.8)$$

Portanto, são bandas laterais resultantes da soma e da diferença entre as frequências dos sinais de excitação. Novamente, estarão fora da faixa de pequena perda e seus efeitos podem ser desconsiderados.

Nos termos oriundos das parcelas de terceira ordem, onde surgem produtos cruzados com fatores quadráticos, encontram-se faixas laterais constituídas de  $\cos(2\omega_i - \omega_j)t$ ,  $\cos(2\omega_j - \omega_i)t$ , junto a outros termos do desenvolvimento. Algumas das parcelas resultantes estarão dentro da região do espectro óptico em que se têm pequenas perdas na transmissão. Assim, seus efeitos não podem ser desconsiderados e a situação fica agravada em sistemas para operações em longas distâncias com portadoras moduladas com elevadas taxas.

### 2.3 Análise do índice de refração do caso da sílica

Os diversos materiais dos quais as fibras ópticas são fabricadas reagem de forma diferente quando submetidos aos campos de um feixe de luz. Algumas características que podem sofrer alterações incluem o índice de refração, mudanças na frequência, entre outras [11]. Como discutido, estas alterações são mais percebidas quando ocorrem ressonâncias no meio. Se a frequência do feixe óptico estiver distante dos valores de ressonância, é possível identificar que o índice de refração sofre uma variação de acordo com a *fórmula de Sellmeier* [12]

$$n^2 = 1 + \sum_i \left( \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{oi}^2} \right) \quad (2.9)$$

onde  $\lambda_{oi}$  é o comprimento de onda referente à ressonância  $i$ ,  $\lambda$  é o comprimento de onda na frequência do sinal e  $A_i$  é um coeficiente experimental que indica o efeito da amplitude do

campo óptico em cada ponto de ressonância. Para a sílica, cristal considerado neste trabalho, a fórmula de Sellmeier pode ser reescrita como

$$n^2 = 1 + \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{o1}^2} + \frac{A_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{o2}^2} + \frac{A_3 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{o3}^2} \quad (2.10)$$

onde  $A_i$  e  $\lambda_{oi}$  são constantes com valores determinados por ensaios em laboratório. Quando os comprimentos de onda forem expressos em micrometros ( $\mu\text{m}$ ), para os valores de amplitude têm-se  $A_1 = 0,6961663$ ,  $A_2 = 0,4079426$  e  $A_3 = 0,8974794$ . Os comprimentos de onda característicos empregados no denominador desta equação são  $\lambda_{o1} = 0,0684043$ ,  $\lambda_{o2} = 0,1162414$  e  $\lambda_{o3} = 9,896161$  [11].

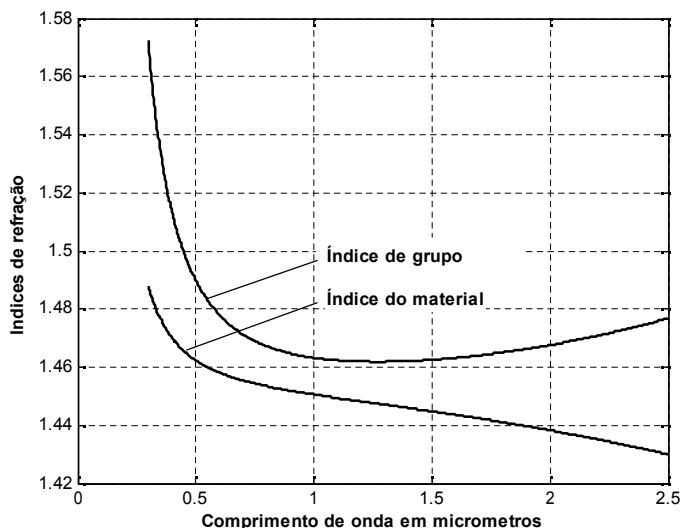
A comparação entre a velocidade do feixe óptico no vácuo com a velocidade de grupo do feixe em qualquer material é dado pelo *índice de refração de grupo*:

$$n_g = \frac{c}{v_g} \quad (2.11)$$

em que a velocidade de grupo  $v_g$  foi discutida no capítulo 1. Utilizando as relações de dispersão apropriadas, pode-se encontrar o índice de refração de grupo por:

$$n_g = n + \frac{\lambda^2}{n} \left\{ \frac{A_1 \lambda_{o1}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{o1}^2)^2} + \frac{A_2 \lambda_{o2}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{o2}^2)^2} + \frac{A_3 \lambda_{o3}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{o3}^2)^2} \right\} \quad (2.12)$$

A Figura 2.1 apresenta a comparação entre o índice de refração do meio com o índice de refração de grupo. Os cálculos foram realizados fazendo o uso de comprimento de onda com valores entre  $0,3\mu\text{m}$  e  $2,5\mu\text{m}$  [13].



**Figura 2.1.** Comparação entre o índice de refração do material e o índice de refração de grupo para sílica, em determinada faixa de comprimento de onda.

É interessante observar que o índice de refração de grupo tem derivada de mesmo sinal do índice de refração do material em certa faixa de comprimento de onda. Depois, as derivadas têm sinais contrários. São duas condições de dispersão bem definidas na fibra óptica. Na primeira situação, tem-se a dispersão normal e na segunda a dispersão anômala. Com este levantamento, verifica-se que há um comprimento de onda para o qual a derivada do índice de refração de grupo torna-se nula, indicando uma situação de ausência de dispersão. Na sílica, com os valores especificados neste levantamento, este comprimento de onda ocorre em  $1,272\mu\text{m}$ , um valor na segunda janela de baixa atenuação das fibras ópticas [11].

## 2.4 Alguns efeitos da não-linearidade

De acordo com o desenvolvimento semiquantitativo apresentado, sob determinadas circunstâncias o meio apresenta um comportamento não-linear. Isto ocorre, por exemplo, por meio de modificações na sua permissividade e, por conseguinte, em seu índice de refração. De uma maneira geral, a permissividade do material pode ser representada como

$$\varepsilon = (1 + \chi_e) \varepsilon_0 = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (2.13)$$

onde  $\varepsilon_r$  é a permissividade relativa. Seu valor está associado à polarização das moléculas do meio que, por sua vez, depende de uma propriedade denominada *susceptibilidade elétrica*, representada pela parcela  $\chi_e$ .

Sob condições de pequenas amplitudes do campo elétrico, a susceptibilidade é constante, de maneira que o meio responde de forma linear à excitação. Sob elevados campos elétricos, a susceptibilidade passa a ter um comportamento não-linear e deve ser expandida em uma série de Taylor, como já discutido. Isto é, deve-se representá-la como

$$\chi_e = a_1 \chi_e^{(1)} + a_2 \chi_e^{(2)} + a_3 \chi_e^{(3)} + \dots \quad (2.14)$$

e, para fins de análise nas transmissões por fibras ópticas, são importantes os termos de terceira ordem na expansão, pois são nestes termos em que aparece as frequências que estão dentro da largura de faixa de transmissão. Além disto, em uma situação geral, tanto a susceptibilidade quanto a permissividade assumem valores complexos, com predominância da parcela real. Todavia, embora a parte imaginária seja muito pequena, não poderá mais ser desconsiderada em diferentes aspectos do problema. Por exemplo, terá influência significativa na determinação das perdas envolvidas na transmissão. A parte imaginária do termo de terceira ordem influirá em determinados coeficientes que afetam a transmissão quando ocorrerem alguns efeitos não-lineares, como o efeito Raman.

## 2.5 Limitação da análise proposta

Nesta análise da propagação em fibras ópticas, considera-se que a permissividade do material apresente variações apenas com relação à posição e à frequência. A dependência com a frequência resulta de ressonâncias no meio, quase sempre envolvendo valores muito diferentes das que serão utilizadas nos sistemas convencionais de comunicações [6]. Este efeito é descrito na equação de onda pela introdução de um índice de refração dependente da frequência. As fibras ópticas estarão sujeitas aos vários efeitos não-lineares, apesar de as não-linearidades da sílica fundida serem relativamente pequenas em comparação às de outros materiais. Muitas vezes, os processos não-lineares em uma fibra podem ser úteis ou indesejáveis, dependendo das condições em que estiver sendo utilizada. Em sistemas de comunicação modernos, que envolvem altos níveis de energia e que empregam amplificadores ópticos, a compreensão e utilidade desses efeitos tornaram-se muito importantes.

Por estas razões, procura-se deduzir a expressão analítica da largura efetiva de um pulso, alterada pela influência combinada da dispersão e de efeitos não-lineares. Como primeira abordagem, parte-se da suposição que os pulsos originais tenham formato retangular. Para outras formas, há necessidade de modificações em alguns parâmetros envolvidos nos cálculos. Com esta proposta, é possível avaliar a modificação na largura efetiva e verificar o comprometimento sobre os pulsos transmitidos. Comprova-se que pequenas alterações na largura efetiva garantem pequenas distorções na transmissão e possibilidade de altas taxas de modulação.

A motivação para este trabalho o estudo das questões que envolvem efeitos que levam a alargamentos temporais causando superposições entre pulsos vizinhos e com prováveis aumentos na taxa de erro de bit onde, em baixos níveis de potência aparecem deformações que são causadas por diferentes mecanismos de dispersão. Além dos elevados níveis de potências incluem efeitos não-lineares que quase sempre apresentam termos adicionais na composição do sinal.

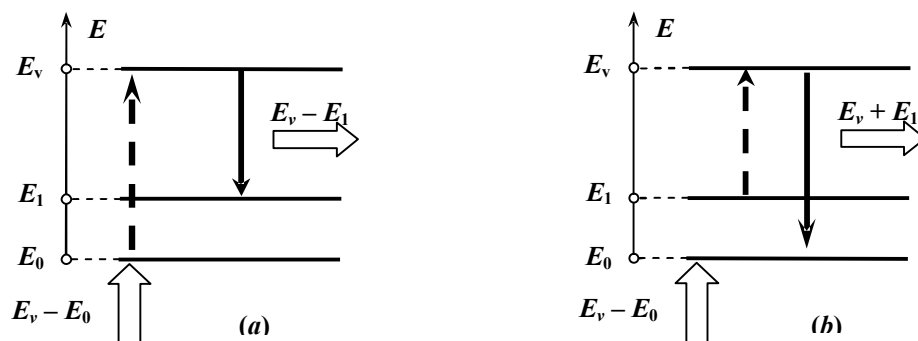
A justificativa para este trabalho está relacionada ao crescente número de operação com fibras ópticas em longas distâncias e transmissões de feixes com elevadas taxas de modulação, maiores potências aplicadas em suas entradas (mesmo em miliwatts) e o fato de que as fibras ópticas estarem submetidas a elevadas densidades de potências.

## Capítulo 3

### Detalhamento de efeitos não-lineares

#### 3.1 Efeito de Brillouin

*a. Descrição do fenômeno.* O espalhamento estimulado de Brillouin (SBS) foi previsto teoricamente em 1922 por Leon Brillouin (1889–1969). Em 1964, foi comprovado experimentalmente na safira e no quartzo. Isto foi possível após o desenvolvimento do laser, que permitiu obtenção de feixes ópticos com elevadíssima densidade de potência [14][15]. Em fibras ópticas, o efeito começou a ser estudado na década de 1970, tendo como motivação o seu impacto em sistemas de comunicações envolvendo elevadas taxas de modulação [16]. Trata-se de um processo não-linear envolvendo uma interação inelástica do fóton com partículas do meio, onde a energia dos componentes do feixe óptico espalhado é diferente da energia do fóton incidente no meio. Esta diferença, considerando a conservação de energia, é igual à energia do fônon que foi criado ou absorvido. Na Figura 3.1 ilustram-se as distribuições de energia no processo, com destaque para as possibilidades de obtenção de feixes ópticos com maior ou menor frequência em relação ao feixe incidente, onde  $E_0$  é o estado fundamental de energia,  $E_v$  é o estado mais alto e  $E_1$  é o estado intermediário.

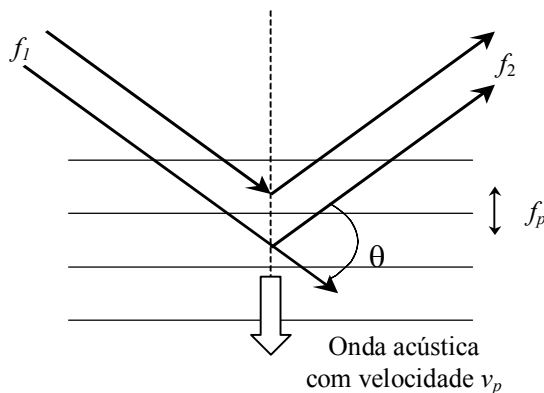


**Figura 3.1.** Esquema representando a troca de energia entre o fóton de bombeamento e a excitação de ondas com frequências diferentes. (a) Geração da onda de Stokes. (b) Geração da onda de anti-Stokes.

