



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/10.09.17.28-TDI

**ANÁLISE ESPECTRAL DO RETROESPALHAMENTO  
BRILLOUIN-RAYLEIGH EM FIBRA ÓPTICA  
MONOMODO**

Sandro Fonseca Quirino

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Tecnologias Espaciais, orientada pelo Dr. Antonio Osny de Toledo, aprovada em 16 de outubro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3CPTB2S>>

INPE  
São José dos Campos  
2012

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

## **CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**

### **Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **Membros:**

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/10.09.17.28-TDI

# ANÁLISE ESPECTRAL DO RETROESPALHAMENTO BRILLOUIN-RAYLEIGH EM FIBRA ÓPTICA MONOMODO

Sandro Fonseca Quirino

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Tecnologias Espaciais, orientada pelo Dr. Antonio Osny de Toledo, aprovada em 16 de outubro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3CPTB2S>>

INPE  
São José dos Campos  
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Quirino, Sandro Fonseca.  
Q48a Análise espectral do retroespalhamento brillouin-rayleigh em fibra óptica monomodo / Sandro Fonseca Quirino. – São José dos Campos : INPE, 2012.

xxviii + 128 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/10.09.17.28-TDI)

Tese (Doutorado em Engenharia de Tecnologias Espaciais) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientador : Dr. Antonio Osny Toledo.

1. espalhamento de luz. 2. espalhamento Briollouin-Rayleigh.  
3. modos normais de vibração. 4. eletrostricção. 5. bandas laterais.  
6. fônons acústicos. 7. fônons ópticos . I.Título.

CDU 535.14

---

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de **Doutor(a)** em

**ETE/Ciência e Tecnologia de Materiais e  
Sensores**

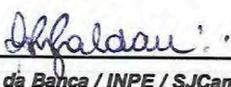
Dr. Antonio Osny de Toledo

  
\_\_\_\_\_  
Presidente / Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

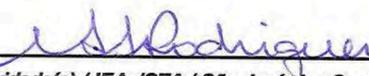
Dr. Paulo Henrique de Oliveira Rappi

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

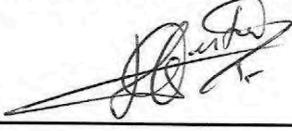
Dr. Maurício Ribeiro Baldan

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Nicolau André Silveira Rodrigues

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / IEAv/CTA / São José dos Campos - SP

Dr. Marcelo Geraldo Destro

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / IEAv/CTA / São José dos Campos - SP

*Este trabalho foi aprovado por:*

( ) maioria simples

(x) unanimidade

Aluno (a): **Sandro Fonseca Quirino**

São José dos Campos, 16 de Outubro de 2012



*“ Nada, absolutamente nada, resiste ao trabalho”.*

DR. EURYCLIDES DE JESUS ZERBINI







## AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha família que sempre acreditou em minhas ações e deu-me a belíssima e essencial certeza de que acreditam em mim. MUITO OBRIGADO: PAIS, IRMÃOS, IRMÃS, SOBRINHOS E SOBRINHAS.

Agradeço ao meu orientador que, durante todo tempo de trabalho, sempre me creditou a confiança necessária para me convencer de que meus passos estavam corretos. Obrigado Professor Osny e família.

Agradeço ao Erik, ao Tales, ao Rogério, ao Jonas e a Carmen, pela imensa paciência com as minhas limitações. Obrigado pelo tempo disponibilizado para as colaborações, sem as quais, podem ter certeza, não seria possível construir este trabalho tal como está. Obrigado colegas.

Agradeço ao pessoal do Laboratório de Radiação Ionizante do IEAv/DCTA. Em especial ao Professor Odair e ao Rafael. Vocês foram muito importantes. Obrigado Professor Odair e Rafael.

Agradeço aos colegas Cláudio, Ogando, Ângelo, Marcos, Dermeval, Marcelo, Nicolau, Osny, Brennand, Gilbert, Walter, Lincoln e as colegas Esther e a Livia, por sempre terem me dedicado tempo para os diálogos, técnicos e/ou pessoais. Hoje tenho certeza, estes diálogos sempre me permitiram tomar as decisões corretas. Obrigado a todos a todas.

Agradeço ao Pesq. Dr. João Batista Rosolem, do CPqD, pela colaboração com este trabalho. Obrigado Rosolem.

Reservo este parágrafo a todos os profissionais do IEAv/DCTA e do INPE que, direta e indiretamente, dedicaram seu valioso tempo, na construção deste trabalho.

Por fim, obrigado Deus por colocar estas pessoas em meu caminho e também por me dar sabedoria para ver isto. Peço que o Sr. me de sabedoria e força para ser tão útil a eles quanto eles são para mim.



## RESUMO

Este trabalho trata da interação da radiação laser com a matéria, particularmente, o espalhamento de luz em fibras ópticas monomodo, que é um sólido dielétrico amorfo, com defeitos pontuais intrínsecos e extrínsecos, por meio da realização de dois experimentos. No primeiro experimento, foi utilizado um analisador de espectro óptico de alta resolução para resolver o espectro relativo aos sinais retroespalhados Brillouin Stokes e Rayleigh, gerados em uma fibra óptica monomodo, padrão para telecomunicação, com 2.6 km de comprimento e 9  $\mu\text{m}$  de diâmetro. Esta fibra óptica foi bombeada com um feixe de laser contínuo, centrado em 1318,820 nm, com largura de linha de 5 kHz, gerado em uma cavidade de *Nd : YAG*. A potência deste feixe de laser pode ser ajustada entre 10 mW e 150 mW, já acoplado em uma fibra óptica. Os sinais retroespalhados Brillouin Stokes e Rayleigh foram caracterizados quanto a potência de pico e a posição espectral em função da potência de bombeamento. Este mesmo experimento permitiu caracterizar o comportamento da radiação transmitida em função da potência de bombeamento. Como resultados originais, este experimento permitiu observar a saturação da potência de pico do retroespalhamento Rayleigh, o comportamento oscilatório após esta saturação e a geração das bandas laterais na presença do retroespalhamento Brillouin Stokes. Esta análise permitiu, ainda, verificar que a frequência das bandas laterais convergem para a frequência de pico da banda do espalhamento Brillouin Stokes. É mostrado que, tanto a frequência como a potência destas bandas laterais podem ser controladas pela potência de bombeamento. É apresentado uma metodologia para medir o limiar Brillouin Stokes utilizando o sinal retro espalhado. No segundo experimento, um trecho da fibra óptica com 40 m de comprimento é submetido a um banho de radiação gama emitida por fonte de cobalto, sendo a dose acumulada de 50 *krad* (0.5 *Gy*). Os resultados são coletados em um sistema de aquisição formado por um osciloscópio conectado ao um computador. O experimento transcorreu por 7 dias, sem interrupção. Foi mostrado que é possível utilizar o retroespalhamento Brillouin como sensor de dose de radiação ionizante, bem como a utilização do retroespalhamento Brillouin para estimar a perda decorrente dos centros de cor em tempo real.



# SPECTRAL ANALYSIS OF THE BRILLOUIN-RAYLEIGH BACKSCATTERED IN SINGLE MODE OPTICAL FIBER.

## ABSTRACT

This paper deals with the interaction of laser radiation with matter, particularly, the light scattering in singlemode optical fiber, which is a solid amorphous dielectric with intrinsic and extrinsic point defects, by conducting two experiments. In the first experiment, we used an optical spectrum analyzer with high resolution to resolve the spectrum relative to the signals backscattered Brillouin Stokes and Rayleigh, generated in optical fiber with 2.6 km long and 9  $\mu$  m in diameter. This fiber was pumped with a CW laser beam centered at 1318.880 nm with line width of 5 kHz, generated in a cavity of *Nd : YAG*. The power of this laser beam can be adjusted between 10 and 150 mW, already coupled into an optical fiber. The signals backscattered Brillouin Stokes and Rayleigh were characterized for peak power and spectral position as a function of pumping power. This same experiment allowed us to characterize the behavior of the transmitted radiation as a function of pumping power. This experiment allowed us to observe the saturation of the peak power of the Rayleigh backscattering, the oscillatory behavior after this saturation and the generation of sidebands in the presence of backscatter Brillouin Stokes. This analysis also found that the frequency of side bands converge on the peak frequency of Brillouin Stokes scattering. It was shown that both the frequency and the power of these sidebands can be controlled by pumping power. Was presented a methodology to measure the threshold using the Brillouin Stokes signal retro spread. In the second experiment, a section of the optical fiber with 40 m in length was subjected to a bath of gamma radiation emitted by a source of cobalt, and the cumulative dose of 50 krad (0.5 Gy). The results were collected in an acquisition system consists of an oscilloscope connected to a computer. The experiment went for 7 days without interruption. It was shown that is possible to use Brillouin backscatter sensor as ionizing radiation dose, as well as the use of Brillouin backscatter for estimating the loss resulting from the color centers in real time.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 <i>Representação arbitrário indicando o comportamento da energia potencial para a força de restauração nas aproximação lineares e não lineares.</i>	12
2.2 <i>Representação esquemática de uma tensão atuando em um plano B, devido a um deslocamento do plano adjacente A. . . . .</i>	15
2.3 <i>Rede diatômica unidimensional: a distribuição superior representa a posição de equilíbrio, a distribuição inferior representa o deslocamento instantâneo. O sentido que aponta para a direita é tomado como sendo positivo. A grandeza <math>a</math> representa o parâmetro de rede do cristal. . . . .</i>	16
2.4 <i>Representação esquemática dos modos normais de oscilação presente na rede diatômica. . . . .</i>	19
2.5 <i>Representação esquemática dos modos normais de oscilação presentes na rede diatômica. À direita, tem-se a representação do modo óptico. À esquerda, tem-se a representação do modo acústico. As setas representam as direções instantâneas do movimento. . . . .</i>	20
2.6 <i>Representação esquemática das desordens, estrutural e topológicas, em um sólido amorfo. . . . .</i>	22
2.7 <i>Duas unidades moleculares <math>\text{SiO}_4</math> unidas por uma ponte de oxigênio. A ligação <math>\text{Si} - \text{O} - \text{Si}</math> tem um ângulo <math>\theta</math> que varia entre <math>120^\circ</math> e <math>180^\circ</math>, com uma probabilidade máxima de <math>144^\circ</math>. A ligação <math>\text{O} - \text{Si} - \text{O}</math> tem ângulo de ligação de <math>109^\circ</math>. Cada unidade molecular pode estar em qualquer das posição obtidas por rotação em torno de <math>\delta</math> (FELLAY, 2003). . . . .</i>	24
2.8 <i>a) Representação geométrica de uma molécula triatômica não-linear e seus respectivos modos de vibração: b, c, d. . . . .</i>	24
2.9 <i>Representação da formação de um momento de dipolo induzido em uma partícula. Os símbolos <b>E</b> e <b>P</b>, em negrito, apontam o caracter vetorial destas grandezas. . . . .</i>	30
2.10 <i>Representação esquemática do espalhamento de luz num meio completamente homogêneo. O meio é representado pelos elementos de volume <math>dV_1</math> e <math>dV_2</math>. Os ângulos <math>\theta_1</math> e <math>\theta_2</math> representam dois dentre todos os possíveis ângulos de espalhamento. A linha pontilhada na direção <math>z</math> representa o espalhamento na direção <math>\theta = 0</math>. . . . .</i>	32

2.11	<i>Esquema representativo do espectro de retroespalhamento Brillouin, Rayleigh e Raman.</i> . . . . .	34
2.12	<i>Representação esquemática da produção de um átomo ionizado. Um fóton, com energia suficiente para romper a ligação do elétron com o núcleo atômico, atinge o elétron, desligando-o do átomo.</i> . . . . .	36
2.13	<i>Representação esquemática de alguns tipo de defeitos que podem existir na meio material formado por Sílica fundida.</i> . . . . .	38
2.14	<i>Alguns centros de cor com suas respectivas bandas de absorção e energia de transmissão, produzidos por irradiação gama em sílica (GAVRILOV, 1997). Uma busca na literatura revelou que centros de cor acima de 1000 nm são pouco prováveis.</i> . . . . .	39
2.15	<i>Esquema representativo da geometria envolvida no retro-espalhamento Brillouin. A onda de bombeamento é injetada no interior da fibra óptica, e tem parte da energia refletica pelo efeito espelho, decorrente da região de compressão, gerada pela onda acústica. Parte desta onda é transmitida.</i> 48	48
2.16	<i>Representação esquemática de uma fibra óptica monomodo.</i> . . . . .	63
2.17	<i>Feixe de laser propagando-se em um cilindro de vidro. Enfatiza-se a reflexão interna total. Como o índice do ar é menor que o índice do vidro, a luz fica confinada em seu interior.</i> . . . . .	64
2.18	<i>Curva da atenuação do feixe de laser em uma fibra óptica em função do comprimento de onda.</i> . . . . .	65
3.1	<i>Diagrama da bancada experimental utilizada para utilizada para realizar os experimentos neste trabalho. O potência óptica do laser é monitorada através do monitor M, L é a fonte de laser e R é o rolo de fibra óptica onde o espalhamento Brillouin é gerado.</i> . . . . .	68
3.2	<i>Analizador de Espectro Óptico (utilizado para obter os espectros analisados neste trabalho), com resolução espectral na região do infravermelho de <math>5 \times 10^{-3}</math> nm e com canal de entrada para fibra óptica monomodo.</i> . . . . .	71
3.3	<i>Foto da máquina utilizada para confeccionar emendas entre fibras ópticas.</i> 72	72
3.4	<i>Clivador de fibra óptica utilizado neste trabalho. Ele tem dimesões de cerca de 10cm x 5cm x 5cm.</i> . . . . .	74
3.5	<i>Foto da bomba de Cobalt0-60 utilizada para irradiar as fibras ópticas utilizadas neste trabalho.</i> . . . . .	75
3.6	<i>Representação esquemática do carretel utilizado para enrolar as fibras ópticas que foram irradiadas.</i> . . . . .	76

3.7	<i>Carretel de fibra óptica utilizado neste trabalho. À direita, tem-se um disquete, à esquerda, tem-se o carretel. O carretel tem as dimensões próximas as de um disquete. . . . .</i>	77
3.8	<i>Representação esquemática da incidência do feixe de radiação gama no carretel da Figura 3.7. . . . .</i>	77
3.9	<i>Esquema representativo da montagem experimental utilizada na medição do limiar Brillouin e na caracterização do retroespalhamento em termos da potência óptica. . . . .</i>	79
3.10	<i>Esquema representativo da montagem experimental utilizada na caracterização dos processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh em fibra óptica. . . . .</i>	81
3.11	<i>Montagem experimental utilizada para caracterizar a potência do retroespalhamento Brillouin e a potência da Transmissão na fibra óptica com centros de cor. A radiação emitida pelo laser (1) é dividida pelo acoplador direcional 99/1 (2) em dois feixes com 99% e 1% da potência incidente. O feixe com 99% da potência incidente passa pelo acoplador 90/10 e incide na fibra óptica (4). Nesta fibra óptica, foi gerado o espalhamento Brillouin estimulado. A transmissão desta fibra óptica segue até a fibra óptica (5) onde foram gerados os centros de cor. A radiação transmitida é coletada no canal c, a radiação retro-espalhada é monitorada pelo canal b e o canal a é utilizado para monitorar a radiação da fonte de laser. Estes monitoramentos referem-se à potência óptica e não à frequência óptica de cada sinal. . . . .</i>	84
4.1	<i>Gráfico da relação entre as potências ópticas transmitida e retro-espalhada, <math>P_g</math>, em função da potência de bombeamento. . . . .</i>	86
4.2	<i>Espectro referente ao retro-espalhamento Rayleigh em fibra óptica monomodo. . . . .</i>	88
4.3	<i>Espectro da luz retroespalhada na fibra óptica monomodo, referente a região <math>L_n</math> da Figura 4.1. A distância entre o pico Brillouin e o último pico lateral observado é de 0,41 nm 70,5 GHz. . . . .</i>	90
4.4	<i>Espectro do retroespalhamento Brillouin e Rayleigh referente à região <math>NL_n</math> da Figura 4.1. . . . .</i>	91
4.5	<i>Espectro da luz retro espalhada em fibra óptica monomodo referente ao final da região <math>L_n</math> da Figura 4.1. Com destaque para as alterações na potência óptica e na posição espectral das bandas laterais. . . . .</i>	94

4.6	<i>Nesta figura é apresentado o comportamento da potência óptica de pico das bandas laterais A e B (Figura 4.5) e Rayleigh em função da potência de bombeamento.</i>	96
4.7	<i>Nesta figura é apresentado o comportamento do deslocamento espectral das banda laterais A e B (Figura 4.5), e Rayleigh em função da potência de bombeamento. Os deslocamentos são obtidos com relação a frequência central do espalhamento Brillouin.</i>	97
4.8	<i>Nesta figura é apresentada a relação entre as potências ópticas referentes aos espalhamentos Rayleigh e Brillouin Stokes e a potência óptica da radiação transmitida em função da potência de bombeamento.</i>	98
4.9	<i>Potência óptica de pico do retro-espalhamento Rayleigh e Brillouin estimulado.</i>	100
4.10	<i>Potência óptica do retro-espalhamento, referente a região entre 4 mW e 30 mW de potência de bombeamento.</i>	101
4.11	<i>Curva da potência óptica transmitida através do carretéis de fibra óptica. Os pontos são dados experimentais e a linha contínua é um ajuste.</i>	102
4.12	<i>Curva da potência óptica retroespalhada pelos carretéis de fibra óptica. Os pontos representam os dados experimentais.</i>	104
5.1	<i>Representação esquemática da montagem de um sensor Brillouin.</i>	111
5.2	<i>Representação esquemática da geração do espectro de transmissão de duas fibras ópticas.</i>	114
5.3	<i>Representação esquemática de duas fibras geradas a partir da fibra óptica <math>F_1</math> irradiada.</i>	115

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Relação entre as potências. . . . .	86



## LISTA DE SÍMBOLOS

$P$	– potência que sai da fibra óptica.
$P_{bomb}$	– potência de bombeamento.
$x_0$	– posição de equilíbrio da partícula.
$u$	– deslocamento da partícula com relação a posição de equilíbrio.
$F(u)$	– força elástica ou força de restauração em.
$\kappa_s$	– constante elástica linear.
$U_s(x)$	– energia potencial elástica para deslocamentos simétricos.
$\kappa_a$	– constante elástica linear.
$U_a(x)$	– energia potencial elástica para deslocamentos assimétricos.
$E_{at}$	– magnitude do campo atômico.
$e$	– carga do elétron.
$\epsilon_0$	– constante dielétrica do vácuo.
$a_0$	– raio do átomo de Bohr.
$\hbar$	– constante de Planck.
$m_e$	– massa de repouso do elétron.
$w_0$	– raio do feixe de laser.
$I_{lim}$	– intensidade óptica do limiar Brillouin.
$\alpha$	– perda no sinal óptico em fibra óptica.
$g_B$	– ganho Brillouin.
$I_{lim}$	– intensidade óptica do limiar Brillouin.
$g_R$	– ganho Raman.
$\vec{u}$	– vetor deslocamento.
$\mathbf{n}$	– vetor normal ao plano de ação da força.
$M_1$	– massa da partícula A.
$M_2$	– massa da partícula B.
$\mathbf{u}_n$	– campo de deslocamento da partícula A.
$\mathbf{v}_n$	– campo de deslocamento da partícula B.
$\kappa$	– constante linear de mola.
$n$	– número de partículas.
$q$	– vetor de onda da onda acústica.
$a$	– parâmetro de rede.
$\omega$	– frequência de vibração das partículas no sólido.
$t$	– tempo.
$\omega_+$	– frequência rápida (óptica) de vibração das partículas no sólido.
$\omega_-$	– frequência lenta (acústica) de vibração das partículas no sólido.
$\omega_{ac}$	– frequência da onda acústica.
$\omega_{opt}$	– frequência da onda óptica.
$\eta_{ac}$	– modo normal acústico.
$\eta_{opt}$	– modo normal óptico.

$A$	– amplitude da onda acústica.
$B$	– amplitude da onda óptica.
$H(p, q)$	– hamiltoniano do oscilador harmônico simples.
$p$	– módulo de momento linear.
$m$	– massa da partícula que vibra no oscilador.
$\omega_{ohs}$	– frequência do oscilador harmônico simples.
$\hat{X}$	– operador posição.
$\hat{P}$	– operador momento.
$\hat{a}^\dagger$	– operador criação de partículas.
$\hat{a}$	– operador aniquilação de partículas.
$N_{oc}$	– operador número de ocupação.
$n_{oc}$	– auto valor associado ao número de ocupação.
$k_B$	– constante de Boltzmann.
$N$	– densidade de momento de dipolo elétrico induzido por unidade de volume.
$\vec{p}$	– valor médio da polarizabilidade do meio.
$\vec{P}$	– polarização total do meio.
$\mathbf{E}_L$	– vetor campo elétrico da onda eletromagnética incidente.
$\alpha_p$	– polarizabilidade induzida no meio.
$\alpha_{p0}$	– polarizabilidade média induzida no meio.
$\omega_0$	– frequência da onda eletromagnética (luz) incidente.
$\alpha(\lambda, t_e)$	– perda na fibra óptica devido a presença de centros de cor.
$t_e$	– tempo de exposição à radiação ionizante.
$t_{e0}$	– tempo que marca o início da exposição à radiação ionizante.
$\lambda$	– comprimento de onda da luz propagante na fibra óptica.
$L$	– comprimento da fibra óptica irradiada.
$\mathbf{E}$	– vetor campo elétrico espalhado.
$\mathbf{P}$	– vetor polarização do meio.
$n_{ir}$	– índice de refração do meio.
$c$	– velocidade da luz no vácuo.
$\chi(t)$	– valor instantâneo da susceptibilidade dielétrica.
$\chi_m$	– valor médio da susceptibilidade dielétrica.
$\Delta\chi(\mathbf{r}, t)$	– flutuação instantânea na susceptibilidade dielétrica.
$\mathbf{P}_L$	– vetor polarização linear.
$\mathbf{P}_{ind}$	– vetor polarização induzido.
$\mu_0$	– permissividade magnética do vácuo.
$\Delta\epsilon$	– constante dielétrica.
$\Delta\epsilon_{ij}$	– elementos da matriz constante dielétrica.
$\Delta\epsilon_{ij}^t$	– elementos da matriz constante dielétrica fora da diagonal.
$\Delta\epsilon_{ij}$	– elementos da matriz constante dielétrica.
$\delta_{ij}$	– função Delta de Kroneker.
$\rho$	– densidade da sílica.

$\Delta\rho$	–	flutuação na densidade.
$T$	–	temperatura absoluta.
$\gamma_e$	–	constante eletrostrictiva.
$\rho_0$	–	densidade média da sílica.
$\Delta p$	–	flutuação na pressão.
$\Delta s$	–	flutuação na entropia.
$c_p$	–	calor específico a temperatura constante.
$\kappa_T$	–	condutividade térmica.
$\Delta s_0$	–	amplitude da flutuação na entropia.
$\delta$	–	tempo de vida da perturbação na entropia.
$\mathbf{q}$	–	vetor número de onda acústico.
$\mathbf{r}$	–	vetor posição.
$K_L$	–	número de onda da onda eletromagnética incidente.
$\Gamma$	–	parâmetro de amortecimento da onda de pressão.
$v_A$	–	velocidade do som.
$C_s$	–	módulo de compressibilidade do meio.
$\Delta s_0$	–	amplitude da flutuação na pressão.
$K_S$	–	número de onda óptico referente ao espalhamento Brillouin Stokes.
$\omega_S$	–	frequência da onda óptica Brillouin Stokes.
$\vec{P}_{NL}$	–	polarização não-linear meio.
$\chi^{(1)}$	–	susceptibilidade de primeira ordem.
$\chi^{(2)}$	–	susceptibilidade de segunda ordem.
$\chi^{(3)}$	–	susceptibilidade de terceira ordem.
$\Delta w$	–	variação do trabalho da força elétrica para deformar o meio.
$\Delta u$	–	variação da energia interna devido ao trabalho realizado pela força elétrica.
$p_{st}$	–	pressão eletrostrictiva.
$\mathbf{F}$	–	força de eletrostricção.
$\mathbf{E}_S$	–	campo elétrico associado com a onda eletromagnética Brillouin Stokes.
$\mathbf{E}_{L0}$	–	amplitude campo elétrico $\mathbf{E}_L$ .
$\mathbf{E}_{S0}$	–	amplitude campo elétrico $\mathbf{E}_S$ .
$A_{ac}$	–	amplitude da onda acústica.
$I_L$	–	intensidade referente a onda eletromagnética incidente.
$I_S$	–	intensidade referente a onda eletromagnética do espalhamento Brillouin Stokes.
$z$	–	direção longitudinal, que é a direção de propagação das ondas.
$g_B$	–	ganho Brillouin.
$L_{ef}$	–	comprimento efetivo da fibra óptica.
$P_{cr}$	–	potência óptica necessária para gerar o espalhamento Brillouin estimulado.
$I_{th}$	–	intensidade associada com $P_{cr}$ .
$A_{ef}$	–	área efetiva do modo óptico.
$\gamma_{pol}$	–	fator de polarização.
$g_0$	–	ganho Brillouin máximo.

- $P_{Laser}$  – potência óptica fornecida pela fonte de laser.
- $L_n$  – região linear.
- $NL_n$  – região não-linear.
- $P_T$  – potência óptica transmitida.
- $P_{Ret}$  – potência óptica retro-espalhada.
- $P_g$  – potência óptica guiada na fibra óptica.
- $\lambda_{bomb}$  – comprimento de onda do laser de bombeamento.
- $\Delta\nu$  – largura de linha do laser de bombeamento.

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Introdução geral . . . . .	1
1.2 Contribuições deste trabalho. . . . .	5
1.3 Organização da tese . . . . .	5
1.4 Colocação do problema . . . . .	7
<b>2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b> . . . . .	<b>9</b>
2.1 Dinâmica de vibração de meios sólidos dielétricos. . . . .	9
2.1.1 Aproximação harmônica: tratamento unidirecional. . . . .	10
2.1.2 Ondas elásticas em meios sólidos . . . . .	14
2.1.2.1 Sólidos cristalino . . . . .	16
2.1.2.2 Vibração em sólidos amorfos . . . . .	21
2.1.2.3 Energia de vibração do meio sólido dielétrico. . . . .	25
2.2 Interação entre radiação e sólidos dielétricos. . . . .	28
2.2.1 Interação da radiação laser com sólido dielétrico . . . . .	30
2.2.1.1 Espectro de espalhamento de luz por dielétrico . . . . .	33
2.2.2 Interação da radiação ionizante com sílica amorfa ( $a - SiO_2$ ). . . . .	35
2.3 Espalhamento Brillouin e Rayleigh em fibra óptica. . . . .	40
2.3.1 Propagação de onda electromagnética em meios dielétricos . . . . .	41
2.3.2 Espalhamento de luz em regime espontâneo . . . . .	43
2.3.2.1 Espalhamento Rayleigh . . . . .	44
2.3.2.2 Espalhamento Brillouin . . . . .	45
2.3.3 Deslocamento Brillouin . . . . .	47
2.3.4 Espalhamento Brillouin estimulado . . . . .	51
2.3.4.1 Efeito não linear . . . . .	51
2.3.4.2 Eletrostricção . . . . .	53
2.3.4.3 Aspecto físico do efeito Brillouin estimulado . . . . .	56
2.3.4.4 Equações Governantes . . . . .	57
2.3.5 Limiar Brillouin . . . . .	60
2.4 Espalhamento Brillouin em fibra óptica . . . . .	62

2.4.1	Características relevantes da fibra óptica no processo de espalhamento de luz. . . . .	63
<b>3</b>	<b>PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL . . . . .</b>	<b>67</b>
3.1	Aspectos gerais das montagens experimentais . . . . .	67
3.1.1	Características dos materiais e métodos utilizados. . . . .	68
3.1.2	Preparo das fibras ópticas para serem emendadas. . . . .	71
3.1.2.1	Desencapamento das fibra óptica . . . . .	71
3.1.2.2	Clivagem das fibras ópticas . . . . .	73
3.1.2.3	Geração de centros de cor em fibra óptica . . . . .	74
3.2	Experimentos realizados . . . . .	78
3.2.1	Caracterização da potência óptica guiada pela fibra óptica . . . . .	78
3.2.2	Caracterização espectral do retroespalhamento Brillouin-Rayleigh . . . . .	79
3.2.3	Espalhamento Brillouin em fibras com centros de cor . . . . .	81
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES . . . . .</b>	<b>85</b>
4.1	Caracterização da potência guiada pela fibra óptica . . . . .	85
4.2	Caracterização espectral dos processos de retroespalhamento Brillouin e Rayleigh. . . . .	88
4.3	Caracterização das bandas laterais em função da potência de bombeamento . . . . .	94
4.4	Análise da potência das componentes espectrais . . . . .	97
4.5	Medição do Limiar Brillouin utilizando o retroespalhamento . . . . .	99
4.6	Espalhamento Brillouin-Rayleigh em fibra óptica com centro de cor . . . . .	101
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES . . . . .</b>	<b>105</b>
5.1	Trabalhos futuros: . . . . .	109
5.1.1	Sensor distribuído a fibra óptica utilizando, espalhamento Brillouin estimulado, para medições de deformação mecânica, temperatura e dose de radiação ionizante, a partir da medição da potência óptica do sinal Brillouin. . . . .	109
5.1.2	Utilização dos processos de espalhamento ópticos Brillouin e Raman como mecanismo de desativação de centros de cor. . . . .	113
5.1.3	Espectroscopia de alta resolução no coespalhamento Brillouin . . . . .	117
5.1.4	Aplicações do espalhamento Brillouin em áreas afins . . . . .	117

<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>119</b>
<b>Anexo - Trabalhos Publicados . . . . .</b>	<b>127</b>



# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Introdução geral

As ondas acústicas e luminosas estão mais presentes em nossas vidas do que imaginamos. A fala e a audição que são, basicamente, geração e detecção de ondas acústicas, exemplifica claramente a íntima presença dessas ondas em nossas atividades diárias. De forma não menos importante, a luz permite detectar todos os objetos a nossa volta percebendo suas diferenças e semelhanças. É do senso comum que ondas sonoras e luminosas não possuem qualquer semelhança, dada a simples observação de que ao falarmos, o ambiente não torna-se mais claro ou mais escuro. Estas ondas, acústicas e luminosas, são estudadas desde a antiguidade. As leis da reflexão, descritas por Euclides, datam de 300 *A.C.*. Trabalhos de Pitágoras sobre corda vibrante datam de 6 *A.C.* (HECHT, 2002; BOYER; MERZBACH, 1991).

O primeiro trabalho sobre espalhamento elástico de luz foi apresentado por Lord Rayleigh no século 19, logo após o trabalho de Maxwell sobre a onda eletromagnética. Foi somente no início do século passado, entre 1914 e 1930, que Leon Brillouin (BRILLOUIN, 1922), Chandrasekhara V. Raman (RAMAN; KRISHNAN, 1928), A. Smekal (SMEKAL, 1923), G. Landsberg e L. Mandelstam (LANDSBERG; MANDELSTAM, 1928) verificaram a existência de frequências diferentes daquela da radiação incidente nos processos de espalhamento de luz. Por exemplo, as referências (FABELINSKII, 2003) e (MASTERS, 2009) podem ser consultadas para um aprofundamento histórica.

O trabalho de Debye (DEBYE, 1912), associa ondas acústicas com a quantidade de calor no material. Este trabalho foi utilizado por (BRILLOUIN, 1922) para entender o espalhamento da luz que atravessou um meio transparente. Leon Brillouin considerou que a luz foi espalhada por frentes de ondas acústicas associadas com flutuações na densidade do meio. Ele considerou que essas frentes de ondas formavam redes de Bragg e, portanto, produzia espalhamento Bragg. Este efeito de espalhamento de luz por ondas acústicas ficou conhecido como espalhamento Brillouin. No entanto, esta explicação não foi bem aceita, uma vez que mudanças de densidade eletrônica devido à estrutura molecular são muito mais importantes do que flutuações térmicas (FELLAY, 2003). Mesmo com esta limitação, sua teoria levou à resultados notáveis para a luz visível e foi comprovada, experimentalmente, por (DEBYE, 1932), com medições em líquidos. Este último observou as componentes previstas por Leon

Brillouin no espectro da luz espalhada decorrentes de uma onda acústica aplicada externamente.

O efeito Brillouin, ou espalhamento Brillouin espontâneo, manteve-se, essencialmente, uma curiosidade de laboratório até a década de 1960. No máximo, ele forneceu uma maneira de medir a velocidade do som em alguns meios, até que surgiu o laser e então, o cenário mudou radicalmente. Entre os campos de pesquisa que foram abertos pela ampla disponibilidade de intensas ondas luminosas coerentes, a óptica não-linear destacou-se. Processos estimulados, muito mais eficientes do que os seus homólogos espontâneos, foram observados, incluindo o espalhamento Brillouin estimulado em cristais de quartzo (CHIAO et al., 1964).

Finalmente, para se aproximar ao assunto desta tese, o espalhamento Brillouin estimulado também foi observada em fibras ópticas logo após o desenvolvimento da fibra de baixa perda (IPPEN; STOLEN, 1972). Outro tipo de espalhamento observado em fibra óptica é o espalhamento Rayleigh. Ele é considerado o principal mecanismo de perda de energia por parte da radiação propagante em fibra óptica monomodo (HEALEY, 1987).

Assim como outros campos da pesquisa, os estudos relacionados com espalhamento de luz ocupam-se em suprir as necessidades das atividades humanas, sempre vinculadas as aventuras intelectuais de cada época. As grandes construções como, pontes, barragens, edifícios, etc, necessitam de manutenção e monitoramento. Na indústria aeronáutica e aeroespacial, os novos desafios que envolvem os satélites e foguetes exigem o desenvolvimento de novos materiais e dispositivos, como fibras ópticas, giroscópios a fibra óptica etc., que também necessitam de manutenção e monitoramento. Em todos estes casos, o espalhamento Brillouin pode ser utilizado como sensor, monitorando deformação mecânica, temperatura, rotação e, eventualmente, outras grandezas de interesse.

No Brasil, o primeiro registro de pesquisa envolvendo o espalhamento Brillouin é creditado a Argello et. al. (ARGUELLO, 1970), onde foi estudado as características deste processo em cristais de cloreto de Sódio ( $NaCl$ ), desenvolvendo um interferômetro próprio. Este assunto volta a ser tema de pesquisa científica no Brasil somente entre os anos de 2000 e 2006, com os trabalhos de (ROSSETO, 2004; DAINESE, 2006). O primeiro desenvolveu um sensor utilizando espalhamento Brillouin Stokes para medições de temperatura. Estes trabalho desenvolveu-se em colaboração entre

a UNICAMP e o IEAv/DCTA. O segundo, ainda na Unicamp, caracteriza o espalhamento Brillouin Stokes em uma fibra de cristal fotônico, tendo como referência os conhecimentos já estabelecidos na literatura sobre este efeito em fibras convencionais. Recentemente, foi criado, na mesma Unicamp, um grupo de pesquisa que objetiva estudar mecanismos para minimizar os efeitos negativos do espalhamento Brillouin Stokes estimulado em sistemas de telecomunicação (BOGGIO et al., 2005).

Considerando a utilização do espalhamento Brillouin Stokes em ambientes aeronáuticos e aeroespaciais, onde enquadram-se tanto o IEAv/DCTA como o INPE, os produtos são, frequentemente, submetidos a ambientes com doses significativas de radiação ionizante, portanto, gerando centros de cor. No caso de dispositivos utilizados para transmissão de energia óptica, como fibra óptica, acopladores dentre outros, os centros de cor são responsáveis por forte atenuação no sinal óptico transmitido. Os centros de cor são originados pela exposição dos dispositivos dotados de fibra óptica à radiação ionizante, como aquelas que compõem a radiação cósmica. O caráter contínuo da formação dos centros de cor nesses ambientes, não somente contribui com a atenuação do sinal, mas também diminui o tempo de vida destes dispositivos. Trabalhos recentes (ALASIA et al., 2006; PHERON et al., 2011) mostram que o espalhamento Brillouin Stokes pode ser utilizado como sensor de radiação ionizante.

Ainda que o sinal Rayleigh esteja sempre presente no retroespalhamento, sua relação com o sinal Brillouin Stokes é pouco explorada na literatura. Esta falta de interesse decorre do fato de não se ter indicações de acoplamento entre ambos os sinais (BOYD, 2008). Embora esta constatação seja bem aceita pela comunidade científica, não há, até a data deste presente trabalho, nenhum estudo sobre o comportamento, tanto espectral quanto de potência, do sinal Rayleigh com relação ao sinal Brillouin.

Uma forma de se evidenciar a presença do retroespalhamento Brillouin em fibra óptica consiste em monitorar a potência óptica das radiações transmitida e/ou retroespalhada (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007). Estas medidas estão apresentadas na Figura 4.1. Com esta medição não é possível verificar o comportamento espectral do retroespalhamento na presença do efeito Brillouin. Outra característica destas medições refere-se a falta de informação sobre o comportamento do retroespalhamento Rayleigh e sua relação com espalhamento Brillouin. Como já citado, o acoplamento entre estes efeitos é muito pequeno (BOYD, 2008), porém não foram encontrados relatos sobre a presença e sobre o comportamento do espalhamento Rayleigh no es-

pectro de retroespalhamento acima do limiar Brillouin. Diante destas constatações, este trabalho de pesquisa explorou, experimentalmente, as características espectrais dos processos de retroespalhamento Brillouin e Rayleigh, utilizando um analisador de espectro de alta resolução. Com isto, buscou-se identificar e conhecer, conceitualmente, os efeitos envolvidos na geração deste espectro e sua relação com o laser incidente e apontar novas aplicações para o espalhamento Brillouin e Rayleigh.

## 1.2 Contribuições deste trabalho.

Neste trabalho foram realizados dois experimentos que permitiram identificar:

- O comportamento da potência óptica dos sinais Brillouin Stokes, Rayleigh e transmitido em função da potência de bombeamento tanto acima quanto abaixo do limiar Brillouin.
- O comportamento da potência óptica do sinal Rayleigh acima e abaixo do Limiar Brillouin. Neste caso, a saturação da potência óptica do sinal Rayleigh retroespalhado fica evidente no Limiar Brillouin. Acima deste Limiar, seu comportamento oscilatório e decrescente são destacados.
- A geração das bandas laterais sem a presença de semente no sistema. Estas frequências são harmônicas da frequência central da banda Brillouin Stokes. Demonstra-se, experimentalmente, que a frequência e a potência de pico destas bandas podem ser controladas pela potência de bombeamento.
- Desenvolvimento de método simples para medição do limiar de geração do espalhamento Brillouin Stokes estimulado utilizando o retro espalhamento. Neste estudo fica evidente que o retroespalhamento é mais sensível ao efeito Brillouin. Este método permitiu encontrar um Limiar Brillouin cerca de 15 % abaixo do valor fornecido pelo método convencional.
- O resultados que apontam o espalhamento Brillouin como mecanismo de desativação de centros de cor em Fibra Óptica. Neste estudo, também foi possível apontá-lo como sensor de dose de radiação ionizante.

## 1.3 Organização da tese

Esta Tese está organizada da seguinte forma:

O capítulo 1 é devotado a introdução geral sobre o tema estudado, as motivações e os objetivos pertinentes a este trabalho.

O capítulo 2 é dividido em três partes. Na primeira parte, é apresentado uma revisão sobre a física das vibrações mecânicas no contexto dos sólidos cristalinos e amorfos. Apresenta-se também, as consequências da quantização da energia para as vibrações

mecânicas. Na segunda parte, é dado destaque ao aspecto físico da interação da radiação ionizante e não ionizante em sólidos dielétricos. Sobre a radiação não ionizante, é apresentado e discutido a composição espectral do retroespalhamento da luz nestes sólidos. Sobre a radiação ionizante, é discutido sua origem e seu impacto tecnológico. A terceira e última parte deste capítulo foi reservado a apresentar o modelo teórico para os processos de retroespalhamentos Brillouin Stokes e Rayleigh. São discutidos os conceitos relativos ao espalhamento Rayleigh espontâneo, partindo das suas equações governantes. Em seguida, o retroespalhamento Brillouin é discutido, tanto nos regime espontâneo quanto no regime estimulado. Foi dado ênfase ao estudo do mecanismo responsável pela transição do espalhamento Brillouin espontâneo para o seu regime estimulado, conhecido como Eletostrição. Finaliza-se com uma análise das características destes efeitos em fibra óptica e uma descrição das característica gerais destes efeitos comparativamente com o efeito Raman.

No capítulo 3 são apresentados os procedimentos experimentais utilizados neste trabalho. Inicia-se com a descrição dos materiais utilizados, dando detalhes técnicos e as necessidades vinculadas ao trabalho. Na sequência são apresentados os experimentos, bem como os comentários pertinentes a cada um deles.