No efeito de Brillouin, tem-se a interação de dois campos ópticos contrapropagantes e uma vibração mecânica de frequência mais baixa [17]. O feixe óptico incidente é denominado *campo de bombeamento* e a onda espalhada de menor frequência constitui o *campo de Stokes*. Este campo corresponde à transição para um estado de energia intermediário entre o estado inicial e o nível de excitação provocado pela onda de bombeamento. Este fato está ilustrado na Figura 3.1(a), onde se mostra que toda a estrutura atômica está em um estado de energia de referência  $E_0$ . O feixe de bombeamento é capaz de levá-la ao estado  $E_1$  durante certo intervalo de tempo. Em seguida, ocorre um decaimento para o nível intermediário  $E_1$  e a diferença de energia corresponde ao fóton de Stokes. Como terá menor energia do que o fóton de bombeamento, de acordo com a lei de Planck terá menor frequência.

Na parte (b) da Figura 3.1, indica-se a possibilidade de a estrutura já estar excitada no nível  $E_1$  por algum processo que lhe transferiu energia. Desta maneira, o fóton de bombeamento é capaz de levar a energia para o nível instável superior e o decaimento conduzirá o meio para nível de referência  $E_0$ . Com isto, o novo fóton emitido terá energia maior e maior frequência do que o incidente, dando origem à onda anti-Stokes.

**b. Espalhamento espontâneo e espalhamento estimulado.** O espalhamento espontâneo é decorrente da interação dos campos de bombeamento e de Stokes com ondas acústicas no núcleo da fibra. Essas ondas mecânicas são originadas por vibrações causadas por absorção de energia no material. As ondas acústicas podem ocorrer em uma grande faixa de frequências, mas apenas algumas são capazes de atuar no espalhamento de Brillouin. Para isto, devem satisfazer a denominada *condição de Bragg*, relacionada com as direções de propagação dos campos, conforme os vetores indicados na Figura 3.2.



**Figura 3.2.** Espalhamento de Bragg relacionado à onda acústica no meio de propagação.

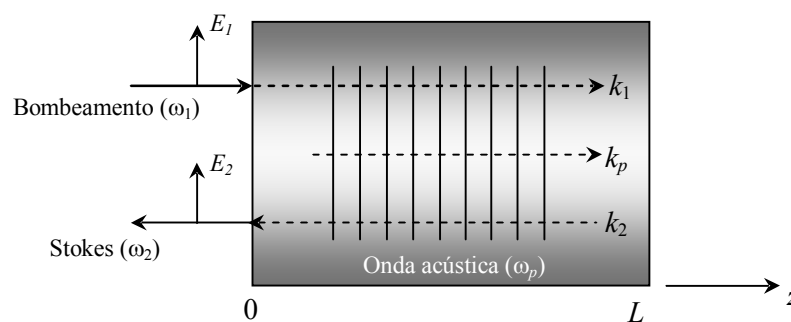
Em função destas interações, a frequência da onda acústica relaciona-se com as dos sinais de bombeamento e de Stokes por [18]

$$f_p = f_1 - f_2 = \frac{n v_p}{c} (f_1 + f_2) \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

onde  $f_p$  é a frequência da onda acústica,  $f_1$  é a frequência de bombeamento,  $f_2$  é a frequência da onda de Stokes,  $v_p$  é a velocidade da onda acústica,  $\theta$  é o ângulo interno entre os campos de bombeamento e Stokes e  $n$  é o índice de refração do material. Desta equação, verifica-se que a interação é mínima quando os dois feixes ópticos se propagarem no mesmo sentido e será máxima quando as propagações ocorrerem em sentidos opostos ( $\theta = 180^\circ$ ). Para o processo tornar-se estimulado, é necessário ocorrer um aumento na amplitude do campo de Stokes. Para isto, há necessidade de haver um processo não-linear que interage com o campo de bombeamento para reforçar a onda acústica.

### 3.2 Quantificação do efeito Brillouin

*a. Ações dos sinais envolvidos.* A Figura 3.3 mostra as diferentes frequências associadas ao espalhamento de Brillouin. Identificam-se  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_p$  como as frequências angulares correspondentes a  $f_1$  de bombeamento,  $f_2$  de Stokes e  $f_p$  da onda acústica, respectivamente. Para os campos correspondentes, consideram-se as propagações associadas aos vetores  $\vec{k}_2 = -k_2 \hat{a}_z$ ,  $\vec{k}_1 = k_1 \hat{a}_z$  e  $\vec{k}_p = k_p \hat{a}_z$ . A frequência angular da onda acústica surge. Observa-se que o vetor da onda de Stokes tem sentido de propagação oposto das outras duas.



**Figura 3.3.** Esquema da interação de um feixe de bombeamento com a onda acústica, para geração da onda de Stokes e de anti-Stokes.

Supondo que os campos tenham polarizações idênticas e em presença de uma onda acústica, as representações no domínio do tempo são

$$e_1(z, t) = \frac{1}{2} E_1(z) \exp[j(\omega_1 t - k_1 z)] + c.c. \quad (3.2)$$

$$e_2(z, t) = \frac{1}{2} E_2(z) \exp[j(\omega_2 t + k_2 z)] + c.c. \quad (3.3)$$



$$q(z, t) = \frac{1}{2} Q(z) \exp[j(\omega_p t - k_p z)] + c.c. \quad (3.4)$$

onde *c.c.* indica o complexo conjugado dos respectivos primeiros termos,  $Q(z)$  é o deslocamento de um pequeno volume do meio de sua posição de equilíbrio.

Esse deslocamento é relacionado com a força de *eletrostrição* [19]. Alguns materiais, como a sílica fundida, possuem simetria de inversão e o principal efeito não-linear resultante do acoplamento entre a onda acústica e a onda incidente é a eletrostrição. Trata-se de uma propriedade de meios não-condutores e dielétricos em que o campo elétrico ocasiona uma mudança na densidade do material. Aparece quando a potência incidente no meio for suficientemente elevada para atuar na posição e orientação de elétrons, átomos e moléculas polares do meio com um deslocamento suficientemente elevado para caracterizar um efeito não-linear [19]. Uma das conseqüências dessas alterações locais de densidade é a modificação na permissividade do meio e, portanto, no índice de refração. Nesta situação, o campo elétrico da onda incidente origina forças internas, criando uma tensão no material cuja amplitude é diretamente proporcional ao quadrado do campo elétrico:

$$T \propto E^2 \quad (3.5)$$

Nas análises envolvendo a eletrostrição, existe uma relação complexa entre a força que age internamente no material e a tensão na rede cristalina [13]. Em conseqüência deste efeito, o material tende a ser comprimido em uma região de maior intensidade óptica, criando uma perturbação mecânica e uma vibração harmônica. Sua amplitude decresce exponencialmente com o tempo, podendo ser representada na forma instantânea por

$$\alpha_p = A_{m\acute{a}x} e^{-\alpha_p t} \cos(\omega t + \phi) \quad (3.6)$$

sendo  $\alpha_p$  o fator de atenuação, com dimensão inversa do tempo e, portanto, associada a uma freqüência angular.

**b. O limiar de Brillouin.** Quando incidir uma alta intensidade de campo óptico na fibra, ela converte o efeito Brillouin espontâneo em efeito estimulado. Para isto, é necessário que a potência aplicada ultrapasse um valor mínimo denominado *limiar de Brillouin*. Nas fibras convencionais, com índices de refração constantes no núcleo e na casca, este limite conduz a uma intensidade óptica  $I_{th}$  estimada através da fórmula empírica de Smith [20]:

$$I_{th} = \frac{21b}{g_B L_{ef}} \quad (3.7)$$

onde  $g_B$  é o *coeficiente de ganho de Brillouin* e  $b$  é um fator que depende da polarização do feixe óptico guiado. O fator  $L_{ef}$  é o *comprimento efetivo* da fibra, cujo valor será determinado mais adiante, mas antecipa-se que está relacionado ao comprimento físico do enlace.

A intensidade óptica depende da potência aplicada e da área efetiva do núcleo da fibra ( $A_{ef}$ ) e deve ser determinada por:

$$I_{th} = \frac{P_{th}}{A_{ef}} \quad (3.8)$$

Tal como apresentada, esta intensidade confunde-se com a densidade de potência obtida por meio do teorema de Poynting.

O conceito de área efetiva é útil para diferentes análises na transmissão por fibras ópticas. Para sua conceituação, parte-se do fato de que o campo guiado distribui de forma não-homogênea no plano transversal à direção de propagação. Esta distribuição depende do modo guiado. Na fibra monomodo, de interesse para este trabalho, o campo tem uma distribuição que se aproxima do comportamento gaussiano. Nesta descrição, há uma redução acentuada fora do núcleo, cuja taxa de decréscimo depende do comprimento de onda do sinal em relação ao valor de corte. Este comprimento de onda de corte depende da relação entre os índices de refração de núcleo e casca e do diâmetro do núcleo [5].

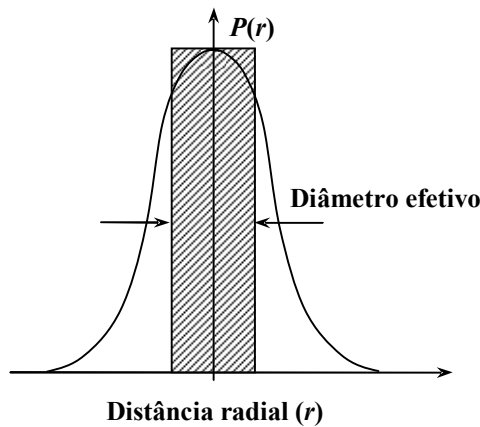
Para se definir a área efetiva, admite-se uma distribuição de potência óptica constante na direção radial. Em seguida, obtém-se a área que represente densidade idêntica à máxima obtida na distribuição real (Figura 3.4) e seu valor pode ser obtido por [18]

$$A_{ef} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (3.9)$$

Nesta relação,  $E(x,y)$  representa a distribuição do campo elétrico da onda guiada no plano transversal à direção de propagação. De acordo com a figura 3.4, a área efetiva fica idêntica à área sob a curva verdadeira.

A área diminui com a redução no diâmetro do núcleo e, conseqüentemente, a densidade de potência torna-se progressivamente maior [21]. Para estabelecer uma coerência com o formato tradicional da fibra óptica, considera-se que sua área efetiva seja de contorno circular, de maneira que se identifica um *raio* ou *diâmetro efetivo*, com o qual se obtenha

$$A_{ef} = \pi a_{ef}^2 = \frac{\pi}{4} d_{ef}^2 \quad (3.10)$$



**Figura 3.4.** Descrição da área efetiva do núcleo de uma fibra óptica monomodo.

A potência óptica para originar o espalhamento de Brillouin é pequena, se comparada a outros processos não-lineares. Para as dimensões e características comuns da fibra óptica monomodo, seu valor é situa-se, normalmente, entre 1mW e 2mW [17].

Em (3.7), aparece também o comprimento efetivo da fibra óptica ( $L_{ef}$ ). Para sua determinação, considera-se que a solução da equação de onda guiada na fibra implique sempre em um decréscimo de sua amplitude com a distância percorrida. Desta maneira, conclui-se que a intensidade óptica obedece à variação:

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (3.11)$$

onde  $\alpha$  é o fator de atenuação associado à potência transmitida e  $I_0$  representa a intensidade óptica em  $z = 0$ . O comprimento efetivo é um valor que ao ser multiplicado por  $I_0$  leve ao mesmo resultado obtido pela integração de (3.11) em toda extensão da fibra. Ou seja,

$$L_{ef} = \frac{1}{I_0} \int_0^L I_0 \exp(-\alpha z) dz = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (3.12)$$

**c. Análise do coeficiente de ganho.** O coeficiente de ganho de Brillouin, fator também importante no cálculo do limiar de potência de (3.7), e é descrito pela expressão

$$g_B = \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0 \alpha_p}{2\varepsilon_0 n^3 \rho [v_p^2 \alpha_p^2 + 4(\omega_1 - \omega_{10})^2]} \quad (3.13)$$

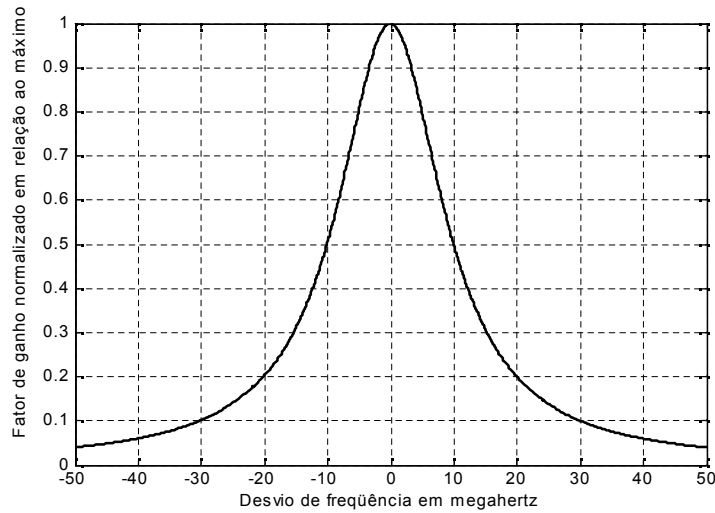
onde  $\rho$  é a densidade de massa,  $\alpha_p$  é o coeficiente atenuação para a onda acústica e  $\gamma$  é o coeficiente de eletrostrição, que mede a mudança da permissividade do meio com a variação de densidade. Este coeficiente é obtido por

$$\gamma = \rho \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \quad (3.14)$$

Os demais parâmetros de (3.13) são  $\eta_0$  a impedância intrínseca do vácuo ( $120\pi \Omega$ ),  $n$  o índice de refração do meio,  $\epsilon_0$  a permissividade do vácuo,  $k_p$  e  $k_2$  os valores escalares dos vetores de propagação da onda acústica e da onda de Stokes,  $v_p$  a velocidade de propagação da onda acústica.

O coeficiente  $g_B$  é muito dependente da frequência, como é evidente em (3.13). Seu valor máximo ocorre quando  $\omega_1 = \omega_{10}$  e sua variação assume um aspecto semelhante ao da Figura 3.5, com uma queda acentuada para frequências diferentes de  $\omega_{10}$ . Nesta representação, não se levaram em conta as flutuações decorrentes da densidade de massa do meio em função da onda acústica. Além disto, os valores estão normalizados em relação ao coeficiente máximo e em relação à frequência de máxima interação. Em (3.13), o máximo do coeficiente de ganho de Brillouin é dado por [27]:

$$g_{Bm\acute{a}x} = \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0 \alpha_p}{2\epsilon_0 n^3 \rho v_p^2 \alpha_p^2} = \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0}{2\epsilon_0 n^3 \rho v_p v_p \alpha_p} \quad (3.15)$$



**Figura 3.5.** Variação típica do fator de ganho de Brillouin, normalizado em relação ao valor máximo

Quando  $(\omega_1 - \omega_{10}) = \pm v_p \alpha_p / 2$ , o coeficiente  $g_B$  torna-se

$$g_B = \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0 \alpha_p}{2\epsilon_0 n^3 \rho [v_p^2 \alpha_p^2 + v_p^2 \alpha_p^2]} = \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0 \alpha_p}{2\epsilon_0 n^3 \rho v_p^2 \alpha_p^2} \right) = \frac{g_{Bm\acute{a}x}}{2} \quad (3.16)$$

representando uma queda de 3dB em relação ao valor máximo. Por conseguinte, identificam-se duas frequências em que ocorre este fato, uma acima e outra abaixo de  $\omega_{10}$ . A diferença entre os dois valores define a *largura espectral* ou *largura de linha* do coeficiente de ganho de Brillouin. Ou seja,

$$\Delta\omega_B = \frac{v_p \alpha_p}{2} - \left( -\frac{v_p \alpha_p}{2} \right) = v_p \alpha_p \quad (3.17)$$

de maneira que (3.15) pode ser rerepresentada deixando explícito este parâmetro:

$$g^{Bmáx} = \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0}{2\varepsilon_0 n^3 \rho v_p \Delta\omega_B} = \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0}{8\pi\varepsilon_0 n^3 \rho v_p \Delta f_B} \quad (3.18)$$

Com os valores típicos para a fibra óptica à base de sílica [12], este parâmetro assume o valor de  $4,67 \times 10^{-11}$  em  $1,3\mu\text{m}$  e  $3,28 \times 10^{-11}$  em  $1,55\mu\text{m}$ . Estes comprimentos de onda são típicos nos sistemas modernos de comunicações ópticas, referindo-se, respectivamente, à segunda e à terceira janelas de baixa atenuação. As operações matemáticas pertinentes indicam uma largura de faixa  $\Delta f_B$  fica em torno de 20MHz. Utilizando estes conceitos em (3.13), a equação geral para o coeficiente de ganho de Brillouin fica:

$$\begin{aligned} g_B &= \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0 \alpha_p}{2\varepsilon_0 n^3 \rho [(\Delta\omega_B)^2 + 4(\omega_1 - \omega_{10})^2]} = \\ &= \frac{\gamma^2 k_p k_2 \eta_0 \alpha_p}{2\varepsilon_0 n^3 \rho (\Delta\omega_B)^2 \left[ 1 + 4 \left( \frac{\omega_1 - \omega_{10}}{\Delta\omega_B} \right)^2 \right]} = \frac{g^{Bmáx}}{\left[ 1 + 4 \left( \frac{\omega_1 - \omega_{10}}{\Delta\omega_B} \right)^2 \right]} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Esta equação mostra uma variação de ganho em torno de um valor central que se assemelha à distribuição estatística de Cauchy-Lorentz, freqüentemente identificada como distribuição lorentziana, cuja representação básica é [22]:

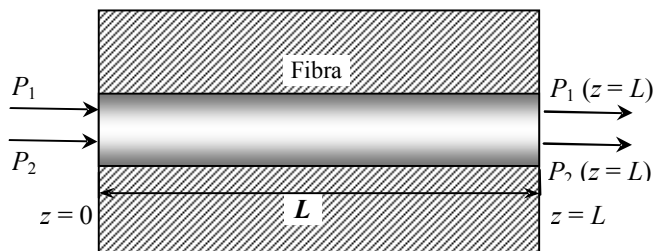
$$f(x) = \frac{1}{\pi(1+x^2)} \quad (3.20)$$

### 3.3 Efeito Raman

**a. Descrição resumida do fenômeno.** O efeito Raman foi previsto teoricamente em 1923 pelo físico indiano Chandrasekhara Venkata Raman (1888–1970) e observado pela primeira vez em 1928, a partir do espalhamento da luz em diversas substâncias [17]. Pela descrição do fenômeno, conhecido como *espalhamento de Raman*, seu descobridor foi laureado com o Prêmio Nobel de Física de 1930. Segundo este efeito, quando um material for submetido a um feixe óptico, uma pequena porção da luz espalhada apresenta frequências diferentes daquela da onda incidente. O efeito ocorre quando um fóton incidente colidir com moléculas do meio e interagir com os seus elétrons. Como no caso do efeito de Brillouin, identificam-se espalhamentos espontâneo e estimulado.

**b. Espalhamento espontâneo e espalhamento estimulado.** O espalhamento espontâneo de Raman origina-se quando um fóton excita a molécula em seu estado fundamental de energia e eleva-a para um nível de energia superior. O processo assemelha-se ao que acontece no espalhamento espontâneo de Brillouin. Ao retornar ao estado original, a diferença de energia manifesta-se como fótons espalhados. Dependendo da diferença de energia entre o estado original e o final, a onda espalhada pode ter menor frequência, que é a onda de Stokes, ou a molécula retornar a um estado com maior diferença de energia. Se isto ocorrer, tem-se a onda anti-Stokes, cujos fótons têm maior frequência do que o original.

O surgimento do efeito Raman nas fibras monomodo está esquematizado na Figura 3.6, onde se tem um trecho de fibra de comprimento  $L$ . Em sua face de entrada estão presentes os comprimentos de ondas de bombeamento e de Stokes que surge através da interação entre fótons incidentes com o meio, com potências  $P_1$  e  $P_2$ , respectivamente. O *espalhamento estimulado* (SRS) surge sob efeito de uma potência de bombeamento com uma frequência angular  $\omega_1$  especificada. O feixe óptico correspondente à onda de Stokes envolve um espectro de frequências distribuído em uma largura de banda  $\Delta\omega_R$ , centralizada na frequência  $\omega_2$ . De maneira semelhante ao que ocorria no efeito Brillouin, as potências envolvidas no processo dependem de um *coeficiente de ganho de Raman* ( $g_R$ ) que é função da frequência segundo uma distribuição lorentziana e com largura espectral de  $\Delta\omega_R$ .



**Figura 3.6.** Geometria do feixe de entrada para o SRS em uma fibra monomodo

O efeito Raman aparece nas fibras ópticas por diferentes modos de vibração do meio, observados na sílica fundida e em outros elementos utilizados como dopantes. Esses elementos são selecionados conforme as aplicações e as características desejadas. Entre os diferentes materiais usados, citam-se o dióxido de germânio ( $\text{GeO}_2$ ), trióxido de boro ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ) e o pentóxido de fósforo ( $\text{P}_2\text{O}_5$ ). Estes componentes reforçam o espalhamento de Raman em relação ao que ocorre na sílica pura. Resultados experimentais com bombeamento em 514,5nm mostraram um efeito 8,2 vezes, 4,7 vezes e 5,7 vezes em relação à sílica pura quando se fizeram dopagens com  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$  e  $\text{P}_2\text{O}_5$ , respectivamente [17].

*c. Parâmetros envolvidos no efeito Raman.* Excitando-se a fibra com onda contínua, isto é, sem modulação, o crescimento inicial da intensidade da onda de Stokes é descrito por uma equação do tipo:

$$\frac{d I_2}{dz} = g_R I_1 I_2 \quad (3.21)$$

onde  $I_1$  é a intensidade do feixe de bombeamento,  $I_2$  é a intensidade da onda de Stokes e  $g_R$  é o *coeficiente de ganho de Raman*.

O coeficiente de ganho de Raman, além de ter o valor associado ao tipo de dopante, depende também da seção transversal em que ocorre o espalhamento espontâneo e está relacionado com a parte imaginária do termo de terceira ordem da susceptibilidade elétrica do meio [17]. Também, por causa da influência dos materiais em uma fibra óptica, seu valor depende significativamente da composição do seu núcleo. A Figura 3.7 mostra um comportamento típico de  $g_R$  para sílica fundida em função de deslocamento da frequência de bombeamento, originariamente escolhida com comprimento de onda  $\lambda_1 = 1 \mu\text{m}$ . É importante salientar que os valores foram obtidos por métodos experimentais [17].

Uma característica importante do coeficiente de Raman nas fibras de sílica é que ele estende-se em uma faixa de frequências que pode chegar a 40THz, com máximo nas proximidades de 13THz [12]. Este comportamento está relacionado com a natureza não-cristalina ou amorfa do vidro de sílica. Em materiais deste tipo, as frequências de vibração das moléculas distribuem-se em faixas que se sobrepõem. Como resultado, para o efeito Raman ocorrer de forma mais significativa, as frequências devem ser bem definidas, próximas entre si, ou seja, distribuídas de forma praticamente contínua.