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos neste trabalho, com os comentários pertinentes a cada um deles. Acompanhando a apresentação dos resultados obtidos neste trabalho, enfatiza-se a contribuição original das medições no que se refere ao estudo dos processos de espalhamentos Brillouin Stokes e Rayleigh.

O capítulo 5 é reservado para as conclusões gerais e específicas relativas aos resultados obtidos nestes trabalho e para a apresentação das propostas de continuidades, os trabalhos futuros.

## 1.4 Colocação do problema

Em 1922, Leon Brillouin observou que ondas luminosas eram espalhadas ao passarem por um meio material. Ele sugeriu que ondas acústicas, presentes neste meio material, eram as não homogeneidades responsáveis pelo processo de espalhamento (BRILLOUIN, 1922). Este evento ficou sendo utilizado como uma curiosidade de laboratório até a década de 50.

Entre os anos de 50 e 60, este processo de espalhamento foi estudado, juntamente com o espalhamento Raman (SHEN; BLOEMBERGEN, 1964; CHIAO et al., 1964), em regime de espalhamento espontâneo. Estes autores apresentaram um modelo clássico e quântico para ambos os processos. As variáveis utilizadas para descrever os efeitos foram, a potência óptica e a constante de acoplamento. Nenhum estudo foi realizado com relação a composição espectral dos efeitos, tampouco sobre a presença do espalhamento Rayleigh neste processo.

Nos final dos anos 70, o efeito Brillouin foi responsabilizado por limitar a capacidade de transmissão de radiação por fibra óptica (AGRAWAL, 2007; IPPEN; STOLEN, 1972). Até aquele momento, o efeito Brillouin sempre foi classificado como indesejável. No final dos anos 80 este efeito, quando gerado em fibra óptica, foi utilizado como sensor distribuído para medições de temperatura e deformação mecânica (KURASHIMA et al., 1990; HORIGUCHI, 1989; SHIBATA Y. AZUMA; TATEDA, 1988). Após estes trabalhos, seguiram-se a realização de vários trabalhos relativos aos aspectos físicos (MARC et al., 1997; BOYD; RZAZEWSKI, 1990) e também relacionado a utilização do espalhamento Brillouin como sensor de deformação mecânica e temperatura (CHEN; BAO, 1998; TANAKA et al., 1996; ZARINETCHI et al., 1991). Estes trabalhos não incluem estudos dos fundamentos físicos deste processo.

Devido a proximidade entre as bandas espectrais dos processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh, todos estes sensores são utilizados medindo o batimento entre o sinal Brillouin e o sinal que representa o bombeamento. A grandeza utilizada como sensor é o deslocamento Brillouin (THÉVENAZ, 2010).

O modelo teórico para o espalhamento Brillouin, considerado para desenvolver os sensores acima mencionado, são basedos na análise da potência óptica retroespalhada pela fibra óptica, portanto, não tendo o batimento como grandeza a ser calculada. Ainda com relação ao modelo teórico, o espalhamento Rayleigh é desconsiderado,

pois não se observa o acoplamento entre as bandas espectrais referentes a estes processos de espalhamento (KOPYAKOV et al., 2010; BOYD, 2008).

O método utilizado pela comunidade científica para identificar a presença do espalhamento Brillouin estimulado e medir a potência óptica de bombeamento necessária para a sua geração consiste em realizar a medição da potência óptica da radiação transmitida e retro-espalhada. A saturação na potência óptica transmitida e a amplificação da potência óptica retroespalhada indicam a presença deste efeito. Este método, não permite identificar o espalhamento espontâneo, pois neste sua a potência óptica é muito menor que a potência óptica referente ao espalhamento Rayleigh. Outra desvantagem deste método é a falta de informações espectrais sobre os processos de espalhamento.

Outro método consiste em contruir um sistema de detecção conhecido como detecção heteródina (THÉVENAZ, 2010), e realizar a medição do batimento que leva a identificação do deslocamento Brillouin. A medição do batimento é resultado da presença do espalhamento Brillouin. Este método de detecção é utilizado no sistema sensor Brillouin para medir o deslocamento Brillouin que é a grandeza sensora a variação de temperatura e deformação mecânica.

Versa como desafios deste trabalho,

- realizar uma análise espectral do retroespalhamento estimulado gerado em fibra óptica monomodo,
- identificar o comportamento espectral dos processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh nos regimes linear e não linear de espalhamento de luz,
- avaliar a relação entre a potência referente ao espalhamento Brillouin e a presença de centros de cor extrínsecos na fibra óptica.
- relacionar os processos de espalhamento de luz Brillouin e Rayleigh com as flutuações térmicas presentes no meio.

Uma vez que este assunto é pouco explorado no Brasil, busca-se também, realizar uma investigação detalhada sobre as origens das flutuações que geram o espalhamento de luz na fibra óptica, que é um sólido amorfo.

## 2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo apresenta-se uma revisão teórica sobre os conceitos presentes no processo de interação da radiação com a matéria. Além de uma revisão sobre os conceitos envolvidos nos processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh, apresenta-se uma discussão sobre as características intrínsecas e extrínsecas do meio na formação do espectro da onda eletromagnética espalhada. A motivação para tal organização decorre da constatação de que os conceitos sobre as características intrínsecas e extrínsecas do meio, tais como flutuações termodinâmicas, não homogeneidades, centros de cor, defeitos pontuais, etc, necessários para compreender os processos de espalhamento Brillouin Rayleigh, são mencionados, porém pouco explorados. Com esta revisão foi possível registrar e discutir, num mesmo documento, tanto os conceitos diretamente relacionados com os processos de espalhamento de luz como também os conceitos relacionados com a origem dos núcleos de espalhamento. A complexidade envolvida no assunto e a interrelação com vários campos da física faz com que este capítulo seja, inevitavelmente, extenso.

### 2.1 Dinâmica de vibração de meios sólidos dielétricos.

Na primeira parte desta seção da-se ênfase as características do meio onde a interação acontece. Nesta etapa, são apresentados e discutidos os conceitos relacionados ao aspecto mecânico das vibrações do meio e a consequência da quantização da energia destas vibrações mecânicas.

Um sólido é formado por um grande número de partículas ligadas por forças de coesão. Diferentemente do que ocorre num gás, onde as partículas estão livres para percorrer todo sistema, num sólido a força de coesão torna o movimento da partícula bastante restrito. Cada átomo move-se apenas dentro de uma pequena vizinhança, executando um movimento vibratório em torno do seu ponto de equilíbrio. Este movimento vibratório caracteriza-se pela presença de uma força que atua no sentido de restituir o equilíbrio entre as partículas e o meio. Em outras palavras, esta força puxa a partícula para o ponto de equilíbrio. Ela é chamada de força de restauração e, geralmente, é uma intrincada função do seu deslocamento. Tal complexidade ocorre devido à ligação entre as partículas e sua vizinhança. Devido a esta relação, o movimento de cada partícula é uma superposição do seu movimento e do movimento das partículas na sua vizinhança. Esta força de restituição sempre aponta na direção do ponto de equilíbrio. É de fundamental importância conhecer sua forma, pois ela é re-

sponsável pelo movimento vibratório. Haja vista que sem esta força de restauração não há ponto de retorno e, portanto, não há movimento de vibração. Em termos acadêmicos, esta vibração no entorno da posição de equilíbrio, vinculada ou não com sua vizinhança, é conhecida na literatura como *Pequenas Oscilações*, (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; GOLDSTEIN et al., 2000; LANDAU; LIFSHITZ, 1976).

### 2.1.1 Aproximação harmônica: tratamento unidirecional.

Como aproximação para entender as pequenas oscilações, considera-se o movimento oscilatório de uma partícula restrita ao movimento unidimensional, assume-se, também, a existência de uma posição de equilíbrio,  $x_0$ . Como mencionado na introdução deste capítulo, sempre que a partícula é deslocada da sua posição de equilíbrio, uma força tende a puxá-la para a posição de equilíbrio,  $x_0$ . Como primeira aproximação, considera-se que a força depende somente do deslocamento da partícula,  $F \rightarrow F(u)$ , e que este deslocamento,  $u = x - x_0$ , é pequeno. O procedimento padrão para encontrar esta força é expandi-la em uma série de Taylor no entorno do ponto de equilíbrio  $x_0$  (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; GOLDSTEIN et al., 2000; LANDAU; LIFSHITZ, 1976). Matematicamente, define-se  $F(u)$  como:

$$F(u) = F(x_0) + \left( \frac{\partial F}{\partial u} \right)_{x_0} u + \frac{1}{2!} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial u^2} \right)_{x_0} u^2 + \frac{1}{3!} \left( \frac{\partial^3 F}{\partial u^3} \right)_{x_0} u^3 + \dots \quad (2.1)$$

Para deslocamentos, a partir da posição de equilíbrio,  $F(u) = 0$ , tais que as propriedades físicas do sólido não são afetadas, a relação entre o deslocamento da partícula e a força  $F(u)$  é bem descrito pela derivada de primeira ordem. Utilizando esta aproximação, a força torna-se:

$$F(u) = - \left( \frac{\partial F}{\partial u} \right)_{x_0} u = - \kappa_s u, \quad (2.2)$$

onde

$$\kappa_s = \left( \frac{\partial F}{\partial u} \right)_{x_0}. \quad (2.3)$$

O sinal negativo na Equação 2.2 aparece em decorrência desta força atuar na direção contrária ao deslocamento da partícula. Esta aproximação é chamada de *aproximação linear* ou *aproximação harmônica*. Considerando que o sistema é conservativo, esta força é igual ao negativo do gradiente da energia potencial elástico. Assim:

$$U_s(x) = - \int_{x_0}^x F(u) du = \frac{\kappa_s x^2}{2}. \quad (2.4)$$

Note que o potencial é uma parábola, portanto, o movimento da partícula no entorno de  $x_0$  é simétrico. Por outro lado, quando o deslocamento da partícula é tal que alguma propriedade do meio é alterada, então é necessário considerar termos de ordem superior na equação 2.1 (BOYD, 2008).

$$F(u) = F(x_0) + \left( \frac{\partial F}{\partial u} \right)_{x_0} u + \left( \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 F}{\partial u^2} \right)_{x_0} u^2 = -\kappa_s u - \kappa_a u^2. \quad (2.5)$$

O termo  $\kappa_a$  representa a não linearidade no deslocamento da partícula. Ele pode ser interpretado como sendo o desvio da derivada primeira com relação ao deslocamento. Isto pode ser visto observando que:

$$\kappa_a = \frac{1}{2!} \frac{\partial}{\partial u} \left( \frac{\partial F}{\partial u} \right)_{x_0} = \frac{1}{2!} \frac{\partial \kappa_s}{\partial u}. \quad (2.6)$$

O potencial associado a força  $F(u)$ , definido em 2.5, é:

$$U_a(u) = - \int_{x_0}^x F(u) du = + \frac{\kappa_s u^2}{2} + \frac{\kappa_a u^3}{3}. \quad (2.7)$$

Como exemplo, considere a Figura 2.1 que mostra duas curvas para a energia potencial elástica construídas a partir das equações 2.4 e 2.7. Estas equações representam, respectivamente, as aproximações linear e não linear para o deslocamento da partícula. No exemplo que se segue foram utilizados valores arbitrários do deslocamento  $u$  e das constantes  $\kappa_s$  e  $\kappa_a$ . O ponto de equilíbrio é o mesmo para ambas as aproximações, o que difere nelas é a energia potencial elástica associada com cada deslocamento. Quando a energia potencial elástica  $U(u)$  decorre da equação 2.4, ou

seja  $U(x) = U_s(x)$ , ele gera a curva contínua. Por outro lado, quando decorre da equação 2.5, ou seja  $U(x) = U_a(x)$ , ele gera a curva pontilhada. Nesta representação, até deslocamento  $u \leq |0.5|$ , a energia potencial elástica é bem representada por uma força de restauração linear com o deslocamento. A partícula executa pequenas oscilações, e a forma quadrática do potencial é suficiente para descrever o movimento, estas são as oscilação harmônicas. Note que o deslocamento tanto para direita quanto para esquerda são iguais, como já escrito, o deslocamento é simétrico. Neste nível de deslocamentos, ambas as curvas têm o mesmo perfil. Por outro lado, para deslocamentos  $u > |0.5|$ , as curvas separam-se, e a energia potencial é melhor representada por força de restauração não linear, ou seja, que contém termos de ordem superior. Estas oscilações também são de pequena amplitude porém, são não simétricas ou não harmônicas. Os gráfico mostra que o deslocamento para a direita é maior que o deslocamento para esquerda.

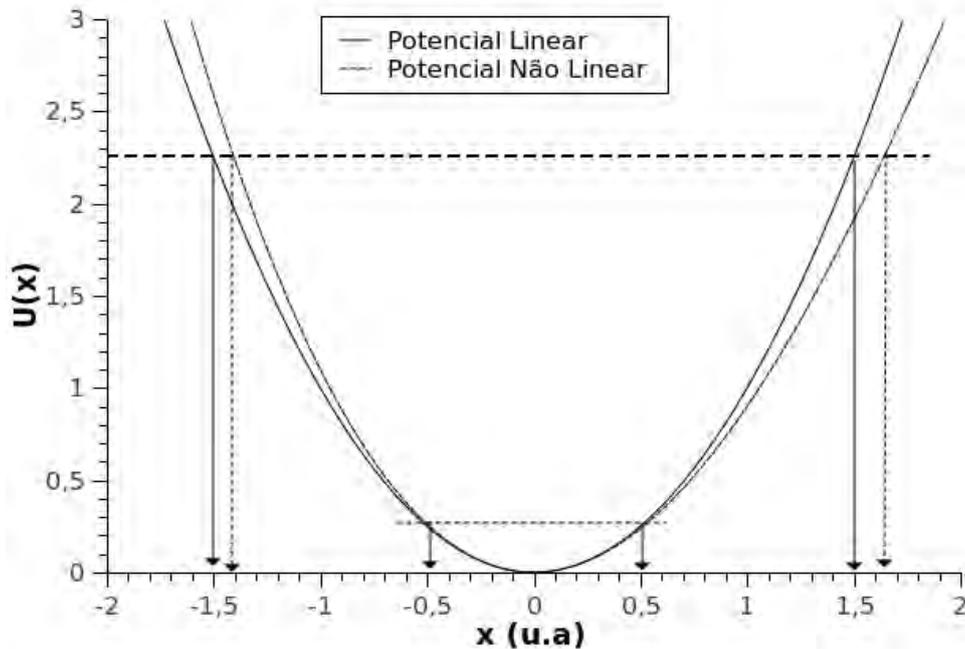


Figura 2.1 - Representação arbitrário indicando o comportamento da energia potencial para a força de restauração nas aproximação lineares e não lineares.

Para efeito prático, em óptica não linear, pode-se distinguir entre a situação que ocorrerá o deslocamento linear e o não linear tomando o campo interno do átomo como referência. Antes, considere que o átomo pode ser representado como um os-

cilador massa-mola preso em uma extremidade fixa (DEMTRÖDER, 2002). O elétron é a massa, o núcleo representa a extremidade fixa, pois durante o movimento do elétron, ele fica praticamente estacionário. A mola faz o papel da força de ligação entre eles. Para um campo óptico propagando-se em um meio cuja intensidade óptica é muito menor que a intensidade do campo atômico, a oscilação do elétron no sistema é linear. De outra forma, se a intensidade do campo óptico tem valor próximo à intensidade do campo atômico, o elétron passa a oscilar de forma não linear, ou seja, a relação entre a força de restauração e o deslocamento é não linear, (BOYD, 2008). O campo atômico pode ser calculado considerando que:

$$E_{at} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0^2}, \quad (2.8)$$

onde

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2}. \quad (2.9)$$

Substituindo valores tabelados, (BOYD, 2008), encontra-se que o campo atômico é da ordem de  $\approx 630 \text{ GV}/m$ . Portanto, intensidades de campo elétrico desta magnitude ou maiores, geram deslocamentos não lineares. Esta não linearidade é entendida como uma deformação da nuvem eletrônica.

No caso da fibra óptica, a análise do limiar de geração de efeitos não lineares, embora seja simples, não é tão direto como pode parecer. De forma geral, a eficiência na geração de efeitos ópticos não lineares resulta de uma combinação entre a intensidade do campo óptico incidente e o comprimento efetivo da região de interação. Intende-se por campo óptico incidente, o campo eletromagnético associado com a onda eletromagnética incidente. No meio livre, a intensidade do campo óptica é dada por  $P_{bomb}/\pi w_0^2$ , ainda que a potência de bombeamento seja grande, o comprimento de interação é pequeno. Por outro lado, na fibra óptica pode-se aproximar  $w_0$  para o diâmetro do núcleo e o comprimento de interação varia desde alguns centímetros até dezenas de quilômetros. Assim, a intensidade do campo óptico facilmente chega a valores suficientes para gerar efeitos não lineares, como os processos de espalhamento Brillouin e Raman (AGRAWAL, 2007). Por exemplo, para os processos de espalhamento Brillouin e Raman numa fibra óptica nomomodo, o limiar é, respecti-

vamente, dado por :

$$I_{lim}^B \approx \frac{21\alpha}{g_B} \quad (2.10)$$

e

$$I_{lim}^R \approx \frac{16\alpha}{g_R}. \quad (2.11)$$

Vale ressaltar que estas expressões referem-se ao limiar para geração destes efeitos no regime estimulados.

### 2.1.2 Ondas elásticas em meios sólidos

As vibração acústicas em meios contínuos, podem ser geradas aplicando uma força na superfície do corpo, chamada de força externa. Esta força não atua diretamente em todos os elementos de volume do corpo, porém, é transmitida pelo meio material devido às forças elásticas que surgem entre o elemento de volume que foi deslocado na superfície e seus vizinhos, que não foram perturbados. Esta combinação entre o deslocamento forçado e a inércia da vizinhança gera um movimento de vibração na partícula material. Este movimento de vibração propaga-se pelo meio material como uma onda acústica (ERINGEN, 1980; MIKLOWITZ et al., 1978; AUDI, 1973). As quantidades básicas para a descrição das ondas acústicas são, o vetor deslocamento  $\vec{u}$  da partícula a partir da posição de equilíbrio da partícula do material, o tensor de deformação  $\mathbf{S}$  e o tensor de tensão  $\mathbf{T}$ . Uma introdução básica sobre estas grandezas é encontrada na literatura (MIKLOWITZ et al., 1978; AUDI, 1973). Basicamente, o tensor de deformação,  $\mathbf{S}$ , é definido de forma a representar a deformação do material, excluindo-se a translação e rotação rígida. Por construção,  $\mathbf{S}$  é um tensor simétrico. O tensor de tensões,  $\mathbf{T}$ , por sua vez, representa a tensão interna, ou força por unidade de área, agindo entre planos adjacentes dentro do material, ver Figura 2.2. Nesta figura, mostra-se que um deslocamento promovido no plano  $A$ , gera uma tensão no plano  $B$  que é inversamente proporcional a área pressionada pelo plano  $A$ . Por exemplo, a tensão entre planos normais à direção  $\vec{n}$  é dada por  $\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}$ , onde  $\mathbf{T}$  decorre do deslocamento de  $A$ . Neste sólido contínuo, a estrutura interna da matéria é ignorada, e o meio está parado antes da ação da força externa.

Quando se considera a estrutura interna dos sólidos, dois grandes grupos devem ser considerados: os sólidos amorfos e os sólidos cristalinos. Num sólido cristalino os pontos de equilíbrio das partículas,  $x_0$ , formam uma estrutura espacial regular, como ocorre por exemplo, com os cristais de  $NaCl$  e  $CsCl$ . Diferentemente do cristal, num sólido amorfo, os pontos de equilíbrio das partículas,  $x_0$ , formam uma estrutura espacial irregular como ocorre, por exemplo, nos meios formados por  $SiO_2$  e  $SiO_4$ .

Como será visto mais adiante, a propagação de ondas, independente da natureza, é significativamente diferente em cada grupo de sólidos. Porém, em ambos os sólidos, uma força externa atuando nas partículas que estão na superfície do sólido perturbam as partículas vizinhas, propagando a perturbação para o interior do sólido. No trabalho desta tese, utilizou-se uma estrutura amorfa, sílica fundida  $SiO_2$ , para estudar os processos de espalhamento de luz linear e não linear.

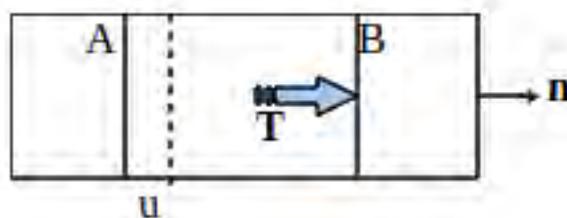


Figura 2.2 - Representação esquemática de uma tensão atuando em um plano B, devido a um deslocamento do plano adjacente A.

### 2.1.2.1 Sólidos cristalino

A interação entre átomos permite a propagação de ondas acústicas, porém, não é qualquer frequência que pode vibrar no meio sólido. A vibração deve obedecer a relação de dispersão deste meio. Neste sentido, a relação de dispersão funciona como uma regra de seleção para a propagação de uma perturbação no sólido cristalino. Ela pode ser calculada considerando a interação com vizinhos mais próximos, ou os primeiros vizinhos (KITTEL, 2002; SÓLYOM, 2007).

Como primeiro passo para estudar as vibrações nos sólidos, constrói-se uma rede diatômica linear, como está representada na Figura 2.3. Embora pareça uma construção meramente didática, ela permite estudar conceitos importantes sobre as vibrações dos sólidos. É intuitivo notar que a estrutura, Figura 2.3, é formada pela sequência  $AB$ , que forma a base deste sólido cristalino. Desta forma, estudar esta estrutura elementar fornece todas as informações sobre um cristal, a menos da região de fronteira que não é interesse deste trabalho. Num cristal tridimensional, esta regularidade é mantida, embora complexa e matematicamente trabalhosa, a solução é possível em função desta periodicidade (SÓLYOM, 2007).

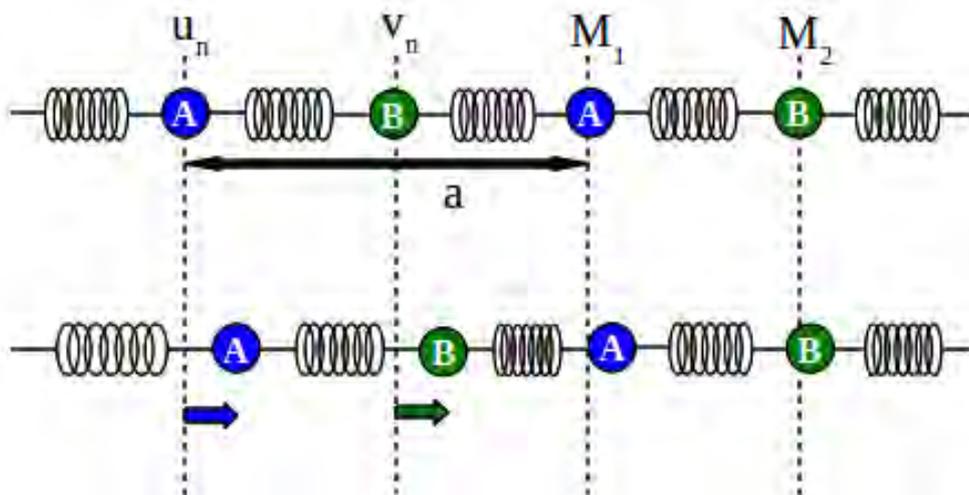


Figura 2.3 - Rede diatômica unidimensional: a distribuição superior representa a posição de equilíbrio, a distribuição inferior representa o deslocamento instantâneo. O sentido que aponta para a direita é tomado como sendo positivo. A grandeza  $a$  representa o parâmetro de rede do cristal.

Considera-se o deslocamento das massas  $M_1$  e  $M_2$  na  $n$ -ésima célula primitiva a partir da posição de equilíbrio  $u_n$  e  $v_n$ . Assume-se a condição de interação entre vizinhos mais próximos, ou seja, que cada átomo interage com a energia potencial de dois átomos vizinhos. Este sistema pode ser caracterizado por um potencial elástico dado por:

$$U(u) = \frac{1}{2}\kappa \sum_n (u_n - v_n)^2 + \frac{1}{2}\kappa \sum_n (v_n - u_{n+1})^2. \quad (2.12)$$

O primeiro termo representa a energia potencial elástica entre as partículas da rede e o segundo termo representa a energia potencial elástica entre partículas vizinhas, ou seja, de redes diferentes. Então, as equações de movimento para estes dois átomos são:

$$M_1 \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} = -\kappa(2u_n - v_n - v_{n-1}), \quad (2.13)$$

$$M_2 \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} = -\kappa(2v_n - v_{n+1} - u_n). \quad (2.14)$$

A solução completa deste sistema de equação está bem consolidada nos livros de física do estado sólido, tais como (SÓLYOM, 2007; KITTEL, 2002; ASHCROFT; MERMIN, 1976). Por isso, limita-se aqui a reproduzir os resultados de interesse direto. A solução é da forma:

$$u_n(t) = u(q)e^{i(qna - \omega t)}, \quad (2.15)$$

$$v_n(t) = v(q)e^{i(qna - \omega t)}. \quad (2.16)$$

Substituindo as soluções acima nas equações de movimento 2.13 e 2.14, obtém-se:

$$-\omega^2 M_1 u(q) = -2\kappa u(q) + \kappa v(q)(1 + e^{-iqa}), \quad (2.17)$$

$$-\omega^2 M_2 v(q) = -2\kappa v(q) + \kappa u(q)(e^{iqa} + 1). \quad (2.18)$$

Resolvendo estes sistema de equações (SÓLYOM, 2007; KITTEL, 2002), obtém-se as frequências presentes nas vibrações da rede representada na Figura 2.3. Estas frequências são:

$$\omega_{\pm}^2(q) = \frac{\kappa}{M_1 M_2} (M_1 + M_2) \pm \sqrt{(M_1 + M_2)^2 - 4M_1 M_2 \sin^2\left(\frac{qa}{2}\right)}. \quad (2.19)$$

Considerando  $\omega_0^2 = 2\kappa\left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}\right)$  e  $\gamma^2 = 4\frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$ , a Equação 2.19 pode ser reescrita como:

$$\omega_{\pm}^2(q) = \frac{1}{2}\omega_0^2 \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2\left(\frac{qa}{2}\right)} \right]. \quad (2.20)$$

A Equação 2.20 representa a relação de dispersão para o sólido cuja base é a estrutura formada pelas partículas  $A$  e  $B$ . Ela relaciona a frequência com o módulo do vetor de onda. Os sinais positivo e negativo indicam a existência de duas componentes de frequência. Portanto, nesta rede diatômica as partículas oscilam como resultado da superposição destas duas frequências. A Figura 2.4 representa o comportamento da relação de dispersão. A curva superior representa o sinal positivo enquanto a curva inferior representa o sinal negativo.

O intervalo de frequência entre a frequência máxima do ramo negativo e a frequência mínima do ramo positivo é chamado de banda proibida da rede. Qualquer perturbação com frequência neste intervalo é fortemente atenuada pela rede, de forma que ela não se propaga. O comportamento dos constituintes do meio pode ser analisado através do cálculo da razão entre as amplitudes das partículas da rede (SÓLYOM, 2007; KITTEL, 2002; ASHCROFT; MERMIN, 1976). A razão entre as amplitudes pode ser obtida por substituição de cada ramo da relação de dispersão dada pela Equação 2.20 nas Equações 2.17 e 2.18. A razão entre as amplitudes, para  $q \approx 0$  é:

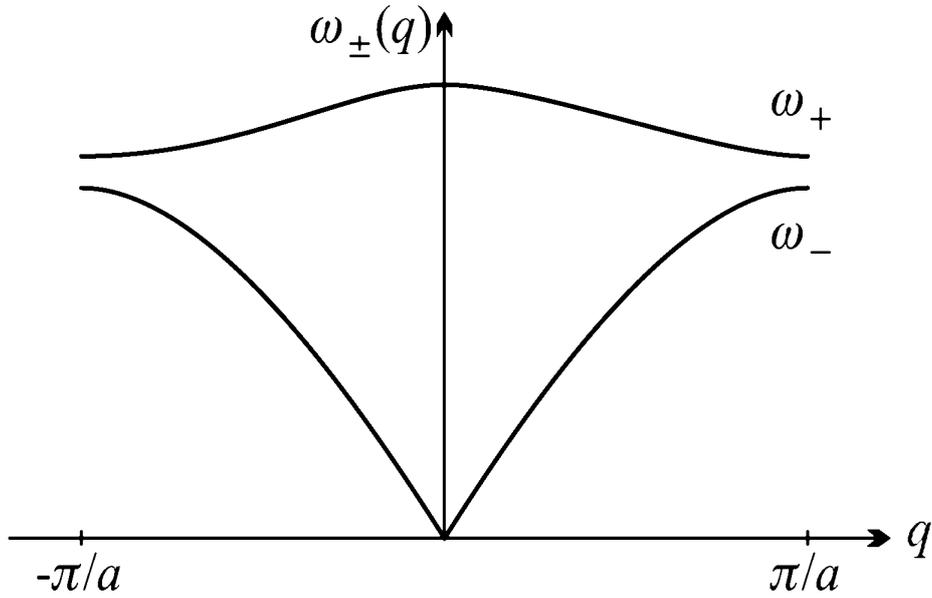


Figura 2.4 - Representação esquemática dos modos normais de oscilação presente na rede diatômica.

$$\frac{v(0)}{u(0)} = +1 \quad \longrightarrow \omega_-, \quad (2.21)$$

$$\frac{v(0)}{u(0)} = -\frac{M_1}{M_2} \quad \longrightarrow \omega_+. \quad (2.22)$$

Embora a análise seja realizada para  $q \approx 0$ , ela altera muito pouco para  $q \neq 0$  (SÓLYOM, 2007; KITTEL, 2002; ASHCROFT; MERMIN, 1976), desta forma a relação acima é adotada como geral para a relação de dispersão com frequência dada pela Equação 2.20. Para o ramo negativo, as duas partículas da rede oscilam com a mesma amplitude e estão em fase. Por outro lado, para o ramo positivo, as duas partículas da rede oscilam com amplitudes diferentes e o sinal negativo indica que ambas oscilam em oposição de fase.

A Figura 2.5 é uma representação esquemática do movimento destes modos. No ramo negativo, as partículas movem-se de forma que a distância entre elas não se altere. Neste modo de vibração, o movimento ocorre de forma que o potencial entre as partículas é constante, pois a distância é constante. Assim, o movimento ocorre

como se a rede não apresentasse uma estrutura interna, ela é um corpo contínuo. Este modo de vibração representa a vibração de rede. Este modo acopla-se fortemente com ondas acústicas, por isso são chamados de modo de vibração acústico,  $\omega_- = \omega_{ac}$ . Por outro lado, no ramo positivo, as partículas movem-se de forma que a distância entre elas altera-se instante-a-instante. Diferentemente do modo acústico, o potencial não é constante, e cada partícula é uma sub-rede acoplada entre si pelo potencial elástico, e representa a vibração dos constituintes da rede. A rede, neste modo, não é um corpo contínuo, mas forma porsub-redes, que são as partículas. Pelo fato de a luz acoplar-se fortemente com este modo, ele é chamado de modo óptico,  $\omega_+ = \omega_{opt}$ , (LEMONS, 2007; SÓLYOM, 2007; MARION; THORNTON, 2004; KITTEL, 2002).



Figura 2.5 - Representação esquemática dos modos normais de oscilação presentes na rede diatômica. À direita, tem-se a representação do modo óptico. À esquerda, tem-se a representação do modo acústico. As setas representam as direções instantâneas do movimento.

Cada partícula desta rede está associada com as duas frequências. Desta forma, as soluções 2.15 e 2.16 tornam-se:

$$u_n(t) = u(q)e^{i(qna - \omega_{act})} + u(q)e^{i(qna - \omega_{opt}t)}, \quad (2.23)$$

$$v_n(t) = v(q)e^{i(qna - \omega_{act})} - v(q)e^{i(qna - \omega_{opt}t)}. \quad (2.24)$$

As Equações. 2.23 e 2.24 representam o deslocamento de cada uma das partículas que compõem a base do sólido em função das frequências presentes. Cada partícula move-se como uma superposição dos dois modos de vibração presentes na rede. A existência de apenas duas frequências na rede permite, de forma simples, desacoplar

as equações acima e escrever o sólido em outro sistema de coordenadas, chamado de coordenadas normais. Para isto, considere o sistema de coordenadas abaixo:

$$\eta_{ac} = u_s + v_s, \quad (2.25)$$

$$\eta_{opt} = u_s - v_s. \quad (2.26)$$

Substituindo as soluções 2.23 e 2.24 nas Equações 2.25 e 2.26 e resolvendo para estas novas grandezas, obtém-se:

$$\eta_{ac} = A e^{(-i\omega_{ac}t)} \quad (2.27)$$

$$\eta_{opt} = B e^{(-i\omega_{opt}t)} \quad (2.28)$$

As variáveis  $\eta_{ac}$  e  $\eta_{opt}$  são chamadas de coordenadas normais dos modos de vibração da rede ou da base. Elas representam, respectivamente, as coordenadas dos modos acústicos e ópticos. Neste sistema de coordenadas, não importa quais e quantas partículas existam no sólido, seu movimento vibracional é descrito por estes modos. Existe uma forma mais geral para se construir os modos normais de vibração, onde objetiva-se descrever sistemas mais complexos que uma rede diatômica (LEMOS, 2007; SÓLYOM, 2007; MARION; THORNTON, 2004; LANDAU; LIFSHITZ, 1976).

### 2.1.2.2 Vibração em sólidos amorfos

O interesse tecnológico sempre estimulou a pesquisa fundamental em ciência dos materiais e os semicondutores amorfos sempre foram alvos. Apesar de as primeiras investigações sobre a estrutura do vidro remontarem à década de 30, somente nas últimas décadas os estudos sobre os semicondutores cristalinos foram estimulados, principalmente pelo baixo custo dos processos de obtenção desses materiais. Em geral, os semicondutores amorfos, quanto às propriedades eletrônicas, ópticas e de transporte, ótimas para construção de dispositivos eletrônicos, estão em desvantagem quando comparados com semicondutores cristalinos. No entanto, pesquisas intensas possibilitaram a criação de ligas que minimizam algumas das desvantagens intrínsecas dos primeiros semicondutores estudados, que são dispositivos que aproveitam as

características únicas destes materiais (GUTZOW, 1995; ELLIOTT, 1983).

A pesquisa fundamental sobre sólidos amorfos exige a introdução de novos conceitos, bem diferentes daqueles empregados para sistemas cristalinos. A questão fundamental relaciona-se com a estrutura dos materiais amorfos. Enquanto os materiais cristalinos possuem uma estrutura regular e periódica e podem ter suas propriedades descritas no espaço de Fourier, o mesmo não se pode fazer com os materiais amorfos. O vetor de onda já não é mais útil como parâmetro de descrição e não há uma maneira analítica para descrever essas estruturas. Um primeiro passo no sentido de entender e estudar materiais com estrutura amorfa é definir o conceito de estado amorfo. Isto consiste em considerar que as desordens são quebras de simetria numa estrutura periódica. Neste contexto, pode-se definir dois tipos de desordem: a topológica ou estrutural, e a celular ou substitucional (SHULZ, 1985), que estão representadas na Figura 2.6.

Na desordem celular, há troca de partícula do meio e/ou a introdução de partículas novas sem que os parâmetros estruturais, tais como parâmetro de rede e ângulo de ligação, sejam alterados. Na desordem estrutural, a distribuição de partículas é tal que os pontos de equilíbrio,  $F(x_0)$ , não formam uma estrutura organizada. Os segundos vizinhos de uma partícula não apresentam a mesma orientação que os primeiros vizinhos desta partícula. O parâmetro de rede também é alterado. Isto acarreta na ausência de periodicidade de parâmetros estruturais importantes como o parâmetro de rede e ângulo de ligação entre as partículas (SHULZ, 1985). A sílica fundida, utilizada para produzir fibra óptica, apresenta desordem estrutural.

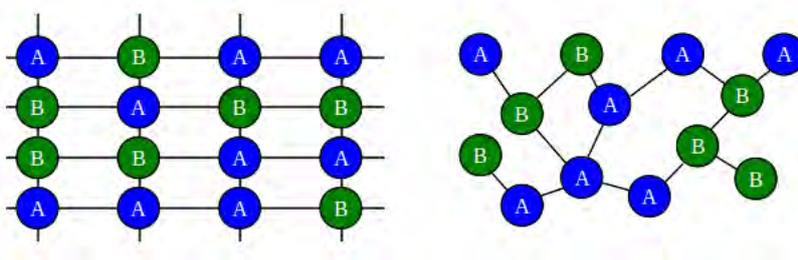


Figura 2.6 - Representação esquemática das desordens, estrutural e topológicas, em um sólido amorfo.

O problema da falta de informação sobre a estrutura, impõe à pesquisa sobre semi-

condutores amorfos a necessidade de construir modelos específicos para cada finalidade. Desta forma, os semicondutores amorfos precisam ser repensados na medida que novos dados experimentais são obtidos, portanto, os modelos são específicos para cada material e finalidade. Os estudos realizados em semicondutores amorfos passam pela utilização de espectroscopia Raman e infravermelha. Estes estudos associados a cálculo como modelos estruturais, permitiram, e ainda permitem, compreender a estrutura destes materiais bem como sua influência sobre propriedades vibracionais e impurezas adicionadas a estas estruturas (SHULZ, 1985; TAUC, 1976; LUCOVSKY et al., 1998).

De forma geral, o cálculo de qualquer propriedade estática ou dinâmica de um material depende do conhecimento das interações que atuam sobre as partículas que compõem o sistema. Este conhecimento, depende de conhecer as posições de cada partícula no sistema e da força de restauração  $F(x_0)$ . O fato de que num cristal, a posição de equilíbrio de cada partícula forma uma estrutura periódica facilita, consideravelmente, os cálculos relacionados a dinâmica das vibrações do meio. Isto porque uma estrutura cristalina pode ser construída a partir de uma célula unitária que, por operação de simetria, gera todo o cristal. O conhecimento da interação entre as partículas desta célula unitária, vinculadas por condições de contorno periódicas adequadas a estrutura cristalina em questão, é suficiente para descrever todo cristal. No caso de propriedades vibracionais, o ponto de partida são os cálculos dos modos normais, em que cada modo está relacionado com uma frequência no espaço de Fourier, que por sua vez identifica a relação de dispersão. A integração desta relação de dispersão na primeira zona de Brillouin define a densidade de estados, que caracteriza a dinâmica de vibração do meio (KITTEL, 2002; CALLISTER, 2000; SÓLYOM, 2007).

Num sólido amorfo, como a sílica fundida, pode-se considerar que a estrutura que se repete é a molécula de  $SiO_4$ . A Figura 2.7 mostra duas moléculas de sílica com seus respectivos parâmetros geométricos. Uma inspeção visual revela que o principal ingrediente desta estrutura são as ligações  $Si-O-Si$  e  $O-Si-O$ , desconsiderando o dopante germânio que está presente no meio (FELLAY, 2003). Em ambas as ligações, a estrutura é um triângulo, cuja representação está na Figura 2.8 As estruturas  $Si-O-Si$  e  $O-Si-O$  apresentam três frequências de oscilação, que estão relacionadas com cada um dos modos presentes no meio.

Lembrando que o objetivo deste trabalho não é modelar um sólido amorfo ou crista-

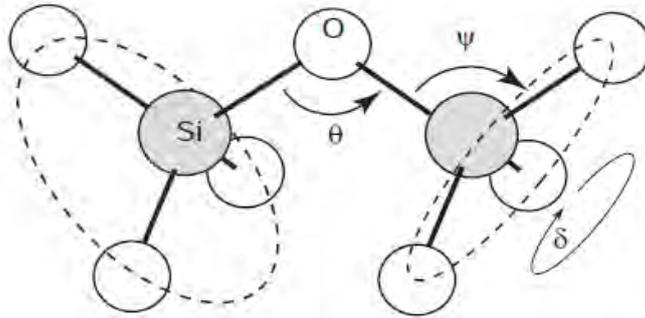


Figura 2.7 - Duas unidades moleculares  $\text{SiO}_4$  unidas por uma ponte de oxigênio. A ligação  $\text{Si} - \text{O} - \text{Si}$  tem um ângulo  $\theta$  que varia entre  $120^\circ$  e  $180^\circ$ , com uma probabilidade máxima de  $144^\circ$ . A ligação  $\text{O} - \text{Si} - \text{O}$  tem ângulo de ligação de  $109^\circ$ . Cada unidade molecular pode estar em qualquer das posições obtidas por rotação em torno de  $\delta$  (FELLY, 2003).