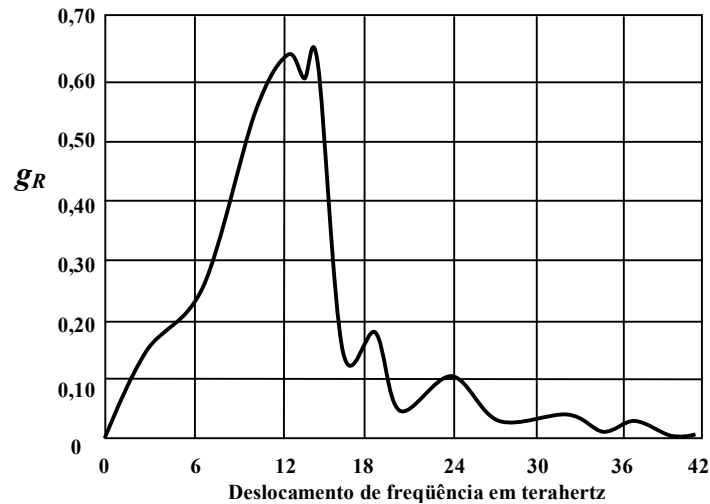
O espalhamento estimulado de Raman também possui um *limiar de potência* para sua manifestação. Como no efeito Brillouin, obteve-se uma fórmula empírica para a intensidade óptica necessária, levando em conta o coeficiente de ganho. Costuma-se expressá-lo em termos da potência necessária para introduzir uma degradação de 1dB no feixe óptico de bombeamento. Com o valor em watts por metro quadrado ( $\text{W}/\text{m}^2$ ) e o comprimento efetivo em quilômetros, a intensidade de limiar é expressa como:

$$I_{th} = \frac{16}{g_R L_{ef}} \quad (3.22)$$

Constatou-se que o valor de  $g_R$  também é dependente da polarização do feixe óptico. Da equação anterior e explicitando em termos de potência e da área efetiva do núcleo da fibra, seu valor é determinado pela expressão:

$$g_R = \frac{16b A_e}{P L_{ef}} \quad (3.23)$$

e dado em metros por watt (m/W). O fator  $b$  vale 1 para feixes com polarização mantida em toda extensão da fibra e é igual a 2 quando este fato não ocorrer.



**Figura 3.7.** Comportamento do coeficiente de ganho de Raman para sílica fundida com comprimento de onda de bombeamento de  $1\mu\text{m}$

### 3.4 Efeito Kerr

**a. Descrição do fenômeno.** O efeito de Kerr foi descoberto em 1875 pelo físico e teólogo escocês John Kerr (1824–1907). Envolve a ação de um campo elétrico sobre o feixe óptico e identifica-se como um *efeito eletroóptico* de característica não-linear. Demonstra a capacidade que algumas substâncias têm de refratar de maneiras diferentes as ondas luminosas quando colocadas sob ação do campo elétrico. O efeito Kerr age na propriedade de birrefringência ou dupla refração de determinados meios [23]. É observado na propagação da luz em cristais, em vidros, em alguns gases e em líquidos que apresentem moléculas com comportamento anisotrópico, como o nitrobenzeno ( $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$ ) [17].

**b. Quantificação do efeito.** Este fenômeno manifesta-se a partir da interação do feixe óptico com o meio sob a ação de um campo elétrico aplicado. Resulta em uma modificação no índice de refração relacionada a termos não-lineares da polarização elétrica [17]. Identificam-se índices de refração de acordo com a polarização e a intensidade do campo elétrico do feixe aplicado. Ou seja, o efeito Kerr é responsável por alterações nesses valores de acordo com a expressão geral:



$$\Delta n = n_{pr} - n_{pp} = \lambda_0 K E^2 \quad (3.24)$$

onde  $K$  é a *constante de Kerr*, uma característica de cada material,  $\lambda_0$  é o comprimento de onda do feixe óptico referido ao vácuo. Nesta equação,  $n_{pr}$  é o índice de refração na direção de polarização do campo elétrico da onda e  $n_{pp}$  é o índice de refração na direção perpendicular à anterior.

O efeito Kerr é caracterizado pelo fato de essa mudança ser dependente do quadrado do campo elétrico aplicado ao meio. A intensidade óptica é proporcional ao quadrado do campo elétrico. Isto é,  $I \sim E^2$  ou em meios de baixas perdas  $I = E^2/Z_m$ , sendo  $Z_m$  uma grandeza com dimensão de impedância. Portanto, é possível reescrever (3.24) como  $\Delta n = \lambda_0 K Z_m I^2$ . É possível agrupar os diversos coeficientes desta expressão em um único fator e obtém-se:

$$\Delta n = n_2 I \quad (3.25)$$

onde  $n_2$  é um novo coeficiente de Kerr. Obtém-se das associações dos diferentes fatores que envolvem a descrição da intensidade do feixe óptico  $I$  com o campo elétrico. Na sílica, este coeficiente é de  $10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  aproximadamente [23].

A birrefringência gerada pelo campo elétrico pode ser observada pela mudança no estado de polarização do feixe de bombeamento e é empregada em moduladores, filtros e outros dispositivos desenvolvidos com as chamadas *células de Kerr*. Em geral, são constituídas por uma base de vidro possuindo em seu interior uma substância que altera a polarização da luz de acordo com o campo aplicado para o controle dos índices de refração [19]. Quando surgir em um meio onde ocorra a propagação do feixe óptico, pode originar efeitos indesejáveis como automodulação de fase, mistura de quatro ondas, modulação cruzada de fase, etc. Alguns destes fenômenos serão abordados neste texto.

## Capítulo 4

### Conseqüências dos efeitos não-linear

#### 4.1 Influências do espalhamento de Brillouin

*a. Modificação no coeficiente de ganho para um feixe modulado.* Como citado no Capítulo 3, durante o espalhamento estimulado de Brillouin são criados fônons acústicos que possuem longos tempos de vida. Por causa das pequenas larguras espectrais deste efeito e pelo fato de sua resposta à excitação não ser instantânea, há uma redução em sua influência quando forem utilizados sinais ópticos com elevadas taxas de transmissão [24]. Para se analisar o comportamento, admite-se uma modulação em intensidade no feixe óptico transmitido. Uma recomendação comum é adotar a modulação ASK (*amplitude shift keying*) com código NRZ (*non-return to zero*) e seqüência de níveis 0 e 1 com idênticas probabilidades. Considerando que a amplitude da intensidade óptica é proporcional ao quadrado do campo elétrico, o sinal modulado é representado por um campo cuja amplitude seja descrita por

$$E(t) = E_0 \left\{ 1 - [1 - m(t)][1 - (1 - k_a)^{1/2}] \right\} \quad (4.1)$$

onde o fluxo de dados binários é representado pela função  $m(t)$  que varia entre os níveis de 0 e 1. O parâmetro  $k_a$  é a profundidade da modulação na intensidade óptica ( $0 < k_a \leq 1$ ).

Como a fibra óptica não está mais sob excitação de onda contínua (CW), ocorrem modificações na quantificação do efeito de Brillouin. Estas mudanças manifestam-se em alterações no respectivo coeficiente de ganho, que passa a ser determinado por [24]:

$$g = g_B \left\{ \left( 1 - \frac{a}{2} \right)^2 + \frac{a^2}{4} \left[ 1 - \frac{B}{\Delta\nu_B} \left( 1 - e^{-\Delta\nu_B/B} \right) \right] \right\} \quad (4.2)$$

onde  $a = 1 - (1 - k_a)^{1/2}$ ,  $B$  é a taxa de bits de modulação, correspondente à parte binária do processo,  $\Delta\nu_B$  é a largura espectral do efeito de Brillouin, tal como discutido no capítulo anterior. Em ausência dos pulsos digitais de modulação, tem-se  $k_a = 0$  e  $a = 0$  e, então, o

coeficiente de ganho fica igual à situação original para transmissão de onda contínua. Por outro lado, na condição de modulação tem-se  $k_a = 1$  e  $a = 1$ .

Conforme (4.2), o coeficiente de ganho de Brillouin para uma modulação ASK pode ser minimizado utilizando 100% da profundidade da modulação em intensidade ( $k_a = 1$ ). Para taxas de bits muito menores que largura espectral de Brillouin, pode-se considerar as primeiras parcelas da expansão em série de potência do termo exponencial. Assim, vem:

$$\begin{aligned} g &= g_B \left[ \left(1 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4} \left(1 - \frac{B}{\Delta v_B} (1 - e^{-\Delta v_B/B})\right) \right] \cong \\ &= g_B \left[ \left(1 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4} \left(1 - \frac{B}{\Delta v_B}\right) \right] \cong g_B \left[ \left(1 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4} \right] \cong \frac{g_B}{2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Portanto, o coeficiente de ganho de Brillouin em regime dinâmico fica praticamente igual à metade de seu valor original. Por outro lado, quando a taxa de bits for muito elevada, efetua-se a seguinte interpretação de (4.2):

$$\begin{aligned} g &= g_B \left[ \left(1 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4} \left(1 - \frac{B}{\Delta v_B} (1 - e^{-\Delta v_B/B})\right) \right] \cong \\ &= g_B \left[ \left(1 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4} \left(1 - \frac{B}{\Delta v_B} \left(\frac{\Delta v_B}{B}\right)\right) \right] \cong g_B \left[ \left(1 - \frac{1}{2}\right)^2 \right] \cong \frac{g_B}{4} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ou seja, nesta situação o parâmetro  $g$  aproxima-se de  $g_B / 4$ . A dependência que ocorre de  $g$  em relação ao fator  $B / \Delta v_B$  é mostrada na Figura 4.1.

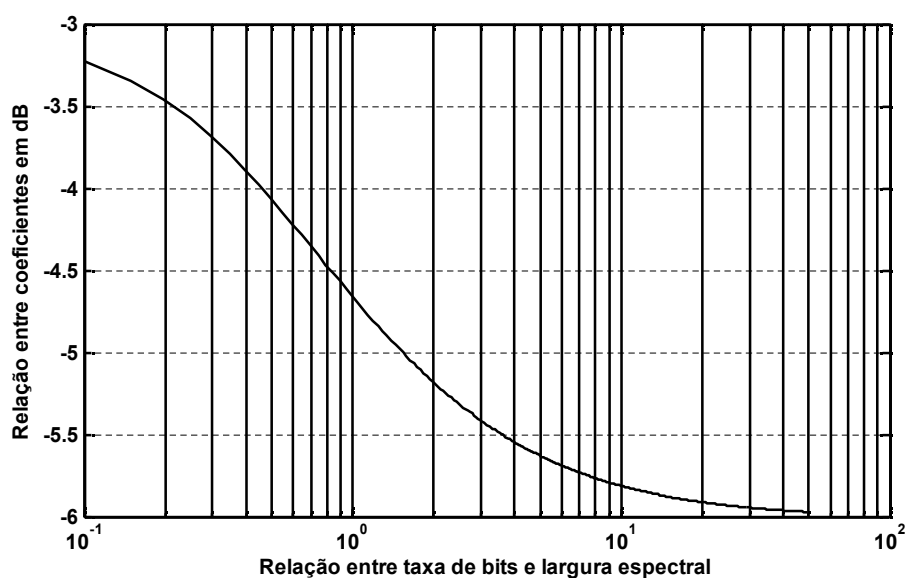


Figura 4.1. Ganho de Brillouin normalizado em função da razão da taxa de bits com a largura de Brillouin.

**b. Cálculo da nova potência de limiar.** Ainda em função do fato de a fibra não estar submetida a uma onda contínua, isto é, tem-se  $k_a \neq 0$  e ocorrem, também, alterações na potência de limiar de Brillouin. O novo valor deve ser determinado com (3.7) e (3.8), a partir de

$$P_{th}^{CW} = A_{ef} I_{th} = A_{ef} \left( \frac{21}{g L_{ef}} \right) \quad (4.5)$$

onde  $g$  é o novo coeficiente de ganho encontrado por meio de (4.2). Com isto, substituindo seu valor em (4.5) na condição de  $a = 1$ , a nova potência de limiar torna-se: [25]

$$P_{th}^{ASK} = \frac{2P_{th}^{CW}}{1 - (B/2\Delta\nu_B) [1 - \exp(-\Delta\nu_B/B)]} \quad (4.6)$$

Esta equação supõe que se tenha um feixe óptico monocromático, com largura espectral teoricamente nula. Todavia, verificou-se experimentalmente a sua validade para feixes de larguras espectrais muito pequenas. Diversos ensaios de laboratório divulgados na literatura especializada comprovaram resultados esperados teoricamente para larguras de faixa de até 10MHz na janela de  $1,55\mu\text{m}$ .

A largura espectral do efeito Brillouin a ser comparada com a taxa de bits neste cálculo depende do tipo de fibra óptica. Em núcleos de sílica com dopagens usuais assumem valores de algumas dezenas de megahertz, sendo um valor comum em torno de 50MHz. Em fibras não-dopadas ou cujo núcleo seja uniformemente dopado o valor fica em torno de 10MHz [26]. Como ocorre no efeito Raman, a potência de limiar sofre influência da polarização do feixe guiado. Em situações em que esta polarização não se mantém ao longo da fibra, há necessidade de um valor até o dobro do especificado para transmissões na condição de onda com polarização fixa.

Para um exemplo do cotidiano, assumindo alguns valores, em uma fibra monomodo usual, tem-se um núcleo com um diâmetro efetivo da ordem de  $10\mu\text{m}$ , o que significa uma área efetiva  $A_{ef} \cong 78,5\mu\text{m}^2$ . As fibras modernas, com pequena perda na terceira janela, apresentam um fator de atenuação de  $\alpha \cong 0,25\text{dB/km}$  igual a  $0,023\text{Np/km}$ , valor necessário para a determinação do comprimento efetivo de interação. Será suposto um comprimento total de 100km para o enlace, o que resulta em um comprimento efetivo de 32,8km calculado por meio de (3.12). Como o coeficiente de ganho de Brillouin é de  $g_B = 4 \times 10^{-11} \text{ m/W}$  e com a largura espectral  $\Delta\nu_B = 50\text{MHz}$ , obtém-se uma potência limiar de  $2,5 \times 10^{-3} \text{ W}$  para a transmissão de onda contínua, isto é, sem modulação, segundo mostrou-se em (3.7) e

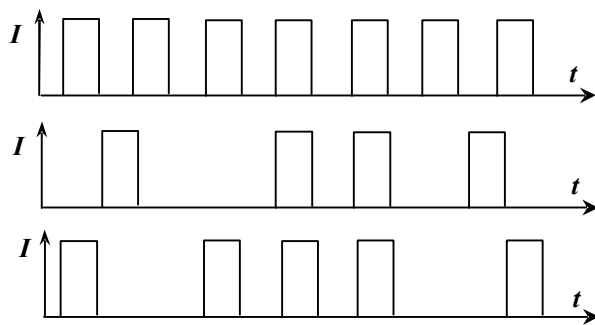
(3.8). Para o feixe modulado em ASK com uma taxa de transmissão de  $B = 10\text{Gbit/s}$ , a potência limiar fica de  $9,9 \times 10^{-3}\text{ W}$ , obtida em (4.6).

**c. Condição imposta para a modulação.** Para a análise do efeito Brillouin em um sinal óptico no formato ASK, supôs-se que esta modulação tenha sido feita externamente e não de forma direta sobre o diodo laser. A justificativa é que lasers modulados diretamente podem apresentar uma variação da frequência de muitos gigahertz de largura, que implicará em uma redução no coeficiente de ganho de Brillouin. Esta variação é creditada ao fenômeno conhecido como *gorjeio (chirp)*, manifestado sob a forma de uma modulação parasita em frequência. A presença deste processo aumenta a largura espectral do feixe óptico emitido. A justificativa para a presença do gorjeio é a modificação na frequência da portadora durante a aplicação dos pulsos de corrente relativos à rajada de bits da informação. Esta alteração é motivada pela variação do índice de refração do material do laser com a injeção de portadores. Portanto, para manter o coeficiente de ganho apresentado em (4.2), deve-se levar em consideração que a largura espectral associada ao feixe óptico seja menor que 20MHz com o sinal modulado, um valor pouco provável em diodos lasers modulados diretamente [24].

## 4.2 Influências do espalhamento de Raman

**a. Condições impostas para a análise do efeito Raman na transmissão.** A demanda por maior capacidade nas fibras ópticas está relacionada com o crescente número de canais utilizados na transmissão. Esse aumento implica em maior largura total do espectro ocupada pelos sinais, fato agravado em sistemas com múltiplas portadoras ópticas (WDM). Em situações como essas, o efeito Raman apresenta grande importância, uma vez que é dependente da potência aplicada à fibra e da largura espectral do feixe óptico ou dos múltiplos feixes no caso do sistema em WDM. Quando os enlaces operarem com uma grande quantidade de canais multiplexados, é pequena a probabilidade de ocorrerem seqüências semelhantes de bits, ao mesmo tempo, em diferentes canais ópticos. Na Figura 4.2 ilustra-se uma possibilidade em três canais ópticos simultâneos. Nota-se que em uma seqüência normal de bits não é possível prever de forma determinística os efeitos das diferentes modulações. Portanto, a influência total na degradação dos sinais pelo efeito Raman deve ser analisada por processos estatísticos. Neste trabalho, serão supostos que todos os feixes tenham a mesma amplitude, como se ilustra na Figura 4.2.

Como citado no Capítulo 3, a combinação de vários canais ópticos multiplexados em uma mesma fibra exige uma redução da potência de bombeamento causada pela interferência entre os sinais emitidos. Nas condições especificadas, essas interferências tendem a um comportamento aproximadamente determinístico, independente da modulação dos canais. A justificativa é o fato de apenas os valores muito próximos da média da variável aleatória gaussiana apresentarem uma densidade de probabilidade com valor significativo. Constatase que mesmo com pequeno número de canais, os efeitos são menores do que quando se aplicar uma potência de pico constante em todos os canais, simultaneamente [27].



**Figura 4.2.** Seqüência de bits transmitidos em diferentes canais multiplexados.

Em sistemas com múltiplos canais ópticos, freqüentemente ocorre uma interação entre eles que contribuem para redução na potência por canal. A degradação na potência de cada canal é uma das conseqüências da transferência de energia para os feixes ópticos vizinhos, junto com a interferência entre eles (“*crosstalk*”). Para que a influência não seja significativa é necessário reduzir a potência de cada feixe de uma quantidade que depende da largura de faixa de cada fonte, da quantidade de canais e da potência de cada um.

**b. Limitação na potência por canal.** Um critério adotado é verificar as condições nos quais não haja degradação superior a 1dB em cada canal. Para que não ocorra esta degradação pelo efeito Raman em sistemas multicanais, diversas experiências comprovaram a necessidade de garantir que a potência fique limitada a [24]:

$$P < \frac{500 \text{ GHz W}}{N [(N - 1) \Delta f]} \quad (4.7)$$

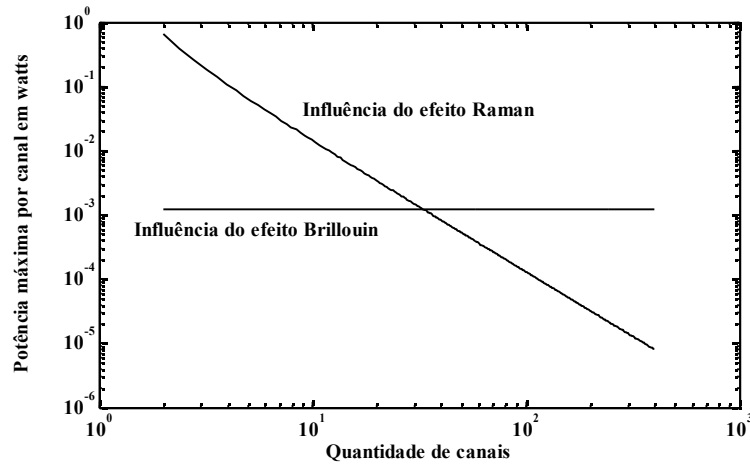
onde  $\Delta f$  é a faixa de freqüências correspondente a cada canal,  $N$  é a quantidade de canais transmitidos,  $(N - 1) \Delta f$  é a largura de faixa total ocupada por todos os feixes ópticos e  $P$  é a potência de cada um [24]. Para um número elevado de canais, o valor máximo de potência de cada um deve ser reduzido aproximadamente de  $N^2$ .

A equação anterior foi levantada em uma situação em que não existe dispersão na velocidade de grupo. Isto é, a análise foi realizada em torno de um comprimento de onda para o

qual a taxa de variação do índice de refração de grupo é praticamente igual a zero, como se verificou nas análises do Capítulo 2. Tal fato não se repete em diferentes comprimentos de onda na fibra. Por exemplo, as análises neste texto têm sido feitas na região do espectro óptico em que a fibra apresenta menor atenuação (em torno de 1,55 $\mu\text{m}$ ) e que freqüentemente tem sido empregada nas transmissões com múltiplos comprimentos de onda. Para feixes ópticos nesta faixa de  $\lambda$  pode ocorrer uma significativa dispersão na velocidade de grupo, se não forem empregadas fibras especiais de dispersão deslocada. Experiências e análises realizadas por Cotter e Hill [28] demonstraram que em presença de dispersão no índice de refração de grupo, a limitação de potência é mais crítica e é necessário que o valor limite seja reduzido de um fator de 2, aproximadamente. Ou seja, para garantir que a degradação no feixe óptico fique igual ou inferior a 1dB, a potência de cada canal deve ter como referência máxima o valor:

$$P < \frac{250 \text{ GHz W}}{N [(N - 1) \Delta f]} \quad (4.8)$$

*c. Comparação entre os efeitos de Raman e de Brillouin.* Admitindo a fibra com núcleo de 10 $\mu\text{m}$  de diâmetro efetivo em  $\lambda \cong 1,55\mu\text{m}$  e que tenha coeficiente de atenuação da ordem de 0,25dB/km, em um trecho de 100km já se calculou um comprimento efetivo de 32,8km. A área efetiva do núcleo é de 78,5 $\times 10^{-6}\mu\text{m}^2$ . Para uma análise do comportamento com base em (4.8), será considerado que cada canal óptico ocupe uma faixa de 10GHz e que a potência crítica do efeito de Raman para um único canal óptico seja de 1,28W. Este valor foi levantado para o núcleo de diâmetro especificado, coeficiente de ganho de 6 $\times 10^{-14}\text{m/W}$ . Supôs-se, ainda, a situação em que não se mantém a polarização da onda e aplica-se (3.22) para se achar a intensidade óptica, assim como foi realizado para o efeito de Brillouin. A conseqüência é que o limite de potência por canal apresenta o comportamento da Figura 4.3 [29].



**Figura 4.3.** Potência máxima por canal pelo número de canais que asseguram degradação abaixo de 1dB pelos efeitos de Raman e de Brillouin.

Nesta figura, faz-se uma comparação com a influência do efeito Brillouin, que é sensivelmente independente da quantidade de canais transmitidos, como já comprovado.

Observa-se que o espalhamento estimulado de Raman (SRS) responde por menor degradação do que o estimulado de Brillouin (SBS) em sistemas WDM quando houver transmissão com menor quantidade de canais. Como o SBS é quase independente do comprimento de onda, com maior quantidade de canais a influência do SRS pode ser dominante entre os dois efeitos. Para uma largura de faixa individual de 10GHz, o SRS passa a ter maior influência em fibras que transportem mais de 30 canais, considerando o caso típico em que o SBS manifeste-se para potências superiores a 2mW. Apesar de seus inconvenientes em um sistema de transmissão, o efeito de Raman é de utilidade em outros sistemas. Levando em consideração uma escolha adequada do laser de bombeamento, é possível aproveitá-lo para que a fibra atue como amplificador óptico em diferentes comprimentos de onda, fator relevante em modernos sistemas de grande capacidade.

### 4.3 Influências do efeito Kerr

*a. Alterações na fase do campo óptico.* Feixes ópticos em fibras monomodo são predominantemente confinados no núcleo de pequeno diâmetro. Esta concentração faz com que as suas intensidades sejam de altos valores, situação que tem de ser avaliada para cada comprimento de onda em sistemas WDM. Nas transmissões com elevadas densidades de potência no núcleo, mostrou-se a presença do efeito Kerr entre os efeitos não-lineares relacionados com o índice de refração do meio. A componente não-linear do índice de refração é predominantemente relacionada com quadrado do campo elétrico do feixe guiado e, por-



tanto, proporcional à sua intensidade. Desta idéia, o índice de refração do meio fica descrito pelo menos com as parcelas:

$$n = n_0 + n_2 l \quad (4.9)$$

sendo  $n_2$  um coeficiente que determina a influência da densidade de potência no valor final do índice de refração e, conseqüentemente, na fase do campo guiado [30]. Sabe-se que o campo monocromático em um meio de índice de refração  $n$ , quando descrito no domínio da frequência, obedece a:

$$E = E_0 e^{-i\beta z} \quad (4.10)$$

onde  $\beta = 2\pi/\lambda$  é o fator de fase. O comprimento de onda  $\lambda$  relaciona-se com o valor correspondente no vácuo por:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (4.11)$$

Portanto, a variação de fase no espaço, em uma coordenada  $z$  qualquer é calculada por:

$$\phi(z) = \frac{2\pi n z}{\lambda} = \frac{2\pi n_0 z}{\lambda} + \frac{2\pi n_2 l z}{\lambda} \quad (4.12)$$

Quando o campo for descrito no domínio do tempo, após a introdução do fator  $e^{i\omega t}$ , apresentará um comportamento:

$$e(z, t) = E_0 \cos[\omega t - \phi(z)] = E_0 \cos\left[\omega t - \left(\frac{2\pi n_0 z}{\lambda} + \frac{2\pi n_2 l z}{\lambda}\right)\right] = E_0 \cos\psi \quad (4.13)$$

sendo  $\psi$  o argumento total. Tomando-se a derivada deste argumento total no tempo, nota-se que se identifica uma nova frequência angular:

$$\omega_e = \frac{\partial \psi}{\partial t} = \omega - \frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{2\pi n_0 z}{\lambda} + \frac{2\pi n_2 l z}{\lambda} \right) \quad (4.14)$$

**b. Modulação induzida de fase.** Este resultado implica em uma modificação na fase e com valor de frequência do campo de acordo com a intensidade óptica transmitida. Neste efeito, a modulação em intensidade causa uma modulação induzida de fase, classificada de maneiras distintas. A *automodulação de fase* (SPM – *Self-phase modulation*) caracteriza-se por alterações induzidas na fase no próprio feixe óptico guiado. Ao se analisar o campo no domínio da frequência, identificam-se diferentes componentes harmônicas em relação ao valor original [31]. O outro tipo de modificação é associado à *modulação cruzada de fase* (XPM – *Cross-phase modulation*), que ocorre em sistemas com transmissão de múltiplos comprimentos de onda, como os WDM. Quando acontecer o fenômeno, cada feixe óptico

sofre influências dos feixes vizinhos. Costuma-se agrupar os dois fatos em uma denominação genérica de *modulação induzida de fase* (CIP, *cross-induced phase modulation*) na portadora óptica.