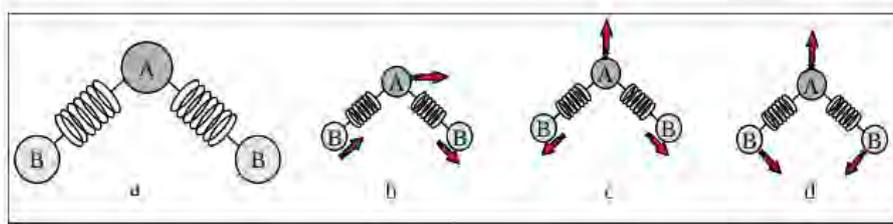


Figura 2.8 - a) Representação geométrica de uma molécula triatômica não-linear e seus respectivos modos de vibração: b, c, d.

lino, mas sim, entender, fenomenologicamente, a interação da radiação laser com a matéria e, nesta etapa do estudo, dar ênfase a estrutura da matéria. Neste contexto, considerando a geometria descrita na Figura 2.8-a, (LANDAU; LIFSHITZ, 1976), onde  $A$  representa o silício e  $B$  representa o oxigênio, pode-se calcular os modos normais de vibração presentes nessa estrutura. Como resultado, obtém-se os modos de vibração cujas geometrias estão representadas na Figura 2.8,(b,c,d). O modo b é assimétrico, enquanto os modos c e d são simétricos (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; LANDAU; LIFSHITZ, 1976).

Como os modos normais podem ser interpretados como ondas planas estacionárias (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; LANDAU; LIFSHITZ, 1976; SÓLYOM, 2007; GOLDSTEIN et al., 2000; ASHCROFT; MERMIN, 1976), tanto a configuração da

molécula diatômica, que pode ser tratada de forma simples, quanto a configuração da molécula triatômica, que está envolvida na estrutura de um sólido amorfo e requer tratamento mais sofisticado, apresentam periodicidade local. Haja vista que os modos normais de vibração são independentes entre si e não alteram sua forma geométrica com o passar do tempo (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; GOLDSTEIN et al., 2000). A diferença entre as estruturas surge quando se considera a interação entre os segundos vizinhos. No caso do cristal, a periodicidade mantém-se, e o vetor de onda não sofre alteração, firmando-se como um bom parâmetro para descrever a relação de dispersão. Já no sólido amorfo, os segundos vizinhos não apresentam a mesma orientação, ainda que localmente tenham periodicidade. Neste caso, o vetor de onda altera-se de forma aleatória, o que lhe revoga o status de parâmetros de vibração da rede.

Em resumo, ambos os sólidos, cristalino ou amorfo, numa escala local podem ser tratados como regulares se descritos por modos normais de oscilação, que por sua vez, podem ser representados como ondas planas no meio. Coletivamente, os cristais ainda podem ser tratados como periódicos, porém os amorfos não podem ser tratados desta forma, pois não apresentam periodicidade de longo alcance. Daí a necessidade de construir modelos baseados, por exemplo, em rede de Bethe para estudar estas estruturas. Trabalhos atuais, (TOMARAS et al., 2010; RUIZ et al., 2002; FORET et al., 1996), tratam deste tema e mostram que ainda não tem uma solução completa e fechada para estas estruturas. Novamente, não se tem o objetivo, neste trabalho, de desenvolver modelo para esta finalidade, quer-se familiaridade fenomenológica com os conceitos que orbitam as vibração do meio. Na sequência, é dado continuidade aos estudos, analisando as consequências de se quantizar a energia associado com os modos normais de vibração.

### **2.1.2.3 Energia de vibração do meio sólido dielétrico.**

Desde que um modo normal pode ser modelado como um oscilador harmônico simples, cuja frequência é aquela calculada pelo modelo clássico da dinâmica da rede, a quantização destes osciladores leva a quantização da energia destas vibrações associadas a cada modo da rede.

O Hamiltoniano do oscilador harmônico simples, que representa os modos de vibração existentes no sólido, é dado por:

$$H(x, p) = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega_{ohs}^2}{2}x^2. \quad (2.29)$$

O primeiro termo representa a energia cinética e o segundo termo representa a energia potencial elástica do oscilador (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; GOLDSTEIN et al., 2000; LANDAU; LIFSHITZ, 1976). A passagem da formulação clássica para a formulação quântica é realizada simplesmente considerando as grandezas físicas como operadores. Assim a posição e o momento são considerados operadores e podem ser escritos como:

$$\hat{X} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_{ohs}}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger), \quad (2.30)$$

$$\hat{P} = \sqrt{\frac{m\omega_{ohs}\hbar}{2}} \frac{(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)}{i}. \quad (2.31)$$

O operador  $\hat{a}^\dagger$  atuando num estado do sistema aumenta a população deste estado, enquanto que  $\hat{a}$  atuando no estado diminui a população destes estado. Estes operadores são chamados de operador de criação e aniquilação de população. O produto entre estes operadores define outro operador, chamado de operador número de ocupação,  $N_{oc}$ . Ele representa o número de partículas que ocupam aquele estado (LANDAU; LIFSHITZ, 1977; ZETILI, 2009; SÓLYOM, 2007). Matematicamente, estes operadores são definidos como:

$$\hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{\frac{m\omega_{ohs}}{\hbar}} \hat{X} + \frac{i}{\sqrt{m\omega_{ohs}\hbar}} \hat{P} \right], \quad (2.32)$$

$$\hat{a}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{\frac{m\omega_{ohs}}{\hbar}} \hat{X} - \frac{i}{\sqrt{m\omega_{ohs}\hbar}} \hat{P} \right], \quad (2.33)$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a} = \hat{N}_{oc}. \quad (2.34)$$

Substituindo as Equações 2.30 e 2.31 na hamiltoniana, obtém-se:

$$\hat{H} = \hbar\omega_{ohs} \left( \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) = \hbar\omega_{ohs} \left( \hat{N}_{oc} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.35)$$

O auto valor associado ao operador Hamiltoniano é a energia (LANDAU; LIFSHITZ, 1977; ZETTLI, 2009; SÓLYOM, 2007), o autovalor do operador número de ocupação é  $n_{oc}$ . Assim,

$$E = \hbar\omega_{ohs} \left( \frac{1}{2} + n_{oc} \right) = \frac{\hbar\omega_{ohs}}{2} + n_{oc}\hbar\omega_{ohs}. \quad (2.36)$$

Desde que a distribuição das partículas que ocupam cada estado do sistema obedece a distribuição de Bose-Einstein, a população destes estados podem ser calculadas utilizando esta função distribuição (SÓLYOM, 2007; ASHCROFT; MERMIN, 1976). O número de partículas é dado por:

$$\langle \hat{N}_{oc} \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = n_{oc} = \frac{1}{e^{\hbar\omega_{ohs}/k_B T} - 1}. \quad (2.37)$$

Substituindo a Equação 2.37 na Equação 2.36 obtém-se:

$$E = \hbar\omega_{ohs} \left( \frac{1}{2} + n_{oc} \right) = \frac{\hbar\omega_{ohs}}{2} + \frac{\hbar\omega_{ohs}}{e^{\hbar\omega_{ohs}/k_B T} - 1}. \quad (2.38)$$

Esta equação mostra que a energia do oscilador é formada por duas componentes, uma que não está associada com a temperatura e outra que depende da temperatura. Isto mostra que, mesmo quando  $T = 0$ , o oscilador apresenta uma quantidade de energia que é dada pela primeira parcela da Equação 2.38. A energia desta parcela é conhecida como energia de ponto zero ou energia do vácuo. A segunda parcela representa a dependência da vibração do sistema com a temperatura, é chamada de energia de vibração térmica (SÓLYOM, 2007; KITTEL, 2002; ASHCROFT; MERMIN, 1976). Esta componente da energia total do oscilador que é responsável pela agitação térmica do meio, também referenciada nos trabalhos sobre espalhamento Brillouin como flutuações térmicas ou flutuações termodinâmicas. A mesma fórmula é obtida quando o Hamiltoniano do campo de radiação é expresso em termos dos operadores de criação e aniquilação de fótons, que é o quanta do campo electromagnético. Por analogia com esta idéia, a energia de vibração térmica mínima é chamada de quan-

tum de vibração da rede, ou fônon. Este estado vibracional coletivo de vibração térmica do oscilador é interpretado como sendo um gás de partículas virtuais que se propagam de forma independente pelo meio formado pelos osciladores harmônicos. A frequência que aparece na Equação 2.38 é a auto frequência calculada na seção anterior, que dá origem a relação de dispersão. Para as frequências dos modos acústico e óptico presentes na rede diatômica a Equação 2.38 torna-se:

$$E = \hbar\omega_{ohs} \left( \frac{1}{2} + n_{oc} \right) = \frac{\hbar\omega_{ac}}{2} + \frac{\hbar\omega_{opt}}{2} + \frac{\hbar\omega_{ac}}{e^{\hbar\omega_{ac}/k_B T} - 1} + \frac{\hbar\omega_{opt}}{e^{\hbar\omega_{opt}/k_B T} - 1}. \quad (2.39)$$

Na linguagem da física do estado sólido, o estado vibracional associado com o modo acústico, é populado por fônons acústicos. O estado vibracional associado com o modo óptico, é populado por fônons ópticos (SÓLYOM, 2007; KITTEL, 2002; ASHCROFT; MERMIN, 1976). A Equação 2.39 mostra que, mesmo se a temperatura do sólido for de  $T = 0K$ , ele ainda terá energia para vibrar. É interessante notar que este termo não aparece na equação para a energia do oscilador clássico (LEMONS, 2007; MARION; THORNTON, 2004; GOLDSTEIN et al., 2000), portanto é um resultado decorrente da formulação quântica. Outra observação interessante é que ao analisar os modos de vibração de sólidos contínuos, é necessário considerar a ação de uma força externa atuando, instantaneamente, para gerar o deslocamento da partícula. O resultado expresso na Equação 2.39 mostra que, numa abordagem quântica, isto não é necessário pois os constituintes do meio estão, mesmo no zero absoluto, em movimento, cuja energia é metade da energia de um fônon térmicamente excitado.

Como foi mencionado no início da seção 2.1, os constituintes do meio estão em constante movimento vibratório, isto é justificado pela primeira parcela da Equação 2.39. Esta parcela depende somente da frequência de oscilação do modo, ou seja, não depende da temperatura. A energia associada com este termo é conhecida como energia de ponto zero. Acima do zero absoluto, a energia destas vibrações são acrescidas pelas vibrações térmicas, representadas pela segunda parcela da Equação 2.39.

## 2.2 Interação entre radiação e sólidos dielétricos.

Nesta seção são apresentados e discutidos os conceitos básicos sobre radiação ionizante e não ionizante. Com relação a radiação não ionizante, é discutido o conceito

de polarização e sua relação com o espectro eletromagnético. Com relação a radiação ionizante, é discutido o conceito de centro de cor e sua consequência para transmissão de luz através da fibra óptica.

Por radiação, entende-se todo processo de transporte de energia por partículas subatômicas. O termo subatômico exclui da definição de radiação, o transporte de energia por feixes atômicos, moleculares e objetos macroscópicos em geral. A emissão de radiação pode ser entendida como uma forma de a partícula estabilizar-se devido a um excesso de energia nela estabelecida. Pode-se dividir esta radiação em dois grandes grupos: as radiações ionizantes e as radiações não ionizantes. Dentro da definição de radiação, elas podem ser geradas por fontes naturais ou por dispositivos construídos pelo homem. Possuem energia variável desde valores pequenos até muito elevados. As radiações eletromagnéticas mais conhecidas são: luz, micro-ondas, ondas de rádio AM e FM, laser, raios  $X$  e radiação gama. As radiações sob a forma de partículas, com massa, carga elétrica, carga magnética mais comuns são, os feixes de elétrons, feixes de prótons, radiação beta, radiação alfa. Das radiações particuladas sem carga elétrica, a mais conhecida é o nêutron.

Ao interagir com a matéria, os diferentes tipos de radiação podem produzir variados efeitos que podem ser, simplesmente a sensação de cor, a percepção de uma mensagem codificada e manipulada em áudio e vídeo numa televisão, a sensação de calor provocada por feixes de lasers, o aquecimento de alimentos num forno de micro-ondas, uma imagem obtida numa chapa radiográfica ou então, a produção de íons e elétrons livres devido à ionização e, para dentro do interesse deste trabalho, ondas acústicas e centros de cor no interior de fibras ópticas. Basicamente, as radiações não ionizantes não produzem ionização no meio com o qual elas interagem. Em outras palavras, não têm energia suficiente para arrancar elétrons de átomos ou moléculas com quem elas estão interagindo. Por outro lado, a radiação ionizante produz ionização no meio por onde passa. Esta capacidade em arrancar ou não elétrons de uma estrutura está relacionada com a energia que a partícula radiativa carrega consigo, (TAUHATA et al., 2003).

Em geral, a radiação eletromagnética com comprimentos de onda maiores que  $200\text{ nm}$  são consideradas não ionizantes, pois não tem energia suficiente para arrancar elétrons de átomos ou moléculas com quem elas estão interagindo. A ação desta radiação no meio por onde passa, resume-se a alterações na nuvem eletrônica da partícula, tornando o meio polarizado, ver Figura 2.9. A origem destas ondas

eletromagnéticas não ionizantes são as oscilações de momento de dipolo (GRIFFITHS, 1999; JACKSON, 1999).

Como mencionado acima, a radiação ionizante é caracterizada por ter energia suficiente para arrancar elétrons das partículas com quem interage. Dos tipos de radiação ionizantes, destacam-se, os raios  $X$ , a radiação alfa ( $\alpha$ ), a radiação beta ( $\beta$ ), a radiação gamma ( $\gamma$ ), e neutrôn. O raio- $X$  são fótons emitidos pelas camadas eletrônicas ou, pode ser produzidos pelo impacto de elétrons energéticos sobre um alvo. As radiação alfa ( $\alpha$ ) são núcleos de hélio de alta energia emitidos por núcleos de elementos pesados, a radiação beta ( $\beta$ ) é composta por elétrons emitidos por núcleos. A radiações gamma ( $\gamma$ ) é formada por fótons emitidos a partir do núcleo, cuja energia identifica o núcleo emissor. A radiação formada por Neutrons são partículas neutra e pesada, com massa próxima a massa do próton, emitida a partir do núcleo.

### 2.2.1 Interação da radiação laser com sólido dielétrico

É sabido dos textos básicos sobre eletromagnetismo, que o campo elétrico incidente no meio material promove uma reorganização nas cargas elétricas, gerando um momento de dipolo induzido. A Figura 2.9 é uma representação desta ação. Quando o campo elétrico  $E_L$  é oscilante, como o campo de uma onda eletromagnética, esta configuração oscila segundo a frequência de Rabi. Numa linguagem mais quântica, quando os fótons interagem com a molécula ele transfere energia para todos graus de liberdade da molécula. Assim, a luz espalhada fornece informação sobre todas estas transições (PECORA; BERNE, 1999). Esta alteração no meio decorrente da ação do campo eletromagnético incidente é chamada de polarização. Desta forma, pode-se definir a polarização como sendo a resposta do meio a ação do campo óptico incidente (GRIFFITHS, 1999; JACKSON, 1999).

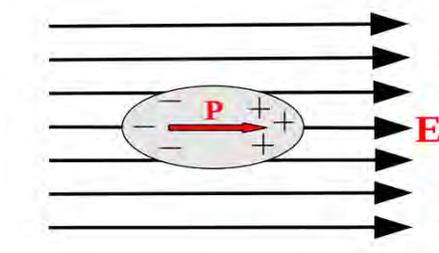


Figura 2.9 - Representação da formação de um momento de dipolo induzido em uma partícula. Os símbolos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{P}$ , em negrito, apontam o caracter vetorial destas grandezas.

A polarização é dada por (GRIFFITHS, 1999; JACKSON, 1999; ARGUELLO, 1970):

$$\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha_p\vec{E}_L. \quad (2.40)$$

A radiação emitida por tais dipolos é a radiação espalhada. Nesta etapa dos estudos, é dada especial atenção à polarização, de forma à conhecer suas consequências no espectro eletromagnético. Outra observação importante é que não se considera qualquer mecanismo de estímulo à resposta do meio, ou seja, a intensidade do campo óptico incidente é baixa o suficiente para não gerar efeitos não lineares. Assim, o espectro aqui apresentado refere-se a um regime de espalhamento espontâneo.

O espalhamento de luz é uma consequência da presença de átomos/moléculas no caminho óptico da luz. A presença ou não de não-homogeneidades neste meio altera as características da propagação desta luz espalhada. Em meio não-homogêneo esta luz espalha propaga-se em todas as direções, porém em meio homogêneo, o espalhamento ocorre somente na direção co-propagante (HECHT, 2002). Esta conclusão pode ser demonstrada com o auxílio da Figura 2.10 que representa um meio completamente homogêneo sendo iluminado por uma onda luminosa plana. O elemento de volume  $dV_1$  espalha luz num ângulo  $\theta$ . Contudo, para qualquer direção, exceto a direção  $\theta = 0$ , existirá um elemento de volume  $dV_2$  que irá espalhar luz, gerando interferência destrutiva com a luz espalhada por  $dV_1$ . Desde que este argumento pode ser estendido para todos os elementos de volume do meio, conclui-se que somente na direção  $\theta = 0$  ocorre espalhamento. Este espalhamento na direção  $\theta = 0$  é conhecido como co-espalhamento coerente (BOYD, 2008; FABELINSKII, 1968).

De forma geral, a variação na polarização é consequência das flutuações na densidade de momentos de dipolos,  $N$ , e na polarizabilidade,  $\alpha_p$ . A primeira flutuação decorre dos modos acústicos, já a segunda flutuação está associada com os modos ópticos (ARGUELLO, 1970). Para representar estas variações, considere que a flutuação instantânea de uma grandeza física pode ser expressa como a soma de um valor médio mais uma flutuação no entorno desta média,

$$f = f_0 + \delta f. \quad (2.41)$$

Utilizando este conceito, as flutuações associadas a polarização são definidas como

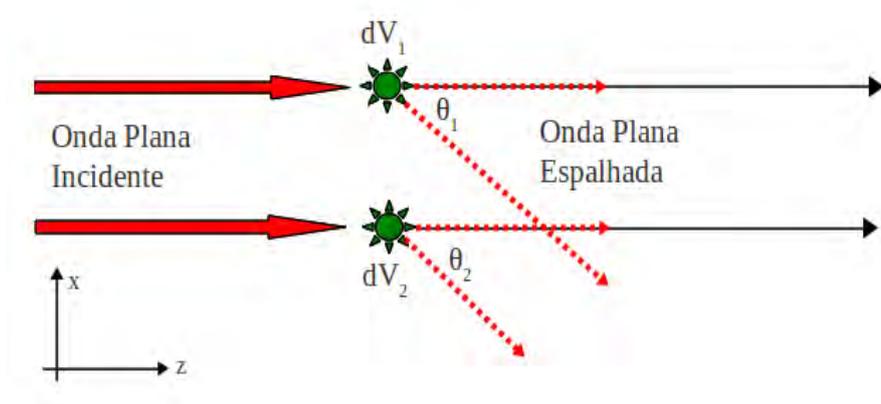


Figura 2.10 - Representação esquemática do espalhamento de luz num meio completamente homogêneo. O meio é representado pelos elementos de volume  $dV_1$  e  $dV_2$ . Os ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$  representam dois dentre todos os possíveis ângulos de espalhamento. A linha pontilhada na direção  $z$  representa o espalhamento na direção  $\theta = 0$ .

(ARGUELLO, 1970):

$$N = N_0 + \delta N e^{\pm i\omega_{act}t}, \quad (2.42)$$

$$\alpha_p = \alpha_{0p} + \delta\alpha e^{\pm i\omega_{opt}t}, \quad (2.43)$$

$$E = E_0 e^{-i\omega_0 t}. \quad (2.44)$$

Assume-se que as flutuações são muito menores que as amplitudes iniciais,  $\delta N \ll N_0$ ,  $\delta\alpha \ll \alpha_0$ . Substituindo o conjunto as Equações 2.42, 2.43 e 2.44 na Equação 2.40, obtém -se:

$$\mathbf{P} = (N_0 + \delta N e^{\pm i\omega_{act}t}) (\alpha_{0p} + \delta\alpha e^{\pm i\omega_{opt}t}) (\mathbf{E}_0 e^{-i\omega_0 t}). \quad (2.45)$$

Multiplicando e derivando duas vezes a Equação 2.45 com relação ao tempo, tem-se:

$$\begin{aligned}
\ddot{\mathbf{P}} = & N_0\alpha_{0p}E_0\omega_0^2e^{-i\omega_0t} + \\
& \delta N\alpha_{0p}E_0(\omega_0 \pm \omega_{ac})^2e^{-i(\omega_0 \pm \omega_{ac})t} + \\
& N_0\delta\alpha E_0(\omega_0 \pm \omega_{opt})^2e^{-i(\omega_0 \pm \omega_{opt})t}.
\end{aligned} \tag{2.46}$$

Na Equação 2.46, por ser muito pequeno frente aos demais, os termos que dependem do produto entre as flutuações são desprezados (ARGUELLO, 1970). O primeiro termo representa o retro-espalhamento Rayleigh. Este processo de retro-espalhamento depende da amplitude inicial das grandezas envolvidas e não altera as propriedades ópticas do meio. Ele é gerado a partir de não homogeneidades estacionárias, como os defeitos estruturais e topológicos mencionados na seção 2.1.2.2. Para entender os outros dois termos, deve-se lembrar que os constituintes do meio estão em constante movimento de vibração e que este movimento pode ser dividido em dois grupos: modo de vibração acústico e modo de vibração óptico. No modo de vibração acústico, os núcleos movem-se em fase, de forma que a polarizabilidade é constante. Neste caso, a variação na polarização decorre da flutuação na densidade de momentos de dipolo,  $\delta N$ . A radiação gerada por esta componente é responsável pelas bandas do retro-espalhamento Brillouin. No modo de vibração óptico, os núcleos vibram fora de fase, gerando flutuação na polarizabilidade. A radiação gerada por esta flutuação é responsável pelas bandas do retro-espalhamento Raman (ARGUELLO, 1970).

Sobre os procesos de retro-espalhamento Brillouin e Raman, a presença dos sinais positivo e negativo indicam a existência de uma componente de frequência maior que a frequência da radiação incidente e outra com frequência menor que a frequência da radiação incidente. Na Seção 2.3, quando for apresentado os estudos sobre o retroespalhamento Brillouin, estas componentes serão tratadas e esclarecidas. Por hora basta saber de sua existência.

### 2.2.1.1 Espectro de espalhamento de luz por dielétrico

Da análise da seção anterior, pode-se concluir que o espectro da radiação retro-espalhada é formado por cinco bandas: duas associadas com o retro-espalhamento Brillouin, duas relacionadas com o retro-espalhamento Raman e uma relacionado com o retro-espalhamento Rayleigh. Os processos de retro-espalhamento Brillouin e Raman estão relacionados com a dinâmica do meio, já o retro-espalhamento Rayleigh

está relacionado com as não homogeneidades estacionárias.

O aspecto geral do espectro de retro-espalhamento está representado na Figura 2.11. Ele é formado por cinco bandas, sendo o espalhamento Rayleigh central a banda dominante, mais intensa. As duas bandas laterais mais próximas da banda central são as bandas referentes ao processo de retro-espalhamento Brillouin. As bandas mais afastadas da frequência central são as bandas referentes ao processo de retro-espalhamento Raman. Neste espectro apresenta-se também o retro-espalhamento Rayleigh-asa. Este processo de espalhamento está associado com a desorientação entre as moléculas do meio. Ele tem uma largura espectral grande e sua frequência central é a mesma frequência do espalhamento Rayleigh central. As componentes com frequência menor que a frequência central são chamadas de componente Stokes, por outro lado, as componentes com frequência maior que a frequência central são chamadas de frequência anti-Stokes (BOYD, 2008).

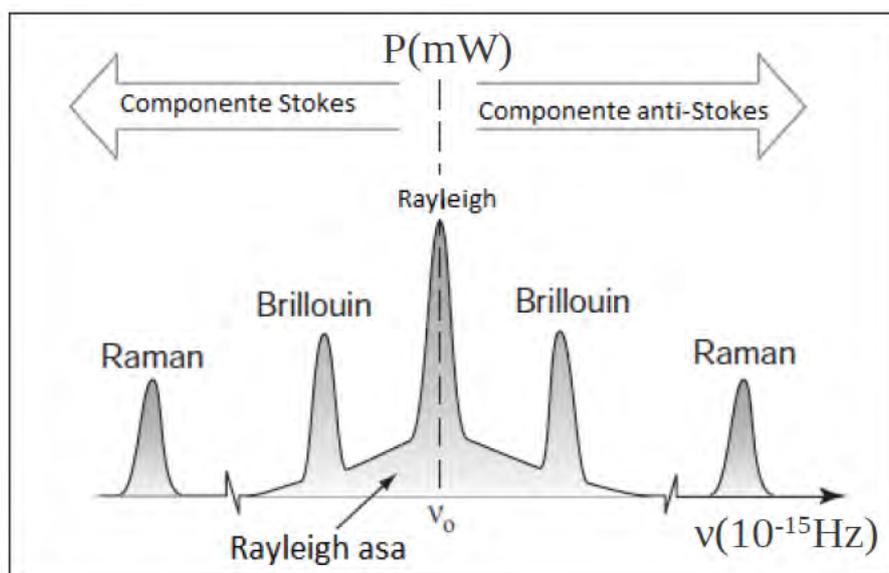


Figura 2.11 - Esquema representativo do espectro de retroespalhamento Brillouin, Rayleigh e Raman.

As vibrações térmicas e a flutuação na disposição dos átomos no meio são não homogeneidades intrínsecas, ou seja, sua existência independe da presença do campo óptico incidente, portanto faz parte da natureza do meio. A polarização desenvolvida pela ação do campo óptico sofre influência destas flutuações, gerando o campo espalhado, que pode ser calculado com auxílio das Equações de Maxwell. Este processo

de espalhamento é chamado de espalhamento espontâneo.

Quando as não homogeneidades são moduladas por algum agente externo, então o processo de espalhamento é considerado estimulado. Aqui vale ressaltar que, em meios homogêneos só ocorre espalhamento espontâneo, pois qualquer modulação desfaz a homogeneidade. O processo de eletrostricção, que será tema de estudo mais adiante, é uma forma de modular o índice de refração do meio e gerar o retro-espalhamento estimulado.

Em geral, o espalhamento de luz é classificado como elástico quando a frequência da radiação espalhada é igual frequência da luz incidente. Se as frequências são diferentes, então o espalhamento é não-elástico. Em ambos os casos quando a intensidade do campo incidente é pequena o suficiente para não promover alteração nas propriedades ópticas do meio, então o processo é chamado de linear. Como já mencionado, quando a intensidade do campo óptico incidente é igual ou maior que a intensidade do campo atômico, as propriedades ópticas sofrem forte alteração, então o processo é classificado como não-linear.

Desta reflexão, pode-se concluir que o termo elástico e/ou não-elástico refere-se aqui a relação entre as frequências envolvidas no processo de espalhamento, já o termo linear e não-linear refere-se à relação entre a intensidade do campo óptico incidente e do campo atômico.

### **2.2.2 Interação da radiação ionizante com sílica amorfa ( $a - SiO_2$ ).**

Diferentemente do caso anterior, quando um material é colocado sob influência de um campo de radiação ionizante, ele é bombardeado com elétrons, fótons (raios gama), íons de hélio (partículas alfa), prótons e nêutrons. Estas radiações induzem dois tipos diferentes de alteração no meio material, a ionização e o deslocamento atômico. A alta energia e sua massa considerável faz dos neutrons os principais responsáveis pelo deslocamento atômico. Outras formas de radiação ionizante, como a radiação gama, são responsáveis pela ionização do material. Este último efeito é menos prejudicial ao meio se comparado com o deslocamento atômico (ALFEELI, 2009), mas, ainda assim, tem seu peso, pois é o principal responsável pela ionização no material (CURKOVICT, 1983). A Figura 2.12 é uma representação esquemática do processo de ionização.

Quando a energia do fóton incidente é grande o suficiente para arrancar um elétron

da estrutura da partícula, produzindo ionização, um certo número de defeitos aparecem. Isto inclui a criação de vacâncias ou centros de cor tipo-E, radicais peróxidos e oxigênios não completos. Os defeitos decorrentes de oxigênios não completos são formados quando o oxigênio perde elétron. Os centros de Cor tipo-E são átomos de silício com falta de elétrons devido ao fato de que ele está ligado, somente, a três oxigênio. Os peróxidos são quaisquer compostos formados com o oxigênio que perde elétron. Todas estas estruturas são pares elétron/buraco, que funcionam como defeitos na matriz da sílica (SANDHU et al., 2008).

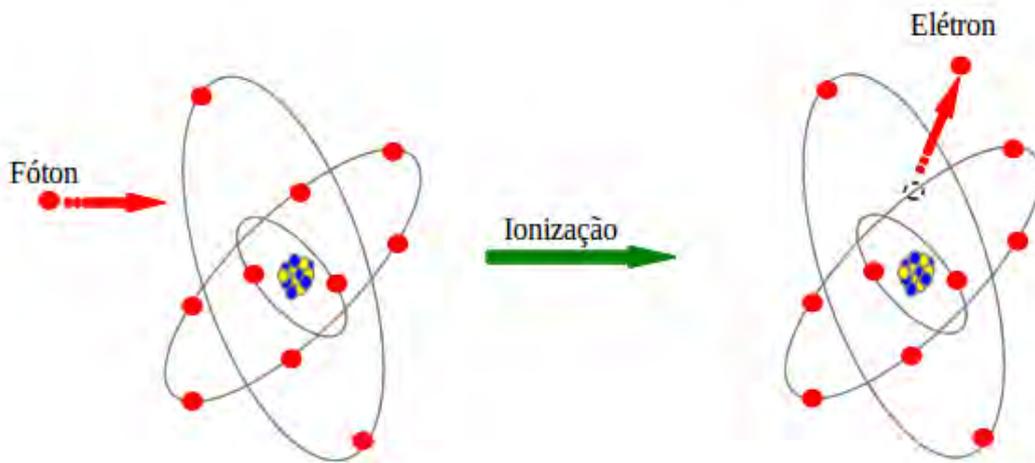


Figura 2.12 - *Representação esquemática da produção de um átomo ionizado. Um fóton, com energia suficiente para romper a ligação do elétron com o núcleo atômico, atinge o elétron, desligando-o do átomo.*

A Figura 2.13 é uma representação dos defeitos tipo vacância, interstício e peróxido, formados na matriz de sílica. As vacâncias são formadas pela ausência de átomos em posições onde, originalmente, seria ocupado por átomos. Na Figura 2.13-a, à esquerda, um elemento do sólido sem a vacância, à direita, o mesmo elemento com a presença de uma vacância. Esta ausência de átomo na posição indicada forma um centro de cargas negativas, os centros de cor tipo-E. O ponto P, na Figura 2.13-b representa um defeito do tipo peróxido, o oxigênio não está ligado a qualquer outro átomo. Na região assinalada por I da mesma figura, está representado um defeito intersticial. Estes defeitos considerados, tanto podem estar presentes na estrutura

decorrentes do processo de formação da sílica quanto por processo de ionização. No primeiro caso, eles são chamados de defeitos intrínsecos, já no segundo caso são classificados como defeitos extrínsecos (ALFEELI, 2009).

Os defeitos intrínsecos e extrínsecos interagem entre si dentro da fibra óptica, gerando novos defeitos cuja banda de absorção pode ser diferente tanto das bandas extrínseca quanto intrínseca. Estes defeitos decorrentes da recombinação também são classificados como defeitos extrínsecos, (SANDHU et al., 2008). A Figura 2.14 apresenta vários centros de cor com suas respectivas bandas de absorção, (GAVRILOV, 1997). Esta nova configuração da estrutura atômica na sílica causa absorção da luz que se propaga na fibra. Devido a esta propriedade, estas configurações tem sido classificadas como centro de cor, pois mudam a cor do material (BISHAY, 1970).

Diferentes defeitos pontuais apresentam absorção em diferentes regiões espectrais. Por exemplo, o oxigênio incompleto apresenta banda de absorção em 440 nm e 620nm, defeitos tipo-E absorvem em 215 nm (KAKUTA et al., 1998). Isto significa que diferentes centros de cor produzem diferentes cores, e podem ser identificados dentro da matriz de sílica. Considera-se que estes defeitos pontuais são os principais responsáveis pela atenuação do sinal óptico na fibra óptica, quando esta é bombardeada por radiação gama (SANDHU et al., 2008).

As propriedades físicas acima mencionadas estão relacionadas com as ligações químicas e o arranjo eletrônico na estrutura que forma a molécula de sílica fundida. Fratura, dureza e resistência à corrosão originam-se a partir da forte ligação covalente entre átomos de *Si* e *O*, enquanto a transparência e a baixa condutividade surgem a partir da grande diferença de energia entre a banda de valência e a banda de condução, que é de 9 eV. Os valores apresentados na Figura 2.14 estão todos abaixo de 9 eV, ou seja, na região entre as bandas de condução e valência (CANNAS, 1998).

Do ponto de vista da investigação fundamental, os defeito pontuais incorporado em sistemas vítreos, como a sílica ( $a-SiO_2$ ), é uma questão atraente em física do estado sólido que ainda tem questões a serem tratadas. Em particular, a determinação das propriedades de um certo defeito, extrínseco ou intrínseco, em função de sua vizinhança ainda não é completamente compreendida (SPOREA et al., 2010).

Uma das principais dificuldades na abordagem à esta investigação é a falta de regularidade na ordem de longo alcance da sílica que não permite que as simplificações,

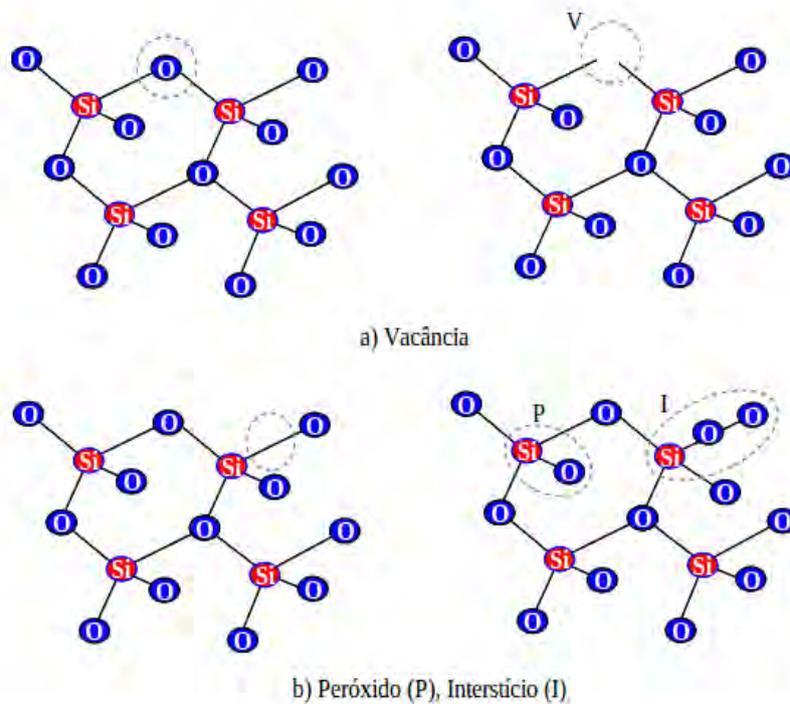


Figura 2.13 - Representação esquemática de alguns tipo de defeitos que podem existir na meio material formado por Sílica fundida.

como as propriedades de simetria ou o uso da teoria de grupos, utilizadas no estudo de defeitos pontuais em cristais (WATTS, 1997), sejam também utilizadas. Portanto, embora amplamente investigada, muitos aspectos relativos às propriedades destes defeitos pontuais na sílica ( $\alpha - SiO_2$ ), e sua estrutura são ainda tema de discussão.

A presença de defeitos em uma matriz cristalina ou amorfa pode modificar, fortemente, as propriedades elétricas e ópticas do meio material em níveis de energia que, sem os centros de cor, não seriam tão alterados. De fato, estes defeitos existem em diferentes estados eletrônicos localizados, causando centros de atividade óptica como absorção e luminescência. Mesmo se estas transições estiverem localizadas num ponto que é defeito intrínseco, o espectro óptico será influenciado pelo fato de que eles são incorporados em uma matriz (CANNAS, 1998).

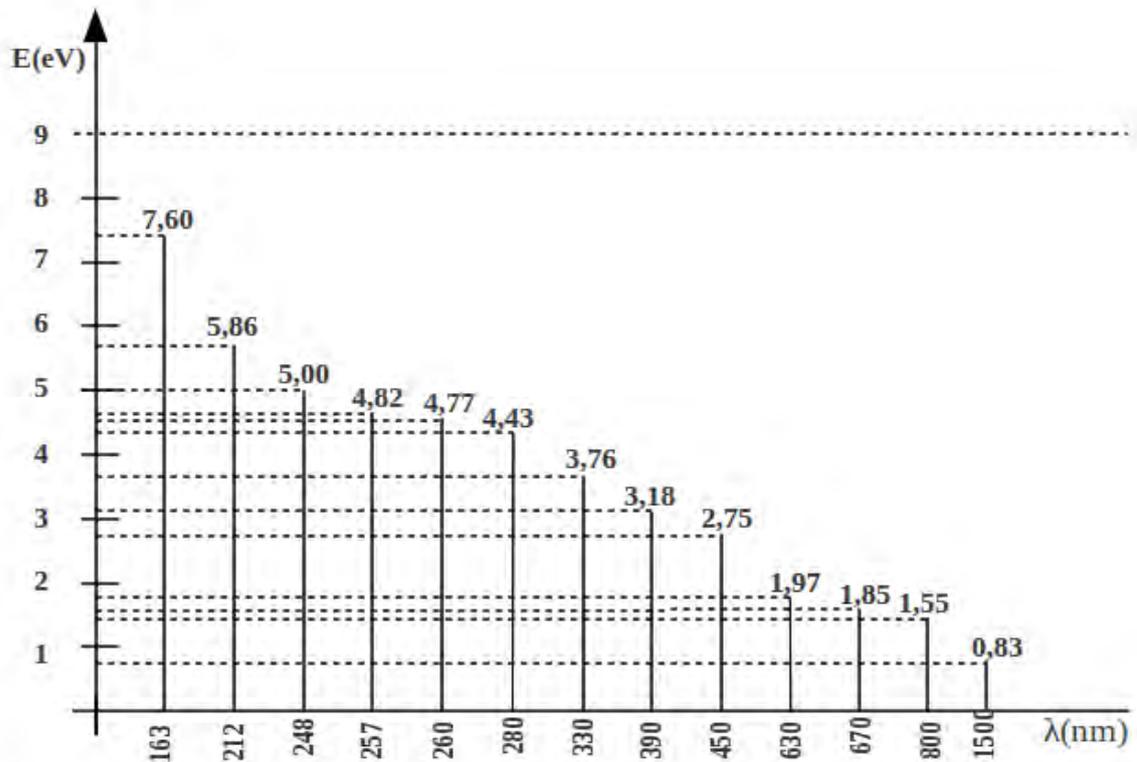


Figura 2.14 - Alguns centros de cor com suas respectivas bandas de absorção e energia de transmissão, produzidos por irradiação gama em sílica (GAVRILOV, 1997). Uma busca na literatura revelou que centros de cor acima de 1000 nm são pouco prováveis.

Em uma molécula isolada, a energia do fóton envolvido numa transição tem de corresponder, exatamente, à diferença entre os níveis eletrônicos envolvidos cuja emissão é limitada apenas pelo tempo de vida do estado excitado. Já no caso de uma molécula em um sólido, a energia do sistema depende não só do estado eletrônico local, mas também do seu acoplamento com o sólido. Neste caso, numa transição óptica, a energia pode ser utilizada tanto para realizar transição eletrônica como também transferir energia para a rede, gerando fônons, portanto realizando transições vibracionais da rede. Em um material amorfo, onde não há regularidade na distribuição molecular, a energia associada às transições entre os níveis eletrônicos são largamente distribuídas, ampliando ainda mais o espectro óptico. Os mecanismos de alargamento, tais como tempo de vida, interação elétron-fônon, alargamento homogêneo definem o perfil espectral (CANNAS, 1998).

Um método utilizado para trabalhar com a interação entre vibrações da rede e elétrons, também conhecida como interação elétron-fônon, considera que os estados eletrônicos localizados de um defeito pontual interagem com um pequeno número de vizinhos. Estes vizinhos formam um sistema de  $N$  núcleos e  $n$  elétrons, portanto é um problema de muitos corpos. Basicamente, o problema consiste em trabalhar com a Hamiltoniana dos núcleos e a Hamiltoniana dos estados eletrônico acoplados aos núcleos (WATTS, 1997; CANNAS, 1998).