Dados experimentais levaram à determinação do coeficiente  $n_2$  conforme o fenômeno analisado. Na sílica, a automodulação de fase começa a ter influência quando o coeficiente  $n_2$  for da ordem de  $3 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ . Os levantamentos relativos à modulação cruzada de fase mostraram que o fenômeno torna-se mais significativo quando  $n_2$  assumir o valor aproximado de  $6 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ . Embora sejam coeficientes muito pequenos, os comprimentos que nos quais ocorrem as interações são muito longos e os resultados sobre a fase não podem deixar de ser considerados. Estes valores são obtidos da equação não-linear de Schrödinger e relacionados com propriedades do meio, com o comprimento de onda e, no caso da fibra óptica, com a área efetiva do núcleo [23].

Utilizando (4.12) e admitindo que o feixe guiado tenha polarização aleatória durante a propagação, o recebimento do sinal na extremidade do enlace apresenta alterações em sua fase com uma parcela devida à componente não-linear do índice de refração. Esta afirmação fica bem evidente com a análise de (4.13). Considerando um feixe óptico com uma flutuação aleatória na potência emitida pelo diodo laser, determina-se um valor médio quadrático da potência transmitida. Lembrando que a componente não-linear do índice de refração depende da intensidade óptica, que é proporcional à potência do feixe, a mudança na fase pela componente não-linear depende também dessa potência. Ensaio de laboratório mostram o valor médio quadrático das mudanças na fase ( $\sigma_\phi$ ) em radianos obtido por [32]:

$$\sigma_\phi = 0,035 \sigma_p \quad (4.16)$$

onde  $\sigma_p$  é o valor médio quadrático da flutuação da potência, expressa em miliwatts.

Em sistemas WDM com  $N$  canais ópticos, a flutuação de potência em um dos feixes afeta a fase dos canais vizinhos, fenômeno já descrito como *modulação cruzada de fase*. O valor médio quadrático da modificação de fase em um dos feixes ópticos leva em consideração os efeitos simultâneos de todos os demais e é encontrada por [32]:

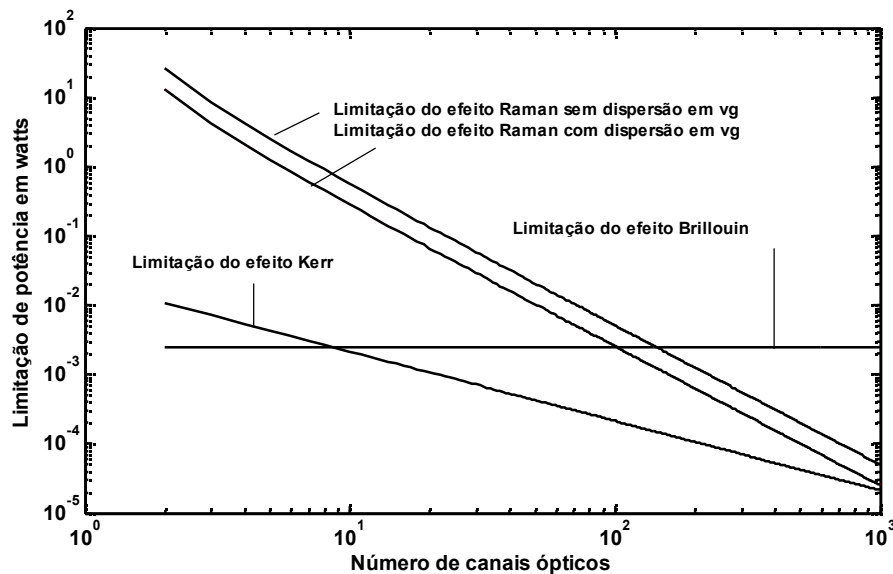
$$\sigma_\phi = 0,07 \sqrt{N} \sigma_p \quad (4.17)$$

**c. Limiar de potência para o efeito Kerr.** Em consequência da automodulação de fase e da modulação cruzada de fase, com transferência de energia entre os feixes e para as componentes laterais de frequência, há uma degradação na intensidade óptica de cada feixe origi-

nal. Considera-se como aceitável uma redução igual ou inferior a 1dB na potência que se teria em ausência destes fenômenos. Em sistemas multicanais, com espaçamentos idênticos entre eles, prevê-se um limiar de potência com o qual se alcança esta condição. Em termos aproximados, a potência de cada um, expressa em miliwatts, deve ser obtida por:

$$P < \frac{21}{N} \quad (4.18)$$

**d. Comparações entre o efeito Kerr e os demais analisados.** Na Figura 4.4, são feitas novas comparações entre as condições de degradação para os fenômenos de Brillouin, de Raman e da modulação induzida de fase. As curvas comparam os efeitos de não-linearidades, apresentando valores para os parâmetros que sejam comuns a todos eles. Para pequena quantidade de canais transmitidos, o efeito Kerr é superado pelo efeito de Brillouin, uma vez que este se inicia com um nível de potência menor. Todavia, nas fibras convencionais em sistemas com maiores quantidades de canais ópticos, em número superior a 10, por exemplo, há uma progressiva redução na potência para originar a modulação induzida de fase e sua influência ultrapassa a do efeito Brillouin.



**Figura 4.4.** Potência máxima por canal em função da quantidade de canais que asseguram degradação abaixo de 1dB em cada feixe óptico transmitido em um sistema WDM.

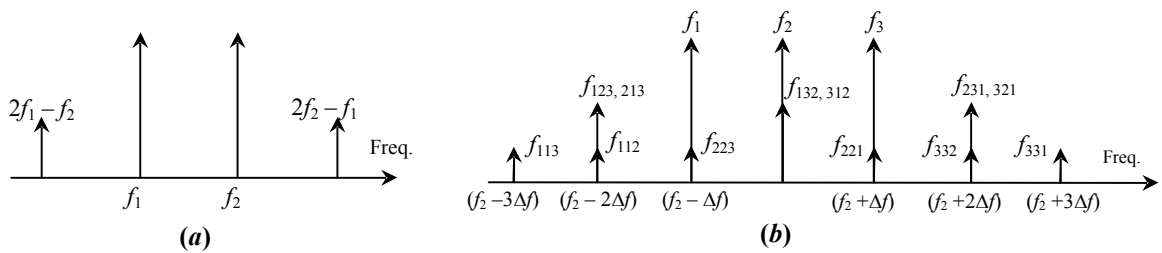
## 4.4 Mistura de quatro ondas

**a. Descrição do fenômeno.** Os efeitos que aparecem em sistemas WDM não se restringem ao deslocamento de fase dos feixes guiados. A mudança não-linear no índice de refração quando o meio for submetido a um campo elétrico também dá origem a sinais com fre-

quências diferentes das ondas incidentes. Na análise do comportamento não-linear dos meios sob elevados campos elétricos, ficou evidente o surgimento destas novas componentes. Em particular, destacou-se a influência dos termos de terceira ordem, responsáveis por formarem sinais na faixa possível de transmissão com pequena perda na fibra óptica. Este efeito leva ao comportamento conhecido como *mistura de quatro ondas* (FWM – *four waves mixing*) [33].

Na atuação dos termos de terceira ordem de fenômenos não-lineares, duas ondas copropagantes com frequências  $f_1$  e  $f_2$  misturam-se e criam frequências  $2f_1 - f_2$  e  $2f_2 - f_1$ , em faixas laterais dos valores originais, como representado na Figura 4.5(a). Do mesmo modo, três ondas incidentes criarão nove diferentes frequências. (Figura 4.5(b)). Ao contrário do que ocorre em modulações induzida de fase, o FWM é independente da taxa de bits aplicada no sistema, mas é dependente do espaçamento entre os canais e da dispersão da fibra.

Os novos feixes guiados apresentam-se com velocidades de grupo diferentes, o que leva a um descasamento de fase. Este descasamento tem como resultado a redução da potência dos novos feixes. Do mesmo modo, o espaçamento entre os canais reduz a eficiência na formação dos sinais espúrios quando são usadas fibras com diferentes dispersões. Esta eficiência diz respeito à potência gerada nas frequências laterais em comparação com as potências de cada canal óptico individual.



**Figura 4.5.** Processo de mistura de quatro ondas (a) com duas ondas de bombeamento injetadas de frequências  $f_1$  e  $f_2$  e (b) com três ondas injetadas de frequências  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$ .

**b. Transferência de potência entre canais ópticos.** Uma fibra monomodo convencional apresenta uma eficiência menor neste tipo de conversão, quando comparada a uma fibra de dispersão deslocada. As comprovações deste fato foram obtidas em experiências de laboratório por meio de ensaios em fibras de características conhecidas. As potências de saída  $P_{ijk}$  das novas frequências devido à interação entre as frequências  $f_i$ ,  $f_j$  e  $f_k$  é dada por

$$P_{ijk} = \eta(\chi^{(3)} D)^2 \left( \frac{1024 \pi^6}{n^4 \lambda_0^2 c^2} \right) \left( \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \right)^2 P_i P_j P_k \exp(-\alpha L) \quad (4.19)$$

onde  $\chi^{(3)}$  é a componente de terceira ordem da susceptibilidade elétrica. Na sílica com as composições usuais empregadas na fibra óptica, seu valor é da ordem de  $6 \times 10^{-28} \text{ m}^3/\text{J}$  [18]. Nesta equação tem-se ainda o índice de refração do núcleo da fibra  $n_1$ , o comprimento de onda do feixe óptico no vácuo  $\lambda_0$  e a velocidade da luz  $c$  no mesmo ambiente. Outros fatores já foram utilizados em cálculos anteriores, como a área efetiva  $A_{ef}$  e o comprimento de onda efetivo  $L_{ef}$ . Os valores  $P_i$ ,  $P_j$  e  $P_k$  são as potências injetadas referentes às frequências  $f_i$ ,  $f_j$  e  $f_k$ . O fator  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação e  $D$  está relacionado com a quantidade de feixes injetados. Este parâmetro assume o valor de 3,0 para mistura de duas ondas e 6,0 para mistura de três ondas. O parâmetro  $\eta$  é o que foi chamado de eficiência de mistura de quatro ondas ou eficiência FWM. Representa a maior ou menor eficácia na geração de novos feixes guiados e é calculado por

$$\eta = \left[ \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \right] \left\{ \left[ 1 + \frac{4e^{-\alpha L} \text{sen}^2(\Delta\beta L/2)}{(1 - e^{-\alpha L})^2} \right] \right\} \quad (4.20)$$

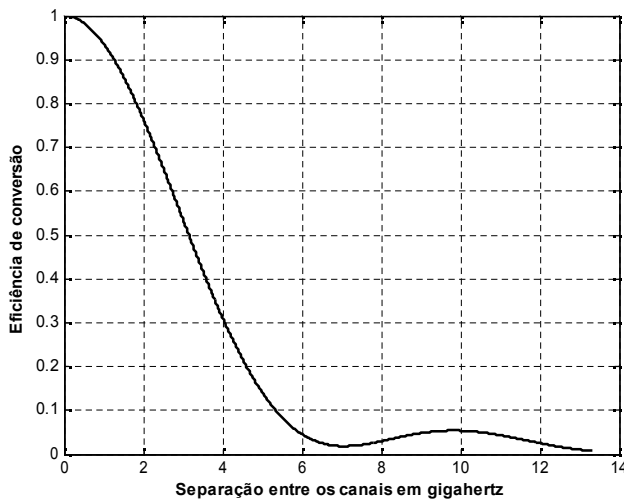
onde  $\Delta\beta$  representa a diferença entre os fatores de fase das ondas guiadas e é denominado, normalmente de descasamento de fase. Para a onda guiada em uma estrutura com índice de refração de grupo  $n_g$ , pode-se representar este fator de fase por:

$$\beta = \frac{2\pi n_g}{\lambda_0} \quad (4.21)$$

Em um sistema WDM, operando na terceira janela de transmissão de uma fibra óptica, empregam-se comprimentos de onda entre  $1,50\mu\text{m}$  e  $1,60\mu\text{m}$ . Portanto, o índice de refração do meio e o índice de refração de grupo obedecem a (2.10) e (2.12), discutidas no Capítulo 2, mas em uma região bem menor do espectro de infravermelho do que aquele que foi representado na Figura 2.1. Assim, as variações que ocorrem em  $n_g$  e, conseqüentemente, em  $\beta$  aproximam-se de segmentos de reta. Para esta faixa de comprimento de onda, a variação do fator de fase está na ordem de centenas de quiloradianos por metro (krad/m). Ou seja, constata-se que mesmo para pequenas diferenças no índice de refração,  $\Delta\beta$  pode resultar em um número muito grande. Conseqüentemente, quando houver um descasamento de fase, a eficiência de FWM ( $\eta$ ) rapidamente torna-se um valor muito pequeno.

**c. Influência da dispersão na fibra.** De acordo com a teoria das transmissões em fibras ópticas, um sistema que apresentar menor dispersão mantém o formato aproximado dos pulsos transmitidos por distâncias maiores. Portanto, é de esperar-se que a influência mú-

tua ocorra em maiores distâncias. Para ilustração, considerou-se o caso de uma fibra à base de sílica com índice de refração de material e índice de refração de grupo nas formas discutidas no Capítulo 2. Na região em torno de  $1,55\mu\text{m}$  do espectro, calcularam-se os diferentes valores destes índices e foi feito o levantamento da modificação no fator de fase e o comportamento geral assume o aspecto da Figura 4.6. As diferenças em termos de comprimento de onda são muito pequenas e foi mais conveniente expressar o eixo das abscissas em termos da separação entre canais ópticos especificados em termos de frequência. Tal como representada, esta curva inclui somente a influência da dispersão própria do material.



**Figura 4.6.** Comportamento da eficiência de conversão em função da separação entre os canais ópticos, em gigahertz.

**d. Efeitos da dispersão total dos pulsos.** Em um sistema real, é necessário que se considerem outros fatores que contribuem para a dispersão, tais como a dependência do fator de fase com o comprimento de onda comparado ao comprimento de onda de corte do modo de interesse. Além disto, a dependência do índice de refração com o valor de  $\lambda$  implica em novas contribuições para mudanças no fator de fase. Salienta-se que, nos sistemas que empregam fibra monomodo, o efeito predominante é a dispersão cromática, que implica em mudança no índice de refração em função de um valor de  $\lambda$ , principalmente, em torno da terceira janela [34].

Diversos estudos teóricos e experimentais foram desenvolvidos, todos demonstrando a importância da degradação causada pela mistura de quatro ondas. Nestas análises, comprovou-se que para uma transmissão simultânea de três canais com frequências  $f_i$ ,  $f_j$  e  $f_k$ , uma forma mais completa de calcular a modificação do fator de fase com a frequência deve incluir o *parâmetro de dispersão de primeira ordem* ( $D$ ), sendo obtida por [35] :

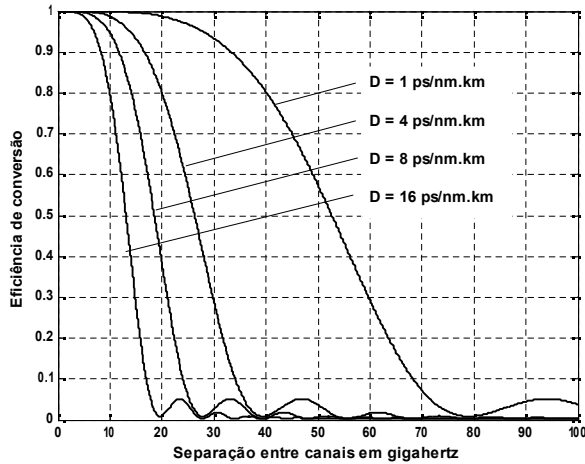
$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda^2 D}{c} |f_i - f_j| |f_j - f_k| \quad (4.22)$$

O parâmetro  $D$  permite quantificar a mudança na duração de um pulso óptico medido no domínio do tempo, por variação no comprimento de onda da fonte de luz, por unidade de distância percorrida. Seu valor é associado à derivada segunda do fator de fase com a frequência ou o comprimento de onda, da forma:

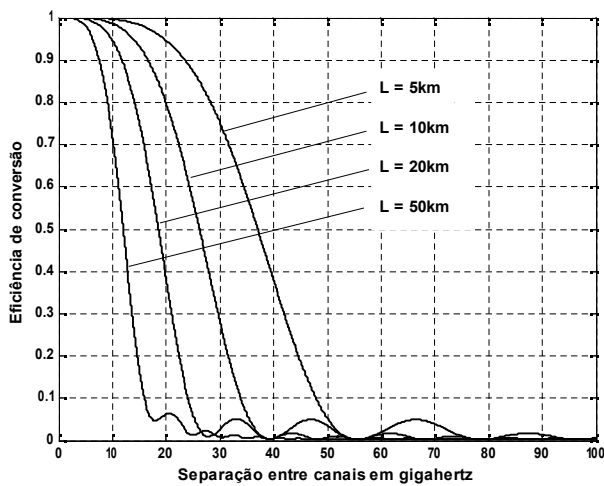
$$D = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left( \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right) \Bigg|_{\omega=\omega_0} \quad (4.23)$$

com a derivação tomada em torno do comprimento de onda especificado na transmissão. Frequentemente, seu valor é apresentado em ps/(nm·km) e pode assumir valores positivos ou negativos, dependendo das características da fibra óptica [23]. De uma maneira geral, seu valor depende do comprimento de onda guiada. Todavia, a equação anterior é válida quando se desprezam as variações deste parâmetro. Trata-se de uma aproximação bem aceita, tendo em vista que suas mudanças são muito pequenas nas faixas de operação comuns das fibras.

Novamente, o valor obtido em (4.22) deve ser empregado em (4.20) para obtenção da eficiência na conversão para as frequências espúrias. Nas figuras a seguir, estão apresentados os levantamentos para diferentes parâmetros de dispersão. Foram escolhidos valores encontrados em diferentes modelos de fibras ópticas comerciais. No primeiro conjunto de curvas, estabeleceu-se um enlace com 20km de extensão e valores de  $D$  com 1, 4, 8 e 16ps/nm·km. No segundo conjunto, fixou-se o parâmetro de dispersão em 8ps/nm·km e obtiveram-se as curvas de eficiência para diferentes extensões do enlace. Partindo das mesmas considerações, é possível, ainda, verificar a eficiência de conversão para canais com separações especificadas em termos de comprimento de onda e verificar a influência da distância sobre o valor da eficiência. Outras análises podem ser efetuadas com diferentes especificações dos parâmetros envolvidos nas equações.



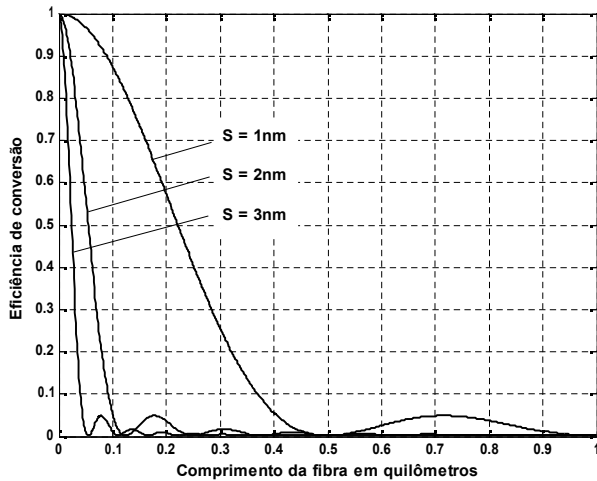
**Figura 4.7.** Eficiência de conversão em uma mistura de quatro ondas para diferentes parâmetros de dispersão na terceira janela de transmissão em uma fibra óptica monomodo.



**Figura 4.8.** Eficiência de conversão em uma mistura de quatro ondas para um parâmetro de dispersão de 8ps/nm.km e diferentes comprimentos do enlace

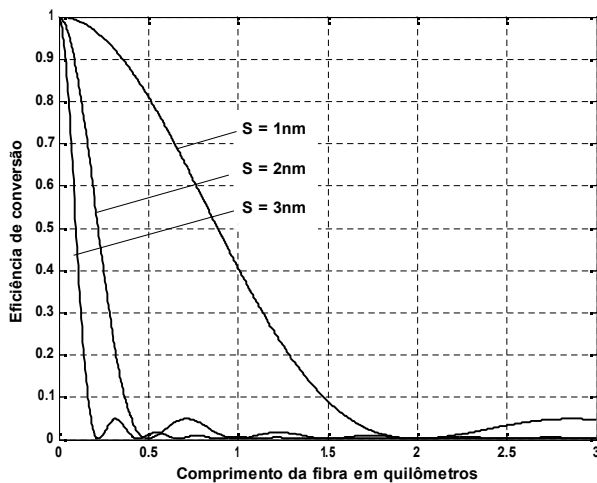
Como comentado no Capítulo 2, sistemas modernos que aplicam multiplexagem densa em comprimento de onda estabelecem separações de alguns nanômetros entre os sucessivos canais ópticos. Portanto, é conveniente verificar a eficiência na transferência possível de sinais entre esses sucessivos canais conforme a separação entre eles. Para uma fibra típica com parâmetro de dispersão de 16ps/nm.km, têm-se os comportamentos da Figura 4.9 supondo separações de 1nm, 2nm e 3nm nos comprimentos de onda dos canais adjacentes. Nota-se que em distâncias relativamente pequenas para enlaces ópticos, da ordem de centenas de metros, a eficiência de conversão já se torna muito pequena, com sensível redução na capacidade de interferência entre os canais.





**Figura 4.9.** Eficiência de conversão em função da distância para diferentes separações dos canais ópticos em um sistema de multiplexagem em comprimento de onda. Admitiu-se uma fibra com parâmetro de dispersão de 16ps/nm.km.

Em vista da equação apresentada para  $\Delta\beta$ , percebe-se que em fibras de menor dispersão a influência entre canais ocorre em distâncias maiores. Para comparação, o mesmo levantamento foi feito para parâmetro de dispersão de 4ps/nm.km e os resultados estão na Figura 4.10. Como ocorre menor dispersão dos pulsos com a distância percorrida, a possibilidade de interferência entre canais torna-se maior e, conseqüentemente, a eficiência de conversão pode assumir valores consideráveis mesmo para enlaces mais longos. Como no caso anterior, a situação mais crítica refere-se às menores separações dos canais ópticos em termos de comprimento de onda.



**Figura 4.10.** Eficiência de conversão em função da distância para diferentes separações dos canais ópticos em um sistema de multiplexagem em comprimento de onda. Admitiu-se uma fibra com parâmetro de dispersão de 4ps/nm.km.