Considerando somente a questão da propagação da luz em fibra óptica, portanto, deconsiderando quais centros foram gerados pela radiação ionizante, ou seja, assumindo que eles existam e obedecam todas as características já mencionadas, a perda no sinal óptico pode ser calculada da seguinte forma:

$$\alpha(\lambda, t_e) = \frac{-10}{L} \log_{10} \left( \frac{I(\lambda, t_e)}{I_0(\lambda, t_{e0})} \right). \quad (2.47)$$

A Equação 2.47 mostra que a perda do sinal óptico é uma combinação entre o comprimento de onda da luz propagante e o tempo de exposição à radiação ionizante. A dose de radiação ionizante está, indiretamente, computada pelo tempo de exposição. A equação 2.47 não especifica qual tipo de defeito promoveu a perda, portanto, ela é resultado da contribuição de todas as fontes de perda, não homogeneidades ou defeitos, presentes na fibra óptica. O centro de cor é um grupo dentre todas as possíveis fontes de perda.

### 2.3 Espalhamento Brillouin e Rayleigh em fibra óptica.

Esta seção é devotada a apresentação do modelo mais utilizado para descrever os processos de retroespalhamento Brillouin e Rayleigh em fibra óptica. Inicia-se com a descrição da parte teórica relativa à propagação de onda eletromagnética em meios dielétricos. Na sequência, apresenta-se a descrição destes processos nos regimes espontâneo e estimulado. São obtidas as equações tanto para o regime espontâneo quanto para o regime estimulado. Enfatiza-se o papel da eletrostricção no processo de espalhamento. As particularidades destes processos em fibra óptica, juntamente com a relação entre os processos Rayleigh, Brillouin e Raman é o tópico da última parte.

### 2.3.1 Propagação de onda electromagnética em meios dielétricos

Para a propagação da luz no vácuo, a descrição ondulatória clássica é adequada. A partir das equações de Maxwell na forma diferencial, chegamos à equação do movimento ondulatório:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.48)$$

Num meio material dielétrico, as características da propagação da onda eletromagnética são bastante alteradas com relação a sua propagação no vácuo. Estas alterações são representadas pela polarização  $\mathbf{P}$ , que representa a reação do meio à presença do campo elétrico (GRIFFITHS, 1999; JACKSON, 1999). Neste caso a equação 2.48 pode ser escrita como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (2.49)$$

No regime linear, em um meio isotrópico e homogêneo, a polarizabilidade depende linearmente do campo eletromagnético incidente e pode ser tratada como constantes (GRIFFITHS, 1999; JACKSON, 1999). Esta relação pode ser expressa como:

$$\mathbf{P}_L = N\alpha\mathbf{E} = \epsilon_0\chi_m\mathbf{E}, \quad (2.50)$$

onde o índice  $L$  ressalta a relação linear entre a polarização e o campo elétrico incidente. O termo  $\chi_m$  representa valor médio da susceptibilidade no meio. Tendo em conta esta dependência linear e substituindo-a em 2.49, obtém-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.51)$$

A única diferença entre as Equações 2.51 e 2.48 é presença do termo que representa a velocidade da luz no meio. Para um meio material, a velocidade da luz é definida como  $c = c_0/n$ . No entanto, um meio real não é homogêneo nem mesmo isotrópico. Líquidos e sólidos, por exemplo, embora homogêneos na escala macroscópica, apresentam variações microscópicas de densidade, pressão, etc. Além disso, toda a

matéria é, em última análise, constituída por átomos/moléculas, de modo que é não homogênea nesta escala, ( $\approx 10^{-10}$  m). A descrição dos modos normais, apresentado no Capítulo 1, é um bom argumento para esta consideração. Naquele momento, foi mostrado que, numa escala microscópica, o meio sólido é formado por unidades básicas e, que, mesmo no zero absoluto, estão em constante movimento. Este constante movimento gera perturbações nas propriedades ópticas do meio material, como é o caso da susceptibilidade dielétrica. Outras fontes de não homogeneidades são os defeitos pontuais que, embora sejam estacionários, promovem flutuação local tanto na densidade quanto na composição química. Para contabilizar estas flutuações, escreve-se a susceptibilidade dielétrica como:

$$\chi(t) = \chi_m + \Delta\chi(\mathbf{r}, t). \quad (2.52)$$

Neste caso, ela representa a flutuação da susceptibilidade que decorre, tanto das vibrações térmicas quanto das não homogeneidades fixas, sempre presentes no meio. Substituindo a Equação 2.52 na Equação 2.50, obtém-se:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0\chi_m\mathbf{E} + \epsilon_0\Delta\chi\mathbf{E} = \epsilon_0\chi_m\mathbf{E} + \Delta\epsilon\mathbf{E} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{ind}. \quad (2.53)$$

Substituindo a Equação 2.53 na Equação 2.49, obtém-se duas equações. Uma é a própria Equação 2.51, a outra equação está associada com a presença das flutuações do meio material. Esta última equação é dada por:

$$\nabla^2\mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2\mathbf{P}_{ind}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2(\Delta\epsilon\mathbf{E})}{\partial t^2}. \quad (2.54)$$

Esta equação representa a onda espalhada pelas flutuações presentes no meio, ou no caminho óptico.

Foi mencionado na Seção 2.2.1 que o espectro eletromagnético da luz retroespalhada é composto pelas componentes Rayleigh, Brillouin e Raman. Para que a flutuação na constante dielétrica represente esta característica, ela deve ser escrita como um tensor. Assim :

$$\Delta\epsilon_{ij} = \Delta\epsilon\delta_{ij} + \Delta\epsilon_{ij}^t. \quad (2.55)$$

Na Equação 2.55, o primeiro termo, a direita, está associado com os elementos da diagonal da matriz,  $\Delta\epsilon_{ii}$ . As flutuações relacionadas com este termo são aquelas que não geram variação na polarizabilidade, tais como as flutuações na densidade, na temperatura, na entropia e na pressão. As origens destas flutuações são os fônons acústicos e os defeitos pontuais. Este termo representa os processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh (BOYD, 2008; ARGUELLO, 1970). Ainda na Equação 2.55, o segundo termo representa os elementos fora da diagonal,  $\Delta\epsilon_{ij}^t$ . Eles podem ser decompostos em uma componente simétrica e outra anti-simétrica. As flutuações relacionadas com este termo são aquelas que geram variação na polarizabilidade, como os fônons ópticos. Este termo representa os espalhamentos Rayleigh-asa (componente simétrica) e Raman (componente anti-simétrica) (FELLAY, 2003; BOYD, 2008; ARGUELLO, 1970).

### 2.3.2 Espalhamento de luz em regime espontâneo

Em um gás diluído, as interações entre as moléculas são suficientemente limitadas de modo que uma teoria microscópica de espalhamento de luz por moléculas individuais é suficiente. Em um sólido, no entanto, um tratamento termodinâmico é mais adequado. Uma primeira aproximação muito utilizada para resolver a Equação 2.54 é considerar que o meio é isotrópico e homogêneo, de forma que a constante dielétrica pode ser tratada como um escalar. Aos olhos dos conceitos discutidos na seção anterior, esta aproximação exclui a descrição dos processos de espalhamento Raman e Rayleigh-asa deste modelo. Neste caso, somente os processos de espalhamento Rayleigh e Brillouin podem ser avaliados.

De forma geral, a constante dielétrica pode ser escrita em termos da densidade e da temperatura, porém, a contribuição da temperatura neste processo é de aproximadamente 2% (BOYD, 2008). Assim, em termos de variáveis termodinâmicas, ela é definida como;

$$\Delta\epsilon = \left( \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T \Delta\rho, \quad (2.56)$$

onde

$$\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right)_T = \gamma_e \rho_0. \quad (2.57)$$

A flutuação na densidade,  $\Delta\rho$ , pode ser escrita em termos da pressão  $p$  e da entropia  $s$  (BOYD, 2008), como:

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s \Delta p + \left(\frac{\partial \rho}{\partial s}\right)_p \Delta s. \quad (2.58)$$

O primeiro termo descreve as flutuações adiabáticas e o segundo termo representa flutuações isobáricas na densidade. A equação mostra que os termos têm naturezas diferentes. O primeiro termo está relacionado com variação na pressão, portanto está relacionado com processos dinâmicos como os fônons acústicos. Esta componente leva ao estudo espalhamento Brillouin. O segundo termo refere-se com variação na entropia, portanto, está relacionada com os defeitos pontuais, e as desordens topológicas e estruturais presentes no meio. É válido observar que ele não tem o caracter dinâmico como a flutuação na pressão. Este termo leva ao estudo do processo de espalhamento Rayleigh.

### 2.3.2.1 Espalhamento Rayleigh

Fazendo  $\Delta p = 0$  na Equação 2.58, ou seja, considerando um sistema cujas transformações ocorrem a pressão constante, sendo então isobáricas, a flutuação na densidade pode ser escrita como:

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial s}\right)_p \Delta s. \quad (2.59)$$

A flutuação na entropia é solução da equação de difusão (BOYD, 2008), dada por:

$$\rho c_p \frac{\partial \Delta s}{\partial t} - \kappa_T \nabla^2 \Delta s = 0. \quad (2.60)$$

A solução desta equação é:

$$\Delta s = \Delta s_0 \exp(-\delta t) \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}). \quad (2.61)$$

A taxa de decaimento da perturbação que representa a entropia é dada por :

$$\delta = \frac{\kappa}{\rho c_p} q^2. \quad (2.62)$$

Considerando que a onda eletromagnética incidente seja monocromática, ela pode ser dada por:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{L0} e^{i(\mathbf{K}_L \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)} + c.c. \quad (2.63)$$

Com as Equações 2.63, 2.61 e 2.59, tem-se todos os elementos conceituais formulados para se calcular a onda espalhada. Para isto, basta substituir estas equações na Equação 2.54 e resolvê-la. A solução é então, a onda eletromagnética espalhada pela flutuação na constante dielétrica decorrente da desorganização estrutural e topológica presente no caminho óptico. Como está representado na Equação 2.60, não existe qualquer fonte externa gerando a flutuação na entropia. Este fato caracteriza o processo como sendo espontâneo. A ausência de gradiente de pressão indica que as partículas que geram a flutuação estão fixas, de forma que a variação na frequência é nula, pois não existe efeito Doppler. Este fato caracteriza o processo como sendo elástico.

Foi visto, então que, a ausência de flutuação de pressão no meio leva ao espalhamento Rayleigh. Na sequência é apresentado a consequência da presença de flutuação na pressão e ausência de flutuação de entropia.

### 2.3.2.2 Espalhamento Brillouin

Fazendo  $\Delta s = 0$  na Equação 2.58, ou seja, considerando um sistema cujas transformações ocorrem a entropia constante, portanto, que são adiabáticas, a flutuação na densidade pode ser escrita como:

$$\Delta \rho = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \Delta p. \quad (2.64)$$

A flutuação na pressão é solução da equação de onda (BOYD, 2008), dada por:

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial^2 t} - \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \Delta p}{\partial t} - v_a^2 \nabla^2 \Delta p = 0, \quad (2.65)$$

$$v_a = \sqrt{\frac{1}{C_s \rho}}. \quad (2.66)$$

A solução desta equação é:

$$\Delta p = \delta p_0 \exp[i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega_{ac} t)] + c.c.. \quad (2.67)$$

Esta equação representa a flutuação de pressão no meio, provocada por uma onda acústica que se propaga neste meio. Esta perturbação propaga-se na direção  $\mathbf{q}$  com frequência  $\omega_{ac}$ .

Os comprimentos de onda característico das ondas acústicas, em sílica, são grandes em comparação com as dimensões das moléculas influenciadas por ela. Desta forma, quando uma perturbação acústica passa em uma certa região do meio, ela desloca um grande número de partículas. Este deslocamento, que ocorre na direção  $\mathbf{q}$ , tem um característica coletiva, ou seja, muitas partículas deslocam-se na mesma direção, pois estão sob a mesma perturbação. Esta característica de coletividade é também chamada de não localidade, e os eventos associados com a onda acústica são também não locais. Como mencionado na Seção 2.1.2.3, os fônons acústicos têm a mesma frequência da onda acústica presente no meio, portanto, os efeitos envolvidos com estes fônons são não locais. A idéia de não localidade está relacionada com o grande número de partículas que são influenciadas pela perturbação acústica. Uma boa referência sobre efeitos não locais e suas consequências pode ser encontrado em Eringen e.t al. (ERINGEN, 2002).

Utilizando a hipótese de que a onda incidente é monocromática, inserindo a Equação 2.67 na Equação 2.64, obtém-se a densidade em termos da flutuação de pressão. Levando este último resultado na Equação 2.56, obtém-se a constante dielétrica em termos da onda de flutuação de pressão. Por fim, substituindo este resultado na Equação 2.54, que representa a onda eletromagnética espalhada, obtém-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_{as} + c.c., \quad (2.68)$$

$$\mathbf{F}_s = \frac{\gamma_e C_s}{2} \Delta p_0 E_{L0} [(\omega_L - \omega_{ac})^2 \exp[i(\mathbf{K}_L - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - i(\omega_L - \omega_{ac})t]], \quad (2.69)$$

$$\mathbf{F}_{as} = \frac{\gamma_e C_s}{2} \Delta p_0 E_{L0} [(\omega_L + \omega_{ac})^2 \exp[i(\mathbf{K}_L + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - i(\omega_L + \omega_{ac})t]]. \quad (2.70)$$

A solução da Equação 2.68 representa a onda óptica espalhada pela flutuação na constante dielétrica decorrente da flutuação de pressão. Como está representado na Equação 2.65, não existe qualquer fonte externa gerando a flutuação na pressão. Este fato caracteriza o processo como sendo espontâneo. A presença das duas componentes de frequência indicam que a frequência da radiação espalhada é diferente da frequência da radiação incidente, portanto, que o processo é não elástico. A energia associada com esta frequência é a energia do fônon térmico (acústico), definido na Seção 2.1.2.3. A frequência óptica definida na Equação 2.71 é chamada de frequência Brillouin Stokes, e a frequência definida na Equação 2.72 é chamada de frequência Brillouin anti-Stokes.

$$\omega_L - \omega_{ac} = \omega_S, \quad (2.71)$$

$$\omega_L + \omega_{ac} = \omega_{AS}. \quad (2.72)$$

### 2.3.3 Deslocamento Brillouin

Foi visto na Seção 2.1.2.1 que os modos de vibração são vibrações estacionárias ou não propagantes. Seu constante movimento perturba a vizinhança gerando uma perturbação, na distribuição da pressão, da densidade e da posição das partículas. Esta perturbação se propaga em todas as direções do meio. No caso da fibra óptica, a perturbação na direção longitudinal é a mais eficiente no processo de acoplamento com a luz. A perturbação que se propaga na direção transversal ao eixo longitudinal da fibra óptica pode ser desprezada (DAINESE, 2006). Esta perturbação propaga-se como uma onda acústica, com vetor de onda  $\mathbf{q}$  e frequência  $\omega_{ac}$  (BOYD, 2008; BANERJEE, 2004; BRILLOUIN, 1922). A consequência da perturbação propagante é

a geração de regiões de compressão-rarefação no meio, que por sua vez atuam como um espelho. Classicamente, é esta estrutura tipo grade de Bragg que espalha a luz incidente. Na Figura 2.15, os planos representam as cristas da onda acústica que é a região de compressão máxima  $a$ , enquanto a região entre os planos representa a região de rarefação ou, equivalentemente, o vale da onda acústica.

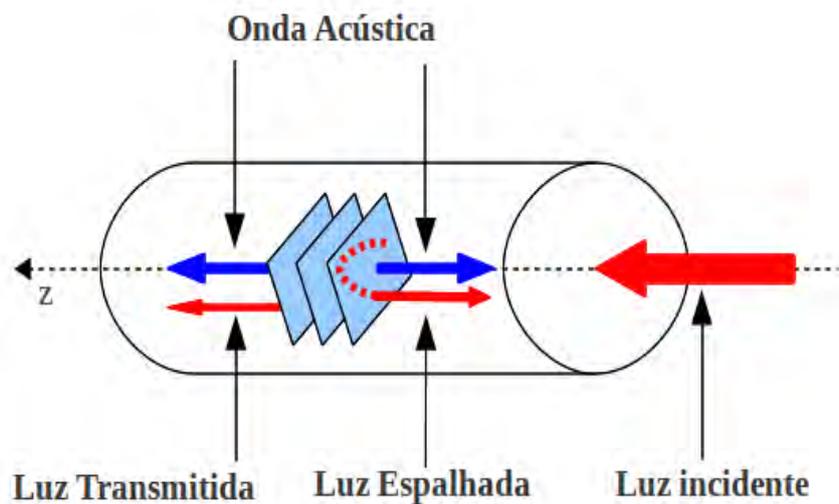


Figura 2.15 - *Esquema representativo da geometria envolvida no retro-espalhamento Brillouin. A onda de bombeamento é injetada no interior da fibra óptica, e tem parte da energia refletida pelo efeito espelho, decorrente da região de compressão, gerada pela onda acústica. Parte desta onda é transmitida.*

A frequência Brillouin Stokes, Equação 2.71, é gerada pelas partículas que são deslocadas, pela onda de pressão, na mesma direção e sentido da onda óptica incidente, já a frequência Brillouin anti-Stokes é gerada pelas partículas que são deslocadas, pela onda de pressão, na mesma direção e sentido contrário ao da onda óptica incidente. Como a frequência da onda acústica é a mesma para ambas as situações, o espectro do espalhamento Brillouin espontâneo é formado por duas frequências que são simétricas com relação a frequência do campo óptico incidente. A distância, em frequência, entre a frequência da onda óptica incidente e frequência da onda Brillouin Stokes ou anti-Stokes é chamada de deslocamento Brillouin. A Figura 2.15 representa uma situação genérica para o espalhamento Brillouin. A partir dela e considerando que  $|k_L \approx k_S|$ , pode-se escrever que:

$$|\mathbf{q}| = 2|\mathbf{K}_L|\sin(\theta/2). \quad (2.73)$$

A relação de dispersão acústica e óptica para as ondas envolvidas são:

$$\omega_S = \frac{|\mathbf{k}_s|c}{n}, \quad (2.74)$$

$$\omega_0 = \frac{|\mathbf{K}_L|c}{n}, \quad (2.75)$$

$$\omega_{ac} = |\mathbf{q}|v_a. \quad (2.76)$$

Substituindo a Equação 2.73 na Equação 2.76 e resolvendo a Equação 2.75 para  $|\mathbf{K}_L|$ , obtém-se:

$$\omega_{ac} = 2n\omega_0\frac{v_a}{c}\sin(\theta/2). \quad (2.77)$$

A Equação 2.77 mostra que o deslocamento Brillouin, para um meio com índice de refração  $n$  e cujo bombeamento tem frequência fixa, depende da velocidade da onda acústica e do ângulo de espalhamento. Levando em conta a definição de velocidade da onda acústica dada pela Equação 2.66, qualquer variação na densidade do meio gera variação na velocidade da onda acústica e, conseqüentemente, promove variação no deslocamento Brillouin. Esta característica é muito importante. Ela leva à utilização do espalhamento Brillouin como um efeito sensor a perturbações que geram variações na densidade do meio, como deformação mecânica e temperatura (??). Outra consideração importante sobre esta equação refere-se à dependência angular. O deslocamento Brillouin é mínimo para ângulos no entorno de  $\theta = 0^0$ , e máximo para ângulos no entorno de  $\theta = 180^0$ . No caso de fibra óptica, o espalhamento que se propaga está  $180^0$  com relação a incidência assim, o deslocamento Brillouin é:

$$\omega_{ac,max} = \Delta\nu_{Bmax} = 2n_{ir}\frac{\omega_0 v_a}{c}. \quad (2.78)$$

Do ponto de vista quântico, o processo de retroespalhamento Brillouin Stokes pode ser considerado como um processo de aniquilação de um fóton incidente, seguido pela criação de um fônon e de um fóton com frequência menor que a frequência do fóton incidente. Por outro lado, o processo de espalhamento Brillouin anti-Stokes é considerado como um processo de aniquilação de um fóton incidente e de um fônon presente no meio, seguido pela emissão de um fóton com frequência maior que a frequência do fóton incidente. Assim, o retroespalhamento Brillouin Stokes é um processo de criação de fônon e o retroespalhamento Brillouin anti-Stokes é um processo de aniquilação de fônon (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007). Desda forma, a amplificação da onda acústica representa uma amplificação da componente Brillouin Stokes, já que está associada com a criação de fônon.

Uma vez conhecido o deslocamento Brillouin, pode-se calcular o comprimento de onda da onda acústica em função desta grandeza. Para isto, considere que

$$v_a = \lambda_a \omega_{ac} = \lambda_a \Delta\nu_{Bmax}. \quad (2.79)$$

$$\lambda_a = \frac{v_a}{\Delta\nu_{Bmax}}, \quad (2.80)$$

que representa a periodicidade espacial da onda que participa do espalhamento Brillouin espontâneo.

Embora tenha sido considerado que a onda óptica espalhada tem frequência única, ou seja, é monocromática, isto não é bem verdade, ela apresenta uma largura de linha que é proporcional ao tempo de vida do fônon envolvido no processo. Então, a largura de linha do espalhamento Brillouin, definida como o inverso do tempo de vida do fônon, é  $\tau = 1/|q|^2\gamma$ , onde  $\Gamma$  é a taxa de decaimento do fônon (BOYD, 2008) é dada por:

$$\delta\omega = \frac{1}{\tau_a c} = |q|^2 \Gamma = 4\Gamma \frac{n^2 \omega_L^2}{c^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.81)$$

Foi mostrado, então, que o espalhamento resulta das flutuações nas propriedades ópticas do meio. Na seção seguinte é avaliado o processo de espalhamento quando

se excita flutuações, portanto são estimuladas.

### 2.3.4 Espalhamento Brillouin estimulado

Nesta seção são obtidas e discutidas as equações governantes para o retro-espalhamento Brillouin estimulado, no que se refere a eletrostricção.

#### 2.3.4.1 Efeito não linear

Como mencionado na seção anterior, uma onda eletromagnética propagando em um meio é representada pela Equação 2.54. Naquele momento, foi considerado que a polarização apresenta uma relação linear com o campo óptico incidente. Com esta aproximação, foi possível encontrar a equação governante para o espalhamento de luz em regime espontâneo. Esta aproximação é válida enquanto a intensidade do campo externo é muito menor que a intensidade do campo atômico, nesta situação, a relação entre o campo elétrico óptico e a polarização é linear. Como consequência desta linearidade, uma componente espectral presente no meio não é afetada pela presença das demais componentes. O cenário muda consideravelmente quando a intensidade do campo elétrico óptico incidente aproxima-se do valor da intensidade do campo elétrico atômico.

Basicamente, os efeitos ópticos não-lineares em meios dielétricos, decorrem da aplicação de intensos campos elétrico ópticos neste meio. A resposta intrínseca do meio à aplicação de campos elétrico intensos é uma mudança na configuração da sua nuvem eletrônica em relação a sua configuração de equilíbrio (BLOEMBERGEN, 1996; BUTCHER; COTTER, 1990). A susceptibilidade do material torna-se dependente da magnitude do campo elétrico associado a onda eletromagnética envolvida. Como resultado, a polarização induzida já não é uma função linear do campo elétrico associado a onda eletromagnética envolvida no meio, mas é dividida em duas partes: uma parte linear,  $P_L$ , e outra parte não linear  $P_{NL}$ . Neste novo cenário, a relação entre a polarização e o campo elétrico associado a onda eletromagnética envolvida é escrita como:

$$\mathbf{P} = [\epsilon_0\chi^{(1)}\mathbf{E} + \epsilon_0\chi^{(2)}\mathbf{E}^{(2)} + \epsilon_0\chi^{(3)}\mathbf{E}^{(3)} + \dots] = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}, \quad (2.82)$$

onde

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} E, \quad (2.83)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^{(2)} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^{(3)} + \dots \quad (2.84)$$

Levando as Equações 2.83 e 2.84 na Equação 2.54, a parte não linear torna-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\epsilon^{(1)}}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.85)$$

A polarização não-linear promove um acoplamento entre as componentes espectrais individuais e, dependendo das condições físicas, vários efeitos podem dominar o cenário da propagação do campo óptico incidente no núcleo da fibra óptica. Como mostra a Equação 2.82, a polarização é, de maneira geral, formada por termos de ordens diferentes. Cada ordem é responsável pelo surgimento de certos grupos de efeitos, sempre associados com condições de bombeamento e características do meio (BOYD, 2008). O termo de primeira ordem, representado por  $\chi^{(1)}$ , é responsável pelos efeitos lineares. A susceptibilidade de segunda ordem, representada por  $\chi^{(2)}$ , é responsável por efeitos tais como, geração de segundo harmônico e geração de soma de frequências em materiais com ausência de simetria de inversão no nível molecular. O carácter centro simétrico da sílica lhe confere a susceptibilidade de segunda ordem igual a zero. Portanto, as fibras ópticas, convencionais, não exibem efeitos não-lineares de segunda ordem. A susceptibilidade de terceira ordem,  $\chi^{(3)}$ , é responsável pelos efeitos não lineares de mais baixa ordem em fibras ópticas. São os efeitos de espalhamento estimulado, Kerr óptico, geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas, auto-modulação de fase e modulação instabilidade. Todos estes efeitos têm gerado significativo interesse científico em uma ampla variedade de aplicações (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007).

Todos os processos mencionados acima são, geralmente, classificados como processos paramétricos e não paramétricos. O termo está longe de ser auto-explicativo (BOYD, 2008), mas, o processo paramétrico é amplamente utilizado para designar um processo em que os estados, inicial e final, do sistema são os mesmos, portanto, não altera o estado quanto-mecânico do meio onde ele ocorre. Fundamentalmente,

ocorre troca de energia entre fótons, elétrons e/ou fônons, permitindo ao sistema residir num estado virtual durante a interação mas, o tempo de vida é limitado pelo princípio da incerteza relativo à energia e tempo. Por outro lado, os processos que resultam em uma alteração do estado de energia do meio são denominados não-paramétrico. Os espalhamentos Brillouin e Raman são não-paramétricos, uma vez que os estados inicial e final do sistema são diferentes. Já o espalhamento Rayleigh é classificado como paramétrico, pois os estados, inicial e final, do sistema são iguais (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007).

### 2.3.4.2 Eletrostricção

A eletrostricção é definida como a tendência de certos materiais em deformarem-se na presença de uma campo elétrico. Este efeito funciona como um mecanismo de acoplamento entre as ondas acústicas e ópticas. Ele é consequência do aumento da energia interna de um meio (BOYD, 2008). Este efeito leva ao espalhamento Brillouin estimulado.

A energia potencial elástica por unidade de volume de um material imerso num campo elétrico de magnitude  $|E|$  é alterada com relação àquele valor na ausência do campo. Do ponto de vista microscópico, a presença do campo elétrico numa molécula, induz um momento de dipolo dado por  $\mathbf{p} = \epsilon_0 \alpha \mathbf{E}$ . A energia armazenada na molécula polarizada é:

$$U = - \int_0^E \mathbf{p} \cdot d\mathbf{E}' = \int_0^E \epsilon_0 \alpha \mathbf{E} \cdot d\mathbf{E}' = - \frac{1}{2} \epsilon_0 \alpha \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}' = - \frac{1}{2} \epsilon_0 \alpha E^2. \quad (2.86)$$

Considerando que o sistema é conservativo e o campo elétrico é não oscilante, a força atuando na molécula é dada por:

$$\mathbf{F} = - \nabla U = \frac{1}{2} \epsilon_0 \alpha \nabla(E^2). \quad (2.87)$$

O sinal positivo indica que a molécula é empurrada para a região onde o gradiente do campo elétrico aumenta. Com este resultado, é possível calcular a flutuação na densidade devido à ação desta força. Como situação ilustrativa, considere um capacitor imerso em um líquido dielétrico. Pelo último resultado, na presença do campo

elétrico, as moléculas são empurradas para a região entre as placas do capacitor, onde tem o maior gradiente de campo elétrico, aumentando a flutuação na densidade mássica,  $\Delta\rho$ . Com este aumento, a constante dielétrica na região entre as placas do capacitor sofre um acréscimo  $\Delta\epsilon$ , com relação a região fora das placas, dado por:

$$\Delta\epsilon = \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\Delta\rho. \quad (2.88)$$

O aumento na densidade de energia é:

$$\Delta u = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 \Delta\epsilon = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 \left( \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right) \Delta\rho. \quad (2.89)$$

De acordo com a primeira lei da termodinâmica, esta variação de energia é igual ao trabalho realizado para deformar o meio. Assim,

$$\Delta w = p_{st} \frac{\Delta V}{V} = - p_{st} \frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (2.90)$$

Na Equação 2.90,  $p_{st}$  representa a contribuição do campo elétrico no processo de deformação do meio material. Desde que  $\delta u = \Delta w$ , combinando a Equação 2.89 com a Equação 2.90, e resolvendo para  $p_{st}$ , obtém-se:

$$p_{st} = - \frac{1}{2}\epsilon_0 \rho \left( \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right) E^2 = - \frac{1}{2}\epsilon_0 \gamma_e E^2, \quad (2.91)$$

onde  $\gamma_e = \rho(\partial\epsilon/\partial\rho)$  é conhecido como constante eletrostrictiva. Duas características devem ser destacadas na Equação 2.91. Primeiro, que o sinal negativo mostra que a pressão eletrostrictiva é negativa na região onde o campo elétrico atua. Segundo, que a pressão eletrostrictiva varia linearmente com a amplitude do campo elétrico na região. Estas duas características mostram que o aumento da intensidade do campo elétrico diminui a pressão eletrostrictiva na região onde o campo elétrico atua. Assim, com o aumento da intensidade do campo elétrico, as moléculas são arrastadas para dentro da região entre as placas do capacitor e, portanto, a densidade mássica aumenta na região e, por conservação de energia, diminui na região de baixa densidade óptica. Esta variação na densidade pode ser calculada considerando que

$\rho = (\partial\rho/\partial p)\Delta p$ , onde  $\Delta p = p_{st}$  é a pressão eletrostrictiva. Pode-se escrever este resultado como:

$$\Delta\rho = -\rho \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial p} \right) p_{st} = -\rho C_s p_{st}. \quad (2.92)$$

Combinando este último resultado com a Equação 2.91, obtém-se:

$$\Delta\rho = \frac{1}{2}\epsilon_0\rho C_s\gamma_e E^2. \quad (2.93)$$

A Equação 2.93 representa a variação na densidade do material induzida pelo campo elétrico aplicado. No entanto, este movimento requer um intervalo de tempo que é grande, em comparação com o tempo de oscilação das ondas ópticas. O material é, portanto, incapaz de seguir a oscilação do campo  $E$ , porém é sensível ao valor médio  $\langle E \rangle$ . Desta forma, esta equação é válida para campos não oscilantes (BOYD, 2008). Para campos eletromagnéticos oscilantes, que é nosso interesse, ela deve ser reescrita em termos do valor médio. Assim,

$$\Delta\rho = \frac{1}{2}\epsilon_0\rho C_s\gamma_e \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \rangle. \quad (2.94)$$

Com a Equação 2.94, pode-se encontrar a susceptibilidade de terceira ordem, que é a responsável pelo processo de espalhamento Brillouin. Para isto, basta considerar a modificação na propriedade óptica ocorrendo como função da electrostricção. Sendo  $\epsilon = 1 + \chi$ , então  $\Delta\epsilon = \Delta\chi$ , considerando que  $\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)\Delta\rho$ , a variação na susceptibilidade é:

$$\Delta\chi = \frac{1}{2}\epsilon_0\rho C_s\gamma_e^2 \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \rangle. \quad (2.95)$$

Esta variação na densidade também altera o índice de refração, que pode ser calculado através da seguinte equação:

$$\Delta n = \frac{n_0}{2\epsilon_0} C_s\gamma_e^2 \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \rangle. \quad (2.96)$$

Foi visto então que, a força de eletrostricção, Equação 2.87, depende da amplitude do campo resultante no ponto de atuação. Todas as propriedades ópticas são afetadas por esta força. Por fim, pressão eletrostrictiva é menor quanto maior for a intensidade do campo óptico resultante. este sinal negativo indica que existe um fluxo de massa nesta direção

### **2.3.4.3 Aspecto físico do efeito Brillouin estimulado**

Na Seção 2.3.2.2 foram discutidas as propriedades do espalhamento Brillouin espontâneo que é devido aos fônons térmicos ou acústicos. Naquele regime, a amplitude do campo elétrico associado com a onda eletromagnética foi considerado pequeno o suficiente para não alterar, significativamente, as propriedades das ondas acústicas termicamente excitadas, os fônons acústicos. Entretanto, o cenário muda quando a amplitude do campo elétrico associado com a onda eletromagnética incidente é suficientemente grande para deformar mecanicamente o meio. Neste caso, um segundo efeito passa a ser importante: a eletrostricção, já apresentada na Seção 2.3.4.2. A intensidade do campo óptico incidente necessária para passar do regime de espalhamento Brillouin espontâneo para o regime de espalhamento Brillouin estimulado é chamada de Limiar de Brillouin (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; DAINESE, 2006). Este tema será tratado mais adiante.

O efeito elasto-óptico é um efeito linear, as ondas acústicas térmicas estão presentes no meio e causam uma perturbação no índice de refração, espalhando a luz. Já a eletrostricção é um efeito não linear, através do qual a luz excita ondas acústicas. Basicamente, por este efeito, um campo elétrico causa uma tensão no material, cuja amplitude é proporcional ao quadrado da amplitude do campo elétrico associado com a onda eletromagnética resultante. A força que gera esta tensão é dada pela Equação 2.87.

A conexão deste efeito com o retroespalhamento Brillouin estimulado pode ser entendido através do batimento entre os campos ópticos espalhados espontaneamente e o campo óptico incidente. Considere que, inicialmente, um laser contínuo é lançado na fibra óptica. Sendo contínuo, a intensidade óptica é uniforme ao longo do comprimento da fibra, promovendo um gradiente nulo. Entretanto, o laser de bombeamento é espalhado pela grade de Bragg, formada pelas ondas acústicas excitadas termicamente, que é responsável pelo espalhamento espontâneo (BRILLOUIN, 1922). Através deste espalhamento espontâneo, dois campos ópticos passam a existir no

meio, portanto na mesma região do espaço. Como já mencionado, sabe-se que há uma diferença na frequência das ondas espalhadas pelas vibrações térmicas e a onda de bombeamento. Isto gera um batimento entre os campos ópticos, estabelecendo um gradiente óptico entre as regiões de batimento máximo e batimento mínimo. A região onde o batimento é máximo, o campo elétrico da onda óptica também é máximo, atuando sobre as cargas do meio e induz uma transição de momento de dipolo, bem como uma distribuição de tensão mecânica. Esta última, por sua vez, relaxa emitindo ondas acústicas. Esta alteração na distribuição de tensão mecânica em decorrência da presença do campo elétrico é chamado de efeito eletrostrictivo ou eletrostricção. A partir deste ponto, a eletrostricção gera a onda acústica, que por sua vez, espalha o campo óptico incidente. Como a velocidade da onda acústica é diferente da velocidade da onda de bombeamento, a onda espalhada tem frequência dada pelo efeito Doppler, que é o mesmo valor encontrado para o espalhamento espontâneo (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; DAINESE, 2006). Este processo de espalhamento amplifica o batimento entre as ondas ópticas, cuja consequência é a amplificação da onda acústica, e, assim, um mecanismo de realimentação é iniciado.

Em resumo, a onda de bombeamento é espalhada, gerando a onda Stokes, cuja frequência é diferente, assim, um batimento é estabelecido gerando ondas acústicas que, novamente, espalham a onda de bombeamento, reforçando o batimento e o ciclo repete-se. Pode-se dizer que a eletrostricção é um mecanismo de amplificação de onda acústica, cuja consequência é a transferência de energia da onda de bombeamento para a onda espalhada.

#### 2.3.4.4 Equações Governantes

O conjunto de equações que governam o espalhamento Brillouin estimulado é formado pelas Equações 2.97, 2.98 e 2.99 (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007).

$$\nabla^2 \mathbf{E}_L + \frac{\epsilon^{(1)}}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} + \frac{\alpha \mathbf{E}_L}{2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L^{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.97)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}_S + \frac{\epsilon^{(1)}}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_S}{\partial t^2} - \frac{\alpha \mathbf{E}_S}{2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_S^{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.98)$$

$$v^2 \nabla^2 \Delta \rho + \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} - \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial t^2} = \nabla \cdot \mathbf{F}. \quad (2.99)$$

Nas Equações 2.97, o terceiro termo à esquerda representa a perda na intensidade do campo elétrico associado com a onda eletromagnética incidente, por outro lado, na Equação 2.98, o terceiro termo à esquerda representa um ganho na intensidade do campo elétrico associado com a onda eletromagnética incidente. A Equação 2.99, que representa a onda de pressão, apresenta a força de eletrostricção como termo fonte. As Equações 2.97, 2.98 e 2.99 podem ser trabalhadas para formar um conjunto mais simples sem comprometer os conceitos envolvidos.

Considera-se que as soluções para as Equações 2.97, 2.98 e 2.99 são:

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = E_{L0} \exp[i(K_L z - \omega_L t)] + c.c., \quad (2.100)$$

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = E_{S0} \exp[i(K_S z - \omega_S t)] + c.c., \quad (2.101)$$

$$\Delta\rho(\mathbf{r}, t) = A_{ac} \exp[i(qz - \Omega t)] + c.c.. \quad (2.102)$$

Tal como no caso espontâneo, a polarização é dada por:

$$\mathbf{P}_{L,S}^{NL} = \Delta\epsilon \mathbf{E}_{L,S}. \quad (2.103)$$

Substituindo a Equação 2.100 na Equação 2.103, derivando duas vezes, obtém-se a derivada segunda da polarização decorrente do campo óptico incidente. Procedendo da mesma maneira com a Equação 2.101, obtém-se a polarização decorrente do campo óptico da onda Brillouin Stokes. As expressões são:

$$\mathbf{P}_L^{NL} = \frac{\gamma_e \omega_L^2}{\rho} A_{ac} E_{S0} \exp[i(K_L z - \omega_L t)] + c.c., \quad (2.104)$$

$$\mathbf{P}_S^{NL} = \frac{\gamma_e \omega_S^2}{\rho} A_{ac} E_{L0} \exp[i(-K_S z - \omega_S t)] + c.c.. \quad (2.105)$$

O termo fonte da onda acústica é a força eletrostrictiva dada por (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007):

$$\nabla \mathbf{F} = -\frac{\gamma_e}{2} \nabla^2 \langle \mathbf{E}^2 \rangle. \quad (2.106)$$

Substituindo as Equações 2.69 e 2.100 na Equação 2.106 e considerando somente o termo que tem frequência igual a frequência do espalhamento Brillouin Stokes, obtém-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \gamma_e q^2 [E_L E_S^* \exp[i(qz - \omega_{ac}t)] + c.c.], \quad (2.107)$$

Substituindo as Equações 2.107, 2.105 e 2.104 nos respectivos locais nas Equações 2.97, 2.98 e 2.99, obtém-se:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \right] E_L = + \frac{i\omega_L \gamma_e}{2nc_0\rho} A_{ac} E_S, \quad (2.108)$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\alpha}{2} \right] E_S = - \frac{i\omega_S \gamma_e}{2nc_0\rho} A_{ac}^* E_L, \quad (2.109)$$

$$\frac{\partial A_{ac}}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_{ac}}{\partial t} + \frac{\Gamma q^2}{v} A_{ac} = \frac{iq\gamma_e}{v^2} E_L E_S^*. \quad (2.110)$$

Com um pouco de manipulação algébrica, considerando que a intensidade dos campos ópticos podem ser escritas como  $I_{L,S} = (1/2)n_0c|E_{L,S}|^2$ , as equações acima são escritas como (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007):

$$\frac{\partial I_L}{\partial z} = -g_B(\nu) I_L I_S - \alpha I_L, \quad (2.111)$$

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} = -g_B(\nu) I_L I_S + \alpha I_S. \quad (2.112)$$

onde

$$g_B(\nu) = g_0 \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu_B - \nu)^2 + (\Delta\nu/2)^2}. \quad (2.113)$$

é o ganho Brillouin no meio de propagação.

$$g_0 = \frac{\gamma_e \omega^2}{n v c_0^3 \rho \Gamma_B} = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_1^2 \rho v \Gamma_B} \quad (2.114)$$

A Equação 2.114 representa o ganho máximo para o espalhamento Brillouin, que ocorre quando  $(\nu_B - \nu)$ , ou seja, quando a frequência óptica de excitação for igual a frequência do espalhamento Brillouin Stokes.

Nas Equações 2.111 e 2.112, o primeiro termo à direita, representa o acoplamento entre os campos ópticos Stokes e os campos de bombeamento. O segundo termo, representa a perda devido ao caminho óptico. O sinal positivo no segundo termo à direita, na Equação 2.112, indica que o espalhamento Brillouin Stokes amplifica-se enquanto se propaga.

### 2.3.5 Limiar Brillouin

As Equações 2.111 e 2.112, representam as equações governantes do espalhamento Brillouin em um meio livre (KOBAYAKOV et al., 2010), e fornecem bons resultados quando utilizadas para descrever o efeito Brillouin em fibra óptica monomodo padrão para telecomunicações, conhecida na literatura como SMF (DAINESE, 2006). A solução completa deste sistema de equações ainda não foi registrada na literatura sobre espalhamento Brillouin (FELLY, 2003; KOBAYAKOV et al., 2010). Uma forma de resolver estas equações é considerar que a intensidade do campo de bombeamento é dada por:

$$I(z) = I(0)e^{-\alpha z}. \quad (2.115)$$

Por esta aproximação, assume-se que o campo de bombeamento não sofre depleção pela interação Brillouin. Para verificar isto, basta substituir a Equação 2.115 na Equação 2.111. Com isto, é automático concluir que a solução só se verifica se o termo de acoplamento é nulo. Isto significa que esta solução é válida somente na região de interação linear, sendo comprometida na região não linear quando o sinal transmitido é fortemente atenuado. Na região não linear, as soluções existentes ou apresentam certas aproximações ou são totalmente numéricas (CHEN; BAO, 1998). Substituindo a Equação 2.115 na Equação 2.112 obtém-se:

$$\frac{\partial I_S}{dz} = -g_B(\nu)I_L(0)I_S(z)e^{(-\alpha z)} + \alpha I_S(z). \quad (2.116)$$

Assumindo que o campo de bombeamento é injetado na posição  $z = 0$  da fibra óptica e o campo Stokes ocorre na posição  $z = L$ , a solução da Equação 2.116, em  $z = 0$ , é (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; KOVALEV; HARRISON, 2010):

$$I_S(0) = I_S(L) \exp [g_B I_P(0) L_{ef} - \alpha L]. \quad (2.117)$$

onde

$$L_{ef} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha L}]. \quad (2.118)$$

Na Equação 2.118,  $L_{ef}$  representa o comprimento efetivo da fibra óptica. Ele tende à  $1/\alpha$  para as fibras ópticas de grande comprimento, já que a exponencial negativa tende a zero para  $L$  grande. A Equação 2.117 representa a intensidade do sinal Brillouin Stokes no ponto  $z = 0$  da fibra óptica. Deve-se observar que esta equação não fornece, explicitamente a evolução do sinal Brillouin Stokes em cada ponto da fibra óptica, ou seja, não é uma função  $f(z)$ , mas sim de  $f(z = z_0)$ . A partir desta equação, calcula-se a potência óptica do retro espalhamento Brillouin e seu limiar de geração (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; KOVALEV; HARRISON, 2010). Chama-se limiar Brillouin, a potência de bombeamento necessária para gerar o espalhamento Brillouin estimulado. Os cálculos são um tanto trabalhosos, porém estão bem demonstrados em (KOBYAKOV et al., 2010; BOYD, 2008). Restringe-se aqui a apresentar o valor que é de interesse para validação dos resultados experimentais. O resultado é:

$$P_{cr} = \frac{I_t h}{A_{ef}} \approx \frac{21 A_{ef}}{\gamma_{pol} g_0 L_{ef}}. \quad (2.119)$$

Na Equação 2.119,  $\gamma_{pol}$  representa o fator de polarização. Isto significa que, se o campo elétrico da onda eletromagnética incidente tem a mesma polarização do campo elétrico da onda eletromagnética gerada no espalhamento Brillouin o fator de polarização é 1, por outro lado se as polarizações são diferentes este fator é 1/2. O primeiro caso ocorre em fibras polarizadas, já o segundo caso ocorre em fibras

não polarizadas. Neste trabalho, este fator vale  $1/2$ , já que a fibra óptica utilizada não tem polarização preferencial. É válido lembrar que a metodologia para calcular o limiar de geração do espalhamento Brillouin estimulado considera que o campo óptico incidente não sofre atenuação decorrente da interação não linear que leva ao espalhamento Brillouin Stokes.

## 2.4 Espalhamento Brillouin em fibra óptica

Foi apresentado na Seção 2.1.1 que as não linearidades estão presentes sempre que a intensidade do campo óptico incidente é suficiente para perturbar o campo atômico. Neste contexto, a fibra óptica monomodo apresenta um ambiente propício para geração deste efeito, pois como o núcleo é pequeno, da ordem de  $10^{-6}$  m e o comprimento de interação é grande, pouca potência óptica incidente é suficiente para alcançar valores que perturba o campo atômico (AGRAWAL, 2007). Outro ponto positivo reside no fato de que uma fibra óptica monomodo permite apenas um modo guiado, assim não tem como a intensidade óptica ser transferida para modos que dificultem possíveis análises. Por outro lado, as fibras multimodo tem diâmetro que exige mais intensidade óptica para atingir níveis que perturbem o campo atômico, além do que apresentam vários modos para que a energia dissipe. Em última análise, muitas características da fibra monomodo são similares àquelas do meio livre (DAINESE, 2006).

A Figura 2.16 representa uma fibra óptica monomodo, na sua forma mais simples. Ela é constituída por um núcleo central de sílica dopado com germânio, rodeado por uma camada de revestimento de sílica pura, chamado de casca, cujo índice de refração é ligeiramente menor do que o índice de refração do núcleo, por último, tem-se um revestimento chamado de jaqueta cujo objetivo é promover blindagem mecânica, em outras palavras, proteger a parte mais interna da fibra óptica. O fato de o índice de refração da casca ser menor do que o índice do núcleo garante o confinamento da luz no núcleo. O guiamento se dá quando as múltiplas reflexões internas totais formarem interferência construtiva entre os vários raios do feixe incidente. Este processo de interferência construtiva da origem ao modo de propagação (HECHT, 2002). A característica marcante da fibra óptica monomodo, é a sua capacidade para guiar ondas luminosas com perdas extremamente baixas ao longo de grandes distâncias.

A Figura 2.17 apresenta uma foto onde se mostra a reflexão interna total num cilindro de fibra comum. É completamente perceptível a reflexão interna total pela

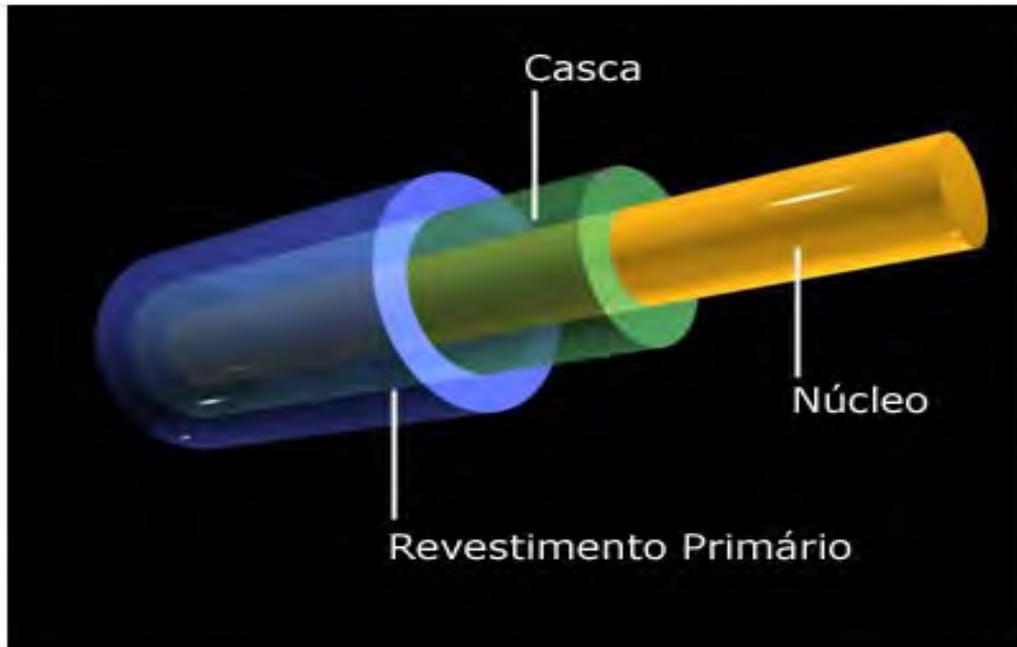


Figura 2.16 - Representação esquemática de uma fibra óptica monomodo.

visualização do feixe laser de luz verde formado no interior do cilindro. As manchas que aparecem no vidro são interpretadas como espalhamento devido aos defeitos na superfície do vidro.

#### 2.4.1 Características relevantes da fibra óptica no processo de espalhamento de luz.

Geometria: O espalhamento Brillouin espontâneo, em um meio homogêneo, irradia luz em todas as direções, o desvio de frequência experimentado pela luz no processo depende do ângulo de espalhamento, equação 2.77. No caso da fibra óptica, somente a luz que é espalhada num ângulo tal que sofra reflexão interna total, irá se propagar. Em caso contrário, a radiação espalhada perde-se no campo evanescente. Uma vez que a onda espalhada tem um vetor de onda que pode ser decomposto em uma componente transversal e outra longitudinal, a onda que forma o retroespalhamento é a onda longitudinal, cujo ângulo de espalhamento é  $\theta = 180^\circ$ . Assim, o deslocamento Brillouin, dado pela Equação 2.77 torna-se:

$$\omega_{ac} = \frac{2nv_A}{\lambda_P}. \quad (2.120)$$

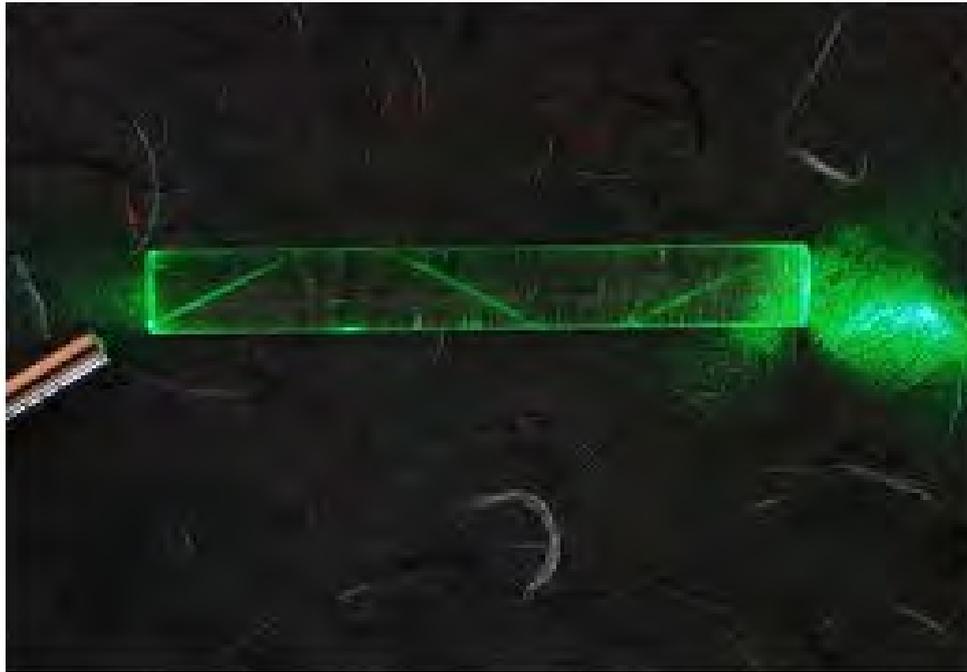


Figura 2.17 - *Feixe de laser propagando-se em um cilindro de vidro. Enfatiza-se a reflexão interna total. Como o índice do ar é menor que o índice do vidro, a luz fica confinada em seu interior.*

Atenuação: O estado da arte das fibras ópticas, no que se refere a níveis de atenuação, estão muito perto dos limites físicos para os sólidos de que elas são formadas. Diferentes mecanismos de absorção e espalhamento definem as janelas de transparência no domínio espectral. Estas janelas são as regiões espectrais cuja atenuação é mínima, Figura 2.18, está em torno de 1550 nm. Em relação a esta figura, nota-se que a amplitude dos picos de absorção devido à presença de ions residuais  $OH$  pode ser reduzida. Recentes processos de fabricação de fibra óptica apresentam grande supressão deste picos de absorção (FELLY, 2003).

A geração do espalhamento Brillouin numa fibra óptica altera fortemente esta curva. Isto acontece porque este processo altera as propriedades ópticas do meio, como densidade e índice de refração. Não há uma figura de mérito para a perda de radiação na fibra ótica sob efeito do espalhamento Brillouin, porém, como pode ser observado na Figura 4.1, a transmissão é fortemente atenuada no comprimento de onda da onda incidente, apontando para grandes perdas em todos os comprimentos de onda que se propagam pela fibra óptica.

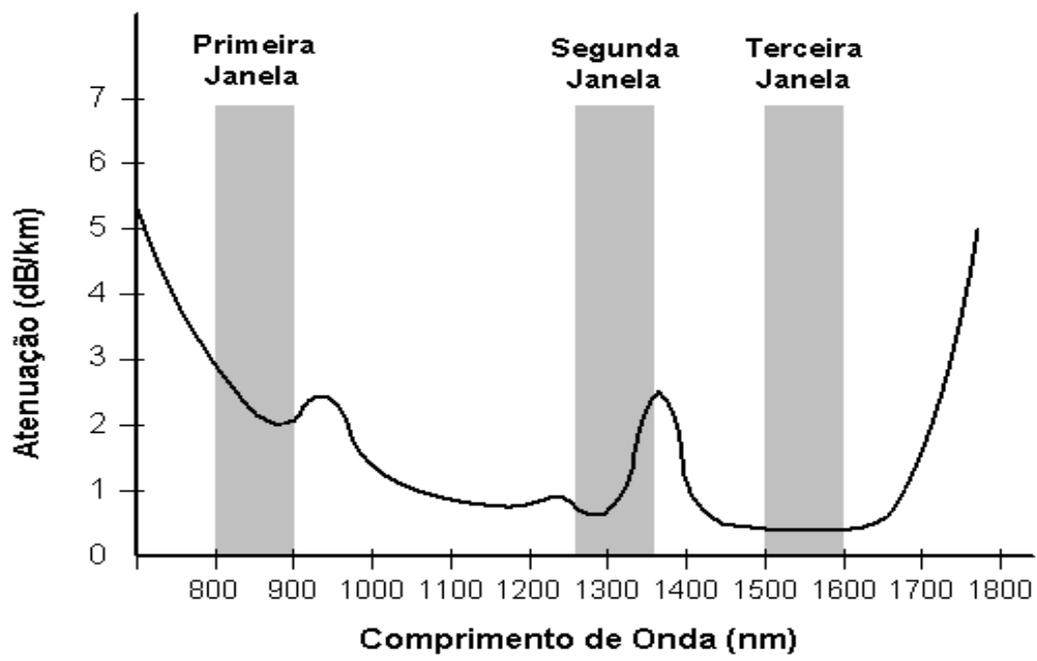


Figura 2.18 - Curva da atenuação do feixe de laser em uma fibra óptica em função do comprimento de onda.



### 3 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo, são apresentados os procedimentos experimentais realizados neste trabalho. O primeiro experimento refere-se a uma montagem análoga à montagem utilizada na literatura para determinar o limiar Brillouin em fibra óptica. O segundo procedimento foi realizado para caracterizar o espectro da luz retroespalhada. Neste experimento, foram obtidos resultados, que são originais, com um analisador de espectro óptico de alta resolução. O último procedimento foi realizado para avaliar a relação entre a radiação ionizante e o espalhamento Brillouin. Neste caso, os resultados também são originais.

#### 3.1 Aspectos gerais das montagens experimentais

As informações descritas nesta seção referem-se a Figura 3.1. Esta figura é uma foto da bancada experimental utilizada para realizar todos os experimentos deste trabalho. A bancada tem uma fonte de laser (L), o mostrador do laser (M), uma bobina de fibra óptica (R), e os conectores utilizados neste trabalho.

Os materiais utilizados foram:

- uma fonte de laser,
- um isolador de 30 dB,
- um acoplador 90/10,
- um acoplador 99/1,
- um rolos de fibra óptica monomodo,
- dois mostradores de potência óptica,
- um analisador de espectro óptico,
- máquina de emenda de fibras ópticas,
- alicate decapador de fibra óptica,
- máquina de clivagem de fibra óptica,
- uma fonte de radiação gama,

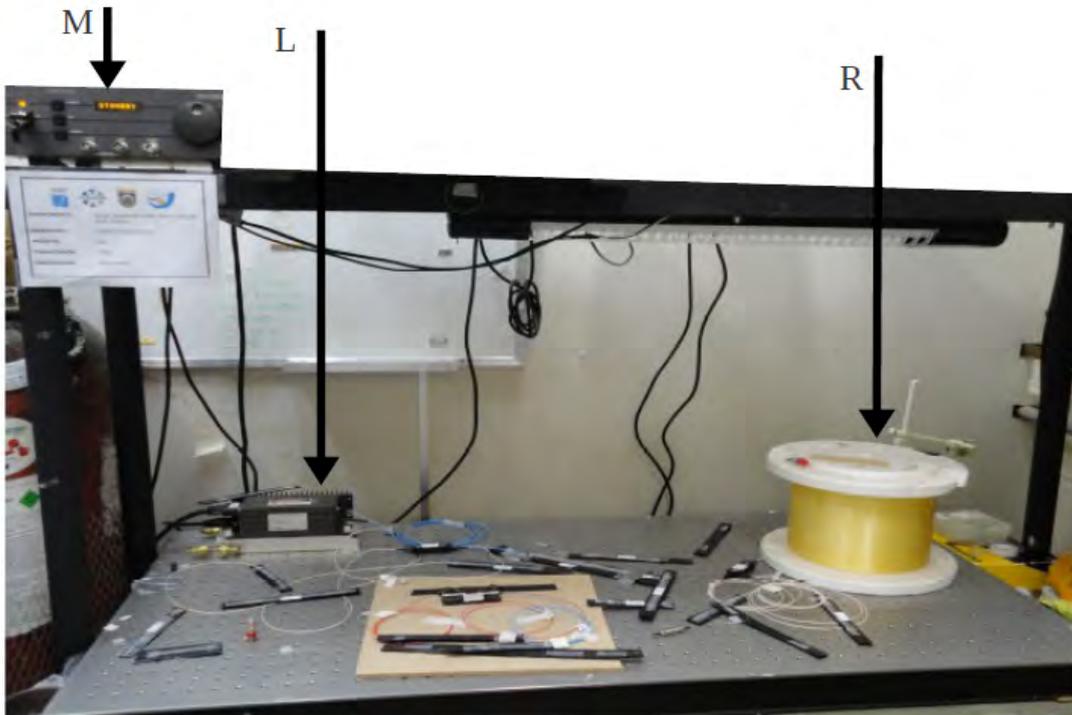


Figura 3.1 - Diagrama da bancada experimental utilizada para utilizada para realizar os experimentos neste trabalho. O potência óptica do laser é monitorada através do monitor M, L é a fonte de laser e R é o rolo de fibra óptica onde o espalhamento Brillouin é gerado.

- um computador para registro de dados,
- quatro detectores de potência óptica,
- suportes para fibra óptica,

### 3.1.1 Características dos materiais e métodos utilizados.

A **fonte de luz** utilizada trata-se de um laser de (Lightwave 125 – 1319 – 150), onde uma cavidade de  $Nd : YAG$  (Neodímio: Ítrio, Alumínio, Garnet) é bombeada por um diodo laser. Devido à geometria da cavidade ser do tipo *oscilador em anel não-planar*, ele emite apenas um modo dominante ( $\lambda_{bomb} \approx 1318,820 \text{ nm}$ ,  $\Delta\nu = 5kHz$ ). Esta fonte de laser pode ser sintonizada através da variação da temperatura da cavidade  $Nd : YAG$ , ou pela aplicação de uma tensão mecânica através de um PZT, anexado ao cristal. Devido ao controle térmico do cristal, o qual é mantido a uma

temperatura que pode variar entre  $32^{\circ}C$  e  $60^{\circ}C$ , este laser deve ser montado sobre uma base refrigerada, para evitar um aquecimento interno excessivo. A potência de emissão pode ser controlada através do ajuste da potência do diodo laser que bombeia a cavidade, permitindo que potências entre 10 mW e 150 mW sejam obtidas, já acopladas a uma fibra óptica. Por construção, a cavidade deste laser é protegida por um isolador óptico de 60 dB (ROSSETO, 2004). Além do isolador óptico, os demais objetos utilizados são: um isolador óptico, um acoplador óptico direcional 90/10, uma bobina de fibra óptica. O sistema de detecção é particular de cada experimento, portanto, será descrito mais a frente, na seção referente.

Nos experimentos que envolvem espalhamento de luz, o retro-espalhamento sempre está presente. Para evitar que a cavidade seja bombeada pelo retro-espalhamento utiliza-se um isolador óptico de 30 dB. Este isolador juntamente com o isolador já presente no laser, que é de 60 dB, forma um isolamento de 90 dB.

Outro dispositivo óptico importante neste experimento é o acoplador direcional a fibra óptica. Este dispositivo permite injetar o bombeamento por um canal e obter o retro-espalhamento por outro canal. Este dispositivo evita problemas com alinhamento, como acontece quando se utiliza espelhos para dividir o feixe de luz. Neste trabalho foram utilizados dois acopladores a fibra óptica.

O espalhamento de luz foi gerado numa fibra óptica, monomodo no comprimento de onda utilizado neste trabalho, com 2600 m de comprimento e  $9\ \mu\text{m}$  de diâmetro. É uma fibra óptica de sílica fundida, dopada, no núcleo, com Germânio. O Germânio aumenta o índice de refração efetivo do núcleo da fibra óptica, tornando o efeito de confinamento mais eficiente. A perda nesta fibra óptica é de 0.73 dB/km.

A caracterização do sinal óptico que sai da fibra óptica é realizada com auxílio de um **analisador de espectro óptico** de alta resolução. A Figura 3.2 é uma foto deste aparelho. A parte óptica resume-se a um interferômetro de Michelson. Basicamente, a luz que chega neste interferômetro é dividida em duas partes através da utilização de um divisor de feixes. Uma parte vai para um espelho fixo e a outra parte vai para um espelho móvel. Os feixes são refletidos nos espelhos, retornando no divisor de feixes onde recombina-se. Os dois feixes que se recombina-se, agora, uma diferença de fase devido a diferença no caminho óptico percorrido. Esta diferença de caminho óptico é obtida pelo movimento do espelho móvel. O resultado é a formação de uma relação entre a intensidade da radiação, franjas claras e escuras, e a

diferença de caminho óptico percorrido pelos feixes. Esta relação é conhecida como interferograma, ou a curva de interferência. Através da transformada de Fourier, este interferograma permite encontrar o espectro da radiação incidente no analisador de espectro óptico. Uma unidade de leitura de dados controla o movimento do espelho móvel, desta forma, o movimento deste espelho é perfeitamente controlado. O controlador do espelho, o módulo para realizar a transformada de Fourier e o mostrador que controla o visor do aparelho formam a parte eletrônica do mesmo (ADVANTEST CORPORATION, ). Este aparelho tem uma resolução espectral de  $5 \times 10^{-3}$  nm, no comprimento de onda  $\lambda_{bomb} \approx 1318,820$  nm. Uma vez que o sinal referente ao retro-espalhamento Brillouin está cerca de  $0,08 = 8 \times 10^{-2}$  nm de distância do sinal referente ao retro-espalhamento Rayleigh, o analisador é suficiente para resolver o espectro de retroespalhamento no que se refere aos processos de retro-espalhamento Brillouin e Rayleigh. Para cada nível de potência de bombeamento incidente, este aparelho permite realizar até 64 medições, sendo que, cada medição demora 3,0 segundos para ser efetuada. Entenda-se efetuada, a coleta de luz, a transformação de interferograma em espectro e a exibição na tela do aparelho. Portanto cada medição é uma media de até 64 medidas. Neste trabalho foi utilizado 32 medições para cada nível de potência de bombeamento utilizado. As medições foram repetidas três vezes, onde foi constatado que a diferença entre as medições foi menor que 1%.



Figura 3.2 - *Analizador de Espectro Óptico (utilizado para obter os espectros analisados neste trabalho), com resolução espectral na região do infravermelho de  $5 \times 10^{-3}$  nm e com canal de entrada para fibra óptica monomodo.*

### 3.1.2 Preparo das fibras ópticas para serem emendadas.

Em todos os experimentos realizados, as fibras ópticas presentes na bobina, nos acopladores e isoladores, devem passar por um processo de preparação, como desencapamento, clivagem e, no presente trabalho, as emendas. Este processo de preparação das fibras ópticas é imprescindível para ser ter um bom nível de potência óptica propagando-se no núcleo. Na sequência, é apresentado o método utilizado para preparar as fibras ópticas, bem como as características dos materiais e aparelhos utilizados.

#### 3.1.2.1 Desencapamento das fibra óptica

Todas as emendas foram confeccionadas com a utilização de uma máquina para a realização de emendas por fusão de diversos tipos de fibra, a qual também é capaz de estimar a perda por inserção na emenda realizada (*ERICSSON FSU – 995 – PM*),

Figura 3.3. Esta máquina realiza uma emenda por vez. A máquina de emenda tem um visor, indicado pela seta A. Ele permite visualizar as fibras ópticas, a serem emendadas. Esta visualização é muito importante pois, uma boa emenda só ocorre se as seções transversais estiverem paralelas entre si, como está mostrado na foto presente na Figura ??, que foi obtida a partir do visor A indicado na foto da Figura 3.3. Sujeiras, ou corte da seção transversal em ângulo gera emenda de má qualidade. Entende-se uma emenda de má qualidade, àquela que promove grandes perdas na potência do sinal óptico propagante. A Figura ?? é uma foto das fibras ópticas após a fusão, obtida a partir do visualizador A. A imagem mostra dois padrões de cores, uma linha horizontal clara referente ao núcleo da fibra óptica e outras duas faixas escuras referentes a casca da fibra óptica. A uniformidade da linha clara demonstra que a emenda é de boa qualidade. Dado que o efeito Brillouin depende da potência óptica no núcleo da fibra, ver equação 2.119, então, uma emenda de má qualidade eleva o valor da potência do laser necessária para atingir o limiar Brillouin.

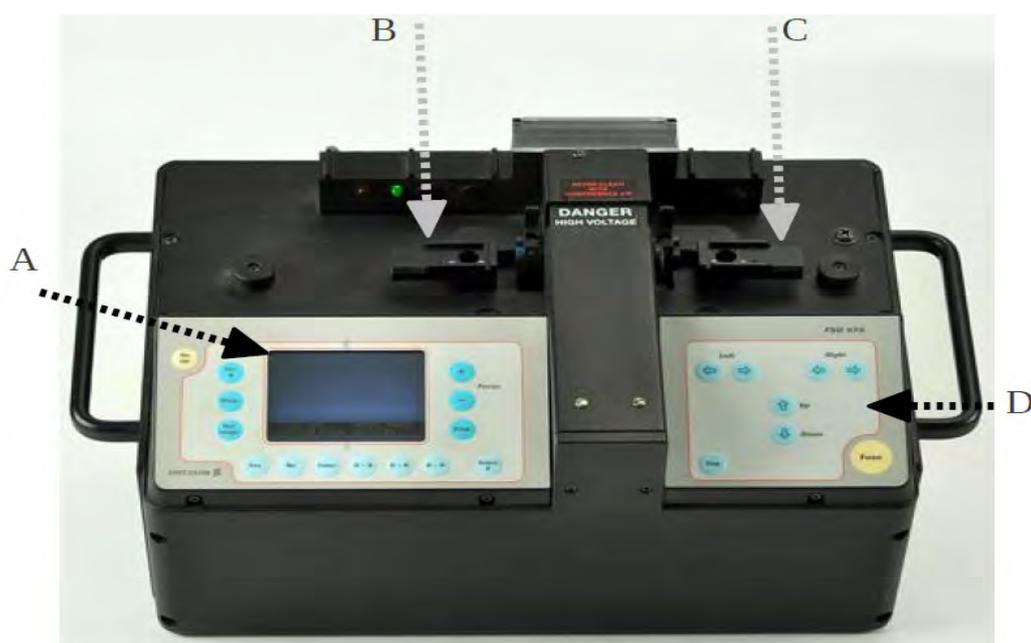


Figura 3.3 - Foto da máquina utilizada para confeccionar emendas entre fibras ópticas.

### 3.1.2.2 Clivagem das fibras ópticas

A preparação cuidadosa das extremidades da fibra óptica é essencial para a obtenção de um bom acoplamento de luz, bem como formação dos modos ou do modo de propagação que se pretende propagar na direção longitudinal. Esta importância estende-se para as fibras que devem ser emendadas, uma vez que, idealmente, as emendas não deveriam funcionar como uma nova superfície para a propagação da onda óptica. Para que as fibras possam ser emendadas com boa qualidade, elas devem ter suas seções transversais paralelas entre si. Esta característica é obtida através de um procedimento conhecido como clivagem, que é o corte da fibra óptica. O cortador de fibra óptica utilizado neste trabalho está representado na foto da Figura 3.4. Esta foto é uma visão geral do clivador.

No presente caso, o processo de corte da fibra óptica, baseia-se na técnica conhecida como “scribe-and-break”, que funciona da seguinte forma: uma pequena lâmina de diamante produz um corte na seção transversal da fibra óptica sob tensão e, em seguida, aplica-se uma tensão em ambos os lados do corte, fazendo a ruptura feita pelo diamante propagar-se até o outro lado da seção transversal, cortando a fibra óptica. Se o corte foi bom, e isto pode ser confirmado através do visor da máquina de emenda, Figura 3.3, a fibra está pronta para ser emendada. A extremidade da fibra óptica que não é emendada é utilizada para guiar a luz até os detectores. Neste caso, também é essencial que a seção transversal esteja clivada, pois em caso contrário, pode desviar a luz da direção do detector, levando a um valor errado para a medição da potência óptica da luz.



Figura 3.4 - *Clivador de fibra óptica utilizado neste trabalho. Ele tem dimensões de cerca de 10cm x 5cm x 5cm.*

### 3.1.2.3 Geração de centros de cor em fibra óptica

Procedimentos de produção de centros de cor em bobinas de fibras ópticas foram realizados no LRI/IEAv/DCTA. Fibras ópticas foram expostas à radiação gama emitida por uma bomba de cobalto, acumulando uma dose de radiação de 50 krad ( $100rad = 1Gy = 1J/kg$ ). A Figura 3.5 é uma foto da fonte de cobalto utilizada neste trabalho. A bomba de cobalto é um recipiente contendo uma fonte de cobalto, com um dispositivo que abre uma pequena janela e deixa o feixe de radiação sair de forma controlada, permitindo bombardear as fibras ópticas. Neste caso, o tempo de tratamento e todos os outros parâmetros físicos envolvidos são cuidadosamente controlados e verificados através de um programa de controle de qualidade permanente.

A preparação das fibras ópticas para serem irradiadas consistiu em produzir duas bobinas com enrolamento 40 m de comprimento cada uma. O carretel utilizado para produzir as bobinas está representado na Figura 3.6. As dimensões deste carretel foram escolhidas para adequar-se as dimensões do local onde elas foram irradiadas. Na Figura 3.5, este local é a placa horizontal logo abaixo da cabeça da bomba. Foram produzidos dois carretéis na oficina do instituto, (IEAv/DCTA), com materiais da



Figura 3.5 - Foto da bomba de Cobalt-60 utilizada para irradiar as fibras ópticas utilizadas neste trabalho.

próprios.

Os carretéis são formados por duas placas retangulares de acrílico de 10 cm de aresta lateral e 1 cm de espessura. Uma destas placas tem um cilindro de 0,2 cm de comprimento e 3 cm de raio. As placas são coladas em contraposição, formando a bobina de fibra óptica. A Figura 3.7 é uma foto da bobina produzida. Um disquete também está presente na foto para efeito de comparação, o disquete não tem outra utilidade.

Estas bobinas foram submetidas a exposição de radiação gama, de modo que o feixe radiativo fosse interceptado pela seção transversal do cilindro, como está representado na Figura 3.8. Desta forma, o enrolamento das fibras ópticas no carretel deve acontecer sem que a fibra óptica seja sobreposta, ou seja, cada volta completa da fibra óptica no cilindro do carretel deve acontecer em um raio diferente do anterior.

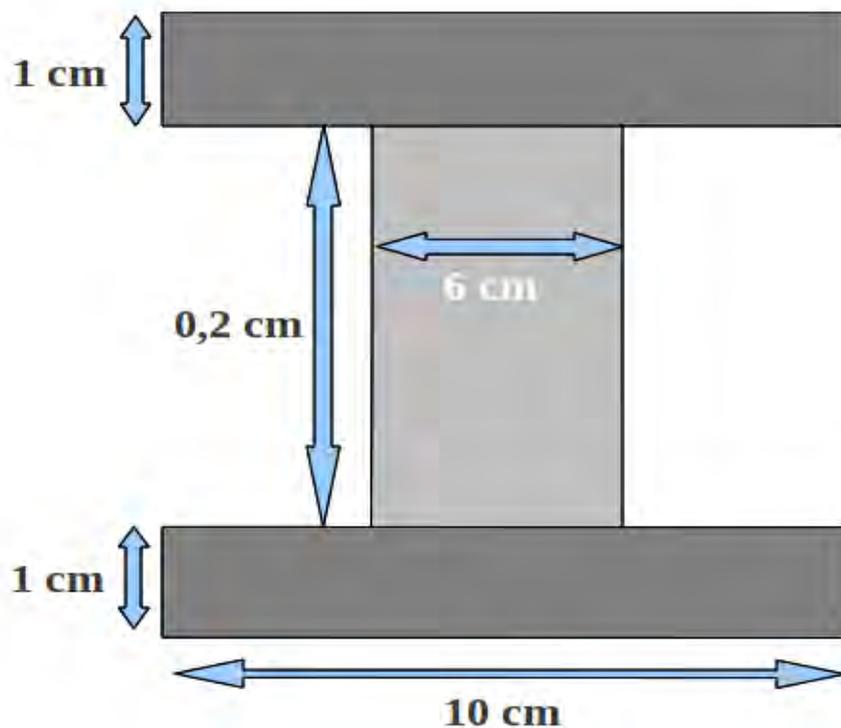


Figura 3.6 - *Representação esquemática do carretel utilizado para enrolar as fibras ópticas que foram irradiadas.*

Estas fibras ópticas tem as mesmas características das fibras ópticas utilizadas para caracterizar os espalhamentos Brillouin e Rayleigh.

Estas bobinas foram submetidas a exposição de radiação gama, de modo que o feixe radiativo fosse interceptado pela seção transversal do cilindro, como está representado na Figura 3.8. Desta forma, o enrolamento das fibras ópticas no carretel deve acontecer sem que a fibra óptica seja sobreposta, ou seja, cada volta completa da fibra óptica no cilindro do carretel deve acontecer em um raio diferente do anterior. Estas fibras ópticas tem as mesmas características das fibras ópticas utilizadas para caracterizar os espalhamentos Brillouin e Rayleigh.

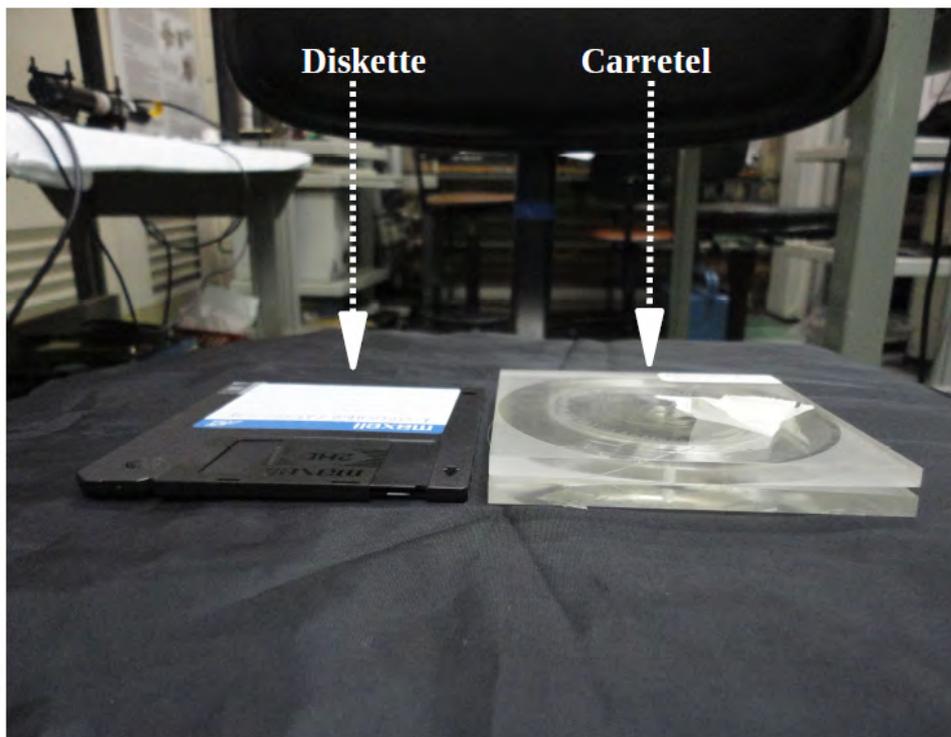


Figura 3.7 - Carretel de fibra óptica utilizado neste trabalho. À direita, tem-se um disquette, à esquerda, tem-se o carretel. O carretel tem as dimensões próximas as de um disquette.

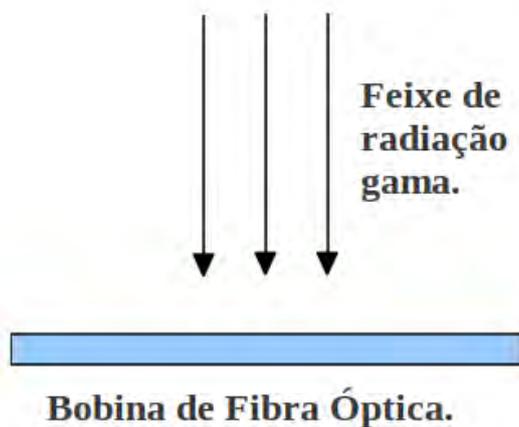


Figura 3.8 - Representação esquemática da incidência do feixe de radiação gama no carretel da Figura 3.7.

## 3.2 Experimentos realizados

Na seção anterior, foi apresentado os materiais e métodos utilizados. Nesta seção, é apresentada descrição dos experimentos realizados.

### 3.2.1 Caracterização da potência óptica guiada pela fibra óptica

A Figura 3.9 é uma representação esquemática da bancada mostrada na Figura 3.1, para o experimento que fornece a relação entre a potência de bombeamento e a potência óptica retro-espalhada e transmitida. Estas medições são muito importantes pois, a forte atenuação na potência óptica da radiação transmitida é quem revela, experimentalmente, a presença ou não do espalhamento Brillouin estimulado. A validação dos resultados experimentais, obtidos com a realização deste experimento, foi verificada através da comparação entre a potência óptica medida e a potência óptica associada com o limiar Brillouin, calculada através da Equação 2.119. Considerando que a fibra óptica utilizada neste trabalho tenha  $L_{ef} = 2,6 \text{ km}$ ,  $A_{ef} = 81 \mu\text{m}^2$ ,  $g_0 = 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$  e  $\gamma_{pol} = 0,5$ , encontra-se que  $P_{cr} \approx 30,2 \text{ mW}$  e, substituindo na equação mencionada acima, obtém-se o valor teórico para o Limiar Brillouin estimulado (KOBAYAKOV et al., 2010; BOYD, 2008; DAINESE, 2006).

Este experimento foi realizado com três objetivos. O primeiro objetivo foi de caracterizar o comportamento da potência óptica do retroespalhamento e da transmissão da radiação pela fibra óptica em função da potência óptica de bombeamento. O segundo objetivo foi de identificar o limiar de geração do retro-espalhamento Brillouin em fibra óptica monomodo. Este procedimento é muito semelhante ao procedimento utilizado pela comunidade científica (PHERON et al., 2011; KOBAYAKOV et al., 2010; BOYD, 2008; DAINESE, 2006).

Uma vez lançado na fibra óptica, o laser (1) passa pelo isolador óptico (2). Este isolador (2) é emendado ao acoplador 90/10 (3), que por sua vez, tem o braço emendado à bobina de fibra óptica (4). A luz transmitida é registrada pelo medidor de potência óptica (5a). A luz retroespalhada pela bobina é dividida no acoplador 90/10 em duas frações. Uma fração, equivalente a 90% perde-se no isolador óptico, enquanto a outra fração, equivalente a 10%, é registrada pelo medidor de potência (5b), que tem as mesmas características do medidor (5a). Com esta construção experimental, monitora-se a potência óptica transmitida e retroespalhada pela fibra óptica. É válido acrescentar que, devido às emendas entre as fibras ópticas e as

perdas geradas pelos instrumentos utilizados, a soma de todas as perdas no circuito óptico permitiram injetar 40% da potência fornecida pelo laser.