## Capítulo 5

### Comentários e conclusões

#### 5.1 Comentários gerais

Neste trabalho apresentaram-se alguns fenômenos que conduzem a degradações dos sinais transmitidos em sistemas de comunicações por fibras ópticas. Várias delas são originadas na interação do feixe óptico incidente com as propriedades do meio de propagação. Isto ocorre quando a potência do feixe óptico ultrapassar determinado valor capaz de alterar essas propriedades de uma forma não-linear. Entre as conseqüências dessas modificações destacaram-se os espalhamentos estimulados de Brillouin e de Raman. Mostrou-se também a possibilidade de surgir o efeito Kerr, responsável por uma modificação de ordem quadrática no índice de refração do meio. Salientou-se uma conseqüência relevante em sistemas de múltiplos canais ópticos, que é a mistura de quatro ondas. A fonte de luz responsável por estas alterações foi designada genericamente de laser de bombeamento. Sua atuação durante o processo de transmissão depende de propriedades do meio, incluindo as características associadas à atenuação e de dispersão.

O espalhamento estimulado de Brillouin pode ocasionar degradações mesmo com pequenas potências aplicadas à fibra óptica pelo laser de bombeamento. Mostrou-se que seus efeitos começam a aparecer para excitações da ordem de alguns miliwatts, dependendo de características geométricas e eletromagnéticas da fibra e da largura espectral da fonte óptica. O espalhamento estimulado de Raman começa a influir quando forem aplicadas densidades de potência mais elevadas no núcleo da fibra do que as que dão origem ao espalhamento de Brillouin. Tal fato não deve ser desconsiderado, pois enlaces de longas distâncias, que utilizam amplificadores ópticos em etapas de saída dos transmissores, podem propiciar as condições para originar o fenômeno. Além disto, em sistemas de múltiplos canais ópticos, a concentração de energia no núcleo da fibra óptica pode satisfazer as condições para a sua formação.

Em sistemas que empreguem vários comprimentos de onda na transmissão por fibra óptica, como os que aplicam as diferentes técnicas de WDM, estes efeitos implicam em transferência de parte da energia de um canal para o outro. Com isto, ocorrem alguns fatos que foram destacados. Primeiramente, ocorre a degradação no nível de potência dos canais e, em segundo lugar, há possibilidade de interferência entre canais adjacentes, fenômeno frequentemente registrado como *conversação cruzada (crosstalk)*. Processos modernos de transmissão em múltiplos comprimentos de onda, como as técnicas de multiplexagem densa e ultra-densa, propõem muitos canais ópticos simultaneamente o que aumenta a probabilidade de degradações com base nestes efeitos.

O efeito Kerr, que descreve a modificação no índice de refração em função da intensidade óptica, causa alterações na duração dos pulsos ópticos, quando analisados no domínio do tempo, em função de mudanças na fase do campo guiado. Estas alterações implicam em uma modulação induzida de fase que pode incluir dois processos distintos: automodulação de fase (SPM) e a modulação cruzada de fase (XPM). O primeiro tipo está relacionado às alterações na fase do próprio feixe guiado. A modulação cruzada de fase é observada em sistemas multiplexados em comprimento de onda, onde cada feixe óptico interage com os feixes vizinhos.

Na mistura de quatro ondas, os efeitos não-lineares no índice de refração levam à formação de novos comprimentos de onda ópticos, alguns dos quais se situam na faixa de valores de transmissão eficiente na fibra óptica. A inclusão desses novos sinais implica em degradação dos feixes originais, com diferentes conseqüências, como se abordou no Capítulo 4. Mostrou-se de que maneira os sistemas que empregam múltiplos comprimentos de onda são afetados durante a transmissão. Tal fato é de grande relevância, uma vez que os sistemas mais modernos prevêm transmissões de centenas de canais ópticos, com separações da ordem de 25GHz ou inferiores, conforme a elevada demanda por maiores capacidades dos enlaces de comunicações.

## 5.2 Conclusões

No Capítulo 4, observou-se que o espalhamento estimulado de Brillouin (SBS) é quase independente do comprimento de onda. Por isto, para um sistema de menor quantidade de canais ópticos tem maior influência do que o espalhamento estimulado de Raman (SRS). Todavia, em sistemas mais de 100 canais ópticos, o efeito Raman tem maior influência, uma vez que, como demonstrado, as degradações nos feixes guiados passam a ocorrer com

níveis inferiores de potência. Embora o efeito Kerr também se manifeste sob condições de elevada intensidade óptica, as discussões dos capítulos anteriores mostraram que se torna relevante em sistemas que utilizem mais do que 10 canais ópticos em uma mesma fibra.

Mostrou-se que a mistura de quatro ondas oriunda dos processos não-lineares depende de forma bem acentuada das propriedades de dispersão da fibra óptica. Quanto menor for esta dispersão, maior é a influência entre os canais vizinhos, como se evidencia ao final do Capítulo 4. A Figura 4.7 compara os comportamentos de um enlace óptico de mesmo comprimento empregando fibras com valores diferentes de dispersão. Esta comparação foi feita tomando por base a eficiência de conversão, que relaciona a potência nos feixes originados com a potência dos feixes aplicados à fibra. Para menores valores de dispersão, a eficiência de conversão é maior mesmo para canais com separações relativamente grandes. Ou seja, a influência da não-linearidade ocorre mesmo entre canais mais afastados. Por outro lado, para uma dispersão conhecida, a influência é maior, isto é, com maior eficiência de conversão, quanto menor for a extensão do enlace. Foi feita também a análise para sistemas com menor quantidade de canais (isto é, separação maior entre eles), considerando a mesma dispersão em diferentes comprimentos do enlace. (Figura 4.9).

### **5.3 Algumas sugestões para prosseguimento do trabalho**

Neste trabalho, supôs-se que a influência de um canal óptico sobre o outro envolvessem sinais com idêntica seqüência de bits de modulação. Em sistemas de múltiplos canais, uma modulação chaveada em amplitude (ASK) envolve diferentes rajadas de bits que, certamente, não coincidem em todo o intervalo de tempo de transmissão. Desta maneira, a influência de um canal modulado sobre o outro não obedece a um processo determinístico. Ou seja, haverá necessidade de uma análise probabilística para se determinar as influências mútuas. Além disto, os efeitos foram analisados de maneira separada e, na prática, há ocorrência simultânea de mais de um deles, com resultados que merecem uma nova investigação.

## Referências Bibliográficas

- [1] LANDAU, L., LIFICHITZ, E. *Electrodynamique des milieux continus*. Trad. Anne Sokova. Moscou: Mir, 1969.
- [2] ALONSO, M., FINN, E.J. *Física: um curso universitário*. São Paulo: Edgard Blücher, 1972, 2 v.
- [3] SPIEGEL, M. R. *Manual de fórmulas e tabelas matemáticas*. Trad. de Roberto Chioccarello. São Paulo: McGraw-Hill, 1974.
- [4] EISBERG, R., RESNICK, R. *Física quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas*. 6 ed. Rio de Janeiro: Editora Campus, 1988.
- [5] KEISER, G. *Optical fiber communications*. 3<sup>rd</sup>. Ed. New York: McGraw-Hill, 2000.
- [6] GREINER, R.A., *Semiconductor devices and applications*. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [7] WATSON, H.A. *Microwave semiconductor devices and their circuit applications*. New York: McGraw-Hill, 1969.
- [8] KITTEL, C. *Introduction to solid state physics*. 7th. Ed. Brisbane: John Wiley, 1996.
- [9] QUIRINO, S.F., TOLEDO, A.O. *Espalhamento de Brillouin em fibra óptica monomodo*. Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.
- [10] RAMO, S., WHINNERY, J. R., VAN DUZER, T. *Fields and waves in communication electronics*. 3rd. Ed. New York: John Wiley, 1994.
- [11] RIBEIRO, J.A.J. *Comunicações ópticas*. 4ed. São Paulo: Érica, 2009.
- [12] BUCK J.A., *Fundamentals of optical fibers*. New York: John Willey, 1995.
- [13] CARMO, J.F., *Algumas não-linearidades da fibra óptica em sistemas de multiplexagem por divisão de comprimento de onda*. 2010. Dissertação (*Mestrado em Engenharia de Telecomunicações*) – Instituto Nacional de telecomunicações, Santa Rita do Sapucaí, 2010.

- [14] CHIAO, R.Y.; TOWNES, C. H.; STOICHEFF, B. P. Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Phys. Review Lett.*, vol. 12, n. 21, p. 592-595, May, 25, 1964.
- [15] TANG, C.L. Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process. *J. Appl. Phys.*, vol. 37, 1966.
- [16] IPPEN, E.P., Stimulated Brillouin scattering in optical fibers, *Appl. Physics Letters*, vol. 21, n. 11, p. 539-541, Dec, 1, 1972.
- [17] AGRAVAL, G.P. *Nonlinear Fiber Optics*. 3<sup>th</sup>. Ed. New York: Academic Press, 2001.
- [18] ROSSETO, J.F., Sensores distribuídos utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas para aplicação em estruturas inteligentes. Tese (*Doutorado em Engenharia Elétrica*) – Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2004
- [19] REINTJES, J. F. *Nonlinear optical processes*. In: MEYERS, R. E. Ed. *Encyclopedia of lasers and optical technology*. San Diego: Academic Press, 1991.
- [20] DAINESE JÚNIOR, P.C, Espalhamento Brillouin em fibras de cristal fotônico. 2006. Tese (*Doutorado em Engenharia Elétrica*) – Faculdade de Engenharia Elétrica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2006.
- [21] WIEDERHECKER, G.S. Controle e interação de fônons e fótons em fibras ópticas de cristal fotônico. 2008. Tese (*Doutorado em Engenharia Elétrica*) – Faculdade de Engenharia Elétrica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2008.
- [22] PAPOULES, A. *Probability, random variables, and stochastic processes*. 3<sup>th</sup> Ed. New York: McGraw-Hill, 1991.
- [23] YARIV, A.; YEH, P. *Photonics: Optical electronics in modern communications*. 6<sup>th</sup>. Ed. New York: Oxford Press, 2007
- [24] CHRAPLYVY, A.R. Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities. *J. Lightwave Tech.* v.08, n.10, p. 1948-1957. Oct. 1990.
- [25] LICHTMAN, R.W., WAARTS R.W., FRIESEM A.A., Stimulated Brillouin scattering by a modulated pump wave in single-mode fibers. *J. Lightwave Tech.* v.7, n.1, p. 171-174. Jan 1989.

- [26] FISMAN, D.; NAGEL, J. Degradation due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiber-optic systems. *J. Lightwave Tech.*, v. 1, n. 11, p. 1721-1728, Nov., 1993.
- [27] FORGHIERI, F., TKACH, R.W., CHRAPLYVY, A.R., Effect of modulation statistics on Raman crosstalk in WDM systems. *IEEE Photonics Techn. Letters*, v. 7, n. 1, p. 101-103, Jan. 1995
- [28] COTTER, D.; HILL, A. M. Stimulated Raman crosstalk in optical transmission: effects of group velocity dispersion. *Electron. Lett.*, v. 20, n. 4, p. 185-187, Feb., 16, 1984.
- [29] MIRANDA, T.D.L, RIBEIRO, J.A.R., Comparação entre as influências dos efeitos não-lineares de Brillouin e Raman em sistemas ópticos de grande capacidade. *VI Encontro de Verão de Física do ITA*. São José dos campos, Fev. 2011.
- [30] Davis, C. C. *Lasers and electro-optics. Fundamentals and engineering*. New York: Cambridge University Press, 1996.
- [31] FREIRE. M.M.; DE CARVALHO, J. A. P.; DE CARVALHO, A. M. F.; DA SILVA, H. J. A. Limitações impostas à transmissão óptica a 1550 nm por efeitos não lineares em fibras monomodais padrão. *2º Encontro Nacional do Colégio de Engenharia Electrotécnica*. Ordem dos engenheiros, Lisboa. P. 477-484, 14-17 de Dezembro de 1995.
- [32] STOLEN, R. H.; LIN, C. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Phys. Rev. A*, v. 17, n. 4, p. 1448-1453, Apr., 1978
- [33] RAMASWAMI, R.; SIVARAJAN, K.N, *Optical Networks: a practical perspective*. 2 ed. San Francisco: Morgan Kaufmann, 1998.
- [34] SHIBATA, N.; BRAUN, R.; WAARTS, R. Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber. *IEEE J. Quantum Elctronics*, v. 23, n. 7, p. 1205-1210, Jul, 1987.
- [35] MAEDA, M.W.; SESSA, W.B.; WAY, W.I.; YI-YAN, A.; CURTIS, L.; SPICER, R.; LAMING, R.I. The effect of four-wave mixing in fibers on optical frequency-division multiplexed systems. *J. Lightwave Technology*, v. 8, n. 9, p. 1402-1408, Sep., 1990.