Aumentando a potência óptica do laser incidente (1), aumenta-se a potência óptica guiada pela fibra óptica. Para cada nível de bombeamento, registra-se as potências da radiação transmitida e retroespalhadas pela fibra óptica. A potência óptica é medida com um medidor de potência óptica modelo Newport 1830-C com um fotodetector Newport.

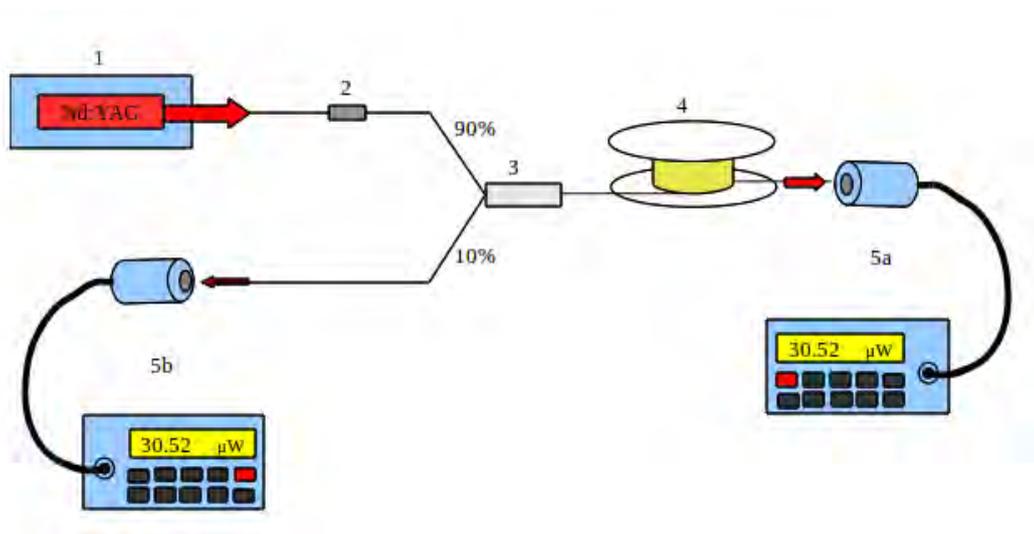


Figura 3.9 - Esquema representativo da montagem experimental utilizada na medição do limiar Brillouin e na caracterização do retroespalhamento em termos da potência óptica.

### 3.2.2 Caracterização espectral do retroespalhamento Brillouin-Rayleigh

Para obter-se os espectros da luz retroespalhada, foi utilizada a montagem experimental representada na Figura 3.10. Esta montagem é muito semelhante à montagem representada na Figura 3.9, a menos de uma modificação pertinente à análise desejada. No lugar do medidor de potência 5b da Figura 3.9, foi colocado o analisador de espectro óptico (7), juntamente com o acoplador direcional 99/1 (6). Este analisador de espectro óptico, Figura 3.2, satura muito abaixo da potência óptica associada ao retroespalhamento. Assim, fez-se necessário a utilização do acoplador direcional 99/1 (6) para protegê-lo dos altos níveis de potência retroespalhada. Assim como no caso anterior, as perdas na potência óptica, fornecida pelo laser, permite uma entrada

na fibra óptica de aproximadamente 40% da radiação emitida pelo laser, ou seja,  $P_{bomb} \approx 0,40P_{Laser}$ . Este valor deve ser obtido para cada montagem, pois está relacionado com cada tipo de componente utilizado, como acoplador, isolador, tipo de fibra etc.

A potência incidente no analisador de espectro óptico deve estar no intervalo entre  $-53$  dB e  $+10$  dB, num ambiente de temperatura de  $\approx 18^{\circ}\text{C}$  (ADVANTEST CORPORATION, ). Abaixo de  $-53\text{dB}$  de potência incidente, o sinal confunde-se com o ruído de fundo, e acima de  $+10$  dB, o analisador satura. Na prática, para potência incidente acima de  $2$  dB, o analisador de espectro apresentou sinais de saturação. Por este motivo, foi utilizado um valor máximo para potência óptica incidente no analisador de espectro de  $1$  mW, ou  $0$  dB. Este é o maior valor de potência óptica incidente utilizado. Uma vez que a potência óptica retroespalhada é maior que  $1$  mW, foi necessário utilizar um acoplador direcional 99/1 (6) para analisar somente a fração desta potência. Monitorando o outro braço, equivalente a 99%, é possível calcular a potência óptica total retroespalhada. O analisador de espectro óptico fornece o espectro da radiação nele incidente. Portanto, com este experimento foi possível monitorar a potência óptica dos sinais retroespalhados, Brillouin e Rayleigh, para diferentes níveis de bombeamento.

Uma vez lançado na fibra óptica, o laser (1) passa pelo isolador óptico (2). Este isolador (2) é emendado ao acoplador 90/10 (3), que por sua vez, tem o braço emendado à bobina de fibra óptica (4). A luz transmitida é registrada pelo medidor de potência óptica (5). A luz retroespalhada pela bobina é dividida, no acoplador 90/10, em duas frações. Uma fração, equivalente a 90%, perde-se no isolador óptico (2). A fração equivalente a 10% é injetada no acoplador 99/1 (6). Desta nova divisão, 1% é guiado para o analisador de espectro óptico e a fração de 99% é utilizada para calcular a potência óptica total. A potência óptica total retroespalhada é a soma das duas frações.

Duas observações são pertinentes sobre este procedimento experimental. A primeira observação sobre estes espectros é que o aumento na temperatura da cavidade laser, para aumentar a potência de laser de bombeamento, desloca o pico das bandas observadas. Este efeito é muito pequeno frente aos deslocamentos envolvidos no experimento (ROSSETO, 2004). Segunda observação é que, em todos os casos apresentados neste trabalho, o intervalo espectral avaliado foi de  $1315$  nm à  $1320$  nm. Neste experimento, foi obtido um espectro para cada nível de bombeamento utilizado.

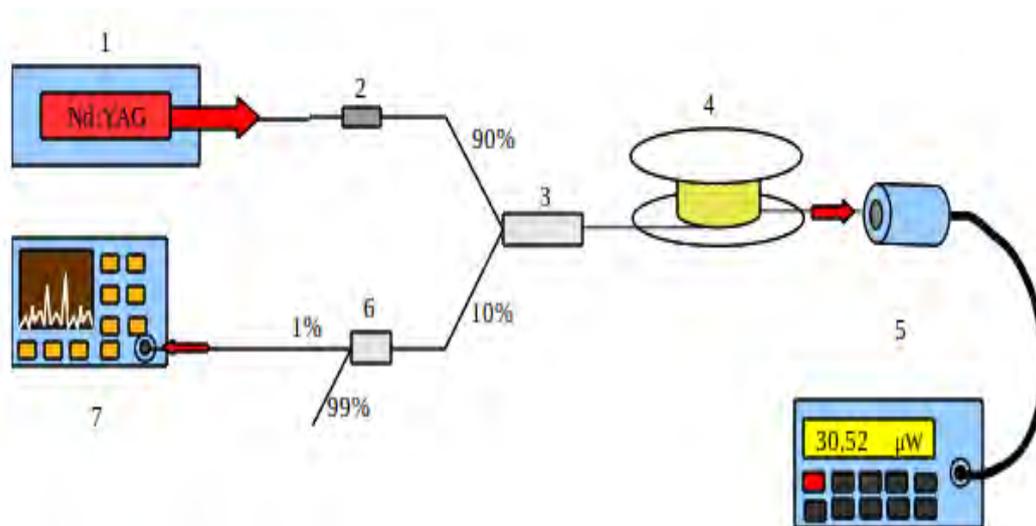


Figura 3.10 - Esquema representativo da montagem experimental utilizada na caracterização dos processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh em fibra óptica.

Destes dados, é possível identificar as frequências presentes e a potência relacionada com cada uma delas. A cada medição, o aparelho encerra o procedimento se a programação for para apenas uma medição. Porém, programando-se para ele realizar duas, três ou quatro medições, ele realizará automaticamente estas medições e apresentará o resultado que é a média das medições. Portanto, para cada nível de potência de bombeamento utilizada pode-se realizar até 64 medições e o resultado apresentado é a média destas medições. No presente trabalho, como a fonte de luz é estável, foram necessárias 15 medições para se obter médias, praticamente, idênticas. Para ser mais rigoroso com a coleta de dados, foram realizadas 32 medições para cada nível de bombeamento utilizado.

Este experimento é o primeiro resultado original deste trabalho, uma vez que não se encontra na literatura, qualquer análise espectral onde estejam presentes os processos Brillouin e Rayleigh e que tenham sido monitorados em um considerável intervalo de potência de bombeamento. Os resultados estão apresentados na seção 4.2

### 3.2.3 Espalhamento Brillouin em fibras com centros de cor

A potência do espalhamento Brillouin em fibra óptica na presença de centros de cor foi obtida através do experimento, cujo esquema experimental está representado na Figura 3.11.

Acompanham a montagem experimental uma fonte de laser, a mesma utilizada nos experimentos anteriores, o acoplador direcional 99/1 (2), o acoplador 90/10 (3), a bobina de fibra óptica (4) com 2.600 m de comprimento, outra bobina de enrolamento de 40 m (5) e um sistema de aquisição de dados (6). O sistema de aquisição é formado por um osciloscópio conectado a um computador, que foi construído pelo grupo do laboratório de Radiação Ionizante do próprio Instituto de Estudos Avançados.

O procedimento de produção de centros de cor na bobina (5) foi realizado no laboratório de Radiação Ionizante do próprio Instituto de Estudos Avançados, onde o carretel de fibra óptica de 40 m, Figura 3.7, foi exposto a radiação gama emitida por uma fonte de cobalto ( $C - 60$ ), Figura 3.5, totalizando 50 krad de dose acumulada, ( $100rad = 1Gy = 1J/kg$ ). O espalhamento Brillouin é gerado a partir de um feixe de laser com 99% da potência do laser incidente, que é de 112 mW, emitido pelo laser (1). O efeito Brillouin é gerado em ambas as fibras, (4) e (5).

Na primeira etapa montou-se o sistema de aquisição de dados. A fonte de laser, o retroespalhamento e a radiação transmitida foram monitoradas durante uma semana. Este procedimento permitiu verificar a estabilidade dos suportes de fibra óptica. Como foram sete dias sem interrupção, poderia acontecer de os suportes relaxarem. Então se as fibras ópticas fossem desalinhadas com relação aos detectores, a potência óptica iria alterar-se, porém, esta alteração em nada teria haver com questões relacionadas com o evento estudado, mas sim com o relaxamento natural do sistema. Neste trabalho, foram utilizados conectores que, embora não resolvem o problema, minimizam significativamente este problema. Uma vez que o sistema de aquisição de dados foi montado, a próxima etapa consistiu em preparar as fibras para serem irradiadas. Neste procedimento é montado o carretel, mostrado na foto da Figura 3.7. Em seguida, este carretel é levado até a bomba de cobalto, Figura 3.5, onde são gerados os centros de cor. Uma vez que os centros de cor foram gerados, o carretel contendo a fibra óptica com os centros de cor deve ser rapidamente emendado no carretel de fibra óptica (4) e o experimento, efetivamente, iniciado.

O feixe de laser (1), de 112 mW de potência de bombeamento, é dividido pelo acoplador (2) em dois feixes, um com 99% e outro com 1% da potência incidente. O feixe menos intenso (1%), gerado no acoplador (2), é transmitido para o sistema de aquisição de dados, onde é monitorado. O feixe mais intenso (99%), segue até o acoplador (3), que é emendado à bobina (4) de 2600 m de comprimento. A bobina (4) é, por sua vez, emendada na bobina (5). A luz transmitida por estas fibras é guiada

até o sistema de aquisição de dados, fornecendo a potência da radiação transmitida. A distância entre as bobinas (4) e (5) de  $\approx 1$  m. A luz retroespalhada pelas bobinas (4) e (5) é dividida no acoplador (3), de forma que 10% é enviado para o sistema de aquisição de dados, enquanto os outros 90% são enviados para perder-se no isolador. Estes sinais contém o sinal Brillouin gerado pelas fibras (4) e (5).

No elemento (6) da Figura 3.11, as letras *a*, *b* e *c* representam os canais de entrada do osciloscópio, utilizado para a aquisição de dados. O canal *a* representa a porta que recebe o sinal da radiação proveniente da fonte de laser, fonte de bombeamento. Ele permite o monitoramento da potência da fonte de luz. O canal *b* representa a porta que recebe o sinal da radiação que contém os sinais retroespalhados, gerados nas fibras ópticas (4) e (5). Este canal monitora a intensidade do sinal Brillouin retroespalhado. O canal *c* representa a porta que recebe o sinal da radiação transmitida pelas bobinas (4) e (5). Este canal permite monitorar a transmissão de luz pela fibra óptica com centros de cor, na presença do espalhamento Brillouin. Este sistema de aquisição de dados foi utilizado para monitorar o sistema por 7 dias seguidos. Os dados foram registrados pelo sistema de aquisição em intervalos de  $\approx 1.5$  s.

Este experimento é o segundo resultado original deste trabalho, uma vez que não se encontra na literatura, qualquer análise que relaciona a potência do retroespalhamento Brillouin estimulado com a presença de centros de cor. Os resultados estão apresentados na Seção 4.6.

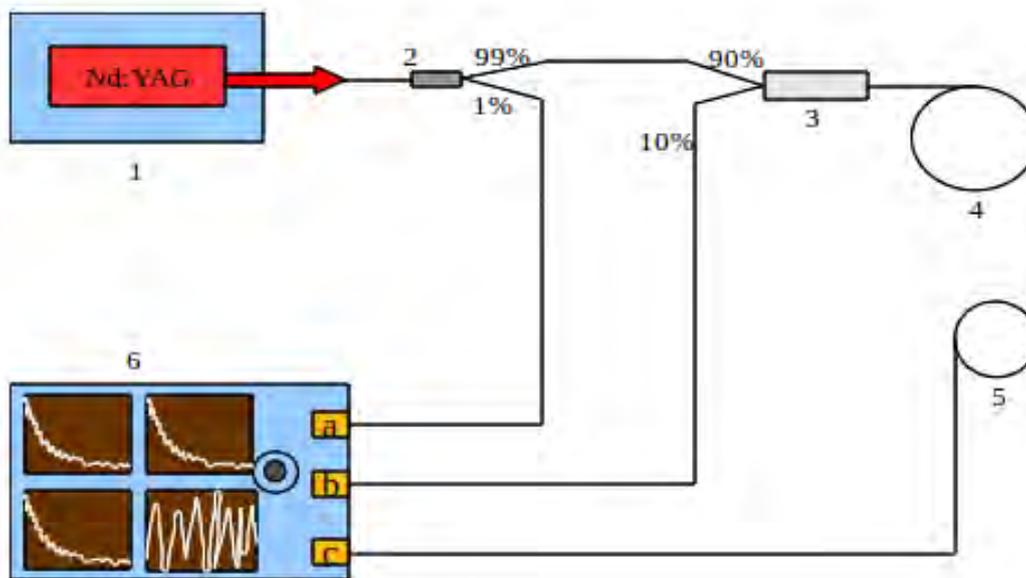


Figura 3.11 - Montagem experimental utilizada para caracterizar a potência do retroespalhamento Brillouin e a potência da Transmissão na fibra óptica com centros de cor. A radiação emitida pelo laser (1) é dividida pelo acoplador direcional 99/1 (2) em dois feixes com 99% e 1% da potência incidente. O feixe com 99% da potência incidente passa pelo acoplador 90/10 e incide na fibra óptica (4). Nesta fibra óptica, foi gerado o espalhamento Brillouin estimulado. A transmissão desta fibra óptica segue até a fibra óptica (5) onde foram gerados os centros de cor. A radiação transmitida é coletada no canal c, a radiação retro-espalhada é monitorada pelo canal b e o canal a é utilizado para monitorar a radiação da fonte de laser. Estes monitoramentos referem-se à potência óptica e não à frequência óptica de cada sinal.

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, são apresentados os resultados obtidos com os procedimentos experimentais citados no Capítulo 3. Inicia-se com os resultados de caracterização relacionados com espalhamentos Brillouin e Rayleigh e com a potência óptica transmitida pela fibra óptica. Na sequência, são apresentados os resultados originais obtidos com estes procedimentos experimentais. Os resultados referem-se a caracterização espectral do retroespalhamento em função da potência de bombeamento e o comportamento do retroespalhamento Brillouin na presença de centros de cor.

### 4.1 Caracterização da potência guiada pela fibra óptica

A primeira medição realizada neste trabalho refere-se aos valores das potências ópticas da radiação transmitida e retroespalhada pela fibra óptica em função da potência de bombeamento. Os resultados obtidos estão representados na Figura 4.1. Nesta figura, nota-se claramente que a saturação na potência óptica da radiação transmitida ocorre para uma potência de bombeamento de 32 mW. Este é o valor experimental para a potência óptica do limiar Brillouin, ou simplesmente, limiar Brillouin obtido neste trabalho. Este método é muito utilizado na literatura para esta finalidade, aqui ele será tratado como método tradicional. Comparando com o valor teórico, ele está apenas 1,2 mW acima do valor teórico.

No intervalo de potência de bombeamento avaliado, nota-se a presença de duas regiões bem distintas. Uma região entre 5 mW e 30 mW de potência de bombeamento, nominada aqui de região  $L_n$ , e outra região acima de 30 mW até 60 mW de potência de bombeamento, nominada aqui de região  $NL_n$ . Em ambas as regiões, a relação entre a potência de bombeamento e as potências óptica guiadas são lineares.

Na região  $L_n$ , a potência óptica transmitida,  $P_T$ , é menor que a potência do bombeamento,  $P_{bomb}$ . As perdas intrínsecas do guia de onda impedem que a transmissão seja total. A tabela 4.1 apresenta alguns valores para as potências ópticas transmitida, retroespalhadas,  $P_{Ret}$ , e de bombeamento. Para  $P_{bomb} \approx 4,50$  mW, a potência óptica retroespalhada é 1,3% da potência de bombeamento. Para este mesmo nível de bombeamento, a potência óptica transmitida equivale a 91% da potências de bombeamento. Para  $P_{bomb} \approx 30$  mW, a potência óptica retro-espalhada é 2,3% da potência de bombeamento, e a potência óptica transmitida equivale a 78% da potência de bombeamento. Portanto, enquanto a potência óptica transmitida re-

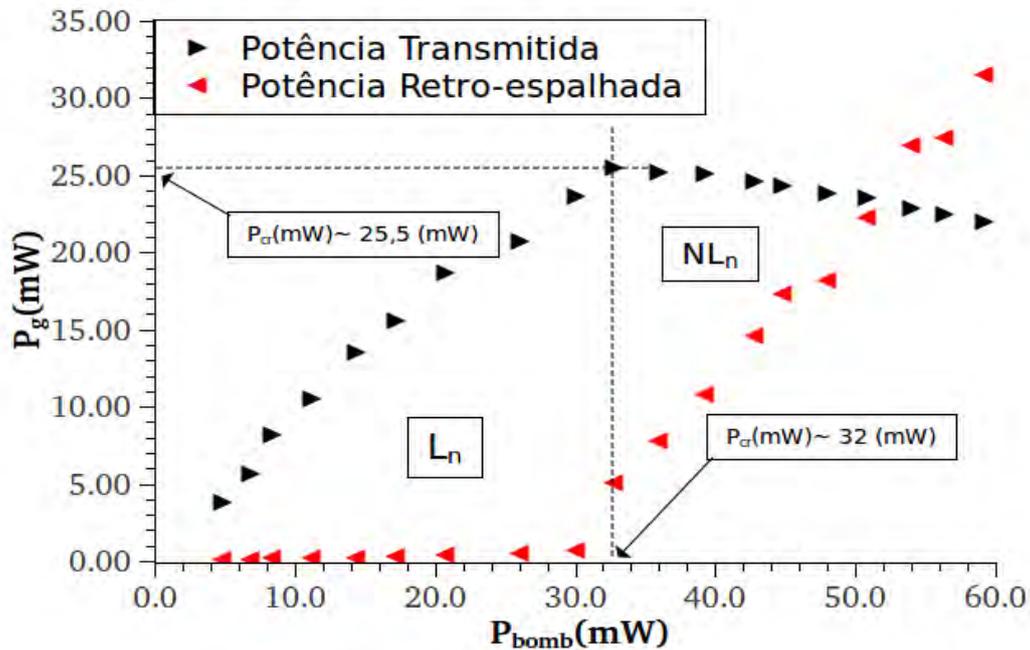


Figura 4.1 - Gráfico da relação entre as potências ópticas transmitida e retro-espalhada,  $P_g$ , em função da potência de bombeamento.

duziu em cerca de 13%, neste mesmo intervalo de bombeamento, a potência óptica retro-espalhada aumentou em cerca de 1%. Estes resultados mostram que a perda na potência óptica transmitida está aumentando, mesmo abaixo do limiar Brillouin estimulado (Seção 2.3.5), e a energia retirada do feixe transmitido não está no retro-espalhamento. Esta constatação pode ser um indicativo de que o espalhamento Brillouin está presente na fibra óptica. Porém, o experimento permite, somente, realizar a medição da potência óptica, sem fornecer qualquer informação espectral. Assim, este experimento não permite saber se é o espalhamento Rayleigh que está aumentando ou se é realmente o espalhamento Brillouin que está presente, ou até mesmo se existe outro efeito sendo promovido.

Tabela 4.1 - Relação entre as potências.

$P_{bomb}(mW)$	4,50	20,0	30,0
$P_{Ret}(mW)$	0,06	0,40	0,70
$P_T(mW)$	4,10	18,4	23,6

Para esclarecer a questão acima descrita é necessário a utilização de um analisador de espectro óptico. Este analisador deverá ser capaz de resolver o espectro com resolução suficiente para separar a banda do espalhamento Brillouin da banda do espalhamento Rayleigh. É oportuno ressaltar que, até a escrituração desta tese não foi encontrada, na literatura consultada, (PHERON et al., 2011; KOPYAKOV et al., 2010; BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; DAINESE, 2006), qualquer análise que apresente respostas para esta questão.

Acima de 30 mW de potência de bombeamento, o cenário muda fortemente. A atenuação na potência óptica transmitida garante que o retroespalhamento Brillouin estimulado está presente. Logo acima do limiar Brillouin, por exemplo, para  $P_{bomb} \approx 36$  mW, tem-se  $P_{Ret} \approx 7,5$  mW e  $P_T \approx 25$  mW. Neste caso, o retroespalhamento Brillouin equivale a 21% da potência de bombeamento, enquanto a radiação transmitida equivale a 69%. Comparando estes valores com aqueles encontrados para  $P_{bomb} \approx 30$  mW, que está abaixo do limiar Brillouin, fica evidente a grande alteração no cenário. Basta uma inspeção visual para concluir que, em módulo, a taxa de crescimento da potência óptica retroespalhada é maior que a taxa de diminuição da potência óptica transmitida. Este aumento na amplitude da potência óptica retro-espalhada está associado com o efeito eletrostrictivo, estudado na Seção 2.3.4.2 (BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; DAINESE, 2006). Para  $P_{bomb} \approx 36$  mW, tem-se que  $P_{Ret} \approx 7,5$  mW e  $P_T \approx 25$  mW, assim a potência óptica registrada nos medidores de potência (5a) e (5b),  $P_{Ret} + P_T \approx P_{Tot}$ , é de 32,5 mW, subtraindo este valor da potência de bombeamento obtém-se 3,5 mW. Esta potência óptica está relacionada com a energia retida no meio. Para  $P_{bomb} = 56$  mW, tem-se  $P_{Ret} \approx 27,5$  mW e  $P_T = 22$  mW, fazendo as mesmas contas obtém-se que a diferença entre a potência de bombeamento e a soma da potência óptica guiada é de 6,5 mW. Este resultado sugere que, a medida que a potência de bombeamento aumenta, está ocorrendo um armazenamento de energia no meio. Porém, somente com estes números não é possível afirmar que tanto o valor de 3,5 mW quanto o valor de 6,5 mW estão, efetivamente, retidos no meio, pois existem as perdas intrínsecas que devem ser contabilizadas e, novamente, não se sabe quais são as componentes espectrais envolvidas no espectro.

Embora este gráfico permita obter conclusões valiosas sobre o retroespalhamento Brillouin, como, por exemplo, a obtenção do limiar Brillouin, o comportamento das potências ópticas transmitida e retroespalhada, ele não fornece informações sobre as características espectrais da radiação propagante. Na próxima seção, são apresenta-

dos os resultados obtidos a partir do analisador de espectro óptico de alta resolução para responder estas questões.

#### 4.2 Caracterização espectral dos processos de retroespalhamento Brillouin e Rayleigh.

Na Figura 4.2, apresenta-se três dos espectros obtidos neste intervalo de potência de bombeamento. A menos do deslocamento já mencionado, o comprimento de onda das bandas observadas é igual ao comprimento de onda do laser incidente, ou seja, todas as bandas são referentes ao retroespalhamento Rayleigh. Observa-se também que a linha base dos espectros se mantém constante para estes níveis de bombeamento. Conceitualmente, estes espectros representam a influência dos defeitos pontuais presentes no caminho óptico do laser de bombeamento. Estes defeitos também são chamados de defeitos estruturais, Seção 2.1.2.2. Como eles não se propagam, não geram efeito Doppler, a frequência observada, ou espalhada, tem o mesmo valor numérico da frequência do laser de bombeamento, portanto é um processo de espalhamento elástico. Destaca-se também que o pico de potência óptica da banda Rayleigh aumenta com o aumento da potência do bombeamento.

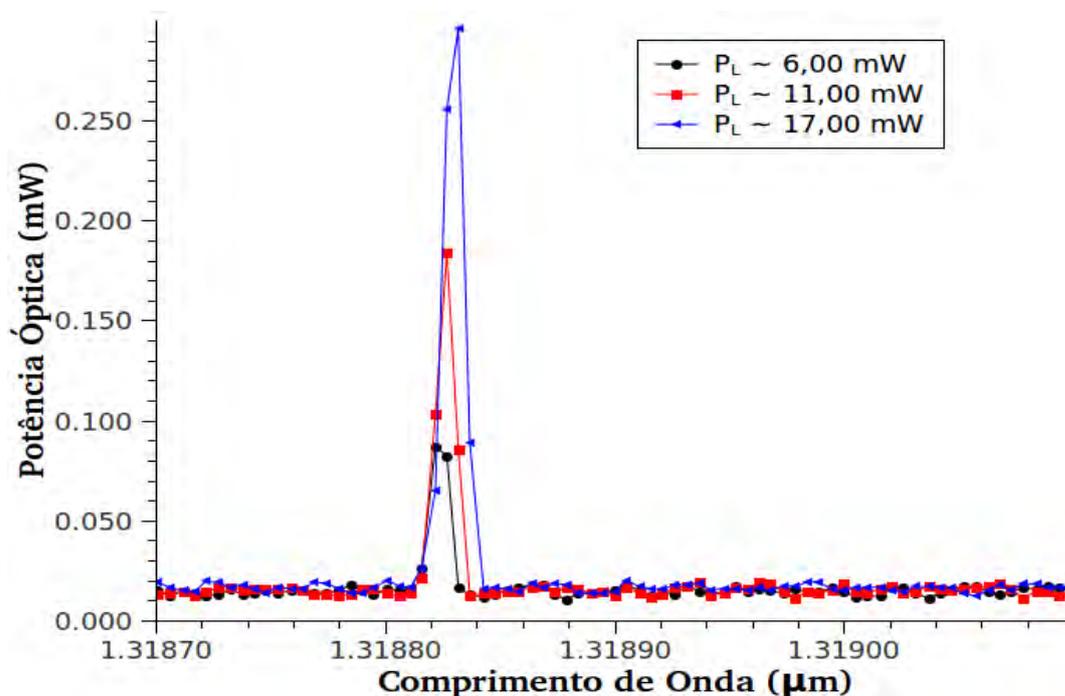


Figura 4.2 - Espectro referente ao retro-espalhamento Rayleigh em fibra óptica monomodo.

Na Figura 4.3, são apresentados três dos espectros obtidos no intervalo de potência de bombeamento entre 20,00 mW e 30,00 mW. Diferentemente do intervalo anterior, neste caso, observa-se a presença de várias bandas espectrais.

A banda, cujo pico é o mais intenso, tem o mesmo comprimento de onda do laser de bombeamento, portanto, esta banda representa o retro-espalhamento Rayleigh. Nos três níveis analisados, foi observado que a potência óptica de pico desta banda manteve-se em 0.45 mW.

Ainda sobre a Figura 4.3, este intervalo avaliado está abaixo do limiar Brillouin. Teoricamente, não deveria ser observada a componente Brillouin Stokes estimulada. No entanto, foi observado uma banda espectral, cuja distância com relação a banda referente ao espalhamento Rayleigh é de 13,6 GHz. Este valor é o mesmo esperado para o deslocamento Brillouin em meio formado por sílica fundida. Ele está completamente em acordo com o valor encontrado na literatura (PHERON et al., 2011; KOPYAKOV et al., 2010; BOYD, 2008; AGRAWAL, 2007; DAINESE, 2006; ROSSETO, 2004). A banda referente ao retro-espalhamento Brillouin Stokes estimulado é observado já em 26,00 mW de potência de bombeamento e sua potência óptica é de 0,05 mW. O analisador de espectro óptico permite monitorar a composição espectral do retroespalhamento e a potência óptica de cada componente espectral. Estas informações não podem ser fornecidas pelo método convencional. Esta impossibilidade ocorre porque, como mostra o espectro, no entorno do limiar Brillouin o retro-espalhamento é composto por outras bandas, de forma que todas as bandas são significativas. Pelo método convencional, a única informação que se tem é a potência óptica total do espectro. Assim, o valor de 26,00 mW decorre da possibilidade de se monitorar, especificamente, a componente espectral relativa ao espalhamento Brillouin.

Por fim, foi observado a geração de bandas laterais para potência de bombeamento em 30,00 mW, tanto acima quanto abaixo do valor da frequência referente à radiação de bombeamento. Estas bandas laterais são simétricas com relação a banda do retro-espalhamento Brillouin Stokes. Elas totalizam três bandas laterais, Stokes e anti-Stokes, cuja distância em frequência, estão apontadas na própria figura. As distâncias calculadas sugerem que estas bandas são harmônicas da frequência referente ao retro-espalhamento Brillouin. A origem destas bandas no espectro de retro-espalhamento ainda não é esclarecida pela literatura (DAINESE, 2006). Este mesmo autor, sugere que pode ser resultado de um efeito não linear de mistura de frequências, entretanto,

sem afirmar de forma conclusiva, ou seja, é somente uma sugestão (DAINESE, 2006).

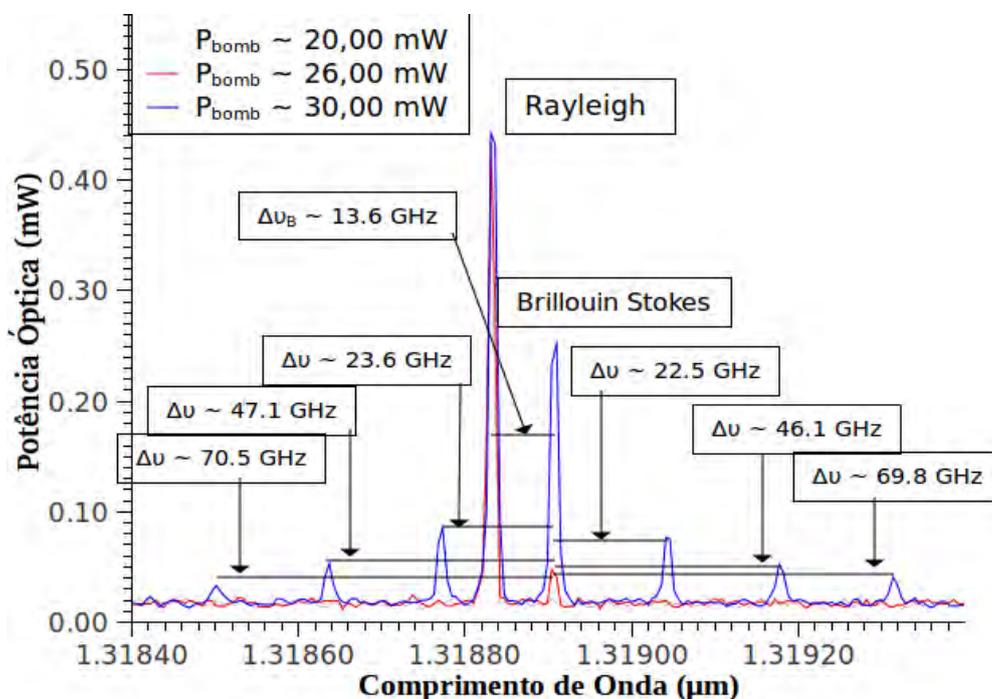


Figura 4.3 - Espectro da luz retroespalhada na fibra óptica monomodo, referente a região  $L_n$  da Figura 4.1. A distância entre o pico Brillouin e o último pico lateral observado é de 0,41 nm 70,5 GHz.

Na Figura 4.4, são apresentados três dos espectros obtidos no intervalo de potência de bombeamento entre 31 mW e 60 mW, portanto, acima do limiar Brillouin. O deslocamento observado na potência óptica de pico dos espectros decorre do problema já citado no início da Seção 3.2.2. O comprimento de onda das bandas observadas é igual ao comprimento de onda da banda Brillouin Stokes observado na Figura 4.3, ou seja, todas as bandas são referentes ao retroespalhamento Brillouin Stokes. Foi observado que, embora com valores muito abaixo da potência de pico do sinal Brillouin, as bandas referentes ao espalhamento Rayleigh e as bandas laterais estão presentes no retroespalhamento em todo intervalo acima do limiar Brillouin. Na seção 4.3 é apresentado e analisado o comportamento da potência óptica e da posição espectral tanto da banda referente ao retroespalhamento Rayleigh quanto da primeira banda lateral Stokes e anti-Stokes.

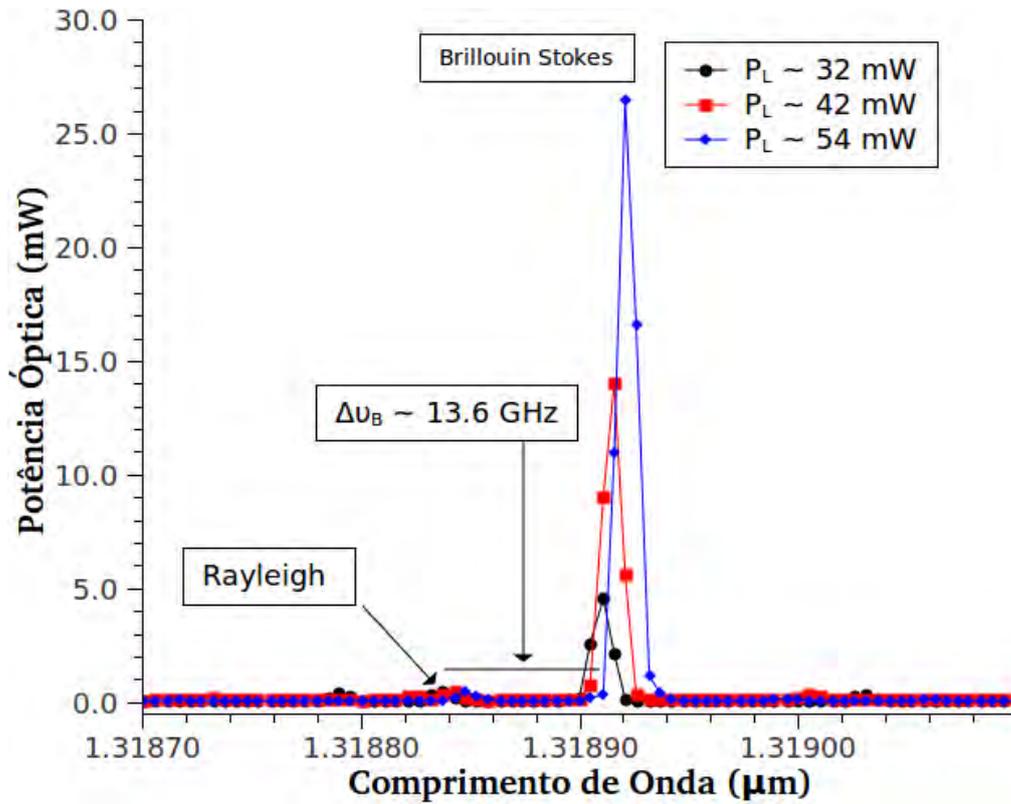


Figura 4.4 - Espectro do retroespalhamento Brillouin e Rayleigh referente à região  $NL_n$  da Figura 4.1.

Todos estes espectros referem-se à resposta do meio material dielétrico, sílica fundida, a ação de um campo eletromagnético. Sob ação de um campo elétrico externo, a distribuição de cargas dentro deste dielétrico é alterada, gerando um momento de dipolo induzido. Pode-se considerar esta estrutura deformada como um sistema massa-mola, onde o deslocamento do elétron com relação ao núcleo é o estiramento sofrido pela mola (BOYD, 2008; BANERJEE, 2004).

O espectro da Figura 4.2 representa a situação em que a força de restauração associada com este sistema massa-mola é proporcional ao deslocamento do elétron, portanto é uma relação linear entre a força de restauração e o deslocamento do elétron. Como já mencionado no Capítulo 2.2, esta estrutura oscila segundo a frequência da onda incidente, gerando uma onda espalhada com composição espectral dada pela Equação 2.46. As flutuações envolvidas no processo de espalhamento são muito menores que seus valores médios,  $\delta N \ll N_0$ ,  $\delta\alpha \ll \alpha_0$ . Assim, a componente da polarização associada com estas flutuações, que são responsáveis pelos espalhamentos

Brillouin e Raman, têm amplitude muito menor que a componente associada com os valores médios,  $N_0$  e  $\alpha_0$ , que são responsáveis pelo espalhamento Rayleigh. Nesta região, a potência óptica do espectro é composta, basicamente, pela componente Rayleigh. Vale ressaltar que as componentes Brillouin e Raman espontâneo estão presentes no meio, porém suas intensidades são muito baixas.

O aumento da potência do bombeamento, a partir do regime de interação linear que corresponde a região abaixo do limiar Brillouin, leva ao estabelecimento do batimento óptico, neste caso, o deslocamento dos elétrons obedece a uma relação não linear com relação a força de restauração, devido à presença da eletrostricção. Este último efeito, por sua vez, induz as partículas do meio a deslocar-se na direção da região de alto gradiente óptico. Para entender isto, deve-se lembrar que a eletrostricção é representada pela pressão eletrostrictiva, Equação 2.91, que é negativa e varia com o quadrado da amplitude do campo elétrico. Assim, o aumento da potência de bombeamento diminui a pressão eletrostrictiva na região de alta densidade óptica, onde o batimento é máximo, promovendo um arrasto das partículas da vizinhança para esta região menos densa. Portanto, o aumento da potência de bombeamento leva a um aumento no número de partículas sob efeito do batimento óptico, ou seja, oscilando com a frequência do espalhamento Brillouin. Neste caso, aos olhos da expressão para a Equação 2.46, que define a polarização, o número de partículas aumenta na medida que a potência de bombeamento aumenta, logo,  $\delta N$  é também grande o suficiente para gerar a banda Brillouin Stokes presente no espectro da Figura 4.3. O processo disparado pela eletrostricção é um processo de excitação do meio que se mantém enquanto existir bombeamento. Para induzir as partículas a oscilar segundo a frequência do batimento, este processo de excitação consome energia do bombeamento. Assim, a energia contida no retroespalhamento é menor que a energia fornecida pelo laser de bombeamento. Isto justifica a energia do retroespalhamento Brillouin Stokes ser menor que a energia referente ao espalhamento Rayleigh,  $\omega_S < \omega_0$ .

Utilizando o valor numérico do deslocamento Brillouin na equação 2.80, e considerando que a velocidade da onda acústica é 5900 m/s, o comprimento de onda da onda acústica é de 0,447  $\mu\text{m}$ . Portanto, esta é distância entre dois máximos de flutuação na densidade mássica presente na fibra óptica sob efeito do espalhamento Brillouin estimulado. Aos olhos da discussão realizada na primeira parte sobre Fundamentos Teóricos, este comprimento de onda está relacionado com o modo acústico

que está sendo amplificado pela eletrostricção. A amplificação da onda acústica representa uma amplificação no número de partículas oscilando com este comprimento de onda, ou neste modo acústico. Na linguagem da mecânica quântica, a amplificação do modo acústico representa uma amplificação da população de fônons acústicos com comprimento de onda de  $0,447 \mu\text{m}$ .

A partir do estabelecimento da eletrostricção, qualquer acréscimo na potência de bombamento, tem como consequência um aumento em  $\delta N$ , ou seja, no número de partículas que passam a oscilar com a frequência estabelecida pelo batimento óptico. Isto por sua vez, leva à amplificação da potência óptica do retroespalhamento Brillouin Stokes, como verificado no espectro da Figura 4.4. Foi observado, também, que o estabelecimento do retroespalhamento Brillouin é acompanhado de uma saturação da potência óptica do retroespalhamento Rayleigh que, por sua vez, está presente em todo intervalo  $P_{bomb}$  analisado. Esta observação é muito importante pois, é sabido da literatura que os sinais Brillouin e Rayleigh não acoplam-se (BOYD, 2008), porém não foi encontrado até a escrituração desta tese, modelo físico para explicar este comportamento acima do limiar Brillouin.

### 4.3 Caracterização das bandas laterais em função da potência de bombeamento

Sabendo da existência das bandas e de sua origem ainda não esclarecida, faz-se interessante descrevê-las em função da potência de bombeamento para entender seu comportamento e sua consequência no espectro do retroespalhamento, porém, sem aprofundar neste tema para não desviar do foco do trabalho. A análise segue-se entre o retro-espalhamento Rayleigh e a primeira banda lateral Stokes e anti-Stokes em função da potência de bombeamento.

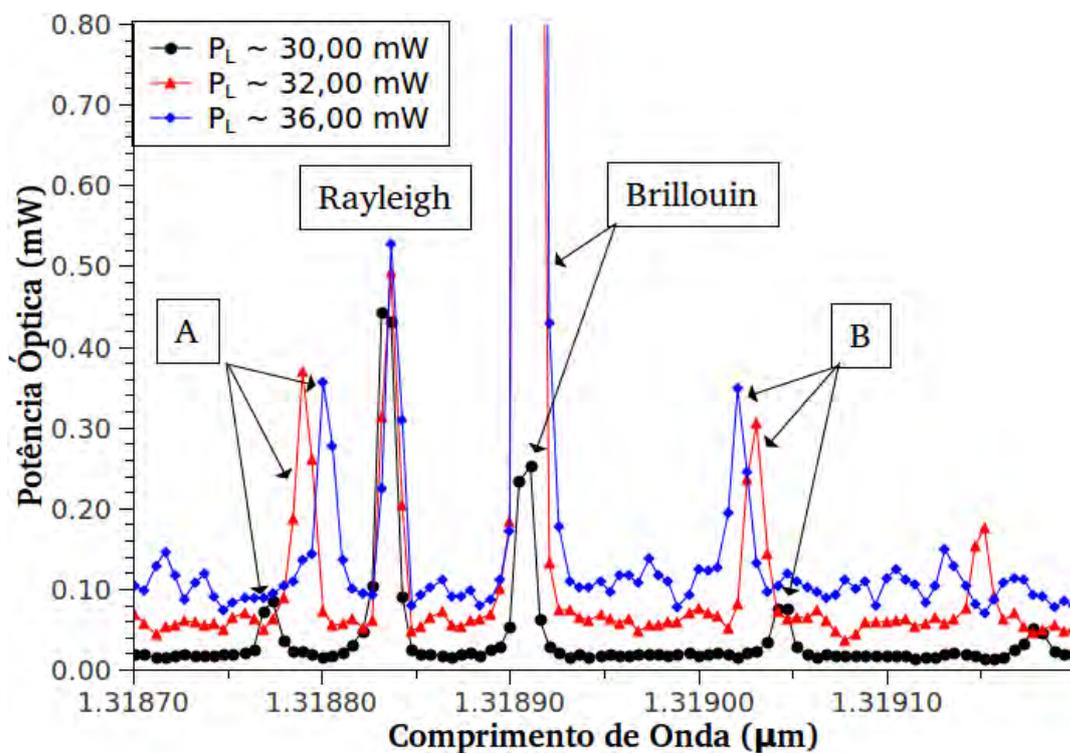


Figura 4.5 - Espectro da luz retro espalhada em fibra óptica monomodo referente ao final da região  $L_n$  da Figura 4.1. Com destaque para as alterações na potência óptica e na posição espectral das bandas laterais.

A Figura 4.5 mostra os espectros para dois diferentes níveis de potência de bombeamento. Ela mostra que, para o primeiro nível de bombeamento,  $P_{bomb} = 30,00$  mW, a linha de base está em 0,02 mW. Elevando o nível de bombeamento para 32,00 mW, a linha de base elevou-se para 0,05 mW. Comparando com o comportamento da linha base para os níveis inferiores mostrados na Figura 4.3, observa-se uma el-

evação na linha de base de 0,03 mW. Isto mostra que o aumento da potência de bombeamento eleva não somente a potência de pico das bandas espectrais, mas também aumenta o nível de ruído de fundo. Este comportamento não é observado nos espectros apresentados na Figura 4.2, onde o nível da linha de base mantém-se constante, enquanto a potência do retro-espalhamento Rayleigh aumenta. Observa-se também que, tanto a potência óptica quanto a posição espectral das bandas laterais alteram-se com o aumento do nível de bombeamento, já as bandas referentes aos espalhamentos Brillouin e Rayleigh mantêm-se nas suas respectivas posições espectrais, aumentando apenas a potência de pico. O espectro mostra que a posição espectral de cada uma das bandas convergê para a posição espectral da banda Brillouin Stokes.

A Figura 4.6 representa a relação entre a potência de pico das duas primeiras bandas laterais, Stokes e anti-Stokes, e também da banda referente ao retro-espalhamento Rayleigh em função da potência de bombeamento. Esta análise revela que a potência de pico das bandas, inicialmente, aumenta e em seguida decresce. As duas bandas laterais apresentam sempre potência de pico menor que a potência de pico do espalhamento Rayleigh, que por sua vez, oscila no entorno de 0,50 mW, com um leve decréscimo. Destaca-se que, acima de 35,00 mW de potência de bombeamento, a potência de pico de todas as bandas decrescem a medida que a potência de bombeamento aumenta. Com relação a banda *A*, no intervalo de potência de bombeamento entre 46,00 mW e 54,00 mW, sua posição espectral confunde-se com a posição espectral da banda Rayleigh. Dada a forma como o experimento foi realizado, não foi possível separar as intensidades das bandas Rayleigh e *A*. Esta característica compromete, neste mesmo intervalo, a potência óptica do sinal Rayleigh medido. Um forma de resolver esta questão é considerar que o comportamento das bandas *A* e *B* são semelhantes também nesta região, e considerar que a potência óptica da banda *A* é a mesma potência óptica da banda *B*.

Cada ponto na Figura 4.7 representa a distância, em frequência, de cada banda com relação a frequência central da banda Brillouin Stokes. Por exemplo, para 30 mW de potência de bombeamento, o valor de 23,5 GHz representa a distância entre pico da banda Brillouin Stokes e o pico da banda *B*, já o valor de 24,5 GHz representa a distância entre os picos da banda Brillouin Stokes e o pico da banda *A*. O valor de 13,6 GHz representa a distância entre o pico da banda Brillouin Stokes e o pico da banda Rayleigh, que é o próprio deslocamento Brillouin. Este último valor mantém-

se constante, característica esta que está de acordo com a Equação 2.77, a qual indica que o deslocamento Brillouin não depende da potência de bombeamento. Os resultados mostram que a frequência da banda *A* e *B* convergem para a frequência da banda Brillouin Stokes.

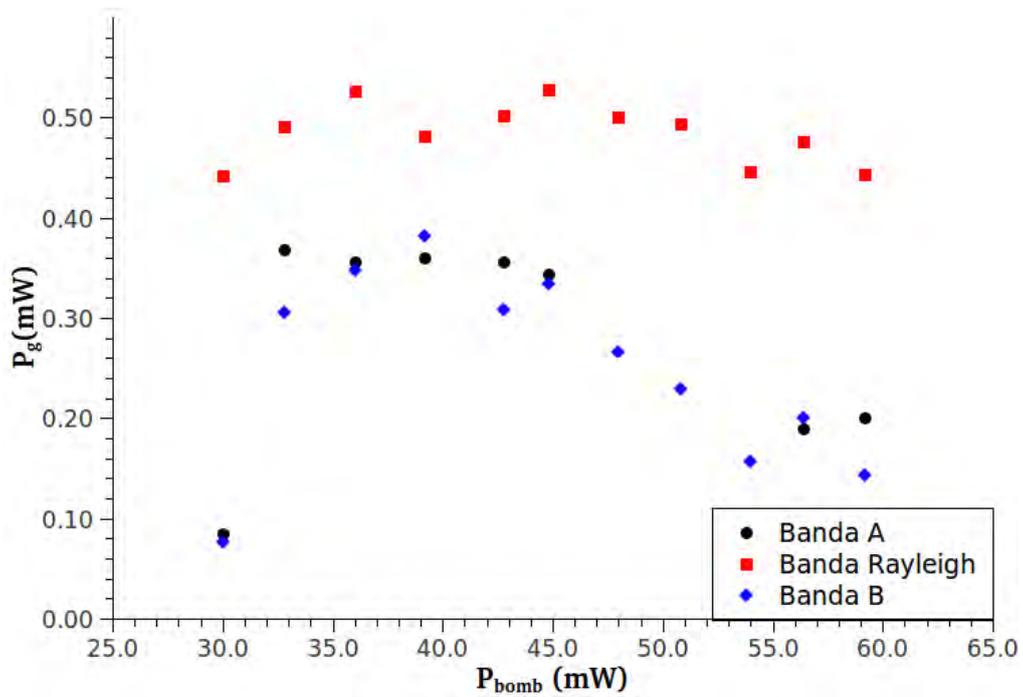


Figura 4.6 - Nesta figura é apresentado o comportamento da potência óptica de pico das bandas laterais *A* e *B* (Figura 4.5) e Rayleigh em função da potência de bombeamento.

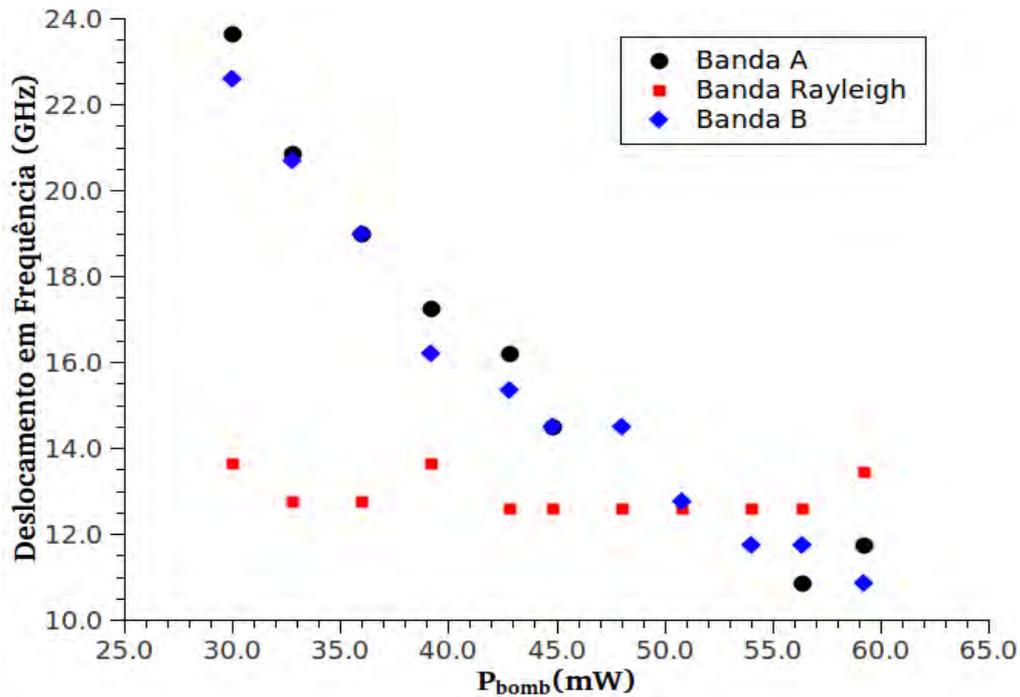


Figura 4.7 - Nesta figura é apresentado o comportamento do deslocamento espectral das banda laterais A e B (Figura 4.5), e Rayleigh em função da potência de bombeamento. Os deslocamentos são obtidos com relação a frequência central do espalhamento Brillouin.

#### 4.4 Análise da potência das componentes espectrais

Na Seção 4.1, foram apresentados os resultados relativos a potência óptica guiada na fibra óptica sem preocupar-se com a composição espectral dos sinais propagantes. Vale ressaltar que a literatura sobre espalhamento Brillouin em fibra óptica utiliza o gráfico lá apresentado para fazer as análises sobre o efeito Brillouin. Em seguida, na Seção 4.2, foram apresentados os espectro da radiação retroespalhada referentes aos regimes  $L_n$  e  $NL_n$  indicados na Figura 4.1. Nesta seção é apresentada a relação entre a potência de bombeamento e as potências ópticas transmitida e retroespalhada pela fibra óptica. Considera-se somente as bandas referentes aos processos de retroespalhamento Rayleigh e Brillouin Stokes.

Na figura 4.8, cada ponto na curva de retroespalhamento foi obtido a partir da leitura dos espectros obtidos com o analisador de espectro óptico de alta resolução. A potência óptica transmitida foi obtida através do medidor de potência óptico, não sendo resultado de análise espectral. Este gráfico é semelhante àquele da Figura 4.1,

porém, com a significativa diferença que, este é construído a partir dos espectros obtidos. Desta forma, ele permite conhecer a relação entre as potências óptica dos sinais óticos presentes no espectro de retroespalhamento. Não se considera as bandas laterais, dado que suas potências ópticas são menores que a mesma sinal Rayleigh, portanto sua influência no retroespalhamento Brillouin é menor ainda. A partir de 32,00 mW, a potência do óptica retroespalhamento está, praticamente, toda na banda Brillouin, pois a potência do óptica retroespalhamento Rayleigh é constante. Destaca-se, também, que a relação entre as potências retroespalhada, transmitida e de bombamento são lineares.

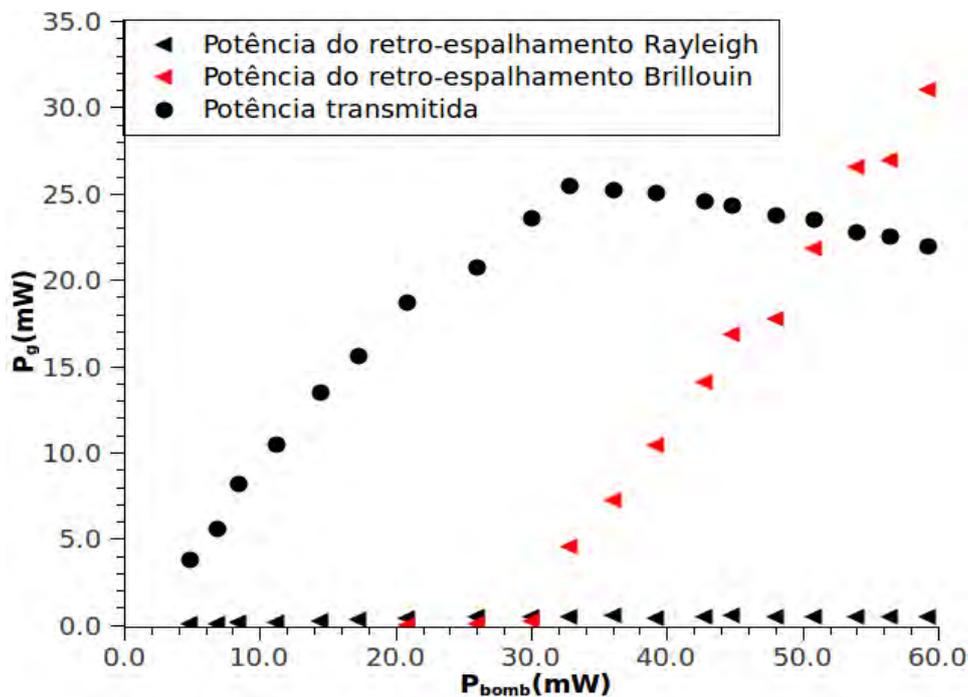


Figura 4.8 - Nesta figura é apresentada a relação entre as potências ópticas referentes aos espalhamentos Rayleigh e Brillouin Stokes e a potência óptica da radiação transmitida em função da potência de bombeamento.

Uma vez que a perturbação que leva ao espalhamento de luz são as flutuações na pressão e entropia, a primeira levando ao espalhamento Brillouin e a segunda ao espalhamento Rayleigh, Equação 2.58, este comportamento crescente para a potência óptica do espalhamento Brillouin e decrescente para a potência óptica do espalhamento Rayleigh mostra que a eletrostricção não somente aumenta a flutuação de pressão ou densidade mas também, diminui a flutuação na entropia. Portanto,

acima do limiar Brillouin, a eletrostricção minimiza o efeito dos defeitos pontuais no processo de espalhamento.

#### 4.5 Medição do Limiar Brillouin utilizando o retroespalhamento

Nas seções anteriores, foram apresentados os resultados sobre o retro-espalhamento de luz gerado em fibra óptica. Foi mostrado que ele é formado, basicamente, pelas componentes espectrais relativas aos processos de espalhamento Rayleigh e Brillouin Stokes estimulado. Esta constatação foi possível pelo uso do analisador de espectro óptico, juntamente com um medidor de potência óptica que registrou os níveis de potência óptica transmitida pela fibra óptica. No que tange a potência óptica, esses resultados foram reunidos na Figura 4.8. Nesta seção, mostra-se que é possível medir o limiar Brillouin utilizando o retro espalhamento Rayleigh, suportado pelos resultados espectrais já obtidos. Neste caso, considera-se o valor fornecido pelo método teórico, que foi de 30.5 mW.

Nesta seção, são utilizado esses mesmos dados, porém, limitados à região  $L_n$ , portanto abaixo do limiar Brillouin. Estes dados estão reunidos no gráfico apresentado na Figura 4.9. Observa-se que o retro-espalhamento Rayleigh cresce com a mesma inclinação até 20,00 mW de potência de bombeamento. Acima deste nível de bombeamento, a potência óptica oscila entre máximos e mínimos com amplitude cada vez menor. A linha pontilhada representa a fronteira entre estes dois comportamentos. Entre 26,00 mW e 30,00 mW de potência de bombeamento, a potência óptica do retro-espalhamento Brillouin aumentou de 0,012 mW para 0,26 mW, acima deste nível de bombeamento o espectro é, como já demonstrado, dominado pelo retro-espalhamento Brillouin. Neste mesmo intervalo, o sinal Rayleigh sofreu forte alteração na sua derivada. Isto mostra que o sinal Rayleigh é sensível ao surgimento do retroespalhamento Brillouin. Voltando a atenção para a Figura 4.8, é visível uma pequena alteração na potência óptica do sinal transmitido, também em torno de 20 mW de potência de bombeamento, porém a alteração torna-se explícita somente acima de 30 mW.

As observações acima sugerem que o retro espalhamento Rayleigh pode ser utilizado para mensurar o limiar Brillouin, fornecendo valor compatível com os resultados fornecidos pelo analisador de espectro óptico. Para testar esta conclusão foi construída a curva presente na Figura 4.10. Cada ponto desta figura representa a potência óptica retroespalhada pela fibra óptica, na montagem representada na Figura 3.9. Ela

mostra que a partir de 26,00 mW de potência de bombeamento, o retro-espalhamento é fortemente amplificado, e sua derivada cresce visivelmente. Para  $P_{bomb} = 26,00$  mW,  $P_{Ret} = 0,45$  mW, aumentando  $P_{bomb}$  para 30,00 mW,  $P_{Ret}$  aumenta para 0,70 mW, portanto um aumento de 55%. O próximo valor de  $P_{bomb}$  utilizado é de 32,5 mW, gerando um  $P_{Ret}$  de 4,5 mW, portanto, aumentando exageradamente a sua derivada. Devido ao passo grande do laser de bombeamento utilizado, não foi possível medir com mais precisão a alteração na derivada de  $P_{Ret}$ , porém, é clara a alteração. Esta pouca visibilidade pode ser evitada fazendo o passo do laser de bombeamento menor que o utilizado neste experimento. Este experimento versa então como um novo método para medir o limiar do retro-espalhamento Brillouin estimulado em fibra óptica.

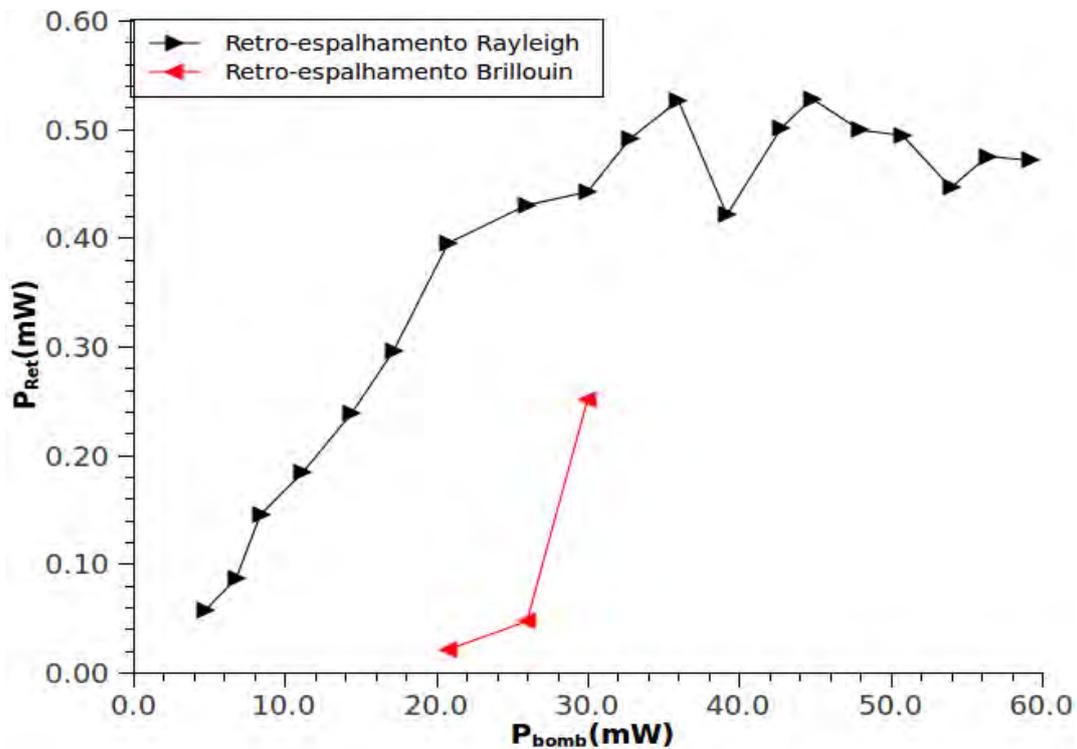


Figura 4.9 - Potência óptica de pico do retro-espalhamento Rayleigh e Brillouin estimulado.

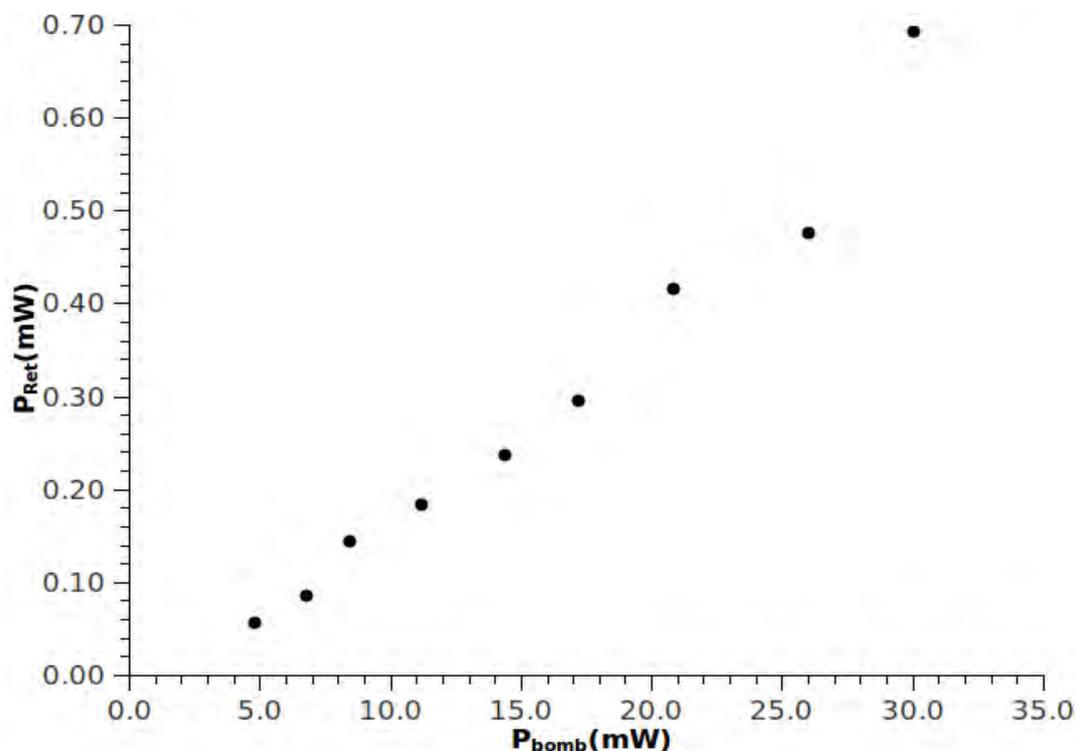


Figura 4.10 - Potência óptica do retro-espalhamento, referente a região entre 4 mW e 30 mW de potência de bombeamento.

#### 4.6 Espalhamento Brillouin-Rayleigh em fibra óptica com centro de cor

A Figura 4.11 mostra o comportamento da perda na potência óptica transmitida pelo conjunto de fibras ópticas (4) e (5), durante o tempo em que as fibras foram submetidas a radiação laser. Cada ponto desta curva representa a perda no sinal transmitido em função do tempo, quando um feixe de laser atravessa, continuamente, o conjunto de fibras ópticas. Inicialmente, o conjunto de fibras gerou perda de 12,65 dB/km que, passados 7 (sete) dias de exposição à radiação laser, diminuiu para 10,50 dBm/km. Com auxílio do gráfico da Figura 4.8 pode-se estimar a perda na transmissão do sinal óptico, na ausência dos centros de cor. Para isto, foi extrapolada a curva de transmissão desta figura para  $P_{bomb} = 112,00$  mW. Uma conta simples, considerando que a extrapolação é linear, e fornece 11,8mW de potência óptica transmitida. Utilizando a Equação 2.47, a perda para estes valores é de 8,65 dB/km, que representa a perda no conjunto de fibras ópticas na ausência dos centros de cor. Portanto, mantendo a potência de bombeamento fixa, a diferença entre este valor e os valores presentes no gráfico da Figura 4.8 fornecem a perda inserida pelos centros

de cor. Em  $t_e = 0$ , a perda decorrente dos centros de cor é de 4,00 dB/km, após sete dias, é de 1.95 dB/km.

A diminuição na perda significa que, a medida que o tempo passa, mais luz é transmitida ao sistema de aquisição. Esta radiação que atinge o fotodetector é composta pela luz do laser e aquela decorrente da relaxação dos centros de cor. Haja vista a discussão documentada no Capítulo 2.2, onde é mostrado que os centros de cor relaxam nas formas radiativa e não radiativa, pelo experimento realizado não é possível distinguir entre ambas as radiações, para isto é necessário obter o espectro desta radiação.

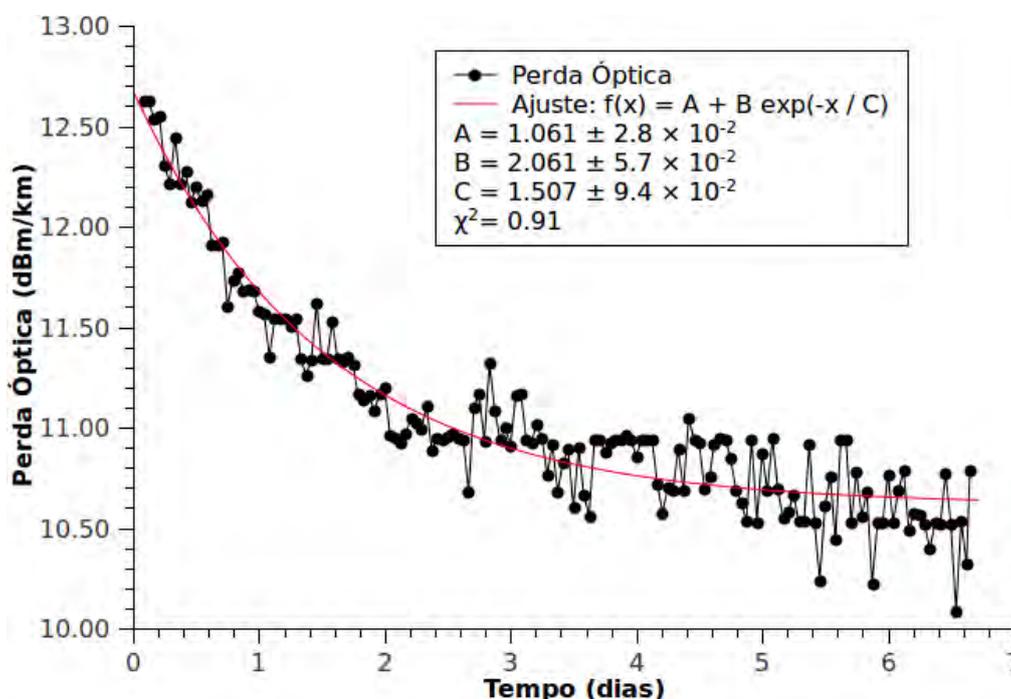


Figura 4.11 - Curva da potência óptica transmitida através do carretéis de fibra óptica. Os pontos são dados experimentais e a linha contínua é um ajuste.

No mesmo período de tempo o sinal retro-espalhado também foi monitorado, e o resultado está apresentado na Figura 4.12. Inicialmente, a potência do sinal retro-espalhado foi de 64.25 mW. No sétimo dia, esta mesma potência foi 62.45 mW. A diferença entre estes valores é de 2,20 mW, que representa a diminuição no sinal retro-espalhado. Portanto, a potência da radiação retro-espalhada diminuiu durante o tempo de exposição a radiação laser. Considera-se que a relação entre as potên-

cias de bombeamento e potência óptica Brillouin retroespalhada é linear (CHEN; BAO, 1998), uma conta simples resulta no valor de 60,00 mW para potência retroespalhada, na fibra óptica sem centro de cor, Figura 4.8. Como a única diferença com relação ao tratamento da seção anterior, onde foi gerado a curva referente ao retro-espalhamento Brillouin estimulado, é a presença do trecho de fibra com centros de cor, atribuiu-se o aumento da amplitude do retro-espalhamento à presença dos centros de cor.

A diferença na potência óptica retro-espalhada, entre o sistema com e sem centros de cor foi, no final de sete dias, de 2.45 mW. Isto mostra que os centros de cor mativeram-se presentes no sistema e colaboraram com um acréscimo de 2.45 mW na potência óptica retroespalhado que é, basicamente, formada pelo sinal Brillouin, Figura 4.4. Uma vez que o estabelecimento do retro-espalhamento Brillouin na fibra óptica gera estruturas que são como grades de Bragg (BOYD, 2008), somente os comprimentos de onda que estiverem dentro da curva de ganho do espalhamento Brillouin irão propagar-se ao longo desta estrutura. Aqueles que estiverem fora da curva de ganho serão fortemente atenuados. Desta forma, mesmo que seja possível a geração de outros comprimentos de onda decorrentes da relaxação dos centros de cor, somente a radiação com comprimento de onda dentro da curva de ganho do efeito Brillouin irão propagar-se. Assim, este aumento na potência retro-espalhada está relacionado com a relaxação dos centros de cor que emitem radiação com comprimento de onda dentro da curva de ganho do espalhamento Brillouin. Uma vez que os centros de cor podem relaxar de forma não radiativa, ou seja, gerando fônons (WATTS, 1997; CANNAS, 1998), este aumento pode estar relacionado com a amplificação da onda acústica. A sugestão para esclarecer as origens deste aumento na potência óptica retroespalhada é a resolver o espectro para identificar a composição espectral deste sinal. Na seção sobre trabalhos futuros é apresentada uma proposta com este fim.

Pela análise acima, os resultados apresentados mostram ser possível utilizar o espalhamento Brillouin como sensor de presença de radiação ionizante, não somente pelas medições do desvio de frequência (PHERON et al., 2011; ALASIA et al., 2006), mas também pela medição da potência óptica retro-espalhada. Ele pode ser utilizado também como mecanismo para medição de perdas por radiação ionizante em tempo real em fibra óptica. Ressalta-se que a medida da potência óptica Brillouin é bem mais simples que a medição do deslocamento Brillouin. Considerando que o espal-

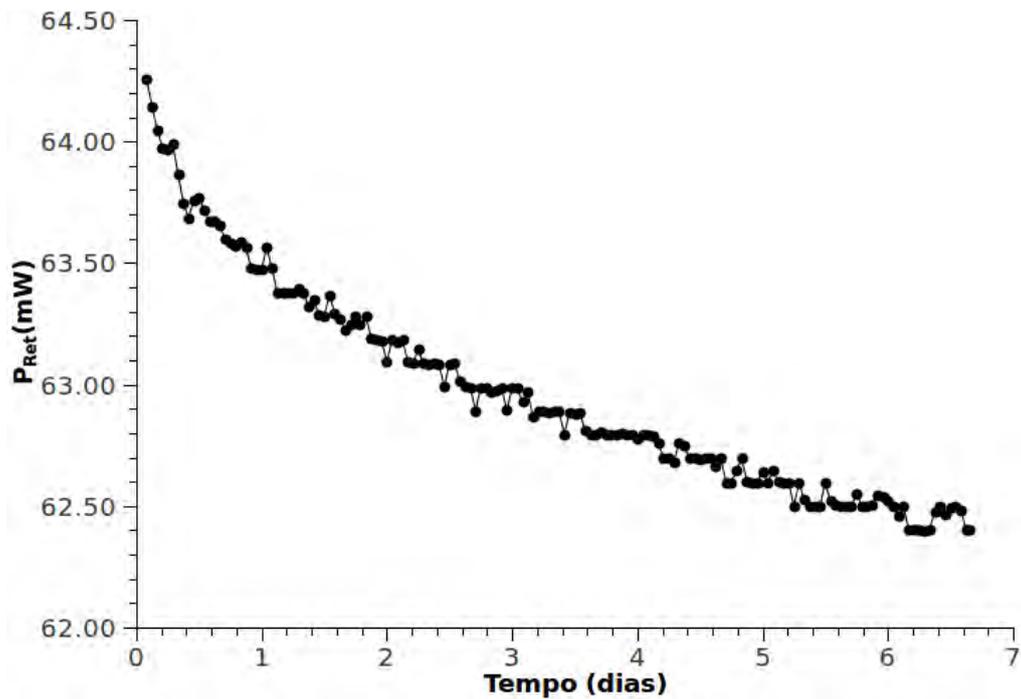


Figura 4.12 - Curva da potência óptica retroespalhada pelos carretéis de fibra óptica. Os pontos representam os dados experimentais.

hamento Brillouin está inteiramente relacionado com a geração de fônons no meio, ele poderia ser utilizado para estimular o decaimento de centros de cor, neste caso funcionaria como um mecanismo de desativação centros de cor.

Na seção sobre trabalhos futuro, apresentamos uma proposta para estimar a influência do espalhamento Brillouin na desativação os centros de cor. Esta proposta origina-se dos estudos dos autores desta tese para interpretar os resultados deste experimento, não tendo sido encontrada qualquer referência na literatura sobre este tema.

## 5 CONCLUSÕES

Esta tese apresentou os aspectos teóricos e experimentais referentes aos processos de espalhamento Brillouin e Rayleigh em fibra óptica monomodo. O estudo desenvolveu-se de forma que permitiu apontar para a necessidade de incluir novas considerações no modelo teórico para o espalhamento Brillouin Stokes estimulado. No campo experimental, foi possível obter uma visão geral do espectro de retroespalhamento tanto abaixo quanto acima do limiar Brillouin e assim, apontar novas aplicações para estes efeitos estudados, bem como novas configurações para o sensor Brillouin já consolidado.

No campo teórico, destaca-se o fato de as equações governantes do espalhamento Brillouin estimulado não considerarem o espalhamento Rayleigh como presente no meio. Embora o resultado experimental comprove a geração de bandas laterais juntamente com a geração da banda Brillouin Stokes estimulada, essas bandas laterais não são consideradas nas equações governantes. Até a data desta publicação, não foi encontrado uma teoria para sua origem.

Embora o gráfico apresentado na Figura 4.1 permitiu obter conclusões valiosas sobre o retroespalhamento Brillouin, como por exemplo, a obtenção do limiar Brillouin, o comportamento das potências ópticas transmitida e retroespalhada e a distinção entre as regiões de interação linear e não linear, ele não fornece informações sobre as características espectrais da radiação retroespalhada. Os resultados mostram que a relação entre as potências ópticas é linear.

O analisador de espectro óptico de alta resolução mostrou-se suficiente para resolver o espectro de retroespalhamento. Os resultados mostraram que abaixo do limiar Brillouin, o espalhamento Rayleigh é dominante e sua potência óptica aumenta linearmente em função da potência de bombeamento. A medição da potência óptica do limiar Brillouin medida foi de  $\approx 26$  mW, cerca de 4 mW abaixo do valor teórico.

A geração do espalhamento Brillouin estimulado é acompanhada pela geração de bandas laterais e a saturação da potência óptica do espalhamento Rayleigh. Tanto a potência óptica quanto a posição espectral destas bandas laterais são sensíveis à variação da potência de bombeamento, ou seja, podem ser controladas pela potência de bombeamento. A posição espectral tanto da banda referente ao espalhamento Brillouin quanto a banda espectral referente ao espalhamento Rayleigh não são sen-

síveis à flutuação da potência de bombeamento. Por outro lado, a potência óptica de ambos são sensíveis à flutuação da potência de bombeamento. No caso do espalhamento Rayleigh, acima do limiar Brillouin, sua potência óptica diminui. Por outro lado, a potência óptica relacionada com retro-espalhamento Brillouin Stokes estimulado sempre aumenta.

O comportamento da potência óptica dos espalhamento envolvidos, Brillouin e Rayleigh, mostram que a eletrostricção, além de aumentar a flutuação de pressão no meio, também diminui a flutuação devido a entropia. Assim, a eletrostricção minimiza o efeito dos defeitos pontuais e aumenta o efeito da vibração do meio no processo de retro-espalhamento.

Embora o experimento sobre espalhamento Brillouin na presença de centros de cor não permitiu analisar a eficiência do espalhamento Brillouin na desativação dos centros de cor, eles mostraram ser possível utilizar o espalhamento Brillouin como sensor de presença de radiação ionizante pela simples medição da potência óptica retroespalhada. Ele pode ser utilizado também como mecanismo para medição de perdas por radiação ionizante em tempo real. Ressalta-se que a medição da potência Brillouin é bem mais simples que a medição do deslocamento Brillouin.

A avaliação da potência de pico do retroespalhamento no intervalo entre 5 mW e 30 mW, mostra que o retroespalhamento é mais sensível ao retroespalhamento Brillouin, se comparado à radiação transmitida. Esta característica permitiu desenvolver uma técnica para medir o limiar Brillouin estimulado de forma bastante simples e muito eficiente, esta técnica está apresentada na Seção 4.5.

Os resultados mostram que, para a fibra óptica de 2,6 km, utilizada neste trabalho, o espalhamento Brillouin foi observado somente acima de 26 mW de potência de bombeamento. Abaixo deste nível de bombeamento, o retroespalhamento é composto, predominantemente, pelo espalhamento Rayleigh. O gráfico da Figura 4.1, indicador da presença do espalhamento Brillouin, só faz sentido como indicador da presença do espalhamento Brillouin, acima de 26 mW. Uma forma alternativa de identificar a presença do espalhamento Brillouin, sem a utilização do analisador de espectro, é fazer a medição do retroespalhamento.

A geração do espalhamento Brillouin, é acompanhada da geração de bandas laterais. Esta característica pode ser importante quando da utilização do espalhamento Brillouin.

loun como sensor, pois a utilização da semente para amplificar o sinal Brillouin espontâneo pode amplificar estas bandas e contribuir com a formação de ruído no sistema. Uma forma de eliminar este problema, como os resultados deste trabalho sugerem, é utilizar níveis de bombeamento bem acima do limiar Brillouin.

O aumento da potência de bombeamento leva a amplificação do espalhamento Brillouin. Isto significa amplificação da flutuação de densidade ou pressão, que são as grandezas físicas que tornam o espalhamento Brillouin um efeito sensor. Esta característica sugere que se deva avaliar a sensibilidade da fibra óptica em diferentes níveis de bombeamento.

O fato de o espalhamento Brillouin estar diretamente relacionado com a eletrostricção, sugere que ele, espalhamento Brillouin, possa ser utilizado para desativar centros de cor, uma vez que os resultados mostram que a eletrostricção minimiza os efeitos da flutuação devido a entropia.

A respeito da saturação do sinal referente ao retroespalhamento Rayleigh na presença do retroespalhamento Brillouin Stokes, pode ser entendido da seguinte forma. Note que o espalhamento Brillouin está, diretamente, ligado a presença de uma flutuação decorrentes de variação de pressão e, por outro lado, o retroespalhamento Rayleigh está relacionado com a flutuação no regime de pressão constante. A amplificação do sinal Brillouin Stokes indica que a flutuação de pressão está aumentando, ou que existem, cada vez mais, elementos de volume sob efeito do gradiente de pressão. Logo, existe cada vez menos elementos de volume sob efeito da pressão constante, levando a uma diminuição na intensidade do retroespalhamento Rayleigh.

Por fim, ressalta-se que os propósitos formulados na introdução deste trabalho, que serviram como motivação, foram todos alcançados. Haja vista que, a utilização do analisador de espectro óptico de alta resolução permitiu construir uma figura de mérito para os espalhamentos Brillouin e Rayleigh em função da potência de bombeamento, Figura 4.8, a partir dos espectros satisfatoriamente resolvidos. Esta análise detalhada somada a uma revisão teórica também detalhada permitiu conhecer não somente o comportamento dos processos de espalhamento em função da potência de bombeamento, mas também a origem das flutuações que geram estes processos. Como resultado tem-se uma descrição detalhada do comportamento experimental, com contribuições originais, listadas na introdução e uma lista de trabalhos futuros que contempla, proposta de trabalhos teóricos, como o estudo das bandas laterais,

desenvolvimento de modelo para espalhamento Brillouin e Rayleigh com novas características, mas também desenvolvimento de novas configurações para sensor já consolidado e de novos sensores propriamente dito. As propostas de trabalhos futuros estão listadas abaixo.

## 5.1 Trabalhos futuros:

A partir dos estudos realizados neste trabalho de pesquisa, são propostos como trabalhos futuros:

### 5.1.1 Sensor distribuído a fibra óptica utilizando, espalhamento Brillouin estimulado, para medições de deformação mecânica, temperatura e dose de radiação ionizante, a partir da medição da potência óptica do sinal Brillouin.

Os espectros presentes na Figura 4.4 comprovam que, para níveis de potência de bombeamento acima do limiar Brillouin, o espalhamento Rayleigh tem potência tal que pode ser desconsiderado, frente a potência do sinal Brillouin. Portanto, o retroespalhamento é, predominantemente, formado pelo espalhamento Brillouin, ver Figura 4.8. Desta forma, a fibra óptica é classificada como um meio Brillouin caracterizado por deixar propagar somente a frequência definida pelas Equações 2.71 e 2.72, atenuando fortemente as demais frequências do espectro óptico. Neste meio Brillouin, deformação mecânica, aquecimento e centros de cor extrínsecos, são defeitos ou não homogeneidades, pois todos estes elementos alteram a densidade do meio no local onde eles atuam. Esta alteração na densidade gera uma alteração na velocidade da onda acústica, conforme está representada na Equação 2.66 que, por sua vez, leva a uma alteração no deslocamento Brillouin, ver Equação 2.77. Este deslocamento Brillouin tem a frequência do batimento entre o bombeamento e o sinal referente ao espalhamento Brillouin. Assim monitorar a intensidade do batimento permite utilizar o espalhamento Brillouin como sensor (THÉVENAZ, 2010).

A utilização do batimento como variável sensora está associado com três características. A primeira é que a literatura considera que o espalhamento Rayleigh sempre está presente no retroespalhamento e com potência comparável a potência do sinal Brillouin. A segunda característica é que a distância, em frequência, entre os sinais é pequena e portanto, difícil de ser detectada. A última característica é que a grandeza sensível, no espalhamento Brillouin, é a posição espectral e não a potência óptica, (THÉVENAZ, 2010). Os resultados obtidos neste trabalho, particularmente aquele representado pelo espectro presente na Figura 4.4, mostra que o espalhamento Rayleigh sempre está presente no retroespalhamento, porém, sua potência óptica é muito menor que a potência óptica referente ao espalhamento Brillouin. Assim, é possível gerar uma situação em que a influência do sinal Rayleigh nas medições en-

volvendo o retro-espalhamento Brillouin são pequenas. O deslocamento Brillouin é, realmente, pequeno e a potência óptica do sinal Brillouin alterou-se somente com alteração da potência de bombeamento. Neste último caso, os resultados não permitem avaliar se a potência óptica do espalhamento Brillouin altera-se com a alteração de deslocamento Brillouin.

A presente proposta de sensor Brillouin, utiliza-se da primeira característica. Sabendo da existência de níveis de bombeamento para os quais a potência do sinal Brillouin é muito maior que a potência do sinal Rayleigh, portanto, a intensidade do batimento também é pequena, propõe-se utilizar somente a potência do sinal retroespalhado como variável sensora.

Para a realização da proposta é necessário ter:

- uma fonte de laser contínuo de 200 mW de potência de bombeamento,
- uma fonte de laser pulsado e sintonizável em frequência,
- um acoplador direcional de três braços,
- um acoplador direcional 99/1,
- dois isoladores de 60 dB,
- um carretel de fibra óptica monomodo (SMF) de 4 km de comprimento,
- um osciloscópio,
- um sistema de aquisição de dados utilizando reflectometria óptica no domínio do tempo.

A Figura 5.1 é uma representação esquemática de uma montagem para testar o espalhamento Brillouin como sensor através da medição da potência óptica do retroespalhamento. O laser de bombeamento (1) passa pelo isolador (2) e, em seguida, pelo acoplador direcional de três braços (3), antes de ser injetado na fibra óptica (6), onde o efeito Brillouin será gerado. A semente (4) é lançada no isolador (5) e, em seguida passa pelo acoplador de três braços (3) e então, entra na fibra óptica (6). Ambos os sinais atravessam a fibra óptica e são detectadas por um detector associado a um osciloscópio (7). O laser retro-espalhado pela fibra óptica retorna pelo acoplador

(3). Um dos braços deste acoplador deve ser emendado no acoplador 99/1 (8). O braço equivalente a 99% da potência retro-espalhada deve ser conectado ao sistema de aquisição (9), já o braço equivalente a 1% deve ser conectado ao analisador de espectro óptico (10).

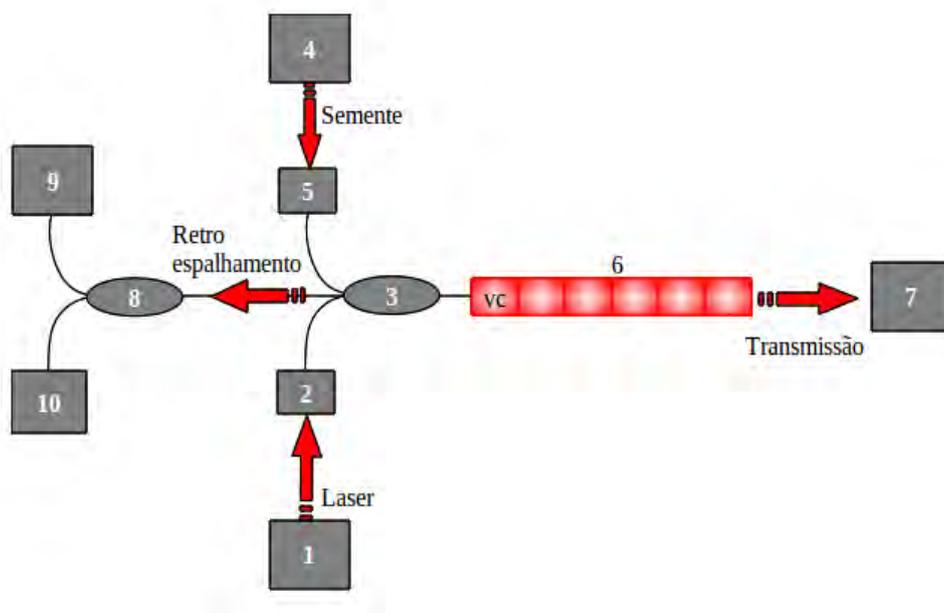


Figura 5.1 - Representação esquemática da montagem de um sensor Brillouin.

Os isoladores (2 e 5) protegem as cavidades (1 e 4) da potência óptica retroespalhada. O acoplador de três braços (3) permite injetar os dois sinais e ainda monitorar a potência retroespalhada. O acoplador (8) permite direcionar a fração equivalente a 1% para analisador de espectro óptico (10) e, a fração equivalente a 99% para o sistema de aquisição de dados (9). O analisador de espectro óptico permite monitorar o espectro da radiação retroespalhada e assim, garantir que somente a frequência referente ao espalhamento Brillouin esteja presente. O osciloscópio (7) permite monitorar a potência do sinal transmitido, que decorre tanto da semente quanto do bombeamento.

O laser de bombeamento gera o espalhamento Brillouin estimulado, a partir desta geração, o meio é caracterizado por uma modulação na densidade, formando regiões de compressão-rarefação. Nesta situação, somente as perturbações com frequência dentro da curva de ganho do espalhamento Brillouin irão propagar-se, frequên-

cias fora deste intervalo serão fortemente atenuadas. Aquecimento, deformação mecânica e ionização em posições localizadas no núcleo da fibra óptica alteram esta modulação com relação as demais regiões, funcionando como não homogeneidade neste meio Brillouin.

A presente proposta, sugere utilizar a semente, pulsada, como sinal de monitoramento destas não homogeneidades. Espera-se que quando a semente, que deve ter a mesma frequência do sinal referente ao espalhamento Brillouin, encontrar estas não homogeneidades, seja espalhada. Uma vez que a semente seja injetada na direções co-propagante ao bombeamento, seu retro-espalhamento estará na mesma direção do retro-espalhamento Brillouin. A potência óptica detectada pelo sistema de aquisição de dados, que é a potência retro-espalhada  $P_{Ret}$ , sem a presença de não homogeneidades no meio Brillouin é então, a soma entre a potência óptica referente ao espalhamento Brillouin e a potência óptica referente a semente. Matematicamente;

$$P_{Ret}(t) = P_B(t) + P_S(t). \quad (5.1)$$

Na equação acima,  $P_T(t)$  representa a potência transmitida pela fibra óptica,  $P_B(t)$  representa a potência referente ao sinal Brillouin e  $P_S(t)$  representa a potência da semente. Na situação em que existe homogeneidades neste meio, a semente será espalhada, da mesmo forma que o sinal Brillouin, porém, o sinal Brillouin não altera a sua potência óptica e sim a frequência. Espera-se que a semente, que é uma fonte independente do bombeamento, seja espalhada como outra frequência qualquer. Uma vez que a potência total é a soma da semente mais o sinal Brillouin, alterações na potência óptica do pulso, promove alteração na potência óptica total.

A localização espacial da não homogeneidade é obtida utilizando o tempo entre o lançamento do pulso e o tempo que demora para que uma fração espalhada deste pulso retorne ao detector. Este tempo é chamado de tempo de trânsito. A posição de uma não homogeneidade, ao longo da fibra é dada por  $z = (c/2n)\Delta t$  (??), onde  $c$  representa a velocidade da luz,  $n$  é o índice de refração da fibra óptica e  $\Delta t$  é o intervalo de tempo entre o lançamento e o retorno do pulso óptico.

A grande vantagem deste sensor reside na medição da potência óptica e não do batimento óptico, uma vez que a medição do batimento é mais complexo. O sistema de detecção é conhecido como reflectometria óptica no dominio do tempo (??THÉVE-

NAZ, 2010). São desafios deste projeto as seguinte análises:

- a) a sintonização da frequência do bombeamento e da semente.
- b) a verificação da sensibilidade deste sensor. Os sensores atuais trabalham com baixos níveis de potência de bombeamento, então deve se mapear a sensibilidade deste, ou seja, quais são as variações mínimas de densidade que este consegue detectar.

Como produto deste projeto, espera-se ter um sensor distribuído a fibra óptica, utilizando a potência do sinal retroespalhada como variável sensora, para medições de temperatura, deformação mecânica e doses de radiação ionizante.

### **5.1.2 Utilização dos processos de espalhamento ópticos Brillouin e Raman como mecanismo de desativação de centros de cor.**

A partir dos estudos realizados no Capítulo 2.3, sabe-se que o espalhamento Brillouin estimulado está diretamente relacionado com a eletrostricção, que se revela como uma deformação mecânica promovida no meio pela ação do campo elétrico associado à onda eletromagnética. Esta atuação resulta em regiões de baixa e alta pressão no meio. A consequência, é um pequeno deslocamento das partículas do meio na direção desta região de menor pressão. Sabe-se também, que e o processo de ionização gera vários estados de energia no meio, Capítulo 2.2. Estes defeitos podem ser interpretados como poço de potencial finito, (RAYBURN; THOMAS, 2004; FOX, 2001; CANNAS, 1998; KUHN, 1980). Assim, a onda acústica ou, em termos quânticos, os fônons, podem alterar as dimensões do poço de potencial, aumentando as chances de os elétrons serem recapturados, assim, desativando o centro de cor. Estas informações sugerem que o espalhamento Brillouin possa ser utilizado como mecanismo para desativação de centros de cor. A mesma análise permite colocar como sugestão, a utilização espalhamento Raman como mecanismo de desativação de centros de cor, uma vez que ele, além de envolver energias mais altas, também está associado com a amplificação de fônons. Na sequência, é apresenta uma proposta para verificar a influência destes processos de espalhamento na desativação dos centro de cor.

O proposta consiste em:

- Obter o espectro de transmissão de duas fibras ópticas de 40 cm,  $F_1$  e  $F_2$ ,

no maior intervalo possível de comprimento de onda. Segundo o gráfico da Figura 2.14, os centros de cor podem aparecer em todo aquele intervalo. A Figura 5.2 é uma representação do processo. As setas representam dois feixes de luz branca incidindo em duas fibras ópticas com as mesmas características ópticas, mecânicas e geométricas. As fibras são representadas pelo nome de  $F_1$  e  $F_2$ .

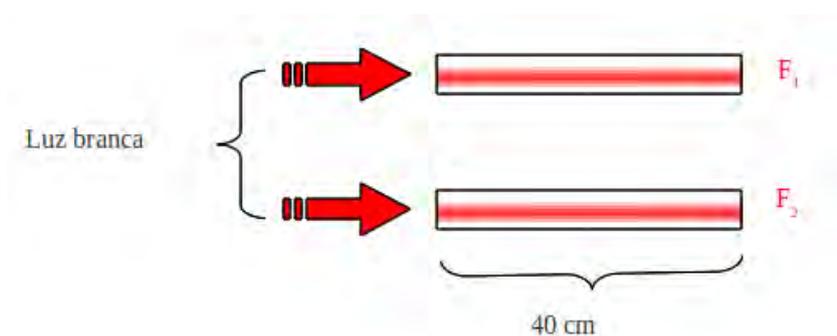


Figura 5.2 - Representação esquemática da geração do espectro de transmissão de duas fibras ópticas.

De forma arbitrária, a fibra óptica  $F_2$  é tomada como a fibras de referência para a situação em que não há centros de cor extrínseco. Portanto este é o espectro das fibras ópticas sem centros de cor.

- Em seguida, deve-se irradiar a fibra óptica  $F_1$ . Considerando que o processo de irradiação é homogêneo, dividir esta fibra óptica em duas fibras de 20 cm, nominadas na Figura 5.3 como  $F_3$  e  $F_4$ .
- Obter o espectro das duas fibras ópticas de 20 cm,  $F_3$  e  $F_4$ , no maior intervalo possível de comprimento de onda, novamente, tendo o espectro representado na Figura 2.14 como referência. Neste caso, há uma complicação pois, 20 cm é um comprimento muito longo para comprimentos de onda pequenos, ou frequências grandes, propagarem-se na fibra óptica monomodo. Assim, sugere-se obter, a partir destas fibras de 20 cm, outras duas de, no máximo, 5 cm para serem utilizadas como amostra, e com isto obter seus espectros. Estes espectros representam os espectros das fibras  $F_3$  e  $F_4$ , portanto das fibras irradiadas.

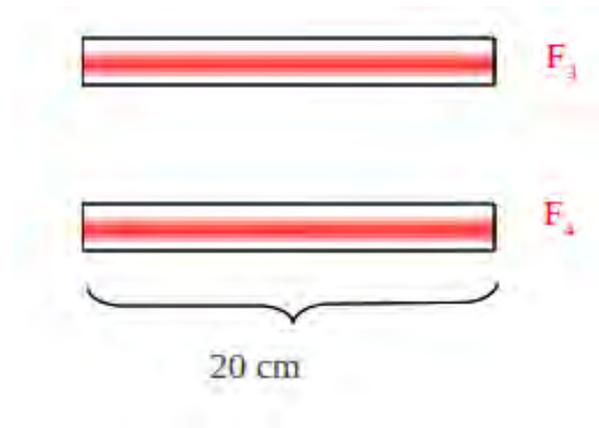


Figura 5.3 - Representação esquemática de duas fibras geradas a partir da fibra óptica  $F_1$  irradiada.

- Tomar  $F_3$  como fibra óptica de referência para a situação em que existe centro de cor extrínseco na fibra óptica.
- Dividir a fibra  $F_4$  em duas partes iguais, gerando duas fibras de mesmo comprimento  $F_4a$  e  $F_4b$ . Emendar a fibra  $F_4a$  no acoplador (2) da Figura 3.11, e a fibra  $F_4b$  na saída do carretel de fibra óptica (4). A montagem 3.11 permite a geração do efeito Brillouin somente no carretel de fibra óptica (4) e, por consequência, na fibra  $F_4b$ .

Com esta montagem é possível produzir o efeito Brillouin na fibra óptica irradiada e comparar a transmissão desta com a fibra irradiada sem o efeito Brillouin. Espera-se que a transmissão aumente com o passar do tempo, devido a desativação, natural ou estimulada, dos centros de cor. A diferença nas curvas está relacionada com a influência do efeito Brillouin na fibra óptica com centros de cor extrínsecos. A presença do acoplador óptico direcional (3) permite monitorar a potência óptica do sinal Brillouin e, portanto, a influência dos centros de cor na potência do sinal Brillouin.

Uma vez que as fibras foram bombardeadas com laser, retira-se as fibras  $F_4a$  e  $F_4b$  do sistema e obtém-se, novamente, o espectro das mesmas. O espectro da fibra  $F_4a$  representa o espectro da fibra sob efeito do laser porém sem a influência do efeito Brillouin. O espectro da fibra  $F_4b$  representa o espectro da fibra óptica sob efeito do laser e sob influência do efeito Brillouin. A comparação entre os espectros ópticos

das fibras  $F_3$ ,  $F_4a$  e  $F_4b$  permitirá identificar os estados que foram desativados pela ação somente do laser, efeito conhecido como optoluminescência induzida (PAGONIS et al., 2011; CANNAS, 1998), e aqueles desativados pela presença do efeito Brillouin.

Uma vez que o espalhamento Raman também está associado com a presença de fônons no meio. Concluída a etapa referente a utilização do espalhamento Brillouin, vérsa como parte da proposta, repetir o experimento com o efeito Raman, explicitamente, presente na fibra óptica.

Desta forma, o resultado final deste projeto seria a verificação, experimental da influência dos processos de espalhamento não linear, Brillouin e Raman, na desativação dos centros de cor extrínsecos, presentes na fibra óptica, e possivelmente um mecanismo híbrido, de desativação e estudo de centros de cor, tanto em fibra óptica quanto em meio onde seja possível esta análise. Por híbrido deve-se entender um mecanismo que utiliza dois processos de espalhamento não linear num mesmo procedimento.

Embora a presente proposta deixe como sugestão realizar o experimento partindo de apenas duas fibras, é também tema de investigação, durante a execução, realizar o experimento partindo de mais de duas fibras ópticas, ou seja, as fibras de amostras podem ser “pedaço” de uma fibra e então, irradiar todas juntas, utilizando, por exemplo, a bomba de cobalto, ver Figura 3.5. Isto pode otimizar o procedimento experimental.

Para monitorar o sinal Brillouin é importante injetar um nível de potência óptica no sistema que gere a configuração espectral onde somente o sinal Brillouin está, efetivamente, presente no retro-espalhamento, Figura 4.4. Neste ponto existe uma característica importante desta proposta. A configuração espectral apresentada no espectro da Figura 4.4 não garante que o co-espalhamento seja composto somente pelo sinal referente ao espalhamento Brillouin, e sim, que o retro-espalhamento é composto, efetivamente, pela banda referente ao espalhamento Brillouin. Porém, este espectro garante que os fônons presentes no retro-espalhamento tenham a frequência do retro-espalhamento Brillouin Stokes, Equações 2.71 e 2.72, ou seja, todo o meio estará sob efeito desta frequência. A análise do espectro da radiação referente ao co-espalhamento poderia informar se existe, ou não, outras frequências influenciando o meio. Não foi encontrado na literatura, durante a escrituração deste trabalho, artigo que verifique a composição espectral do coespalhamento nestes níveis de potência in-

cidente. Dada esta constatação, a esta questão foi proposto outro tema de trabalho futuro, oriundo desta tese, e será tratado mais adiante.

### **5.1.3 Espectroscopia de alta resolução no coespalhamento Brillouin**

Uma vez que o co-espalhamento Brillouin é pouco estudado, está proposta sugere estudar tanto o retro-espalhamento quanto o co-espalhamento Brillouin, utilizando um analisador de espectro óptico de alta resolução. Neste caso, seria possível verificar a relação entre o co-espalhamento Brillouin e o espalhamento Rayleigh. Este tema está pouco explorado na literatura (SHELBY et al., 1985).

A caracterização do espalhamento Brillouin em fibras ópticas com diferentes comprimentos e tipos, utilizando um analisador de espectro de alta resolução. Com isto verificar: comportamento espectral, formação das bandas laterais, saturação do espalhamento Rayleigh e limiar de geração do espalhamento Brillouin e a presença do espalhamento Raman. Neste caso, o trabalho envolveria modelar a região do limiar Brillouin considerando a presença de todas as bandas observadas neste trabalho. A ferramenta teórica seria o formalismo hamiltoniano e a descrição quântica, ao invés das descrições semiclássicas e clássicas. Uma referência recomendada é (BOYD, 2008; SHEN; BLOEMBERGEN, 1964). O resultado é um modelo que inclui todos os efeitos de espalhamento, linear e não linear, em uma fibra óptica e sua utilização como modelo teórico para sensor híbrido distribuído, Brillouin, Rayleigh e Raman.

### **5.1.4 Aplicações do espalhamento Brillouin em áreas afins**

Este trabalho permitiu observar duas propostas para o espalhamento Brillouin como técnica de diagnóstico e não especificamente como sensor, portanto, expandindo as aplicações deste efeito. Vale ressaltar que, assim como as propostas descritas na seção anterior, a primeira é completamente inédita. Haja vista que não foi encontrado, até a escrituração desta tese, qualquer trabalho relacionado com estas propostas. A segunda proposta já é utilizada em ambientes aeronáuticos, porém não foi encontrado, no Brasil, trabalhos relacionados com a referida proposta.

A primeira proposta sugere utilizar o espalhamento Brillouin para inferir a velocidade de corpos sólidos em escoamentos super/hipersônicos. A fibra óptica seria colocada na fuselagem. Um dos desafios da proposta seria o de relacionar o deslocamento Brillouin na fibra óptica decorrente da pressão do fluido na fuselagem do corpo e, portanto, a superfície da fibra óptica com a velocidade do corpo. O espal-

hamento Brillouin seria utilizado como uma técnica de velocimetria em escoamentos super/hipersônicos.

A segunda proposta sugere a utilização do deslocamento Brillouin para caracterizar propriedades mecânicas de meios líquidos e gasosos. Neste caso, é também proposto utilizar o espalhamento Rayleigh, de forma que a combinação Brillouin-Rayleigh poderia fornecer informações sobre velocidade, temperatura, densidade e concentração de espécies em meios com diferentes níveis de pressão. Uma referência para nortear esta proposta é literatura especializada (PANDA; SEASHOLTZ, 2004). Embora este trabalho não referencie a utilização do espalhamento Brillouin, ele é o artigo inspirador desta proposta.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ADVANTEST CORPORATION. **Optical spectrum analyzer-Q8347**. [S.l.]. 70, 80

AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics**. Dresden: Academic Press, 2007. Ed. 4. 3, 7, 13, 50, 52, 53, 56, 57, 58, 59, 61, 62, 87, 89

ALASIA, D.; FERNANDEZ, A. F.; ABRARDI, L.; BRICHARD, B.; THÉVENAZ, L. Brillouin fiber-optic gyro with directional sensitivity. **Meas. Sci. Technol.**, v. 17, p. 4, 2006. 3, 103

ALFEELI, B. **Ionizing radiation resistance of random hole optical fiber for nuclear instrumentation and control applications**. Tese — Virginia Polytechnic Institute and State University, USA, 2009. 35, 37

ARGUELLO, Z. P. **Contribuição para e estudo do espalhamento Brillouin**. 254 p. Tese — Universidade Estadual de Campinas , (UNICAMP-BR), Campinas, 1970. 2, 31, 32, 33, 43

ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. **Solid state physics**. USA: Editora Edgard Blücher, 1976. 4ed, 848 p. 17, 18, 19, 24, 27, 28

AUDI, B. A. **Acoustic field and waves in solids**. USA: John Waley & Sons, Inc., 1973. Second Edtion. 14

BANERJEE, P. P. **Nonlinear optics theory, numerical modeling, and applications**. New York: MARCEL DEKKER, INC., 2004. University of Dayton. 47, 91

BISHAY, A. Radiation induced color centers in multicomponent glasses. **Journal of NonCrystalline Solids**, vol. 3, p. pp. 54–114, 1970. 37

BLOEMBERGEN, N. **Nonlinear optics**. New York: World Scientific, 1996. Fourth edition. 51

BOGGIO, J. M. C.; MARCONI, J.; FRAGNITO, H. L. Experimental and numerical investigation of the sbs threshold increase in an optical fiber by applying strain distributions. **Journal of Lightwave Technology**, v. 13, p. 3808 – 3814, 2005. 3

BOYD, R. **Nonlinear optics**. New York: Elsevier, Academic Press, 2008. 3 ed. 3, 8, 11, 13, 31, 34, 43, 44, 45, 47, 50, 52, 53, 55, 56, 57, 58, 59, 61, 78, 87, 89, 91, 93, 103, 117

BOYD, R.; RZAZEWSKI, K. Noise initiation of stimulated brillouin scattering. **Phy. Rev. A**, v. 42, n. 09, p. 4, 1990. 7

BOYER, C.; MERZBACH, U. **A History of mathematics**. USA: Addison Wesley, 1991. P. 5. 1

BRILLOUIN, L. Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène. **Ann. Phys.** 17, v. 88, p. 5, 1922. 1, 7, 47, 56

BUTCHER, P. N.; COTTER, D. **The elements of nonlinear optics**. New York: Cambridge University Press, 1990. 51

CALLISTER, W. D. **Ciência e engenharia de materiais : uma introdução**. BR: Editora UFMG, 2000. 23

CANNAS, M. **Point defects in amorphous  $SiO_2$ : optical activity in the visible, UV and vacuumUV spectral regions**. Tese — UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PALERMO, Palermo (Itália), 1998. 37, 38, 39, 40, 103, 113, 116

CHEN, L.; BAO, X. Analytical and numerical solutions for steady state stimulated brillouin scattering in a single-mode fiber. **Optics Communications**, v. 152, p. 65-70, 1998. 7, 60, 103

CHIAO, R. Y.; TOWNES, C.; STOICHEFF, B. P. Stimulated brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. **Phys. Rev. Lett.**, v. 12(21), p. 592-595, 1964. 2, 7

CURKOVICT, J. Radiation influence on the surroundings in the case of accidental gaseous releases in nuclear power plant. **Energija**, vol. 32, no. 2, p. pp. 89-101, 1983. 35

DAINESE, P. C. J. **Espalhamento Brillouin em fibras fotônicas**. 266 p. Thesis (PhD) — Univerdade Estadual de Campinas, Campinas, São Paulo - BR., 2006. 2, 47, 56, 57, 60, 62, 78, 87, 89, 90

DEBYE, P. Zur theorie der spezifischen wärmen. **Annalen der Physik**, v. 14, p. 789-839, 1912. 1

\_\_\_\_\_. On the scattering of light by supersonic waves. **Proc. Nat. Acad. Sc.**, v. 18, p. 409–414, 1932. 1

DEMTRÖDER, W. **Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation**. Germany: Springer-Verlag Berlin, Third Edition, 2002. Universität kaiserslautern. 13

ELLIOTT, S. R. **Physics of amorphous materials**. New York: Longman Inc., 1983. 22

ERINGEN, A. C. **Mechanics of continua**. USA: Robert E. Krieger Publishing Company, Inc., 1980. Second Edition. 14

\_\_\_\_\_. **Nonlocal continuum field theories**. USA: NewYork, Inc., 2002. Springer-Verlag. 46

FABELINSKII, I. L. **Molecular scattering of light**. New York: Plenum Press, 1968. Instituto de Radio Proteção e Dosimetria. 31

\_\_\_\_\_. The discovery of combination scattering of light in rússia and índia. **Phys. Usp.**, v. 46, p. 1105–1112, 2003. 1

FELLAY, A. **Extreme temperatura sensing using Brillouin scattering in optical fiber**. 254 p. Thèse — ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, (EPFL) Suisse, Lausanne, 2003. xv, 1, 23, 24, 43, 60, 64

FORET, M.; COURTENS, E.; VACHER, R.; SUCK, J.-B. Scattering investigation of acoustic localization in fused silica. **PHYSICAL REVIEW LETTERS**, V. 77, N. 18, p. 3831–3834, 1996. 25

FOX, M. **Optical properties of solids**. USA: Oxford University Press, 2001. 113

GAVRILOV, V. Absorption spectra of pure quartz fiber light guides irradiated with  $\gamma$ -quanta from a cobalt 60 source. **Instruments and Experimental Techniques**, v. 40 No. 4, p. 457–466, 1997. xvi, 37, 39

GOLDSTEIN, H.; POOLE, C.; SAFKO, J. L. **Classical mechanics**. USA: Addison Wesley, 2000. 3ed, 647 p. 10, 24, 25, 26, 28

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. USA: Printice Hall, 1999. 3ed. 30, 31, 41

GUTZOW, I. **Glass : nature, structure, and properties**. New York: Springer, 1995. 22

HEALEY, P. Statistics of rayleigh backscatter from a single-mode fiber. **IEEE Transactions on Communications**, COM-35, p. 210–214, 1987. 2

HECHT, E. **Optics**. [S.l.]: Addison Wesley, 2002. 4 ed. 1, 31, 62

HORIGUCHI, M. T. T. Ibotda-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using brillouin interaction: theory. **Journal of Light Tecnology.**, v. 07, n. 08, p. 1170, 1989. 7

IPPEN, E.; STOLEN, R. H. Stimulated brillouin scattering in optical fibers. **Phys. Rev. Lett.**, v. 21, p. 11, 1972. 2, 7

JACKSON, J. D. **Classical Eletrodynamics**. USA: IE-WILEY, 1999. 3ed. 30, 31, 41

KAKUTA, T.; SHIKAMA, T.; NARUI, M.; SAGAWA, T. Behavior of optical fibers under heavy irradiation. **Fusion Engineering and Design**, vol. 41 N. 14, p. pp. 201-205, 1998. 37

KITTEL, C. **Introduçãoà física do estado sólido**. New York: Addison-Wesley, 2002. 16, 17, 18, 19, 20, 23, 27, 28

KOBYAKOV, A.; SAUER, M.; CHOWDHURY, D. Stimulated brillouin scattering in optical fibers. **Advances in Optics and Photonics 2**, v. 2, n. 12, p. 1– 59, 2010. 8, 60, 61, 78, 87, 89

KOVALEV, V. I.; HARRISON, R. G. A new nonlinear-wave-equation formalism for stimulated brillioun scattering. **Physics Letters A**, v. 374, p. 2297–2300, 2010. 61

KUHN, W. The production of the color centres, ilustrating quantum mechanical concepts. **Euro Journal Physics.**, v. 1, p. 65–73, 1980. 113

KURASHIMA, T.; HORIGUCHI, T.; TATEDA, M. Distributed-temperature sensing using stimulated brillouin scattering in optical silica fibers. **Opt. Lett.**, v. 15, n. 18, 1990. 7

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **Mechanics**. USA: Pergamon, 1976. 10, 21, 24, 26

- \_\_\_\_\_. **Quantum mechanics**. USA: Pergamon Press, 1977. 26, 27
- LANDSBERG, G.; MANDELSTAM, L. A novel effect of light scattering in crystals. **Die Naturwissenschaften**, v. 16, 1928. 1
- LEMOS, N. A. **Mecânica analítica**. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2007. 2ed, 386 pág. 10, 20, 21, 24, 25, 26, 28
- LUCOVSKY, G.; JOANNOPOULOS, J. D.; POLLARD, W. B. **The physics of hydrogenated amorphous silicon II**. USA: Springer, 1998. 23
- MARC, N.; THÉVENAZ, L.; ROBERT, A. P. A. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. **JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY**, v. 15, n. 10, p. 1842–1851, 1997. 7
- MARION, J. B.; THORNTON, S. T. **Classical dynamics of particles and systems**. USA: Pub. Thonsom/brooks/cole, 2004. 3th editions. 10, 20, 21, 24, 25, 26, 28
- MASTERS, B. R. The discovery of combination scattering of light in rússia and índia. **Opt. Photonics News**, v. 20, n. 3, p. 41–45, 2009. 1
- MIKLOWITZ, J.; A., L. H.; KOITER, W. T. **Elastic waves and waveguide**. USA: John Waley & Sons, Inc., 1978. Second Edtion. 14
- PAGONIS, V.; LAWLESS, J.; CHEN, R.; CHITHAMBO, M. L. Analytical expression for time-resolved optically stimulated luminescence experiments in quartz. **Journal of Luminescence**, v. 131, p. 1827–1835, 2011. 116
- PANDA, J.; SEASHOLTZ, R. G. **Velocity and temperature measurement in supersonic free jets using spectrally resolved rayleigh scattering**. Reno, Nevada - USA, 2004. Technical Report - NASA/TM-2004-212391. Disponível em: <<http://gltrs.grc.nasa.gov>>. 118
- PECORA, R.; BERNE, B. J. **Dynamic light scattering with applications**. New York: Dover Publications, Inc., 1999. 2ed. 30
- PERON, X.; OUERDANE, Y.; GIRARD, S.; BRICHARD, B.; DELEPINE-LESOILLE, S.; BERTRAND, J.; SIKALI, M. Y.; BOUKENTER, A. Uv irradiation influence on stimulated brillouin scattering in photosensitive optical fibres. **Electronics Letters**, v. 47, p. 132–133, 2011. 3, 78, 87, 89, 103

- RAMAN, C. V.; KRISHNAN, K. S. A new class of spectra due to secondary radiation. part i. **Indian Journal of Physics**, v. 3, 1928. 1
- RAYBURN, D.; THOMAS, B. **Study of radiation hardness of optical fiber**. 57 p. Tese — Faculty of Texas Tech University, USA, 2004. 113
- ROSSETO, J. F. **Sensores Distribuídos utilizando efeitos não lineares em fibra óptica para aplicação em estruturas inteligentes**. 206 p. Thesis (PhD) — Univerdade Estadual de Campinas, Campinas, São Paulo - BR., 2004. 2, 69, 80, 89
- RUIZ, F.; MARTINEZ, J.; GONZALEZ-HERNANDEZ, J. A simple model to analyze vibrationally decoupled modes on sio2. **Journal of Molecular Structure**, v. 64,1, p. 243–250, 2002. 25
- SANDHU, A. K.; SINGH, S.; PANDEY, O. P. Gamma ray induced modifications of quaternary silicate glasses. **Journal of Physics D: Applied Physics**, vol. 41, no. 16, 2008. 36, 37
- SHELBY, R. M.; LEVENSON, M. D.; BAYER, P. W. Resolved forward brillouin scattering in optical fibers. **Phys. Rev. Lett.**, v. 54, p. 939–942, 1985. 117
- SHEN, Y. R.; BLOEMBERGEN, N. Theory of stimulated brillouin and raman scattering. **PHYSICAL REVIEW**, v. 137, p. 1787–1805, 1964. 7, 117
- SHIBATA Y. AZUMA, T. H. N.; TATEDA, M. Identification of longitudinal acoustic modes guided in the core region of a single-mode optical fiber by brillouin gain spectra measurements. **Opt. Lett.**, v. 13, p. 595–597, 1988. 7
- SHULZ, P. A. **Propriedade vibracionais de semicondutores amorfos**. 67 p. Dissertação (Mestre em Ciências) — Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Campinas, 1985. 22, 23
- SMEKAL, A. Zur quantentheorie der dispersion. **Die Naturwissenschaften**, v. 43, 1923. 1
- SÓLYOM, J. **Fundamentals of the physics of solids : structure and dynamics**. GERMANY: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. Vol.1, 698 p. 16, 17, 18, 19, 20, 21, 23, 24, 26, 27, 28

SPOREA, D.; SIMONPIETRO, A.; MARIO, G. Irradiation effects in optical fibers. **Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics**, v. 40 No. 4, p. 674, 2010. 37

TANAKA, Y.; YAMASAKI, S.; HOTATE, K. Brillouin fiber-optic gyro with directional sensitivity. **Photonics Technology Letters, IEEE**, v. 8, p. 1367–1369, 1996. 7

TAUC, J. **Physics of structurally disordered solids**. USA: Springer-Hardcover, 1976. 1st Ed. by Shashanka Shekhar Mitra. 23

TAUHATA, L.; SALATI, A. P. I.; PRINZIO R. DI PRINZIO, A. D. **Radio Proteção e dosimetria: fundamentos físicos**. Rio de Janeiro: Comissão Nacional de Energia Nuclear., 2003. Instituto de radio proteção e dosimetria. 29

THÉVENAZ, L. Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers: state of the art and perspectives. **Front. Optoelectron. China**, n. 3, p. 13–21, 2010. 7, 8, 109, 112, 113

TOMARAS, B.; SCHIMID, B.; SCHIRMACHER, W. Replica field theory for anharmonic sound attenuation in glasses. **Journal of Non-Crystalline Solids**, doi:10.1016/j.jnoncrysol.2010.05.084, p. 1–5, 2010. 25

WATTS, R. K. **Point defects in crystals**. New York: J. Wiley & Sons., 1997. 38, 40, 103

ZARINETCHI, F.; SMITH, S. P.; EZEKIEL, S. Stimulated brillouin fiber-optic laser gyroscope. **Optics Letters**, v. 4, p. 229–231, 1991. 7

ZETTILI, N. **Quantum mechanics**. Jacksonville States University USA: John Wiley Sons Ltd, 2009. 2ed. 690 p. 26, 27



## Anexo - Trabalhos Publicados

- I WSOF - First Workshop on Specialty Optical Fiber. Pôster: “**Spontaneous Raman Scattering in Optical Fiber: Experimental Measurement**”. São Pedro, Agosto/2008;
- VIII WAI/IEAv/CTA - Workshop de Atividades do IEAv. Pôster: “**Espalhamento Brillouin e Crosstalk em Sensor Distribuído Intrínseco a fibra óptica.**”. São José dos Campos, Junho/2008.
- VI Workshop em Física Molecular e Espectroscopia: “**Condição de Bragg em fibra óptica**”. São José dos Campos, Agosto/2008.
- XXXII Encontro Nacional de Físicas da Matéria: “**Crosstalk among Pump, Brillouin and Rayleigh scattering in a Single-mode optical fiber**”. Águas de Lindóia, Maio/2009.
- Advanced Photonics: OSA Optics & Photonics Congress: “**Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering in Single mode Optical Fiber**”. Karlsruhe, Junho/2010.
- Workshop Fotonicom/CePOF, 2010. Participação no evento. Atibaia, Novembro/2010.
- XXXIII Brazilian Meeting on Condensed Matter Physics: “**Experimental Characterization of Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering in Single-mode optical fiber**”. Águas de Lindóia, Maio/2010.
- I WETE - Workshop em engenharia de tecnologias espaciais: “**Espalhamento Brillouin em fibra óptica**”. São José dos Campos/2010. .

